



Universidade Federal Paraiba  
Centro de Ciências Exatas de da Natureza  
Departamento de Física

## Análise da Abundância e Detecção Direta num Modelo de Matéria Escura.

Antonio Carlos Oliveira Santos

João Pessoa

Abril de 2014

Antonio Carlos Oliveira Santos

# Análise da Abundância e Detecção Direta num Modelo de Matéria Escura

Orientador: Paulo Sérgio R. Silva

Dissertação apresentada ao Curso de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal da Paraíba, como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre em Física.

João Pessoa

Abril de 2014

S237a Santos, Antonio Carlos Oliveira.  
Análise da abundância e detecção direta num modelo de  
matéria escura / Antonio Carlos Oliveira Santos.- João Pessoa,  
2014.  
90f. : il.  
Orientador: Paulo Sérgio R. Silva  
Dissertação (Mestrado) - UFPB/CCEN  
1. Física. 2. Matéria escura. 3. Física de partículas.  
4. Detecção direta. 5. Extensão de Gauge.

UFPB/BC

CDU: 53(043)



Universidade Federal da Paraíba  
Centro de Ciências Exatas e da Natureza  
Programa de Pós-Graduação *Stricto Sensu* em Física

DECLARAÇÃO DE TITULAÇÃO  
Mestrado

A Comissão Examinadora que abaixo assina este documento, reunida no dia 25 de abril de 2014, na Sala de Reuniões do Departamento de Física do Centro de Ciências Exatas e da Natureza da Universidade Federal da Paraíba, **APROVA Antônio Carlos Oliveira Santos** na defesa de sua dissertação intitulada “*Análise da abundância e detecção direta num modelo de matéria escura*”.

João Pessoa, 25 de abril de 2014

Orientador:

Prof. Dr. Paulo Sérgio Rodrigues da Silva  
(UFPB)

1º Examinador:

Prof. Dr. Albert Petrov  
(UFPB)

2º Examinador:

Prof. Dr. Alexandre Alves  
(UNIFESP)

À  
minha querida família,  
meu pai, minha mãe, e a minha  
irmãzinha(BUIATCHAKA!).

## Agradecimentos

- Como bem disse Voltaire: Se Deus não existisse, teria sido preciso inventá-lo. Muito devo a Deus pela inspiração, paciência, saúde e boas oportunidades. Agradeço aos meus pais, Antonio e Maggy, e a minha irmãzinha pelo apoio, exemplo de vida.
- Ao professor Prof. Paulo Sérgio R. Silva pela orientação.
- Igualmente ao Farinaldo Queiroz pela orientação e paciência.
- Também ao professor Carlos Pires pelo suporte neste trabalho.
- Aos meus professores que serviram de exemplo na formação acadêmica.
- Novamente aos grandes antigos amigos que conquistei na graduação: Itallo (lolo), Renata (vida boa), Tiago(beiçola) e João(Bosquinho) e aos novos da Pós-Graduação.
- Ao Departamento de Física por proporcionar um ensino de qualidade e infraestrutura.
- Ao CNPQ pelo suporte financeiro.
- E finalmente, aos amigos que não estão aqui.

# Resumo

Nesta dissertação consideramos uma extensão abeliana mínima local, de carga  $B - 3L_e$ , livre de anomalias, onde foi introduzido um férmion de Majorana de mão direita juntamente com um novo bóson escalar, responsável pela quebra espontânea da simetria local, e um escalar carregado conectando a família de léptons ao férmion de Majorana. Este modelo tem por objetivo fornecer uma teoria de baixas energias para a matéria escura atribuída a um férmion de Majorana. Logo, baseado em alguns experimentos (em particular aqueles cujo principal objetivo é a detecção direta de uma possível nova partícula atribuída à esta matéria), iremos vincular os parâmetros de nosso modelo a fim de verificar sua aplicabilidade neste cenário. Para isto, utilizaremos o programa computacional `micrOMEGAs` (que utiliza o `CalcHEP`) a fim de calcular alguns observáveis do modelo, tais como a abundância e seção transversal de choque do espalhamento elástico entre a matéria escura e o nucleon e, em seguida, comparamos aos dados experimentais do Planck (abundância) e LUX (seção de choque). Resultados preliminares apontam para a validade do modelo diante das restrições impostas pelas observações, possibilitando a perspectiva de aplicação desta extensão em outros contextos, como os da detecção indireta da matéria escura.

Palavras-chaves: Matéria Escura, Física de Partículas, Detecção Direta, Extensão de Gauge  $B - 3L_e$ .

# Abstract

In this work we consider a minimal local abelian gauge group extension with charge  $B - 3L_e$  anomaly-free. We add a right-handed singlet Majorana fermion plus a neutral and charged scalars, responsible for spontaneous symmetry breaking and a charged singlet scalar to provide a connection between the electron and the Majorana fermion. The aim of this model is provide a low energy theory to Dark matter as a Majorana fermion. There are several evidences of a new kind of a non-baryonic matter but its nature and properties are not well established. So, based in some experiments (in particular those that main focus is the direct detection), we are going to constraint some parameters of the model to test its feasibility in this context. We have used a computational program called `micrOMEGAs` (based on CalcHEP) to compute the abundance and scattering cross section between dark matter and nucleon and compare with the experimental constraints arising from Planck (abundance) and LUX (scattering cross section). We show that the results support the restrictions imposed by the observations providing future perspectives for this extension, like indirect detection of dark matter.

Keywords: Dark Matter, Particle physics, Direct detection of Dark Matter,  $B - 3L_e$  Gauge extension.

# Sumário

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>1</b>
1.1	Matéria Escura . . . . .	1
1.1.1	Evidências Gravitacionais . . . . .	1
1.1.2	Natureza da Matéria Escura . . . . .	8
1.1.3	Produção Térmica da WIMP . . . . .	15
<b>2</b>	<b>Detecção Direta de Matéria Escura</b>	<b>22</b>
2.1	Busca pela Matéria Escura . . . . .	22
2.2	Detecção Indireta . . . . .	22
2.3	Detecção em Colisores . . . . .	23
2.4	Detecção Direta . . . . .	24
2.4.1	DAMA . . . . .	25
2.4.2	CoGeNT . . . . .	27
2.4.3	CDMS . . . . .	28
2.4.4	Xenon . . . . .	32
2.4.5	LUX . . . . .	36
2.4.6	Análise de dados: alguns fatores fundamentais . . . . .	38
<b>3</b>	<b>Modelo <math>U(1)_X</math> de carga <math>X = B - 3L_e</math></b>	<b>42</b>

3.1	Modelo mínimo do férmion de Majorana . . . . .	42
3.2	Cargas . . . . .	43
3.3	Setor escalar . . . . .	44
3.3.1	Cálculos para o escalar carregado . . . . .	47
3.3.2	Derivada do campo $\phi$ . . . . .	47
3.3.3	Derivada do novo escalar neutro . . . . .	49
3.3.4	Interações entre o férmion de Majorana e os escalares. . . . .	50
3.4	Setor Fermiônico . . . . .	51
<b>4</b>	<b>Resultados</b>	<b>55</b>
4.1	Abundância relíquia . . . . .	55
4.2	Deteccão direta . . . . .	56
<b>5</b>	<b>Conclusões</b>	<b>62</b>
<b>A</b>	<b>Medição da velocidade de Galáxias por meio do desvio da luz para o vermelho.</b>	<b>70</b>
<b>B</b>	<b>Aproximação para os auto-estados de massa.</b>	<b>73</b>
<b>C</b>	<b>Vértices dos escalares</b>	<b>74</b>
C.0.1	Vértices dos escalares neutros . . . . .	75
C.0.2	Vértices do escalar carregado . . . . .	77
<b>D</b>	<b>Canais de aniquilação da materia escura.</b>	<b>78</b>

# Glossário

**NGC** Novo Catálogo Geral ou, em inglês, New General Catalog. Catálogo com mais de 8000 astros, dentre eles galáxias e nebulosas. Iniciado em 1880. [4](#)

**halo** O Halo, é a região esférica com centro comum ao da galáxia, que se estende muito além do conteúdo visível. Esta aureóla, como também é conhecida, contém a maior parte da massa pertencente ao conjunto halo mais galáxia. Acredita-se que esta contenha grande quantidade de matéria escura <sup>1</sup>. [7](#), [8](#)

**luminosidade** Em astronomia, luminosidade é a quantidade de energia que um corpo irradia em uma unidade de tempo [[1](#)]. [1](#), [4](#)

**matéria bariônica** A matéria bariônica na astronomia refere-se à toda matéria luminosa, planetas, estrelas incluindo suas subestruturas, átomos, quarks, léptons, de uma forma menos específica que na física de partículas onde léptons são diferentes de bárions [[1](#)]. [8](#)

**pc** Parsec é uma unidade de comprimento definida como a distância entre a Terra e a Lua ( $1pc = 3,086 \times 10^{16}m$ ). [4](#)

**redshift** Este é o efeito Doppler aplicado à luz. Átomos emitem fótons em frequências bem específicas. Ao detectar um fóton emitido por um destes átomos se distanciando do detector a frequência medida diminui. Como a luz vermelha é uma das mais fracas do espectro visível diz-se então que a radiação emitida pela fonte foi desviada para o vermelho. [2](#)

---

<sup>1</sup>Os termos contidos neste glossário estão presentes ao longo deste trabalho (páginas indicadas pelos números em vermelho) grifados em vermelho.

# Capítulo 1

## Introdução

Neste capítulo, serão apontadas algumas das principais evidências sobre Matéria Escura (ME). Veremos que elas surgem predominantemente de observações gravitacionais, ou seja, de grandes estruturas, que indicam a necessidade de uma reformulação da teoria gravitacional padrão ou de uma nova forma de matéria, sendo esta última, a ideia chave desta dissertação.

### 1.1 Matéria Escura

#### 1.1.1 Evidências Gravitacionais

Inicialmente, a maior parte das informações que tínhamos sobre corpos celestes era baseada em fótons e ainda, de forma mais ingênua, através da luz visível. Mesmo assim após uma reanálise do movimento das oscilações de estrelas próximas ao plano galáctico, inicialmente feita pelo astrônomo alemão Kapteyn (1922) [2], Jeans em 1922 [3] reportou um dos primeiros indícios de uma possível ME. Confrontando os resultados de obtenção da massa estelar por meio da dinâmica e pela *luminosidade* observada ele verificou a existência de uma massa duas vezes maior que a da estrela visível, chamando-as de estrelas escuras (“Dark stars”, pág. 32). Uma análise mais detalhada realizada por Edwin P. Hubble em 1926 [4], contando com a observação de quatrocentas galáxias (e nebulosas), sendo estudadas características como, *luminosidade*, diâmetro, distribuição, densidade e massa, também assinalaram para a existência de uma massa além do conteúdo dos astros visíveis.

Em seguida Fritz Zwicky (1933) aferiu a velocidade radial de sete galáxias do Aglomerado de Coma [5]. Zwicky verificou que a velocidade de rotação destas galáxias individualmente estavam bastante acima da média de rotação do aglomerado. Para se obter a estabilidade presente nas órbitas era necessária uma grande quantidade de matéria que não se conseguia observar. Um fato interessante é o de que estas observações não eram tão sofisticadas,

não contavam com muitos dados estatísticos e existiam incertezas no raio do Aglomerado. Note que isso é importante pois os cálculos precisam considerar quais galáxias pertencem ou não ao Aglomerado. Não saber com precisão o raio leva a inclusão, ou não, de galáxias no grupo, o que influenciará diretamente na massa aferida. Mesmo assim, o excesso de massa encontrado está de acordo com outros resultados encontrados para outros Aglomerados como nas medidas de Smith 1936 [6], ao estudar galáxias do Aglomerado de Virgo, o que foi confirmada por Zwicky em 1937 [7].

Utilizando técnicas baseadas no desvio da luz para o vermelho (*redshift*, Anexo A) Kahn e Woltjer (1959) [8] conseguiram medir a massa do sistema de galáxias, Via Láctea e Andrômeda, constatando um valor de  $M \geq 1,8 \times 10^{12} M_{\odot}$ <sup>1</sup>. Porém, os valores medidos com os métodos usuais<sup>2</sup> eram da ordem de  $2,0 \times 10^{11} M_{\odot}$ . Este foi o primeiro resultado que apontava uma massa adicional no Grupo local de galáxias (conjunto de 35 galáxias, incluindo a de Andrômeda e a nossa, com um diâmetro aproximado de 10 milhões de anos luz). Einasto e Lyndenn-Bell (1982), também fizeram cálculos sobre a massa do Grupo Local, utilizando os dados mais recentes da época, encontrando o valor total de  $(4,5 \pm 0,5) \times 10^{12} M_{\odot}$ .

Ainda sobre a velocidade de rotação das galáxias podemos utilizar as Leis de Newton para uma partícula de prova descrevendo uma órbita circular imersa em uma distribuição de massa com raio total  $R$ . Dentro da região de matéria, aplicando as leis de Newton,

$$g = \frac{GM(r)}{r^2} = \frac{v_c^2}{r} \therefore v_c = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}} = \begin{cases} \sqrt{\frac{GM}{r}}, & r > R \\ \sqrt{\frac{4G\pi\rho}{3}r}, & r < R \therefore M(r) = \frac{4\pi\rho}{3}r^3, \end{cases} \quad (1.1)$$

esperamos que a velocidade cresça linearmente com a distância medida,  $r$ , a partir do centro da galáxia e ao sair da região de massa sua velocidade caia proporcionalmente a raiz do inverso da distância, o que observamos na curva A da figura 1.1, sendo  $g$  a aceleração da gravidade devido a densidade de massa  $\rho$ .

---

<sup>1</sup> $M_{\odot}$  se trata da massa do Sol ( $10^{30}kg$ )

<sup>2</sup>Entenda método usual como aferição da massa apenas dos objetos luminosos.

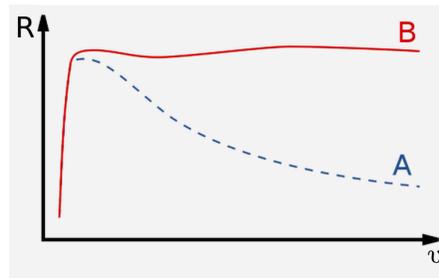


Figura 1.1: Curva da velocidade de rotação de galáxias (ordenada),  $v$ , em função da distância do eixo de rotação (abscissa),  $r$ , do aglomerado, sem Matéria Escura, curva A, que obedece eq. (1.1) decaindo com  $\sqrt{1/r}$ . Incluindo ME (curva B), a velocidade dos corpos, além do centro luminoso onde se concentra a matéria visível, não diminui, segue de forma aproximadamente constante.

Porém, Babcock (1939) [9] reportou que algumas regiões da galáxia, de Andrômeda (M31) possuíam velocidades de rotação muito acima do predito. Já na década de 70, Rubin e Ford [10] também obtiveram curvas de velocidade bastante diferentes do esperado pelas leis de Newton, aplicada apenas aos corpos visíveis (figura 1.2).

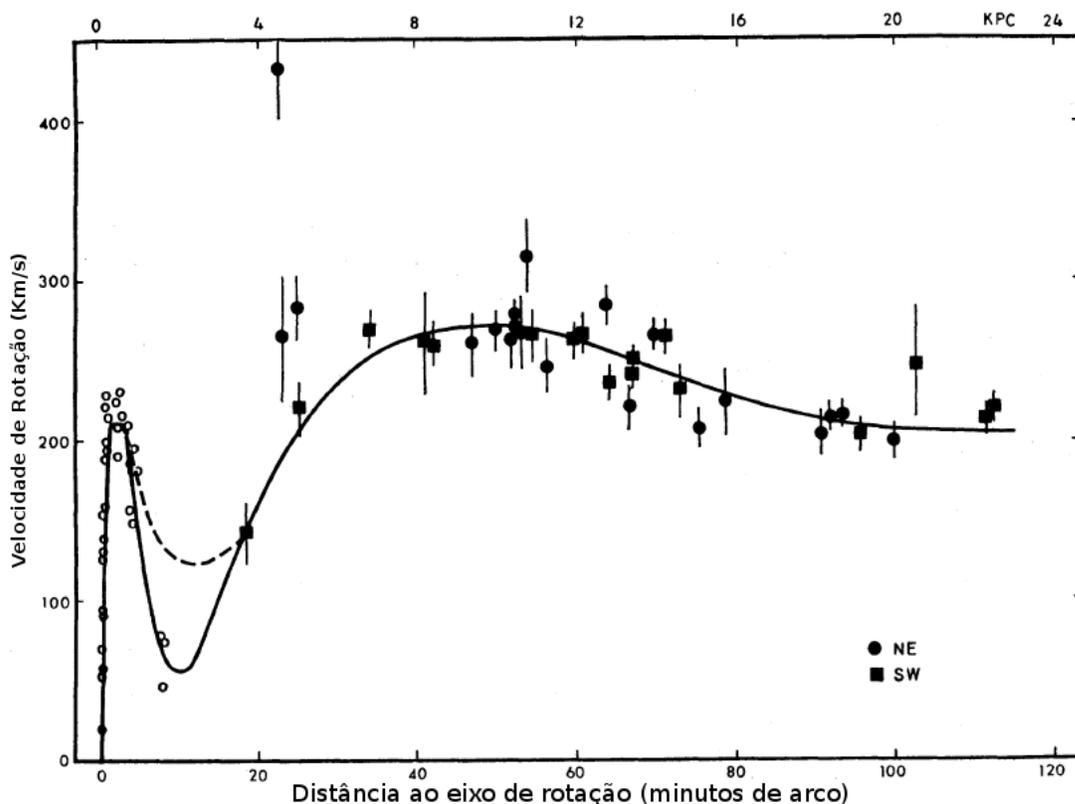


Figura 1.2: Velocidade de rotação da galáxia para grandes distancias, Rubin e Ford [10].

Em seguida, Roberts e Rots (1973) [11] obtiveram as curvas de rotação da M31 em distâncias acima de  $30\text{kpc}$  por meio de ondas de rádio, figura 1.3. Note que ela é muito semelhante à curva B da figura 1.1,

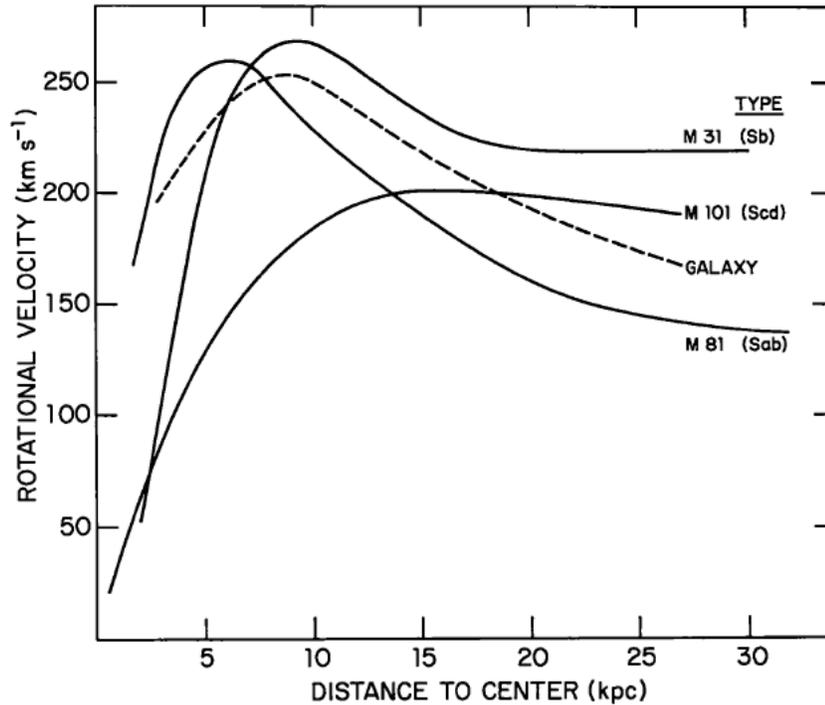


Figura 1.3: Velocidade de rotação da galáxia (Roberts e Rots (1973) [11] em função da distâncias em relação ao seu centro de rotação.

Fazendo uso destas técnicas de obtenção da massa total de galáxias, se pode medir a razão entre massa e *luminosidade*. Se a massa dos corpos for atribuída somente aos objetos visíveis, espera-se que a massa diminua ao passo em que a luminosidade também decresça, ou seja, que a matéria siga a mesma distribuição da luz. Entretanto, para a galáxia M31, por exemplo, isto não ocorre, chegando a valores de  $M/L = 200$ , sendo  $M$  a massa do astro e  $L$  sua luminosidade. Este resultado fica bastante evidente nos gráficos de van Albada e Sancisi (1986) [12], na figura 1.4, onde temos as velocidades de rotação das galáxias *NGC* 2403 e *NGC* 3198 muito acima da estável suportada pela matéria visível contida, equivalendo a velocidade de escape. Podemos ver que, se a única contribuição de matéria fosse a visível, a velocidade de rotação deveria seguir o perfil da curva contínua, decaindo como na eq. (1.1), para  $r > R$ , mas o observado sugere, novamente, que além do conteúdo visível temos um conteúdo extra de matéria não luminosa.

Por outro lado, utilizando técnicas de obtenção de massa por meio das oscilações verticais

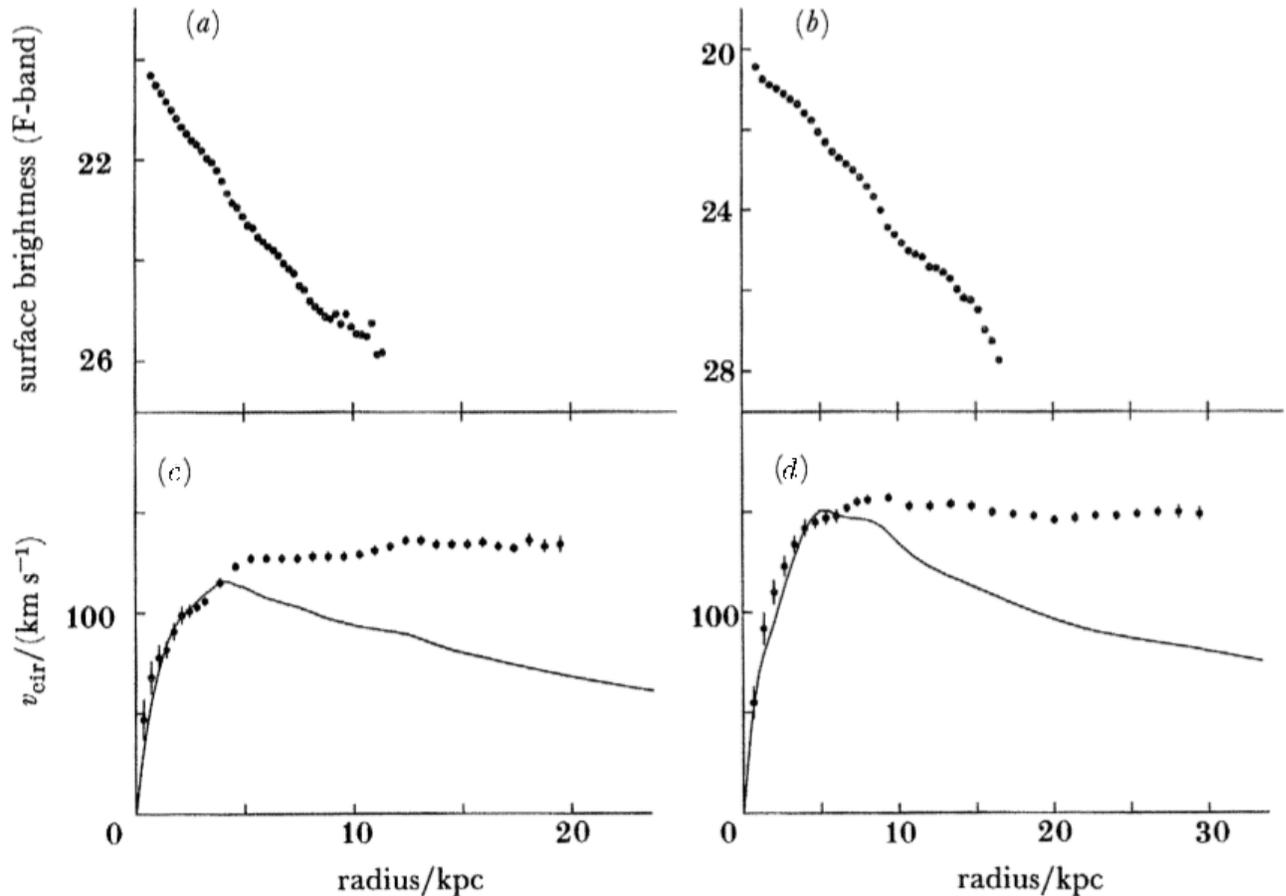


Figura 1.4: Velocidade de rotação de galáxias [12]. Nos gráficos a e b temos os valores da luminosidade em função da distância do centro de suas galáxias, NGC 2403 (lado esquerdo) e NGC 3198 (lado direito). A luminosidade indica a região onde temos a matéria visível. Em c e d, observa-se as curvas da velocidade de órbita em torno do centro do aglomerado em função da distancia do eixo de rotação.

de estrelas próximas ao plano galáctico os pesquisadores Kuijken e Gilmore (1989) [13] e Gilmore *et al.* (1989) [14] procuraram por quantidades de Matéria Escura no disco galáctico e concluíram que menos de 15% de seu conteúdo era composto por esta.

No caso das grandes estruturas, aglomerados de galáxias, uma grande quantidade de ME é observada. Em particular existem duas técnicas, para aferir massa, que juntas fornecem um interessante indício da existência de ME. A primeira medida considera conteúdo gasoso (quente e ionizado) como a maior parte de matéria do aglomerado. Em geral, este conteúdo corresponde a uma ordem de grandeza acima das demais componentes. Portanto, a medição da quantidade de gás do aglomerado fornece uma boa estimativa do conteúdo total

de matéria. A determinação do gás do aglomerado pode ser feita através do espectro de raios-X emitido pelo gás e pelo efeito *Sunyaev-Zeldovich* que se trata da interação de fótons da Radiação Cósmica de Fundo (Cosmic Microwave Background Radiation, CMBR), falaremos desta mais adiante, com os elétrons energéticos do gás adquirindo energia pelo efeito inverso Compton, elétrons de alta energia fornecendo energia para fótons. Deste modo, comparando o espectro do CMBR com e sem o efeito, calcula-se a massa total de gás.

Outro efeito utilizado para aferição de massa se trata do fascinante fenômeno das lentes gravitacionais, cuja teoria foi criada por Einstein e pela primeira vez observada em 1919, em um eclipse solar. Neste fenômeno, a trajetória do fóton é afetada devido a curvatura do espaço tempo gerada por um campo gravitacional, fig. (1.5). Este efeito é geralmente classificado em: lentes gravitacionais fortes (quando o astro que curva os raios de luz se trata de um objeto, ou objetos, extremamente massivo, como aglomerados de galáxias, por exemplo, que possui a característica de gerar imagens múltiplas e distorcidas, em forma de arcos), lentes gravitacionais fracas (caso o objeto responsável pela lente seja menos massivo, gerando imagens da fonte luminosa menos distorcidas) e microlentes (que pode ser causada por pequenas estrelas, não gerando imagens múltiplas. A fonte de luz tem seu brilho amplificado, portanto, este tipo de lente é bastante utilizada na procura de planetas, estrelas anãs, e outros astros que apresentam baixa luminosidade).

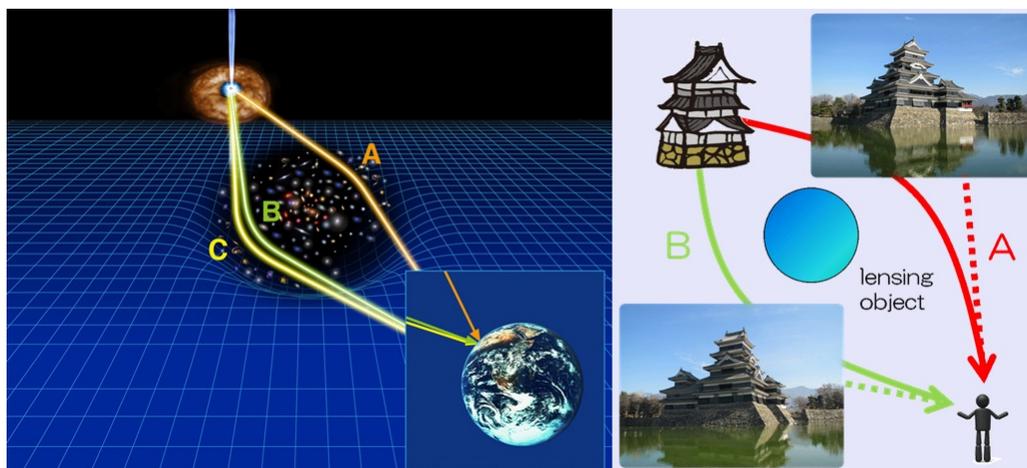


Figura 1.5: Ilustração do efeito gravitacional sobre a luz, lente gravitacional.

Através das lentes gravitacionais é possível estimar a massa de um objeto astrofísico de forma independente de sua dinâmica, ou luminosidade [15]. Portanto, medindo a massa do aglomerado de galáxias utilizando as informações de raios-X e comparando, com às aferidas através de lentes gravitacionais, percebe-se que na região onde concentra-se o gás, ou seja, a

matéria bariônica, não é o local em que se concentra a maior quantidade de massa segundo a medida por lente gravitacional, conforme podemos ver na fig. (1.6). Novamente temos evidências que indicam ME.

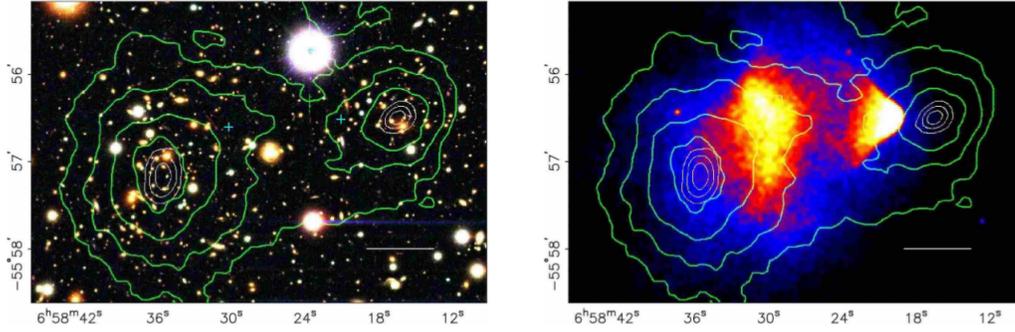


Figura 1.6: Acima temos a colisão entre galáxias no aglomerado da bala [16]. As curvas de nível, em verde, ilustram a localização da região que concentra mais massa. Os tons em vermelho, culminando em amarelo (ilustração da intensidade do espectro de raios-X), representam a região com maior concentração de gás, matéria bariônica.

Além da medida da quantidade de ME, cientistas também estão pesquisando funções que melhor descrevam sua distribuição de densidade. Utilizando simulações de N-corpos baseados em modelos de ME pesada <sup>3</sup> (onde a Matéria Escura não colide, sendo tratada como transparente por outras forças, contribuindo apenas gravitacionalmente) Navarro *et al.* (1997) chegou a seguinte distribuição para a ME em nossa galáxia

$$\rho(r) = \frac{\rho_i}{(r/r_s)(1+r/r_s)^2}, \quad (1.2)$$

sendo  $r$  a distância em relação ao centro do *halo*,  $r_s$  o semi-eixo maior da auréola galáctica elipsoide e  $\rho_i$  a densidade do Halo no momento de seu colapso. Porém, esta distribuição diverge no centro do halo. Estudos posteriores realizados por Navarro *et al.* (2010) [17] chegaram a conclusão que o perfil de densidade que representa melhor a distribuição dos halos é dado por [17]

$$\rho(r) = \rho(0) \exp \left[ - (r/r_0)^{1/N} \right], \quad (1.3)$$

sendo que  $r$  expressa a distância em relação ao centro do halo,  $r_0$  o raio efetivo do conjunto de astros,  $\rho(0)$  é a densidade na posição  $r_0$ , raio medido a partir do centro do halo que contém metade de sua massa e  $N$  se trata de um parâmetro de ajuste (altera a curvatura do

<sup>3</sup>Valores para massa da ordem, ou maiores, de GeV.

perfil), esta eq. também é conhecida como perfil de Einasto. Porém, outras análises feitas por Humphrey e Boute (2010) [18], utilizando dados do Observatório de Raios-X Chandra de 7 grupos de galáxias e 10 aglomerados, chegando ao resultado de que ambos os perfis, equações (1.2) e (1.3), representam bem a distribuição de densidade da ME.

### 1.1.2 Natureza da Matéria Escura

Como vimos anteriormente, existem diversas evidências de ME provenientes de observações gravitacionais. Nesta seção, iremos abordar um pouco mais sobre a sua natureza, baseando-nos em dados principalmente cosmológicos.

A primeira ideia, a mais natural, aponta para uma ME composta por *matéria bariônica* de baixa luminosidade, dentre elas, estrelas de baixa massa como anãs brancas e marrons que são praticamente invisíveis aos detectores terrestres na maior parte do tempo. Estes astros fazem parte do grupo de corpos denominados MACHOS (Massive Compact Halo Objects, Objetos Massivos no Halo da Galáxia) [19], que aparentemente compõem o conteúdo “escuro” do plano galáctico uma vez que são previstos pela teoria da formação de galáxias. Por outro lado medidas da evolução de galáxias e grandes estruturas não favorecem a Matéria Escura bariônica.

Por volta da década de 70, novos aparatos tecnológicos permitiram medições muito mais apuradas baseadas em análises do desvio da luz para o vermelho de galáxias que eram praticamente invisíveis para os astrônomos. Este desenvolvimento possibilitou um sofisticado mapeamento do céu, [20, 21] como podemos ver na figura 1.7. Neste resultado podemos observar que grupos e aglomerados de galáxias se organizam em estruturas aproximadamente unidimensionais, filamentosas, com lacunas entre elas. Com esta informação, modelos da formação de estruturas puderam ser avaliados levando a ideia de que a formação de estruturas começou bem mais cedo do que se esperava.

Do ponto de vista da física de partículas, o primeiro candidato à ME não bariônica foi o neutrino (em torno de 1976 [22, 23]), porém, devido ao vínculo da formação de estruturas, este foi descartado. Devido a sua baixa massa, os neutrinos permaneceram se deslocando em velocidades relativísticas durante toda época da formação de estruturas, um choque com uma partícula tão veloz causaria a destruição das estruturas, ou seja, os neutrinos, como

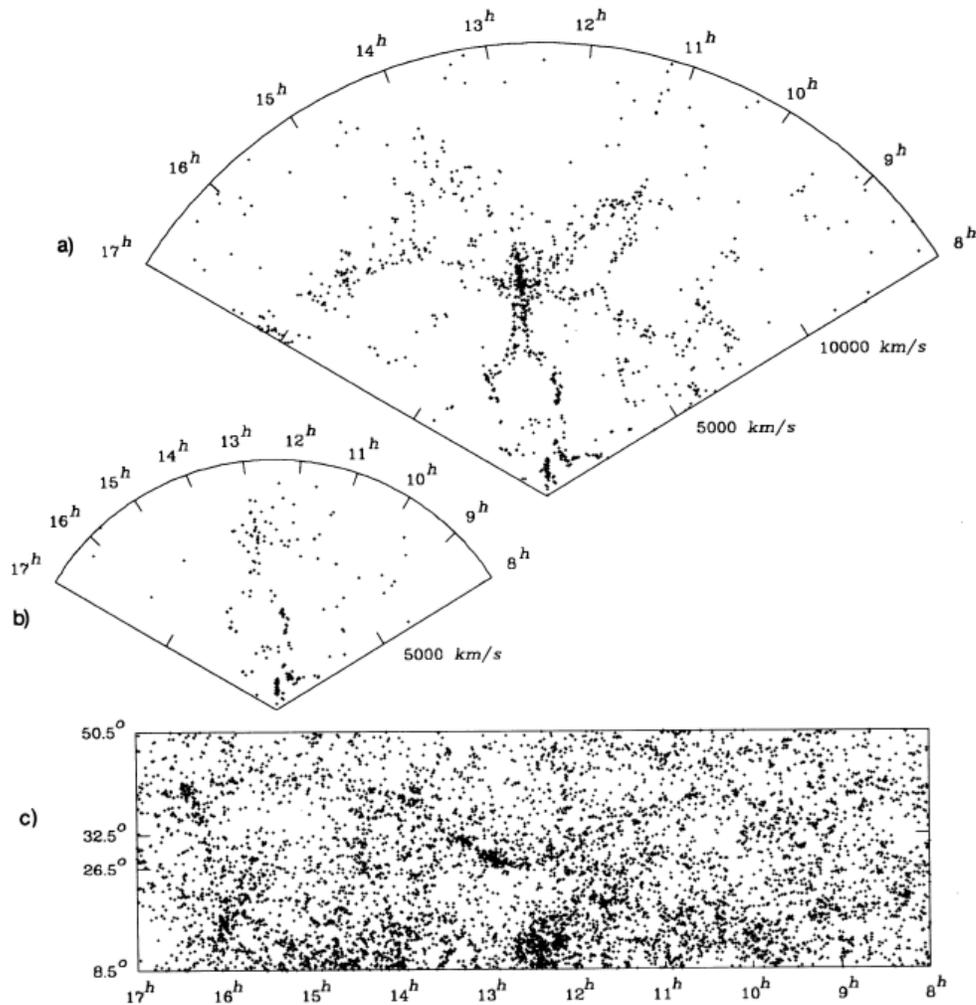


Figura 1.7: Vaucouleurs *et al.* 1976 [20]. Distribuição de galáxias em função do desvio da luz para o vermelho, anexo A, e o ângulo. Note que, apesar de ideia de isotropia, existem regiões de maior aglutinamento de galáxias e outras quase vazias. A fig. (b) é semelhante a fig. (a), porém considerando menor distância e brilho. Na fig. (c) temos uma projeção dos objetos no céu.

a ME, privilegiariam o cenário inverso ao do chamado “hierárquico” (onde, inicialmente, são formadas pequenas estruturas para, em seguida, se aglutinarem originando as maiores). Uma vez formados os grandes astros, os neutrinos agiriam, através da colisão, dando origem às pequenas estruturas, semelhante a um efeito erosivo, porém este cenário é bastante desfavorecido. Também, devido à sua velocidade, os neutrinos não conseguiram se aglutinar para formar grandes halos de matéria como os que são estimados. Outro ponto que exclui estas partículas é o que relaciona sua massa à estabilidade de sua órbita no *halo* de ME. Pode-se, por meio dos dados sobre a velocidade de rotação, comparar a massa necessária de ME para

descrever uma órbita estável, que no caso dos neutrinos chega a valores de 400eV ( [22], cap.18), o que está bastante distante de qualquer incerteza sobre a massa dos neutrinos.

Portanto, devido às controvérsias a respeito dos neutrinos como candidato à ME, novas ideias foram propostas, porém, o que a maioria das sugestões tinham em comum seria a característica de ser uma Matéria Escura fria (CDM - Cold Dark Matter)<sup>4</sup>. Ao contrário dos neutrinos, as partículas do modelo CDM deixam de ser relativísticas antes do período de formação de estruturas. Com sua baixa velocidade estas serão mais sensíveis às perturbações no universo primordial iniciando o processo de formação de estruturas no tempo previsto pela teoria.

Retornando ao tópico sobre a quantidade de matéria, inicialmente, utilizando dados da dinâmica de galáxias [24–28], o conteúdo de matéria era estimado entre 0,2 e 0,7 do valor crítico da quantidade total de energia do universo, o que leva a ideia de um universo aberto ou de realmente existir alguma quantidade de energia além do observado [1]. Este termo extra foi posto na equação de estado do universo, por meio da Constante de Einstein (ou, constante cosmológica,  $\Lambda$  [22]), que foi introduzida por Einstein para contrapor o termo de atração, levando a uma equação que descreve um universo estático. Devido à carência de dados observacionais, o valor para  $\Lambda$  se tratava de um ajuste teórico. Entretanto com o desenvolvimento da tecnologia e dos métodos para obtenção dos parâmetros cosmológicos este problema foi contornado. Dentre eles, dois experimentos trouxeram grande revolução: um se baseia nas medidas das flutuações da CMBR [22, 29–31] e o outro nas observações de supernovas distantes [22, 29, 32, 33]. Estudos da CMBR privilegiam modelos que propõem o universo primordial quente e com alto grau de isotropia térmica. Esta análise indica que o universo inicialmente era tão quente que existiam apenas núcleos ionizados uma vez que os fótons possuíam energias altíssimas que impossibilitavam a formação de átomos (logo eram ionizados). Medidas sobre a distribuição angular do espectro de potência da CMBR permite obter dados sobre a formação dos átomos leves e estruturas medindo seus níveis de anisotropia. A primeira tentativa de medir tais anisotropias foi por meio do satélite COBE (Cosmic Background Explorer), esta, porém não foi observada. O experimento seguinte, Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP, [31]) que, de fato, forneceu os primeiros dados das oscilações térmicas da CMBR e possibilitou a obtenção da razão entre a densidade

---

<sup>4</sup>Lembramos que a ME, em alguns modelos interagem com a luz, porém os vínculos associados a este acoplamento são bastante restritivos

de matéria e a densidade crítica<sup>5</sup>, também conhecida como abundância ( $\Omega$ ), que é calculada utilizando o modelo  $\Lambda$ CDM.

A ideia razoavelmente simples sobre o CMBR se trata de supor o conteúdo de energia do universo como um fluido composto de bárions, elétrons e fótons. Os fótons à temperatura “ambiente” do universo possuíam energia suficiente para ionizar átomos de hidrogênio, impedindo a formação de hidrogênio neutro. Por outro lado, a força gravitacional agia atraindo a matéria, comprimindo o fluido. Ocorria então uma oscilação: a gravidade agia na tentativa de aglutinar e os fótons de dissociar a matéria, este processo pode ser visto como vários osciladores harmônicos. Conforme o universo se expandiu, os fótons sofreram perdas de energia devido ao redshift até o ponto de não possuírem energia suficiente para ionizar o hidrogênio, este é o momento denominado desacoplamento (entre fótons e elétrons) e aconteceu quando o universo tinha por volta de 380.000 anos. Uma vez desacoplados os fótons guardaram as informações das últimas oscilações no fluido bárions-elétrons- fótons que são transferidas para as anisotropias medidas no CMBR, associado, por exemplo, ao ângulo de observação ( $\theta$ ) e o número de multipolo ( $l$ ). Conforme [30], a teoria prediz que a posição do primeiro pico nas anisotropias do CMBR fornece a quantidade total de energia do universo ( $l_1 \simeq 200/\sqrt{\Omega_k}$ ), ao comparar com os dados obtêm-se  $\Omega_k = 1,02$ . Ou seja: a quantidade de energia e componentes de matéria são obtidos pelo ajuste do modelo de fluido, segundo a fig. (1.8), aos dados, por exemplo os do experimento Planck, fig. (1.9). Como falaremos mais adiante, atrelado a esta teoria temos a da Big Bang Nucleossíntese que descreve, com bom acordo, a quantidade de elementos leves, como  $^2H, ^3He, D, ^4He$  e  $^7Li$ . Desta formulação, podemos obter a quantidade de bárions necessária para formação destes átomos. Ao comparar as teorias com os experimentos percebe-se que existe muito mais energia e matéria que apenas a quantidade de bárions, elétrons e fótons. Porém, uma vez que a teoria da Nucleossíntese está bem estabelecida este novo conteúdo de energia não pode influenciar nos resultados do desacoplamento, isso implica que o novo conteúdo precisa interagir muito fracamente neste período. O modelo que mais se ajusta as condições requeridas é o  $\Lambda$ CDM. Conforme podemos ver na fig. (1.9), a curva em verde.

Podemos ver da figura 1.8 o quanto o modelo  $\Lambda$ CDM varia conforme a mudança de seus parâmetros. Para uma revisão recomendamos a leitura dos capítulos 5, 6, 7 e 8 da referência [29]. Abaixo, figura 1.9, temos as anisotropias do mesmo espectro medido da

<sup>5</sup>A densidade necessária para deter a expansão do Universo, que permanece estático.

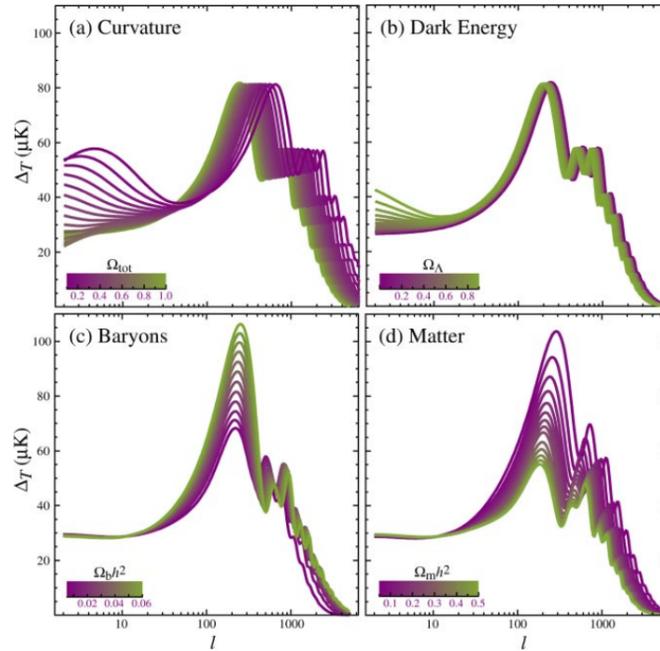


Figura 1.8: O gráfico mostra a sensibilidade do modelo  $\Lambda$ CDM em função dos seus parâmetros, são eles curvatura (a), quantidade de energia escura (b), abundância de bárions (c), abundância de matéria (d) [34].

CMBR obtido pelo Experimento Planck [35]. A curva em verde que melhor se ajusta aos dados medidos fornece os valores como curvatura, quantidade de energia escura, abundância de bárions e a abundância total de matéria conforme o modelo  $\Lambda$ CDM, visto na figura 1.8.

Outra fonte distinta de informação sobre os parâmetros cosmológicos provém da observação de supernovas. Comparando suas luminosidades (uma vez que esta é característica do seu estado de evolução) e desvios das raias espectrais (redshift) podemos obter informações sobre a taxa de expansão do universo em diferentes períodos. O resultado obtido aponta para um universo em expansão acelerada confirmando o modelo cosmológico que considera a constante cosmológica ( $\Lambda$ ) como fonte desta aceleração. De posse destas informações (2dFGRS [36], SDSS [37] e o WMAP [31]), uma análise independente de modelo pode ser realizada culminando no gráfico da figura 1.10.

A região comum entre os dados aponta para o valor de abundância da matéria  $\Omega_m = 0,27 \pm 0,02$ , que não está distante dos resultados preditos por Ostriker e Steinhardt (1995),  $\Omega_m = 0,3$ . No caso da constante de Hubble temos  $h = 0,71 \pm 0,02$ ,  $\Omega_b = 0,041 \pm 0,002$  com isso ficamos com  $\Omega_{DM} = \Omega_m - \Omega_b = 0,23$  e  $\Omega_\Lambda = 0,73$ . Além disso, é possível estimar a idade

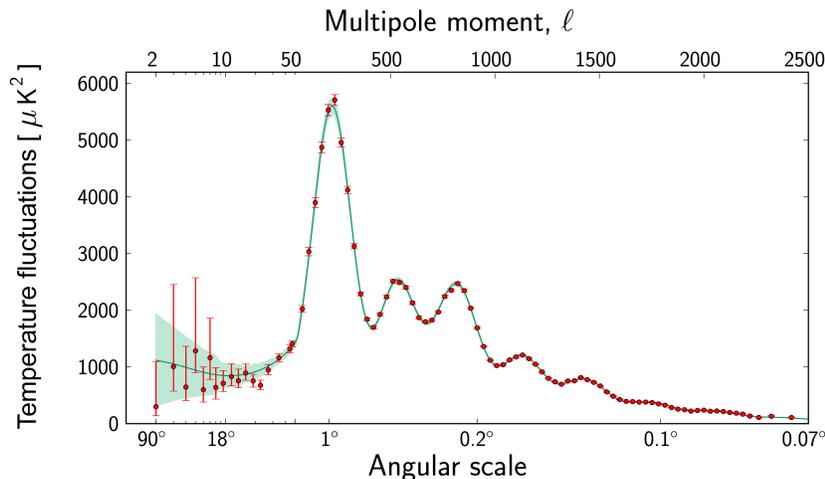


Figura 1.9: Anisotropias da temperatura aferidas do espectro de potência da CMBR obtido pelo Experimento Planck [35]. A curva, conforme a fig. (1.8), que melhor se ajusta aos dados do Planck fornece os valores de  $\Omega_{Materia}$ ,  $\Omega_b$ , curvatura e o da constante cosmológica.

do Universo em  $(13,7 \pm 0,2) \times 10^9$  anos.

Agora iremos enunciar algum possíveis candidatos à ME. Como vimos anteriormente os neutrinos estão descartados pelo modelo  $\Lambda$ CDM. Estas partículas não conseguem se adequar ao valor da abundância medida para a ME. Uma vez confirmado que, ao menos, dois neutrinos possuem uma pequena massa ( $m_\nu < 2eV$ ), sua abundância atual é dada pela seguinte equação

$$\Omega_\nu h^2 = \sum_{i=e,\mu,\tau} \frac{m_{\nu_i}}{93eV} \quad (1.4)$$

sendo  $h = 0.704 \pm 0.025$ , o parâmetro de Hubble [38], que resulta em  $\Omega_\nu h^2 < 0,06eV$ , que esta bem abaixo do valor esperado para a ME.

Por outro lado, existem diversos candidatos não bariônicos consistentes com os vínculos requisitados. Um deles seria uma partícula massiva fracamente interagente (em inglês weakly interacting massive particle - WIMP), produzida termicamente. Como veremos mais adiante, os candidatos mais populares a WIMPs são oriundos de modelos supersimétricos de física de partículas, esta teoria prediz que para todo férmion existe uma partícula superparceira bosônica, e vice-versa. Por exemplo temos o gravitino que se trata da superparceira de uma hipotética partícula chamada graviton, o mediador da força gravitacional [39]. Já os neutralinos são formados por quatro autoestados proveniente da mistura do Zino, fotino e

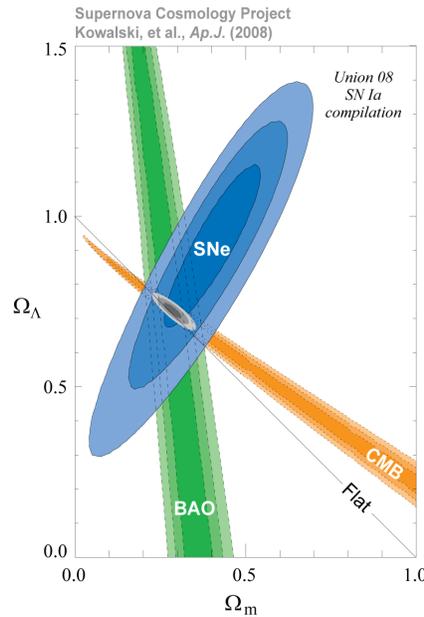


Figura 1.10: Análise modelo independente da abundância. Em azul dados experimentais provenientes dos estudos sobre Supernovas, em laranja dados observacionais da radiação cósmica de fundo e em verde dados dos estudos sobre as oscilações primordiais da gravidade. Diferentes abordagens possuem valores em comum.

o higgsino (superparceiros dos bósons do modelo padrão da física de partículas (MP), da corrente neutra,  $Z$ , do fóton e do higgs, respectivamente). Seu auto-estado mais leve, possui uma simetria que o impede de decair em partículas mais leves do MP, tornando-o a partícula mais leve estável segundo esta simetria (ou seu tempo de vida precisa ser no mínimo o da idade do universo).

Uma ideia igualmente interessante corresponde ao axion [40], uma partícula sugerida para resolver o problema de violação de CP (carga e paridade) do setor da força forte do MP, que não é observado experimentalmente.

Sob um aspecto um pouco mais diferente temos os modelos de dimensões extras, por exemplo o de Kaluza-Klein(KK). Este modelo obteve grande repercussão após a tentativa de Kalusa de tentar realizar a unificação entre as teorias da gravitação e a do eletromagnetismo por volta de 1921. Já em 1926 Oskar Klein supôs que uma dimensão extra poderia estar fechada de forma circular de modo que uma partícula que se desloque por esta dimensão, equivaleria à mover-se em círculo. Após certo deslocamento, a partícula volta ao seu ponto de partida e a distância para completar este percurso é o tamanho da dimensão

e esta, uma vez que ainda não foi detectada, precisa ser pequena. Em princípio, qualquer partícula poderia se propagar em uma ou mais dimensões extras compactas, onde, modos de vibração dos campos nesta dimensões compactas originam partículas que podem ser chamadas de partículas parceira de Kaluza-Klein. Alguns destes parceiros satisfazem os vínculos necessários para um bom candidato à ME (são estáveis, frios, neutros e fornecem o valor correto para a abundância). Campos que se propagam na dimensão extra possuem momento quantizado ( $p^2 \sim 1/R$ ), onde  $R$  é o comprimento da dimensão extra [41], e sua massa é basicamente o momento ao longo da dimensão extra quantizado em unidades de  $1/R^2$  ao passo que, podemos ter  $R \sim TeV^{-1}$ , ou seja, teremos uma partícula, supondo estável, na faixa de massa de alguns  $R \sim TeV$ , que concorda com alguns modelos de ME [42, 43].

### 1.1.3 Produção Térmica da WIMP

Nesta seção abordaremos uma linha teórica que descreve, de forma muito satisfatória, o processo de produção da ME nos primórdios do universo. Esta conjectura possui fortes ligações com a teoria da Big Bang nucleossíntese que explica, com bom nível de precisão, a quantidade de elementos leves (D,  $^4He$ ,  $^3He$  e  $^7Li$ ) no Universo. Para uma boa introdução recomendamos a leitura dos capítulos 2,3 e 4 da referência [29]. Em relação a ME, WIMP neste contexto, temos que nos primórdios do universo <sup>6</sup> ela estava em equilíbrio com as partículas do MP <sup>7</sup> e estas estavam acopladas ao plasma do universo, como no diagrama abaixo

$$ME + ME \leftrightarrow MP + MP. \quad (1.5)$$

Porém, devido à expansão do universo, que leva ao esfriamento do plasma, esta reação saiu do equilíbrio, ou seja, as partículas do MP não possuíam mais energia suficiente para se aniquilar em um par de WIMPs (ocorrendo apenas  $ME + ME \rightarrow MP + MP$ ). Isso, em geral, ocorre quando  $(m_E/T) \sim 10$ , ou seja, quando a temperatura do universo é aproximadamente dez vezes menor que a massa da ME, também veremos isso mais adiante. Assim a ME continua se aniquilando, fazendo com que sua abundância decaia com  $e^{-m_{ME}/T}$ , sendo  $T$  a temperatura do universo. Isso poderia ocasionar o seu desaparecimento, porém, quando sua

<sup>6</sup>O período mais específico irá depender de alguns parâmetros como massa da WIMP e sua seção de choque, como veremos mais adiante.

<sup>7</sup>Entenda equilíbrio como partículas de ME se aniquilando nas do MP e vice-versa.

taxa de aniquilação se torna inferior a da expansão do universo, esta reação deixa de ser eficaz e a WIMP se desacopla das partículas do MP, e sua abundância torna-se constante. Este processo é denominado congelamento (em inglês “freeze-out”). A ME que passa por este processo e chamada de ME gerada termicamente, lembrando que existem processos de produção não térmica, como o da ME assimétrica [44], mas que não trataremos neste trabalho, onde utilizaremos apenas a produção térmica. Uma vez que sua abundância é “congelada”, o valor das medidas experimentais de hoje [45] são as mesmas desde o processo do desacoplamento da ME, note que esta denominação não deve ser confundida com o período de desacoplamento usual que refere-se aos fótons. A produção térmica fora do equilíbrio pode ser bem modelada através da equação de Boltzmann, portanto, esta será nossa ferramenta para descrever a origem térmica das partículas WIMPs de nosso modelo, no caso, sua abundância. Partindo da eq. (3.9) da referência [29] temos,

$$a^{-3} \frac{d(n_1 a^3)}{dt} = n_1^{(0)} n_2^{(0)} \langle \sigma v \rangle \left[ \frac{n_3 n_4}{n_3^{(0)} n_4^{(0)}} - \frac{n_1 n_2}{n_1^{(0)} n_2^{(0)}} \right] \quad (1.6)$$

associado ao processo

$$N_1 + N_2 \rightarrow \chi_3 + \chi_4, \quad (1.7)$$

sendo a partícula 1 se aniquilando juntamente com a partícula 2 gerando 3 e 4,  $a$  é o fator de expansão do universo,  $n_i$  a densidade de número

$$n_i = g_i e^{\mu_i/T} \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} e^{-E_i/T} \quad (1.8)$$

onde  $g_i$  refere-se aos graus de liberdade das partículas relativísticas à temperatura  $T$ ,  $\mu$  o potencial químico da partícula  $i$  no processo da eq. (1.7). A média térmica da seção de choque de aniquilação vezes a velocidade relativa entre as partículas,  $\langle \sigma v \rangle$ , pode ser definida como

$$\langle \sigma v \rangle \equiv \frac{1}{n_1^{(0)} n_2^{(0)}} \int \frac{d^3 p_1}{(2\pi)^3 2E_1} \int \frac{d^3 p_2}{(2\pi)^3 2E_2} \int \frac{d^3 p_3}{(2\pi)^3 2E_3} \int \frac{d^3 p_4}{(2\pi)^3 2E_4} e^{-(E_1+E_2)/T} (2\pi)^4 \delta^3(p_1 + p_2 - p_3 - p_4) \delta(E_1 + E_2 - E_3 - E_4) |\mathcal{M}|^2, \quad (1.9)$$

sendo  $\mathcal{M}$  a amplitude do processo,  $E$  e  $p$  a energia e tri-momento das partículas, respectivamente, e  $n^{(0)}$  remete ao valor da densidade de número  $n$  calculada no equilíbrio ( $\mu \sim 0$ ),

$$n^{(0)} = g_i \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} e^{-E_i/T} = \begin{cases} g_i \left(\frac{m_i T}{2\pi}\right)^{3/2} e^{-m_i/T} & m_i \gg T \\ g_i \frac{T^3}{\pi^2} & m_i \ll T \end{cases}. \quad (1.10)$$

Portanto para o processo da eq. (1.7), a eq. (1.9) fica da seguinte forma, com  $n_1 = n_2$  e  $n_3 = n_4$ <sup>8</sup>,

$$\begin{aligned} a^{-3} \frac{d(n_N a^3)}{dt} &= n_N^{(0)} n_N^{(0)} \langle \sigma v \rangle \left[ \frac{n_\chi n_\chi}{n_\chi^{(0)} n_\chi^{(0)}} - \frac{n_N n_N}{n_N^{(0)} n_N^{(0)}} \right] = \\ a^{-3} \frac{d(n_N a^3)}{dt} &= \langle \sigma v \rangle \left\{ \left[ n_N^{(0)} \right]^2 - n_N^2 \right\}, \end{aligned} \quad (1.11)$$

neste caso utilizamos o fato de que nesta época as partículas do MP (representadas por  $\chi$ ) estão em equilíbrio com o plasma cósmico. Usualmente a eq. (1.11) é posta em termos da temperatura, já que este é um dado físico mais utilizado na descrição dos períodos do universo, pois, como vimos anteriormente, alguns processos se tornam desprezíveis conforme o cosmos vai se esfriando. Desta maneira podemos associar à ocorrência eficaz das reações com a temperatura do universo. Portanto procederemos com a transformação de variáveis na equação diferencial. Uma vez que a temperatura é inversamente proporcional ao fator de escala da expansão do universo, na era da radiação (temperaturas da ordem de  $10^9$  eV),  $T \sim a^{-1}$ , temos então

$$a^{-3} \frac{d(n_N a^3)}{dt} = a^{-3} \frac{d}{dt} \left( \frac{n_N}{T^3} T^3 a^3 \right) = a^{-3} T^3 a^3 \frac{d}{dt} \left( \frac{n_N}{T^3} \right) = T^3 \frac{d}{dt} \left( \frac{n_N}{T^3} \right). \quad (1.12)$$

Definindo a grandeza  $Y \equiv n_N/T^3$  a equação anterior pode ser escrita como

$$\begin{aligned} T^3 \frac{dY}{dt} &= \langle \sigma v \rangle T^6 \left\{ \left[ \frac{n_N^{(0)}}{T^3} \right]^2 - \left( \frac{n_N}{T^3} \right)^2 \right\} \\ \frac{dY}{dt} &= \langle \sigma v \rangle T^3 (Y_{eq}^2 - Y^2), \end{aligned} \quad (1.13)$$

sendo  $Y_{eq} \equiv n_N^{(0)}/T^3$ . Mais uma vez introduziremos uma nova variável  $x \equiv m_N/T$  com o objetivo de tornar mais clara a visualização da relação entre a massa e a temperatura com a evolução da densidade de número das partículas. Note que, para  $x \ll 1$ ,  $Y \approx Y_{eq}$ , então a eq.(1.13) é nula, pois,  $T \gg m_N$ , ou seja estamos no regime de altas energias, supondo uma WIMP pesada, o que significa que as partículas estão em equilíbrio ( $n_N$  é constante). Neste contexto a eq. (1.13) é chamada de equação de Saha [29]. Prosseguindo com a transformação

<sup>8</sup> Isso significa que estamos supondo o mesmo valor da densidade de número para partícula é anti-partículas de cada espécie.

de variáveis a eq. (1.13) fica da seguinte forma

$$\begin{aligned} \frac{dY}{dt} &= \frac{dY}{dx} \frac{dx}{dt} = \frac{dY}{dx} \left( -\frac{\dot{T}}{T^2} m_N \right) = -\frac{dY}{dx} \left( \frac{\dot{T}}{T} x_N \right) = -\frac{dY}{dx} x_N \left( \frac{\dot{a}}{a^2} \right) \\ &= -\frac{dY}{dx} x_N \frac{\dot{a}}{a} = -\frac{dY}{dx} x_N H, \end{aligned} \quad (1.14)$$

onde  $H$  é o parâmetro de Hubble. Podemos ainda reescrever  $H$  como

$$H(x) = \sqrt{\frac{8\pi G \rho}{3}} = \sqrt{\frac{8\pi G (g_* \frac{\pi^2}{30} T^4)}{3}} = \sqrt{\frac{4\pi^3 G g_*(x)}{45}} T^2 = \sqrt{\frac{4\pi^3 G g_*(x)}{45}} m_N^2 x^{-2}. \quad (1.15)$$

Logo  $H = H(x=1)/x_N^2$ , assim, podemos reescrever a eq. (1.14) obtendo

$$\frac{dY}{dx} x_N \frac{H(x=1)}{x_N^2} = \frac{dY}{dx} \frac{H(x=1)}{x_N} = \langle \sigma v \rangle T^3 (Y_{eq}^2 - Y^2), \quad (1.16)$$

ou ainda,

$$\begin{aligned} \frac{dY}{dx} &= \frac{x_N}{H(x=1)} \langle \sigma v \rangle T^3 (Y_{eq}^2 - Y^2) = \frac{m_N^3 \langle \sigma v \rangle}{H(x=1) m_N^3} T^3 x_N (Y_{eq}^2 - Y^2) \\ &= -\frac{\lambda}{x^2} (Y^2 - Y_{eq}^2), \end{aligned} \quad (1.17)$$

sendo  $\lambda \equiv \frac{m_N^3 \langle \sigma v \rangle}{H(x=1)}$  a razão entre a taxa de aniquilação pela expansão do universo para  $x_N = 1$ .

Na figura 1.11 temos a solução numérica da eq. (1.17), observe que seções de choque maiores ( $\lambda$ ) resultam em menores valores da abundância, pois, as partículas de ME continuam a se aniquilar por mais tempo antes de se desacoplar plenamente, o que ocorre quando  $H(x=1)$  torna-se apreciavelmente maior que  $x$ . Além disso, observe que toda informação proveniente da física de partículas esta vinculada a  $\langle \sigma v \rangle$ . Neste trabalho utilizaremos o programa `micrOMEGAs` [46] tanto para os cálculos da média térmica da seção de choque  $\langle \sigma v \rangle$  quanto para os cálculos de  $Y$ , resolvendo a equação diferencial, no capítulo 4. Antes disso algumas análises podem ser feitas de modo a possibilitar um solução analítica aproximada da eq. (1.17) permitindo um breve estudo sobre alguns aspectos físicos.

Observando  $Y$  no regime  $x \gg 1$ , ou  $m_N \gg T$ , temos que as partículas de ME e as ordinárias não estão mais em equilíbrio. Nesta temperatura as partículas do MP não possuem energia suficiente para se aniquilarem em ME, portanto  $Y \gg Y_{eq}$ . Deste modo a

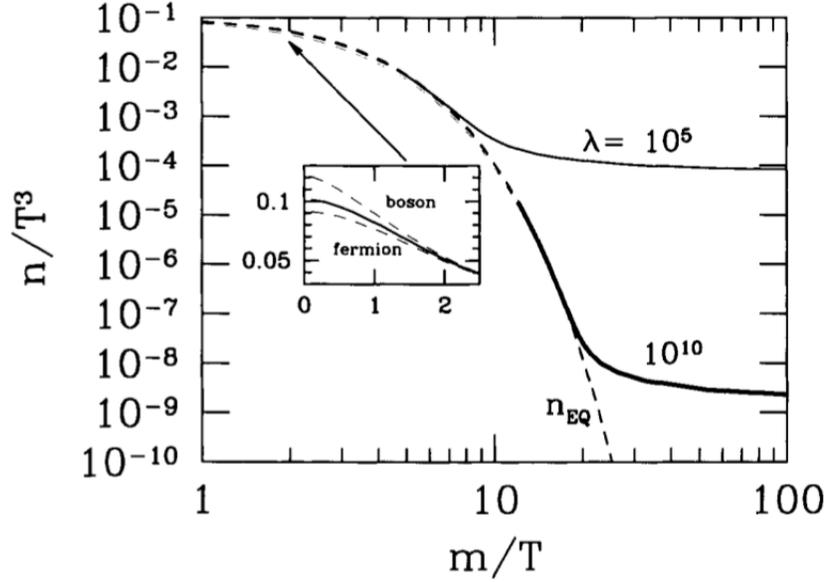


Figura 1.11: Gráfico da solução numérica da eq. (1.17), abundância em função da razão massa temperatura do universo, para dois valores de  $\lambda$  [29], proporcionais às seções de choque de aniquilação. Podemos ver no pequeno quadro, trecho ampliado, a diferença da abundância inicial, entre bósons e férmions, note que no período de radiação os bósons possuem maior densidade, portanto, abundância.

eq. (1.17) pode ser aproximada para

$$\frac{dY}{dx} \simeq -\frac{\lambda}{x^2} Y^2. \quad (1.18)$$

Definindo  $x_c$  e  $Y_c$  como o  $x$  e  $Y$  no período quando a abundância da ME “congela”, podemos efetuar a integração da equação anterior de  $x_c$  até  $t \rightarrow \infty$ , com isso obtemos

$$\int_{Y_c}^{Y_\infty} \frac{dY}{Y} \simeq \int_{x_c}^{\infty} \lambda \frac{dx}{x^2} \quad \therefore \quad \frac{1}{Y_\infty} - \frac{1}{Y_c} = \frac{\lambda}{x_c}, \quad (1.19)$$

sendo que supomos  $\lambda$  constante e o  $Y_\infty$  calculado com tempo indo para o infinito ou  $T \rightarrow 0$ . Observe que  $\frac{1}{Y_\infty} \gg \frac{1}{Y_c}$ , pois  $Y$  decresce com a temperatura, já que, lembrando da sua definição,  $n_X$  diminui exponencialmente com a temperatura após o desacoplamento, o que nos permite fazer a seguinte aproximação para a eq. (1.19)

$$Y_\infty \simeq \frac{x_c}{\lambda}. \quad (1.20)$$

Avançaremos aplicando algumas ideias a fim de obter uma equação mais simples da abundância da ME. Para isso faremos uso da conservação de massa para ME ( $m_N = \rho_N a^3$ ),

ou seja,

$$\rho_N(a_0)a_0^3 = \rho_N(a_1)a_1^3 \quad \therefore \quad \rho_N(a_0) = \rho_N(a_1) \left( \frac{a_1}{a_0} \right)^3 = m_N n_N(a_1) \left( \frac{a_1}{a_0} \right)^3 \quad (1.21)$$

sendo  $a_0^3$  e  $a_1^3$  os volumes comóveis do universo nos períodos atual e do desacoplamento da ME, respectivamente. Podemos reescrever a equação anterior utilizando  $Y_\infty = n_N/T_1^3$ , temos desta forma

$$\rho_N(a_0)a_0^3 = m_N Y_\infty T_1^3 \left( \frac{a_1}{a_0} \right)^3 = m_N Y_\infty T_0^3 \left( \frac{a_1 T_1}{a_0 T_0} \right)^3. \quad (1.22)$$

O termo entre parêntesis da eq. (1.22) pode ser calculado através da conservação de entropia, como veremos em seguida. Partindo da densidade de entropia  $s \equiv (\rho+P)/T$ , em altas energia (era da radiação), temos  $P = \rho/3$  então

$$s = \frac{\rho + \frac{\rho}{3}}{T} = \frac{4\rho}{3T} = \frac{4}{3} \overbrace{g_* \frac{\pi^2}{30} T^4}^{\text{eq. (3.26) [29]}} = \frac{4\pi^2}{90} g_* T^3. \quad (1.23)$$

Além disso, sabendo que a entropia no volume comóvel,  $a^3$ , se conserva, podemos, equacioná-la em diferentes períodos cosmológicos,

$$s(a_1)a_1^3 = s(a_0)a_0^3 \quad \therefore \quad \frac{4\pi^2}{90} g_*(a_1) T_1^3 a_1^3 = \frac{4\pi^2}{90} g_*(a_0) T_0^3 a_0^3 \quad \therefore \quad \left( \frac{a_1 T_1}{a_0 T_0} \right)^3 = \frac{g_*(a_0)}{g_*(a_1)}, \quad (1.24)$$

onde o cálculo dos graus de liberdade relativísticos  $g_*$  pode ser computado por meio da equação

$$g_* = \left[ \sum_{i=bosons} g_i + \frac{7}{8} \left( \frac{T_\nu}{T_\gamma} \right)^4 \sum_{i=fermions} g_i \right] \quad (1.25)$$

observe que, no período atual, apenas fótons ( $g_\gamma = 2$ , dois estados de spin) e neutrinos padrões ( $g_\nu = 6$ , três sabores, partículas e anti-partículas, spin 1 (sem massa)) são relativísticos portanto

$$g_*(a_0) = \left[ 2 + \frac{7}{8} \left( \frac{4}{11} \right)^{4/3} 6 \right] = 3,36. \quad (1.26)$$

Já no período de tempo em que a matéria estava acoplada com o plasma cósmico, desacoplamento da ME ( $t_1, a_1$ ), devemos considerar basicamente que todas as partículas eram

relativísticas ( $T \gg m$ ) isto inclui os quarks e anti-quarks (com dois estados de spin, três cores), exceto o top, os léptons (seis tipos, dois spins) e os anti-léptons, até o Higgs. Assim  $g_*(a_1) = 2 + 16 + (7/8)(30 + 30 + 12 + 6)$  então substituindo este resultado na eq. (1.24) teremos

$$\frac{g_*(a_0)}{g_*(a_1)} = \frac{3,36}{86,5} \approx \frac{1}{27} \approx \frac{1}{30}. \quad (1.27)$$

Portanto substituindo a eq. (1.22) na eq. (1.27) obtemos um resultado aproximado para a abundância

$$\Omega_{N_0} \equiv \frac{\rho_N}{\rho_{cr}} \approx m_N Y_\infty \frac{T_0^3}{30\rho_{cr}} \approx m_N \frac{x_c}{\lambda} \frac{T_0^3}{30\rho_{cr}} \approx m_N \frac{H(x=1)x_c}{m_N^2 \langle \sigma v \rangle} \frac{T_0^3}{30\rho_{cr}}. \quad (1.28)$$

Com isso, lembrando da eq. (1.15), podemos reescrever a equação anterior da seguinte maneira

$$\Omega_{N_0} = \sqrt{\frac{4\pi^3 G g_*(x=1)}{45}} \frac{x_c T_0^3}{30 \langle \sigma v \rangle \rho_{cr}}, \quad (1.29)$$

ou seja o valor da abundância atual depende do número de partículas relativísticas, da temperatura de congelamento, massa da partícula de ME e sua seção transversal de choque. Substituindo alguns valores ( $T_0 = 2,725K$ ),  $\rho_{cr} = 1,87gc m^{-1}$  e  $G = 6,6710^{-8}cm^3g^{-1}s^{-2}$ , lembrando de converter para unidades naturais, temos

$$\Omega_{N_0} = 0,3h^{-2} \left(\frac{x_f}{10}\right) \left(\frac{g_*(x=1)}{100}\right)^{1/2} \frac{10^{-39}}{\langle \sigma v \rangle}, \quad (1.30)$$

uma vez que  $\langle \sigma v \rangle \sim 10^{-39}$ , podemos obter  $\Omega_{N_0} = 0.3$  em acordo com as medições. Este é o chamado “milagre da WIMP” pois a seção de choque está justamente na escala de valores da interação fraca, acessível para alguns experimentos. Adiante iremos abordar um dos mais fortes e importantes vínculos experimentais para este trabalho que se trata dos oriundos da tentativa de detecção direta das partículas de ME do tipo WIMP.

# Capítulo 2

## Detecção Direta de Matéria Escura

### 2.1 Busca pela Matéria Escura

Como vimos no capítulo anterior utilizamos o termo Matéria Escura (ME) predominantemente do ponto de vista das observações gravitacionais, apontando leves indícios sobre sua natureza através dos argumentos da produção térmica. Desse ponto em diante serão apresentados alguns experimentos recentes voltados para a busca de informações mais detalhadas acerca da natureza de uma possível partícula, ou partículas, da matéria escura em um contexto da física de partículas elementares. Estes são basicamente divididos em três linhas: detecção indireta, produção em colisores e detecção direta. Tendo em vista que o modelo abordado neste trabalho possui fortes vínculos experimentais de detecção direta, como veremos no capítulo 3, apresentaremos basicamente experimentos de detecção direta expondo informações gerais sobre o material utilizado como alvo, sua sensibilidade, principais fontes de ruídos e resultados.

### 2.2 Detecção Indireta

Uma das formas de se obter informações sobre uma partícula se dá por meio da detecção indireta. Suponha que a ME possua uma anti-partícula (ideia semelhante ao elétron-pósitron), então ela poderia se aniquilar, em regiões onde exista um aumento de sua densidade, como em halos, centro de galáxias ou estrelas, conforme o diagrama da figura (2.1), gerando um par de quark e anti-quark, por exemplo, de modo que, os raios cósmicos gerados por esta fonte teriam características próprias de sua origem, podendo, desta maneira ser identificados. Alguns dos principais experimentos de detecção indireta, para ME, são aqueles que tratam dos raios cósmicos, por exemplo, HESS, CTA, FERMILAT, AMS-01 e AMS-02.

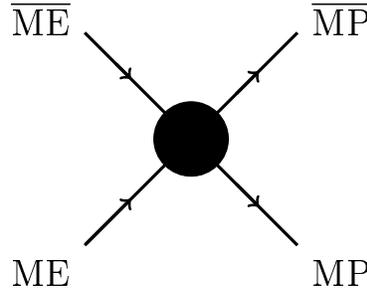


Figura 2.1: Diagrama simples sobre a detecção indireta. Da esquerda para direita: partículas de ME se aniquilam resultando em pares de partículas do modelo padrão.

### 2.3 Detecção em Colisores

Neste tipo de abordagem partículas do MP são aceleradas à altíssimas velocidades em relação ao centro de momento, de modo que, após a colisão (interação) entre elas a produção de ME seria energeticamente acessível, conforme a fig. (2.2), porém a partícula de ME passaria pelos detectores sem deixar nenhum sinal. Por isso tal evento é computado por meio da contabilização da energia faltante. Esta reação era esperada no grande acelerador de partículas localizado no CERN, o LHC [47,48], através da colisão de prótons, com energia do centro de massa por volta de 7TeV, porém nenhuma parcela relevante de energia faltante foi verificada, ainda.

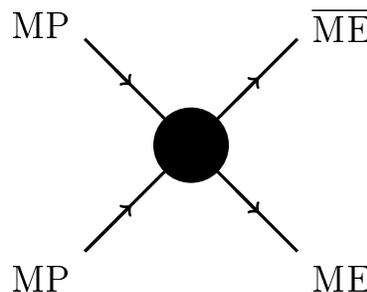


Figura 2.2: Diagrama simples sobre a detecção indireta. Da esquerda para direita: partículas de ME se aniquilam resultando em pares de partículas do modelo padrão.

## 2.4 Detecção Direta

Os experimentos de detecção direta procuram obter informações por meio da interação entre as partículas conhecidas e a Matéria Escura através da colisão, esquematizada na figura (2.3), que se trata do espalhamento entre a partícula de ME e o núcleo atômico, do material alvo, medindo a energia liberada no processo. Após a ionização do material, quando o elétron preenche a lacuna da eletrosfera atômica o fóton emitido é detectado por um fotosensor, ou ainda o elétron ejetado pode ser acelerado por um campo externo e ao final interage com outro material emitindo fótons que são detectados, como é o caso do experimento Xenon [49]. Devido à natureza eletromagnética deste sinal existem outros processos, que não os da interação ME-material do alvo, que podem emular este efeito, portanto alguns critérios associados as características deste sinal precisam ser considerados sendo que, geralmente, dependem do material utilizado.

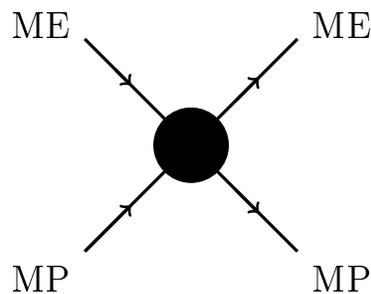


Figura 2.3: Diagrama simplificado da detecção direta. Da esquerda para direita: partículas de ME interagindo com uma do modelo padrão resultando em outra partícula de ME e outra de modelo padrão.

Levando em consideração os critérios de seleção dos eventos atribuídos à ME, existem algumas incertezas que influenciam fortemente características do aparato experimental. Alguns destes assumem possíveis características associadas a ME necessárias para a filtragem de sinais, cujos principais exemplos são o DAMA [50] e o CoGeNT [51], que tratam da medição de um sinal que apresenta variação ao longo do ano, denominado modulação anual, devido à variação da velocidade do planeta ao longo de sua rotação em torno do Sol e movimento na galáxia, lembrando que a Terra se move mais rapidamente na região de periélio e lentamente no afélio. Com isso a colisão entre as partículas de ME e o material alvo, no laboratório, detectariam um evento mais energético no periélio, já que o detector em nosso planeta estaria se deslocando ao longo do sistema solar com uma velocidade maior, de modo que a veloci-

dade relativa entre o material alvo e as partículas de ME seriam somadas, aumentando a energia depositada na colisão, enquanto que, no afélio acontece o contrário. Aparentemente tal descrição é obtida experimentalmente, conforme os resultados do DAMA e CoGeNT. Entretanto existem algumas controvérsias sobre a origem desta modulação anual, uma vez que outros experimentos de detecção direta não tem concordado com os resultados obtidos pelo DAMA e também, devido a possíveis ruídos gerados por outras partículas conhecidas que poderiam gerar o mesmo sinal [52]. Vale salientar que estes sinais passam por alguns critérios de seleção os quais falaremos mais adiante. O espalhamento entre a ME e o núcleo atômico geralmente é classificado de duas formas: caso a ME interaja com o núcleo através de seu spin, para isso o núcleo do material alvo da colisão precisa ter pelo menos um spin desemparelhado, o espalhamento é denominado spin dependente (SD), o processo depende da distribuição dos spins no núcleo. Por outro lado, caso a ME não possua tal interação e colida com todo núcleo esta é dita spin independente (SI), o espalhamento da WIMP com o detector depende da densidade de matéria no núcleo. Como veremos no capítulo 3, o modelo abordado neste trabalho apresenta apenas interações spin independentes, por isso nos restringiremos aos experimentos de detecção direta SI. Agora iremos discutir alguns experimentos de forma um pouco mais específica.

### 2.4.1 DAMA

A colaboração DAMA foi iniciada em 1995. O laboratório encontra-se localizado no subsolo do Laboratório Nacional de Gran Sasso associado ao Instituto Nazionale Di Fisica Nucleare (I.N.F.N.), Itália. O experimento encontra-se protegido por aproximadamente 1400 metros de rocha, o que funciona como uma blindagem aos raios cósmicos. Sua forma de análise para ME se baseia na modulação anual do sinal medido o qual, segundo análises, não pode ser gerado através de nenhum outro tipo de evento ou ruído além do espalhamento pela Matéria Escura do halo da galáxia. O material interagente, mais recentemente utilizado, são cristais de NaI(Tl), iodeto de sódio dopado com tálio, funcionando desde julho de 2002, que possui como sinal, resultante dos processos de espalhamento com outras partículas, a emissão de fótons que são detectados. Dentre os diversos eventos detectados, a colaboração obteve alguns dados com as seguintes características: o sinal medido apresenta intensidade variável segundo uma função cossenoide, com um período de um ano (modulação anual!) e fase em dois de junho, devido ao deslocamento Terra no mesmo sentido do movimento da galáxia na

direção oposta à esperada pela ME, de modo que há uma soma das velocidades maximizando a velocidade de colisão entre o detector e a ME. A segunda característica diz respeito ao fato de que a amplitude do sinal oscilante, pontos de máximos e mínimos, deve ser baixa e bem estabelecida em torno do valor da energia depositada. A última característica se deve a baixíssima interação da ME, onde é considerado que caso haja interação ela irá ocorrer em um, e apenas um, detector, ou seja, eventos de espalhamentos múltiplos são descartados, para mais detalhes recomendamos a leitura do artigo [53]. Segundo este panorama o grupo do DAMA/LIBRA afirma, com base nos estudos feitos por mais de uma década, que nenhum ruído de fundo gerado por qualquer outra partícula seja capaz de satisfazer todos os requisitos acima mencionados.

Nas figuras (2.4) e (2.5) temos os resultados do experimento. Pode-se notar a baixa amplitude no sinal, que possui máximos e mínimos bem definidos, nos dados mais recentes. Com isso, a colaboração estimou a região de valores mais provável da relação entre seção de choque em função da massa das WIMPs responsáveis pela modulação anual. A seguir, discutiremos os experimentos cuja seleção de eventos é feita de forma mais criteriosa, não dependendo a ideia da modulação anual.

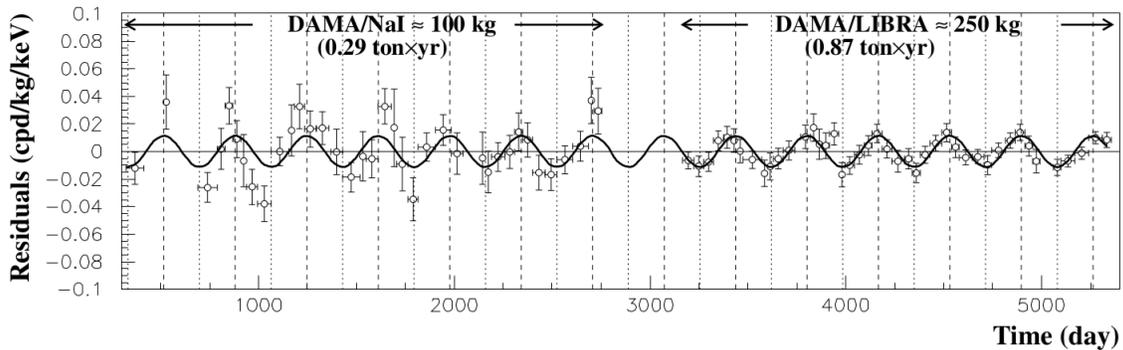


Figura 2.4: Modulação anual medida pela colaboração DAMA/LIBRA. Variação da amplitude do sinal, interação ME-partículas do alvo, em função do período de aquisição de dados. Lembrando que o detector do DAMA mede sinais entre 2 e 6keV (a sigla *cpd* significa contagem de eventos por dia) [53].

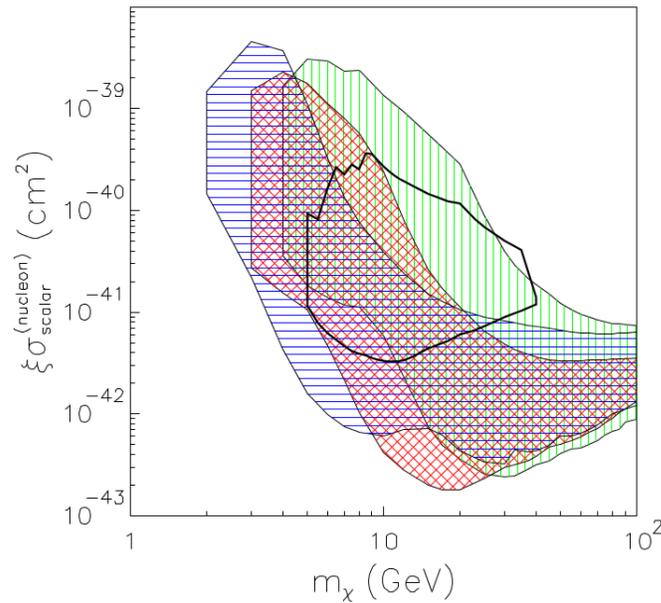


Figura 2.5: Valor da seção de choque WIMP-nucleon em função do valor de massa da WIMP resultante dos sinais da modulação anual obtida pela colaboração DAMA/LIBRA [53]. A região em verde não considera o efeito de *channeling* (processo de perda de sinal devido ao fato de que apenas uma fração da energia do recuo nuclear, deixada pela WIMP, é transferida aos elétrons que são medidos pelos detectores do DAMA/LIBRA (que medem cintilações), o restante pode ser convertido em fónons e calor que não são medidos), já em azul o efeito é considerado. A região circulada em preto corresponde a versão mais simplificada onde se supõe fator de forma (efeito do núcleo) e quenching factor (razão entre as eficiências da ionização para recuos nucleares sobre a de recuos eletrônicos) constantes. Em vermelho temos o valor da seção de choque considerando quenching factor, mas não o channeling.

### 2.4.2 CoGeNT

Neste experimento são utilizados diodos, detectores de estado sólido, de germânio, 440g, do tipo  $p$ , cujo limite inferior de sensibilidade é de  $0,4\text{keV}_{ee}$  (o subscrito “ $ee$ ” significa, basicamente, a sensibilidade à energia detectável da interação ME-elétron, energia de ionização) e está localizado no *Soudan Underground Mine State Park* em Minnesota, Estados Unidos, 700 metros abaixo do nível do mar. As principais fontes de ruídos de fundo são múons e nêutrons, de modo que para evitá-los existem detectores e blindagens (chamadas de veto-múons) específicos para indicar quando um sinal foi gerado por este tipo de evento. Também são considerados ruídos gerados por efeitos de borda na conexão entre os pontos

de contato do detector e o material alvo sendo descartado de 0,5 a 1mm da parte externa do material, a porção interna é o volume fiducial, o volume confiável. Com isso dos 440g de Ge utilizados, 330g é que são realmente utilizados. Mais uma fonte de erros para o sinal provém das impurezas do material de Ge que possui uma pequena porção de um isótopo instável devido à captura de nêutrons. Após uso dos critérios de seleção de eventos [54] nenhum sinal atribuído à ME foi verificado. Diante disto foram estimados vínculos para seção de choque, figura (2.6), lembrando que nestes resultados foram considerados eventos com energia depositada na faixa entre 0,4 e 3,2keV<sub>ee</sub>.

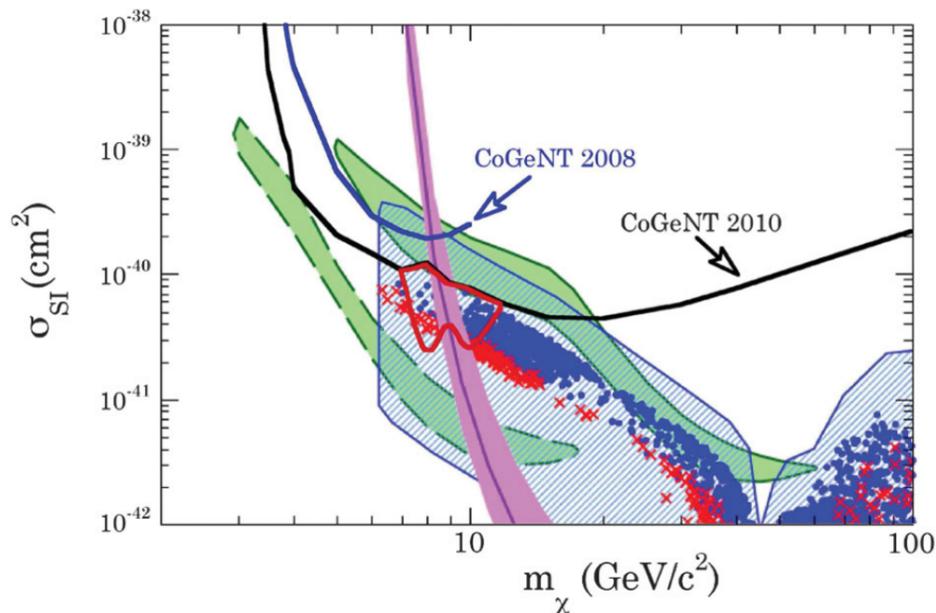


Figura 2.6: Gráfico da seção transversal de choque WIMP-nucleon em função da massa da partícula. Vínculos superiores para a seção de choque WIMP-nucleon obtida pela colaboração CoGeNT, o que significa que valores teóricos acima da linha preta estão descartados, segundo este experimento, pois nenhum evento com a ME foi detectado. A região em verde representa os resultados obtidos pela colaboração DAMA/LIBRA. As outras regiões referem-se a modelos supersimétricos, para mais detalhes ver ref. [54].

### 2.4.3 CDMS

Ainda sobre experimentos que utilizam detectores de tecnologia baseada em cristais de estado sólido temos o *Cryogenic Dark Matter Search* CDMS (em português Procura Criogênica por ME), localizado na mesma mina que o experimento CoGeNT, em Minnesota,

EUA, e utiliza 19 pastilhas de Ge (cada uma com 250g) e inclui 11 de silício com 100g cada mantidos a uma temperatura da ordem de 40mK. O material alvo consiste em discos de 7,6cm de diâmetro e 1cm de espessura organizados em 5 colunas com 6 pastilhas de material. Basicamente eles medem elétrons provenientes da ionização dos cristais pelo espelhamento de seu núcleo com a ME e fônons oriundos do recuo nuclear também resultante do espalhamento com ME. No primeiro caso os elétrons ionizados são arrastados por um campo elétrico (3V/cm) e, em seguida, são detectados por eletrodos na superfície. Para os fônons são utilizados filmes finos supercondutores que ao aquecerem geram o sinal referente à esta interação. A razão entre a energia do sinal da ionização eletrônica e o recuo nuclear, por fônons, resultam na grandeza denominada rendimento de ionização que permite identificar qual dos dois sinais realmente ocorreu com uma precisão maior que  $10^4$ . Utilizando também a diferença entre o tempo de geração de sinais se consegue maior discriminação dos sinais, aumentando a precisão para  $10^6$  eventos para um erro.

Além da blindagem natural de rochas subterrâneas o experimento possui uma proteção de chumbo, polietileno e cintiladores para aumentar a detecção de raios cósmicos que poluam os resultados, por exemplo, os gerados por múons. De forma semelhante ao critério do DAMA são considerados sinais que ocorreram em apenas um detector por vez, eventos que geram sinais múltiplos são descartados. Também são considerados efeitos de borda e possíveis sinais radioativos provenientes da própria rocha que circunda o laboratório. Para o estudo destes ruídos o conjunto de detectores foi exposto, por exemplo, à fonte radioativa de  $^{133}\text{Ba}$  para calibração. Evidências apontam para ruídos gerados por  $^{210}\text{Pb}$  proveniente do decaimento de  $^{222}\text{Rn}$ . Além disso simulações apontam que raios cósmicos de múons e subprodutos, como nêutrons, gerariam falso sinal de ME menor que 0,1, nos eventos atribuídos a ME, para o tempo de exposição de experimento. Ao final das análises sobre ruídos a colaboração chegou a conclusão de que possíveis erros poderiam gerar no máximo  $0,6_{-0,3}^{0,5}$  (devido a erros estatísticos)  $_{-0,3}^{0,3}$  (gerados por erros sistemáticos) de eventos atribuídos a WIMPs, mas que na verdade são apenas ruídos de fundo.

O experimento CDMS pode ser dividido em duas partes, a primeira para WIMPs com massas da ordem de poucos GeVs (utilizando principalmente detectores de Si), e a segunda na ordem de centenas de GeVs (detectores de Ge). Em relação aos detectores de Ge podemos observar, na figura (2.7), os resultados da seção transversal de choque WIMP-Núcleo SI e SD, spin independente e dependente, respectivamente, para valores esperados de massa das WIMPs entre 10 a  $10^3\text{GeV}$  (coleta de dados realizada entre outubro de 2006 a

julho de 2007). Nenhum sinal relevante foi detectado (com mais de  $2\sigma$ ).

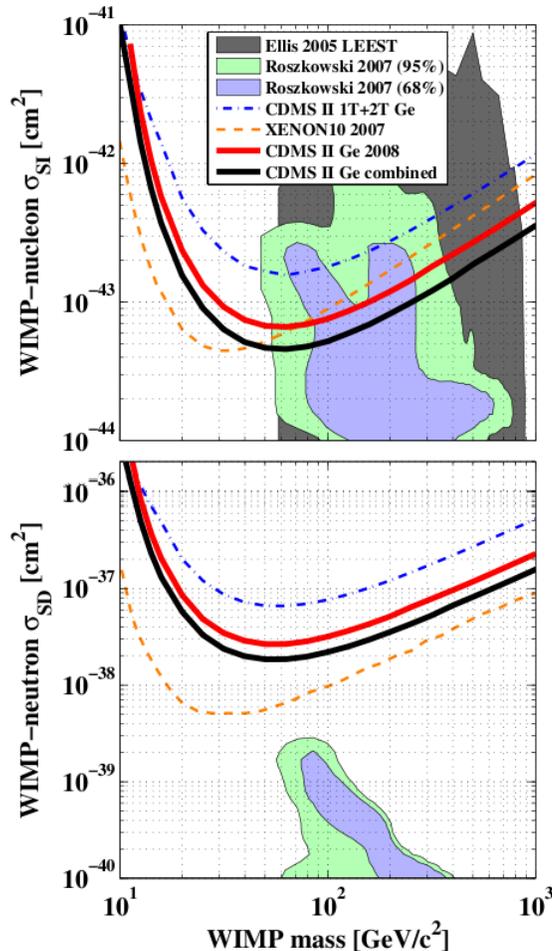


Figura 2.7: Vínculos superiores para a seção de choque WIMP-nucleon, WIMP pesada, obtida pela colaboração CDMS. Acima temos os limites superiores para seção de choque WIMP-nucleon spin independente, e abaixo spin dependente. As regiões em azul, verde e cinza referem-se ao espaço de parâmetros de alguns modelos supersimétricos, para mais detalhes ver a referência [55].

Em outras medições realizadas entre julho de 2007 a setembro de 2008 foram relatados 2 eventos com energias depositadas de 12,3keV e 15,5keV, porém como existia, segundo simulações, a possibilidade de 23% que fossem gerados por algum tipo de ruído, então, não foram considerados como sinais realmente válidos. Portanto foi estimado um novo limite superior para a seção de choque WIMP-nucleon, figuras (2.8) e (2.9). Lembrando que nestas duas análises para WIMPs “pesadas” foram selecionados eventos com deposição de energia entre 10 e 100keV.

Um terceiro estudo, para os dados coletados entre 2006 a 2008, foi realizado para WIMPs

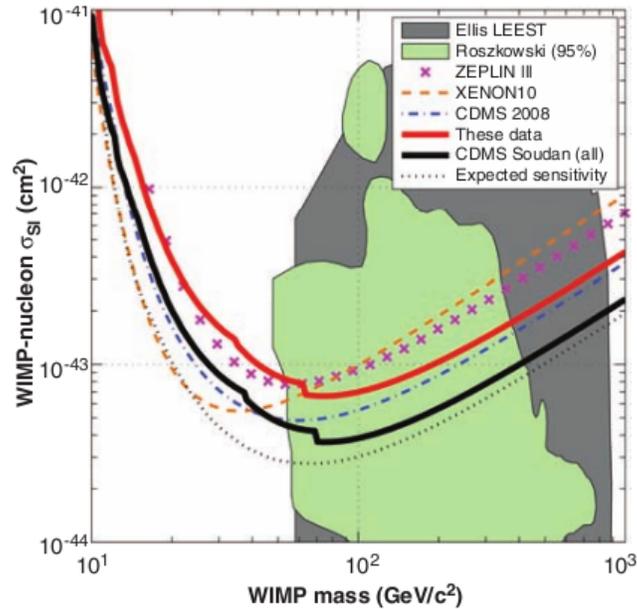


Figura 2.8: Limite superior para a seção de choque WIMP-nucleon, spin independente, para WIMP pesada, obtida pela colaboração CDMS (coleta de dados entre 2007 e 2008, Ge), linha vermelha [56]. Através do conjunto de dados obtidos entre 2006 e 2008 temos um vínculo ainda mais restritivo, valores acima da linha preta estão descartados. A linha tracejada em laranja representa os resultados do experimento Xenon (falaremos mais adiante), em azul, temos resultados de experimentos anteriores do próprio CDMS, e em roxo o ZEPLIN II [57].

de massa entre 5 e 10 GeV. No caso de partículas mais leves foram selecionados eventos com limite inferior de 2 keV, pois espera-se que uma partícula de menor massa deposite menos energia na colisão com o material alvo do experimento. Análises anteriores consideravam eventos apenas com limiares de energia maiores que 10 keV. Nesta análise o critério de medição de tempo de geração entre os sinais não foi utilizado devido ao sinal ser mais fraco e facilmente confundido com o ruído. Na figura (2.10) temos os resultados obtidos para baixas massas, sendo que nenhum evento com ME foi encontrado gerando mais este limite superior. Apenas em 2013 [59] os resultados dos detectores de silício foram divulgados, lembrando que dos 11 detectores cinco foram descartados da análise devido ao mau funcionamento.

De uma maneira geral, os critérios de seleção de eventos foram os mesmos dos utilizados para os de Ge para baixas massas de ME sendo o intervalo de energia depositado nos detectores entre 7 e 100 keV. Desta vez três eventos foram relatados cujas energias de recuo foram de 8, 2; 9, 5 e 12, 3 keV com 6, 7 $\sigma$ , 4, 5 $\sigma$  e 5, 1 $\sigma$  respectivamente, os quais não são confirmados pelo experimento LUX [60] (falaremos deste mais adiante), cuja sensibilidade em relação

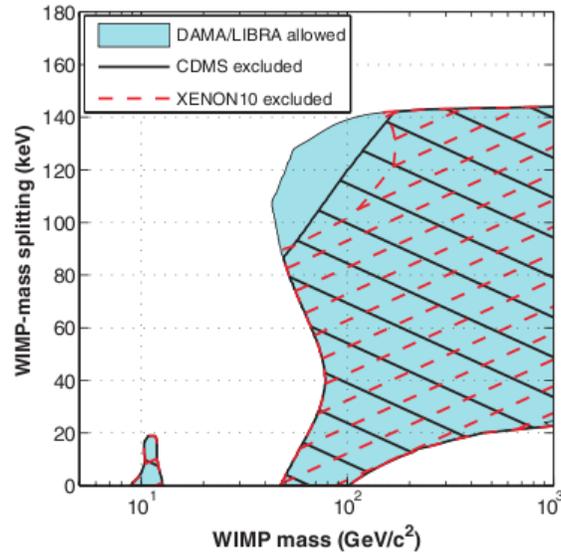


Figura 2.9: Comparação entre os resultados obtidos por diferentes experimentos. A região em azul corresponde aos resultados para uma WIMP detectada pelo experimento DAMA, em preto as regiões descartadas pelos limites superiores do CDMS e em vermelho as excluídas pelo Xenon. Ou seja resta uma pequena região para uma possível candidata a ME segundo os experimentos de modulação anual [56].

ao CDMS é maior, levando a um conflito entre os resultados, incluindo o do DAMA. Na figura (2.11) podemos ver os novos limites superiores estimados pela colaboração caso sejam ignorados os eventos observados.

#### 2.4.4 Xenon

Também localizado no laboratório subterrâneo de Gran Sasso (I.N.F.N.), na Itália, assim como o DAMA, utiliza núcleos de Xenônio (número atômico 54, Xe) em alto nível de pureza para detecção direta de ME, através da ionização de elétrons e fótons por meio de cintiladores. Uma parte do Xe,  $62\text{kg}$ , é utilizada como detector e outra como alvo, sendo que parte encontra-se no estado gasoso e outra em líquido. Outra componente líquida,  $99\text{kg}$ , é opticamente isolada do resto e utilizada para detecção de raios cósmicos, não de ME, que estão associados aos ruídos. Os eventos podem ser aferidos duplamente nos cintiladores em S1 e S2, conforme podemos ver na figura (2.12), sensíveis à assinaturas de energia da ordem de keV. Elétrons ionizados são arrastados devido a um campo elétrico de  $530\text{V}/\text{m}$ , no líquido, e  $12\text{KV}/\text{m}$  no gás, produzindo luz detectável pelos fotomultiplicadores em S2, lembrando

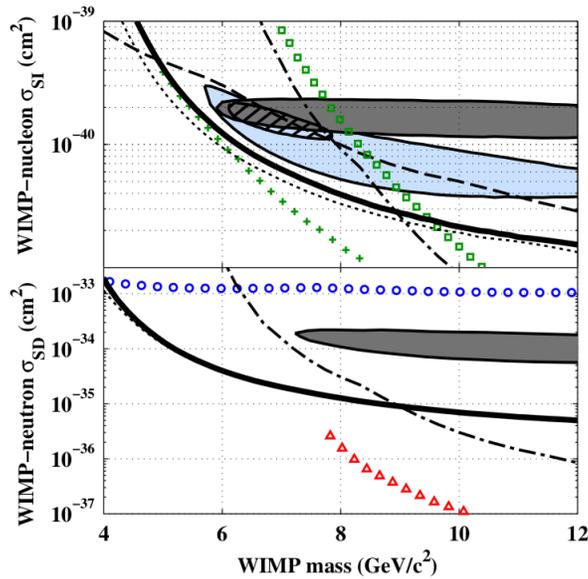


Figura 2.10: Vínculos superiores para a seção de choque WIMP-núcleon [58], WIMP leve, obtida pela colaboração CDMS (coleta de dados entre 2006 e 2008, Ge), linhas contínuas e tracejadas em preto. Os pontos (+) e (□) representam o limite superior obtido pelo XENON100 (falaremos deste experimento mais adiante), considerando maior e menor eficiência de seus detectores. A região preenchida em cinza corresponde aos sinais do DAMA/LIBRA, e azul o CoGeNT (a parte tracejada se trata da região em comum entre estes). O gráfico inferior corresponde aos limites da seção de choque spin independente, WIMP-nêutron, linha preta e a tracejada com pontos (resultante da análise com limiar de sensibilidade acima de 10keV). Os pontos (Δ) referem-se aos resultados do XENON10, e (o) do CRESST. Novamente a área sombreada corresponde aos dados do DAMA/LIBRA apenas do espalhamento com nêutrons.

que os elétrons arrastados ao interagir com o Xe no estado gasoso produz fótons que são detectados em S2. A razão entre os tempos dos sinais de S2 e S1 permite a diferenciação entre ionização eletrônica de recuos nucleares possibilitando a discriminação de ruídos gerados por partículas alfa, beta ou carregadas. Além disso é possível detectar a posição do evento, verticalmente com precisão de  $0,3\text{mm}$  e planar horizontal de  $\sim 3\text{mm}$ . Tal recurso gera a informação sobre o número de espalhamentos, uma vez que é esperado que a ME desenvolva apenas um espalhamento, lembrando que este é um critério de seleção. Minuciosas análises foram feitas, as quais consideram a pureza do Xe (pois, dentre algumas impurezas das amostras de Xe, podem ser encontradas pequenas quantidades de  $^{85}\text{Kr}$ , que se trata de uma isótopo radioativo, que pode gerar ruídos), eficiência dos sensores e calibração. Dentre este

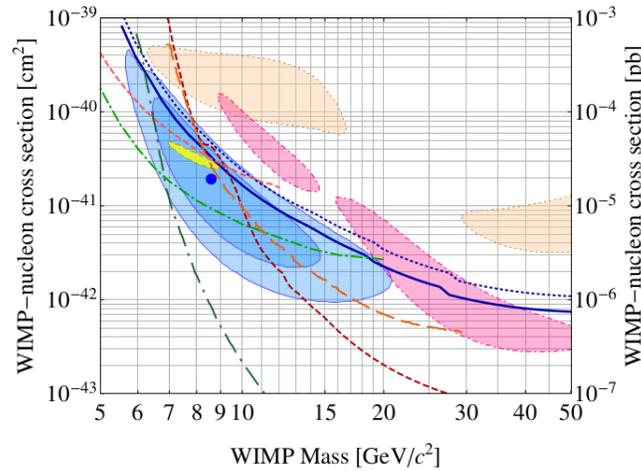


Figura 2.11: Vínculos superiores para a seção de choque WIMP-nucleon [59], WIMP leve, obtida pela colaboração CDMS (coleta de dados entre 2006 e 2008, para os detectores de silício), curva e área em azul (correspondente aos eventos detectados, com 68% 90% de nível de confiança). Em vermelho, tracejado, os valores obtidos pelo CDMS através dos detectores de Ge. A curva laranja tracejada corresponde aos dados da colaboração EDELWEISS. Em verde, tracejado e tracejado-pontilhado corresponde aos resultados do XENON10 e XENON100, respectivamente. A região em amarelo, rosa e laranja referem-se aos dados do CoGeNT, CRESST e DAMA/LIBRA, respectivamente.

e outros de fatores temos a definição do volume fiducial, como mostrado na figura (2.13).

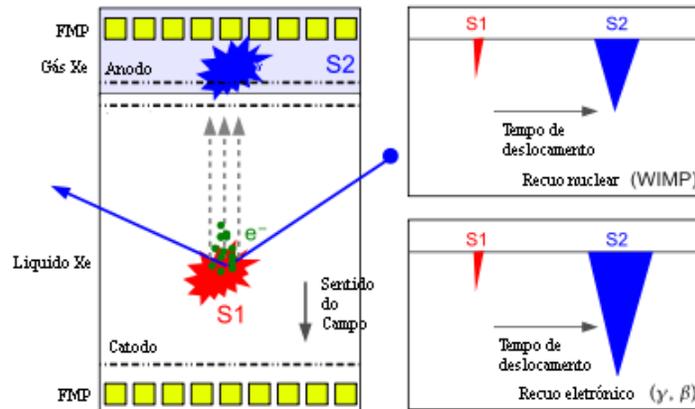


Figura 2.12: Diagrama esquemático simplificado do experimento Xenon [61]. Na região central do aparato está localizado o detector S1, e mais acima o S2, a distância entre eles permite a discriminação entre recuos nucleares dos eletrônicos, onde sigla FMP significa fotomultiplicadores.

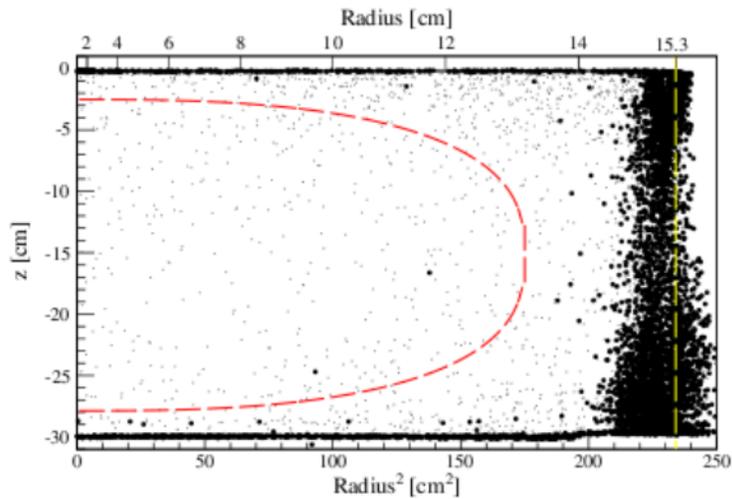


Figura 2.13: Ilustração da definição do volume fiducial do experimento Xenon, linha tracejada em vermelho [49], note a grande quantidade de eventos gerados por ruídos nas bordas do material. Os dois pontos fortes em preto foram considerados como ruídos mesmo dentro do volume fiducial.

Após uso dos critérios de seleção dois eventos foram observados (que são os dois pontos escuros da figura 2.13). Porém estes eram esperados com 26% de probabilidade como possíveis erros. A coleta de dados [49] foi realizada entre 28 de fevereiro de 2011 a março de 2012, onde foram analisados eventos apenas na faixa de energia depositada entre 6 e  $43,3\text{keV}_{nr}$  (nr significa recuo nuclear). Com isto foi estimado um novo limite superior para seção transversal de choque, conforme podemos ver na figura (2.14).

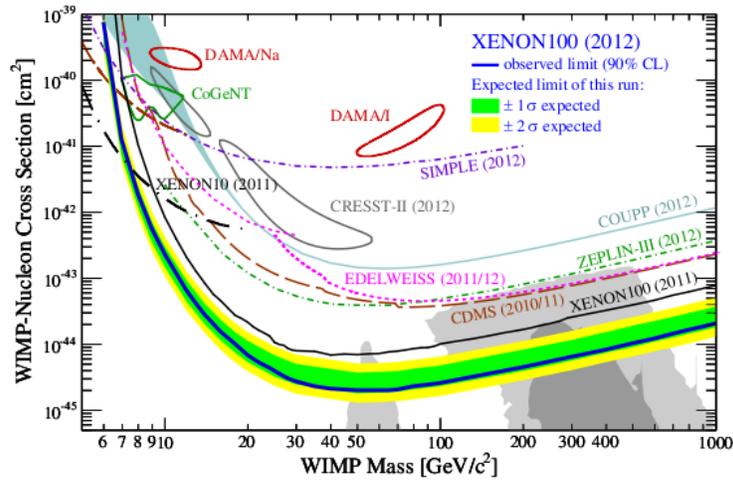


Figura 2.14: Gráfico da seção transversal de choque WIMP-nucleon em função da massa da WIMP [49]. Limite superior proveniente do experimento Xenon para valores de massa entre 5GeV e 1TeV, e comparado com alguns outros experimentos.

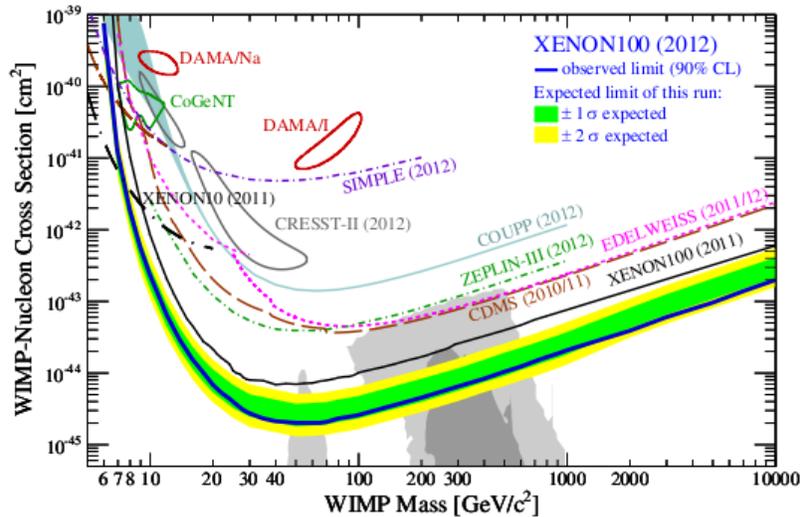


Figura 2.15: Gráfico da seção transversal de choque WIMP-nucleon em função da massa da WIMP [49]. Limite superior proveniente do experimento Xenon para valores de massa entre 5GeV e 10TeV, e comparado com alguns outros experimentos.

### 2.4.5 LUX

O grande experimento de Xenônio subterrâneo (em inglês, Large Underground Xenon(LUX) Experiment), de forma semelhante ao experimento Xenon descrito anteriormente (utiliza Xenônio líquido e gasoso) localizado no estado de Dakota do Sul no Laboratório de Sanford(The Sanford Underground Research Facility (SURF)). Suas operações iniciaram

em 2013 e foram coletados dados entre os meses de abril e agosto de 2013, totalizando 85.3 dias de medições, com o volume fiducial de  $118kg$  (de um total de  $370kg$ ).

Assim como o experimento Xenon parte da borda do material funciona como protetor. Além disso, existe mais um escudo composto de água pura com 7,6 metros de diâmetro e 6,1m de altura. Dos  $370kg$ ,  $250kg$  apresenta-se em líquido-gás. Os eventos no interior do líquido geram fótons que podem ser medidos pelo detector (S1) e no caso de elétron(s) ionizado(s) este(s) é(são) arrastado(s) por um campo elétrico ( $181V/cm$ ), e ao interagir(em) com o gás é produzida uma eletroluminescência que é detectada em S2, este processo segue de forma semelhante ao observado no diagrama presente na figura (2.12). Pode-se calcular a relação entre S2/S1 e discriminar eventos gerados por partículas neutras de carregadas e sua posição nas três dimensões, identificando eventos únicos de múltiplos. O volume externo de Xe, no eixo radial, foi reduzido pois sofre efeitos do decaimento de Rn, o qual faz parte paredes do experimento, o vertical foi minimamente reduzido pois não possui contato com as paredes que contém Rn, mas por prevenção de ruídos de fundo nos detectores foi realizada uma pequena região de exclusão, figura (2.16).

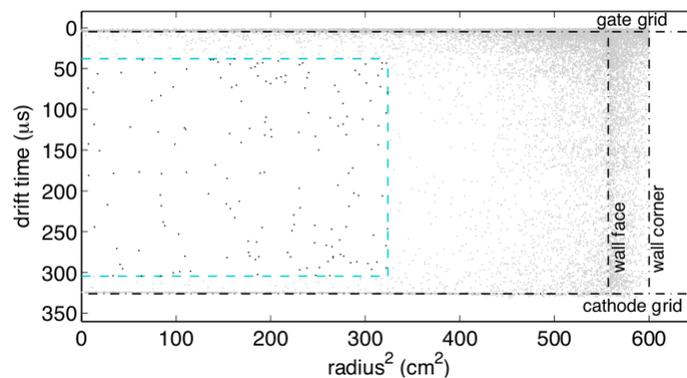


Figura 2.16: Ilustração da definição do volume fiducial do experimento LUX [60].

Calibrações, para a detecção de energia dos recuos nucleares e ionizações, foram realizadas com diferentes fontes, porém houve um avanço em relação aos predecessores que se trata de uma nova fonte para calibração em baixas energias. Foi utilizado o, em inglês, *tritiated-methane*  $\beta^-$  que gera eventos com energias abaixo de  $18keV$  e ainda menores que  $1keV$ . Os sinais considerados estão na faixa de energia entre  $0,3$  a  $5,3keV_{ee}$  e  $3keV_{nr}$  a  $25keV_{nr}$ . Novamente alguns eventos foram observados mesmo após aplicação dos critérios de seleção totalizando 160 eventos, porém todos eles são previstos pela colaboração como erros gerados pelo ruído de fundo principalmente nos recuos eletrônicos onde a sensibilidade é maior. Com

isso um novo limite superior foi ponderado. Na figura (2.17) podemos ver o resultado das análises com 90% de nível de confiança, onde podemos observar o valor mínimo para a seção de choque (SI) para  $7,6 \times 10^{-46} \text{cm}^3$  correspondente a uma massa de  $33 \text{GeV}/c^2$ . Vale salientar que este experimento possui a estimativa de continuar em funcionamento até 2015.

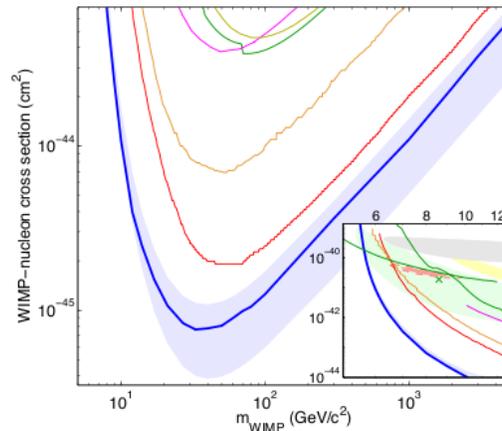


Figura 2.17: Gráfico da seção transversal de choque WIMP-nucleon em função da massa da partícula [60]. Limite superior proveniente do experimento LUX, linha em azul (sendo a área de mesma cor referente a variação na precisão de  $\pm 1\%$ ), para valores de massa entre 1GeV a 1TeV, comparado com alguns outros experimentos. Em amarelo temos o resultado do experimento Edelweiss II [62], a linha verde corresponde ao resultado do CDMS-II [56], em magenta o ZEPLIN-III [63], já em laranja temos o Xenon (100 dias de exposição) [64] e em vermelho o Xenon, com 250 dias de coleta dos dados [49]. Já o pequeno quadro temos o mesmo gráfico, embora para baixos valores de massa. A linha vermelha corresponde aos dados do CoGeNT [65]. As linhas verdes são provenientes dos limites obtidos pelo CDMS-II [58], sendo que a região de mesma cor inclui os sinais reportados como possível interação de ME com os detectores de silício [66], centrado no “x”. A região em amarelo representa a área permitida pelo experimento CREST [67] e, em cinza, a região dos candidatos à WIMPs reportados pela colaboração DAMA [50].

### 2.4.6 Análise de dados: alguns fatores fundamentais

Afim de determinar o melhor ponto de partida para construção do aparato experimental algumas considerações podem ser feitas. Como vimos anteriormente modelos fazem previsões sobre certos valores da seção de choque da ME, sua velocidade em relação ao detector, quais partículas interagem com as de ME, sua massa, etc. Estes fatores influenciam diretamente

no tipo de material empregado, por exemplo, se supormos que a ME tenha baixa massa, e seção de choque, não adiantaria utilizar um material para detecção que tivesse núcleo muito pesado, de modo que o resultado de um espalhamento com uma partícula muito leve seria praticamente imperceptível, mesmo para os melhores detectores. Vejamos alguns fatores que influenciam na construção destes tipos de experimentos, comecemos pela taxa de eventos. A taxa de eventos é uma grandeza dada por

$$\frac{dR}{dE_d} = \frac{\rho_W}{m_N m_W} \int_{v_{min}}^{\infty} v f(v) \frac{d\sigma_{WN}}{dE_d}(v, E_d) dv, \quad (2.1)$$

sendo o subscrito  $W$  refere-se a WIMP ( $\rho_W$ , densidade,  $m_W$ , massa,  $\sigma_{WN}$ , seção de choque WIMP-Núcleo),  $f(v)$  a distribuição de velocidade atribuída a ME no halo da galáxia, e  $E_d$  é a energia depositada no detector. Podemos observar que esta equação traz consigo fatores não muito bem estabelecidos que dependem de modelos como, por exemplo, a distribuição e a velocidade assumida para a ME, a seção de choque WIMP-Núcleo ( $\sigma_{WN}$ ). A densidade de ME é calculada na localização da Terra ( $R = (8, 0 \pm 0, 5)pc$ ) que possui valor de  $0,3 GeV m^{-3}$ . Com relação à distribuição de velocidade na ME em nossa galáxia supõe-se a distribuição de Maxwell, isotérmica com uma velocidade média de  $220 km/s$  e de escape por volta de  $650 km/s$ . Vale salientar que um experimento recente [68] de boa precisão mediu a velocidade de escape ( $v_{esc}$ ) entre  $498 km/s$  e  $608 km/s$  cuja média é  $544 km/s$ . A velocidade mínima ( $v_{min}$ ) é a menor necessária para gerar algum sinal nos detectores e é dada por

$$v_{min} = \frac{1}{\sqrt{2m_N m_W}} \left( \frac{m_N E_R}{\mu_{WN}} + \delta \right), \quad (2.2)$$

novamente temos  $m_W$  a massa da WIMP, subscrito  $N$  para núcleo,  $\mu_{WN}$  a massa reduzida WIMP-Núcleo e  $\delta$  a diferença de massa entre a partícula de ME espalhada e a incidente, sendo zero no caso elástico.

Em relação a seção de choque temos

$$\frac{d\sigma_{WN}}{dE_d} = \left( \frac{d\sigma_{WN}}{dE_d} \right)_{SI} + \left( \frac{d\sigma_{WN}}{dE_d} \right)_{SD}, \quad (2.3)$$

que em geral pode ser escrita como [69]

$$\frac{d\sigma_{WN}}{dE_d} = \frac{m_N}{2\mu_{WN} v^2} [\sigma_{WN}^{SI} \mathcal{F}^2(E_d) + \sigma_{WN}^{SD} \mathcal{S}(E_d)] \quad (2.4)$$

sendo  $\mathcal{F}^2$  e  $\mathcal{S}$  os fatores de forma do núcleo SI e SD, respectivamente, estes dependem do material, átomo, e possuem toda uma complexa teoria de forma que agregam algumas incertezas que consequentemente repercutem na descrição da interação ME-Núcleo.

Observando a eq. (2.1), podemos estimar a função inversa, ou seja, obtermos a  $\sigma_{Wn}$  (WIMP-nucleon) em função da taxa de eventos e dos demais parâmetros a fim de observar como a variação de alguns parâmetros influenciam na região de sensibilidade do experimento para WIMPs e a consequente construção dos gráficos dos limites superiores de reportados pelos experimentos. Conforme [70], grosseiramente temos que

$$\frac{R}{r} \sim \sigma_{WN} \quad (2.5)$$

onde  $R$  é a taxa total de recuo nuclear gerado por uma WIMP não relativística e  $r = 4M_{ME}M_N/(M_{ME} + M_N)^2$ , sendo  $M_N$  a massa do núcleo. Além disso, as seções de choque WIMP-Núcleo e WIMP-nucleon ( $\sigma_{Wn}^{SI}$ ) estão correlacionadas por meio da equação  $\sigma_{WN}^{SI} = m_r^2 A^2 \sigma_{WN}^{SI2} / \mu_{WN}^2$ . Portanto conforme ref. [71] podemos observar a variação de  $\sigma_{Wn}^{SI}$  em função da massa da ME e também de alguns parâmetros como sensibilidade e número atômico do material presente na fig. (2.18). O valor mínimo corresponde ao caso da  $m_W \approx m_N$ . Para valores menores de  $m_W$  a ME seria leve de modo que iria transferir menos energia para o núcleo mais pesado do detector gerando sinais mais fracos de interação. Já no caso de uma ME muito pesada, em relação aos átomos do detector, sua densidade de número diminui pois  $n \sim \rho_W/m_W$ , acarretando em menor taxa de eventos. Conhecendo estas incertezas, relacionadas aos parâmetros astrofísicos, eficiência dos detectores, discriminação entre recuos eletrônicos de nucleares, entre outros, alguns trabalhos exploram novas abordagens na tentativa de trazer os sinais detectados pelo DAMA/LIBRA, CoGeNT, CDMS, etc, para região não excluída pelos experimentos, como, por exemplo os de Xenônio. Algumas colaborações, como vimos, utilizam por exemplo, diferentes materiais, entretanto não consideram os efeitos finos ao aplicar estes materiais, de modo que maiores análises ainda podem ser feitas. Podemos ver na ref. [72] um exemplo em que ao considerar uma interação da ME que diferencie nêutrons de prótons os resultados da exclusão de sinais mudam drasticamente, ou seja, a tensão entres os diferentes experimentos ainda pode ser suavizado ou até neutralizado em oposição aos resultados vistos nas figuras (2.6), (2.10), (2.11) e (2.17). De forma geral os principais focos dos experimentais de detecção direta apontam para melhorias nos detectores e busca pela melhor compreensão do background. Por fim, também é importante citar que os experimentos de detecção direta possuem um valor limite para discriminar eventos de ME, pois em regiões de sensibilidade abaixo de  $\sim 10^{-49} \text{cm}^2$  os detectores passarão a sofrer interações com neutrinos de forma que eventos causados por neutrinos ou ME seriam praticamente indistinguíveis [73].

Neste capítulo abordamos alguns dos principais experimentos de detecção direta da ME,

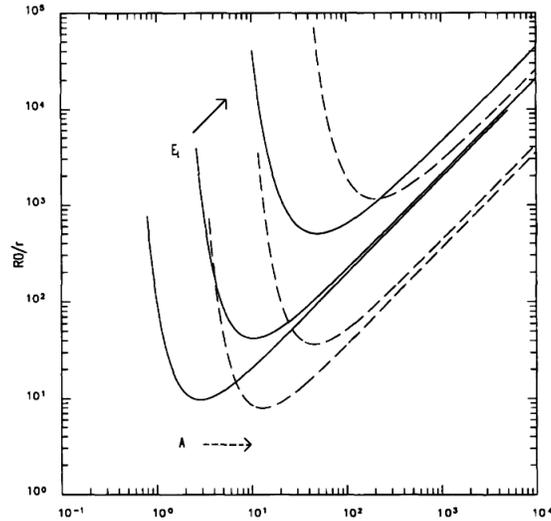


Figura 2.18: Limite superior para a seção de choque WIMP-nucleon, spin independente, eixos em unidades arbitrárias em escala log-log [71]. As linha sólidas correspondem a diferentes valores do limiar de sensibilidade, aumentando (conforme a seta continua), e as pontilhadas (o aumento do número atômico do material segue no sentido indicado pela seta descontinua).

onde introduzimos alguns pontos relevantes como métodos de detecção, material utilizado, proteção contra ruídos, sensibilidade e seus resultados. De posse desta informação iremos a seguir apresentar nosso modelo, calculando os termos que se sobressaem em relação ao modelo padrão da física de partículas.

# Capítulo 3

## Modelo $U(1)_X$ de carga $X = B - 3L_e$

Neste capítulo descreveremos um modelo, a contribuição deste trabalho, inspirado no artigo [74], que se trata de uma pequena extensão do modelo padrão incluindo um novo férmion de Majorana de mão direita neutro como candidato à ME (WIMP). O principal objetivo dos autores em [74] foi construir um modelo mínimo que explicasse os sinais da modulação anual do DAMA, os eventos reportados pelo CoGeNT e o CDMS-II. Iremos, portanto, estudar a inclusão de uma novo grupo de gauge, originalmente focado em justificar o excesso de pósitrons detectado pelos experimentos PAMELA [75], Fermi-Lat [76] e o AMS-02 [77], sendo a ME a fonte de tais raios cósmicos. Tal modelo possui uma importante característica, sua carga  $B - 3L_e$ , que permite o acoplamento entre o candidato a ME, o novo férmion, com os quarks mediado por um novo bósons de gauge, o que pode contribuir fortemente para os valores esperados da seção de choque do espalhamento WIMP-Nucleon ( $\sigma_{Wn}$ ). Como vimos no capítulo anterior, existem alguns resultados experimentais que restringem os valores de  $\sigma_{Wn}$  em função da massa da ME, portanto, neste trabalho verificaremos se o novo modelo respeita os limites experimentais da detecção direta. Além disso exigiremos que o valor da abundância, do nosso candidato a ME, esteja dentro da faixa permitida pelo experimento Planck [45], estabelecendo vínculos sobre os parâmetros do modelo.

### 3.1 Modelo mínimo do férmion de Majorana

Neste modelo, bastante sintético [74], temos um férmion de Majorana neutro de mão direita (de agora em diante nos referiremos a esta partícula apenas como férmion de Majorana neutro,  $N_R$ ), nosso candidato a Matéria Escura, singleto pelas transformações de simetria do MP. Lembramos que, devido a sua natureza “escura”, a ME não deve interagir com a luz, ou seja, precisa ser neutra em relação a carga elétrica. Além disso são incluídas duas partículas escalares, uma neutra (definida na eq. (3.7)),  $\chi$  e outra carregada,  $\eta^\pm$ . Os campos

adicionados interagem conforme a seguinte lagrangeana inserida ao MP

$$\mathcal{L} = -\lambda_1 (\bar{N}_R^c N_R \chi + \bar{N}_R N_R^c \chi^*) + \lambda_2 (\bar{N}_R^c e_r \eta^+ + \bar{e}_r N_R^c \eta^-) - V'(\phi, \eta^\pm, \chi). \quad (3.1)$$

sendo  $e_R$  o elétron do MP de mão direita. O potencial, completo é descrito por

$$\begin{aligned} V'_{tot}(\phi, \eta^\pm, \chi) = & \mu_\phi^2 \phi^\dagger \phi + \mu_\chi^2 \chi^* \chi + \mu_\eta^2 \eta^+ \eta^- + \lambda_\phi (\phi^\dagger \phi)^2 + \lambda_\chi (\chi^* \chi)^2 + \lambda_\eta (\eta^+ \eta^-)^2 \\ & + \lambda_{\phi\eta} (\phi^\dagger \phi) (\eta^+ \eta^-) + \lambda_{\eta\chi} (\eta^+ \eta^-) (\chi^* \chi) + \lambda_{\phi\chi} (\phi^\dagger \phi) (\chi^* \chi). \end{aligned} \quad (3.2)$$

Note que, da eq. (3.1), ambos os escalares são denominados biléptons, pois carregam duas unidades do número leptônico, com o objetivo de conservação do número leptônico antes da quebra espontânea de simetria. Além disso, não estamos tratando de termos não renormalizáveis neste trabalho.

A seguir faremos uma descrição do modelo, iniciando com suas transformações. Demonstraremos o processo de quebra espontânea de simetria do setor escalar que resulta na mistura entre os escalares neutros contribuindo para o chamado portal de Higgs, que descreveremos mais adiante, o qual inclui canais para aniquilação de ME em partículas do MP alterando sua abundância, lembrando que ainda temos a contribuição do canais do  $Z'$ . Também descreveremos o simples processo padrão para geração de massa ao novo bóson  $Z'$ , através da quebra espontânea de simetria atribuída ao novo escalar neutro que possui valor esperado de vácuo não nulo ( $vev$ ), este funciona como portal adicional entre o conteúdo “escuro” e as partículas do MP. Deixaremos para o capítulo seguinte a obtenção dos observáveis abundância e seção transversal de choque WIMP-Núcleon, sendo que para isso utilizaremos o programa numérico (específico para WIMPs), chamado micrOMEGAS [46] e em seguida comparar com os vínculos experimentais recentes.

## 3.2 Cargas

Uma vez que estamos partindo do modelo padrão da física de partículas consideraremos os grupos de gauge  $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \otimes U(1)_X$ , onde o novo grupo possui carga

$X = B - 3L_e$ , livre de anomalias [78]. As partículas deste modelo se transformam como

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \sim (1, 2, -1; -3), \quad e_R \sim (1, 1, -2; -3), \quad (3.3)$$

$$N_R \sim (1, 1, 0; -3), \quad \eta^\pm \sim (1, 1, 0, \pm 6), \quad \chi \sim (1, 1, 0; 6), \quad (3.4)$$

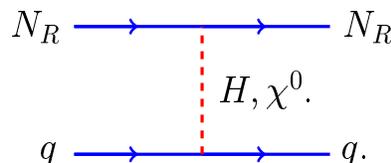
$$\begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}_L \sim (3, 2, 1/3; 1/3), \quad u_{Ri} \sim (3, 1, 4/3; 1/3), \quad d_{Ri} \sim (3, 1, -2/3; 1/3), \quad (3.5)$$

$$(3.6)$$

sendo  $(n_{SU(3)_e}, n_{SU(2)_L}, Y; X)$ .<sup>1</sup> Note que estamos considerando uma simetria discreta ( $Z_2$ ) a fim de tornar  $N_R$  estável em detrimento ao decaimento em elétrons e neutrinos, devido ao vértices presentes na eq. (3.1), portanto iremos supor  $(N_R, \eta^+) \rightarrow (-N_R, -\eta^+)$ , os demais campos são pares segundo esta transformação. A seguir veremos o setor escalar.

### 3.3 Setor escalar

Devido ao caráter mínimo desta extensão, além do dubleto de Higgs, temos apenas dois escalares, um neutro  $\chi$  e outro carregado,  $\eta^\pm$ . O novo escalar neutro é utilizado para gerar massa aos novos campos, inertes sobre as transformações dos grupos de simetrias do modelo padrão, após a quebra espontânea de simetria [79] são eles o férmion de Majorana e o bóson  $Z'$ . Além disso como mencionado anteriormente, devido a mistura na matriz de massa dos escalares neutros, todos os vértices de interação entre o Higgs e as demais partículas do MP serão comuns ao novo escalar neutro após a quebra de simetria, com isso teremos o surgimento do seguinte vértice



<sup>1</sup>Lembremos que para contornarmos a quebra explícita do número leptônico em (3.1),  $\chi$  precisa ser um bilépton.

que fornece ao modelo [74] vínculos para os sinais de detecção direta. Este processo é chamado de “portal de Higgs” pois é através da mistura entre o novo escalar neutro e o Higgs que a ME do modelo consegue interagir com os quarks. Note que, uma vez que a ME deste modelo se trata de uma WIMP, e que temos a contribuição dos diagramas em nível de árvore, não efetuaremos os cálculos de loops nesta primeira análise, pois correspondem a uma parcela bem menor na detecção direta. Iniciaremos definindo os escalares,  $\chi$  como

$$\chi = \frac{1}{\sqrt{2}}(v_\chi + R_\chi + iI_\chi), \quad (3.7)$$

e o  $\phi$  como o dubleto que contém o Higgs semelhante ao MP, pois não se transforma pela nova simetria

$$\phi = \begin{pmatrix} h^+ \\ \frac{v_\phi + R_\phi - iI_\phi}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (3.8)$$

com a ressalva que, devido à mistura dos escalares, teremos uma nova equação que descreve seu autovalor de massa (eq(3.14)), entretanto iremos utilizar  $M_H = 126 GeV$ . Nosso objetivo neste ponto é obter a matriz de massa dos escalares que é gerada pelo processo de quebra espontânea de simetria, um procedimento bem conhecido da teoria de campos (para uma boa introdução sugerimos o capítulo três da referência [79]). Começamos exigindo o requisito mínimo para que o potencial seja estável isso significa que sua primeira derivada deve nula e a segunda positiva, isso pode ser amplamente verificado caso calculemos estas derivadas do potencial diretamente no estado fundamental que assume o menor energia. De antemão, lembrando a ref. [79], não incluiremos nos resultados abaixo os campos  $h^\pm$  pois este serão absorvidos pelos bósons vetoriais do modelo padrão, e não trarão novidades em nossas contas. Temos então

$$\left\langle 0 \left| \frac{\partial V}{\partial R_i} \right| 0 \right\rangle = 0, \quad \left\langle 0 \left| \frac{\partial^2 V}{\partial R_i^2} \right| 0 \right\rangle > 0. \quad (3.9)$$

Como apenas os campos  $R_\phi$  e  $R_\chi$  possuem valor esperado de vácuo, após substituirmos os campos  $\phi$  e  $\chi$  na eq. (3.9) podemos eliminar duas variáveis do potencial,

$$\mu_\chi^2 = -\lambda_\chi v_\chi^2 - \frac{\lambda_{\phi\chi}}{2} v_\chi^2, \quad (3.10)$$

$$\mu_\phi^2 = -\lambda_\phi v_\phi^2 - \frac{\lambda_{\phi\chi}}{2} v_\phi^2. \quad (3.11)$$

Ao substituírmos estes vínculos no potencial, eq. (3.2), ficamos com (ignorando  $h^\pm$ )

$$\begin{aligned}
V_{tot}(\phi, \eta^\pm, \chi) = & \mu_\eta^2 \eta^+ \eta^- - \frac{\lambda_\phi}{4} v_\phi^4 + \lambda_\phi v_\phi^2 R_\phi^2 - \frac{\lambda_\chi}{4} v_\chi^4 + \lambda_\chi v_\chi^2 R_\chi^2 - \frac{\lambda_{\phi\chi}}{4} v_\phi^2 v_\chi^2 \\
& + \lambda_\phi \left( v_\phi R_\phi^3 + \frac{1}{4} R_\phi^4 \right) + \lambda_\chi \left( v_\chi R_\chi^3 + \frac{1}{4} R_\chi^4 \right) + \lambda_{\phi\chi} \left( v_\phi v_\chi R_\phi R_\chi + \frac{1}{2} v_\phi R_\phi R_\chi^2 + \right. \\
& \left. \frac{1}{2} v_\chi R_\chi R_\phi^2 + \frac{1}{4} R_\phi^2 R_\chi^2 \right) + \lambda_\eta (\eta^+ \eta^-)^2 + \lambda_{\phi\eta} (\phi^\dagger \phi) (\eta^+ \eta^-) + \lambda_{\eta\chi} (\eta^+ \eta^-) (\chi^* \chi) + \\
& - V_{SM}. \quad (3.12)
\end{aligned}$$

Os termos quadráticos, e misturas, dos campos formam a matriz de massa dos escalares neutros,  $\lambda_\phi v_\phi^2 + \lambda_\chi v_\chi^2 R_\chi^2 + \lambda_{\phi\chi} v_\phi v_\chi R_\phi R_\chi$ , ou seja

$$\frac{M^2}{2} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 2\lambda_\phi v_\phi^2 & \lambda_{\phi\chi} v_\phi v_\chi \\ \lambda_{\phi\chi} v_\phi v_\chi & 2\lambda_\chi v_\chi^2 \end{pmatrix}. \quad (3.13)$$

Esta matriz indica que existe uma mistura entre os campos  $R_\phi$  e  $R_\chi$ , portanto procederemos diagonalizando a matriz de massa, a fim de obtermos os auto-estados de massa deste modelo, que pode ser feita por meio de transformações ortogonais. Os autovalores da matriz de massa são

$$M_\pm^2 = \lambda_\phi v_\phi^2 + \lambda_\chi v_\chi^2 \pm \sqrt{\lambda_\phi^2 v_\phi^4 + \lambda_\chi^2 v_\chi^4 + \lambda_{\phi\chi}^2 v_\phi^2 v_\chi^2 - 2\lambda_\phi \lambda_\chi v_\phi^2 v_\chi^2}. \quad (3.14)$$

Supondo  $v_\chi \gg v_\phi$  podemos obter os auto-estados de massa aproximados, o cálculo pode ser visto no anexo B,

$$\begin{pmatrix} H \\ \chi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_{\phi\chi} v_\phi}{2\lambda_\chi v_\chi}\right)^2}} \begin{pmatrix} 1 & -\frac{\lambda_{\phi\chi} v_\phi}{2\lambda_\chi v_\chi} \\ -\frac{\lambda_{\phi\chi} v_\phi}{2\lambda_\chi v_\chi} & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} R_\phi \\ R_\chi \end{pmatrix}. \quad (3.15)$$

Ainda sobre as massas a do Férmião de Majorana é gerada a partir do do termo da lagrangeana presente na eq. (3.1),

$$\frac{M_{MN}}{2} = \frac{1}{2} \frac{2}{\sqrt{2}} \lambda_1 v_\chi \therefore M_{MN} = \sqrt{2} \lambda_1 v_\chi. \quad (3.16)$$

ou, como a massa da partícula é um observável, podemos tomar como um vínculo para a constante de acoplamento,

$$\lambda_1 = \frac{M_{MN}}{\sqrt{2} v_\chi}. \quad (3.17)$$

A seguir obteremos os vértices do escalar carregado.

### 3.3.1 Cálculos para o escalar carregado

Partiremos do cálculo da derivada covariante, lembrando que esta partícula é um bilépton, portanto carrega duas cargas de número leptônico, ou seja  $X = B - 3L_e = 0 - 3(-2) = 6$ .  $\eta^+$  possui carga elétrica 1 logo  $(1/2)(\tau_3 + Y) \implies Y = 2$ . Teremos desta maneira

$$\mathcal{L}_\eta = (\mathbf{D}_\mu \eta^+)^\dagger \mathbf{D}^\mu \eta^+, \quad (3.18)$$

sendo

$$\mathbf{D}_\mu = \vec{\partial}_\mu + i\frac{g'}{2}YB^\mu + i\frac{g_X}{2}n_X Z'^\mu. \quad (3.19)$$

Explicitando os termos da lagrangeana, substituindo o estado de interação  $B^\mu$  pelos campos físicos,  $B^\mu = A^\mu c_\theta - Z^\mu s_\theta$  e computando suas derivadas, definidas como  $\eta^- \propto S_1 e^{ip_1 x}$ ,  $\eta^+ \propto S_2 e^{ip_2 x}$ ,  $A^\mu \propto \varepsilon_A^\mu(k_1) e^{ik_1 x}$ ,  $Z^\mu \propto \varepsilon_Z^\mu(k_1) e^{ik_2 x}$ ,  $Z'^\mu \propto \varepsilon_{Z'}^\mu(k_3) e^{ik_3 x}$ , teremos

$$\begin{aligned} (\mathbf{D}_\mu \eta^+)^\dagger \mathbf{D}^\mu \eta^+ &= (\partial_\mu \eta^-) (\partial^\mu \eta^+) - e(p_1 - p_2)_\mu \eta^+ \eta^- A^\mu + e \text{tg}_\theta (p_1 - p_2)_\mu \eta^+ \eta^- Z^\mu - \\ &3g_X (p_1 - p_2)_\mu Z'^\mu \eta^- \eta^+ + e^2 A_\mu A^\mu \eta^+ \eta^- - 2e \text{tg}_\theta \eta^+ \eta^- A_\mu Z^\mu + e^2 \text{tg}_\theta^2 \eta^- \eta^+ Z_\mu Z^\mu + \\ &6e g_X \eta^- \eta^+ A_\mu Z'^\mu - 6 \text{tg}_\theta g_X \eta^- \eta^+ Z_\mu Z'^\mu + 9g_X^2 \eta^- \eta^+ Z'_\mu Z'^\mu \end{aligned} \quad (3.20)$$

### 3.3.2 Derivada do campo $\phi$

Como mencionado anteriormente o campo  $\phi$ , dubleto por  $SU(2)$ , contendo o bóson de Higgs, segue de forma semelhante ao que se encontra nos livros de física de partículas [79], por exemplo. A diferença fundamental reside no fato de que agora, devido ao novo campo escalar  $\chi$ , temos a mistura vista na eq. (3.15), após a quebra espontânea de simetria. Portanto ao invés de uma única constante de acoplamento no vértice quártico da interação  $HHHH$  temos  $\frac{b^4}{4}(\lambda_\phi + \lambda_\chi k^4 + \lambda_{\phi\chi} k^2)$  devido a mistura da eq. (3.15). Note que todos os vértices de interação entre as partículas do MP com o Higgs agora também terão com o  $\chi^0$  após a quebra espontânea de simetria com isso temos o chamado portal de Higgs pois este inclui a interação do MP com o setor escuro,  $\chi$ , e o candidato a ME, o férmion de Majorana de mão direita. Temos então

$$\mathcal{L}_\phi = (\mathcal{D}_\mu \phi)^\dagger (\mathcal{D}^\mu \phi) \quad \text{com} \quad \mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + i\frac{g}{2}\tau_i W_{i,\mu} + i\frac{g'}{2}Y B_\mu. \quad (3.21)$$

sendo o termo  $\tau_i W_{i,\mu}$ <sup>2</sup> escrito na representação fundamental do  $SU(2)$  como

$$\tau_i W_{i\mu} = \begin{pmatrix} W_{3,\mu} & \overbrace{W_{1,\mu} - iW_{2,\mu}}^{\equiv W_\mu^+} \\ \underbrace{W_{1,\mu} + iW_{2,\mu}}_{\equiv W_\mu^-} & -W_{3,\mu} \end{pmatrix}. \quad (3.22)$$

Portanto substituindo as equações (3.22) e (3.8) em (3.21) temos

$$\begin{aligned} (\mathcal{D}_\mu \phi)^\dagger (\mathcal{D}^\mu \phi) = & \left[ \begin{pmatrix} 0 & \frac{\partial_\mu R_\phi}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} - i\frac{g}{2} \begin{pmatrix} \sqrt{2}W_\mu^- \left( \frac{v_\phi + R_\phi}{\sqrt{2}} \right) & -W_{3,\mu} \left( \frac{v_\phi + R_\phi}{\sqrt{2}} \right) \end{pmatrix} - i\frac{g'}{2} B_\mu \begin{pmatrix} 0 & \frac{R_\phi}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \right] \\ & \left[ \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\partial^\mu R_\phi}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} + i\frac{g}{2} \begin{pmatrix} \sqrt{2}W^{\mu,+} \left( \frac{v_\phi + R_\phi}{\sqrt{2}} \right) \\ -W^{3,\mu} \left( \frac{v_\phi + R_\phi}{\sqrt{2}} \right) \end{pmatrix} + i\frac{g'}{2} B^\mu \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{R_\phi}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \right] \end{aligned} \quad (3.23)$$

Que resulta em

$$\begin{aligned} (\mathcal{D}_\mu \phi)^\dagger (\mathcal{D}^\mu \phi) = & \frac{(\partial_\mu R_\phi)(\partial^\mu R_\phi)}{2} + \frac{g^2}{2} W_\mu^- W^{\mu,+} \left( \frac{v_\phi + R_\phi}{\sqrt{2}} \right)^2 + \frac{g^2}{4} W_{3,\mu} W^{3,\mu} \left( \frac{v_\phi + R_\phi}{\sqrt{2}} \right)^2 - \\ & \frac{gg'}{4} W_{3,\mu} B^\mu \left( \frac{v_\phi + R_\phi}{\sqrt{2}} \right)^2 - \frac{gg'}{4} W^{3,\mu} B_\mu \left( \frac{v_\phi + R_\phi}{\sqrt{2}} \right)^2 + \frac{g'^2}{4} B^\mu B_\mu \left( \frac{v_\phi + R_\phi}{\sqrt{2}} \right)^2 \end{aligned} \quad (3.24)$$

Porém  $B_\mu$  e  $W_{3,\mu}$  são os estados de interação, de forma semelhante ao que vimos com os dois escalares neutros, existe mistura entre  $B_\mu$  e  $W_{3,\mu}$ , seus auto-estados de massa, cuja matriz de massa é diagonal, são  $B_\mu = A_\mu c_\theta - Z_\mu s_\theta$  e  $W_{3,\mu} = A_\mu s_\theta + Z_\mu c_\theta$ , sendo  $\theta$  o ângulo de mistura, também vulgarmente chamado de ângulo de Weinberg (vulgarmente pois não foi Weinberg que introduziu esta notação notação na teoria, mas sim Glashow), ao substituir os auto-estados de massa dos bósons temos

$$\begin{aligned} & (\mathcal{D}_\mu \phi)^\dagger (\mathcal{D}^\mu \phi) = \\ & \frac{(\partial_\mu R_\phi)(\partial^\mu R_\phi)}{2} + \frac{g^2}{2} W_\mu^- W^{\mu,+} \left( \frac{v_\phi + R_\phi}{\sqrt{2}} \right)^2 + \frac{g^2 + g'^2}{8} Z_\mu Z^\mu \left( \frac{v_\phi + R_\phi}{\sqrt{2}} \right)^2 = \\ & \frac{g^2}{2} W_\mu^- W^{\mu,+} \left( \frac{v_\phi^2 - 2v_\phi R_\phi + R_\phi^2}{2} \right) + \\ & \frac{Z_\mu Z^\mu g^2 + g'^2}{8} \frac{[v_\phi^2 + 2v_\phi(H - k\chi^0) + (H^2 - 2kH\chi^0 + k^2\chi^{0^2})]}{2}, \end{aligned} \quad (3.25)$$

note que no último termo substituímos os auto-estados de massa dos campos escalares. Lembrando que  $g = e/s_\theta$ , sendo “ $e$ ” a carga elétrica elementar,  $(g^2 + g'^2)v_\phi^2 = 2eM_W/(s_\theta c_\theta)$ ,

<sup>2</sup> $\tau$  são as matrizes de Pauli.

onde  $M_W$  é a massa do bóson  $W$  e também  $b^2 = 1/\sqrt{1+k^2}$ , com  $k = \lambda_{\phi\chi}v_\phi/(2\lambda_\chi v_\chi)$ . podemos da eq. (3.25) retirar os valores das massas para os bósons vetoriais nesta teoria juntamente com as regras de Feynmann entre eles e os escalares, apresente no apêndice C. Posteriormente calcularemos os termos da derivada covariante do novo campo escalar neutro.

### 3.3.3 Derivada do novo escalar neutro

O escalar neutro<sup>3</sup>, complexo, na verdade, não possui carga elétrica nem hipercarga, apenas carga  $X = B - 3L_e = 6$ , portanto temos a seguinte derivada covariante para  $\chi$ , definido na eq. (3.7),

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_\chi &= (\mathcal{D}_\mu\chi)^\dagger \mathcal{D}^\mu\chi, \\ \mathcal{D}_\mu &= \vec{\partial}_\mu + 3ig_X Z'^\mu \chi.\end{aligned}\tag{3.26}$$

O ponto fundamental destes cálculos concerne na obtenção da massa para o bóson  $Z'$  através da escolha do gauge. O novo bóson “absorve” o bóson de goldstone<sup>4</sup> (seus graus de liberdade) adquirindo a componente longitudinal e massa. Ao substituir a eq. (3.7) em (3.18) teremos

$$\begin{aligned}(\mathcal{D}_\mu\chi)^\dagger \mathcal{D}^\mu\chi &= \frac{1}{2} [(\partial_\mu R_\chi) (\partial^\mu R_\chi) + (\partial_\mu I_\chi) (\partial^\mu I_\chi)] - i\frac{3g_X}{2} Z'^\mu [(\partial_\mu R_\chi) - i(\partial_\mu I_\chi)] \\ &\quad (v_\chi + R_\chi + iI_\chi) + i\frac{3g_X}{2} Z'_\mu (v_\chi + R_\chi + iI_\chi) [(\partial^\mu R_\chi) + i(\partial^\mu I_\chi)] + \\ &\quad \frac{9g_X^2}{2} Z'_\mu Z'^\mu (v_\chi + R_\chi + iI_\chi),\end{aligned}\tag{3.27}$$

ou ainda

$$\begin{aligned}(\mathcal{D}_\mu\chi)^\dagger \mathcal{D}^\mu\chi &= \frac{1}{2} [(\partial_\mu R_\chi) (\partial^\mu R_\chi) + (\partial_\mu I_\chi) (\partial^\mu I_\chi)] - 3g_X Z'^\mu (\partial_\mu I_\chi) (v_\chi + R_\chi) + \\ &\quad 3g_X Z'^\mu (\partial^\mu R_\chi) I_\chi + \frac{9g_X^2}{2} Z'_\mu Z'^\mu (v_\chi^2 + 2v_\chi R_\chi + R_\chi^2 + I_\chi^2).\end{aligned}\tag{3.28}$$

<sup>3</sup>Na verdade este é um abuso de linguagem. O campo  $\chi_0$  é que, de fato, se trata de um campo real, pois  $\chi$  possui uma componente complexa.

<sup>4</sup>No caso, o majoron.

Com isso podemos obter a equação para a massa do novo bóson vetorial, cujo calculo padrão pode ser visto também no capítulo 3 da ref. [79],

$$\frac{9}{2}g_X^2 v_\chi^2 Z'_\mu Z'^\mu \quad \therefore M'_Z = \frac{3}{\sqrt{2}}g_X c v_\chi.$$

Portanto temos um valor de massa proporcional ao valor esperado do vácuo do novo escalar neutro. Com isso trataremos  $g_X$  dependente de  $M_{Z'}$  e  $v_\chi$ . Veremos agora os vértices relacionando os escalares ao férmion de Majorana.

### 3.3.4 Interações entre o férmion de Majorana e os escalares.

Como mencionado utilizaremos o processo de quebra espontânea de simetria para fornecer massa do candidato à ME do nosso modelo. Partindo da lagrangeana (3.1) tínhamos

$$\mathcal{L} \therefore \mathcal{L} \supset -\lambda_1 (\bar{N}_R^c N_{R\chi} + \bar{N}_R N_{R\chi}^c) + \lambda_2 (\bar{N}_R^c e_r \eta^+ + \bar{e}_r N_R^c \eta^-). \quad (3.29)$$

Utilizando a definição de  $\chi = \frac{1}{\sqrt{2}}(v_\chi + R_\chi)$  após a quebra espontânea de simetria teremos, considerando que o  $I_\chi$  foi absorvido pelo novo bóson de gauge,

$$\mathcal{L} \therefore \mathcal{L} \supset -\lambda_1 \left[ \bar{N}_R^c N_R \frac{1}{\sqrt{2}}(v_\chi + R_\chi) + \bar{N}_R N_R^c \frac{1}{\sqrt{2}}(v_\chi + R_\chi) \right] + \lambda_2 (\bar{N}_R^c e_r \eta^+ + \bar{e}_r N_R^c \eta^-). \quad (3.30)$$

Substituindo os campo físicos dados pela eq. (3.15) temos

$$\mathcal{L} \therefore \mathcal{L} \supset - \lambda_1 \left\{ \frac{1}{\sqrt{2}}\bar{N}_R^c N_R [v_\chi - b(kH + \chi^0)] + \frac{1}{\sqrt{2}}\bar{N}_R N_R^c [v_\chi - b(kH + \chi^0)] \right\} - \lambda_2 (\bar{N}_R^c e_r \eta^+ + \bar{e}_r N_R^c \eta^-). \quad (3.31)$$

Portanto a massa da ME, lembrando que para férmions de Majorana a lagrangeana padrão é  $\frac{1}{2}\psi(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi = 0$ , obtida é  $M_{N_R^c} = \sqrt{2}\lambda_1 v_\chi$ . Além disso podemos extrair da eq.(3.31) as regras de Feynmann para as interações entre a ME do modelo com os escalares e dos vértices  $\bar{N}_R^c e_r \eta^+ + \bar{e}_r N_R^c \eta^-$ .

$$\begin{aligned} \bar{N}_R^c N_R^c H &= -ikbM_{N_R^c}/v_\chi \\ \bar{N}_R^c N_R^c \chi^0 &= -ibM_{N_R^c}/v_\chi \\ \bar{N}_R^c e_r \eta^+ &= -i\lambda_2 \\ \bar{e}_r N_R^c \eta^- &= -i\lambda_2 \end{aligned}$$

### 3.4 Setor Fermiônico

#### Léptons

No setor leptônico apenas os da primeira geração possuem carga de  $U(1)_X$  então colocaremos somente os escalares e dubletos da primeira família. Teremos então

$$\mathcal{L}_e = \bar{e}_R i\gamma_\mu \mathbf{D}^\mu e_R + \bar{L}_e i\gamma_\mu \mathbf{D}^\mu L_e \quad (3.32)$$

onde

$$\begin{aligned} \mathbf{D}^\mu &= \vec{\partial}^\mu + i\frac{g'}{2}YB^\mu - 3i\frac{g_X}{2}Z^\mu \\ \mathbf{D}^\mu &= \vec{\partial}^\mu + i\frac{g'}{2}YB^\mu + i\frac{g}{2}\vec{\tau} \cdot \vec{b}^\mu + 3i\frac{g_X}{2}Z^\mu \end{aligned} \quad (3.33)$$

com  $L_e = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$ . Para o elétron de mão direita temos a seguinte corrente neutra, além do MP,

$$\mathcal{L}_{CN_{(Z'e_R)}} = -\frac{3g_X}{2}\bar{e}_R\gamma_\mu Z^\mu e_R \quad (3.34)$$

no caso dos léptons de mão esquerda, ficamos com

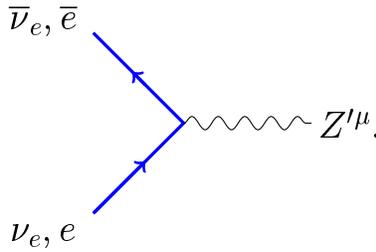
$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{CN_{(Z'l_e)}} &= -\frac{3g_X}{2}\bar{\nu}_{eL}\gamma_\mu \nu_{eL}Z^\mu - \frac{3g_X}{2}\bar{e}_L\gamma_\mu e_L Z^\mu = -\frac{3g_X}{2}\bar{\nu}_e\gamma_\mu \left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right)\nu_e Z^\mu \\ &\quad -\frac{3g_X}{2}\bar{e}_L\gamma_\mu e_L Z^\mu \end{aligned} \quad (3.35)$$

Como em relação ao MP apenas os termos com  $Z'$  dão nova contribuição, e sabendo que

$$\bar{e}_R \gamma_\mu e_R + \bar{e}_L \gamma_\mu e_L = (\bar{e}_R + \bar{e}_L) \gamma_\mu (e_R + e_L) = \bar{e} \gamma_\mu e \quad (3.36)$$

então

$$\mathcal{L}_e \supset \mathcal{L}_{L_e U_x} = -\frac{3g_x}{2} a \bar{\nu}_e \gamma_\mu \left( \frac{1 - \gamma_5}{2} \right) \nu_e Z'^\mu - \frac{3g_X}{2} a \bar{e} \gamma_\mu e Z'^\mu \quad (3.37)$$



$$\bar{\nu}_e \gamma^\mu \left( \frac{1 - \gamma_5}{2} \right) \nu_e Z'_\mu = -\frac{3g_x}{2} \gamma^\mu \left( \frac{1 - \gamma_5}{2} \right) \quad ; \quad \bar{e} \gamma^\mu e Z'_\mu = -\frac{3g_X}{2} \gamma^\mu$$

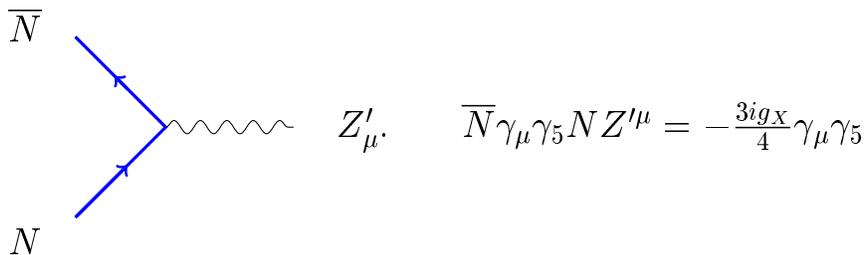
### Lagrangiana de Interação entre $N_R$ e $Z'_\mu$

Neste modelo o férmion de Majorana se transforma segundo o novo grupo abeliano com isso sua derivada fica da seguinte forma

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{N_R} &= \bar{N}_R i \gamma_\mu \left( \partial^\mu + i \frac{g_X}{2} n_X Z'^\mu \right) N_R \quad \therefore \\ \mathcal{L}_{N_R Z'} &= \frac{3g_X}{2} \bar{N}_R \gamma_\mu N_R Z'^\mu = \frac{3ig_X}{2} \left[ \left( \frac{1 + \gamma_5}{2} \right) N \right]^\dagger \gamma^0 \gamma^\mu \left( \frac{1 + \gamma_5}{2} \right) N Z'^\mu \\ &= \frac{3ig_X}{4} \bar{N} \gamma^\mu (1 + \gamma_5) N Z'^\mu, \end{aligned} \quad (3.38)$$

porém, no caso de partículas de majorana,  $\bar{N} \gamma_\mu N = 0$ , então

$$\mathcal{L}_{N_R} = \frac{3ig_X}{4} \bar{N} \gamma^\mu \gamma_5 N Z'^\mu \quad (3.39)$$



A seguir continuaremos com o cálculo dos termos da corrente neutra para quarks.

### Quarks

Como vimos anteriormente, os quarks possuem transformação segundo o novo grupo de simetria ( $X = B - 3L_e = 1/3$ ). Partindo da derivada covariante temos

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_q &= \sum_{m=1}^F \left[ \bar{R}_{q_m} i\gamma_\mu \left( \vec{\partial}^\mu + i\frac{g'}{2} Y B^\mu + \overbrace{i\frac{g_X}{2} n_X Z'^\mu}^{\text{termo c}} \right) R_{q_m} + \right. \\ &\quad \left. \bar{L}_{q_m} i\gamma_\mu \left( \vec{\partial}^\mu + i\frac{g'}{2} Y B^\mu + i\frac{g}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{b}^\mu + \overbrace{i\frac{g_X}{2} n_X Z'^\mu}^{\text{termo d}} \right) L_{q_m} \right] \\ &= \sum_{m=1}^F (\bar{q}_{L_m} i\mathcal{D}^\mu q_{L_m} + \bar{u}_{R_m} i\mathcal{D}^\mu u_{R_m} + \bar{d}_{R_m} i\mathcal{D}^\mu d_{R_m}). \end{aligned} \quad (3.40)$$

sendo que o somatório refere-se às três famílias de quarks com dubletos de mão esquerda no formato  $q_{L_m} = \begin{pmatrix} u_m^0 \\ d_m^0 \end{pmatrix}_L$ , e os de mão direita do “tipo” up,  $u_1, u_2, u_3$  (up, charm e top, respectivamente) e os down  $d_1, d_2, d_3$ , (down, strange e botton, respectivamente). Utilizaremos as mesmas definições para os auto-estados de massa presentes na ref. [79], capítulo 7. Sejam os auto-estados de massa  $u_L \equiv A_L^{u\dagger} u_L^0$ , sendo que  $\bar{u}_L^0 = \bar{u}_L A_L^{u\dagger}$ , e  $u_R \equiv A_R^{u\dagger} u_R^0$ , com  $u_R^0 = A_R^u u_R$ , lembrando que  $V_q \equiv A_L^{u\dagger} A_L^d$  é a matriz  $CKM$ , porém como o novo bóson é neutro por carga elétrica não haverá mistura entre quarks além as do MP. Os termos sobressalentes em relação ao MP, resultantes dos “c” e “d” serão

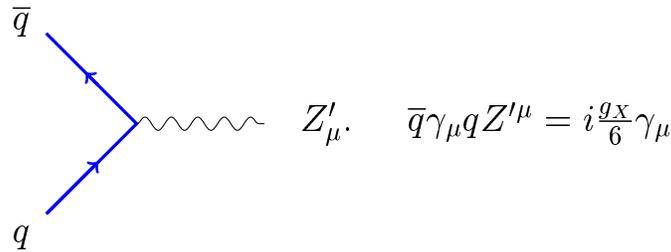
$$\mathcal{L}_{qZ'} = \sum_{m=1}^F \left( \bar{q}_{L_m} i\gamma_\mu \frac{g_X}{2} n_X q_{L_m} + \bar{u}_{R_m} i\gamma_\mu \frac{g_X}{2} n_X u_{R_m} + \bar{d}_{R_m} i\gamma_\mu \frac{g_X}{2} n_X d_{R_m} \right) Z'^\mu. \quad (3.41)$$

Substituindo os auto-estados de massa obtemos, lembrando que o subscrito  $m$  soma sobre as famílias,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{qZ'} &= \sum_{m=1}^F \left[ (\bar{u}_{L_m} A_{Lmn}^{u\dagger}) i\gamma_\mu \frac{g_X}{2} n_X (A_{Lm}^u u_{Lm}) + (\bar{d}_{L_m} A_{Lmn}^{d\dagger}) i\gamma_\mu \frac{g_X}{2} n_X (A_{Lm}^d d_{Lm}) + \right. \\ &\quad \left. (\bar{u}_{L_m} A_{Rmn}^{u\dagger}) i\gamma_\mu \frac{g_X}{2} n_X (A_{Rm}^u u_{Rm}) + (\bar{d}_{R_m} A_{Rmn}^{d\dagger}) i\gamma_\mu \frac{g_X}{2} n_X (A_{Rm}^d d_{Rm}) \right] Z'^\mu. \end{aligned} \quad (3.42)$$

Uma vez que  $A_{Rmn}^d \dagger A_{Rmn}^d = 1$ , e de forma semelhante nos outros a eq. (3.42) se reduz a

$$\mathcal{L}_{qZ'} = i \frac{g_X}{2} n_X \sum_{m=1}^F [(\bar{u}_{Lm} \gamma_\mu u_{Lmn}) + (\bar{d}_{Lm} \gamma_\mu d_{Lm}) + (\bar{u}_{Lm} \gamma_\mu u_{Rmn}) + (\bar{d}_{Rm} \gamma_\mu d_{Rm})] Z'^\mu. \quad (3.43)$$



Uma vez calculado todos os novos termos referentes ao modelo iremos, no próximo capítulo, avaliar seus parâmetros livres confrontando os observáveis aos resultados experimentais em relação aos vínculos da ME.

# Capítulo 4

## Resultados

No capítulo anterior introduzimos os novos campos juntamente com a lagrangeana que descreve física do modelo. Agora, iremos mostrar os resultados da abundância relíquia ( $\Omega_{ME}$ ) e a seção de choque de interação WIMP-nucleon ( $\sigma_{Wn}$ ), utilizando a ferramenta computacional micrOMEGAS [46]. Este programa utiliza como base o CalcHEP [80], que fornece seções de choque, taxas de decaimento, entre outras funções em nível de árvore, e estas são utilizadas para os cálculos das propriedades específicas da ME, as quais o CalcHEP não calcula, como por exemplo  $\Omega_{ME}$ . Além disso, a principal necessidade de sua aplicação se dá pela quantidade de processos a serem considerados. Como veremos adiante, existem vários canais de aniquilação que influenciam no valor da abundância, lembramos, também que no caso da eq. (1.17), para melhor precisão de nossos resultados, temos que resolvê-la numericamente, ou seja a utilização deste programa é bastante justificável. A seguir, iremos resumir os parâmetros livres do modelo e, através dos resultados, verificar como estes influenciam  $\Omega_{ME}$  e  $\sigma_{Wn}$ .

### 4.1 Abundância relíquia

Vimos anteriormente que o modelo tratado aqui possui novos parâmetros oriundos do potencial, corrente neutra e o acoplamento entre a ME, o escalar carregado e o elétron. Alguns deles estão vinculados, por exemplo, as constantes  $\lambda_\phi$  e  $\lambda_\chi$  (após a quebra espontânea de simetria), podem ser escritas em função das massa dos escalares neutros e outras constantes, utilizando a eq. (3.14). Seguindo este procedimento os parâmetros livres deste modelo são:  $\lambda_{\phi\chi}$ ,  $\lambda_\eta$ ,  $\lambda_{\phi\eta}$ ,  $\lambda_{\chi\eta}$ ,  $\lambda_2$ ,  $v_\chi$ ,  $m_\chi$ ,  $m_{Z'}$ ,  $m_\eta$ ,  $m_{ME}$ .

Uma vez que a ME, neste trabalho, é estável, a partícula mais leve que se transforma pela simetria  $Z_2$  (seção 3.2), apenas processos de aniquilação contribuem para sua abundância. Podemos ver na fig. (4.1), os processos de aniquilação em nível de árvore e alguns de co-

aniquilação, fig. (4.2)<sup>1</sup>, respectivamente.

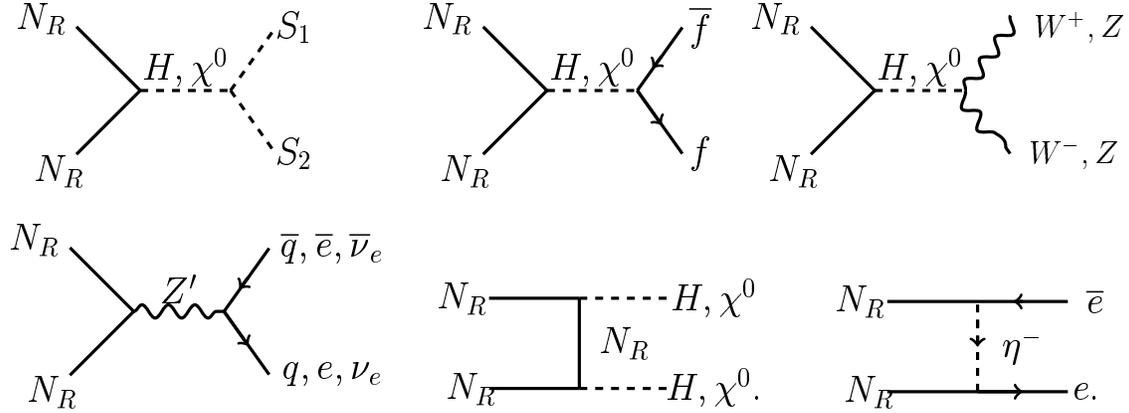


Figura 4.1: Processos que contribuem para a abundância da ME.

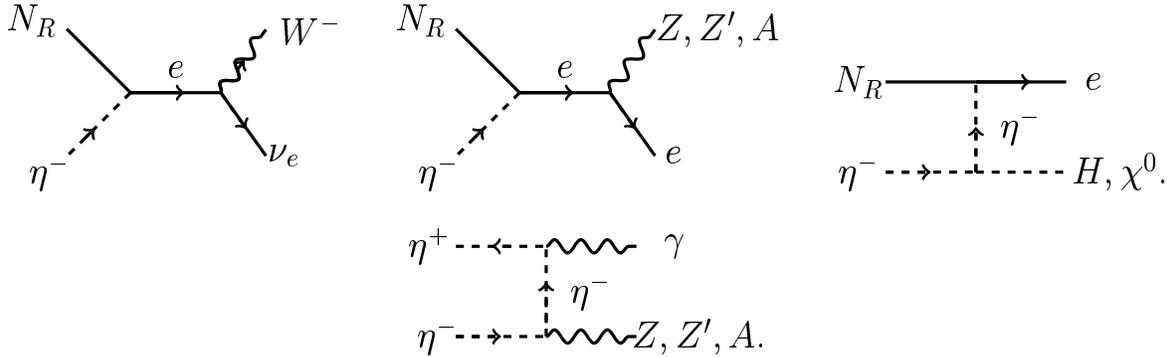


Figura 4.2: Alguns canais de co-aniquilação da ME.

## 4.2 Detecção direta

No modelo apresentado, o espalhamento WIMP-nucleon ocorre devido ao processo representado na fig. (4.3). Estes termos, os quais envolvem os campos  $\bar{q}q\bar{N}_R^c N_R$ , dependem dos acoplamentos com os escalares, considerando sua mistura, juntamente com o novo bóson neutro. Uma vez que temos interações conforme  $\mathcal{L} \supset \lambda_q^{esc} \bar{N}_R N_R \bar{q} q + \lambda_q^{VA} (\bar{N}_R \gamma_\mu \gamma_5 N_R) (\bar{q} \gamma^\mu q)$ ,

<sup>1</sup>Lembrando que devido ao caráter fraco da reação (WIMP) apenas os processos em nível de árvore fornecem contribuições relevantes para a aniquilação da ME, tornando a parcela proveniente dos loops desprezível.

então obtemos exclusivamente a contribuição da secção de choque de espalhamento spin-independente [81]. Na verdade também estão presentes interações spin-dependente, porém estas são bastante suprimidas, conforme [82], juntamente com a interação  $(\bar{N}_R \gamma_\mu \gamma_5 N_R)(\bar{q} \gamma^\mu q)$  gerada pelo novo boson de gauge. Associada ao acoplamento escalar temos  $\sigma_{W_n}^{SI}$  dado por [81]

$$\sigma_{W_n}^{SI} = \frac{4\mu_{WN}^2}{\pi} [Zf^p + (A - Z)f^n]^2, \quad (4.1)$$

onde a quantidade  $f^p$  é definida como

$$f^p = \sum_{q=u,d,s} \frac{\lambda_q^{esc}}{m_q} f_{Tq}^p + \frac{2}{27} f_{TG}^p \sum_{q=c,b,t} \frac{\lambda_q^{esc}}{m_q}, \quad (4.2)$$

sendo  $f_{Tq}^p$  o fator que inclui a contribuição dos quarks leves para a massa do próton e o segundo termo inclui os efeitos entre a WIMP e os glúons na densidade do núcleo ( $f_{TG}^p = 1 - \sum_{q=u,d,s} f_{Tq}^p$ ).  $f^n$  se trata do acoplamento entre a WIMP e o nêutron. Estes fatores são determinados experimentalmente. No caso da contribuição dos termos com acoplamentos vetoriais temos, conforme [81],

$$\sigma_{W_n}^{SI} = \frac{\mu^2}{64\pi} B_N^2. \quad (4.3)$$

onde  $B_N \equiv \lambda_u^V(A + Z) + \lambda_d^V(2A - Z)$ . Ou seja, para um modelo onde temos interações com acoplamentos escalares e vetoriais, semelhante ao nosso, os termos referentes a eq. (4.3) e eq. (4.1) devem ser incluídos na eq. (2.4). Vale salientar que o micrOMEGAS inclui estas contribuições no cálculo de  $\sigma_{W_n}$ , onde utilizamos todos os parâmetros associado a estas constantes como os valores já definidos pelos autores do programa [46]. Também adotamos a aproximação de que a interação entre a WIMP com os nêutrons segue de forma semelhante aos prótons (o micrOMEGAS considera a diferença nas seções de choque do espalhamento entre WIMPs com prótons e nêutrons, mas observamos, em nosso modelo, que elas possuem a mesma ordem de grandeza). Diante deste cenário apresentaremos nossos resultados a seguir.

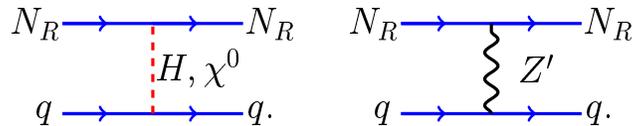
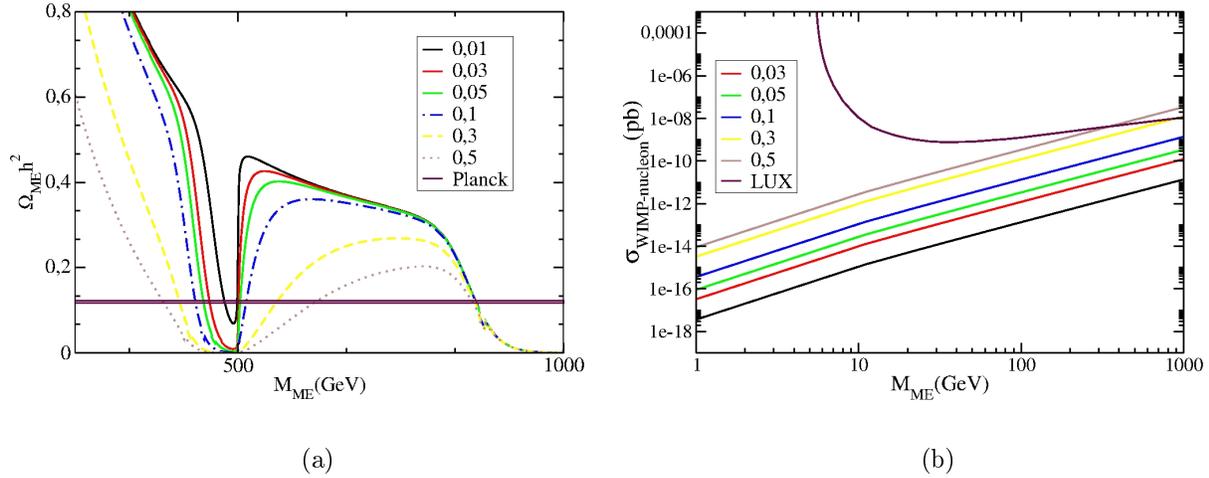


Figura 4.3: Diagramas de interação WIMP-nucleon.

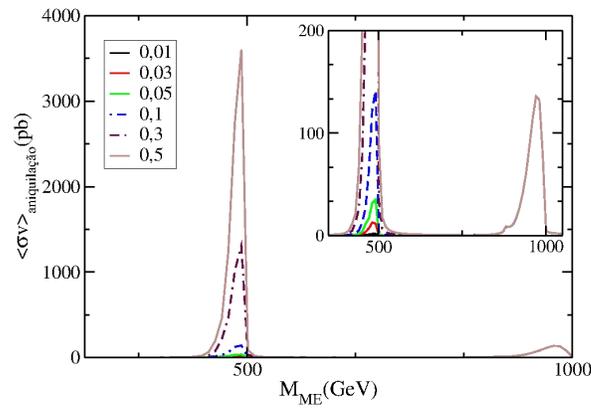
Nosso primeiro resultado, fig. (4.4a), apresentamos o gráfico da abundância em função de  $M_{ME}$ , onde as diferentes curvas referem-se às variações da constante de acoplamento  $\lambda_{\phi\chi}$ . Diante disto, constatamos que os canais de aniquilação deste modelo estão fortemente ligados a mistura entre os escalares. Para tanto, consideramos  $M_\chi = M_\eta = 1 \text{ TeV}$ ,  $M_{Z'} = 2 \text{ TeV}$ ,  $v_\chi = 2 \text{ TeV}$  e  $\lambda_2 = 0,5$ . Note que os valores para as massas das novas partículas estão acima dos limites inferiores impostos por diversos experimentos [38]. Já na fig. (4.5a), repetimos os valores dos parâmetros, com  $\lambda_{\phi\chi}$  fixo e igual a 0,01 (mantendo a mistura pequena evitamos as restrições impostas pelos testes de precisão associados ao bóson de Higgs), variando apenas  $\lambda_2$ . Conforme podemos observar, este acoplamento não possui papel fundamental em relação a variação de  $\Omega_{ME}h^2$ .

Em seguida, fig. (4.6a), variamos o  $vev$  do novo campo escalar neutro mantendo fixo os valores dos demais parâmetros, com  $\lambda_{\phi\chi} = 0,01$  e  $\lambda_2 = 0,5$ . Uma vez que os acoplamentos, da mistura entre os escalares neutros, dependem inversamente de  $v_\chi$ , podemos notar a supressão da aniquilação da ME, de acordo com a fig. (4.6c), os principais canais que contribuem para a aniquilação da ME estão postos no apêndice D. No gráfico seguinte, fig. (4.7a), exploramos o caso limite das massas  $M_\chi = M_\eta$ ,  $M_{Z'}$  muito acima de  $M_{ME}$  com  $v_\chi = 8 \text{ TeV}$ . Já as figuras (4.4b), (4.5b), (4.6b) e (4.7b) temos os gráficos correspondentes aos valores de  $\sigma_{Wn}$ . Nestes resultados utilizamos todos os pontos (incluindo os que estão em desacordo com os resultados do experimento Planck) pois, neste momento, estamos interessados em demonstrar como a variação dos parâmetros influenciam a curva da seção de choque WIMP-nucleon. Conforme a fig. (4.4b) constatamos que o espalhamento, mediado pelos escalares, possui maior relevância na variação de  $\sigma_{Wn}$ . Finalmente, notamos que a maioria dos valores de  $\sigma_{Wn}$  encontram-se abaixo do limite superior do experimento LUX, com uma pequena exceção da fig. (4.4b). Contudo, os valores obtidos para  $\Omega_{ME}h^2$  entre 0.1165 e 0.1227 estão permitidos pelos vínculos da detecção direta.



(a)

(b)



(c)

Figura 4.4: Gráfico da abundância relíquia da ME e  $\sigma_{Wn}$  em função de sua massa. No gráfico (a) as curvas correspondem a diferentes valores de  $\lambda_{\phi\chi}$  (valores na legenda). As linhas em roxo delimitam a faixa em acordo com os dados medidos pelo experimento Planck [45] para a abundância. A direita, em (b), temos a variação da secção de choque de espalhamento elástico WIMP- nucleon em função da massa com  $\lambda_{\phi\chi}$  considerando os mesmos valores semelhante ao gráfico (a). A curva, em roxo, neste caso, corresponde ao limite superior imposto pelo experimento LUX [60]. No gráfico (c) apresentamos os resultados da média térmica da secção de choque de aniquilação (no canto superior direito temos uma ampliação do mesmo).

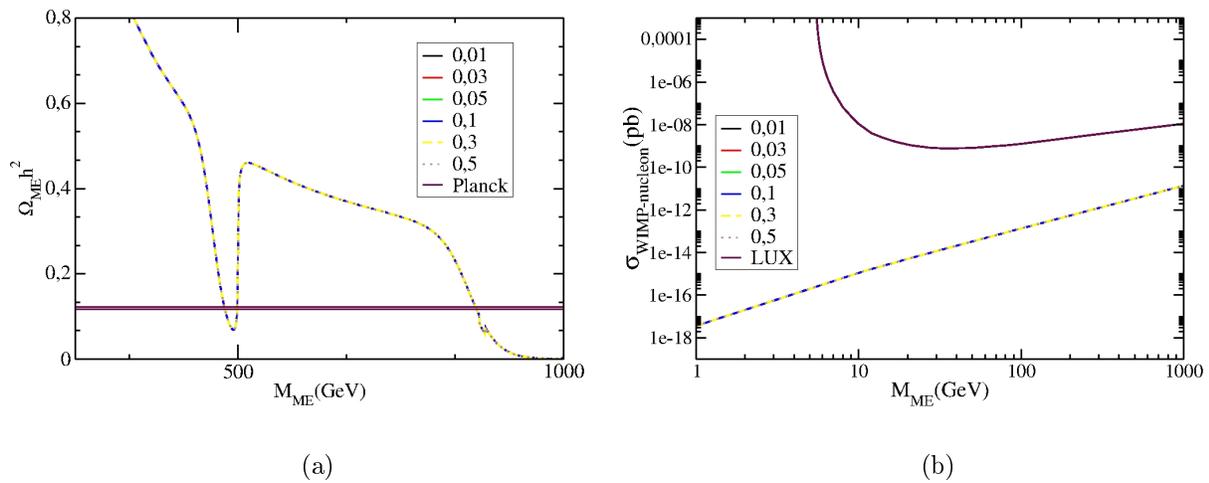


Figura 4.5: Gráfico da abundância relíquia da ME e  $\sigma_{Wn}$  em função de sua massa. No gráfico (a) as curvas correspondem a distintos valores de  $\lambda_2$ , acoplamento entre a ME, o elétron e o escalar carregado (valores na legenda). As linhas em roxo delimitam a faixa de valores em acordo com os dados medidos pelo experimento Planck [45] para a abundância. À direita temos a variação da seção de choque do espalhamento elástico WIMP- nucleon em função da massa com  $\lambda_2$  assumindo os mesmos valores que no gráfico (a). A curva em roxo, neste caso, corresponde ao limite superior imposto pelo experimento LUX.

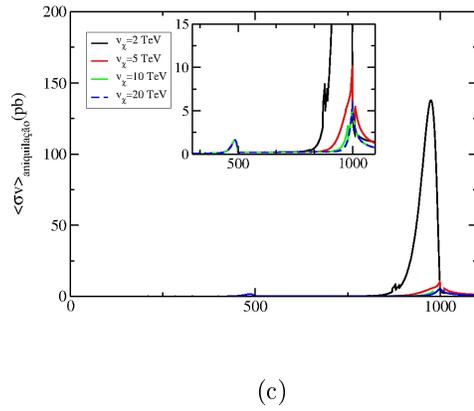
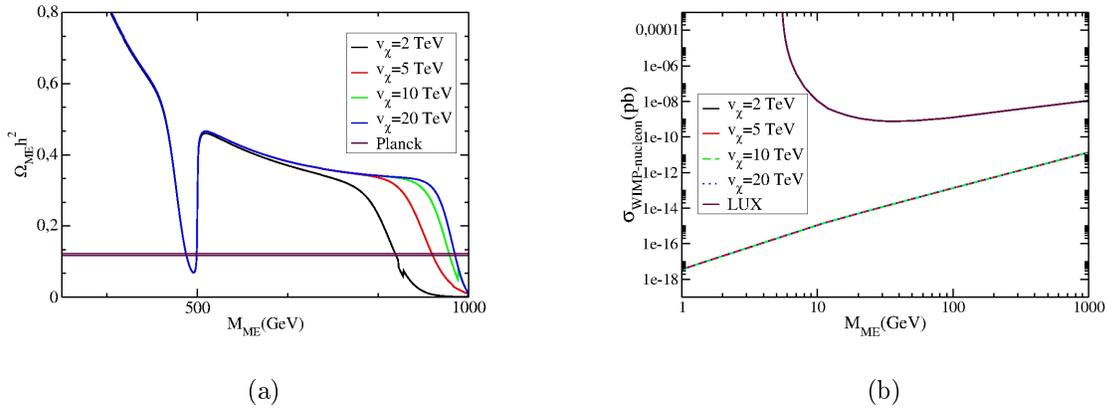


Figura 4.6: Gráficos de  $\Omega_{DM}$  e  $\sigma_{Wn}$  em função da massa de ME. As diferentes curvas referem-se à variação de  $v_\chi$ .

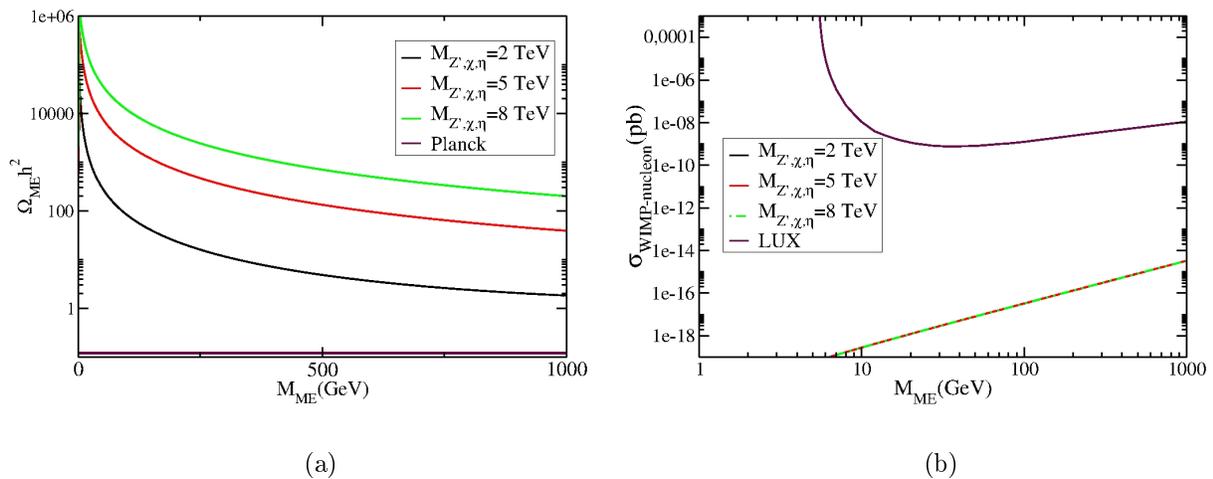


Figura 4.7: Gráfico da abundância relíquia da ME e  $\sigma_{Wn}$  em função de sua massa. Agora abordamos o caso limite das novas partículas  $Z', \chi^0$  e  $\eta$  serem extremamente pesadas.

# Capítulo 5

## Conclusões

Neste trabalho apresentamos os resultados da abundância relíquia e seção de choque WIMP-nucleon, calculados numericamente, para uma extensão mínima do modelo padrão da física de partículas,  $U(1)_{B-3L_e}$ . Obtivemos alguns valores para a abundância relíquia do férmion de Majorana em acordo com os dados experimentais proveniente do satélite Planck [45]. Simultaneamente, nosso trabalho mostrou que, apesar da inclusão de novos processos entre quarks e WIMPs, não houve o aparecimento de fortes vínculos para a detecção direta em relação ao modelo proposto na ref. [74]. Este aspecto ocorreu devido ao fato de termos uma partícula de majorana como candidata a matéria escura. Pois seus acoplamentos, com o novo bóson de gauge neutro, são bastante suprimidos. Também vimos que a interação Higgs-nucleon, juntamente com o novo escalar neutro, de fato, fornece maior contribuição para  $\sigma_{Wn}^{SI}$ . Vale salientar que os resultados são válidos mesmo para grandes valores de  $m_{Z'}$  e  $m_\chi$ , de modo que não enfrentamos grandes problemas associados aos vínculos de  $Z'$ .

Observamos que este modelo apresenta dificuldades em prover candidatos em acordo com os resultados do experimento Planck na região de baixas massas. Caso se confirmem os eventos da detecção de ME pelos experimentos DAMA, CDMS ou CoGeNT, este modelo careceria de novos canais de aniquilação na região de baixos valores de  $M_{ME}$ .

Por outro lado, uma vez que os resultados apresentados estão dentro do domínio de validade do experimento LUX, um dos mais recentes e sensíveis na detecção direta da ME, como perspectivas, em um trabalho futuro, iremos calcular a contribuição da aniquilação de partículas de ME em pósitrons com o objetivo de prover uma explicação ao fluxo e espectro de pósitron energéticos dos raios cósmicos detectados pelos satélites PAMELA [75], FERMILAT [76] e AMS-02 [77], dentre outros. Podemos, também, realizar uma análise em relação a busca das novas partículas, adicionadas ao modelo, em aceleradores de partículas, principalmente com relação a inclusão do novo bóson de gauge, o que certamente irá propiciar vínculos mais rigorosos e interessantes para este trabalho.

# Referências Bibliográficas

- [1] A. R. Liddle. *An Introduction to modern Cosmology*. John Wiley and Sons Ltd, 1999.
- [2] J. C. Kapteyn. First attempt at a theory of the arrangement and motion of the sidereal system. *Astrophysical Journal*, vol. 55, p.302.
- [3] J. H. Jeans. The motions of stars in a kapteyn universe. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 82:122–132, 1922.
- [4] E.P. Hubble. Extragalactic nebulae. *Astrophysical Journal*, 64:321–369, December 1926.
- [5] F. Zwicky. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helvetica Physica Acta*, 6:110–127, 1933.
- [6] S. Smith. The Mass of the Virgo Cluster. *American Journal of Physics*, 83:23, jan 1936.
- [7] F. Zwicky. On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae. *Astrophysical Journal*, 86:217, October 1937.
- [8] F. D. Kahn and L. Woltjer. Intergalactic Matter and the Galaxy. *American Journal of Physics*, 130:705, nov 1959.
- [9] H. W. Babcock. The rotation of the Andromeda Nebula. *Lick Observatory Bulletin*, 19:41–51, 1939.
- [10] V. C. Rubin and W. K. Ford, Jr. Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions. *American Journal of Physics*, 159:379, February 1970.
- [11] M. S. Roberts and R. N. Whitehurst. The rotation curve and geometry of M31 at large galactocentric distances. *American Journal of Physics*, 201:327–346, oct 1975.
- [12] T. S. Van Albada, R. Sancisi, Maria Petrou, and R. J. Tayler. Dark matter in spiral galaxies [and discussion]. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 320(1556):pp. 447–464, 1986.

- 
- [13] K. Kuijken and G. Gilmore. The Mass Distribution in the Galactic Disc - Part III - the Local Volume Mass Density. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 239:651–664, August 1989.
- [14] G. Gilmore, R. F. G. Wyse, and K. Kuijken. Kinematics, chemistry, and structure of the Galaxy. *Annual review of astronomy and astrophysics*, 27:555–627, 1989.
- [15] X.-P. Wu and L.-Z. Fang. A Statistical Comparison of Cluster Mass Estimates from Optical/X-Ray Observations and Gravitational Lensing. *Astrophysical Journal*.
- [16] Douglas Clowe, Maru sa Bradac, Anthony H. Gonzalez, Maxim Markevitch, Scott W. Randall, Christine Jones, and Dennis Zaritsky. A direct empirical proof of the existence of dark matter. *The Astrophysical Journal Letters*, 648(2):L109.
- [17] Julio F. Navarro and Ludlow et al. The diversity and similarity of simulated cold dark matter haloes. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 402(1).
- [18] Philip J. Humphrey and David A. Buote. The slope of the mass profile and the tilt of the fundamental plane in early-type galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*.
- [19] Kim Griest. Wimps and machos. 2006. Disponível em: <http://www.astro.caltech.edu/~george/ay20/>.
- [20] V. de Lapparent, M. J. Geller, and J. P. Huchra. A slice of the universe. *Astrophysical Journal*, 302:L1–L5, March 1986.
- [21] A. Sandage. Optical redshifts for 719 bright galaxies. *Astrophysical Journal*, 83:904–937, August 1978.
- [22] P. J. E. Peebles. *Principles of Physical Cosmology*. Princeton University Press, 1993.
- [23] J. E. Gunn, B. W. Lee, I. Lerche, D.N. Schramm, and G. Steigman. Some astrophysical consequences of the existence of a heavy stable neutral lepton. *Astrophysical Journal*.
- [24] J.R. Gott, III, J. E. Gunn, D.N. Schramm, and B. M. Tinsley. An unbound universe. *Astrophysical Journal*, 194:543–553, December 1974.
- [25] S.M. Fall. The scale of galaxy clustering and the mean matter density of the universe. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 172:23, August 1975.

- 
- [26] J. R. Gott, III and E. L. Turner. The mean luminosity and mass densities in the Universe. *Astrophysical Journal*, 209:1–5, October 1976.
- [27] W. L. W. Sargent and E.L. Turner. A statistical method for determining the cosmological density parameter from the redshifts of a complete sample of galaxies. *Astrophysical Journal*, 212:L3–L7, February 1977.
- [28] M. Davis, M. J. Geller, and J. Huchra. The local mean mass density of the universe - New methods for studying galaxy clustering. *Astrophysical Journal*, 221:1–18, April 1978.
- [29] Scott Dodelson. *Modern Cosmology*. Academic Press, 2003.
- [30] Wayne Hu and Scott Dodelson. Cosmic microwave background anisotropies. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 40(1):171–216, 2002.
- [31] D. N. Spergel, L. Verde, and H. V. Peiris et al. First-year wilkinson microwave anisotropy probe (wmap) observations: Determination of cosmological parameters. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 148(1):175, 2003.
- [32] S. Perlmutter, G. Aldering, G. Goldhaber, R. A. Knop, P. Nugent, and The Supernova Cosmology Project. Measurements of omega and lambda from 42 high-redshift supernovae. *The Astrophysical Journal*, 517(2):565.
- [33] Clocchiatti A. et al. Hubble Space Telescope and Ground-based Observations of Type Ia Supernovae at Redshift 0.5: Cosmological Implications. *Astrophysical Journal*, 642:1–21, May 2006.
- [34] Wayne Hu and Scott Dodelson. Cosmic microwave background anisotropies. *Ann.Rev.Astron.Astrophys.*, 40:171–216.
- [35] Planck Collaboration. Planck power spectrum. 2013.
- [36] The 2df galaxy redshift survey. 1999. Disponível em: <http://www2.aao.gov.au/2dfgrs/>.
- [37] The sloan digital sky survey. 2000. Disponível em: <http://www.sdss.org/>.
- [38] J. Beringer et al. (Particle Data Group). Review of particle physics. *Phys. Rev. D*, 86.
- [39] Vyacheslav S. Rychkov and Alessandro Strumia. Thermal production of gravitinos. *Phys. Rev. D*, 75:075011, Apr 2007.

- 
- [40] Leslie J Rosenberg and Karl A. van Bibber. Searches for invisible axions. *Physics Reports*, 325(1):1 – 39, 2000.
- [41] Gianfranco Bertone, Dan Hooper, and Joseph Silk. Particle dark matter: evidence, candidates and constraints. *Physics Reports*, 405(56):279 – 390, 2005.
- [42] Is the lightest kaluza-klein particle a viable dark matter candidate? *Nuclear Physics B*, 650(1-2):391 – 419, 2003.
- [43] Hsin-Chia Cheng, Jonathan L. Feng, and Konstantin T. Matchev. Kaluza-klein dark matter. *Phys. Rev. Lett.*, 89.
- [44] Kalliopi Petraki and Raymond R. Volkas. Review of asymmetric dark matter. *International Journal of Modern Physics A*, 28:1330028, 2013.
- [45] Planck Collaboration. Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters. *ArXiv e-prints : 1303.5076*.
- [46] G. Belanger, F. Boudjema, A. Pukhov, and A. Semenov. micrOMEGAs3.1 : a program for calculating dark matter observables. *ArXiv e-prints:1305.0237*, 2013.
- [47] Georges et al.) ATLAS Collaboration (Aad.
- [48] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration). Search for dark matter and large extra dimensions in pp collisions yielding a photon and missing transverse energy.
- [49] E. Aprile et al. Dark matter results from 225 live days of xenon100 data. *Phys. Rev. Lett.*, 109:181301, Nov 2012.
- [50] R. Bernabei et al. First results from dama/libra and the combined results with dama/nai. *The European Physical Journal C*, 56(3):333–355, 2008.
- [51] C. E. et al. Aalseth. Search for An Annual Modulation in Three Years of CoGeNT Dark Matter Detector Data. *ArXiv e-prints:1401.3295*, 1401.3295, January 2014.
- [52] T.; Zupan J. Kopp, J. ; Schwetz. Global interpretation of direct Dark Matter searches after CDMS-II results. *JCAP*, 1002:014, 2010.
- [53] R. et al. Bernabei. DAMA/LIBRA results and perspectives. *ArXiv e-prints:1301.6243*.
- [54] C. E. et al. Aalseth. Results from a search for light-mass dark matter with a  $p$ -type point contact germanium detector. *Phys. Rev. Lett.*, 106:131301, Mar 2011.

- 
- [55] Z. et al. Ahmed. Search for weakly interacting massive particles with the first five-tower data from the cryogenic dark matter search at the soudan underground laboratory. *Phys. Rev. Lett.*, 102:011301, Jan 2009.
- [56] Z. Ahmed et al. Dark Matter Search Results from the CDMS II Experiment. *Science*, 327:1619–1621.
- [57] V. N. Lebedenko et al. Results from the first science run of the zeplin-iii dark matter search experiment. *Phys. Rev. D*, 80:052010, 2009.
- [58] et al. (CDMS Collaboration) Z. Ahmed. Results from a low-energy analysis of the cdms ii germanium data. *Phys. Rev. Lett.*, 106:131302, Mar 2011.
- [59] R. Agnese et al. (CDMS Collaboration). Silicon detector dark matter results from the final exposure of cdms ii. *Phys. Rev. Lett.*, 111.
- [60] D.S. Akerib et al. First results from the LUX dark matter experiment at the Sanford Underground Research Facility. *ArXiv e-prints:1310.8214*, 2013.
- [61] E. Aprile et al. (XENON Collaboration). The xenon100 dark matter experiment. *Astroparticle Physics*, 35(9):573 – 590, 2012.
- [62] E. Armengaud et al. Final results of the edelweiss-ii wimp search using a 4-kg array of cryogenic germanium detectors with interleaved electrodes. *Physics Letters B*, 702(5):329 – 335, 2011.
- [63] D. Akimov et al. Wimp-nucleon cross-section results from the second science run of zeplin-iii. *Physics Letters B*, 709(1-2):14–20, 2012.
- [64] E. Aprile et al. Dark matter results from 100 live days of xenon100 data. *Phys. Rev. Lett.*, 107:131302, Sep 2011.
- [65] C. E. Aalseth et al. Cogent: A search for low-mass dark matter using p-type point contact germanium detectors. *Phys. Rev. D*, 88:012002, 2013.
- [66] R. Agnese et al. Silicon detector results from the first five-tower run of cdms ii. *Phys. Rev. D*, 88:031104, Aug 2013.
- [67] G. Angloher et al. Results from 730 kg/days of the cress-ii dark matter search. *The European Physical Journal C*, 72:1–22, 2012.

- 
- [68] G. et al. Kordopatis. The Radial Velocity Experiment (RAVE): Fourth Data Release. *ArXiv e-prints:1309.4284*.
- [69] Joachim Kopp, Thomas Schwetz, and Jure Zupan. Global interpretation of direct dark matter searches after cdms-ii results. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2010(02):014, 2010.
- [70] Mark W. Goodman and Edward Witten. Detectability of certain dark-matter candidates. *Phys. Rev. D*, 31.
- [71] J.D. Lewin and P.F. Smith. Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil. *Astroparticle Physics*, 6(1):87 – 112, 1996.
- [72] Mads T. Frandsen, Felix Kahlhoefer, Christopher McCabe, Subir Sarkar, and Kai Schmidt-Hoberg. The unbearable lightness of being: Cdms versus xenon. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2013(07):023.
- [73] P. Cushman, C. Galbiati, D.N. McKinsey, H. Robertson, T.M.P. Tait, et al. Snowmass CF1 Summary: WIMP Dark Matter Direct Detection. *ArXiv e-prints : 1310.8327*, 2013.
- [74] C. A. de S. Pires, F. S. Queiroz, and P. S. Rodrigues da Silva. Singlet majorana fermion dark matter, dama, cogent, and cdms-ii. *Phys. Rev. D*, 82, 2010.
- [75] Adriani et al. Cosmic-ray positron energy spectrum measured by pamel. *Phys. Rev. Lett.*, 111:081102, Aug 2013.
- [76] M. Ackermann et al. Measurement of separate cosmic-ray electron and positron spectra with the fermi large area telescope. *Phys. Rev. Lett.*, 108:011103, Jan 2012.
- [77] Kfir Blum, Boaz Katz, and Eli Waxman. Ams-02 results support the secondary origin of cosmic ray positrons. *Phys. Rev. Lett.*, 111:211101, Nov 2013.
- [78] Ernest Ma and D. P. Roy. Phenomenology of the  $b - 3l_\tau$  gauge boson. *Phys. Rev. D*, 58:095005, 1998.
- [79] P. Langacker. *The Standard Model and Beyond*. Taylor and Francis, 2009.

- 
- [80] Alexander Belyaev, Neil D. Christensen, and Alexander Pukhov. CalcHEP 3.4 for collider physics within and beyond the Standard Model. *Comput.Phys.Commun.*, 184:1729–1769, 2013.
- [81] David G. Cerdeno and Anne M. Green. Direct detection of WIMPs. *ArXiv e-prints:1002.1912*, 2010.
- [82] Jason Kumar and Danny Marfatia. Matrix element analyses of dark matter scattering and annihilation. *Phys. Rev. D*, 88:014035, 2013.

# Apêndice A

## Medição da velocidade de Galáxias por meio do desvio da luz para o vermelho.

Sabemos que os elétrons atômicos podem estar localizados em regiões determinadas por sua energia (frequência). Esta é interpretada como as frequências de ressonância do átomo, sendo que a mecânica quântica nos informa as frequências possíveis de ressonância. Um elétron pode ser excitado indo ocupar uma região de maior energia, e esta caracteriza parte do espectro de emissão. Este processo ocorre também com átomos de estrelas (figura A.1), poeira, entre outros. Ao observar o espectro da luz proveniente de uma estrela podemos ver linhas negras. Estas definem a luz absorvida pelos elementos da estrela, seu espectro de absorção. Os astrônomos também perceberam que as galáxias não são tão diferentes uma vez que a maior parte da luz visível destas são provenientes de suas estrelas. Por meio do espectro podemos aferir o movimento da fonte em relação ao laboratório (observador) através do efeito Doppler da luz [29]. Este é caracterizado pela mudança nas linhas de absorção e emissão, porém mantendo a distância entre elas como podemos observar na figura A.2. Quando a fonte se aproxima do detector as ondas captadas possuem comprimento de onda menor e o inverso caso estejam se afastando. Podemos aferir a velocidade relativa entre o detector e a fonte por meio da equação

$$z = \frac{\lambda - \lambda_o}{\lambda_o} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_o} = \frac{v}{c} \quad (\text{A.1})$$

sendo  $\lambda$  o comprimento de onda emitida pela fonte e  $\lambda_o$  o detectado pelo observador. Este pode ser utilizado tanto para medir pequenas orbitas de estrelas próximas como medir velocidade e distância de objetos astronômicos vejamos dois casos. Partindo da figura A.2, sabemos que o hidrogênio emite em ondas de rádio cujo comprimento de onda é 21.106 cm.

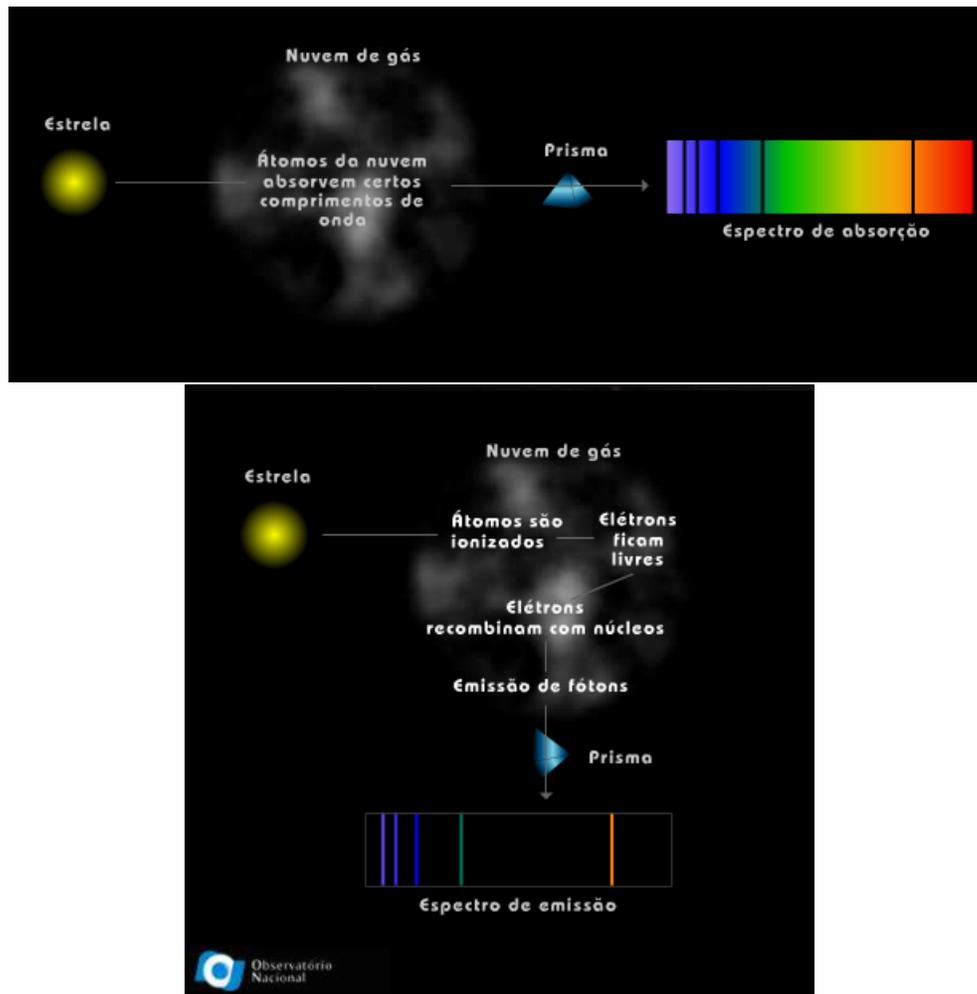


Figura A.1: Ilustração do espectro de absorção(acima) e emissão(abaixo).

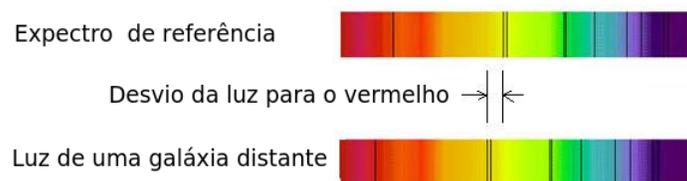


Figura A.2: Ilustração do efeito Doppler espectro de absorção.

Se observarmos ondas de  $21.133\text{ cm}$  teremos

$$\Delta\lambda = 21.133 - 21.106 = 0.027\text{ cm} \quad \therefore \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{0,027}{21.106} = 0,57 \quad (\text{A.2})$$

$$v = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} c = 0,38 \times 10^6\text{ m/s}. \quad (\text{A.3})$$

Podemos, também, aferir o tempo que a radiação gastou para percorrer do local de sua emissão ao observador. Partindo da eq. de Friedman [29], obter

$$t(z) = \frac{1}{H_0} \int_z^\infty \frac{d\tilde{z}}{\sqrt{\Omega_m (1 + \tilde{z})^5 + \Omega_{ee} (1 + \tilde{z})^2 + \Omega_\gamma (1 + \tilde{z})^6}}, \quad (\text{A.4})$$

sendo  $H_0$  a constante de Hubble ( $2.310^{-18} s^{-1}$ ) e  $\Omega_m$ ,  $\Omega_\Lambda$  e  $\Omega_\gamma$  as abundâncias de matéria, energia escura e radiação, respectivamente. Uma vez obtido o tempo percorrido pela radiação somos capazes de calcular a distância percorrida, por meio de

$$d(z) = \frac{1+z}{H_0} \int_0^z \frac{d\tilde{z}}{\sqrt{\Omega_m (1 + \tilde{z})^5 + \Omega_{ee} (1 + \tilde{z})^2 + \Omega_\gamma (1 + \tilde{z})^6}}. \quad (\text{A.5})$$

# Apêndice B

## Aproximação para os auto-estados de massa.

Este procedimento bastante utilizado, apesar de simples, não é usualmente apresentado nos livros de física de partículas, portanto achamos interessante aborda-lo neste apêndice. Para isso utilizaremos, por simplicidade, o programa Mathematica<sup>®</sup>. Partiremos da seguinte matriz de massa, eq. (3.13),

$$M^2 = \begin{pmatrix} 2\lambda_\phi v_\phi^2 & \lambda_{\phi\chi} v_\phi v_\chi \\ \lambda_{\phi\chi} v_\phi v_\chi & 2\lambda_\chi v_\chi^2 \end{pmatrix}. \quad (\text{B.1})$$

Cujos auto-estados de massa não normalizados são

$$\Theta_\pm = \left\{ -\frac{v_\chi^2 \lambda_\chi - v_\phi^2 \lambda_\phi \pm \sqrt{v_\chi^2 v_\phi^2 \lambda_{\phi\chi}^2 + v_\chi^4 \lambda_\chi^2 - 2v_\chi^2 v_\phi^2 \lambda_\chi \lambda_\phi + v_\phi^4 \lambda_\phi^2}}{v_\chi v_\phi \lambda_{\phi\chi}}, 1 \right\}, \quad (\text{B.2})$$

Definindo  $\epsilon = v_\phi/v_\chi$ , supondo  $v_\chi \gg v_\phi$ , podemos expandir  $\Theta_\pm$  com  $\epsilon$  em torno de 0, supondo também que as constantes são positivas, obtendo

$$\Theta_{\pm, \text{aprox}} \left\{ \left\{ -2\lambda_\chi^2 + O[\epsilon^2], \lambda_{\phi\chi} \lambda_\chi \epsilon + O[\epsilon^2] \right\}, \left\{ \frac{\lambda_{\phi\chi}^2 \epsilon}{2} + O[\epsilon^2], \lambda_{\phi\chi} \lambda_\chi \epsilon + O[\epsilon^2] \right\} \right\}, \quad (\text{B.3})$$

sendo que multiplicamos os resultados por  $\lambda_\chi$ ,  $\lambda_{\phi\chi}$  e  $\epsilon$ , primeiro termo e  $\lambda_\chi$ ,  $\lambda_{\phi\chi}$  no segundo (a multiplicação de constantes nos auto-estados durante o processo de diagonalização não influencia nos resultados). Aplicando ao Mathematica<sup>®</sup> isto pode ser feito através das seguintes funções

$$\begin{aligned} & \text{Simplify}[\text{Series}[\{\Theta_+ \lambda_{\phi\chi} \lambda_\chi \epsilon, \lambda_{\phi\chi} \lambda_\chi \Theta_+, \{\epsilon, 0, 1\}\}, \text{Element}[\lambda_\chi | \lambda_\phi | \lambda_{\phi\chi}, \text{Reals}], \\ & \quad \text{Assumptions} \rightarrow \lambda_\chi > 0, \text{Assumptions} \rightarrow \lambda_{\phi\chi} > 0] \quad (\text{B.4}) \end{aligned}$$

Normalizando os auto-estados, eq. (B.3), obtemos o resultado final, eq. (3.15).

# Apêndice C

## Vértices dos escalares

### Vértices do potencial

Obteremos neste apêndice os vértices do setor escalar para isso usaremos  $R_\phi$  e  $R_\chi$ , invertendo a matriz da eq. (3.15), em função dos autoestados de massa

$$R_\phi = \frac{1}{\sqrt{1+k^2}} [H - k\chi^0], \quad (\text{C.1})$$

$$R_\chi = -\frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\lambda_{\phi\chi} v_\phi^2}{2\lambda_\chi v_\chi}}} [\chi^0 - kH], \quad (\text{C.2})$$

$$k \equiv \frac{\lambda_{\phi\chi} v_\phi}{2\lambda_\chi v_\chi}, \quad b \equiv \frac{1}{\sqrt{1+k^2}}.$$

Substituindo os autoestados de massa na eq. (3.12), obteremos, omitindo os termos da matriz de massa,

$$\begin{aligned} V'(\phi, \eta^\pm, \chi) = & \mu_\eta^2 \eta^+ \eta^- - \frac{\lambda_\phi}{4} v_\phi^4 + \lambda_\phi v_\phi^2 [b(H - k\chi^0)]^2 - \frac{\lambda_\chi}{4} v_\chi^4 + \lambda_\chi v_\chi^2 [-b(kH + \chi^0)]^2 \\ & - \frac{\lambda_{\phi\chi}}{4} v_\phi^2 v_\chi^2 + \lambda_\phi \left( v_\phi [b(H - k\chi^0)]^3 + \frac{1}{4} [b(H - k\chi^0)]^4 \right) + \lambda_\chi \left( v_\chi [-b(kH + \chi^0)]^3 + \right. \\ & \left. \frac{1}{4} [-b(kH + \chi^0)]^4 \right) + \lambda_{\phi\chi} \left( v_\phi v_\chi [b(H - k\chi^0)] [-b(kH + \chi^0)] + \frac{1}{2} v_\phi [b(H - k\chi^0)] \right. \\ & \left. [-b(kH + \chi^0)]^2 + \frac{1}{2} v_\chi [-b(kH + \chi^0)] [b(H - k\chi^0)]^2 + \frac{1}{4} [b(H - k\chi^0)]^2 \right. \\ & \left. [-b(kH + \chi^0)]^2 \right) + \lambda_\eta (\eta^+ \eta^-)^2 + \frac{\lambda_{\phi\eta}}{2} \left[ v_\phi^2 + 2v_\phi b(H - k\chi^0) + b^2 (H^2 - 2kH\chi^0 + k^2\chi^{02}) \right] \\ & (\eta^+ \eta^-) + \frac{\lambda_{\eta\chi}}{2} (\eta^+ \eta^-) \left[ v_\phi^2 - 2v_\phi b(kH + \chi^0) + b^2 (k^2 H^2 + 2kH\chi^0 + \chi^{02}) \right] - V_{SM} \quad (\text{C.3}) \end{aligned}$$

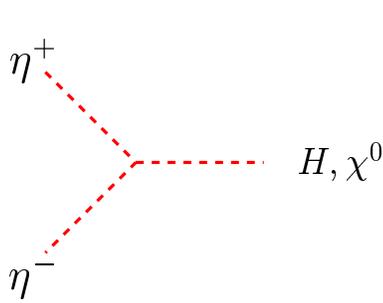
desta equação podemos observar os termos quadráticos do campo  $\eta^\pm$  que fornece massa para o escalar carregado de forma bastante simples devido ao fato deste não desenvolver  $vev$

$$m_{\eta^\pm}^2 = \mu_\eta^2 + \frac{\lambda_{\phi\eta}}{2} v_\phi^2 + \frac{\lambda_{\eta\chi}}{2} v_\chi^2 \quad (\text{C.4})$$

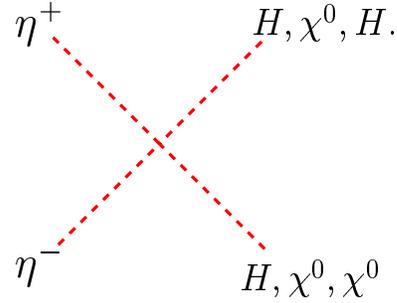
que utilizaremos como vínculo para a constante de acoplamento  $\lambda_{\eta\chi}$

$$\lambda_{\eta\chi} = \frac{2}{v_\chi^2} \left( m_{\eta^\pm}^2 - \mu_\eta^2 - \frac{\lambda_{\phi\eta}}{2} v_\phi \right). \quad (\text{C.5})$$

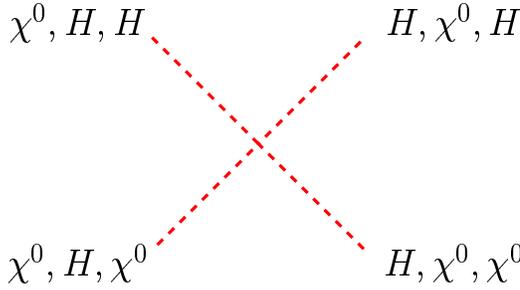
Além disso podemos extrair as regras de Feynmann (omitindo o fator imaginário)



$$\begin{aligned} \eta^+ \eta^- H &= b (\lambda_{\phi\eta} v_\phi - \lambda_{\eta\chi} k v_\chi) \\ \eta^+ \eta^- \chi^0 &= b (\lambda_{\phi\eta} k v_\phi - \lambda_{\eta\chi} v_\chi) \end{aligned}$$

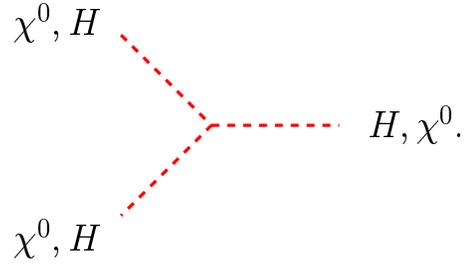


$$\begin{aligned} \eta^+ \eta^- H H &= \frac{b^2}{2} (\lambda_{\phi\eta} + \lambda_{\eta\chi} k^2) \\ \eta^+ \eta^- \chi^0 \chi^0 &= \frac{b^2}{2} (\lambda_{\phi\eta} k^2 + \lambda_{\eta\chi}) \\ \eta^+ \eta^- H \chi^0 &= b^2 k (-\lambda_{\phi\eta} + \lambda_{\eta\chi}) \end{aligned}$$



$$\begin{aligned} H H H H &= \frac{b^4}{4} (\lambda_\phi + \lambda_\chi k^4 + \lambda_{\phi\chi} k^2) \\ H H H \chi^0 &= \frac{b^4}{4} [-\lambda_\phi 4k + \lambda_\chi 4k^3 + \lambda_{\phi\chi} 2(k - k^3)] \\ H H \chi^0 \chi^0 &= \frac{b^4}{4} [-\lambda_\phi 6k^2 + \lambda_\chi 6k^2 + \lambda_{\phi\chi} 2(1 + k^4 - 4k^2)] \\ H \chi^0 \chi^0 \chi^0 &= \frac{b^4}{4} [-\lambda_\phi 4k^3 + \lambda_\chi 4k + \lambda_{\phi\chi} 2(k^3 - k)] \end{aligned}$$

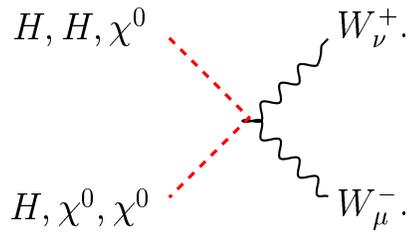
$$\chi^0 \chi^0 \chi^0 \chi^0 = \frac{b^4}{4} (\lambda_\phi k^4 + \lambda_\chi + \lambda_{\phi\chi} k^2)$$



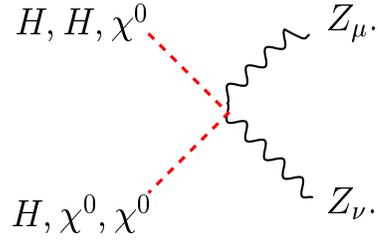
$$\begin{aligned} H H H &= b^3 \left[ \lambda_\phi v_\phi - \lambda_\chi v_\chi k^3 + \frac{\lambda_{\phi\chi}}{2} (v_\phi k^2 - v_\chi k^2) \right] \\ H H \chi^0 &= b^3 \left\{ -\lambda_\phi v_\phi 3k - \lambda_\chi v_\chi 3k^2 \right. \\ &\quad \left. + \lambda_{\phi\chi} \left[ \frac{v_\phi}{2} (2k - k^3) + \frac{v_\chi}{2} (2k^2 - 1) \right] \right\} \\ H \chi^0 \chi^0 &= b^3 \left\{ \lambda_\phi v_\phi 3k^2 - \lambda_\chi v_\chi 3k \right. \\ &\quad \left. + \lambda_{\phi\chi} \left[ \frac{v_\phi}{2} (1 - 2k^2) + \frac{v_\chi}{2} (-k^3 + 2k) \right] \right\} \\ \chi^0 \chi^0 \chi^0 &= b^3 \left[ -\lambda_\phi v_\phi k^3 - \lambda_\chi v_\chi - \frac{\lambda_{\phi\chi}}{2} (v_\phi k + v_\chi k^2) \right] \end{aligned}$$

### C.0.1 Vértices dos escalares neutros

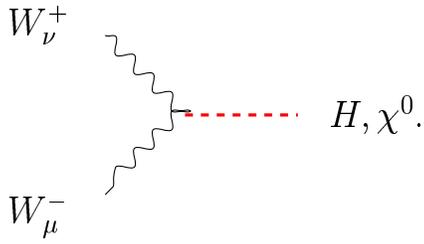
Temos nesta seção os diagramas de Feynmann provenientes da derivada covariante do escalar neutro  $\phi$ , note que colocamos os fatores de simetria para os vértices simétricos como  $H H Z_\mu Z^\mu$ ,



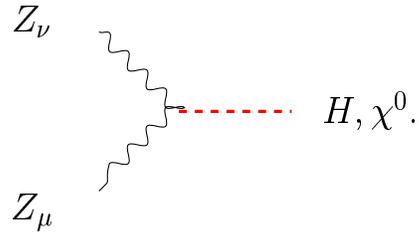
$$\begin{aligned}
 HHW_\nu^+W_\mu^- &= -2i\frac{e^2}{4s_\theta^2}b^2g^{\nu\mu} \\
 H\chi^0W_\nu^+W_\mu^- &= -i\frac{e^2}{2s_\theta^2}b^2kg^{\nu\mu} \\
 \chi^0\chi^0W_\nu^+W_\mu^- &= -2i\frac{e^2}{2s_\theta^2}b^2k^2g^{\nu\mu}
 \end{aligned}$$



$$\begin{aligned}
 HHZ_\mu Z_\nu &= -i\frac{e^2}{s_\theta^2c_\theta^2}b^2g^{\nu\mu} \\
 H\chi^0Z_\mu Z_\nu &= -i\frac{e^2}{4s_\theta^2c_\theta^2}kb^2g^{\nu\mu} \\
 \chi^0\chi^0Z_\mu Z_\nu &= -i\frac{e^2}{s_\theta^2c_\theta^2}k^2b^2g^{\nu\mu}
 \end{aligned}$$

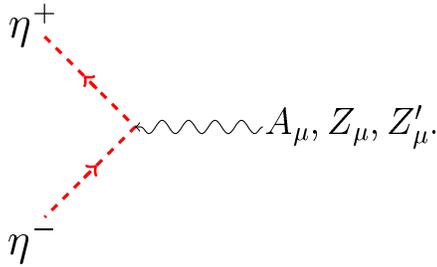


$$\begin{aligned}
 W_\nu^+W_\mu^-H &= \frac{eM_W}{s_\theta}bg^{\nu\mu} \\
 \chi^0W_\nu^+W_\mu^- &= \frac{eM_W}{s_\theta}bkg^{\nu\mu}
 \end{aligned}$$

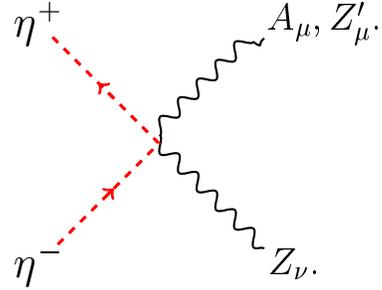


$$\begin{aligned}
 HZ_\mu Z^\mu &= -2i\frac{eM_W}{s_\theta c_\theta}bg^{\nu\mu} \\
 \chi^0Z_\mu Z^\mu &= -4i\frac{eM_W}{s_\theta c_\theta}bkg^{\nu\mu}
 \end{aligned}$$

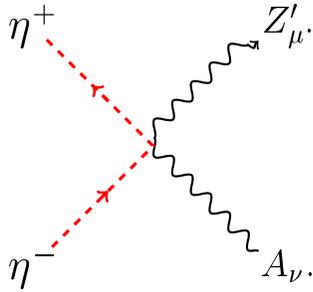
### C.0.2 Vértices do escalar carregado



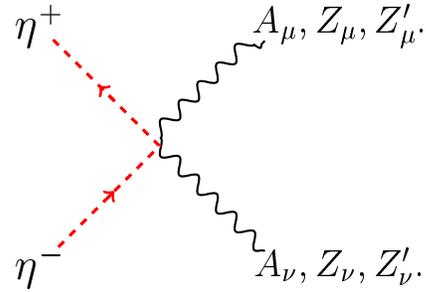
$$\begin{aligned} \eta^+ \eta^- A_\mu &= -ie(p_1 - p_2)_\mu \\ \eta^+ \eta^- Z_\mu &= -itg_\theta(p_1 - p_2)_\mu \\ \eta^+ \eta^- Z'_\mu &= -3ig_X d(p_1 - p_2)_\mu \end{aligned}$$



$$\begin{aligned} \eta^+ \eta^- A_\mu Z^\mu &= -2ie^2 tg_\theta g_{\mu\nu} \\ \eta^+ \eta^- Z_\mu Z'^\mu &= -6itg_\theta g_X g_{\mu\nu} \end{aligned}$$



$$\eta^+ \eta^- Z'_\mu A_\mu = -2ig_X g_{\mu\nu}$$



$$\begin{aligned} \eta^+ \eta^- A_\mu A^\mu &= -2ie^2 g_{\mu\nu} \\ \eta^+ \eta^- Z_\mu Z^\mu &= -ie^2 g_{\mu\nu} \\ \eta^+ \eta^- Z'_\mu Z'^\mu &= -2ig_X^2 d^2 g_{\mu\nu} \end{aligned}$$

# Apêndice D

## Canais de aniquilação da matéria escura.

Abaixo, temos canais de aniquilação que contribuem ( $\geq 1\%$ ) para a variação de  $\Omega_{ME}$ , da matéria escura, com  $\lambda_{\phi\chi} = 0,01$ ,  $\lambda_2 = 0,5$  e  $v_\chi = 2 \text{ TeV}$ , que corresponde aos resultados da fig. (4.6a).

Massa da matéria escura= 1.00, Abundância=9.56019e+00

97%  $N_R N_R \rightarrow e^+ e^-$

Massa da matéria escura= 41.00, Abundância=2.29138e+00

100%  $N_R N_R \rightarrow e^+ e^-$

Massa da matéria escura= 81.00, Abundância=5.34750e+00

100%  $N_R N_R \rightarrow e^+ e^-$

Massa da matéria escura= 121.00, Abundância=3.25537e+00

100%  $N_R N_R \rightarrow e^+ e^-$

(...)(Sem mudança)

Massa da matéria escura= 431.00, Abundância=5.47084e-01

96%  $N_R N_R \rightarrow e^+ e^-$

1%  $N_R N_R \rightarrow W^+ W^-$

Massa da matéria escura= 451.00, Abundância=4.21318e-01

80%  $N_R N_R \rightarrow e^+ e^-$

9%  $N_R N_R \rightarrow W^+ W^-$

5%  $N_R N_R \rightarrow H H$

4%  $N_R N_R \rightarrow Z Z$

1%  $N_R N_R \rightarrow t \bar{t}$

Massa da materia escura= 481.00, Abundancia=1.11107e-01

36%  $N_R N_R \rightarrow W^+ W^-$

22%  $N_R N_R \rightarrow e^+ e^-$

19%  $N_R N_R \rightarrow H H$

18%  $N_R N_R \rightarrow Z Z$

5%  $N_R N_R \rightarrow t \bar{t}$

Massa da materia escura= 491.00, Abundancia=6.97241e-02

40%  $N_R N_R \rightarrow W^+ W^-$

22%  $N_R N_R \rightarrow H H$

20%  $N_R N_R \rightarrow Z Z$

13%  $N_R N_R \rightarrow e^+ e^-$

6%  $N_R N_R \rightarrow t \bar{t}$

Massa da materia escura= 501.00, Abundancia=3.75030e-01

76%  $N_R N_R \rightarrow e^+ e^-$  11%  $N_R N_R \rightarrow W^+ W^-$

6%  $N_R N_R \rightarrow H H$

5%  $N_R N_R \rightarrow Z Z$

2%  $N_R N_R \rightarrow t \bar{t}$

Massa da materia escura= 511.00, Abundancia=4.52594e-01

96%  $N_R N_R \rightarrow e^+ e^-$

2%  $N_R N_R \rightarrow W^+ W^-$

Massa da materia escura= 521.00, Abundancia=4.52352e-01

98%  $N_R N_R \rightarrow e^+ e^-$

Massa da materia escura= 761.00, Abundância=3.17338e-01

96%  $N_R N_R \rightarrow e^+ e^-$

Massa da materia escura= 801.00, Abundância=2.95091e-01

93%  $N_R N_R \rightarrow e^+ e^-$

1%  $N_R N_R \rightarrow n \bar{n}$

Massa da materia escura= 841.00, Abundância=2.29482e-01

84%  $N_R N_R \rightarrow e1$  E1

3%  $N_R N_R \rightarrow n1$  N1

2%  $N_R N_R \rightarrow t$  T

2%  $N_R N_R \rightarrow b$  B

2%  $N_R N_R \rightarrow c$  C

2%  $N_R N_R \rightarrow s$  S

2%  $N_R N_R \rightarrow d$  D

2%  $N_R N_R \rightarrow u$  U

Massa da materia escura= 881.00, Abundância=7.46403e-02

42%  $N_R N_R \rightarrow e1$  E1

11%  $N_R N_R \rightarrow n1$  N1

7%  $N_R N_R \rightarrow t$  T

7%  $N_R N_R \rightarrow b$  B

7%  $N_R N_R \rightarrow c$  C

7%  $N_R N_R \rightarrow s$  S

7%  $N_R N_R \rightarrow d$  D

7%  $N_R N_R \rightarrow u$  U

4%  $N_R N_R \rightarrow et- et+$

Massa da materia escura= 921.00, Abundância=1.65178e-02

32%  $N_R N_R \rightarrow e1$  E1

13%  $N_R N_R \rightarrow n1$  N1

9%  $N_R N_R \rightarrow t$  T

9%  $N_R N_R \rightarrow b$  B

9%  $N_R N_R \rightarrow c$  C

9%  $N_R N_R \rightarrow s$  S

9%  $N_R N_R \rightarrow d$  D

9%  $N_R N_R \rightarrow u$  U

4%  $N_R N_R \rightarrow et- et+$

Massa da materia escura= 961.00, Abundância=2.40031e-03

29%  $N_R N_R \rightarrow e1$  E1

14%  $N_R N_R \rightarrow n1$  N1

9%  $N_R N_R \rightarrow t T$

9%  $N_R N_R \rightarrow b B$

9%  $N_R N_R \rightarrow c C$

9%  $N_R N_R \rightarrow s S$

9%  $N_R N_R \rightarrow d D$

9%  $N_R N_R \rightarrow u U$

1%  $N_R N_R \rightarrow e^- e^+$

Massa da materia escura= 1001.00, Abundância=1.39962e-02

31%  $N_R N_R \rightarrow e1 E1$

14%  $N_R N_R \rightarrow n1 N1$

9%  $N_R N_R \rightarrow t T$

9%  $N_R N_R \rightarrow b B$

9%  $N_R N_R \rightarrow c C$

9%  $N_R N_R \rightarrow s S$

9%  $N_R N_R \rightarrow d D$

9%  $N_R N_R \rightarrow u U$