

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

**POSSIBILIDADE DE UM SINAL DE 130 GeV DE  
MATÉRIA ESCURA FERMIÔNICA\***

Tarso Henz Franarin

Dissertação realizada sob orientação do Professor Dr. Dimiter Hadjimichef e apresentada ao Instituto de Física da UFRGS em preenchimento do requisito final para obtenção do título de Mestre em Física.

Porto Alegre  
Abril de 2014

---

\* Trabalho financiado pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq).



# Resumo

Há evidência para uma linha espectral em  $E_\gamma \approx 130$  GeV nos dados do Fermi-LAT, que pode ser explicada por partículas de matéria escura aniquilando-se em fótons. Revisamos um modelo de matéria escura que consiste em um férmion de Dirac singleto e um escalar singleto. O escalar implementa a quebra espontânea de simetria no setor escuro, além de ser responsável pela comunicação entre as partículas de matéria escura e do Modelo Padrão através do acoplamento com o Higgs. Essas interações são suprimidas pela mistura do escalar com o Higgs. Assim, a matéria escura fermiônica singleto é naturalmente uma partícula massiva que interage fracamente (WIMP, na sigla em inglês) e pode explicar a densidade de relíquia observada. Esse modelo não consegue produzir o sinal identificado nos dados do Fermi-LAT, então propomos uma modificação. Introduzimos um escalar multiplete que carrega carga elétrica e acopla-se ao escalar singleto, e conseguimos produzir o sinal. O consequente aumento da razão de ramificação do processo  $h \rightarrow \gamma\gamma$  é consistente com medidas do experimento CMS.



# Abstract

There is evidence for a spectral line at  $E_\gamma \approx 130$  GeV in the Fermi-LAT data that can be explained as dark matter particles annihilating into photons. We review a dark matter model that consists in a singlet Dirac fermion and a singlet scalar. The scalar implements the spontaneous symmetry breaking in the dark sector, and is responsible for the communication between dark matter and Standard Model particles through a coupling to the Higgs. These interactions are suppressed by the mixing between the scalar and the Higgs. Therefore, the singlet fermionic dark matter is naturally a weakly interacting massive particle (WIMP) and can explain the observed relic density. This model cannot produce the signal identified in the Fermi-LAT data, so we propose a modification. We introduce a scalar multiplet that carries electric charge and couples to the singlet scalar, and succeed in producing the signal. The resulting increase of the branching ratio of the  $h \rightarrow \gamma\gamma$  process is consistent with measurements from the CMS experiments.



# Sumário

<b>1. Introdução</b>	2
<b>2. Revisão</b>	6
2.1 Cosmologia	6
2.1.1 Radiação cósmica de fundo	8
2.2 Modelo Padrão	9
<b>3. Candidatos</b>	12
3.1 Categorias	12
3.2 Candidatos do Modelo Padrão	13
3.2.1 MACHOs	13
3.2.2 Neutrinos	13
3.3 WIMPs	14
3.3.1 Neutralinos	17
3.4 Não-WIMPs	17
3.4.1 Áxions	18
3.4.2 Neutrinos estéreis	19
<b>4. Detecção Indireta</b>	22
4.1 Observatórios espaciais	22
4.1.1 Telescópio espacial de raios gama Fermi	22
4.1.2 Lançamentos futuros	23
4.2 Observatórios terrestres	24
4.3 Linha no espectro de raios gama	25
<b>5. Matéria Escura Fermiônica</b>	28
5.1 Modelo	28

---

5.2	Decaimento $h_2 \rightarrow \chi\bar{\chi}$ . . . . .	30
5.3	Densidade de relíquia . . . . .	32
5.3.1	Aniquilação $\chi\bar{\chi} \rightarrow b\bar{b}$ . . . . .	34
5.3.2	Aniquilação $\chi\bar{\chi} \rightarrow W^+W^-$ . . . . .	35
5.3.3	Aniquilação $\chi\bar{\chi} \rightarrow ZZ$ . . . . .	36
5.3.4	Aniquilação $\chi\bar{\chi} \rightarrow h_1h_1$ . . . . .	36
5.4	Aniquilação $\chi\bar{\chi} \rightarrow \gamma\gamma$ . . . . .	36
<b>6.</b>	<b>Resultados e Discussão</b> . . . . .	<b>40</b>
6.1	Linha no espectro de raios gama . . . . .	40
6.2	Modificação . . . . .	41
<b>7.</b>	<b>Conclusão</b> . . . . .	<b>48</b>
<b>A.</b>	<b>Unidades, Notação e Convenções</b> . . . . .	<b>50</b>
A.1	Sistema natural de unidades . . . . .	50
A.2	Métrica . . . . .	50
A.3	Matrizes de Pauli . . . . .	52
A.4	Matrizes de Dirac . . . . .	52
	<b>Referências Bibliográficas</b> . . . . .	<b>54</b>

## Capítulo 1

# Introdução

O problema da matéria escura é um dos maiores mistérios da cosmologia, astrofísica e física de partículas. De acordo com as observações do satélite Planck e baseado no modelo padrão da cosmologia, a massa-energia total do Universo é composta por 4,8% de matéria ordinária, 26,5% de matéria escura e 68,7% de energia escura [1].

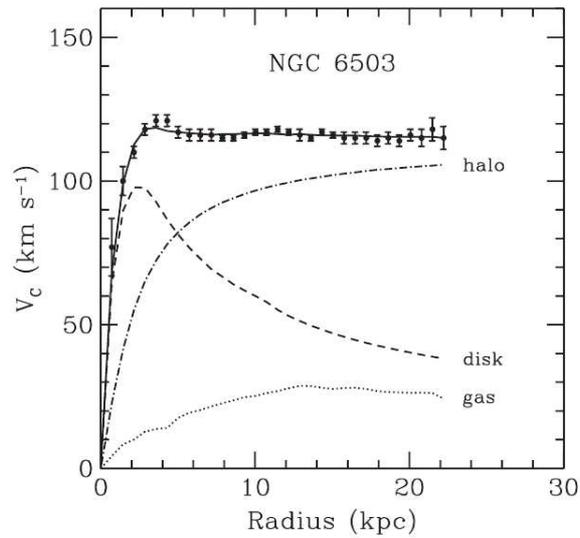
A primeira indicação para a possível existência de matéria escura surgiu com o estudo da dinâmica da Via Láctea. Jeans [2] reanalisou o movimento vertical de estrelas próximas ao plano da Galáxia, estudado por Öpik [3] e Kapteyn [4]. Öpik e Kapteyn concluíram que a contribuição das estrelas conhecidas e do gás interestelar era suficiente para explicar as oscilações verticais. Já os resultados de Jeans indicaram a presença de duas “estrelas escuras” para cada estrela brilhante. Estudos mais modernos [5, 6] confirmaram a ideia inicial de que não há grande quantidade de matéria escura no plano da Galáxia.

A segunda evidência foi encontrada por Zwicky [7]. Ele mediu as velocidades radiais no Aglomerado de Coma e descobriu que elas eram quase dez vezes maiores do que o esperado pela massa total de todas as galáxias do aglomerado. Assim, Zwicky concluiu que o aglomerado deve conter uma imensa quantidade de alguma matéria invisível para que as galáxias se mantenham unidas.

Uma das evidências mais convincentes são as curvas de rotação de galáxias [?], isto é, o gráfico da velocidade circular de estrelas e gás em função da distância ao centro da galáxia. Na dinâmica newtoniana, esperamos que a velocidade circular seja

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}}, \quad (1.1)$$

onde  $M(r) \equiv 4\pi \int \rho(r)r^2 dr$  e  $\rho(r)$  é o perfil de densidade de massa. Entretanto, as curvas de rotação observadas possuem altas velocidades em grandes distâncias, até mesmo fora do disco visível. A figura 1.1 apresenta um exemplo típico. O fato de que a velocidade se torna aproximadamente constante implica a existência de um halo com  $M(r) \propto r$ .

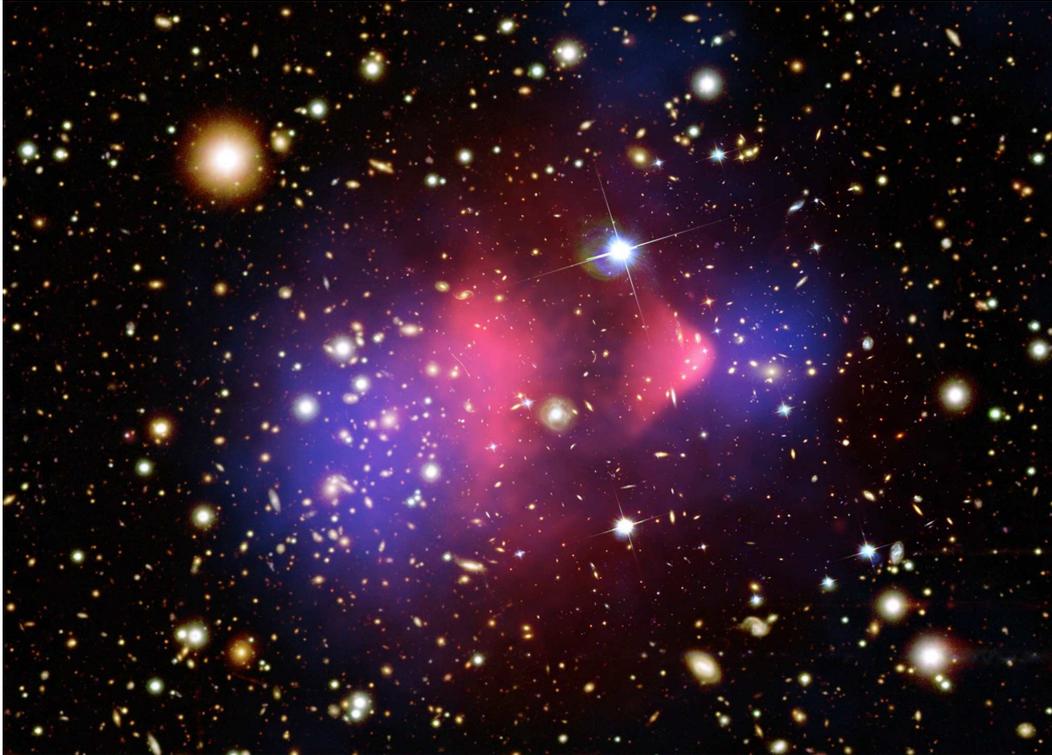


**Fig. 1.1:** Curva de rotação da galáxia NGC6503. As outras linhas representam as contribuições do gás, do disco e da matéria escura [8].

Uma importante evidência veio da cosmologia. Na década de 1970 foram medidos os *redshifts* de todas as galáxias brilhantes. Os dados mostraram que as galáxias estão distribuídas em filamentos e que os espaços entre eles são praticamente vazios, contrariando a expectativa de que houvesse uma distribuição uniforme. As estruturas no Universo se formam por agrupamento gravitacional a partir de pequenas flutuações da densidade de matéria em um processo muito lento. Para formar as estruturas observadas atualmente, a amplitude das flutuações de densidade deve ser no mínimo um milésimo da densidade no momento da recombinação. Quando o satélite COBE mediu as flutuações da radiação cósmica de fundo, verificou-se que elas eram duas ordens de grandeza menores do que o esperado pela evolução de densidade da matéria luminosa. Se supusermos que a porção dominante de matéria no Universo é não-bariônica, as flutuações de densidade podem começar a aumentar mais cedo, atingindo, no momento da recombinação, a amplitude necessária para formar estruturas. A interação de matéria não-bariônica com a radiação é muito mais fraca do que com a matéria ordinária, de forma que a pressão de radiação não atrapalha o aumento das flutuações no começo do Universo [9].

A evidência mais direta da existência de matéria escura está no Bullet Cluster (figura 1.2), onde a colisão entre dois aglomerados de galáxias causou uma separação entre matéria escura e matéria visível [10]. Observações de raio X mostraram que a maior parte da matéria ordinária do sistema está concentrada na região central. Interações eletromag-

néticas entre as partículas do gás desaceleraram-nas, as deixando próximas ao ponto de impacto. No entanto, medidas de lentes gravitacionais fracas mostram que grande parte da massa do sistema se encontra fora da região central. Como a matéria escura interage fracamente, as componentes escuras dos dois aglomerados passaram uma pela outra sem ser desaceleradas.



**Fig. 1.2:** *Bullet Cluster: imagem do telescópio espacial Hubble com camadas adicionais. Emissões de raios X do gás quente observadas pelo telescópio espacial Chandra são mostradas em vermelho. A distribuição de massa reconstruída por lentes gravitacionais fracas é mostrada em azul [10, 11].*

Todas as evidências já encontradas para a existência de matéria escura estão relacionadas aos seus efeitos gravitacionais. Até agora, buscas por sinais explícitos de partículas de matéria escura deram resultados negativos ou controversos.

A detecção indireta busca encontrar sinais de aniquilações ou decaimentos de matéria escura nos fluxos de raios cósmicos. Em geral, a estratégia é buscar por canais e faixas de energia onde é possível superar o *background* dos processos astrofísicos usuais.

Há evidência para uma linha espectral em  $E_\gamma \approx 130$  GeV no espectro de raios gama vindos do Centro Galáctico, que pode ser interpretada como resultado da aniquilação de

partículas de matéria escura em fótons. Neste trabalho, estudamos se esse sinal pode ser explicado por um conhecido modelo de matéria escura fêrmionica.

No segundo capítulo, fazemos uma breve revisão teórica. São abordados a cosmologia e o Modelo Padrão (MP) da física de partículas. No terceiro capítulo, apresentamos os candidatos mais importantes à matéria escura, com especial atenção aos WIMPs. No quarto capítulo, sobre a detecção indireta de matéria escura em raios gama, mostramos os meios atuais de observação. Também discutimos a evidência para a linha espectral de 130 GeV. No quinto capítulo, revisamos um modelo mínimo para a matéria escura e apresentamos cálculos envolvendo sua densidade de relíquia e aniquilação em fótons. No sexto capítulo, relatamos os resultados e introduzimos uma modificação no modelo. Na parte final, expomos nossas conclusões.

## Capítulo 2

# Revisão

Neste capítulo, fazemos uma breve revisão sobre cosmologia e o Modelo Padrão da física de partículas.

### 2.1 Cosmologia

As equações de Einstein da relatividade geral são dadas por

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = -\frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu}, \quad (2.1)$$

onde  $R_{\mu\nu}$  e  $R$  são respectivamente o tensor e o escalar de Ricci,  $g_{\mu\nu}$  é o tensor métrico,  $G$  é a constante gravitacional,  $T_{\mu\nu}$  é o tensor energia-momentum e  $\Lambda$  é a constante cosmológica. Vemos que a geometria do Universo, descrita pelos termos do lado esquerdo, é determinada pelo seu conteúdo de energia, descrito pelos termos do lado direito. O termo com a constante cosmológica foi introduzido por Einstein para obter um Universo estacionário. Posteriormente, ele abandonou esse conceito quando Hubble descobriu que o Universo está em expansão. Entretanto, com a descoberta de que essa expansão é acelerada, resgatou-se o conceito da constante cosmológica. Ela representa uma energia associada com o espaço-tempo em si, a energia escura.

Para resolver as equações de Einstein, devemos especificar as simetrias do problema. Pode-se mostrar que as propriedades de isotropia e homogeneidade implicam que o elemento de linha é dado por

$$ds^2 = cdt^2 - a^2 \left( \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\Omega^2 \right), \quad (2.2)$$

onde  $a$  é o fator de escala e a constante  $k$  pode assumir os valores  $k = -1, 0, +1$ , dependendo se a geometria é, respectivamente, aberta, plana ou fechada. Para o caso mais simples,

$k = 0$ , a parte espacial de (2.2) se reduz à métrica do espaço euclidiano. Como o Universo está em expansão, sabemos que o fator de escala depende do tempo,  $a = a(t)$ , com  $\dot{a}/a > 0$  no tempo atual  $t = t_0$ . Uma das tarefas básicas da cosmologia é determinar  $k$  e calcular  $a(t)$ , tanto no passado quanto no futuro.

As equações de Einstein podem ser resolvidas com essa métrica. Uma de suas componentes leva à equação de Friedmann

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{k}{a^2} = \frac{8\pi G}{3}\rho_{\text{tot}}, \quad (2.3)$$

onde  $\rho_{\text{tot}}$  é a densidade de energia total do Universo, tendo contribuições de matéria (ordinária e escura), radiação e energia escura:

$$\rho_{\text{tot}} = \rho_{\text{m}} + \rho_{\text{r}} + \rho_{\Lambda}. \quad (2.4)$$

O parâmetro de Hubble, que depende do tempo, é definido como

$$H(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)} \quad (2.5)$$

e governa a expansão local de acordo com a lei de Hubble,  $v = Hd$ , onde  $v$  é a velocidade de recessão e  $d$  é a distância física. É comum escrever o valor atual do parâmetro de Hubble,  $H_0$ , como

$$H_0 = h \cdot 100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}. \quad (2.6)$$

Vemos da equação (2.3) que o Universo é plano quando sua densidade de energia é igual à densidade de energia crítica,  $\rho_c$ , dada por

$$\rho_c \equiv \frac{3H^2}{8\pi G}. \quad (2.7)$$

Definimos a quantidade  $\Omega_i$  de uma substância  $i$  como

$$\Omega_i \equiv \frac{\rho_i}{\rho_c}. \quad (2.8)$$

Também definimos

$$\Omega \equiv \sum_i \Omega_i = \sum_i \frac{\rho_i}{\rho_c}, \quad (2.9)$$

de forma que a equação de Friedmann pode ser escrita como

$$\Omega - 1 = \frac{k}{H^2 a^2}. \quad (2.10)$$

Assim, o sinal de  $k$  é determinado se  $\Omega$  é maior, igual ou menor que um.

### 2.1.1 Radiação cósmica de fundo

No começo, o Universo era um plasma térmico de fótons, elétrons e bárions interagentes à elevada temperatura. Ao expandir, a temperatura diminuiu até que se tornou viável a combinação de elétrons com prótons, formando átomos de hidrogênio. O momento em que a componente bariônica do Universo tornou-se neutra é chamado de recombinação e ocorreu aproximadamente 300 mil anos após o Big Bang, quando a temperatura estava em torno de 3000 K. Com isso, os fótons puderam viajar livremente pelo espaço, e podem ser observados hoje como a chamada radiação cósmica de fundo (RCF).

A existência da RCF foi prevista por Gamow e seus colaboradores em 1948 e descoberta de forma não intencional por Penzias e Wilson em 1965. A RCF possui um espectro muito próximo ao de um corpo negro ideal e uma anisotropia dipolar, resultante do efeito Doppler causado pelo movimento do nosso referencial em relação à RCF.

Após subtrair a distorção dipolar, as flutuações de temperatura restantes são pequenas. Seja  $T(\theta, \phi)$  a temperatura da RCF em um ponto do céu. A temperatura média é dada por

$$\langle T \rangle \equiv \frac{1}{4\pi} \int T(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi. \quad (2.11)$$

Esse valor é medido como  $\langle T \rangle = 2,72548 \pm 0,00057$  K [12].

A flutuação de temperatura em um ponto do céu é definida como

$$\frac{\delta T}{T}(\theta, \phi) \equiv \frac{T(\theta, \phi) - \langle T \rangle}{\langle T \rangle}. \quad (2.12)$$

Com dados do satélite COBE, concluiu-se que o valor eficaz das flutuações de temperatura é [13]

$$\left\langle \left( \frac{\delta T}{T} \right)^2 \right\rangle^{1/2} = 1,1 \times 10^{-5}. \quad (2.13)$$

A análise das anisotropias da RCF permite testar modelos cosmológicos e impõe fortes restrições aos parâmetros cosmológicos.

Como as flutuações de temperatura são definidas sobre a superfície de uma esfera, é natural expandi-las em harmônicos esféricos:

$$\frac{\delta T}{T}(\theta, \phi) = \sum_{l=0}^{l=+\infty} \sum_{m=-l}^{+l} a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi). \quad (2.14)$$

A variância  $C_l$  de  $a_{lm}$  é dada por

$$C_l \equiv \langle |a_{lm}|^2 \rangle = \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^{+l} |a_{lm}|^2. \quad (2.15)$$

Se assumirmos que as flutuações de temperatura são gaussianas, toda informação contida em mapas da RCF pode ser expressa pelo comportamento de  $C_l$  em função de  $l$ . A metodologia genérica para extrair informação de mapas das anisotropias da RCF é simples. Considera-se um modelo cosmológico com um certo número de parâmetros, que são ajustados para melhor reproduzir o espectro observado de  $C_l$ .

O modelo padrão da cosmologia é o Lambda-CDM. Trata-se de uma parametrização do modelo cosmológico do Big Bang em que o Universo possui uma constante cosmológica,  $\Lambda$ , associada à energia escura e matéria escura fria (CDM, na sigla em inglês).

## 2.2 Modelo Padrão

O Modelo Padrão da física de partículas é uma bem-sucedida teoria que descreve as interações eletromagnética, fraca e forte. Nesta seção, revisamos os aspectos básicos da teoria. Para uma revisão completa, recomendamos [14].

As partículas do MP podem ser divididas em três categorias, de acordo com seu spin:

- *Férmions (spin 1/2)*

Há seis quarks (up, down, charm, strange, bottom, e top), três léptons carregados (elétrons, múons e taus) e três léptons neutros (neutrino do elétron, neutrino do múon e neutrino do tau). Essas partículas são agrupadas em três gerações. Entre gerações, as partículas diferem por suas massas, mas seus comportamentos físicos são iguais. Cada férmion possui uma antipartícula correspondente.

Os quarks carregam carga de cor e, então, interagem através da força forte. Uma propriedade chamado confinamento faz com que os quarks estejam sempre em estados ligados, formando partículas compostas sem cor, os hádrons. Os hádrons podem ser formados por um par quark-antiquark (mésons) ou três quarks (bárions). Os prótons e os nêutrons são os bárions de menor massa. Os quarks também possuem carga elétrica e isospin fraco. Assim, eles interagem eletromagneticamente e através da interação fraca.

Os léptons não carregam carga de cor. O elétron, o múon e o tau possuem carga elétrica, interagindo eletromagneticamente. Já os três neutrinos não possuem carga elétrica, sendo influenciados apenas pela interação fraca.

- *Bósons de calibre (spin 1)*

Os bósons de calibre são responsáveis por mediar as interações fundamentais. Há o fóton (interação eletromagnética), os oito glúons (interação forte) e os bóson W e Z (interação fraca).

- *Bóson de Higgs (spin 0)*

Os férmions e os bósons de calibre ganham massa através da interação com o campo de Higgs que permeia todo o espaço. Esse campo induz uma quebra espontânea de simetria que gera termos de massa para os bósons de calibre, exceto o fóton. Um acoplamento entre os férmions e o campo de Higgs gera termos de massa para os férmions. Como o bóson de Higgs é massivo, ele também interage consigo mesmo.

A carga elétrica, a carga de cor, a massa e o spin das partículas que constituem o MP estão mostrados na figura 2.1. As três primeiras colunas correspondem às três gerações de férmions. Na quarta coluna, temos os bósons de calibre e, na quinta coluna, o bóson de Higgs.

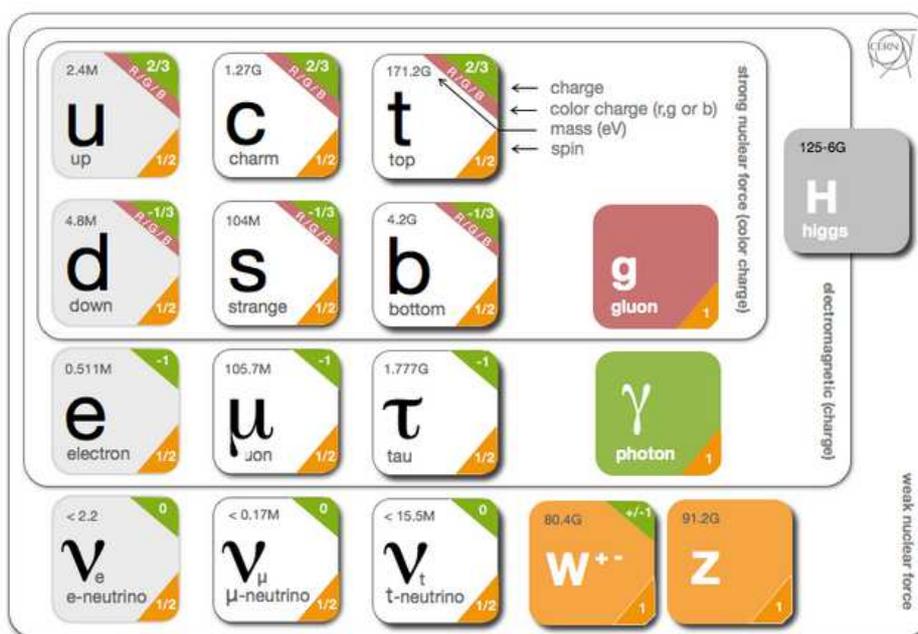


Fig. 2.1: Partículas que constituem o Modelo Padrão.



## Capítulo 3

# Candidatos

Existem muitos candidatos à matéria escura. Neste capítulo, apresentamos brevemente os mais importantes. Discutimos com mais detalhes os WIMPs, uma classe de candidatos da qual a partícula que introduziremos no capítulo 5 faz parte. Ressaltamos que a matéria escura não é necessariamente composta por apenas um tipo de partícula. Pelo contrário, como veremos, já sabemos que os neutrinos contribuem para a composição da matéria escura.

### 3.1 Categorias

Os candidatos à matéria escura podem ser divididos em três categorias: matéria escura fria, morna ou quente. Ao contrário do que os nomes sugerem, essa divisão não está relacionada à temperatura das partículas, mas sim ao quanto elas se moveram antes de tornarem-se não-relativísticas devido ao esfriamento do Universo. Essa distância é chamada de comprimento de corrente livre<sup>1</sup>. Flutuações de densidade no começo do Universo menores que o comprimento de corrente livre desapareceram, enquanto flutuações maiores que o comprimento de corrente livre não foram afetadas. Assim, o comprimento de corrente livre fixa uma escala mínima para a formação de estruturas. Temos a seguinte categorização:

- Matéria escura fria: partículas cujo comprimento de corrente livre é muito menor do que uma protogaláxia<sup>2</sup>.
- Matéria escura morna: partículas cujo comprimento de corrente livre é da ordem de uma protogaláxia.

---

<sup>1</sup> Tradução livre para o termo *free streaming length*.

<sup>2</sup> Nuvem de gás que dá origem a uma galáxia.

- Matéria escura quente: partículas cujo comprimento de corrente livre é muito maior do que uma protogaláxia.

Se a matéria escura fosse quente, os primeiros objetos formados seriam do tamanho de superaglomerados de galáxias, que, depois, fragmentariam-se de alguma forma em galáxias. Entretanto, observações mostram que as galáxias formaram-se primeiro, com os aglomerados e superaglomerados formando-se depois [15, 16]. Então, qualquer modelo dominado por matéria escura quente está em conflito com as observações.

## 3.2 Candidatos do Modelo Padrão

Em um primeiro momento, tentou-se explicar a matéria escura somente com o conteúdo do MP. Abaixo, apresentamos um candidato bariônico, os MACHOs, e um não-bariônico, os neutrinos. Como veremos, ambos candidatos não podem ser a componente dominante da matéria escura.

### 3.2.1 MACHOs

MACHOs, sigla em inglês para *massive compact halo objects*, são objetos astrofísicos que emitem pouca ou nenhuma luz, como anãs marrons, estrelas de nêutrons, buracos negros, planetas interestelares, anãs brancas e anãs vermelhas fracas. A quantidade total de matéria bariônica no Universo pode ser deduzida a partir da nucleossíntese do Big Bang e de observações da radiação cósmica de fundo. Conclui-se que a contribuição dos MACHOs para a composição da matéria escura não pode ser significativa.

### 3.2.2 Neutrinos

A princípio, o neutrino parece um bom candidato porque é uma partícula não-bariônica, possui massa e tem existência comprovada. Entretanto, os dados do WMAP determinam que o limite superior para a densidade de relíquia dos neutrinos é  $\Omega_\nu h^2 < 0.0076$  [17, 18], ou seja, eles não são abundantes o bastante para ser a componente dominante da matéria escura. Além disso, os neutrinos são matéria escura quente.

### 3.3 WIMPs

Uma importante classe de candidatos à matéria escura fria é formada por partículas massivas que interagem fracamente, ou WIMPs, da sigla em inglês para *weakly interacting massive particles*. A grande vantagem dessa abordagem vem do fato de que WIMPs em equilíbrio químico no começo do Universo possuem naturalmente a abundância correta para ser matéria escura fria. Além disso, essas mesmas interações possibilitam sua detecção, tornando a hipótese testável.

Assume-se que WIMPs eram produzidos em colisões entre partículas do plasma térmico durante a era da radiação. As reações mais importantes eram a produção e aniquilação de pares de WIMPs em colisões partícula-antipartícula como

$$\chi\bar{\chi} \longleftrightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, q\bar{q}, W^+W^-, ZZ, HH, \dots \quad (3.1)$$

Para temperaturas muito maiores do que a massa do WIMP,  $T \gg m_\chi$ , os pares partícula-antipartícula que colidiam tinham energia suficiente para criar pares de WIMPs de maneira eficiente. As reações de aniquilação de WIMPs em partículas do MP estavam inicialmente em equilíbrio com as reações de produção de WIMPs, com taxa dada por

$$\Gamma_{\text{ani}} = \langle \sigma_{\text{ani}} v \rangle n_{\text{eq}}, \quad (3.2)$$

onde  $\sigma_{\text{ani}}$  é a seção de choque de aniquilação dos WIMPs,  $v$  é a velocidade relativa dos WIMPs aniquilantes,  $n_{\text{eq}}$  é o número de densidade dos WIMPs em equilíbrio químico e é feita uma média sobre a distribuição térmica dos WIMPs.

Com a expansão do Universo, a temperatura do plasma se torna menor do que a massa do WIMP. Enquanto as reações de produção e aniquilação estavam em equilíbrio, o número de WIMPs produzidos caía exponencialmente com  $e^{-m_\chi/T}$  (fator de Boltzmann), já que apenas colisões partícula-antipartícula com energia cinética na cauda da distribuição de Boltzmann tinham energia suficiente para produzir pares de WIMPs. Ao mesmo tempo, a expansão do Universo diminuía o número de densidade de partículas  $n$  e, com isso, as taxas de produção e aniquilação, que são proporcionais a  $n$ . Quando a taxa de aniquilação de WIMPs,  $\Gamma_{\text{ani}}$ , ficou menor que a taxa de expansão do Universo,  $H$ , a produção de WIMPs cessou. Desde então, o número de WIMPs em um volume comóvel é aproximadamente constante.

Em muitas teorias, os WIMPs são suas próprias antipartículas (WIMPs de Majorana). Assim, a densidade de WIMPs é necessariamente igual a de antiWIMPs. Nesta seção, vamos considerar esse caso.

A densidade de WIMPs pode ser calculada através da equação de Boltzmann e da lei de conservação de entropia:

$$\frac{dn}{dt} = -3Hn - \langle \sigma_{\text{ani}} v \rangle (n^2 - n_{\text{eq}}^2), \quad (3.3)$$

$$\frac{ds}{dt} = -3Hs. \quad (3.4)$$

Nessas equações,  $t$  é o tempo,  $s$  é a densidade de entropia,  $H$  é o parâmetro de Hubble,  $n_{\text{eq}}$  é o número de densidade de equilíbrio e  $\langle \sigma_{\text{ani}} v \rangle$  é a média térmica da seção de choque de aniquilação total.

Combinamos as equações (3.4) e (3.3) em uma só definindo  $Y \equiv n/s$  e  $x \equiv m/T$ , sendo  $T$  a temperatura dos fótons, como variável independente em vez do tempo. Obtemos

$$\frac{dY}{dx} = \frac{1}{3H} \frac{ds}{dx} \langle \sigma_{\text{ani}} v \rangle (Y^2 - Y_{\text{eq}}^2). \quad (3.5)$$

De acordo com a equação de Friedman, o parâmetro de Hubble é determinado pela densidade de massa e energia  $\rho$  por

$$H^2 = \frac{8\pi}{3M_P^2} \rho, \quad (3.6)$$

onde  $M_P = 1,22 \times 10^{19}$  GeV é a massa de Planck. As densidades de energia e entropia estão relacionadas à temperatura dos fótons através de

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{\pi^2}{30} g_{\text{eff}}(T) T^4, \\ s &= \frac{2\pi^2}{45} h_{\text{eff}}(T) T^3, \end{aligned} \quad (3.7)$$

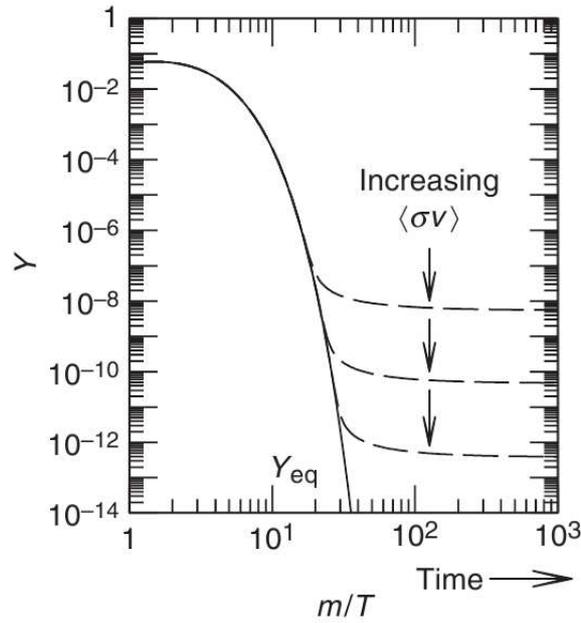
onde  $g_{\text{eff}}(T)$  e  $h_{\text{eff}}(T)$  são os graus de liberdade efetivos. Definindo o parâmetro graus de liberdade,  $g_*^{1/2}$ , como

$$g_*^{1/2} = \frac{h_{\text{eff}}}{g_{\text{eff}}^{1/2}} \left( 1 + \frac{1}{3} \frac{T}{h_{\text{eff}}} \frac{dh_{\text{eff}}}{dT} \right), \quad (3.8)$$

podemos escrever a equação (3.5) da seguinte maneira:

$$\frac{dY}{dx} = - \left( \frac{45}{\pi M_P^2} \right)^{-1/2} \frac{g_*^{1/2} m}{x^2} \langle \sigma v \rangle (Y^2 - Y_{\text{eq}}^2). \quad (3.9)$$

A equação (3.9) é resolvida numericamente com as condições iniciais  $Y = Y_{\text{eq}}$  em  $x \simeq 1$  e o resultado é mostrado na figura 3.1 [19]. Nota-se que, para altas temperaturas, a densidade  $Y$  fica próxima do seu valor de equilíbrio  $Y_{\text{eq}}$ . Enquanto a temperatura diminui,  $Y_{\text{eq}}$  é exponencialmente suprimida e  $Y$  se afasta cada vez mais do seu valor de equilíbrio.



**Fig. 3.1:** *Evolução típica do número de densidade dos WIMPs no começo do Universo [19].*

Na temperatura de congelamento<sup>3</sup>, quando a taxa de aniquilação de WIMPs é da ordem da taxa de expansão do Universo, a produção de WIMPs é desprezível e sua abundância por volume comóvel atinge seu valor final.

A figura 3.1 também mostra que quanto menor é a seção de choque de aniquilação, maior é a densidade de relíquia. Isso acontece porque WIMPs com interações mais fortes mantêm-se em equilíbrio químico por mais tempo e, assim, desacoplam quando o Universo está a uma temperatura mais baixa, de forma que a densidade é suprimida por um fator de Boltzmann menor.

A densidade de relíquia dos WIMPs é aproximadamente

$$\Omega_\chi h^2 \approx 0,1 \times \frac{3 \times 10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}}{\langle\sigma_{\text{ani}}v\rangle_C}, \quad (3.10)$$

onde  $\langle\sigma_{\text{ani}}v\rangle_C$  é a seção de choque térmica no congelamento. A medida mais precisa da densidade de relíquia foi obtida com os dados do satélite Planck como  $\Omega_\chi h^2 = 0,1199 \pm 0,0027$ , onde  $h$  é a constante de Hubble em unidades de  $100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ [1]. Na equação (3.10), nota-se que partículas que interagem na escala fraca possuem a densidade de relíquia observada. Esse fato é conhecido como o milagre dos WIMPs.

<sup>3</sup> Tradução livre para o termo *freeze-out*.

### 3.3.1 Neutralinos

Embora o MP seja muito bem sucedido em descrever praticamente todos os dados experimentais já coletados, ele não é considerado uma teoria fundamental, mas uma teoria efetiva válida em escalas menores que alguns TeV. O maior problema está em entender por que a massa do bóson de Higgs é relativamente tão baixa em um contexto em que o MP é válido até alguma escala muito alta, como a escala de Planck. Isso acontece porque a massa do bóson de Higgs recebe correções radiativas que são quadraticamente divergentes. As correções radiativas dominantes são

$$\delta m_H^2 = \frac{3\Lambda^2}{8\pi^2 v_0^2} (2m_W^2 + m_Z^2 + m_H^2 - 4m_t^2) \sim -(0,23\Lambda)^2, \quad (3.11)$$

onde  $\Lambda$  é a escala de massa máxima em que a teoria é válida. Para valores grandes de  $\Lambda$ , as contribuições à massa do bóson de Higgs a nível árvore e radiativas devem se cancelar. Para que o MP seja válido até 5 TeV, é preciso um cancelamento de duas ordens de magnitude. Já para a escala de Planck, é preciso um ajuste fino de 32 ordens de magnitude. Esse é o chamado problema de hierarquia.

A supersimetria é uma teoria que resolve esse problema postulando a existência de uma partícula de mesma massa, mas com spin diferindo por um meio, para cada partícula do MP. Já que nenhuma partícula supersimétrica foi observada, a supersimetria deve ser uma simetria espontaneamente quebrada. Então, como a contribuição de loops de férmions a  $\delta m_H^2$  tem sinal oposto a de bósons, as correções radiativas são exatamente canceladas acima da escala da quebra da supersimetria.

O candidato supersimétrico mais estudado é o neutralino. Como os parceiros supersimétricos do bóson Z (zino), do fóton (fotino) e do bóson de Higgs (higgsino) possuem os mesmos números quânticos eles podem misturar-se para formar quatro autoestados de massa chamados neutralinos. Em muitos modelos, o neutralino mais leve é a partícula supersimétrica mais leve. Sendo uma partícula estável, massiva e que acopla-se fracamente com outras partículas, o neutralino mais leve é um ótimo candidato à matéria escura fria na classe dos WIMPs.

## 3.4 Não-WIMPs

Há muitos candidatos à matéria escura que não estão na classe dos WIMPs, mas compartilham suas virtudes mais importantes: possuem naturalmente a densidade de relíquia

observada e predizem sinais que podem ser observados em experimentos atuais e futuros. Esses candidatos podem ser divididos em duas classes: superWIMP (*superweakly interacting massive particle*) e WIMPlless [20].

Para os candidatos superWIMPs, os WIMPs são produzidos da mesma maneira, mas, depois do congelamento, decaem em superWIMPs, que formam a matéria escura atual. Como superWIMPs interagem muito fracamente, eles são impossíveis de detectar em experimentos convencionais de detecção direta e indireta de matéria escura. Entretanto, podem ser produzidos por raios cósmicos e em colisores de partículas. Por outro lado, esse acoplamento muito fraco implica que o decaimento de WIMPs em superWIMPs pode ocorrer muito tarde e ter consequências observáveis. Por exemplo, ao contrário dos WIMPs, superWIMPs são produzidos com grandes velocidades em tempos mais tardios. Isso aplana os cúspides nos halos de matéria escura. Assim, é possível diferenciar de cenários padrões de matéria escura fria através do estudo da distribuição de matéria escura nos halos das galáxias. De fato, simulações de matéria escura fria predizem halos com um cúspide ( $\rho \propto r^{-\alpha}$  com  $1 < \alpha < 1.5$ ) que não é observado em galáxias de baixo brilho superficial<sup>4</sup> [21].

Os candidatos WIMPlless não possuem massa na escala fraca ( $m \sim 100 \text{ GeV} - 1 \text{ TeV}$ ) nem interações fracas ( $g \sim g_{\text{weak}} \simeq 0.65$ ), mas possuem a densidade de relíquia observada. Como esses candidatos não interagem fracamente e os limites existentes excluem interações eletromagnéticas e fortes, WIMPlless são matéria escura escondida, ou seja, sem interações de calibre do MP. Isso implica que não há possibilidade de detecção direta ou indireta e os sinais devem ser encontrados em observações astrofísicas, como no caso dos superWIMPs. Entretanto, pode haver setores com partículas que atuam como mediadores entre o MP e o setor escuro através de interações que não são de calibre. Esses conectores podem produzir sinais com energias tipicamente inacessíveis para os WIMPs. Dois candidatos importantes dessa classe são os áxions e os neutrinos estéreis, que são abordados nas subseções 3.4.1 e 3.4.2, respectivamente.

### 3.4.1 Áxions

A violação CP (carga-paridade) é uma violação da simetria CP, que afirma que as leis da física devem ser as mesmas se troca-se uma partícula por sua antipartícula e, depois, troca-se o sinal das coordenadas espaciais. A cromodinâmica quântica (QCD, na sigla em

<sup>4</sup> Galáxias de baixo brilho superficial são galáxias anãs em que a maior parte de sua matéria bariônica está na forma de hidrogênio gasoso em vez de estrelas. Além disso, elas são dominadas por matéria escura.

inglês) permite a violação CP. Juntamente com efeitos produzidos pelas interações fracas, o termo efetivo de violação CP forte,  $\bar{\theta}$ , aparece como um parâmetro do MP que deve ser medido. O melhor limite sobre esse parâmetro vem de medidas do momento de dipolo elétrico do nêutron:  $\bar{\theta} < 10^{-9}$  [22]. O fato de  $\bar{\theta}$  ser tão pequeno, isto é, a simetria CP ser conservada na QCD, constitui o chamado problema da violação CP forte.

Em 1977, Peccei e Quinn propuseram uma solução para esse problema [23]. Eles promoveram  $\bar{\theta}$  a um campo, adicionando uma nova simetria global ao MP, que é espontaneamente quebrada. A nova partícula associada a esse campo é chamada de áxion. Com a quebra espontânea da simetria global, o áxion seria um bóson de Goldstone. Porém, os efeitos não-triviais do vácuo da QCD quebram explicitamente a simetria global de Peccei e Quinn, fornecendo uma pequena massa ao áxion. Assim, ele é, na verdade, um pseudo bóson de Goldstone. Os áxions possuem um potencial efetivo  $V(\bar{\theta})$  cujo mínimo está em  $\bar{\theta} = 0$ . Dessa forma,  $\bar{\theta}$  é relaxado a zero dinamicamente, resolvendo o problema da violação CP forte.

Buscas em laboratórios, esfriamento estelar, dinâmica da supernova 1987A e argumentos cosmológicos limitam a massa dos áxions a  $10^{-6} \text{ eV} \lesssim m \lesssim 3 \times 10^{-3} \text{ eV}$  [24]. Espera-se que a interação dos áxions com partículas ordinárias seja extremamente fraca, implicando que eles não estavam em equilíbrio térmico no começo do Universo. Então, eles podem ser matéria escura fria apesar da baixa massa.

### 3.4.2 Neutrinos estéreis

No MP, os neutrinos não possuem massa e os números leptônicos associados aos sabores  $e$ ,  $\mu$  e  $\tau$  são conservados separadamente. Por outro lado, sabemos experimentalmente que os neutrinos possuem massa e que neutrinos de diferentes sabores misturam-se.

Uma possível explicação para a massa dos neutrinos do MP é a inclusão de férmions de Majorana  $N_I$  (neutrinos estéreis ou neutrinos de mão direita) que são singletos do MP e interagem através de

$$\mathcal{L} = -F_{lI} \bar{\Psi}_l^L N_I \tilde{\Phi}, \quad (3.12)$$

onde  $F_{lI}$  são as constantes de acoplamento,  $\bar{\Psi}_l^L = (\bar{\psi}_{\nu_l}^L, \bar{\psi}_l^L)$  são os dubletos leptônicos ( $l = e, \mu, \tau$ ),  $\Phi$  é o campo de Higgs e  $\tilde{\Phi} = -i[\Phi^\dagger \tau_2]^T = (\phi_b^*, -\phi_a^*)^T$ . Os neutrinos estéreis não interagem através de nenhuma interação fundamental do MP, exceto a gravidade. Outra motivação para introduzir essas partículas é o fato de que todos os outros férmions observados possuem quiralidades esquerda e direita, enquanto somente o neutrino de

quiralidade esquerda é observado.

O neutrino estéril mais leve é um candidato à matéria escura. O número de neutrinos estéreis é desconhecido e suas massas podem assumir valores entre  $1 \text{ eV} \lesssim m \lesssim 10^{15} \text{ GeV}$  [25].



## Capítulo 4

# Detecção Indireta

Neste trabalho, estudamos a possibilidade de um sinal indireto de matéria escura em raios gama, que podem ser observados diretamente com telescópios espaciais ou indiretamente com experimentos terrestres. Neste capítulo, apresentamos os meios atuais de observação de raios gama. Também relatamos e discutimos as evidências para um linha em 130 GeV no espectro de raios gama do Centro Galáctico, que pode ser explicada pela aniquilação de partículas de matéria escura em fótons.

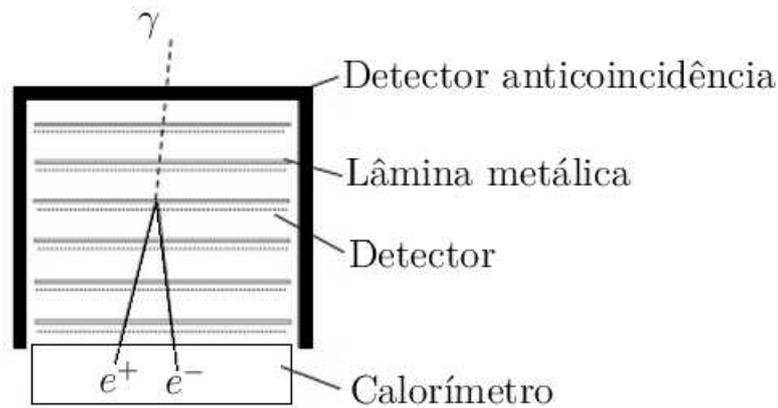
## 4.1 Observatórios espaciais

### 4.1.1 Telescópio espacial de raios gama Fermi

O telescópio espacial de raios gama Fermi é um observatório espacial de raios gama lançado em 2008. Seu principal instrumento é o *Large Area Telescope* (LAT), com que estuda-se fenômenos astrofísicos e cosmológicos como núcleos ativos de galáxias, pulsares e matéria escura.

O LAT detecta raios gama individuais através de uma tecnologia parecida com a utilizada em aceleradores de partículas (figura 4.1). Os raios gama passam por um detector anticoincidência, que rejeita o *background* indesejado. Depois, atingem lâminas finas de metal, sendo convertidos em pares elétron-pósitron. Essas partículas carregadas passam através de camadas de detectores de silício, provocando uma ionização que produz pequenos pulsos de carga elétrica. Pode-se combinar as informações das várias camadas para determinar o trajeto das partículas. Após isso, as partículas são barradas por um calorímetro de iodeto de cério, que mede a energia total depositada. Assim, pode-se estimar a energia e a direção do raio gama.

O LAT é capaz de detectar fótons na faixa de energia aproximada de 20 MeV a 300



**Fig. 4.1:** *Esquema do processo de medida do Fermi-LAT.*

GeV. Seu campo de visão é grande, cobrindo aproximadamente 20% do céu. O satélite completa uma órbita a cada 95 minutos e seus instrumentos podem varrer a maior parte do céu 16 vezes por dia. Pode-se também manter uma orientação fixa em um alvo.

Uma das descobertas mais importantes feitas até agora com o Fermi-LAT foi a observação de duas bolhas de raios gama e raios X, que se estendem aproximadamente 25 mil anos luz acima e abaixo do Centro Galáctico [26]. A figura 4.2 mostra uma representação artística dessas estruturas, que foram denominadas bolhas de Fermi.

### 4.1.2 Lançamentos futuros

Nos próximos anos, serão lançados novos observatórios espaciais de raios gama. Na tabela 4.1, apresentamos esses observatórios, que ajudarão na busca por sinais indiretos de matéria escura.

Observatório	Lançamento	Alcance de energia
CALET	2014	10 GeV - 100 TeV
DAMPE	2015	100 GeV - 100 TeV
GAMMA-400	2018	100 MeV - 3 TeV

**Tab. 4.1:** *Novos observatórios espaciais de raios gama.*

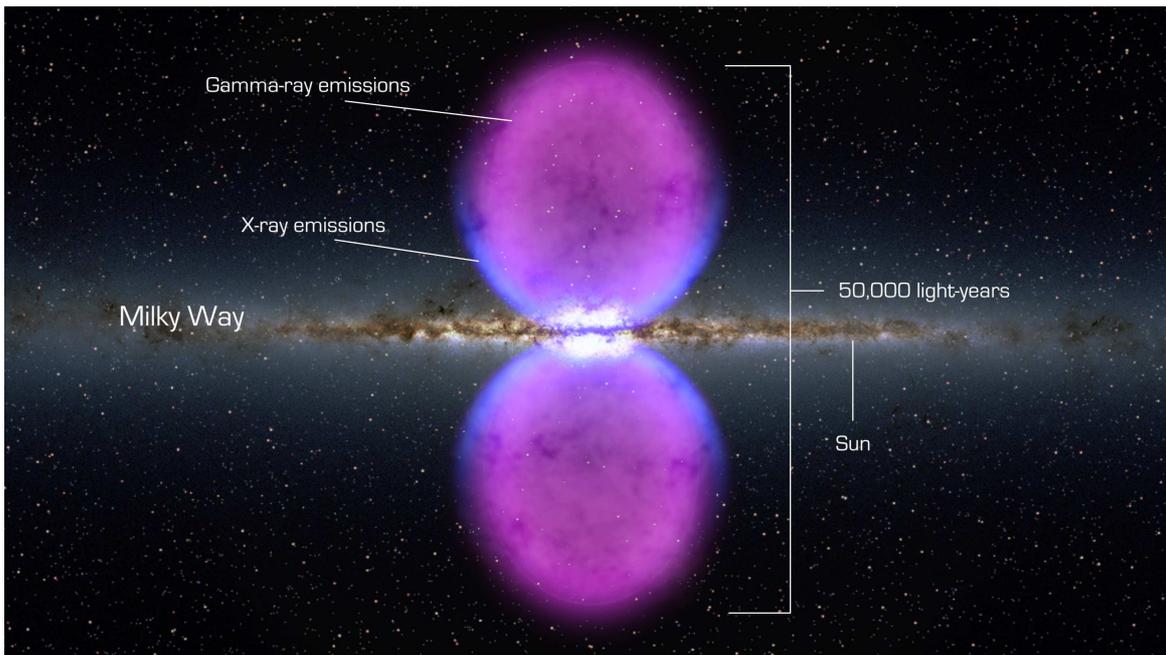


Fig. 4.2: Representação artística das bolhas de Fermi [27].

## 4.2 Observatórios terrestres

Raios gama podem ser observados em experimentos terrestres através da detecção da radiação de Cherenkov<sup>1</sup> gerada pela cascata de partículas relativísticas carregadas produzidas quando raios gama de alta energia atingem a atmosfera. São utilizados algoritmos de reconstrução de imagem para determinar as características do fóton primário. Essa técnica é chamada de IACT (*Imaging Atmospheric Cherenkov Technique*). Na tabela 4.2, apresentamos os observatórios terrestres importantes para as buscas de sinais indiretos de matéria escura em raios gama.

Observatório	Localização	Operação	Alcance de energia
VERITAS	Amado, Arizona (USA)	2007-...	50 GeV - 50 TeV
MAGIC	La Palma, Ilhas Canárias (ESP)	2009-...	25 GeV - 30 TeV
HESS-II	Khomas (NAM)	2012-...	30 GeV - 100 TeV
CTA	Indefinida	2018-...	20 GeV - 100 TeV

Tab. 4.2: Observatórios terrestres de raios gama.

<sup>1</sup> A radiação de Cherenkov é a radiação eletromagnética emitida por uma partícula carregada que passa por um meio a uma velocidade maior do que a velocidade da luz nesse meio.

### 4.3 Linha no espectro de raios gama

O fluxo de raios gama produzidos pela aniquilação de partículas de matéria escura  $\chi$  em um par de fótons no halo de matéria escura da Via Láctea para WIMPs autoconjugados (e.g. férmions de Majorana) é dado por

$$\frac{dJ_\gamma}{dEd\Omega}(\theta) = \frac{\langle\sigma v\rangle_{\chi\chi\rightarrow\gamma\gamma}}{8\pi m_\chi^2} 2\delta(E - E_\gamma) \int_{l.v.} ds \rho^2(r), \quad (4.1)$$

onde  $\theta$  é o ângulo entre a linha de visada e o eixo conectando a Terra e o Centro Galáctico. A massa da partícula de matéria escura é  $m_\chi$ ,  $\langle\sigma v\rangle_{\chi\chi\rightarrow\gamma\gamma}$  é a média térmica da seção de choque para o processo  $\chi\chi \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $E_\gamma = m_\chi$  é a energia da linha de raio gama e  $\rho(r)$  é a distribuição de matéria escura em função da distância do Centro Galáctico. A coordenada  $s \geq 0$  varia ao longo da linha de visada e  $r(s, \theta) = \sqrt{r_0^2 + s^2 - 2r_0s \cos \theta}$ , onde  $r_0$  é a distância entre o Sol e o Centro Galáctico. Se a matéria escura não é constituída por partículas autoconjugadas (e.g. férmions de Dirac), a equação (4.1) deve ser dividida por um fator 2 se apenas aniquilações partícula-antipartícula estão presentes.

Recentemente, foi encontrada evidência para uma linha com  $E_\gamma \approx 130$  GeV no espectro de raios gama observado pelo Fermi-LAT [28]. Nessa análise, foram considerados 43 meses de dados (de 04/08/2008 a 08/03/2013) com energias entre 1 e 300 GeV. Em regiões próximas ao Centro Galáctico, foi encontrada uma indicação de  $4,6\sigma$  para uma linha com  $E_\gamma \approx 130$  GeV. Se interpretadas em termos da aniquilação de partículas de matéria escura em um par de fótons, as observações implicam que  $m_\chi = 129, 8 \pm 2, 4_{-13}^{+7}$  GeV e  $\langle\sigma v\rangle_{\chi\chi\rightarrow\gamma\gamma} = 1, 27 \pm 0, 32_{-0,28}^{+0,18} \times 10^{-27} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$  considerando o perfil de Einasto para a distribuição de matéria escura na Via Láctea:

$$\rho_{\text{Ein}}(r) \propto \exp \left[ -\frac{2}{\alpha} \left( \frac{r}{r_s} \right)^\alpha \right], \quad (4.2)$$

com  $\alpha = 0, 17$ ,  $r_s = 20$  kpc e normalizado a  $\rho_{\text{Ein}}(r_0) = 0, 4 \text{ GeV cm}^3$ .

Subsequentemente, o sinal foi confirmado de forma independente [29, 30, 31]. Em algumas análises, é observada outra linha em  $E \approx 110$  GeV [32]. O pico duplo em 110 GeV e 130 GeV foi observado no espectro de raios gama de dezoito aglomerados de galáxia próximos [33]. Essa característica é uma predição genérica da aniquilação de partículas de matéria escura, correspondendo aos estados finais  $\gamma\gamma$  e  $\gamma Z$ . O fato de que os sinais do Centro Galáctico e de aglomerados de galáxias possuem excessos que coincidem precisamente sugere que não se tratam de uma flutuação estatística.

Foi sugerido que o sinal tem origem astrofísica associada com as regiões de bolhas de Fermi [34]. Entretanto, a emissão mais intensa vem do Centro Galáctico e não das regiões

de bolhas de Fermi [29]. Também foi levantada a hipótese de que ventos ultrarrelativísticos de pulsares poderiam ser a fonte do sinal observado [35]. A possibilidade de que o sinal seja um efeito instrumental é desfavorecida [31, 36].

A linha no espectro de raios gama foi confirmada pela equipe do Fermi-LAT. Utilizando dados reprocessados, a linha foi deslocada para 133 GeV e perdeu significância estatística ( $3,3\sigma$ ) [37]. São necessários mais dados e estudos para determinar a origem do sinal.



## Capítulo 5

# Matéria Escura Fermiônica

### 5.1 Modelo

Até poucos anos atrás, a abordagem usual na modelagem de matéria escura era propor candidatos dentro de teorias que resolviam problemas do MP. Recentemente, uma abordagem mais prática e mínima se tornou mais popular, na qual a matéria escura é a única motivação para considerar uma nova física.

Lee, Kim e Shin [38] propuseram uma extensão renormalizável do MP com um setor escuro que consiste em um campo escalar real  $S$  e um campo fermiônico de Dirac  $\chi$  que são singletos do MP. O escalar  $S$  acopla-se às partículas do MP através de termos triplos e quárticos com o bóson de Higgs. Para evitar que haja mistura com os férmions do MP,  $\chi$  deve carregar um novo número fermiônico, escolhido como a carga associada à simetria de fase global  $U(1)$ . Assim, nenhum termo de interação renormalizável entre o férmion  $\chi$  e as partículas do MP é permitido e a interação entre eles se dá apenas através do escalar  $S$ .

A densidade lagrangeana do modelo é escrita como

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{MP}} + \mathcal{L}_{\text{SE}} + \mathcal{L}_{\text{int}}, \quad (5.1)$$

onde o termo referente ao setor escuro é dado por

$$\mathcal{L}_{\text{SE}} = \mathcal{L}_S + \bar{\chi} (i\not{\partial} - m_{\chi 0}) \chi - g_S \bar{\chi} \chi S \quad (5.2)$$

com

$$\mathcal{L}_S = \frac{1}{2} (\partial_\mu S) (\partial^\mu S) - \frac{m_0^2}{2} S^2 - \frac{\lambda_3}{3!} S^3 - \frac{\lambda_4}{4!} S^4. \quad (5.3)$$

O setor escuro e os campos do MP interagem através de

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = -\lambda_1 H^\dagger H S - \lambda_2 H^\dagger H S^2. \quad (5.4)$$

O potencial escalar dado em (5.3) e (5.4), juntamente com o potencial do MP,  $-\mu^2 H^\dagger H + \lambda_0 (H^\dagger H)^2$ , levam aos valores esperados do vácuo (VEVs)  $v_0$  para a componente neutra do dubleto do Higgs do MP para gerar a quebra de simetria eletrofraca e  $\langle S \rangle = x_0$  para o setor escalar singlete. Com as condições de extremo  $\partial V / \partial H|_{\langle H^0 \rangle = v_0 / \sqrt{2}} = 0$  e  $\partial V / \partial S|_{\langle S \rangle = x_0} = 0$ , pode-se isolar  $\mu^2$  e  $m_0^2$ , eliminando-os do resto dos cálculos. Obtém-se

$$\begin{aligned}\mu^2 &= \lambda_0 v_0^2 + (\lambda_1 + \lambda_2 x_0) x_0, \\ m_0^2 &= -\frac{\lambda_3}{2} x_0 - \frac{\lambda_4}{6} x_0^2 - \frac{\lambda_1 v_0^2}{2x_0} - \lambda_2 v_0^2.\end{aligned}\tag{5.5}$$

Os estados escalares neutros  $h$  e  $s$  definidos por  $H^0 = (v_0 + h)/\sqrt{2}$  e  $S = x_0 + s$  estão misturados. As componentes da matriz de massa são dadas por

$$\begin{aligned}\mu_h^2 &\equiv \left. \frac{\partial^2 V}{\partial h^2} \right|_{h=s=0} = 2\lambda_0 v_0^2, \\ \mu_s^2 &\equiv \left. \frac{\partial^2 V}{\partial s^2} \right|_{h=s=0} = \frac{\lambda_3}{2} x_0 + \frac{\lambda_4}{3} x_0^2 - \frac{\lambda_1 v_0^2}{2x_0}, \\ \mu_{hs}^2 &\equiv \left. \frac{\partial^2 V}{\partial h \partial s} \right|_{h=s=0} = (\lambda_1 + 2\lambda_2 x_0) v_0.\end{aligned}\tag{5.6}$$

Os autoestados de massa  $h_1$  e  $h_2$  são

$$\begin{aligned}h_1 &= \sin \theta s + \cos \theta h, \\ h_2 &= \cos \theta s - \sin \theta h,\end{aligned}\tag{5.7}$$

onde o ângulo de mistura é definido por

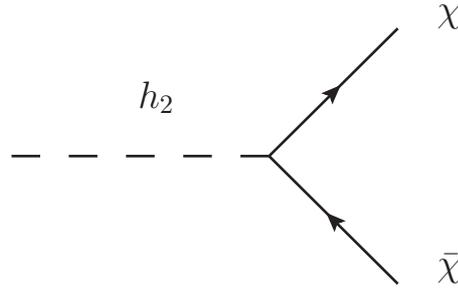
$$\tan \theta = \frac{y}{1 + \sqrt{1 + y^2}},\tag{5.8}$$

com  $y \equiv 2\mu_{hs}^2 / (\mu_h^2 - \mu_s^2)$ . Os autovalores de massa são dadas por

$$m_{1,2}^2 = \frac{\mu_h^2 + \mu_s^2}{2} \pm \frac{\mu_h^2 - \mu_s^2}{2} \sqrt{1 + y^2},\tag{5.9}$$

onde os sinais positivo e negativo correspondem, respectivamente, a  $m_1$  e  $m_2$ . A definição de  $\theta$  garante que  $|\cos \theta| > \frac{1}{\sqrt{2}}$ . Assim,  $h_1$  é um estado do tipo MP e  $h_2$  é um estado do tipo setor escuro.

Com a quebra de simetria no setor escuro, a massa do férmion  $\chi$  é dada por  $m_\chi = m_{\chi_0} + g_S x_0$ . Tomamos  $m_\chi$  como parâmetro independente já que  $m_{\chi_0}$  é apenas um parâmetro livre.



**Fig. 5.1:** Diagrama de Feynman correspondente ao termo de primeira ordem para o decaimento  $h_2 \rightarrow \chi\bar{\chi}$ .

## 5.2 Decaimento $h_2 \rightarrow \chi\bar{\chi}$

Para ilustrar o modelo, calcularemos a largura de decaimento do processo  $h_2 \rightarrow \chi\bar{\chi}$  a nível árvore (figura 5.1). Introduzindo  $h_1$  e  $h_2$  na densidade lagrangeana, obtemos um termo de interação entre  $h_1$  e  $\chi$  dado por  $-g_S \sin \theta h_1 \bar{\chi} \chi$ . O termo de primeira ordem da expansão da matriz S é dado por

$$S = S_1 = -i \int d^4x \mathcal{H}_I(x) = -ig_S \cos \theta \int d^4x : h_2(x) \bar{\chi}(x) \chi(x) : . \quad (5.10)$$

Precisamos calcular o elemento de matriz  $\langle f | S | i \rangle$ , onde a transição entre uma partícula  $h_2$  em repouso e um par  $\chi\bar{\chi}$  é representada por

$$|i\rangle = a^\dagger(0)|0\rangle \rightarrow |f\rangle = c_r^\dagger(\mathbf{k}_1) d_{r'}^\dagger(\mathbf{k}_2)|0\rangle. \quad (5.11)$$

Primeiramente, decompomos os campos  $h_2(x)$  e  $\chi(x)$  em ondas planas:

$$h_2(x) = h_2^+(x) + h_2^-(x) = \sum_{\mathbf{k}} \sqrt{\frac{1}{2V\omega_{\mathbf{k}}}} (a(\mathbf{k})e^{-ikx} + a^\dagger(\mathbf{k})e^{ikx}), \quad (5.12)$$

$$\chi(x) = \chi^+(x) + \chi^-(x) = \sum_{r,\mathbf{p}} \sqrt{\frac{m_\chi}{V\omega_{\mathbf{p}}}} (c_r(\mathbf{p})u_r(\mathbf{p})e^{-ipx} + d_r^\dagger(\mathbf{p})v_r(\mathbf{p})e^{ipx}). \quad (5.13)$$

Para o cálculo de  $S|i\rangle$ , devemos considerar apenas a contribuição de  $h_2^+(x)$ :

$$\begin{aligned} S|i\rangle &= -ig_S \cos \theta \int d^4x : h_2^+(x) \bar{\chi}(x) \chi(x) : a^\dagger(0)|0\rangle \\ &= -ig_S \cos \theta \int d^4x \bar{\chi}(x) \chi(x) \sum_{\mathbf{k}} \sqrt{\frac{1}{2V\omega_{\mathbf{k}}}} e^{-ikx} a(\mathbf{k}) a^\dagger(0)|0\rangle. \end{aligned} \quad (5.14)$$

Como  $a|0\rangle = 0$ , temos que

$$\begin{aligned}
 S|i\rangle &= -ig_S \cos \theta \int d^4x \bar{\chi}(x) \chi(x) \sum_{\mathbf{k}} \sqrt{\frac{1}{2V\omega_{\mathbf{k}}}} e^{-ikx} [a(\mathbf{k}), a^\dagger(0)]|0\rangle \\
 &= -ig_S \cos \theta \int d^4x \bar{\chi}(x) \chi(x) \sum_{\mathbf{k}} \sqrt{\frac{1}{2V\omega_{\mathbf{k}}}} e^{-ikx} \delta_{\mathbf{k}0} |0\rangle \\
 &= \frac{-ig_S \cos \theta}{\sqrt{2V E_{h_2}}} \int d^4x \bar{\chi}(x) \chi(x) e^{-ik_0 x} |0\rangle,
 \end{aligned} \tag{5.15}$$

onde  $k_0 = (m_2, 0)$  é o quadrimomentum da partícula  $h_2$  em repouso.

Agora tomamos o produto dessa expressão com  $\langle f|$  e consideramos apenas as contribuições de  $\chi^-(x)$  e  $\bar{\chi}^-(x)$ :

$$\begin{aligned}
 \langle f|S|i\rangle &= \langle 0|d_{s'}(\mathbf{k}_2)c_s(\mathbf{k}_1) \frac{-ig_S \sin \theta}{\sqrt{2V E_H}} (\sqrt{2m_\chi})^2 \\
 &\quad \times \int d^4x e^{-ik_0 x} \sum_{r,r',\mathbf{p},\mathbf{p}'} \frac{1}{\sqrt{2V\omega_{\mathbf{p}}}\sqrt{2V\omega_{\mathbf{p}'}}} c_r^\dagger(\mathbf{p}) \bar{u}_r(\mathbf{p}) e^{ipx} d_{r'}^\dagger(\mathbf{p}') v_{r'}(\mathbf{p}') e^{ip'x} |0\rangle.
 \end{aligned} \tag{5.16}$$

Utilizando as relações de anticomutação canônicas, podemos substituir os termos do tipo  $aa^\dagger$  pelo anticomutador  $\{a, a^\dagger\}$  pois o termo  $a^\dagger a$  tem valor esperado de vácuo nulo. Então,

$$\begin{aligned}
 \langle f|S|i\rangle &= \frac{-ig_S \cos \theta}{\sqrt{2V E_H}} (\sqrt{2m_\chi})^2 \int d^4x e^{-ik_0 x} \sum_{r,r',\mathbf{p},\mathbf{p}'} \frac{e^{i(p+p')x} \bar{u}_r(\mathbf{p}) v_{r'}(\mathbf{p}')}{\sqrt{2V\omega_{\mathbf{p}}}\sqrt{2V\omega_{\mathbf{p}'}}} \delta_{rs} \delta_{\mathbf{k}_1\mathbf{p}} \delta_{r's'} \delta_{\mathbf{k}_2\mathbf{p}'} \\
 &= \frac{-ig_S \cos \theta \bar{u}_s(\mathbf{k}_1) v_{s'}(\mathbf{k}_2)}{\sqrt{2V E_{h_1}} \sqrt{2V E_\chi} \sqrt{2V E_{\bar{\chi}}}} \int d^4x e^{i(k_1+k_2-k_0)x} \\
 &= \frac{-ig_S \cos \theta \bar{u}_s(\mathbf{k}_1) v_{s'}(\mathbf{k}_2)}{\sqrt{2V E_{h_1}} \sqrt{2V E_\chi} \sqrt{2V E_{\bar{\chi}}}} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(k_1 + k_2 - k_0),
 \end{aligned} \tag{5.17}$$

de onde concluímos que a amplitude de Feynman é

$$\mathcal{M} = -ig_S \cos \theta \bar{u}_s(\mathbf{k}_1) v_{s'}(\mathbf{k}_2). \tag{5.18}$$

Somando sobre os spins segundo o método descrito em [39] e usando os teoremas de traço para as matrizes de Dirac, obtemos

$$\begin{aligned}
 \langle |\mathcal{M}|^2 \rangle &= g_S^2 \cos^2 \theta \text{Tr} \left[ \frac{(\not{k}_1 + m_\chi)(\not{k}_2 - m_\chi)}{2m_\chi} \right] \\
 &= \frac{g_S^2 \cos^2 \theta}{48m_\chi^2} \text{Tr} \left[ \not{k}_1 \not{k}_2 - \not{k}_1 m_\chi + \not{k}_2 m_\chi - m_\chi^2 \right] \\
 &= \frac{g_S^2 \cos^2 \theta}{4m_\chi^2} (4k_1 \cdot k_2 - 4m_\chi^2) \\
 &= \frac{g_S^2 \cos^2 \theta}{m_\chi^2} (k_1 \cdot k_2 - m_\chi^2).
 \end{aligned} \tag{5.19}$$

Como estamos no referencial do centro de massa, temos que  $k_1 \cdot k_2 = 2E_\chi^2 - m_\chi^2$  e  $E_\chi = E_{\bar{\chi}} = \frac{m_2}{2}$ . Assim,

$$\langle |\mathcal{M}|^2 \rangle = \frac{2g_S^2 \cos^2 \theta}{m_\chi^2} \left( \frac{m_2^2}{4} - m_\chi^2 \right). \tag{5.20}$$

Para um decaimento  $1 \rightarrow 2 + 3$ , a largura de decaimento no referencial de repouso de 1 é dado por

$$\Gamma = \frac{A|\mathbf{p}|}{8\pi m_1^2} \prod_l (2m_l) |\mathcal{M}|^2, \tag{5.21}$$

onde o produtório em  $l$  se faz sobre os léptons,  $A = 1/2$  se as partículas do estado final são idênticas e  $A = 1$  caso contrário.

Substituindo (5.20) em (5.21) e usando  $|\mathbf{p}| = \sqrt{E_\chi^2 - m_\chi^2}$ , obtemos

$$\Gamma = \frac{g_S^2 \cos^2 \theta m_2}{8\pi} \left( 1 - \frac{4m_\chi^2}{m_2^2} \right)^{3/2}. \tag{5.22}$$

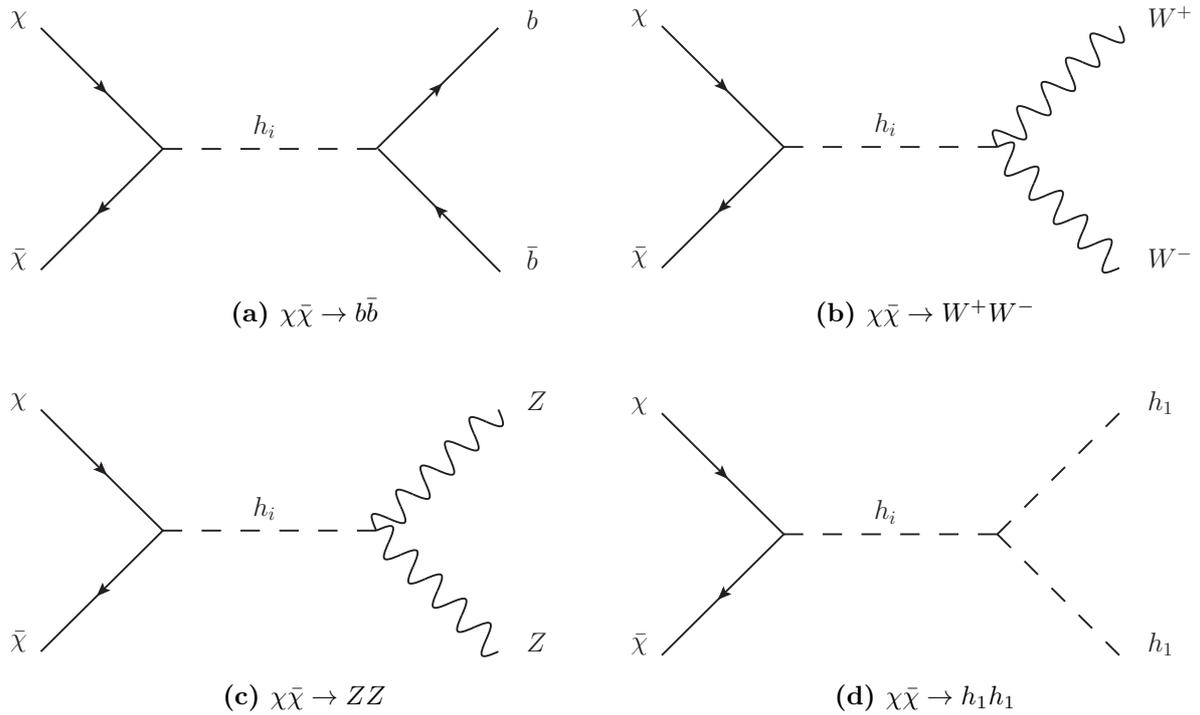
### 5.3 Densidade de relíquia

A seção de choque de aniquilação de  $\chi$  e sua densidade de relíquia  $\Omega_\chi$  estão relacionadas através de [40]

$$\Omega_\chi h^2 \approx \frac{(1,07 \times 10^9 \text{GeV}^{-1}) x_C}{\sqrt{g_*} M_P \langle \sigma_{\text{ani}} v \rangle_C}, \tag{5.23}$$

onde  $g_*$  é o número de graus de liberdade efetivos das quantidades relativísticas em equilíbrio. O inverso da temperatura de congelamento,  $x_C = m_\chi/T_C$ , é determinado por

$$x_C = \ln \left( \frac{m}{2\pi^3} \sqrt{\frac{45M_P^2}{2g_* x_C}} \langle \sigma_{\text{ani}} v \rangle_C \right). \tag{5.24}$$



**Fig. 5.2:** Diagramas de Feynman correspondentes aos processos de aniquilação dominantes.

A média térmica da seção de choque é dada por [41]

$$\langle\sigma v\rangle = \frac{1}{8m_\chi^4 T K_2^2(m_\chi/T)} \int_{4m_\chi^2}^{\infty} ds \sigma(s) (s - 4m_\chi^2) \sqrt{s} K_1\left(\frac{\sqrt{s}}{T}\right), \quad (5.25)$$

onde  $K_{1,2}$  são as funções de Bessel modificadas.

A seguir, vamos calcular as seções de choque de aniquilação a fim de determinar os parâmetros do modelo consistentes com a densidade de relíquia observada. Neste estudo, consideramos  $m_\chi = 130$  GeV. Tipicamente, a temperatura de congelamento é  $T_C \simeq m_\chi/20$ . Então, os estados finais dominantes são  $b\bar{b}$ ,  $W^+W^-$ ,  $ZZ$  e  $h_1h_1$ . A figura 5.2 apresenta os diagramas de Feynman correspondentes. Não é necessário fazer os cálculos da mesma forma que na seção 5.2. Podemos traduzir as interações entre as partículas em termos de regras de Feynman, introduzindo os fatores de vértice, que facilitam a construção das amplitudes invariantes. A tabela 5.1 mostra os fatores de vértice relevantes, obtidos por inspeção.

Com os fatores de vértice determinados, aplicamos as regras de Feynman como descritas em [39] para obter a amplitude invariante. Para um processo  $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$ , a seção de

choque diferencial no referencial do centro de massa é dada por

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega'_1}\right)_{CM} = \frac{1}{64\pi^2 s} \frac{|\mathbf{p}'_1|}{|\mathbf{p}_1|} \prod_l (2m_l) |\mathcal{M}|^2, \quad (5.26)$$

onde introduzimos a variável de Mandelstem  $s = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2$  e os vetores  $\mathbf{p}'_1$  e  $\mathbf{p}_1$  são, respectivamente, o momentum de uma das partículas do estado final e uma das partículas do estado inicial. No cálculo da seção de choque total, se duas ou mais partículas do estado final são idênticas, devemos integrar apenas sobre os ângulos que correspondem a eventos fisicamente distinguíveis. Por exemplo, se a seção de choque diferencial (5.26) se refere a um processo com duas partículas no estado final, os ângulos de espalhamento  $(\theta'_1, \phi'_1) = (\alpha, \beta)$  e  $(\theta'_1, \phi'_1) = (\pi - \alpha, \pi + \beta)$  descrevem o mesmo processo. Portanto, a seção de choque total é obtida integrando (5.26) apenas sobre o hemisfério  $0 \leq \theta'_1 \leq \frac{\pi}{2}$ .

### 5.3.1 Aniquilação $\chi\bar{\chi} \rightarrow b\bar{b}$

Calculamos a amplitude invariante para esse processo a partir da soma de diagramas como 5.2a para cada um dos  $h_i$ . Obtemos

$$\mathcal{M} = -\frac{ig_S \sin \theta \cos \theta m_b}{v_0} (\bar{v}u)_\chi (\bar{u}v)_b \left( \frac{1}{s - m_1^2 + i\varepsilon} - \frac{1}{s - m_2^2 + i\varepsilon} \right). \quad (5.27)$$

A amplitude (5.27) leva a picos infinitesimalmente estreitos na seção de choque para as energias de ressonância  $\sqrt{s} = m_1$  e  $\sqrt{s} = m_2$ . Do princípio da incerteza, a largura dos picos deve ser da ordem de  $\tau_i^{-1} = \Gamma_i$ , onde  $\tau_i$  e  $\Gamma_i$  são o tempo de vida e a largura de decaimento de cada um dos  $h_i$ . De outra maneira, próximo às ressonâncias correções de mais alta ordem ao denominador não podem ser desprezadas, já que em ordem mais baixa o denominador vai a zero para  $\varepsilon \rightarrow 0$ . Não vamos discutir o cálculo dessas correções. A amplitude (5.27) deve ser modificada para

$$\mathcal{M} = -\frac{ig_S \sin \theta \cos \theta m_b}{v_0} (\bar{v}u)_\chi (\bar{u}v)_b \left( \frac{1}{s - m_1^2 + im_1\Gamma_1} - \frac{1}{s - m_2^2 + im_2\Gamma_2} \right). \quad (5.28)$$

A média do módulo quadrado dos produtos espinoriais já foi calculada na seção 5.2. Obtemos

$$\langle |\mathcal{M}|^2 \rangle = \left( \frac{g_S \sin \theta \cos \theta m_b}{v_0} \right)^2 \frac{(s - 4m_\chi^2)(s - 4m_b^2)}{4m_\chi^2 4m_b^2} \xi(s, m_1, m_2, \Gamma_1, \Gamma_2), \quad (5.29)$$

onde definimos

$$\xi(s, m_1, m_2, \Gamma_1, \Gamma_2) \equiv \left[ \frac{1}{(s - m_1^2)^2 + m_1^2 \Gamma_1^2} + \frac{1}{(s - m_2^2)^2 + m_2^2 \Gamma_2^2} - \frac{2(s - m_1^2)(s - m_2^2) + 2m_1 m_2 \Gamma_1 \Gamma_2}{((s - m_1^2)^2 + m_1^2 \Gamma_1^2)((s - m_2^2)^2 + m_2^2 \Gamma_2^2)} \right]. \quad (5.30)$$

Substituindo em (5.26) e integrando sobre os ângulos de espalhamento obtemos a seção de choque

$$\sigma_{b\bar{b}} = \left( \frac{g_S \sin \theta \cos \theta}{16\pi} \right)^2 \xi(s, m_1, m_2, \Gamma_1, \Gamma_2) \sqrt{1 - \frac{4m_\chi^2}{s}} \left( \frac{m_b}{v_0} \right)^2 \left( 1 - \frac{4m_b^2}{s} \right)^{3/2} 3s. \quad (5.31)$$

### 5.3.2 Aniquilação $\chi\bar{\chi} \rightarrow W^+W^-$

A amplitude invariante para esse processo é calculada a partir da soma de diagramas como 5.2b para cada um dos  $h_i$ . Considerando as correções de mais alta ordem ao denominador, que são importantes para energias próximas às de ressonância, e lembrando que  $m_W = \frac{1}{2}v_0g$ , obtemos

$$\mathcal{M} = -\frac{2ig_S \sin \theta \cos \theta m_W^2}{v_0} (\bar{v}u)_\chi \varepsilon_\alpha \varepsilon^\alpha \left( \frac{1}{s - m_1^2 + im_1 \Gamma_1} - \frac{1}{s - m_2^2 + im_2 \Gamma_2} \right). \quad (5.32)$$

A média do módulo quadrado dos produtos espinoriais já foi calculada na seção 5.2. Precisamos também calcular o módulo quadrado de  $\varepsilon_\alpha \varepsilon^\alpha$  e somar sobre os estados de polarização. Temos que

$$\sum_{\lambda=1}^3 \varepsilon_\mu(\mathbf{k}, \lambda) \varepsilon_\nu(\mathbf{k}, \lambda) = -g_{\mu\nu} + \frac{k_\mu k_\nu}{m_W^2}, \quad (5.33)$$

de onde

$$\begin{aligned} \sum_{\lambda, \lambda'=1}^3 \varepsilon_\mu(\mathbf{k}, \lambda) \varepsilon_\nu(\mathbf{k}, \lambda) \varepsilon^\mu(\mathbf{k}', \lambda') \varepsilon^\nu(\mathbf{k}', \lambda') &= \left( -g_{\mu\nu} + \frac{k_\mu k_\nu}{m_W^2} \right) \left( -g^{\mu\nu} + \frac{k'^\mu k'^\nu}{m_W^2} \right) \\ &= g_{\mu\nu} g^{\mu\nu} - \frac{k_2 \cdot k_2}{m_W^2} - \frac{k_1 \cdot k_1}{m_W^2} + \frac{(k_1 \cdot k_2)^2}{m_W^4} \\ &= 2 + \frac{(k_1 \cdot k_2)^2}{m_W^4}. \end{aligned} \quad (5.34)$$

No referencial do centro de massa,  $k_1 \cdot k_2 = \frac{s}{2} - m_W^2$ , então

$$\begin{aligned} \langle |\mathcal{M}|^2 \rangle &= \left( \frac{2g_S \sin \theta \cos \theta m_W^2}{v_0} \right)^2 \xi(s, m_1, m_2, \Gamma_1, \Gamma_2) \frac{(s - 4m_\chi^2)}{4m_\chi^2} \\ &\times \left( 2 + \frac{(s - 2m_W^2)^2}{4m_W^4} \right). \end{aligned} \quad (5.35)$$

Substituindo em (5.26) e integrando sobre os ângulos de espalhamento obtemos a seção de choque

$$\begin{aligned} \sigma_{W+W^-} &= \frac{(g_S \sin \theta \cos \theta)^2}{32\pi} \xi(s, m_1, m_2, \Gamma_1, \Gamma_2) \sqrt{1 - \frac{4m_\chi^2}{s}} \sqrt{1 - \frac{4m_W^2}{s}} \left(2 \frac{m_W^2}{v_0}\right)^2 \\ &\times \left(2 + \frac{(s - 2m_W^2)^2}{4m_W^4}\right) \end{aligned} \quad (5.36)$$

### 5.3.3 Aniquilação $\chi\bar{\chi} \rightarrow ZZ$

A amplitude invariante para esse processo é calculada a partir da soma de diagramas como 5.2c para cada um dos  $h_i$ . O cálculo é análogo ao de  $\sigma_{W+W^-}$ . Devemos lembrar que  $m_Z = \frac{m_W}{\cos \theta_W}$  e que as partículas do estado final são idênticas. Assim,

$$\begin{aligned} \sigma_{ZZ} &= \frac{1}{2} \frac{(g_S \sin \theta \cos \theta)^2}{32\pi} \xi(s, m_1, m_2, \Gamma_1, \Gamma_2) \sqrt{1 - \frac{4m_\chi^2}{s}} \sqrt{1 - \frac{4m_Z^2}{s}} \left(2 \frac{m_Z^2}{v_0}\right)^2 \\ &\times \left(2 + \frac{(s - 2m_Z^2)^2}{4m_Z^4}\right). \end{aligned} \quad (5.37)$$

### 5.3.4 Aniquilação $\chi\bar{\chi} \rightarrow h_1 h_1$

A amplitude invariante para esse processo é calculada a partir da soma de diagramas como 5.2d para cada um dos  $h_i$ . Os fatores de vértice para esse processo contam com a contribuição dos seguintes termos da densidade lagrangeana:  $\lambda_0(H^\dagger H)^2$ ,  $-\lambda_1 H^\dagger H S$ ,  $-\lambda_2 H^\dagger H S^2$ ,  $-\frac{\lambda_3}{3!} S^3$  e  $-\frac{\lambda_4}{4!} S^4$ . A amplitude invariante é dada por

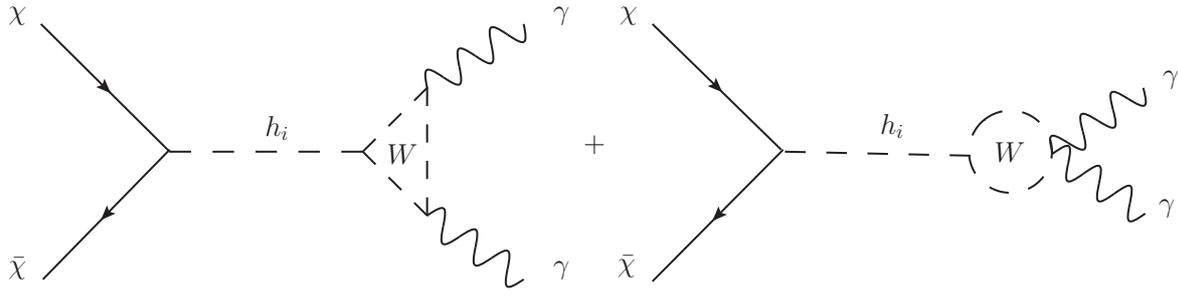
$$\mathcal{M} = g_S (\bar{v}u)_\chi \left( \frac{F_1 \sin \theta}{s - m_1^2 + im_1 \Gamma_1} - \frac{F_2 \cos \theta}{s - m_2^2 + im_2 \Gamma_2} \right), \quad (5.38)$$

onde  $F_1$  e  $F_2$  são, respectivamente, os fatores de vértices dos termos de interação  $h_1^3$  e  $h_2 h_1^2$ . O cálculo da seção de choque é análoga aos anteriores. Obtemos

$$\begin{aligned} \sigma_{h_1 h_1} &= \frac{g_S^2}{32\pi} \sqrt{1 - \frac{4m_{h_1}^2}{s}} \sqrt{1 - \frac{4m_\chi^2}{s}} \left[ \frac{|F_1 \sin \theta|^2}{(s - m_1^2)^2 + m_1^2 \Gamma_1^2} + \frac{|F_2 \cos \theta|^2}{(s - m_2^2)^2 + m_2^2 \Gamma_2^2} \right. \\ &\left. - (F_1 \sin \theta)^* (F_2 \cos \theta) \frac{2(s - m_1^2)(s - m_2^2) + 2m_1 m_2 \Gamma_1 \Gamma_2}{((s - m_1^2)^2 + m_1^2 \Gamma_1^2)((s - m_2^2)^2 + m_2^2 \Gamma_2^2)} \right]. \end{aligned} \quad (5.39)$$

## 5.4 Aniquilação $\chi\bar{\chi} \rightarrow \gamma\gamma$

Como a matéria escura deve ser eletricamente neutra, não há um acoplamento direto com fótons. A aniquilação em fótons pode ser gerada com *loops* de partículas carregadas.



**Fig. 5.3:** Diagramas de Feynman correspondentes à aniquilação de matéria escura em dois fótons mediada por bósons  $W$ .

No modelo em estudo, os diagramas de Feynman correspondentes ao processo dominante estão mostrados na figura 5.3.

A amplitude invariante do decaimento de um bóson  $h_i$  em dois fótons é dada por [42]

$$\mathcal{M}_i = \frac{e^2 g M_i}{(4\pi)^2 m_W} A_1(\beta) (k_1 \cdot k_2 g^{\mu\nu} - k_2^\mu k_1^\nu) \varepsilon_\mu(k_1) \varepsilon_\nu(k_2), \quad (5.40)$$

onde

$$A_1(\beta) = 2 + 3\beta + 3\beta(2 - \beta)f(\beta) \quad (5.41)$$

com  $\beta = 4m_W^2/m_i^2$ ,

$$f(\beta) = \begin{cases} \arcsin^2(\beta^{-\frac{1}{2}}) & \text{para } \beta \geq 1 \\ -\frac{1}{4} \left( \ln \frac{1+\sqrt{1-\beta}}{1-\sqrt{1-\beta}} - i\pi \right)^2 & \text{para } \beta < 1 \end{cases} \quad (5.42)$$

e

$$M_i = \begin{cases} \cos \theta & \text{para } i = 1 \\ -\sin \theta & \text{para } i = 2 \end{cases}. \quad (5.43)$$

Na aniquilação  $\chi\bar{\chi} \rightarrow \gamma\gamma$ , as partículas  $h_i$  podem estar fora da camada de massa. Então, substituímos  $m_i^2$  por  $s$  na definição de  $\beta$ . A amplitude invariante desse processo é dada por

$$\mathcal{M} = -ig_S \sin \theta \cos \theta (\bar{v}u)_\chi \mathcal{M}_i \left( \frac{1}{s - m_1^2 + im_1\Gamma_1} - \frac{1}{s - m_2^2 + im_2\Gamma_2} \right). \quad (5.44)$$

A média do módulo quadrado é

$$\langle |\mathcal{M}|^2 \rangle = (g_S \sin \theta \cos \theta)^2 \xi(s, m_1, m_2, \Gamma_1, \Gamma_2) \frac{(s - 4m_\chi^2)}{4m_\chi^2} \langle |\mathcal{M}_i|^2 \rangle. \quad (5.45)$$

Somando sobre as polarizações dos fótons de acordo com o método descrito em [39], obtemos

$$\begin{aligned}
 \langle |\mathcal{M}_i|^2 \rangle &= \varepsilon_\mu(k_1)\varepsilon_\nu(k_2)\mathcal{M}_i^{\mu\nu}(k_1, k_2) \\
 &= \mathcal{M}_i^{\mu\nu}(k_1, k_2)\mathcal{M}_i^*(k_1, k_2) \\
 &= \left[ \frac{e^2 g F(\beta)}{(4\pi)^2 m_W} \right]^2 (k_1 \cdot k_2 g^{\mu\nu} - k_2^\mu k_1^\nu)(k_1 \cdot k_2 g_{\mu\nu} - k_{2\mu} k_{1\nu}) \\
 &= \left[ \frac{e^2 g F(\beta)}{(4\pi)^2 m_W} \right]^2 [4(k_1 \cdot k_2)^2 - (k_1 \cdot k_2)^2 - (k_1 \cdot k_2)^2 + k_2^2 k_1^2] \\
 &= \left[ \frac{e^2 g F(\beta)}{(4\pi)^2 m_W} \right]^2 2(k_1 \cdot k_2)^2 \\
 &= \left[ \frac{e^2 g F(\beta)}{(4\pi)^2 m_W} \right]^2 \frac{s^2}{2},
 \end{aligned} \tag{5.46}$$

onde usamos  $k_1^2 = k_2^2 = 0$ . Substituindo em (5.26) e integrando sobre os ângulos de espalhamento, lembrando que as partículas do estado final são idênticas, obtemos a seção de choque

$$\sigma_{\chi\bar{\chi} \rightarrow \gamma\gamma} = \frac{(g_S \sin \theta \cos \theta)^2}{64\pi} \xi(s, m_1, m_2, \Gamma_1, \Gamma_2) s^{\frac{3}{2}} \sqrt{s - 4m_\chi^2} \left[ \frac{e^2 g A_1(\beta)}{(4\pi)^2 m_W} \right]^2. \tag{5.47}$$

Interação	Fator de vértice
$h_1 \bar{\chi} \chi$	$-ig_S \sin \theta$
$h_2 \bar{\chi} \chi$	$-ig_S \cos \theta$
$h_1 \bar{q} q$	$-\frac{i}{v} m_q \cos \theta$
$h_2 \bar{q} q$	$\frac{i}{v} m_q \sin \theta$
$h_1 W_\alpha^\dagger W^\alpha$	$\frac{1}{2} i v_0 g^2 \cos \theta g^{\alpha\beta}$
$h_2 W_\alpha^\dagger W^\alpha$	$-\frac{1}{2} i v_0 g^2 \sin \theta g^{\alpha\beta}$
$h_1 Z_\alpha Z^\alpha$	$\frac{1}{2} \frac{i v_0 g^2}{\cos^2 \theta_W} \cos \theta g^{\alpha\beta}$
$h_2 Z_\alpha Z^\alpha$	$-\frac{1}{2} \frac{i v_0 g^2}{\cos^2 \theta_W} \sin \theta g^{\alpha\beta}$
$h_1^3$	$  \begin{aligned}  & -6i[\lambda_0 v \cos^3 \theta \\  & + \frac{1}{2} \lambda_1 \sin \theta \cos^2 \theta \\  & + \lambda_2 (v_0 \sin^2 \theta \cos \theta \\  & + x_0 \sin \theta \cos^2 \theta)] \\  & -i\lambda_3 \sin^3 \theta + -\frac{1}{3} i \lambda_4 x_0 \sin^3 \theta  \end{aligned}  $
$h_2 h_1^2$	$  \begin{aligned}  & 6i\lambda_0 v \sin \theta \cos^2 \theta \\  & -i\lambda_1 (\cos^3 \theta - 2i \sin^2 \theta \cos \theta) \\  & + 2i\lambda_2 [v_0 (-\sin^3 \theta + 2 \sin \theta \cos^2 \theta) \\  & + x_0 (\cos^3 \theta - 2 \sin^2 \theta \cos \theta)] \\  & -3i\lambda_3 \sin^2 \theta \cos \theta \\  & -i\lambda_4 x_0 \sin^2 \theta \cos \theta  \end{aligned}  $

**Tab. 5.1:** Termos de interação e os fatores de vértice correspondentes.

## Capítulo 6

# Resultados e Discussão

### 6.1 Linha no espectro de raios gama

Abaixo, listamos os parâmetros utilizados para a obtenção dos resultados.

- Os fótons produzidos pela aniquilação de partículas de matéria escura possuem energia  $E_\gamma = m_\chi$ . Como a linha observada está em  $E_\gamma \approx 130$  GeV, tomamos  $m_\chi = 130$  GeV.
- O experimento ATLAS do LHC mediu a massa do bóson de Higgs do MP como  $m_1 = 126$  GeV [43].
- Para aumentar a seção de choque de aniquilação em dois fótons, escolhemos  $m_2 = 260,01$  GeV.
- As larguras de decaimento são determinadas pelo código HDECAY [44] com dados atualizados como  $\Gamma_1 = 3,987$  MeV e  $\Gamma_2 = 0,431$  MeV. Os decaimentos  $h_2 \rightarrow \chi\bar{\chi}$  e  $h_2 \rightarrow h_1 h_1$  não contribuem significativamente para  $\Gamma_2$ .
- O parâmetro graus de liberdade é  $g_* = 86,25$  [40].
- O VEV do escalar  $S$  é fixado como  $x_0 = 10$  TeV.
- Os outros parâmetros são escolhidos exigindo que a condição (5.9) seja satisfeita, o potencial seja limitado por baixo e as quebras de simetria sejam viáveis. Tomamos  $\lambda_0 = 0,131171$ ,  $\lambda_1 = -0,1$  MeV,  $\lambda_2 = -0,0001$ ,  $\lambda_3 = 14,187$  GeV e  $\lambda_4 = -0,0001$ . Assim, determinamos o ângulo de mistura (5.8) como  $\theta = 0,009511$ .

Exigindo a densidade de relíquia observada, obtemos  $g_S = 0,655$ . Como consideramos férmions de Dirac, a seção de choque de aniquilação em dois fótons necessária para produzir o sinal observado é  $\langle\sigma v\rangle_{\chi\bar{\chi}\rightarrow\gamma\gamma} = 2,54 \times 10^{-27} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ . A média é calculada sobre as velocidades das partículas de matéria escura assumindo uma distribuição de Maxwell-Boltzmann com  $v_{\text{rms}} = 300 \text{ km/s}$ . Obtemos  $\langle\sigma v\rangle_{\chi\bar{\chi}\rightarrow\gamma\gamma} = 1,25 \times 10^{-28} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ , menor do que o valor necessário. Assim, caso o sinal seja confirmado, o modelo em estudo não é capaz de reproduzi-lo. A seguir, vamos implementar uma modificação no modelo para obter a seção de choque correta.

## 6.2 Modificação

Introduzimos um escalar multipletto  $E$  que carrega carga elétrica e acopla-se ao escalar singleto  $S$ :

$$\mathcal{L}_E = g_E S^2 E^\dagger E. \quad (6.1)$$

O bóson  $E$  deve ser instável para evitar relíquias eletricamente carregadas, sobre as quais há fortes limitações pelas buscas de isótopos pesados anômalos [45, 46] e pelos seus efeitos na nucleossíntese do Big Bang [47, 48]. Também, para aumentar a seção de choque da aniquilação em dois fótons, podemos fazer com que  $E$  se transforme sob a QCD ou alguma simetria de calibre escondida  $SU(N)$  [49]. Após a quebra de simetria, o termo de interesse de (6.1) é

$$\mathcal{L}_{hE} = 2g_E x_0 S E^\dagger E. \quad (6.2)$$

Os diagramas de Feynman do processo de aniquilação em dois fótons mediados por  $E$  estão mostrados na figura 6.1. A amplitude invariante do decaimento de um bóson  $h_i$  em dois fótons mediado  $E$  é dada por

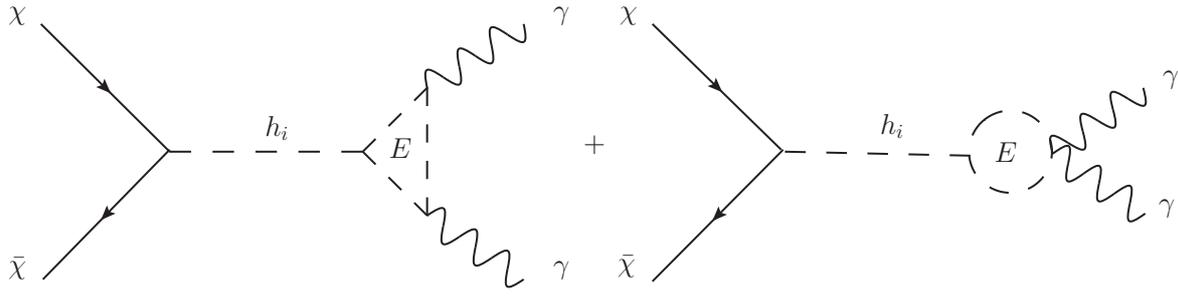
$$\mathcal{M}'_i = -\frac{N_c (q_E e)^2 g_E v_0 M'_i}{(4\pi)^2 m_E^2} A_0(\beta) (k_1 \cdot k_2 g^{\mu\nu} - k_2^\mu k_1^\nu) \varepsilon_\mu(k_1) \varepsilon_\nu(k_2), \quad (6.3)$$

onde

$$A_0(\beta) = \beta - \beta^2 f(\beta) \quad (6.4)$$

com  $\beta = 4m_E^2/m_i^2$ ,  $f(\beta)$  seguindo a definição (5.42) e

$$M'_i = \begin{cases} \sin \theta & \text{para } i = 1 \\ \cos \theta & \text{para } i = 2 \end{cases}. \quad (6.5)$$



**Fig. 6.1:** Diagramas de Feynman correspondentes à aniquilação de matéria escura em dois fótons mediada por bósons  $E$ .

As quantidades  $q_E$  e  $N_c$  são, respectivamente, a carga elétrica em unidades de  $e$  e o número de cores da QCD ou da simetria de calibre escondida  $SU(N)$ . Essa amplitude foi deduzida comparando com o resultado conhecido para  $h \rightarrow \gamma\gamma$  [50].

O cálculo da seção de choque é análogo ao da seção 5.4. Obtemos

$$\sigma_{\chi\bar{\chi}\rightarrow\gamma\gamma} = \frac{g_S^2}{32\pi} \xi'(s, \theta, m_1, m_2, \Gamma_1, \Gamma_2) s^{3/2} \sqrt{s - 4m_\chi^2} \left[ \frac{(q_E e)^2 N_c g_E x_0 A_0(\beta)}{(4\pi)^2 m_E^2} \right]^2, \quad (6.6)$$

onde definimos

$$\xi'(s, \theta, m_1, m_2, \Gamma_1, \Gamma_2) \equiv \left[ \frac{\sin^4 \theta}{(s - m_1^2)^2 + m_1^2 \Gamma_1^2} + \frac{\cos^4 \theta}{(s - m_2^2)^2 + m_2^2 \Gamma_2^2} - \sin^2 \theta \cos^2 \theta \frac{2(s - m_1^2)(s - m_2^2) + 2m_1 m_2 \Gamma_1 \Gamma_2}{((s - m_1^2)^2 + m_1^2 \Gamma_1^2)((s - m_2^2)^2 + m_2^2 \Gamma_2^2)} \right]. \quad (6.7)$$

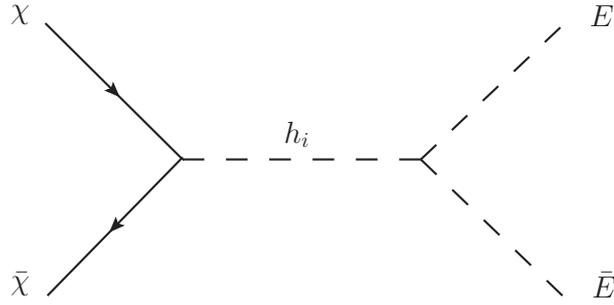
A aniquilação  $\chi\bar{\chi} \rightarrow E\bar{E}$  (figura 6.2) contribui para seção de choque de aniquilação total com

$$\sigma_{\chi\bar{\chi}\rightarrow E\bar{E}} = \frac{(g_S g_E x_0)^2 N_c}{8\pi} \sqrt{1 - \frac{4m_\chi^2}{s}} \sqrt{1 - \frac{4m_E^2}{s}} \xi'(s, \theta, m_1, m_2, \Gamma_1, \Gamma_2). \quad (6.8)$$

O cálculo é análogo aos da seção 5.3, com os fatores de vértice dados na tabela 6.1.

Interação	Fator de vértice
$h_1 E^\dagger E$	$2i g_E x_0 \sin \theta$
$h_2 E^\dagger E$	$2i g_E x_0 \cos \theta$

**Tab. 6.1:** Termos de interação e os fatores de vértice correspondentes.



**Fig. 6.2:** Diagramas de Feynman correspondentes à aniquilação de matéria escura em dois bósons  $E$ .

Tomando o valor de  $\langle\sigma v\rangle_{\chi\bar{\chi}\rightarrow\gamma\gamma}$  necessário para explicar o sinal de 130 GeV,  $N_c = 1$  e  $q_E = 1$ , encontramos a relação entre  $g_E$  e  $m_E$  mostrada na figura 6.3a. Notamos que o modelo está sob controle perturbativo até  $m_E \sim 335$  GeV.

Assumindo  $N_c = 3$ , encontramos a relação entre  $g_E$  e  $m_E$  mostrada na figura 6.3b. Nesse caso, o modelo está sob controle perturbativo até  $m_E \sim 560$  GeV. Em ambos casos, com as contribuições adicionais de (6.6) e (6.8), a constante de acoplamento  $g_S$  consistente com a densidade de relíquia observada é  $g_S \approx 0,575$  para todas as massas consideradas. Para valores maiores de  $m_E$ , podemos considerar  $q_E > 1$  para manter  $g_E < 1$ .

A interação (6.1) leva a um aumento na razão de ramificação do bóson de Higgs em dois fótons. Os parâmetros de intensidade do sinal são definidos como

$$\mu_i = \frac{[\sigma_{j\rightarrow h} \times BR(h \rightarrow i)]_{\text{observado}}}{[\sigma_{j\rightarrow h} \times BR(h \rightarrow i)]_{\text{MP}}}, \quad (6.9)$$

para a produção de um bóson de Higgs que decai em um canal visível  $i$  com razão de ramificação  $BR(h \rightarrow i)$ . O índice  $j$  na seção de choque denota que, para alguns alguns estados finais, os sinais são somados sobre um subconjunto de processos de produção de bósons de Higgs  $j$ . A situação da medida da intensidade do sinal do canal  $h \rightarrow \gamma\gamma$  não foi completamente elucidada. O experimento ATLAS mediu  $\mu_{\gamma\gamma} = 1,65 \pm 0,24$  [51]. Em contrapartida, o experimento CMS mediu  $\mu_{\gamma\gamma} = 0,78_{-0,26}^{+0,28}$  (ou  $\mu_{\gamma\gamma} = 1,11_{-0,30}^{+0,32}$ , dependendo do método de análise), consistente com o esperado pelo MP [52].

Podemos aproximar a intensidade do sinal do canal  $h \rightarrow \gamma\gamma$  como

$$\mu_{\gamma\gamma} \approx \frac{\Gamma(h \rightarrow \gamma\gamma)'}{\Gamma(h \rightarrow \gamma\gamma)_{\text{MP}}}, \quad (6.10)$$

onde  $\Gamma(h \rightarrow \gamma\gamma)'$  é a largura de decaimento que leva em consideração a contribuição adicional e  $\Gamma(h \rightarrow \gamma\gamma)_{\text{MP}}$  é a largura de decaimento do MP.

A largura de decaimento do MP é dada por

$$\Gamma(h \rightarrow \gamma\gamma)_{MP} = \frac{G_F \alpha^2 m_1^3}{128 \sqrt{2} \pi^3} \left| A_1(\beta) + \sum_f N_c q_f^2 A_{1/2}(\beta) \right|^2, \quad (6.11)$$

onde

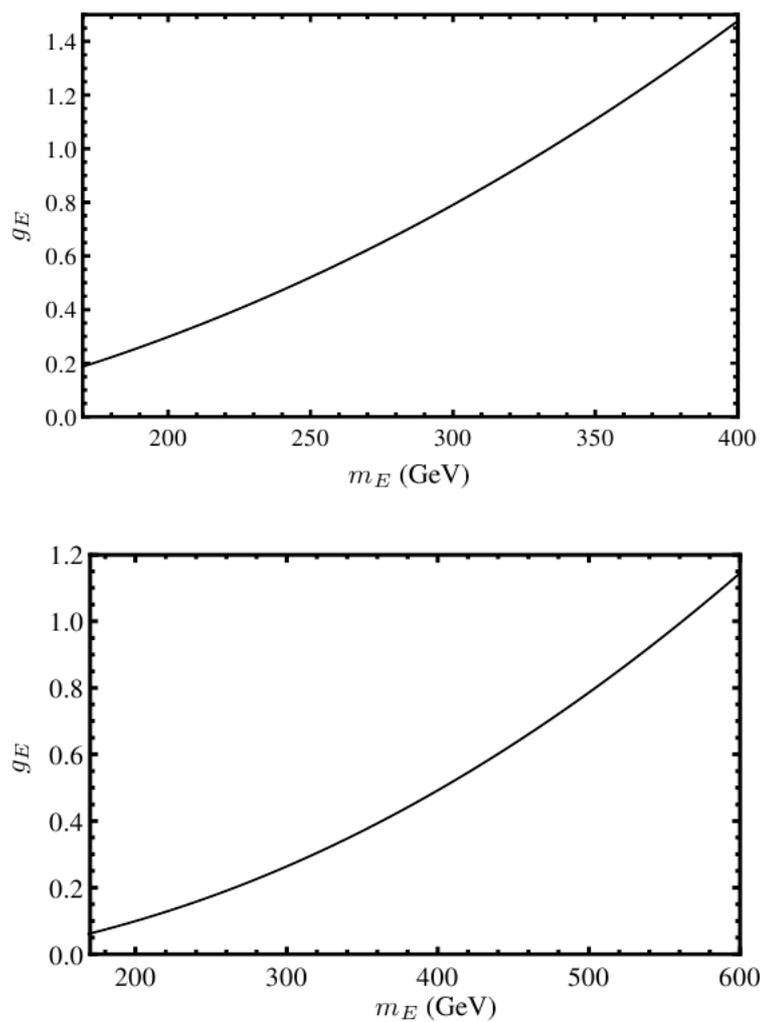
$$A_{1/2}(\beta) = -2\beta[1 + (1 - \beta)f(\beta)] \quad (6.12)$$

com  $\beta = 4m_f^2/m_1^2$  e  $f(\beta)$  seguindo a definição (5.42). As quantidades  $N_c$  e  $q_f$  são, respectivamente, um fator de cor ( $N_c = 1$  para léptons e  $N_c = 3$  para quarks) e a carga elétrica do férmion  $f$  em unidades de  $e$ .

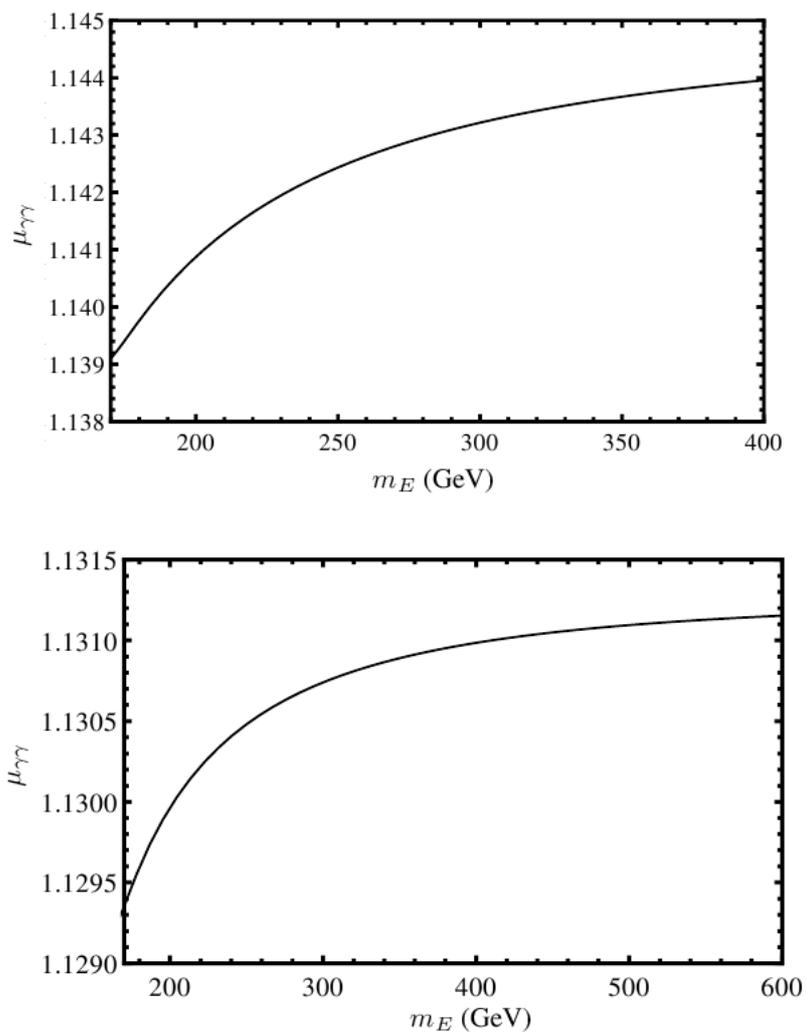
A largura de decaimento com a contribuição adicional do processo mediado por  $E$  é

$$\Gamma(h \rightarrow \gamma\gamma)' = \frac{G_F \alpha^2 m_1^3}{128 \sqrt{2} \pi^3} \left| A_1(\beta) + \sum_f N_c q_f^2 A_{1/2}(\beta) - \frac{m_W}{gm_E^2} 2g_E x_0 A_0(\beta) \right|^2. \quad (6.13)$$

A intensidade do sinal como função de  $m_E$ , exigindo a seção de choque compatível com o sinal de 130 GeV, é mostrada nas figuras 6.4a e 6.4b. Os dois casos são consistentes com a medida do experimento CMS. Se confirmado, o excesso medido pelo experimento ATLAS é devido a outro processo.



**Fig. 6.3:** Constante de acoplamento  $g_E$  em função de  $m_E$ , exigindo a seção de choque necessária para explicar o sinal de 130 GeV, assumindo  $N_c = 1$  e  $q_E = 1$  (superior) e  $N_c = 3$  e  $q_E = 1$  (inferior).



**Fig. 6.4:** Intensidade do sinal do canal  $h \rightarrow \gamma\gamma$  em função de  $m_E$  assumindo a relação das figuras 6.3a (superior) e 6.3b (inferior).



## Capítulo 7

# Conclusão

Consideramos uma extensão mínima do MP com um férmion de Dirac singleto como matéria escura fria e um escalar singleto que se acopla ao Higgs. Calculamos a seção de choque de aniquilação total a fim de determinar a constante de acoplamento entre o férmion de Dirac e o escalar, exigindo consistência com a densidade de relíquia observada. A seção de choque de aniquilação em dois fótons é menor do que o necessário para explicar a linha no espectro de raios gama do Fermi-LAT, então adicionamos um escalar multiplete que carrega carga elétrica e acopla-se ao escalar singleto. Assim, conseguimos produzir o sinal. O consequente aumento na razão de ramificação do processo de decaimento de um bóson de Higgs em dois fótons é pequeno e consistente com a medida do experimento CMS.

Este trabalho será publicado em um artigo intitulado *On the possibility of a 130 GeV gamma-ray line from annihilating singlet fermionic dark matter* na revista *Astronomische Nachrichten*. O *preprint* está disponível em [53].

Nesta década, surgirão muitos novos resultados nas buscas indiretas por matéria escura. Experimentos como Fermi-LAT, HESS-II, VERITAS e MAGIC continuarão a coletar dados, identificar novos alvos e compreender melhor o *background* dos processos astrofísicos. Dessa maneira, instrumentos que serão construídos, como CTA, CALET, DAMPE e GAMMA-400 terão características aprimoradas para as buscas de matéria escura.

A colaboração Fermi-LAT está coletando mais dados e reescrevendo algoritmos a fim de resolver a questão da origem do sinal, além de ajudar na busca de novas linhas [37]. Em um trabalho futuro, podemos calcular as contribuições espectrais para as aniquilações em  $\gamma Z$  e  $\gamma h_1$ . Como

$$E_\gamma = m_\chi \left( 1 - \frac{m_\chi^2}{4m_\chi^2} \right), \quad (7.1)$$

esperamos linhas espectrais em 114 GeV e 100 GeV. Precisamos calcular a seção de choque

---

desses processos para determinar o fluxo que deve ser observado. Podemos, também, confrontar o modelo com os dados mais recentes de experimentos de detecção direta.

## Apêndice A

# Unidades, Notação e Convenções

### A.1 Sistema natural de unidades

No sistema natural de unidades (SN), a velocidade da luz,

$$c = 299792458 \text{ m/s}, \quad (\text{A.1})$$

e a constante de Planck reduzida,

$$\hbar = 1.054571726 \times 10^{-34} \text{ J s}, \quad (\text{A.2})$$

são iguais à unidade:

$$c = \hbar = 1. \quad (\text{A.3})$$

A conversão entre unidades do sistema internacional (SI) e unidades do sistema natural é dada pela tabela A.1.

### A.2 Métrica

Utilizamos a convenção de Bjorken e Drell para a métrica. O quadrivetor contravariante é definido como

$$x^\mu \equiv (x^0, x^1, x^2, x^3) = (t, x, y, z), \quad (\text{A.4})$$

e o quadrivetor covariante correspondente é definido como

$$x_\mu \equiv g_{\mu\nu} x^\nu = (x_0, x_1, x_2, x_3) = (t, -x, -y, -z), \quad (\text{A.5})$$

quantidade física	unidade SI	unidade SN	fator de conversão SI → SN
distância	m	m	1
tempo	s	m	c
massa	kg	m <sup>-1</sup>	c/ħ
velocidade	m/s	adimensional	1/c
momentum linear	kg·m/s	m <sup>-1</sup>	1/ħ
momentum angular	kg·m <sup>2</sup> /s	adimensional	1/ħ
energia	kg·m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup>	m <sup>-1</sup>	1/ħc
ação	kg·m <sup>2</sup> /s	adimensional	1/ħ

**Tab. A.1:** Conversão de unidades entre os sistemas SI e SN.

onde o tensor métrico é dado por

$$g^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.6})$$

Usamos a convenção de que índices latinos assumem os valores 1,2,3 e índices gregos assumem os valores 0,1,2,3. Em todo este trabalho, a repetição de índices indica soma implícita, como na equação (A.5).

O produto escalar entre dois quadrivetores é denotado por

$$a \cdot b = a_\mu b^\mu = g_{\mu\nu} a^\nu b^\mu = a^0 b^0 - \vec{a} \cdot \vec{b}. \quad (\text{A.7})$$

As derivadas parciais são definidas de acordo com

$$\partial_\mu \equiv \frac{\partial}{\partial x^\mu} = \left( \frac{\partial}{\partial t}, \vec{\nabla} \right) \quad \text{e} \quad \partial^\mu \equiv \frac{\partial}{\partial x_\mu} = \left( \frac{\partial}{\partial t}, -\vec{\nabla} \right). \quad (\text{A.8})$$

Assim, o operador momentum linear é dado por

$$p^\mu = i \partial^\mu = \left( i \frac{\partial}{\partial t}, -i \vec{\nabla} \right). \quad (\text{A.9})$$

### A.3 Matrizes de Pauli

As matrizes de Pauli obedecem à lei de comutação

$$[\sigma_i, \sigma_j] = \sigma_i \sigma_j - \sigma_j \sigma_i = 2i \epsilon_{ijk} \sigma_k, \quad (\text{A.10})$$

e à lei de anticomutação

$$\{\sigma_i, \sigma_j\} = \sigma_i \sigma_j + \sigma_j \sigma_i = 2I \delta_{ij}, \quad (\text{A.11})$$

onde  $I$  é a matriz identidade  $2 \times 2$ ,  $\delta_{ij}$  é o símbolo de Kronecker e  $\epsilon_{ijk}$  é o símbolo totalmente antissimétrico. A representação padrão para as matrizes de Pauli é

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.12})$$

No espaço de isospin, as mesmas matrizes são denotadas por  $\vec{\tau}$ .

### A.4 Matrizes de Dirac

Utilizamos a convenção de Bjorken e Drell para as matrizes de Dirac. A propriedade dessas matrizes é a lei de anticomutação

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = \gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu = 2g^{\mu\nu}. \quad (\text{A.13})$$

As matrizes  $\alpha_i$  e  $\beta$  são definidas por

$$\gamma_i = \beta \alpha_i \quad \gamma^0 = \gamma_0 = \beta. \quad (\text{A.14})$$

A matriz  $\gamma_5$  é definida por

$$\gamma_5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3. \quad (\text{A.15})$$

A representação padrão para  $\gamma^\mu$  é

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}, \quad \vec{\gamma} = \begin{pmatrix} 0 & \vec{\sigma} \\ -\vec{\sigma} & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.16})$$

Nesta representação, a matriz adjunta hermitiana de  $\gamma^\mu$  é

$$\gamma^{\mu\dagger} = \gamma^0 \gamma^\mu \gamma^0, \quad (\text{A.17})$$

e a matriz  $\gamma_5$  é

$$\gamma_5 = \begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.18})$$



# Referências Bibliográficas

- [1] ADE, P. Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters. *arXiv:1303.5076v2 [astro-ph.CO]*, 2013.
- [2] JEANS, J. H. The motions of stars in a Kapteyn universe. *Mon. Not. R. Astron Soc.*, 82, 122, 1922.
- [3] ÖPIK, E. Selective absorption of light in space, and the dynamics of the Universe. *Bull. de la Soc. Astr. de Russie*, 21, 150, 1915.
- [4] KAPTEYN, J. C. First Attempt at a Theory of the Arrangement and Motion of the Sidereal System. *Astrophys. J.*, 55, 302, 1922.
- [5] KUIJKEN, K.; GILMORE, G. The Mass Distribution in the Galactic Disc - Part III - the Local Volume Mass Density. *Mon. Not. R. Astron Soc.*, 239, 651 1989.
- [6] GILMORE, G.; WYSE, R. F. G.; KUIJKEN, K. Kinematics, chemistry, and structure of the Galaxy. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 27, 555, 1989.
- [7] ZWICKY, F. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helv. Phys. Acta*, 6, 110, 1933.
- [8] BEGEMAN, K.G.; BROEILS, A.H.; SANDERS, R.H. Extended rotation curves of spiral galaxies: Dark haloes and modified dynamics. *Mon. Not. R. Astron Soc.*, 249, 523, 1991.
- [9] EINASTO, J. Dark Matter. *arXiv:0901.0632v2 [astro-ph.CO]*, 2010.
- [10] CLOWE, D. A direct empirical proof of the existence of dark matter. *Astrophys. J.*, 648, L109-L113, 2006.
- [11] MARKEVITCH, M. Chandra observation of the most interesting cluster in the Universe. *arXiv:astro-ph/0511345v1*, 2005.

- [12] FIXSEN, D. J. The Temperature of the Cosmic Microwave Background. *ApJ*, 709, 2009.
- [13] SMOOT, G. F. et al. Structure on the COBE differential microwave radiometer first-year maps. *ApJL*, 396:L1-L5, 1992.
- [14] HERRERO, M. J. The Standard Model. *arXiv:hep-ph/9812242v1*, 1998.
- [15] BOND, J. R.; SZALAY, A. S. The Collisionless Damping of Density Fluctuations in an Expanding Universe. *Astrophys. J.*, 274, 443, 1983.
- [16] PEEBLES, P. J. E. The Origin of Galaxies and Clusters of Galaxies. *Science*, 224, 1385, 1984.
- [17] BENNETT, C. L. et al. First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Preliminary Maps and Basic Results. *Astrophys. J. Suppl.*, 148, 1, 2003.
- [18] SPERGEL, D. N. et al. First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Determination of Cosmological Parameters. *Astrophys. J. Suppl.*, 148, 175, 2003.
- [19] GELMINI, G; GONDOLO, P. DM production mechanisms. *arXiv:1009.3690v1 [astro-ph.CO]*, 2010.
- [20] FENG, J. L. Non-WIMP Candidates. *arXiv:1002.3828v1 [hep-ph]*, 2010.
- [21] TRACHTERNACH, C. et al. Dynamical Centers and Non-Circular Motions in THINGS Galaxies: Implications for Dark Matter Halos. *arXiv:0810.2116v2 [astro-ph]*, 2008.
- [22] BAKER, C. A. et al. An Improved Experimental Limit on the Electric Dipole Moment of the Neutron. *Phys. Rev. Lett.*, 97, 131801, 2006.
- [23] PECCEI, R. D.; QUINN, H. R. CP Conservation in the Presence of Pseudoparticles. *Phys. Rev. Lett.*, 38, 1440, 1977.
- [24] SIKIVIE, P. Dark matter axions. *arXiv:0909.0949v1 [hep-ph]*, 2009.
- [25] DREWES, M. The Phenomenology of Right Handed Neutrinos. *Int. J. Mod. Phys. E*, 22, 1330019, 2013.

- [26] SU, M.; SLATYER, T. R.; FINKBEINER, D. P. Giant Gamma-ray Bubbles from Fermi-LAT: AGN Activity or Bipolar Galactic Wind? *Astrophys. J.*, 724, 1044-1082, 2010.
- [27] PERROTTO, T.; CHANDLER, L. NASA's Fermi Telescope Finds Giant Structure in our Galaxy. Disponível em: [http://www.nasa.gov/mission\\_pages/GLAST/news/new-structure.html](http://www.nasa.gov/mission_pages/GLAST/news/new-structure.html). Acesso em: 17/02/2014.
- [28] WENIGER, C. A tentative gamma-ray line from dark matter annihilation at the Fermi Large Area Telescope. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, 1208, 007, 2012.
- [29] TEMPEL, E.; HEKTOR, A.; RAIDAL, M. Fermi 130 GeV gamma-ray excess and dark matter annihilation in sub-haloes and in the Galactic centre. *arXiv:1205.1045v5 [hep-ph]*, 2012.
- [30] SU, M.; FINKBEINER, D. P. Strong Evidence for Gamma-ray Line Emission from the Inner Galaxy. *arXiv:1206.1616v2 [astro-ph.HE]*, 2012.
- [31] HEKTOR, A.; RAIDAL, M.; TEMPEL, E. Fermi-LAT gamma-ray signal from Earth Limb, systematic detector effects and their implications for the 130 GeV gamma-ray excess. *arXiv:1209.4548v1 [astro-ph.HE]*, 2012.
- [32] FINKBEINER, D. P.; SU, M.; WENIGER, C. Double Gamma-ray Lines from Unassociated Fermi-LAT Sources. *arXiv:1207.7060v1 [astro-ph.HE]*, 2012.
- [33] HEKTOR, A.; RAIDAL, M.; TEMPEL, E. An evidence for indirect detection of dark matter from galaxy clusters in Fermi-LAT data. *arXiv:1207.4466v3 [astro-ph.HE]*, 2012.
- [34] PROFUMO, S.; LINDEN, T. Gamma-ray Lines in the Fermi Data: is it a Bubble? *arXiv:1204.6047v2 [astro-ph.HE]*, 2012.
- [35] AHARONIAN, F.; KHANGULYAN, D.; MALYSHEV, D. Cold ultrarelativistic pulsar winds as potential sources of galactic gamma-ray lines above 100 GeV. *arXiv:1207.0458v1 [astro-ph.HE]*, 2012.
- [36] FINKBEINER, D. P.; SU, M.; WENIGER, C. Is the 130 GeV Line Real? A Search for Systematics in the Fermi-LAT Data. *arXiv:1209.4562v1 [astro-ph.HE]*, 2012.

- [37] FERMI-LAT COLLABORATION. Search for Gamma-ray Spectral Lines with the Fermi Large Area Telescope and Dark Matter Implications. *Phys. Rev. D*, 88, 082002, 2013.
- [38] LEE, K. Y.; KIM, Y. G.; SHIN, S. Singlet fermionic dark matter. *J. High Energy Phys.*, 0805, 100, 2008.
- [39] MANDL, F.; SHAW, G. *Quantum Field Theory*. Second Edition. Wiley, 2010.
- [40] KOLB, E. W.; TURNER, M. *The Early Universe*. Westview Press, 1990.
- [41] GONDOLO, P.; GELMINI, G. Cosmic abundances of stable particles: improved analysis. *Nucl. Phys. B*, 360, 145, 1991.
- [42] MARCIANO, W. J.; ZHANG, C.; WILLENBROCK, S. Higgs Decay to Two Photons. *arXiv:1109.5304v2 [hep-ph]*, 2011.
- [43] ATLAS COLLABORATION. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys. Lett. B*, 716, 1-29, 2012.
- [44] DJOIADI, A.; KALINOWSKI, J.; SPIRA, M. HDECAY: a Program for Higgs Boson Decays in the Standard Model and its Supersymmetric Extension. *Comput. Phys. Commun.*, 108, 56-74, 1998.
- [45] SMITH, P. F et al. A search for anomalous hydrogen in enriched D<sub>2</sub>O, using a time-of-flight spectrometer. *Nucl. Phys. B*, 206, 333, 1982.
- [46] HEMMICK, T. K. et al. Search for low-Z nuclei containing massive stable particles. *Phys. Rev. D*, 41, 2074, 1990.
- [47] POSPELOV, M. Particle physics catalysis of thermal Big Bang Nucleosynthesis. *Phys. Rev. Lett.* , 98, 231301, 2007.
- [48] KOHRI, K.; TAKAYAMA, F. Big Bang Nucleosynthesis with Long Lived Charged Massive Particles. *Phys. Rev. D*, 76, 063507, 2007.
- [49] CLINE, J. M. 130 GeV dark matter and the Fermi gamma-ray line. *Phys. Rev. D* 86, 015016.

- [50] POSCH, P. Enhancement of  $h \rightarrow \gamma\gamma$  in the Two Higgs Doublet Model Type I. *Physics Letters*, B696, 447, 2011.
- [51] CONSONNI, S. M. Higgs search at ATLAS. *arXiv:1305.3315v1 [hep-ex]*, 2013.
- [52] PALMER, C. CMS Measurements of the Higgs-like Boson In the Two Photon Decay Channel. *arXiv:1305.3654v1 [hep-ex]*, 2013.
- [53] FRANARIN, T. H.; VASCONCELLOS, C. A. Z.; HADJIMICHEF, D. On the possibility of a 130 GeV gamma-ray line from annihilating singlet fermionic dark matter. *arXiv:1404.0406v1 [hep-ph]*, 2014.