

**UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS**

Leandro Matheus Morais da Silva

**Busca por matéria escura em galáxias anãs com 14 anos
de observações do Fermi Large Area Telescope.**

São Carlos

2023

Leandro Matheus Morais da Silva

Busca por matéria escura em galáxias anãs com 14 anos de observações do Fermi Large Area Telescope.

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Instituto de Física de São Carlos da Universidade de São Paulo, para obtenção do título de Mestre em Ciências.

Área de concentração: Física Teórica e Experimental

Orientador: Prof. Dr. Aion da Escóssia Melo Viana

Versão corrigida

(versão original disponível na Unidade que aloja o Programa)

São Carlos

2023

AUTORIZO A REPRODUÇÃO E DIVULGAÇÃO TOTAL OU PARCIAL DESTE TRABALHO, POR QUALQUER MEIO CONVENCIONAL OU ELETRÔNICO PARA FINS DE ESTUDO E PESQUISA, DESDE QUE CITADA A FONTE.

Silva, Leandro Matheus Morais

Busca por matéria escura em galáxias anãs com 14 anos de observações do Fermi Large Area Telescope. / Leandro Matheus Morais Silva; orientador Aion da Escossia Melo Viana - versão corrigida -- São Carlos, 2023.

81 p.

Dissertação (Mestrado - Programa de Pós-Graduação em Física Teórica e Experimental) -- Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, 2023.

1. Matéria escura. 2. WIMPS. 3. Detecção Indireta. 4. Galáxias Anãs. 5. Fermi-LAT. I. Viana, Aion da Escossia Melo, orient. II. Título.

Dedico este trabalho ao povo brasileiro, à comunidade acadêmica de astrofísica de partículas e a todas as consciências que cruzaram meu caminho ao longo dessa vida.

AGRADECIMENTOS

Em meus agradecimentos, gostaria de expressar minha gratidão à minha família, especialmente aos meus pais, que me apoiaram nesta jornada acadêmica. Também gostaria de agradecer aos meus queridos amigos, tanto em Natal-RN, quanto aos que conheci aqui em São Carlos-SP, em especial ao Bruno e Erik por todo o suporte durante este último ano e ao Jacinto por todos os diálogos importantes que tivemos. Sou muito grato ao meu orientador, Aion Viana, que me deu suporte nos momentos difíceis. Ao grupo de pesquisa que participo o APOEMA, agradeço pelas valiosas discussões, parcerias e ajudas acadêmicas. Agradeço também à Capes pela bolsa de estudos e, por último e mais importante, aos amparadores espirituais, pois a esses devo muito, quiza tudo.

" Tudo o que não me mata torna-me mais forte."

Friedrich Nietzsche.

"Feliz na tristeza, triste na alegria"

Giordano Bruno"

"Amor é quando um continua o outro"

Moisés Esagüi

RESUMO

SILVA, L. **Busca por matéria escura em galáxias anãs com 14 anos de observações do Fermi Large Area Telescope.** 2023. 81p. Dissertação (Mestrado em Ciências) - Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2023.

Observações astrofísicas e evidências cosmológicas sugerem que a matéria escura (ME) constitui aproximadamente 84% da densidade de matéria do Universo. Existem diversos candidatos a partículas de ME que podem se aniquilar ou decair em partículas energéticas do Modelo Padrão, resultando na produção de fótons. Neste estudo, selecionamos 15 galáxias anãs esferoidais para analisar a possível presença de um excesso de raios gama com base em 14 anos de observações realizadas pelo Fermi Large Area Telescope (Fermi-LAT) e investigar se esse excesso pode ser atribuído à aniquilação de matéria escura. Optamos por esses objetos devido à sua proximidade, grande quantidade de matéria escura e, principalmente, à ausência de outros processos astrofísicos capazes de gerar raios gama. Com base nisso, avaliamos o sinal detectado utilizando o método de máxima verossimilhança e calculamos uma estatística de teste (TS), onde eventuais detecções devem produzir um $TS > 25$. Na ausência de uma detecção, combinamos as observações do Fermi-LAT das 15 galáxias anãs para restringir a seção de choque de aniquilação de matéria escura para partículas com massas entre 2 GeV e 10 TeV, considerando um cenário WIMPS genérico.

Palavras-chave: Matéria escura. WIMPS. Detecção Indireta. Galáxias Anãs. Fermi-LAT.

ABSTRACT

SILVA, L. **Searching for dark matter in dwarf galaxies with 14 years of observations of the Fermi Large Area Telescope**. 2023. 81p. Dissertation (Master in Science) - Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2023.

Astrophysical observations and cosmological evidence suggest that dark matter (DM) constitutes approximately 84% of the matter density of the Universe. There are several candidates for DM particles that can annihilate or decay into energetic particles of the Standard Model, resulting in the production of photons. In this study, we selected 15 dwarf spheroidal galaxies to analyze the possible presence of an excess of gamma rays based on 14 years of observations conducted by the Fermi Large Area Telescope (Fermi-LAT) and investigate whether this excess can be attributed to the annihilation of dark matter. We chose these objects due to their proximity, large amount of dark matter, and, most importantly, the absence of other astrophysical processes capable of generating gamma rays. Based on this, we evaluated the detected signal using the maximum likelihood method and calculated a test statistic (TS), where eventual detections should produce a $TS > 25$. In the absence of a detection, we combined the Fermi-LAT observations of the 15 dwarf galaxies to constrain the dark matter annihilation cross section for particles with masses between 2, GeV and 10, TeV, considering a generic WIMPS scenario.

Keywords: Dark-matter. WIMPS. Indirect-detection. dwarf galaxies. Fermi-LAT.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Dados da curva de rotação para M31. Os pontos roxos são dados de linhas de emissão nas partes externas. (1) Os pontos pretos são de Rubin e Ford 1970. (2) Os pontos vermelhos são dados da linha de HI de 21 cm de Roberts e Whitehurst 1975 (3). Os pontos verdes são dados da linha de HI de 21 cm de Carignan <i>et al.</i> (4) A linha azul sólida corresponde à curva de rotação de um disco exponencial (5)	24
Figura 2 – Imagem do aglomerado da Bala (1E 0657-56) exhibe matéria ordinária em vermelho, detectada por meio de observações em raios-X, e distribuição de matéria escura em azul, identificada por lentes gravitacionais fracas	25
Figura 3 – O mapa de anisotropia de temperatura da CMB, conforme medido pelo Observatório Espacial Planck	27
Figura 4 – O Espectro de Potência da Temperatura do Planck 2015 apresenta pontos em azul que representam os dados obtidos pela colaboração Planck. A curva vermelha é a melhor curva de ajuste que descreve esses dados, mostrando a tendência geral das flutuações de temperatura na CMB. Na região inferior do gráfico, encontramos informações sobre os resíduos do ajuste, ou seja, a diferença entre os dados observados e a curva teórica	27
Figura 5 – Exemplos de modelos de matéria escura	29
Figura 6 – Solução numérica para Y obtida pelo SuperIso Relic, normalizado para $m_{ME} = T$. A curva preta representa a evolução de Y , enquanto as curvas coloridas representam diferentes momentos de desacoplamento, ilustrando sua relação com a seção de choque de aniquilação.	31
Figura 7 – Limites da seção de choque WIMP-núcleon independente do spin versus a massa do WIMP	33
Figura 8 – Limites da seção de choque WIMP-proton dependente do spin (esquerda) e WIMP-neutron (direita) versus a massa do WIMP para experimentos de detecção direta.	33
Figura 9 – Processo de aniquilação via um portal desconhecido, produzindo partículas do modelo padrão.	35
Figura 10 – Espectro de raios gamas advindas de diversos canais de aniquilação de ME, com massa fixada em 100GeV. Dados retirados do (6).	38
Figura 11 – Distribuição de raios gamas e suas fontes	39
Figura 12 – Distribuição de matéria escura na via láctea, para diferentes perfis de densidade	44

Figura 13 – As figuras apresentam as curvas de sensibilidade diferencial do Fermi-LAT e as curvas de aniquilação para diferentes canais em função da energia dos fótons.	45
Figura 14 – Representação esquemática do modulo de rastreamento	46
Figura 15 – Função da verossimilhança, para expressão (15)	50
Figura 16 – Função da verossimilhança, com o parametro λ estimado em 4,33	51
Figura 17 – Exemplo de consulta para galaxia Draco, em coordenadas galaticas, calendario gregoriano e faixa de 500 a 500000 MeV. Disponível em: Fermi-LAT Query	56
Figura 18 – Exemplo de estrutura do arquivo Yaml para análise no Fermipy. Disponível em: Documentação Fermipy	57
Figura 19 – Mapas de TS para os 15 alvos listados na tabela 02, para os dados de 6 anos do Fermi-LAT	58
Figura 20 – Mapas de TS para os 15 alvos listados na tabela 02, para os dados de 14 anos do Fermi-LAT	59
Figura 21 – Limites superiores integrados de fluxo de energia bin por bin com um nível de confiança de 95%, assumindo um modelo de fonte pontual para os 15 alvos listados na Tabela 02, para os dados de 6 anos do Fermi-LAT.	61
Figura 22 – Comparação dos Limites superiores integrados de fluxo de energia bin por bin com um nível de confiança de 95% para as 15 galáxias da Tabela 02, obtidos pela colaboração Fermi-LAT(7) e por nós para os dados de 6 anos.	62
Figura 23 – Limites superiores integrados de fluxo de energia bin por bin com um nível de confiança de 95%, assumindo um modelo de fonte pontual para os 15 alvos listados na Tabela 02, para os dados de 14 anos do Fermi-LAT.	63
Figura 24 – Comparando os limites superiores de fluxo de energia integrado bin por bin com um nível de confiança de 95% referentes aos dados de 6 e 14 anos do telescópio Fermi-LAT, para os alvos da tabela 02	65
Figura 25 – Fluxo de energia esperado calculado para diferentes massas, no canal $\bar{b}b$, para Bootes I, comparado com o limites em fluxo de energia obtidos, utilizando o modelo de lei de potência, para os tempos de observação de 14 anos do telescópio Fermi-LAT.	67
Figura 26 – Relação entre TS e seção de choque de aniquilação, para o canal $\bar{b}b$, obitido utlizando a galaxia Bootes I e uma massa de ME de 10000 GeV, utilizando os dados do Telescópio Fermi-LAT.	68
Figura 27 – Curvas de $\langle\sigma v\rangle$ em função da massa, para as galaxias anãs alvos listadas na tabela 02, para o canal $\bar{b}b$ utilizando os dados do telescópio Fermi-LAT	69

Figura 28 – A curva opaca representa o limite combinado para o canal $\bar{b}b$, enquanto as curvas translúcidas correspondem aos limites individuais para este mesmo canal, considerando as 15 galáxias-alvo listadas na Tabela 02 e com base em 6 anos de observações realizadas pelo telescópio Fermi-LAT	70
Figura 29 – Curva de limite superior combinado a 95% de nível confiança para $\langle\sigma v\rangle$ em função da massa, para o canal $\bar{b}b$, utilizando as galaxias anãs da tabela 02 e tempo de observação de 6 anos, comparado com a curva esperada obtida pela colaboração Fermi-LAT. (8)	71
Figura 30 – Curvas de limite superior combinado a 95% de nível confiança para $\langle\sigma v\rangle$ em função da massa, para o canal $\bar{b}b$, utilizando as galaxias anãs da tabela 02 e tempos de observação de 6 e 14 anos.	71
Figura 31 – Limites projetados para a seção de choque de aniquilação de WIMP a partir da análise conjunta de Galaxias anãs. A Curva preta, representa a curva de limite observado para de seção de choque calculada utilizando os dados da referência (9). Enquanto as demais, representam as curvas de limite esperado para o número de galaxia e tempo observado.	72
Figura 32 – As curvas sólidas representam o limite combinado para os dados de 14 anos para os alvos da tabela 02. Enquanto a tracejada se refere a seção de choque de aniquilação térmica para diferentes massas	73

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Parâmetros cosmológicos obtidos da colaboração Plank	28
Tabela 2 – Galaxias satélites da Via lactea confirmada, com posições em coordenadas galáticas (B,L) e J2000. Na ultima coluna temos J-fator medido derivado da cinemática estelar por Geringer-Sameth <i>et. al.</i> (10), no entanto nesse estudo não se mede o J factor para Wilma. Dessa forma usei o J factor esperado, assim como na referência (8).	55
Tabela 3 – TS máximos obtidos para as galáxias da tabela 02, para os dados de 14 anos.	60

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	21
2	EVIDÊNCIAS DE MATERIA ESCURA	23
2.1	Porquê precisamos de materia escura?	23
2.1.1	Aglomerado de galaxias	23
2.1.2	Curva de rotação de galaxias	24
2.1.3	Aglomerado da Bala	25
2.1.4	CMB	26
2.2	Modelos de matéria escura	28
2.2.1	Weakly interacting massive particle	30
2.3	Métodologias de detecção	31
2.3.1	Detecção Direta:	32
2.3.2	Colisores:	33
2.3.3	Detecção Indireta:	34
2.3.3.1	Detecção de Raios gamas	34
2.3.3.2	Detecção de Neutrinos	35
2.3.3.3	Detecção de Raios cósmicos	36
3	DETECÇÃO INDIRETA DE RAIOS GAMAS:	37
3.1	Produção de raios gamas	37
3.2	Fontes de raios gama e distribuição de matéria escura	38
3.3	Fluxo de raios gamas	42
3.4	O Fermi-LAT	44
3.4.1	Metodologia de detecção	45
3.4.2	Reconstrução de Eventos:	46
4	ANÁLISE ESTATÍSTICA	49
4.1	Curva de verossimilhança	49
4.2	Teste de Hipoteses	51
4.3	Curva de verossimilhança do Fermi-Lat	53
5	RESULTADOS E DISCUSSÕES	55
5.1	Seleção de Dados	56
5.2	Processamento de dados	56
5.3	Limites nas seções de choque	66
5.3.1	Fluxo de matéria escura esperado	66
5.3.2	Estimando os limites em $\langle\sigma v\rangle$	67

6	CONCLUSÃO	75
	REFERÊNCIAS	77

1 INTRODUÇÃO

Durante as últimas nove décadas, surgiu o conceito de matéria escura no campo da astrofísica e cosmologia. Foi observado que a maioria dos efeitos gravitacionais, tanto em escalas galáticas como cosmológicas, não pode ser atribuída exclusivamente à presença de matéria luminosa. Em contrapartida, muitos desses fenômenos são associados a uma forma específica de partícula que não interage diretamente com a luz, sendo denominada matéria escura. Outras abordagens de pesquisa propõem que esses fenômenos se devem a efeitos gravitacionais ainda desconhecidos, sugerindo modificações na teoria da gravitação padrão (Relatividade Geral).

Estimativas atuais indicam que aproximadamente 84% da matéria presente no universo consiste em matéria não bariônica, ou seja, matéria escura.⁽¹¹⁾ No entanto, mesmo nos dias atuais, a natureza dessas partículas e suas interações ainda são pouco compreendidas. Nos próximos capítulos, examinaremos as motivações subjacentes ao conceito de matéria escura, bem como alguns modelos teóricos propostos para elucidá-la e os diversos métodos de detecção. Em seguida, exploraremos quais assinaturas espectrais devemos esperar do processo de aniquilação, além de discutir o método estatístico utilizado nos dias atuais para realizar detecções. Por último, iremos discutir os resultados finais e as perspectivas futuras.

2 EVIDÊNCIAS DE MATERIA ESCURA

2.1 Porquê precisamos de matéria escura?

A relevância da matéria escura no campo da astrofísica e cosmologia pode ser melhor compreendida ao analisarmos as evidências que fundamentam esse conceito. Nesta seção, abordaremos de maneira sucinta as principais evidências que contribuíram para a consolidação do paradigma da matéria escura, destacando sua importância como um componente fundamental para elucidar uma série de fenômenos observados no universo.

2.1.1 Aglomerado de galáxias

O conceito de matéria escura começou a se difundir na comunidade astrofísica a partir do ano de 1933, após o trabalho do astrônomo suíço Fritz Zwicky. (12) Neste artigo, observando o aglomerado de galáxias Coma, Zwicky utilizou o teorema do virial para determinar uma expressão para a velocidade média quadrática das galáxias, como mostrado na equação (2.1)

$$\bar{v}^2 = \frac{3G_N M_{tot}}{5R_{tot}}. \quad (2.1)$$

Vemos que esta equação é útil, pois vincula a velocidade média das galáxias, a qual pode ser inferida a partir do efeito Doppler, à massa total do aglomerado. Sendo assim, através de uma estimativa podemos analisar se a velocidade das galáxias é compatível com a massa observada. Por exemplo, ao estimar um conjunto de 800 galáxias no aglomerado, considerando uma massa média por galáxia de $4.5 \times 10^{10} M_\odot$ e um raio de 10^6 anos-luz, calcula-se um valor de $80 km/s$ para a velocidade média. No entanto, os dados reais apontavam para uma média de $1000 km/s$, gerando debates na comunidade científica sobre a validade do uso do teorema do virial para tal estimativa e a presença de valores atípicos na mensuração da velocidade média quadrática. Em 1937, Fritz reexaminou seus resultados e, apesar de ter havido uma redução na discrepância entre as previsões e as observações, essa diminuição ainda não tinha sido completamente justificada de maneira satisfatória. Isso o levou a propor a inclusão de uma componente de matéria não luminosa como uma explicação para essa disparidade. Um estudo adicional que corroborou a questão da matéria ausente em aglomerados de galáxias foi realizado por Smith em 1936, quando observou o aglomerado de Virgo, fortalecendo assim o paradigma da matéria escura.

2.1.2 Curva de rotação de galáxias

Outros resultados significativos que contribuíram para a questão da matéria escura envolvem a curva de rotação das galáxias. Em 1939, através do uso de espectroscopia óptica, Babcock deduziu que a curva de rotação da galáxia de Andrômeda (M31) (1), era demasiado elevada para ser explicada apenas pela presença de matéria luminosa. No entanto, foi somente na década de 1970 que este fenômeno ganhou maior destaque, graças ao trabalho de Vera Rubin e seus colaboradores. (2) O estudo de Rubin, que se concentrou em galáxias do tipo Sc, mostrou que a curva de rotação dessas galáxias não segue uma trajetória kepleriana. Para verificar estes resultados, vamos a figura 1. Para compreender

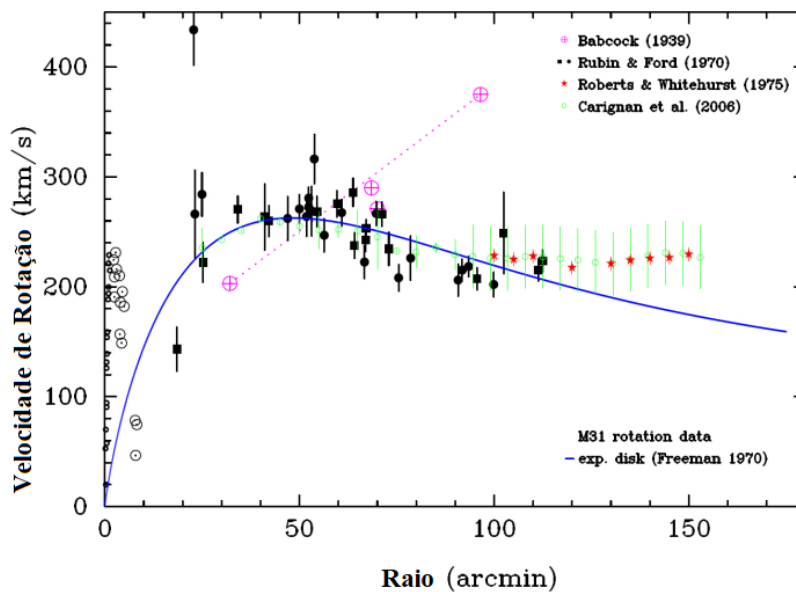


Figura 1 – Dados da curva de rotação para M31. Os pontos roxos são dados de linhas de emissão nas partes externas. (1) Os pontos pretos são de Rubin e Ford 1970. (2) Os pontos vermelhos são dados da linha de HI de 21 cm de Roberts e Whitehurst 1975 (3). Os pontos verdes são dados da linha de HI de 21 cm de Carignan *et al.* (4) A linha azul sólida corresponde à curva de rotação de um disco exponencial (5)

Fonte : Adaptada de BERTONE; HOPPER.(13)

melhor esse resultado, é útil abordar de forma simplificada o que se esperava encontrar. Para tanto, consideremos um objeto luminoso orbitando uma galáxia com simetria esférica. Ao aplicar a gravitação newtoniana e levar em conta a aceleração centrípeta, podemos derivar a seguinte equação:

$$V(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}}. \quad (2.2)$$

Nessa equação, $V(r)$ representa a velocidade de um objeto a uma distância r do centro galáctico, G é a constante de Newton e M é a massa da galáxia a uma distância r . Para um modelo simplificado, podemos considerar que a galáxia possui uma densidade de matéria

uniforme. Sendo assim, podemos substituir $M(r) = \frac{4\pi\rho r^3}{3}$, de modo que, para uma galáxia de raio R , temos:

$$v(r) = \sqrt{\frac{G4\pi\rho r}{3}}, (r < R) \quad (2.3)$$

Para, distancias saindo da região visível esperava-se que :

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM}{r}} (r > R). \quad (2.4)$$

Cálculos mais realistas podem ser realizados ao se considerar a simetria e a forma de disco das galáxias, que refletem melhor a realidade observada. No entanto, esses modelos resultam em equações mais complexas. Ainda assim, ao aplicar essa abordagem, podemos obter resultados parecidos aos discutidos aqui, como mostrado na figura 1.

2.1.3 Aglomerado da Bala

Uma das evidências mais sólidas que respaldam a existência da matéria escura como partícula é exemplificada pelo aglomerado da Bala, que se forma a partir da colisão de dois aglomerados de galáxias. Durante esse choque, espera-se que o potencial gravitacional acompanhe a distribuição da matéria ordinária, representada em tons de vermelho na Figura 2. Apesar de as galáxias se comportarem como partículas sem colisão direta, grande

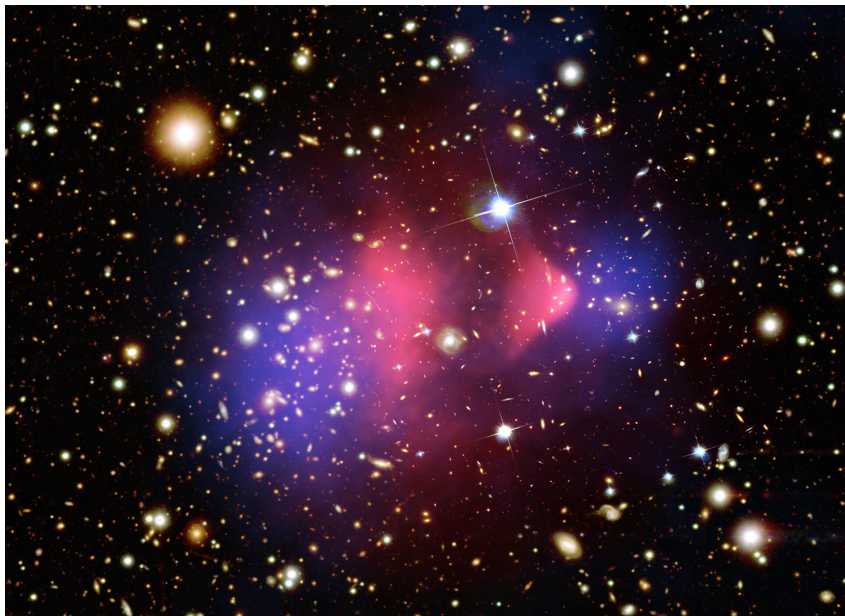


Figura 2 – Imagem do aglomerado da Bala (1E 0657-56) exibe matéria ordinária em vermelho, detectada por meio de observações em raios-X, e distribuição de matéria escura em azul, identificada por lentes gravitacionais fracas

Disponível em: ESA Multimedia

parte do plasma acaba interagindo por meio de forças eletromagnéticas, resultando em

uma desaceleração da matéria bariônica. Isso leva a uma concentração dessa matéria nas regiões centrais do aglomerado. No entanto, ao analisar a curva de potencial através de lentes gravitacionais fracas, observamos a existência de poços de potencial gravitacional desvinculados da matéria luminosa. Essa descoberta evidencia a presença de algum tipo de matéria que, ao contrário do plasma, não sofre essa desaceleração. Isso aponta diretamente para a presença da matéria escura, que não interage com as forças eletromagnéticas e, portanto, não é afetada da mesma forma que a matéria bariônica durante a colisão entre aglomerados de galáxias. Nesse sentido, a partir de modelos teóricos, análise dos dados e simulações numéricas (14), é possível estabelecer um limite superior para a taxa de auto interação por espalhamento de matéria escura dado por

$$\frac{\sigma}{m} < 0,47(cm^2/g). \quad (2.5)$$

onde $\frac{\sigma}{m}$ é a seção de choque de auto interação de matéria escura sobre sua massa.

2.1.4 CMB

A CMB (Radiação Cósmica de Fundo), é a radiação eletromagnética remanescente do Big Bang. Trata-se de uma radiação de micro-ondas que preenche todo o espaço e é detectada em todas as direções do céu, como mostrado na figura 3. Esse fenômeno foi teorizado em 1948 por Ralph Alpher e Robert Herman, (15) como uma consequência direta dos pressupostos da cosmologia padrão. Funcionalmente, a radiação cósmica de fundo consiste nos fótons do universo primordial que, em um certo momento da evolução térmica, deixaram de estar confinados na matéria. Isso ocorre devido à expansão do universo, que aumenta o livre caminho médio dessas partículas, além de diminuir a predominância de fótons com energia suficiente para realizar o efeito Compton.

A primeira medição da CMB ocorreu em 1964, quando os engenheiros Penzias e Wilson, que estavam trabalhando com antenas de rádio, acidentalmente descobriram um ruído irreduzível no sinal de micro-ondas proveniente de todas as direções do céu. (16) Com o passar dos anos, experimentos mais sofisticados foram desenvolvidos, como Cosmic Background Explorer (COBE), qual confirmou a descrição de corpo negro da CMB, apresentando pequenas variações de temperatura da ordem de $\pm 30\mu K$. (17) O experimento COBE foi sucedido pelo Microwave Anisotropy Probe (WMAP), que aprimorou as medidas realizadas pelo COBE. (18) Atualmente, temos o Planck, que fornece as observações mais precisas da CMB, medindo flutuações de temperatura da ordem de $10^{-6} K$. Essas medições permitiram obter um mapa detalhado das anisotropias presentes na CMB, como mostrado na figura 3. Porém, essas inomogeneidades já eram esperadas devido a fatores como a rotação da Terra, que causa efeitos de redshift, levando anisotropias da ordem de $\frac{\delta T}{T} \propto 10^{-3}$. Além disso, existem outros efeitos astrofísicos, como o efeito Sunyaev-Zel'dovich, que está relacionado à radiação de Compton inversa com fótons da radiação cósmica de fundo. Ao remover esses ruídos, ainda persiste uma anisotropia adicional da ordem de $\delta T \propto 10^{-5}$,

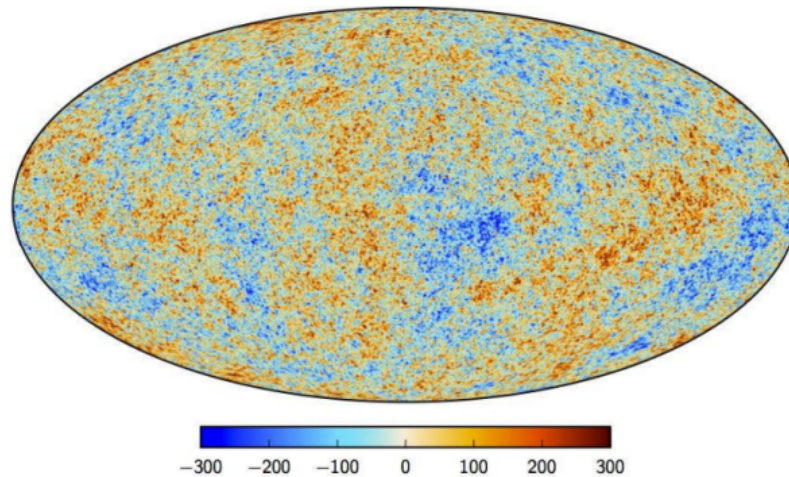


Figura 3 – O mapa de anisotropia de temperatura da CMB, conforme medido pelo Observatório Espacial Planck

Fonte: ADE *et al.* (11)

indicando uma distribuição não uniforme de matéria no universo durante o período de recombinação e evidenciando a existência da matéria escura. Para obter uma compreensão mais aprofundada, é necessário analisar o espectro de potência representado pela figura 4.

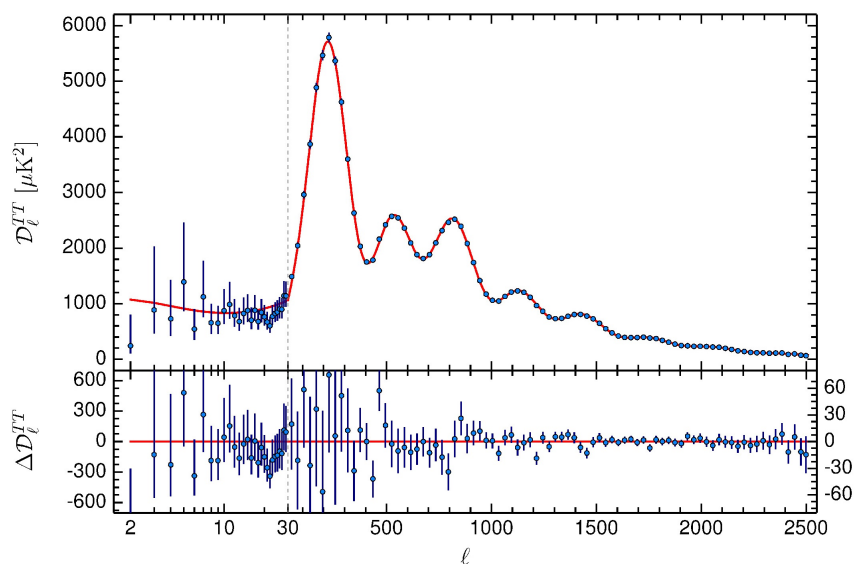


Figura 4 – O Espectro de Potência da Temperatura do Planck 2015 apresenta pontos em azul que representam os dados obtidos pela colaboração Planck. A curva vermelha é a melhor curva de ajuste que descreve esses dados, mostrando a tendência geral das flutuações de temperatura na CMB. Na região inferior do gráfico, encontramos informações sobre os resíduos do ajuste, ou seja, a diferença entre os dados observados e a curva teórica

Fonte: ADE *et al.* (11)

O espectro de potência representa a distribuição de temperatura angular na esfera celeste. O eixo x do gráfico representa a escala angular em múltiplos momentos (l), indicando os diferentes tamanhos de flutuações de temperatura na CMB. Valores menores de l correspondem a ângulos maiores no céu, enquanto valores maiores de l correspondem a ângulos menores, abrangendo escalas angulares distintas. Por sua vez, o eixo y indica a amplitude das flutuações de temperatura na CMB em microkelvin quadrado (μK^2). Sendo assim, a figura 4 ilustra a intensidade das flutuações de temperatura em diferentes escalas angulares no mapa celeste. Esse aspecto é particularmente interessante, pois antes da recombinação, a matéria ordinária estava sujeita a um equilíbrio de forças entre a pressão de radiação e a gravidade exercida pela matéria escura, resultando no fenômeno de oscilação acústica dos bárions (B.A.O). (19) Com o desacoplamento dos fótons, essas oscilações cessaram levando a uma distribuição não uniforme de matéria no universo. De forma que, ao analisar o espectro de potência, pode-se obter parâmetro densidade de matéria escura vinculadas as anisotropias de temperatura identificadas no espectro de potencia. (20) Na tabela 01, são apresentados alguns parâmetros cosmológicos obtidos pela colaboração Planck.

Tabela 1 – Parâmetros cosmológicos obtidos da colaboração Planck

Descrição	Parâmetros	Valores
Constante de Hubble	H_0	67.27 ± 0.66
Densidade de matéria	Ω_m	0.3156 ± 0.0091
Densidade de matéria bariônica	$\Omega_b h^2$	0.0225 ± 0.00016
Densidade de matéria escura	$\Omega_c h^2$	0.1198 ± 0.0015
Densidade de energia escura	Ω_Λ	0.6844 ± 0.0091

Fonte: Adaptada de ADE *et al.*(11)

2.2 Modelos de matéria escura

Conforme discutido na seção anterior, as observações evidenciam uma discrepância entre a teoria e as medições, o que impulsiona a necessidade do paradigma da matéria escura. Ao longo do tempo, várias propostas têm surgido e sido exploradas nesse campo. A figura 5 fornece exemplos de algumas abordagens.

A fim de compreendermos melhor essa questão, é importante listar as principais características que um modelo deve ter afim de ser consistente com os dados observacionais:

- **Baixa ou nula interação eletromagnética:** Assumindo a teoria da matéria escura ME como partícula, é esperado que ela apresente uma interação reduzida ou nula com o eletromagnetismo. Restrições experimentais têm sido estabelecidas para a carga elétrica, tal como $E_\chi \lesssim 10^{-14}(m_\chi/\text{GeV})e$, (21) e para o momento de dipolo

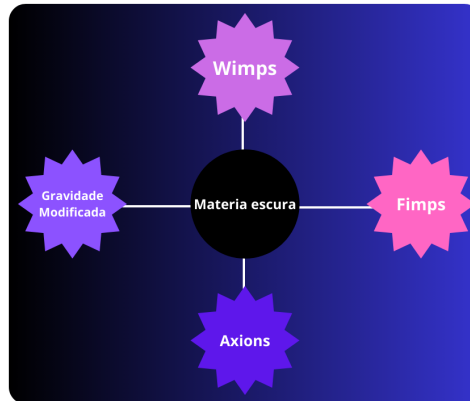


Figura 5 – Exemplos de modelos de matéria escura

Fonte: Elaborada pelo autor.

elétrico e magnético, como $\mathcal{D} \lesssim 3 \times 10^{-16} \text{ ecm.}$ (21, 22) Dessa forma, as teorias devem levar em consideração essas restrições.

- **fria ou não relativística:** Para que ocorra a formação das estruturas (23), é necessário que as partículas de matéria escura possuam uma velocidade relativamente baixa, ou pelo menos moderada. Isso se deve ao fato de que, caso essas partículas estejam em alta velocidade, elas se dispersarão facilmente, resultando na dispersão da matéria. Em outras palavras, se a matéria escura fosse composta por partículas em alta velocidade, elas se espalhariam de maneira mais uniforme pelo espaço, não conseguindo se agrupar para formar estruturas mais densas, como galáxias e aglomerados de galáxias.
- **Auto-interação fraca ou inexistente:** As observações de matéria escura em aglomerados mostram que essas partículas interagem pouco ou não interagem consigo mesmas. Isso significa que a auto-interação da matéria escura é fraca ou praticamente inexistente. pouco ou de nenhuma forma consigo mesmas.
- **Estável:** As partículas de matéria escura devem ser estáveis, o que significa que o tempo de vida dessas partículas, τ_{ME} , deve ser maior ou igual ao tempo de vida do universo, t_U .
- **Compatível com os vínculos impostos pelos experimentos:** É necessário que a matéria escura seja consistente com os resultados obtidos em experimentos

de detecção direta e indireta, os quais estabelecem limites para os parâmetros dos modelos de matéria escura, conforme será discutido posteriormente.

Esses critérios são aplicáveis para o paradigma de matéria escura como partícula, que é o caso deste trabalho. Dentro desse contexto, vamos explorar as WIMPs, um modelo amplamente estudado e estabelecido na literatura

2.2.1 Weakly interacting massive particle

As Partículas Massivas de Interação Fraca (WIMPs) são uma classe de partículas de matéria escura que interagem fracamente. Essas partículas são altamente motivadas pelo paradigma de produção térmica, que explica de maneira consistente a radiação cósmica de fundo (CMB) e a nucleossíntese primordial (BBN), fornecendo uma abundância de relíquia de matéria não bariônica que corresponde às observações. Sendo esta, associada a uma seção de choque de aniquilação correspondente a escala eletrofraca do modelo padrão (MP) de física de partículas, que apresenta problemas teóricos que motivam uma física além do MP. Existem várias teorias de física de partículas que vão além do MP e apresentam candidatos naturais para as WIMPs. De forma que, há uma ampla faixa de massas possíveis para as WIMPs, que variam de 1 GeV a 100 TeV, assim como diferentes seções de choque de espalhamento com a matéria ordinária, que variam de 10^{-40} a 10^{-50}cm^2 . (24) Neste trabalho, no entanto, nos limitaremos a discutir apenas o processo de freeze-out, a fim de fornecer uma motivação para a seção de choque de aniquilação que será utilizada na obtenção dos resultados.

Desacoplamento e Freezout : Estamos interessados em avaliar como a densidade de partículas de ME evolui na história térmica do universo. Para este fim, podemos considerar a equação de Boltzmann no modelo de cosmologia padrão, onde obtemos a seguinte expressão

$$\frac{dn_\chi}{dt} + 3Hn_\chi = - \langle \sigma v \rangle (n_\chi^2 - n_{\chi,\text{eq}}^2). \quad (2.6)$$

Nesta equação, o parâmetro de Hubble H descreve a taxa de expansão do universo, n_χ representa a densidade de partículas de matéria escura, e $n_{\chi,\text{eq}}^2$ é a densidade de equilíbrio. A seção de choque de aniquilação média $\langle \sigma v \rangle$ está associada aos processos de aniquilação $\chi\bar{\chi} \rightarrow SM\bar{S}\bar{M}$. À medida que o universo se expande, a densidade de matéria escura diminui. Para compensar esse efeito, introduzimos a variável $Y = \frac{n_\chi}{s}$, em que s é a densidade total de entropia do universo. Além disso, podemos realizar uma mudança de variável adicional definindo $x = \frac{m_\chi}{T}$, em que m_χ é a massa da matéria escura e T é a temperatura. Substituindo esses resultados na equação (2.6) e considerando que $\dot{s} = -3sH$, obtemos

$$\frac{dY}{dx} = - \frac{1}{3H} \frac{ds}{dx} \langle \sigma v \rangle (Y^2 - Y_{\text{eq}}^2). \quad (2.7)$$

Ao analisar a equação (2.7), podemos observar que ela descreve a evolução de Y com a expansão do Universo. Aqui, Y representa a densidade de ME reescalada, e sua variação é resultado das interações da matéria escura com os estados em equilíbrio térmico do banho primordial. Essa equação incorpora o equilíbrio entre a taxa de aniquilação, dada por $\Gamma = n_\chi \langle \sigma v \rangle$, e H . Quando $H \gg \Gamma$, ocorre o desacoplamento da matéria escura. Nesse ponto, o livre caminho médio para a produção/aniquilação de matéria escura se torna maior que o raio de Hubble, resultando em uma "congelamento" da abundância dessas partículas no universo. Para investigar esse conceito, é necessário resolver essa equação utilizando pacotes de soluções numéricas, como o MicrOmegas (25) ou SuperIso Relic.(26) Na Figura 6, podemos observar o resultado obtido pela colaboração (27), que ilustra o decaimento exponencial de Y com x . Quando ocorre o desacoplamento, Y se mantém constante, refletindo o fato discutido anteriormente. Esse desacoplamento está relacionado com a seção de choque de aniquilação, de modo que quanto maior o valor de $\langle \sigma v \rangle$, mais tardio é o desacoplamento e menor é a quantidade de matéria escura no universo.

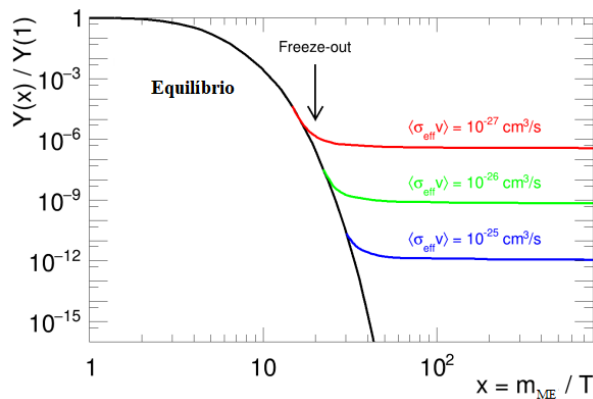


Figura 6 – Solução numérica para Y obtida pelo SuperIso Relic, normalizado para $m_{ME} = T$. A curva preta representa a evolução de Y , enquanto as curvas coloridas representam diferentes momentos de desacoplamento, ilustrando sua relação com a seção de choque de aniquilação.

Fonte: Adaptada de ARBEY. (26)

Com os dados das colaborações WMAP e Planck, é possível fazer algumas manipulações e verificar que para a densidade de matéria escura ser compatível com os dados, é necessário uma seção de choque de aniquilação da ordem $3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$, devido a este vínculo tal grandeza ficou conhecida na literatura por seção de choque de relíquia térmica.

2.3 Metodologias de detecção

Após discutirmos a importância da matéria escura e explorarmos o conceito de WIMPs, vamos agora examinar os métodos de detecção dessas partículas. A detecção vai além da medição dos efeitos gravitacionais, uma vez que as partículas de matéria escura

estão sujeitas a interações fundamentais determinadas pelo seu grupo de simetria. Nesse contexto, focamos nos WIMPs, que, como o próprio nome sugere, apresentam interações fracas, embora sua dinâmica não se limite a isso. Diante disso, podemos esperar que essas partículas tenham as seguintes características fenomenológicas: sejam estáveis, se aniquilem e possam colidir com partículas ordinárias*. Com base nisso, podemos categorizar os métodos de detecção em três tipos principais: medição direta, que baseia-se na colisão de ME com matéria ordinária; medição indireta, em que procuramos por subprodutos da aniquilação ou decaimento da partícula de matéria escura; e colisores, que têm como objetivo medir a matéria escura como um subproduto de colisões entre partículas conhecidas. A seguir detalharemos como cada uma dessas técnicas funciona.

2.3.1 Detecção Direta:

A detecção direta de matéria escura foi proposta pela primeira vez em 1985 (28), motivado pela ideia de que estamos inseridos em um halo galáctico de matéria escura, que como já foi discutido, é uma ideia bem motivada. Portanto, é esperado que estejamos constantemente atravessados por milhares dessas partículas por centímetro quadrado. Podemos obter essa estimativa, calculando o fluxo através de uma seção transversal onde obtemos

$$\Phi = \frac{\rho_0 \langle v \rangle}{m_\chi}. \quad (2.8)$$

Nesse contexto ρ_0 representa a densidade de matéria escura, $\langle v \rangle$ é a velocidade média dessas partículas e m_χ a massa da matéria escura. Substituindo os valores padrões da literatura, como $\rho_0 = 0.3, \text{GeV}/\text{cm}^3$, $\langle v \rangle = 220 \text{km/s}$ e uma massa de $m_\chi = 100, \text{GeV}$, esperasse que ocorram processos de espalhamento do tipo $\chi + f \rightarrow \chi + f$, em que χ representa a matéria escura e f é um férmion. De forma que, os experimentos realizados podem ser sensíveis tanto às interações independentes do spin nuclear (SI) quanto às interações dependentes do spin (SD). Na faixa de troca de momento de interesse, espera-se que a interação SI seja aproximadamente coerente em todo o núcleo.(24) Portanto, para uma (WIMP) com acoplamento igual a prótons e nêutrons, a taxa de detecção varia com o quadrado da massa atômica do núcleo alvo, como podemos ver na figura 7.

* Vale mencionar que cada modelo de ME, terá uma dinâmica própria associada aos grupos de simetrias que regem seus graus de liberdades internos

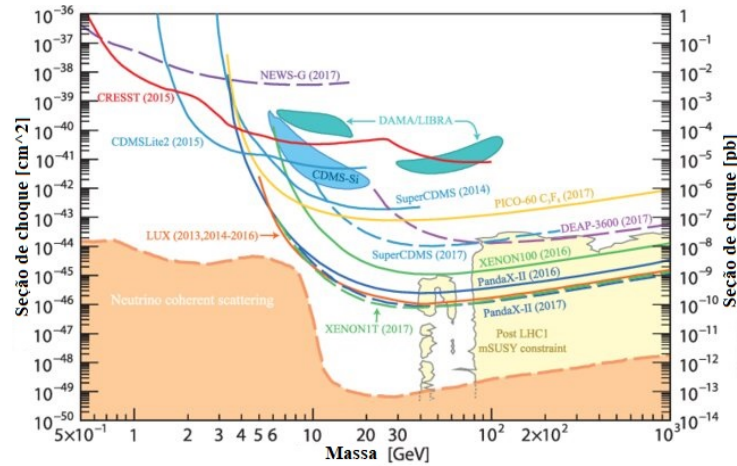


Figura 7 – Limites da seção de choque WIMP-núcleo independente do spin versus a massa do WIMP

Fonte: Adaptada de TANABASHI *et al.*(29)

Por outro lado temos as interações SD, que geralmente são dividida em acoplamentos de próton e nêutron, como mostrado na figura 8.

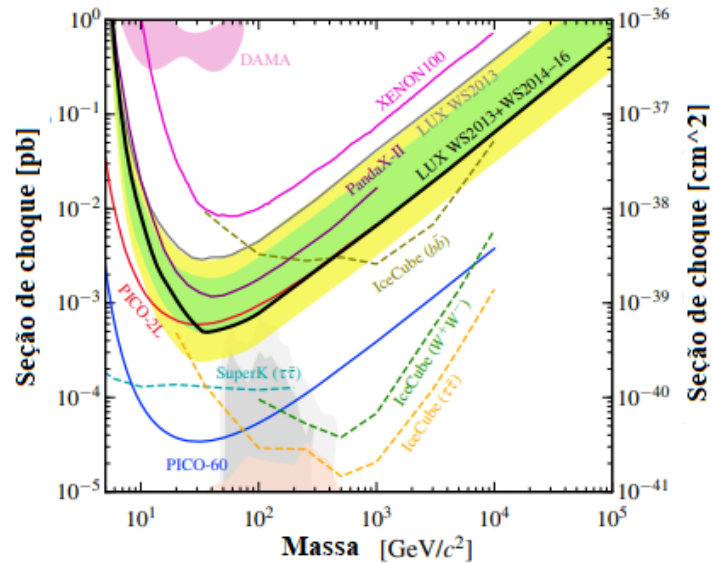


Figura 8 – Limites da seção de choque WIMP-próton dependente do spin (esquerda) e WIMP-nêutron (direita) versus a massa do WIMP para experimentos de detecção direta.

Fonte: Adaptada de AKERIB *et al.*(30)

2.3.2 Colisores:

Ao contrário das técnicas de detecção direta e indireta, a abordagem de busca por matéria escura em colisores segue um caminho diferente. Em vez de lidar com os

subprodutos da matéria escura, o objetivo é obter a matéria escura como um subproduto das colisões entre partículas conhecidas. Assim, a descoberta de uma partícula de ME pode ser inferida a partir de um eventual sinal de energia ou momento transversal ausente. A busca por matéria escura em colisores possui uma vantagem significativa: trata-se de um experimento controlado. No entanto, é importante destacar que somente partículas dentro da faixa de energia do experimento podem ser detectadas. Para uma análise mais aprofundada sobre o assunto, recomenda-se a leitura da referência. (31)

2.3.3 Detecção Indireta:

Uma das consequências diretas da existência da matéria escura como partícula é existência correspondente de sua antipartícula, o que leva a processos de aniquilação. Durante esses processos de aniquilação, esperasse a produção de subprodutos por meio de portais que dependem dos modelos teóricos adotados. No âmbito de nosso estudo, temos um interesse particular nos subprodutos que são componentes do Modelo Padrão de física de partículas, como ilustrado na Figura 9, uma vez que esses subprodutos podem ser detectados experimentalmente. Em resumo, os estados finais resultantes dessas aniquilações podem ser classificados em três categorias: raios gama, raios cósmicos e neutrinos. A estratégia utilizada na detecção indireta de matéria escura baseia-se na busca por excessos desses estados finais em fontes específicas. Uma vez que um excesso seja detectado, é realizado um estudo subsequente para caracterizar esse sinal, com o objetivo de identificar a possível origem na aniquilação da matéria escura. Esse processo de caracterização pode envolver análises estatísticas detalhadas, modelagem teórica e comparação com simulações para avaliar a consistência com os modelos propostos. Portanto, agora vamos investigar as diferentes abordagens utilizadas para detectar esses subprodutos.

2.3.3.1 Detecção de Raios gamas

Os raios gama são muito interessantes para a detecção indireta da matéria escura por causa de algumas características únicas que eles possuem. Por serem fótons, eles não são desviados por campos magnéticos, o que significa que, a princípio, eles apontam diretamente para o local onde foram criados.(33) Isso nos permite procurar por assinaturas de raios gama não apenas em nossa região da Galáxia, mas também em objetos mais distantes, como galáxias satélites ou aglomerados de galáxias. Além disso, a energia dos raios gama resultantes da aniquilação da matéria escura é limitada pela massa da partícula envolvida na aniquilação. Existem duas abordagens para a detecção desses subprodutos de raios gama. Uma delas é a realização de observações além da atmosfera, como é o caso do telescópio espacial Fermi-LAT, que, como discutiremos, é um conversor de pares que coleta dados de raios gama desde 2008. A outra abordagem ocorre em solo, utilizando o princípio do efeito Cherenkov. Essa abordagem se divide em duas categorias: os telescópios de imagens Cherenkov atmosféricos (IACTs), como o CTA (Cherenkov Telescope Array)

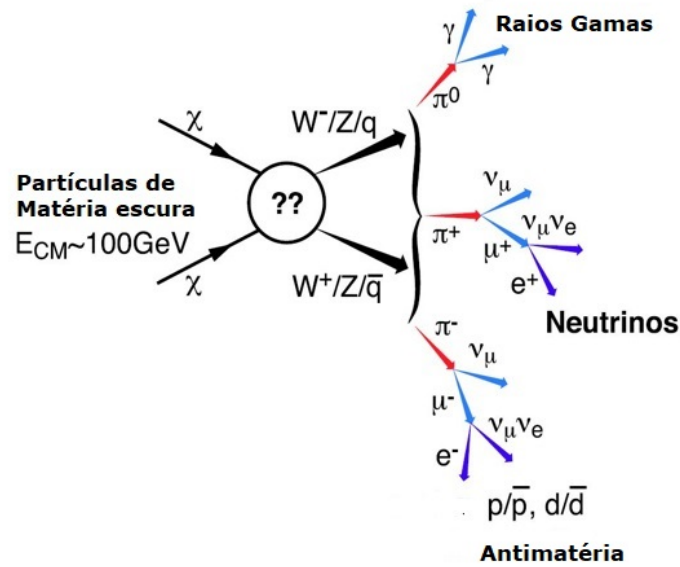


Figura 9 – Processo de aniquilação via um portal desconhecido, produzindo partículas do modelo padrão.

Fonte: Adaptada de VITALE; MORSELLI.(32)

(34), que está atualmente em desenvolvimento, e o H.E.S.S., que já está em operação. (35) Além disso, existem telescópios Cherenkov em tanques de água, como o SWGO (36), que ainda está em fase de desenvolvimento, e o HAWC que já está em fase de operação.(37) Devido às diferentes metodologias de detecção utilizadas, cada experimento possui suas próprias vantagens e desvantagens. Muitas vezes, esses experimentos se complementam em diferentes faixas de análise, proporcionando uma visão mais abrangente do cenário.

2.3.3.2 Detecção de Neutrinos

Assim como os raios gama, os neutrinos também carregam informações sobre a origem de suas fontes. No entanto, a detecção dessas partículas elementares é notoriamente desafiadora devido à sua difícil interação com a matéria ordinária. A detecção de neutrinos é frequentemente realizada por meio do efeito Cherenkov, que ocorre quando os neutrinos colidem com outras partículas, resultando na produção de partículas secundárias que se movem a velocidades superiores à da luz no meio em questão. Como resultado, o método convencional para detectar neutrinos envolve o uso de grandes volumes de água e a implantação de detectores de luz Cherenkov dentro desses volumes. Existem experimentos que adotam essa abordagem, como o ANTARES e o IceCube, projetados especificamente para capturar a luz Cherenkov gerada pelas partículas secundárias produzidas na interação dos neutrinos com a matéria. Esses experimentos utilizam grandes volumes de água como meio detector, e os detectores de luz Cherenkov são instalados estrategicamente para registrar os sinais luminosos resultantes ver referência (38) para mais detalhes.

2.3.3.3 Detecção de Raios cósmicos

A detecção indireta de matéria escura via raios cósmicos tem uma ciência diferente. Como visto na figura 9, o subproduto da aniquilação de ME pode ser pares de partículas carregadas. Dessa forma, regiões com alta densidade de matéria escura deveria apresentar um fluxo de anti-partículas mais alto que regiões sem a presença de matéria escura. Porém, diferentemente de raios gamas e neutrinos, estes sinais apresentam mais dificuldades no seu background, pois podem sofrer desvio de campos magnéticos, interagir com radiação eletromagnética. Além disso, é muito difícil fazer detecção em solo pois não dá para diferenciar o fluxo de anti-partículas de uma fonte primária, como é o caso da aniquilação de matéria escura, de uma fonte secundária como é o caso dos chuviros atmosféricos. Dessa forma, os experimentos que se voltam para esse tipo de detecção, são feitos com balões atmosféricos ou com telescópios em órbita contendo calorímetros e outros detectores, como é o caso dos experimentos AMS-02(39) e PAMELA.(40)

3 DETECÇÃO INDIRETA DE RAIOS GAMAS:

Neste capítulo, aprofundaremos nossa análise na detecção indireta de matéria escura por meio da análise de raios gama, destacando as características únicas que tornam esse subproduto uma ferramenta promissora para esse campo de estudo. Além disso, examinaremos as diversas fontes de matéria escura, que podem incluir objetos próximos, como o centro galáctico, situado a uma distância de 8,5 kpc (7), bem como aglomerados de galáxias mais distantes, como o aglomerado de Virgo, que está localizado a 560 kpc (41). Abordaremos as particularidades e fenomenologia de cada fonte, estabelecendo uma conexão com a equação de fluxo de raios gama originados de fontes pontuais e introduzindo as galáxias anãs como um foco central deste estudo. Por último, enfatizaremos a importância do instrumento Fermi-LAT como uma ferramenta crucial para a detecção desse fluxo de partículas, apresentando detalhadamente o processo de medição, caracterização e classificação dos dados. Desta forma, ao concluirmos este capítulo, o leitor terá adquirido uma compreensão mais profunda do processo de detecção indireta de matéria escura por meio da análise de raios gama

3.1 Produção de raios gamas

A abordagem da matéria escura como partícula permite a ocorrência de processos de aniquilação que resultam na produção de diversos estados finais, como por exemplo fótons altamente energéticos. Esses regimes de aniquilação e a geração de subprodutos, dependem do modelo específico considerado, embora os mecanismos de produção de raios gama sejam em grande parte os mesmos. Na prática, diferentes teorias de matéria escura resultam em interações distintas, o que influencia a predominância de certos subprodutos em relação a outros. De forma que, dentro do nosso contexto, essa diferença se manifestará no espectro de energia dos fótons. No entanto, neste trabalho, foi adotada uma abordagem independente de modelo, considerando apenas partículas do Modelo Padrão como canais primários de aniquilação e assumindo uma razão de ramificação de 100%, para os canais estudados. Apesar disso, a discussão a seguir é aplicável a diferentes modelos, pois, do ponto de vista da produção, não há perda de generalidade.

Os diversos estados finais advindos da aniquilação da matéria escura, resultará, de uma forma ou de outra, em raios gama.(42) Ao examinar a Figura 9, podemos observar que a aniquilação da matéria escura ocorre por meio de um portal desconhecido, e espera-se que partículas do Modelo Padrão sejam produzidas a partir desse portal. Em nível de árvore, a produção de raios gama é esperada devido a processos de hadronização, como a produção de $\Pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, bem como o processo de bremsstrahlung interno(43) Essa produção de fótons altamente energéticos é caracterizada por um espectro contínuo com um corte

exponencial em torno de $E \approx m_\chi$, conforme ilustrado na Figura 10

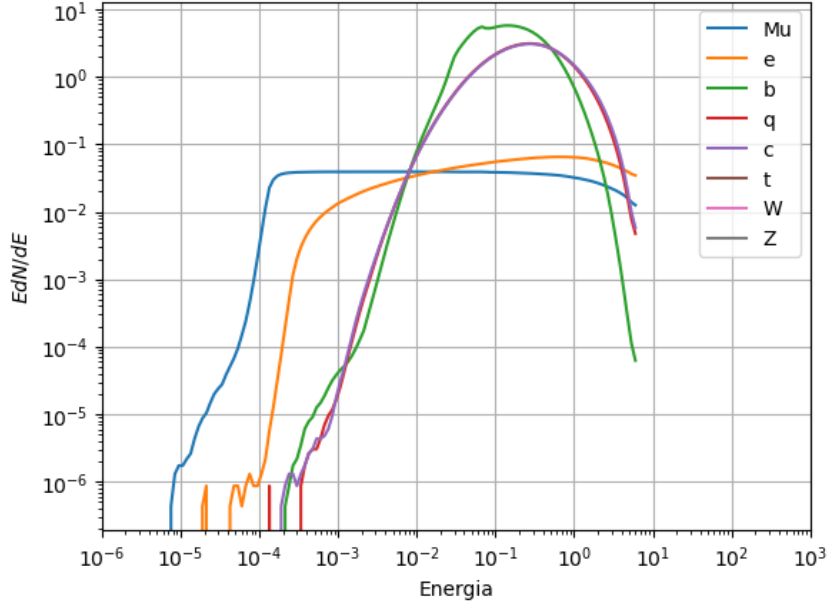


Figura 10 – Espectro de raios gama advindos de diversos canais de aniquilação de ME, com massa fixada em 100 GeV. Dados retirados do (6).

Fonte: Elaborada pelo autor.

Outro processo menos predominante é a produção em nível de loop, em que temos $\bar{\chi}\chi \rightarrow X\gamma$, sendo X algum bóson neutro, como Z, Higgs ou até mesmo γ (a depender do modelo de matéria escura, pode ser um bóson que não está no Modelo Padrão). Quando o estado final possui exatamente duas partículas, o espectro de energia é caracterizado por uma linha dada por $E_\gamma = m_\chi(1 - \frac{m_X}{4m_\chi})$. Esse sinal é distintivo, pois dificilmente algum mecanismo de produção de raios gama produziria um sinal semelhante. No entanto, ele é suprimido por um fator de α_e^2 , em que α_e é a constante de estrutura fina (44). Outra possibilidade é o chamado decaimento em cascata, que ocorre como $\bar{\chi}\chi \rightarrow \phi\phi \rightarrow \gamma\gamma$ (45), resultando em um espectro de energia característico, dado por $\Delta E = \sqrt{m_\chi^2 - m_\phi^2}$. Esse espectro é conhecido na literatura como espectro em forma de caixa observando-se que para $m_\chi^2 \approx m_\phi^2$, o espectro seria aproximadamente uma linha. Por outro lado, esses estados intermediários também produzem partículas carregadas do Modelo Padrão, por exemplo, $\phi \rightarrow l^+l^-\gamma$ (46), em que essas partículas podem gerar raios gama por mecanismos mencionados anteriormente, resultando também em um espectro com um corte exponencial, porém espera-se que seja ligeiramente diferente.

3.2 Fontes de raios gama e distribuição de matéria escura

Agora que já sabemos como são produzidos raios gama, nos falta explorar os cenários de onde fazer a busca de matéria escura. De maneira geral, queremos fontes que

sejam dominados por nosso objeto de estudo e que apresente um ruído de fundo de fontes de raios gama bem modulado. Como veremos, este é o caso das galáxias anãs, objeto de estudo deste trabalho. Porém, a distribuição de ME no universo se dá de diferentes maneiras e vamos explorar-las de maneira funcional. Para começar, vamos discutir um pouco como é a distribuição de raios gama no mapa celeste, como ilustrado na Figura 11.

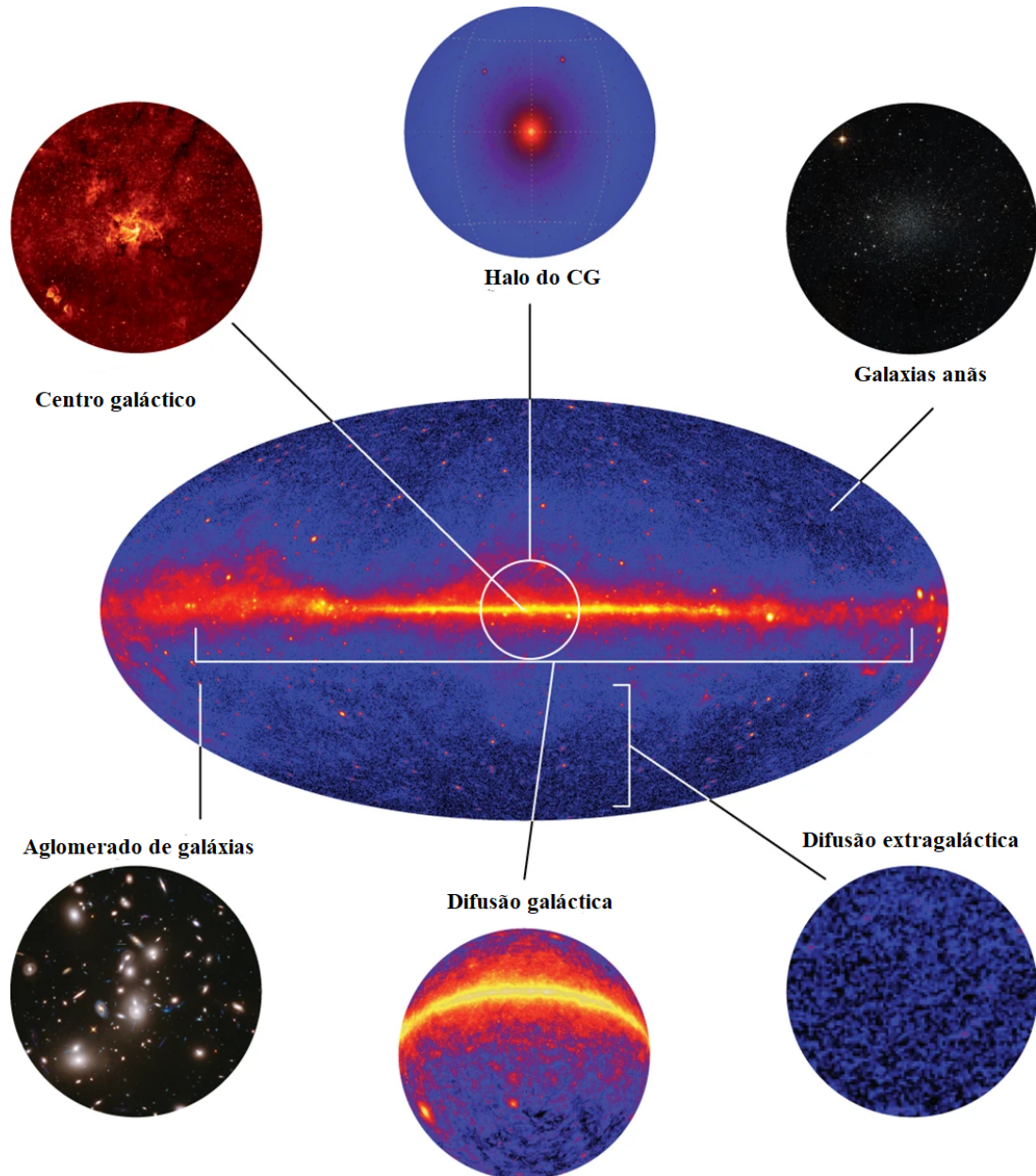


Figura 11 – Distribuição de raios gama e suas fontes

Fonte: Adaptada de CONRAD; REIMER. (47)

Vemos que a distribuição de raios gama apresenta uma concentração no plano galáctico, isso se deve ao fato da abundância e a proximidade destas fontes de onde estamos situados, este sinal é conhecido como difusão galáctica e tem uma predominância

acima da região de 50MeV (48) é produzido por fenômenos de interação ordinária como a colisão de raios cósmicos com núcleos atômicos que produz raios gamas devido ao decaimento secundário de píons, além de outros processos como efeito compton inverso e Bremsstrahlung. Além desse sinal, temos uma emissão de difusão extra-galáctica, que neste trabalho iremos tratar como ruído de fundo astrofísico, porém existem linhas que tratam como uma possível fonte de matéria escura, como veremos adiante. Dito isso, vamos nos aprofundar nas fontes pontuais e discutir brevemente a emissão difusa isotrópica. Para uma revisão aprofundada das diversas fontes e suas morfologias recomendo a referência(49).

- **Centro galáctico:** À primeira vista, o núcleo galáctico é a fonte mais promissora para detecção indireta de raios gama devido à sua proximidade e alta densidade de matéria escura. Na verdade, espera-se que essa região seja a fonte de fótons energéticos de maior intensidade por aniquilação de ME, superando outras fontes em pelo menos duas ordens de magnitude (33). No entanto, o ruído nessa região é significativo e difícil de ser caracterizado, como é o caso do excesso de raios gama detectado pelo Fermi-Lat em GeV (7). Apesar disso, essa fonte é muito promissora e tem apresentado evidências mais sólidas para detecção indireta ao longo dos anos. Além do excesso de raios gama, observações mais otimistas indicam a detecção de uma linha espectral em 130 GeV, com uma significância estatística de 4.5 (43,50,51), o que, como discutido anteriormente, é um sinal muito difícil de ser produzido por outras fontes astrofísicas.

- **Aglomerados de galaxias:** Sendo os maiores objetos celestes encontrados no universo, observações indicam que essas unidades também são dominadas pela matéria escura (52), tornando-os alvos promissores para estudos. No entanto, devido à sua natureza, esses objetos apresentam ruídos inerentes, como a presença de diversas fontes de raios gama, incluindo núcleos galácticos ativos e processos de hadronização decorrentes da interação dos raios gama com a matéria ordinária. (33) Alguns aglomerados mais promissores devido à sua proximidade incluem Virgo, Fornax e Coma. (53–55) No entanto, análises em energias mais altas impõem limites severos a alguns desses alvos, tornando-os fontes menos atrativas em comparação com outras fontes de matéria escura. (56–58)

- **Emissão difusa isotrópica:** O Fermi-LAT revelou a presença de uma distribuição isotrópica de raios gama que abrange todo o céu. Esse sinal, conhecido como Fundo de Radiação Gama Isotrópica (IGRB), ainda é mal compreendido. Ele segue uma lei de potência na faixa de energia de 200 MeV a 100 GeV (59), com um índice de fóton de $2,4^*$. Acredita-se que esse sinal seja predominantemente composto por contribuições de fontes extragalácticas não resolvidas. Uma análise das populações de fontes mais numerosas detectadas pelo Fermi nos primeiros anos, como os blazares, revelou que esses objetos não resolvidos contribuem, no máximo, com 15% da emissão do IGRB. (60) Isso levanta a possibilidade de que o restante do sinal seja originado por outros fenômenos astrofísicos, como choques intergalácticos resultantes da formação de estruturas em grande escala (61–63), emissões gama de aglomerados de galáxias (64) e emissões de galáxias normais em processo de formação estelar. (65) Além disso, a aniquilação da matéria escura pode deixar sua impressão no IGRB, o que é particularmente relevante para este estudo. Embora seja extremamente desafiador detectar a contribuição da matéria escura no IGRB, é possível derivar limites

* Para mais informações sobre leis de potência, consulte o site do Fermi-LAT

superiores para a aniquilação da matéria escura. A abordagem mais conservadora para calcular esses limites é assumir que todo o IGRB é resultado da aniquilação da matéria escura. Com suposições conservadoras sobre a contribuição das populações de fontes, é possível obter limites na taxa de interação de aniquilação da matéria escura (66) que são comparáveis a outros métodos, como estudos de galáxias anãs esferoidais. Naturalmente, esses limites podem ser reduzidos consideravelmente ao incluir outras populações de fontes, porém o grau de contribuição que estas fontes tem é incerta. (33)

- **galáxias anãs:** Em contraste com os demais alvos, as galáxias anãs apresentam-se como excelentes candidatas para a busca de aniquilação de matéria escura. Como é possível observar por meio de lentes gravitacionais, esses objetos celestes são dominados por matéria escura, mas o que os torna especiais é a proximidade em relação à Terra, da ordem de 100 kpc, e a ausência de processos térmicos que gerem raios gama. Em 2015, o Fermi lançou uma análise combinada, para os dados de 6 anos e não houve nenhum sinal excessivo de raios gama que justificasse a aniquilação de matéria escura nesses objetos. Porém, essas análises são revisitadas para dados recentes, sendo esse inclusive a proposta deste trabalho.

3.3 Fluxo de raios gamas

Depois de discutirmos quais sinais esperar e os tipos de fontes na busca por matéria escura, é importante compreender como esses sinais podem ser medidos aqui na Terra. Em termos gerais, as fontes celestes de raios gama podem ser classificadas em duas categorias: fontes pontuais e fontes estendidas. Essa distinção é relevante, pois afeta não apenas a abordagem física da análise, mas também o processamento dos dados[†]. Neste trabalho, focaremos na análise de galáxias anãs, que são tratadas como fontes pontuais. Portanto, vamos explorar o fluxo esperado desse tipo de fonte aqui na Terra.

Começamos considerando a taxa de aniquilação de matéria escura por unidade de volume, que pode ser denotada por:

$$\frac{dN}{dt dV} = \sum_i \frac{1}{2} \langle \sigma v \rangle_i \left(\frac{\rho_\chi}{m_\chi} \right)^2. \quad (3.1)$$

Nessa equação, $\langle \sigma v \rangle_i$ representa a seção de choque média da velocidade das partículas para cada canal de aniquilação, e n_χ representa a densidade de matéria escura. Podemos expressar a equação de maneira mais conveniente utilizando a relação $n_\chi = \frac{\rho_\chi}{m_\chi}$, onde ρ_χ e m_χ são a densidade e massa de matéria escura, respectivamente. Dessa forma, obtemos

[†] Mais adiante, discutiremos as chamadas IRFs, o que ajudará a esclarecer essa interpretação

$$\frac{dN}{dt dV} = \sum_i \frac{\langle \sigma v \rangle_i}{2m_\chi^2} \rho_\chi^2. \quad (3.2)$$

Com a taxa de aniquilação por elemento de volume, podemos ponderar a produção pelo espectro de fótons por aniquilação, a fim de obtermos o fluxo de raios gama. No entanto, isso nos daria o fluxo total. Como estamos a uma distância s da fonte, somente podemos detectar a fração dos fótons produzidos que intersecta a área $\frac{dA}{4\pi s^2}$. Portanto, temos que:

$$\frac{d\Phi_\gamma}{dE} \equiv \frac{dN}{dt dV dA} = \sum_i \frac{\langle \sigma_i v \rangle}{8\pi m_\chi^2} \frac{dN_\gamma^i}{dE} \frac{\rho_\chi^2}{s} dV. \quad (3.3)$$

Dessa forma, basta escolher o sistema de coordenadas e realizar a integração na região de interesse. Como estamos trabalhando na esfera celeste, é mais conveniente utilizar coordenadas esféricas. De forma que:

$$\frac{d\Phi}{dE_\gamma}(E_\gamma, \psi) = \frac{1}{4\pi} \sum_i \frac{\langle \sigma v \rangle_i}{2m_\chi^2} \frac{dN_i}{dE_\gamma} \int_{\Delta\Omega} d\Omega \int_{1.o.s.} d\rho [r(s, \psi)]^2, \quad (3.4)$$

onde, defini-se:

$$J = \int_{\Delta\Omega} d\Omega \int_{1.o.s.} ds \rho [r(s, \psi)]^2. \quad (3.5)$$

O fator J representa a informação sobre a densidade de matéria escura para uma fonte específica. Note que, para isso é necessário conhecer o perfil de densidade de matéria escura, que por sinal ainda é um problema em aberto, apesar de comumente se usar os perfis NFW(67) e Einasto (68), é importante mencionar que existem vários outros perfis disponíveis. Na prática, esses perfis apresentam uma excelente concordância em largas distâncias, mas mostram discrepâncias significativas nas regiões centrais das galáxias, como ilustrado na figura 12 para o caso da via láctea.

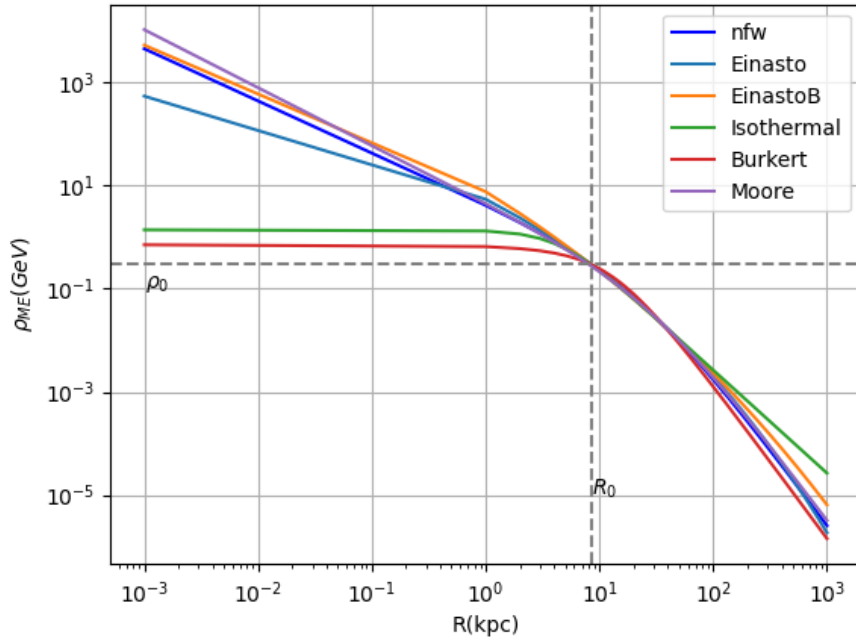


Figura 12 – Distribuição de matéria escura na via láctea, para diferentes perfis de densidade

Fonte: Elaborada pelo autor.

3.4 O Fermi-LAT

Desenvolvido em colaboração com diversos países e lançado em 2008, o Fermi-LAT vem sendo fundamental para o estudo de raios gama no universo. O LAT é um conversor de pares elétron-pósitron que orbita a Terra e tem a capacidade de coletar dados em uma ampla faixa de energia, que se estende de cerca de 20 MeV até mais de 300 GeVs, com o limite inferior sendo aprimorado consideravelmente ao longo dos anos. A análise desses dados tem sido utilizada em diversos estudos, como a notificação rápida de eventos transitórios, a construção de catálogos detalhados de fontes celestes e a medição do fundo difuso de raios gama. Ademais, o Fermi-LAT tem sido empregado para investigar fenômenos astrofísicos como explosões de supernovas, colisões de estrelas de nêutrons, atividades em buracos negros supermassivos e a distribuição de matéria escura no universo. Para o nosso estudo, que visa detectar possíveis sinais de aniquilação de matéria escura em galáxias anãs, o Fermi-LAT é de grande importância. Podemos ver na figura 13 que o instrumento tem sensibilidade suficiente para detectar matéria escura em diversos canais de decaimento em um grande range de massas.

Sendo assim, além de suas contribuições significativas para a investigação de raios gama no universo, o Fermi-LAT apresenta uma vantagem exclusiva em relação a outros experimentos, como o Hess e CTA devido à suas curvas de sensibilidade se estenderem até a região de 20 MeV. (69) Essa característica torna o Fermi-LAT uma ferramenta indispensável

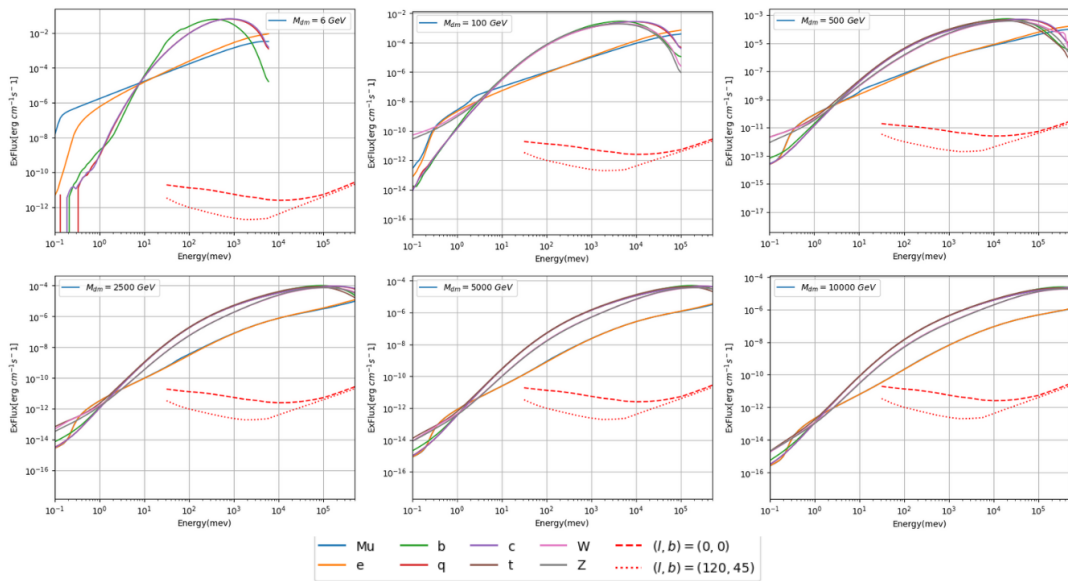


Figura 13 – As figuras apresentam as curvas de sensibilidade diferencial do Fermi-LAT e as curvas de aniquilação para diferentes canais em função da energia dos fótons.

Fonte: Elaborada pelo autor.

para a detecção de sinais de aniquilação de matéria escura em galáxias anãs. O acervo de dados de 15 anos do Fermi-LAT permite análises nessa área com alta confiabilidade, exigindo assim uma compreensão funcional do processo de detecção e do processamento de dados do experimento para garantir uso adequado de suas ferramentas.

3.4.1 Metodologia de detecção

Apesar de ser comumente chamado de telescópio, o Fermi-LAT opera de maneira diferente dos telescópios ópticos convencionais. Na verdade, em sua essência, o Fermi é um conversor de pares de partículas. Para entender melhor essa dinâmica, é necessário discutir a estrutura do instrumento e seu funcionamento de forma geral. Composto por 16 módulos rastreadores (TKR), 16 calorímetros (CAL), 16 sistemas de aquisição de dados (DAQ) e um detector anticoincidente (ACD). Essas componentes trabalham juntas para medir a direção e a energia dos raios gama incidentes. Além de produzir mecanismos de proteção contra falsas detecções, fazer a filtragem e processar os dados a serem enviados para a terra. Os módulos rastreadores e calorímetros são componentes essenciais do Fermi-LAT para a medição do sinal e caracterização de raios gama.

Dessa forma, raios gama incidentes dentro do campo de visão do LAT preferencialmente convertem-se em um par elétron-pósitron em uma das placas de tungstênio do TKR (48) e as direções iniciais dos fótons incidentes são determinadas a partir das trilhas dos pares elétron pósitrons registradas pelos SSDs em cada um dos planos. Já os calorímetros, compostos por barras de cristais cintiladores, são responsáveis por medir a

O subsistema TKR, mostrado na figura 14, é composto por 18 planos rastreadores, cada um contendo tiras de silício em duas direções (x e y) para localizar a passagem de uma partícula carregada.(70)As 12 primeiras placas contêm tungstênio com 0,0035 de comprimento de radiação, formando a seção fina ou frontal do módulo rastreador, enquanto as próximas 4 placas apresentam tungstênio com 0,18 de comprimento de radiação, chamada de seção grossa ou região traseira. As duas últimas placas completam o módulo rastreador, não possuindo conversor de pares.

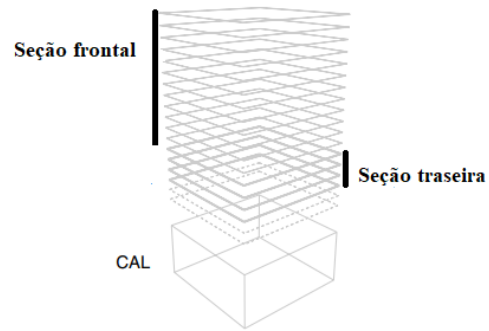


Figura 14 – Representação esquemática do módulo de rastreamento

ATWOOD *et. al* (70)

energia dos fótons incidentes. Cada módulo detector contém um conjunto de barras de cristais cintiladores organizadas em camadas ortogonais horizontais, cada uma contendo doze cristais de CsI(Tl), que emite luz quando expostos à radiação ionizante. A luz emitida é detectada por fotodiodos PIN, permitindo a inferência da energia dos fótons incidentes. Apesar de eficaz, o ferramental de detecção do Fermi-LAT está sujeito a problemas técnicos, como a possível interferência de raios cósmicos e a produção do efeito backslash (48) Para contornar essas questões, o Fermi-LAT possui um detector de antecedência, capaz de distinguir eficientemente entre sinal verdadeiro e ruído. Para uma discussão aprofundada sobre o funcionamento deste subsistema sugiro a referência. (71) Além disso, no final de cada compartimento o Fermi possui um sistema de aquisição de dados, o DAQ, que filtra e reduz os eventos que serão enviados para o solo. Responsável por realizar o comando, controle monitoramento do instrumento, manutenção, comutação de energia e possíveis manutenções no software, também executa a função de onboard filtering, reduzindo a taxa de eventos de fundo que serão telemetrados para o solo. Combinados, esses componentes permitem a reconstrução precisa da direção e energia dos raios gama detectados pelo Fermi-LAT.

3.4.2 Reconstrução de Eventos:

Agora que entendemos o funcionamento geral das componentes do Telescópio, estamos aptos a discutir sobre a reconstrução de eventos. O Fermi-lat, como um todo, possui 8 acionamentos de eventos que se dividem em sinais primitivos e especiais. Os sinais primitivos estão associados aos subsistemas TKR, CAL e ACD, enquanto os especiais, de forma geral, estão associados a especificidades do LAT e para uma discussão mais aprofundada recomendo.(48) Como mencionado anteriormente, esses dados são transmitidos

por telemetria onde existe um limite de transferência de dados e, portanto, a filtragem de eventos é importante. O sistema onboarding do Fermi possui três filtros distintos, que trabalham de maneira a aceitar ou rejeitar eventos baseado em certos critérios de filtragem.(48) Por fim, o Fermi conta com o (Pass 8), qual faz a reconstrução dos eventos baseado na interação com os subsistemas TKR, CAL e ACD, caracterizando por parâmetros físicos importantes dos fótons incidentes (e.g. Energia e direção). Esse processo de conversão permite que sejam realizados cortes nos eventos com base na probabilidade de serem fótons e na qualidade da reconstrução de eventos. Esses cortes são utilizados para separar os raios gamas em classes, que por sua vez são subdivididos em tipos de eventos. Cada um desses cortes e subcortes é caracterizado por suas funções de resposta do instrumento (IRFs). Por exemplo, no caso de estudo de galáxias anãs estaremos interessados na classe de evento P8R3_SOURCE, pois nesta categoria estaremos trabalhando com uma reconstrução mais apropriada para fontes pontuais.

4 ANÁLISE ESTATÍSTICA

Na astrofísica de altas energias, a análise estatística de dados desempenha um papel crucial na compreensão das fontes de radiação no universo, incluindo possíveis sinais de raios gama provenientes de regiões onde galáxias anãs estão localizadas. De forma que, para alcançar o objetivo de identificar possíveis sinais decorrentes da aniquilação de matéria escura, é fundamental utilizar técnicas estatísticas confiáveis que permitam testar hipóteses e estimar parâmetros. Durante o século XX, muitas técnicas estatísticas foram desenvolvidas para lidar com dados astrofísicos de alta energia, e uma das contribuições mais significativas foi o trabalho de W. Cash.(72) Inspirado pelo resultado de Wilks(73), Cash desenvolveu uma maneira simples e eficaz de criar intervalos de confiança utilizando o teste da razão de verossimilhanças. Essa técnica permite comparar duas hipóteses estatísticas não simples e determinar a probabilidade de uma delas ser verdadeira com base na verossimilhança dos dados coletados.

Para obtermos um melhor entendimento de como as técnicas estatísticas são aplicadas na prática, é fundamental discutir alguns conceitos essenciais, tais como a estimação de parâmetros por meio da curva de verossimilhança, testes de hipóteses e a construção de intervalos de confiança. Esses conceitos são importantes para compreendermos como podemos utilizar o Fermipy para estudar possíveis sinais de matéria escura em galáxias anãs.

4.1 Curva de verossimilhança

Nesta subseção, discutiremos a curva de verossimilhança, uma técnica de estimação de parâmetros amplamente utilizada em física de altas energias. Muitas vezes, conhecemos a distribuição estatística que um conjunto de dados segue, como é o caso da contagem de fótons em um detector, mas não temos informações precisas sobre os parâmetros que a descrevem, como a média ou a variância. A estimação por máxima verossimilhança é uma abordagem frequentemente usada para encontrar os valores dos parâmetros que melhor se ajustam aos nossos dados. Dessa forma, podemos definir a função de verossimilhança pode ser definida como :

Definição 1. *A função de verossimilhança de n variáveis aleatórias X_1, X_2, \dots, X_n é definida como a densidade conjunta das n variáveis aleatórias, digamos $f_{X_1, X_2, \dots, X_n}(x_1, x_2, \dots, x_n; \theta)$, onde θ é o parâmetro a ser estimado. Em particular, se X_1, X_2, \dots, X_n é uma amostra aleatória da densidade $f(x; \theta)$, pode-se escrever a função de verossimilhança da seguinte maneira $L(\theta) = f(x_1; \theta)f(x_2; \theta)\dots f(x_n; \theta)$.*

Exemplo 1: Considere um cenário em que um indivíduo possui um dispositivo de detecção capaz de medir a quantidade de fótons emitidos por uma fonte de radiação em um intervalo de tempo específico. Suponha que três medições independentes da contagem de fótons tenham sido realizadas, resultando nos dados $\{3, 4, 6\}$. Ao considerar a distribuição de Poisson como a mais adequada para descrever a contagem de fótons nesse dispositivo, podemos obter o seguinte resultado: .

$$L(\lambda|X) = \prod_{i=1}^{n=3} \frac{\lambda^{x_i} e^{-\lambda}}{x_i!} \quad (4.1)$$

$$L(\lambda|X) = \frac{\lambda^3 e^{-\lambda}}{3!} \frac{\lambda^4 e^{-\lambda}}{4!} \frac{\lambda^6 e^{-\lambda}}{6!} \quad (4.2)$$

$$L(\lambda|X) = \frac{\lambda^{13} e^{-3\lambda}}{3!4!6!} \quad (4.3)$$

Plotando esta curva obtem-se*:

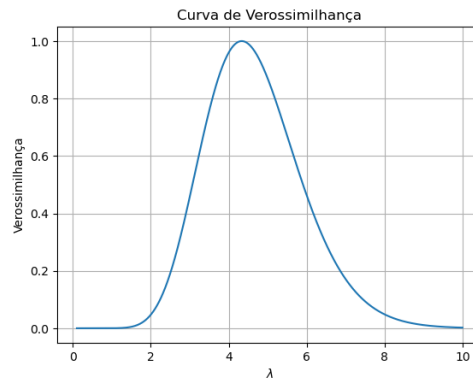


Figura 15 – Função da verossimilhança, para expressão (15)

Fonte: Elaborada pelo autor

Ao analisar a curva de verossimilhança, podemos observar que existem valores que apresentam uma verossimilhança maior do que outros, o que sugere a existência de um parâmetro λ_{\max} que melhor descreve o conjunto de dados em questão. Esse parâmetro corresponde ao valor máximo da função de verossimilhança e pode ser utilizado como uma estimativa do valor real do parâmetro da distribuição Poisson que gerou os dados. Portanto, podemos definir:

Definição 2. Seja $L(\theta) = L(\theta; X_1, \dots, X_n)$ a função de verossimilhança para as variáveis aleatórias X_1, X_2, \dots, X_n . Se $\ell(\theta) = \ell(\theta; X_1, \dots, X_n)$ é a função log-verossimilhança, onde $\ell(\theta) = \ln L(\theta)$, então o estimador de máxima verossimilhança $\hat{\theta}$ é definido como o valor de θ que maximiza a função de verossimilhança $L(\theta)$ ou, equivalentemente, a função

* magenta na página do GitHub, você encontrará como reproduzir esses códigos utilizando python.

log-verossimilhança $\ell(\theta)$. O valor $\hat{\theta} = \hat{\theta}(X_1, \dots, X_n)$ é chamado de estimativa de máxima verossimilhança de θ com base na amostra X_1, \dots, X_n .

Assim, podemos utilizar a técnica de máxima verossimilhança para estimar os parâmetros de uma distribuição $f(x; \theta)$. Retomando o exemplo anterior, obtemos $\lambda_{max} = 4,33$ como o valor mais verossímil para descrever os dados coletados.

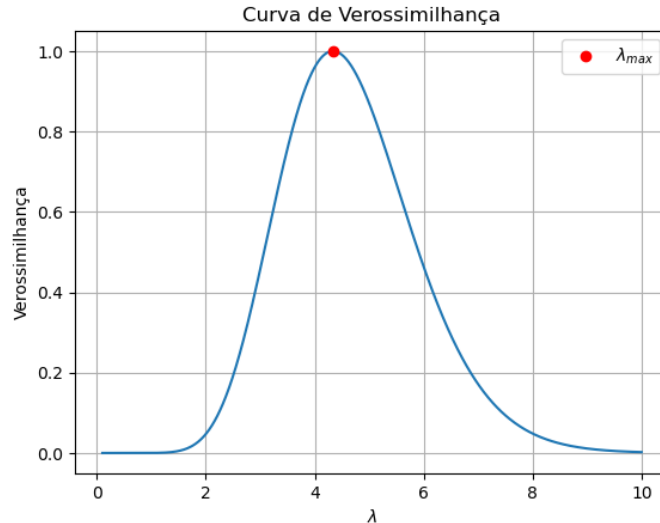


Figura 16 – Função da verossimilhança, com o parametro λ estimado em 4,33

Fonte: Elaborada pelo o autor

Uma vez compreendida a técnica de estimativa de parâmetros descrita nesta subseção, vamos agora abordar a criação de intervalos de confiança para esses parâmetros estimados.

4.2 Teste de Hipoteses

Até o momento, discutimos como estimar parâmetros utilizando curvas de verossimilhança. No entanto, o objetivo deste trabalho é realizar a detecção indireta de matéria escura e para isso, precisamos determinar se há ou não um sinal de raios gama provenientes de uma galáxia anã. Do ponto de vista estatístico, isso significa que precisamos distinguir entre duas hipóteses: a hipótese de que não há fonte e a hipótese de que há uma fonte. Para entender melhor essa questão, é importante começar definindo o que é uma hipótese estatística.

Definição 3. *Uma hipótese estatística é uma afirmação ou conjectura sobre a distribuição de uma ou mais variáveis aleatórias. Se a hipótese estatística especifica completamente a distribuição, é chamada de simples; caso contrário, é chamada de composta ou não simples.*

Em geral, as hipóteses são divididas em hipótese nula e hipótese alternativa[†]. Quando rejeitamos a hipótese nula, mesmo que ela seja verdadeira, isso é chamado de erro do tipo 1 e é associado a uma probabilidade α . Por outro lado, quando não rejeitamos a hipótese nula, mesmo que ela seja falsa, chamamos isso de erro do tipo 2 e associamos a uma probabilidade de $1 - \alpha$. Para minimizar esses erros, é importante utilizar técnicas de teste de hipóteses. O que nos leva a seguinte definição:

Definição 4. *Um teste de uma hipótese estatística \mathcal{H} é uma regra ou procedimento para decidir se rejeitar \mathcal{H}*

Ao lidarmos com hipóteses simples, podemos recorrer ao Teorema de Neyman-Pearson. No entanto, em casos envolvendo espaços de parâmetros multidimensionais, é necessário utilizar um teste de hipótese mais sofisticado, como o teste de razão de máxima verossimilhança. Para isso, consideramos uma função de distribuição $f(x; \theta)$ [‡], em que θ é um elemento do espaço de parâmetro Θ . Nosso objetivo é testar a hipótese nula $\mathcal{H}_0 : \theta \in \Theta_0$ em relação à hipótese alternativa $\mathcal{H}_1 : \theta \in \Theta_1$, onde $\Theta = \Theta_0 \cup \Theta_1$. Nesse contexto, temos a seguinte definição:

Definição 5. *Teste da razão de máxima verossimilhança : Seja $L(\theta; x_1, \dots, x_n)$ a função de verossimilhança para uma amostra aleatória x_1, \dots, x_n com densidade conjunta $f(x_1, \dots, x_n; \theta)$, onde $\theta \in \Theta$, sendo Θ o espaço de parâmetros qual a função de verossimilhança esta definida. O teste da razão de máxima verossimilhança, λ ou λ_n é definido como :*

$$\lambda = \lambda_n(x_1, \dots, x_n) = \frac{\max_{\theta \in \Theta_0} L(\theta; x_1, \dots, x_n)}{\max_{\theta \in \Theta_1} L(\theta; x_1, \dots, x_n)} \quad (4.4)$$

qual diz-se que \mathcal{H}_0 deve ser rejeitada se e somente se $\lambda \leq \lambda_0$, onde $\lambda_0 \in [0, 1]$. Porém, a equação 16, de forma geral, é escrita da seguinte maneira:

$$\lambda = \log \frac{\max_{\theta \in \Theta_0} L(\theta; x_1, \dots, x_n)}{\max_{\theta \in \Theta} L(\theta; x_1, \dots, x_n)} \quad (4.5)$$

Porém, o teste da razão da máxima verossimilhança não se limita ao teste de hipótese, em 1938 Samuel S. Wilks, demonstra que, assumindo que a \mathcal{H}_0 é verdade e para n muito grande, ou seja, para um grande volume de variáveis aleatórias $-2 \ln(\lambda)$, se comporta como uma distribuição do χ_q^2 , sendo $q = \dim(\Theta) - \dim(\Theta_0)$.(73) O que nos permite definir o chamado teste estatístico (TS)

[†] Denotaremos a hipótese estatística com a notação \mathcal{H}

[‡] Existem condições específicas sobre essa função, para uma análise mais aprofundada, consulte a referência (74)

$$TS = -2\ln(\lambda). \quad (4.6)$$

Para análise de galaxias anãs, considera-se uma detecção quando o $TS > 25$. Portanto, uma não detecção significa a não rejeição da hipótese nula. Neste caso, podemos empregar o valor de TS para calcular intervalos de confiança (C.L) para os parâmetros de interesse, que no nosso cenário correspondem à seção de choque de aniquilação do modelo proposto de matéria escura. O nível de confiança padrão é de 95%, o qual obtido quando $TS = 2.71$.

4.3 Curva de verossimilhança do Fermi-Lat

Conforme mencionado anteriormente, a contagem de fótons em um detector pode ser modelada por uma distribuição de Poisson, e a técnica de máxima verossimilhança pode ser empregada para estimar o parâmetro λ . No entanto, é importante destacar que o número esperado de eventos depende das funções de resposta do instrumento (IRFs) escolhidas para processar os dados, bem como dos modelos utilizados. O que nos leva a seguinte expressão para λ

$$\lambda = \int R(E', \psi'; E, \psi, s) S(\mu(E, \psi) \theta(E, \psi)) dt dE d\Omega. \quad (4.7)$$

As funções de resposta do instrumento (IRFs) são modeladas por $R(E', \psi'; E, \psi, s)$, como discutido no capítulo 2. Enquanto, a expressão $S(\mu(E, \psi), \theta(E, \psi))$ representa o modelo utilizado na análise e possui a seguinte estrutura:

$$S(\mu(E, \psi) \theta(E, \psi)) = \underbrace{\sum_i s_i(E) \delta(\psi - \psi')}_{\text{Fontes pontuais}} + \underbrace{S_G(E, \psi) + S_{eg}(E, \psi)}_{\text{Backgrounds}} + \underbrace{\sum_l S_l(E, \psi)}_{\text{Outras fontes}}. \quad (4.8)$$

O primeiro termo desta equação diz respeito a fontes pontuais que são modeladas por catálogos. O segundo e o terceiro termo estão relacionados à emissão nos meios galáctico e extragaláctico, conforme discutido no Capítulo 2. Por fim, o termo "outras fontes" modula os fluxos de raios gama provenientes de fontes de matéria escura. Contudo, para nossa análise opta-se por uma análise binada nos dados. Pois, ela torna a análise mais independente do modelo.⁽⁷⁵⁾ Além disso, uma análise não binada requer uma quantidade maior de memória para o cálculo da verossimilhança, que aumenta com o número de fótons e o número de fontes. Esse uso excessivo de memória pode se tornar um problema em observações longas de regiões complexas[§]. Nesse contexto, o parâmetro λ passa a ser

$$\lambda_{ij} = \int_{\text{bin}} R(E', \psi'; E, \psi, s) S(\mu(E, \psi) \theta(E, \psi)) dt dE d\Omega. \quad (4.9)$$

Dessa forma, não teremos apenas um valor de λ para toda a região de interesse, mas sim um valor de λ para cada bin. Assim, a nova expressão da função de verossimilhança para

[§] Para obter mais detalhes, consulte a visão geral do método de verossimilhança

o nosso caso é dada por

$$L(\mu, \theta|X) = \prod_{i=0}^n \prod_{j=0}^m \frac{\lambda_{ij}^{x_{ij}} e^{-\lambda_{ij}}}{x_{ij}!}. \quad (4.10)$$

O número de bins espaciais é denotado por n , enquanto o número de bins de energia é denotado por m . Os parâmetros que estamos interessados em estimar são representados por μ , enquanto os parâmetros que precisam ser ajustados, mas que não são de interesse direto, são representados por θ . Se a fonte apresentar uma forte intensidade, é possível perfilar os parâmetros espectrais das fontes de fundo como parâmetros θ em cada intervalo de energia(75). No entanto, se a fonte for fraca, ou não for de possível detecção, que em geral, é o caso das galáxias anãs, é necessário desenvolver um esquema de verossimilhança ligeiramente modificado, em que os parâmetros de interesse não direto, para todas as fontes na região de fundo são fitados pela estimativa global de máxima verossimilhança.

$$\hat{\theta} = \arg \max_{\theta} \mathcal{L}(\mu, \theta|X). \quad (4.11)$$

Fixando assim as normalizações das fontes em seus valores de ajuste global, nos permitindo escrever função de verossimilhança para uma galáxia anã da seguinte maneira :

$$\mathcal{L}(\{\mu_j\}, \hat{\theta}|X) = \prod_j \mathcal{L}_j(\mu_j, \theta_j(\hat{\theta})|X_j). \quad (4.12)$$

No contexto da busca por matéria escura, podemos relacionar o parâmetro μ ao $\langle \sigma v \rangle$. No entanto, podemos generalizar a equação (4.12) aplicando o método de combinação de verossimilhança. Essa abordagem permite aumentar a sensibilidade da análise ao realizar uma análise conjunta dos diferentes alvos que possuem um parâmetro em comum. Por exemplo, ao analisar galáxias anãs esferoidais, as propriedades das partículas de matéria escura são iguais para todos os alvos, embora as propriedades astrofísicas sejam diferentes. Sendo assim, obtemos

$$\mathcal{L}(\mu, \hat{\theta}|X)_{Combinado} = \prod_k \mathcal{L}_k(\{\mu_j\}, \hat{\theta}|X). \quad (4.13)$$

De forma que, uma vez que não há uma detecção de excesso de raios gamas para as demais fontes, podemos construir (CL) mais restritivos, para a seção de choque de aniquilação para o modelo de matéria escura estudado.

5 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Uma vez que abordamos as razões e procedimentos para a detecção indireta de matéria escura, estamos aptos a discutir os desfechos da pesquisa. Este estudo foi conduzido empregando os períodos de observação do Fermi-LAT para 6 e 14 anos, seguindo de perto o método mencionado na de referência (8), reproduzindo assim os resultados para os limites de fluxo de energia e seção de choque no canal $\bar{b}b$ nos dados observacionais de 6 anos. Dessa forma, foi possível estender esses resultados para um período de 14 anos e contemplar mais canais de aniquilação. Com essa finalidade, utilizamos 15 galáxias anãs convencionais listadas na tabela 02.

Tabela 2 – Galaxias satélites da Via lactea confirmada, com posições em coordenadas galaticas (B,L) e J2000. Na ultima coluna temos J-fator medido derivado da cinemática estelar por Geringer-Sameth *et. al.*(10), no entanto nesse estudo não se mede o J factor para Wilma. Dessa forma usei o J factor esperado, assim como na referência (8).

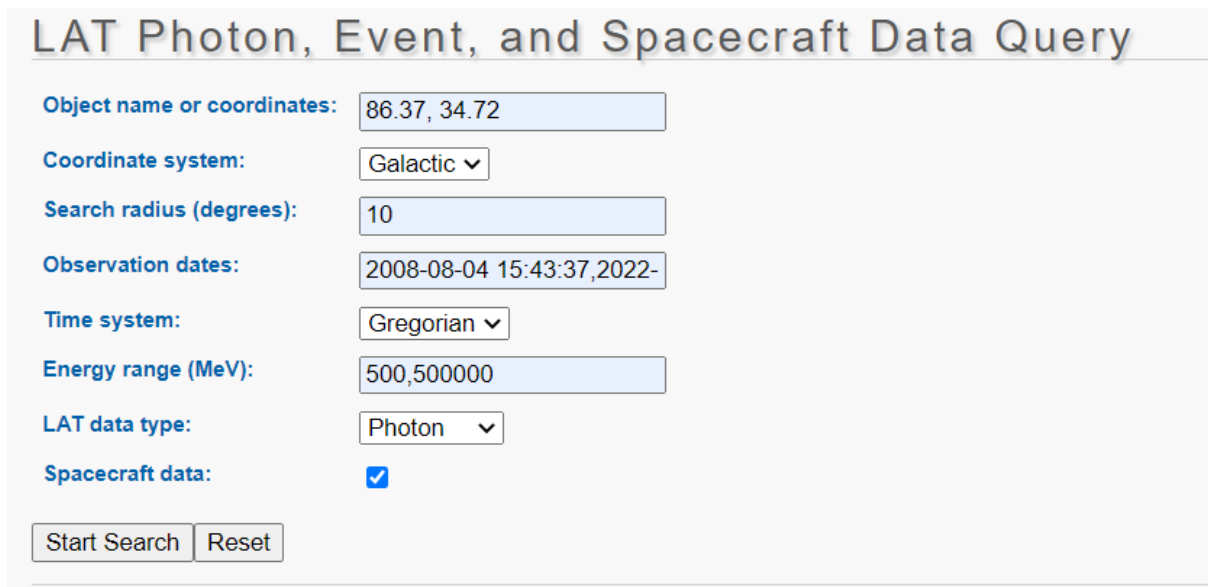
Galaxia	Coordenada (B,L)	Coordenada (Ra,Dec)	$\log_{10}(J_{med})$ $\log_{10}(GeV^2 cm^{-5})$
Bootes	358.08, 69.62	210.028,14.4969	18.2 ± 0.4
Canes Venatici II	113.58, 82.70	194.292,34.3239	17.6 ± 0.4
Carina	260.11, -22.22	100.407,-50.963	17.9 ± 0.1
Coma Berenices	241.89, 83.61	186.745,23.9032	19.0 ± 0.4
Draco	86.37, 34.72	260.055,57.9172	18.8 ± 0.1
Fornax	237.10, -65.65	39.9992,-34.4479	17.8 ± 0.1
Hercules	28.73, 36.87	247.76, 12.7926	16.9 ± 0.7
Leo II	220.17, 67.23	168.369,22.151	18.0 ± 0.2
Leo IV	265.44, 56.51	173.234,-0.536638	16.3 ± 1.4
Sculptor	287.53, -83.16	15.0385,-33.7057	18.5 ± 0.1
Segue I	220.48, 50.43	151.771,16.0825	19.4 ± 0.3
Sextans	243.50, 42.27	153.261,-1.61714	17.5 ± 0.2
Ursa Major II	152.46, 37.44	132.871,63.134	19.4 ± 0.4
Ursa Minor	104.97, 44.80	227.28,67.2251	18.9 ± 0.2
Willman 1	158.58, 56.78	162.336,51.0487	18.9

Fonte: Adaptada de ALBERT *et. al.* (8)

Para a realização deste estudo, há duas alternativas de software disponíveis: Fermipy e Fermitools. Entre essas opções, decidimos utilizar o Fermipy devido à sua robustez e capacidade de atender aos objetivos específicos da pesquisa. Além disso, o Fermipy foi desenvolvido em Python, o que o torna mais intuitivo e facilita a integração com outras ferramentas, como o *Scipy*, proporcionando maior conveniência no desenvolvimento da análise. Com base nessa escolha, podemos prosseguir para a discussão dos resultados obtidos.

5.1 Seleção de Dados

Para acessar os dados da pesquisa, basta visitar o LAT Photon, Event, and Spacecraft Data Query. Nessa página, tem-se disponível uma interface de consulta para acessar o banco de dados do Fermi-LAT, onde se faz necessário definir o tempo de observação, a faixa de energia, a região de interesse (ROI) e a grade angular em torno da ROI. Para o período de 6 anos, utilizamos os tempos de observação de 4 de agosto de 2008 a 5 de agosto de 2014, e para o período de 14 anos, utilizamos os dados de 4 de agosto de 2008 a 5 de agosto de 2022. A faixa de energia abrange de 500 MeV a 500 GeV. É importante ressaltar que cada análise é realizada com uma grade angular de $10^\circ \times 10^\circ$ ao redor da região de interesse (ROI). Na Figura 17 mostramos uma captura da tela da página como um exemplo dos requisitos para a galáxia Draco.



LAT Photon, Event, and Spacecraft Data Query

Object name or coordinates:

Coordinate system:

Search radius (degrees):

Observation dates:

Time system:

Energy range (MeV):

LAT data type:

Spacecraft data:

Figura 17 – Exemplo de consulta para galáxia Draco, em coordenadas galáticas, calendário gregoriano e faixa de 500 a 500000 MeV.

Disponível em: Fermi-LAT Query

5.2 Processamento de dados

Uma vez que tenhamos os dados em mãos, podemos proceder com a análise astrofísica. No entanto, é importante determinar qual análise é a mais adequada para atingir nossos objetivos. Para o nosso propósito, optamos por uma análise binada, pois, como discutido anteriormente, ela torna a análise mais eficiente computacionalmente. No fermipy, para realizar uma análise binada, é necessário criar uma instância de um objeto `GTAnalysis()` e fornecer um arquivo YAML contendo todas as configurações desejadas. Um exemplo pode ser visto na figura 18.

```

data:
  evfile : ft1.lst
  scfile : ft2.fits
  ltcube : ltcube.fits

binning:
  roiwidth : 10.0
  binsz : 0.1
  binsperdec : 8

selection :
  emin : 100
  emax : 316227.76
  zmax : 90
  evclass : 128
  evtype : 3
  tmin : 239557414
  tmax : 428903014
  filter : null
  target : 'mkn421'

gtlike:
  edisp : True
  irfs : 'P8R2_SOURCE_V6'
  edisp_disable : ['isodiff','galdiff']

model:
  src_roiwidth : 15.0
  galdiff : '$FERMI_DIFFUSE_DIR/gll_iem_v06.fits'
  isodiff : 'iso_P8R2_SOURCE_V6_v06.txt'
  catalogs : ['3FGL']

```

Figura 18 – Exemplo de estrutura do arquivo Yaml para análise no Fermipy.
Disponível em: Documentação Fermipy

Neste arquivo, é possível configurar várias especificidades da análise que nos interessa*. No nosso caso, faremos duas análises distintas. A primeira será realizada com base nos dados de 6 anos, seguindo exatamente as configurações descritas em (8), onde o leitor pode encontrar o arquivo YAML correspondente aqui. A segunda análise será conduzida com modelos atualizados de ruído de fundo, IRFs e catálogos, conforme especificado no arquivo YAML 14 anos. Para ambos os casos, dividimos os intervalos de energia em 24 bins, espaçados de forma logarítmica. A região de interesse foi discretizada em 0.1° . Além disso, incluímos as fontes pontuais localizadas dentro de 15° da R.O.I. no modelo de fundo. As galáxias anãs da tabela 02 foram modeladas como fontes pontuais assumindo, em princípio, que o espectro de energia segue uma lei de potência $\frac{dN}{dE} \propto E^{-\Gamma}$, com um índice espectral $\Gamma = 2$, deixando a normalização do fluxo de energia como um parâmetro a ser estimado. Com isso, podemos aplicar a análise de verossimilhança binada para verificar se há um excesso de raios gama provenientes de nossas fontes de interesse. Os resultados estão apresentados na figura 19 para os dados de 6 anos e na figura 20 para os dados de 14 anos.

* Recomendo a leitura da documentação YAML para obter uma discussão detalhada de cada item presente nesse arquivo

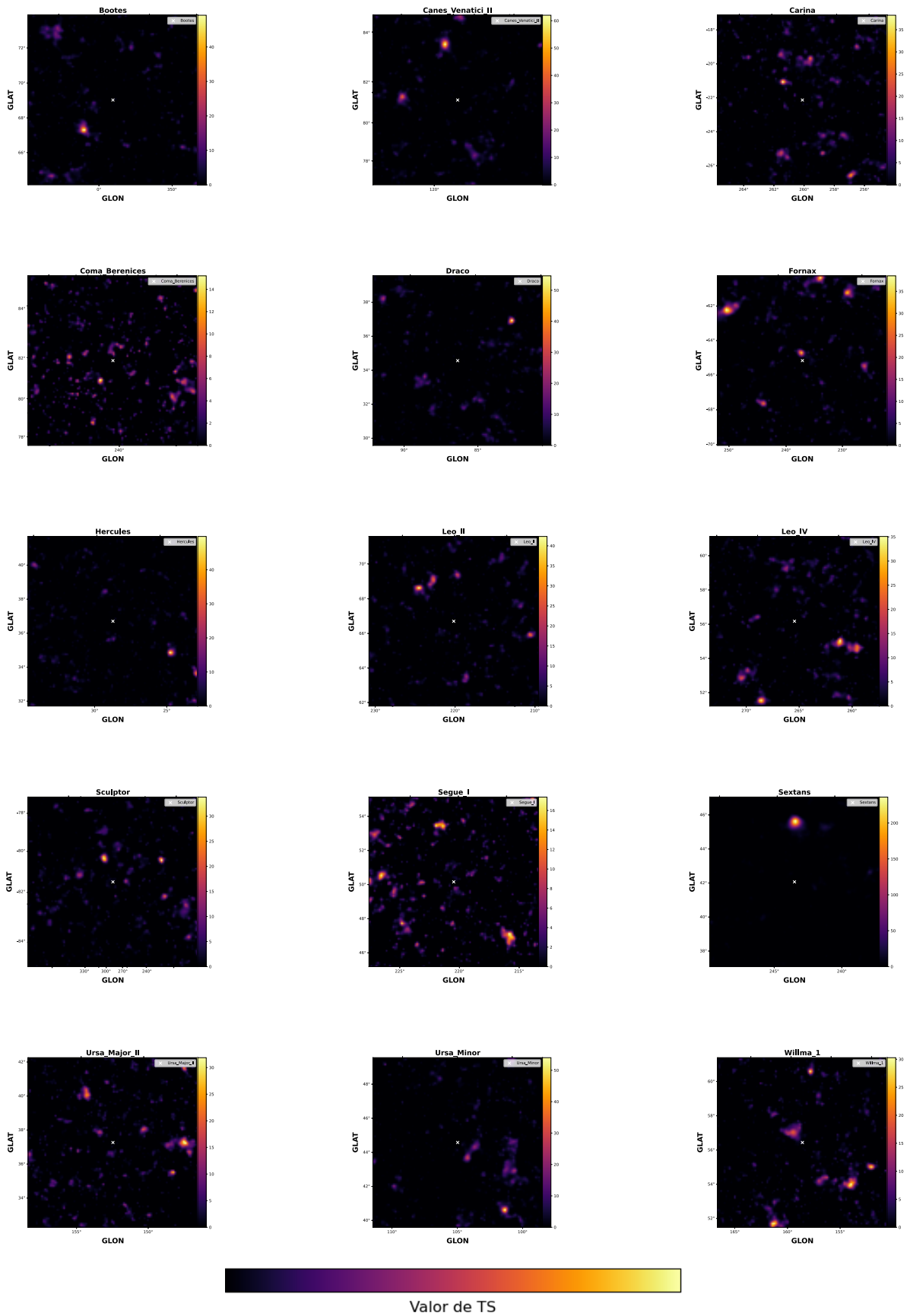


Figura 19 – Mapas de TS para os 15 alvos listados na tabela 02, para os dados de 6 nos do Fermi-LAT

Fonte: Elaborada pelo autor.

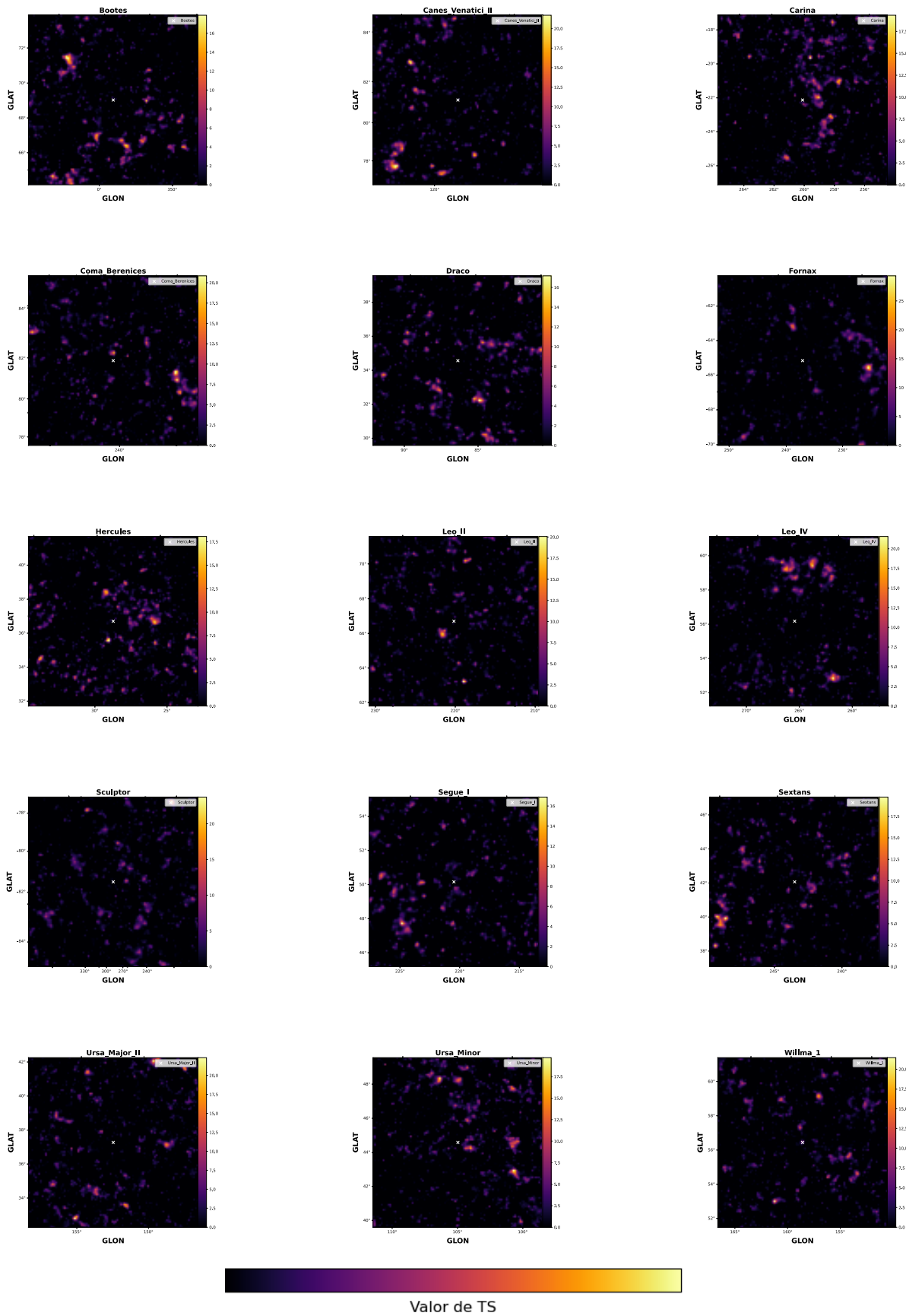


Figura 20 – Mapas de TS para os 15 alvos listados na tabela 02, para os dados de 14 anos do Fermi-LAT

Fonte: Elaborada pelo autor.

Tabela 3 – TS máximos obtidos para as galáxias da tabela 02, para os dados de 14 anos.

Galaxia	TS
Bootes I	0.0
Canes Venaticci II	0.7
Carina	0.0
Coma Berenices	0.0
Draco	0.0
Fornax	0.1
Hercules	0.1
Leo II	0.0
Leo IV	0.0
Sculptor	1.4
Segue I	0.0
Sextans	0.1
Ursa Major II	0.0
Ursa Minor	0.1
Wilma I	7.5

Fonte: Elaborada pelo autor.

Dessa forma, verificamos que não há excesso de raios gamas advindas das regiões observadas para os dados de 6 anos, assim como o resultado da colaboração Fermi-LAT (8), bem como para os dados de 14 anos, destacado na tabela 3. Como não houve detecção, o fluxo de energia, em cada bin energético e para cada galáxia, irão se comportar como uma distribuição do χ^2 , sendo assim, podemos estabelecer limites superiores, como já discutido no capítulo 3. De forma que, ao utilizar normalizações corretas, pode-se estabelecer os limites a 95% para este observável, como mostrado nas figuras 21 e 23. Na figura 21 podemos observar que, para os dados de 6 anos, nenhuma faixa de energia de qualquer galáxia, o modelo da lei de potência descreveu melhor os dados em comparação com o ruído de fundo. Esses resultados são consistentes com os obtidos pela colaboração Fermi-LAT, como ilustrado na figura 22. Onde pode-se observar uma certa discrepância entre os limites obtidos. No entanto, é esperado que ocorram diferenças devido às atualizações nos softwares de minimização utilizados. Além disso, é importante ressaltar que tais estimações foram realizadas por meio de tecnologias distintas. Nas análises realizadas pela colaboração Fermi-LAT, foram utilizadas versões antigas do Science Fermitools, enquanto em nosso trabalho, todos os resultados foram obtidos utilizando o versões mais recentes do Fermipy.

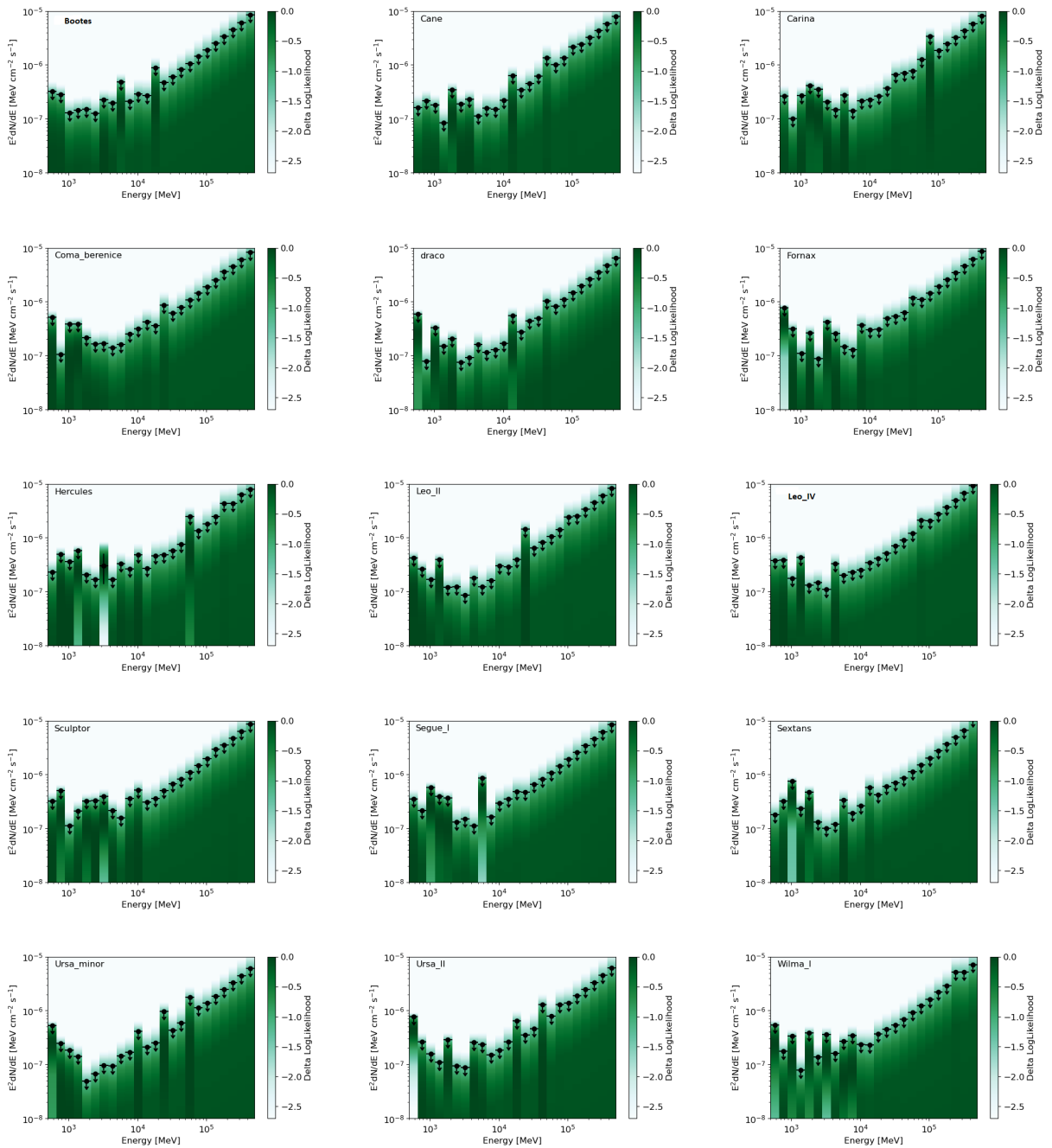


Figura 21 – Limites superiores integrados de fluxo de energia bin por bin com um nível de confiança de 95%, assumindo um modelo de fonte pontual para os 15 alvos listados na Tabela 02, para os dados de 6 anos do Fermi-LAT.

Fonte: Elaborada pelo autor.

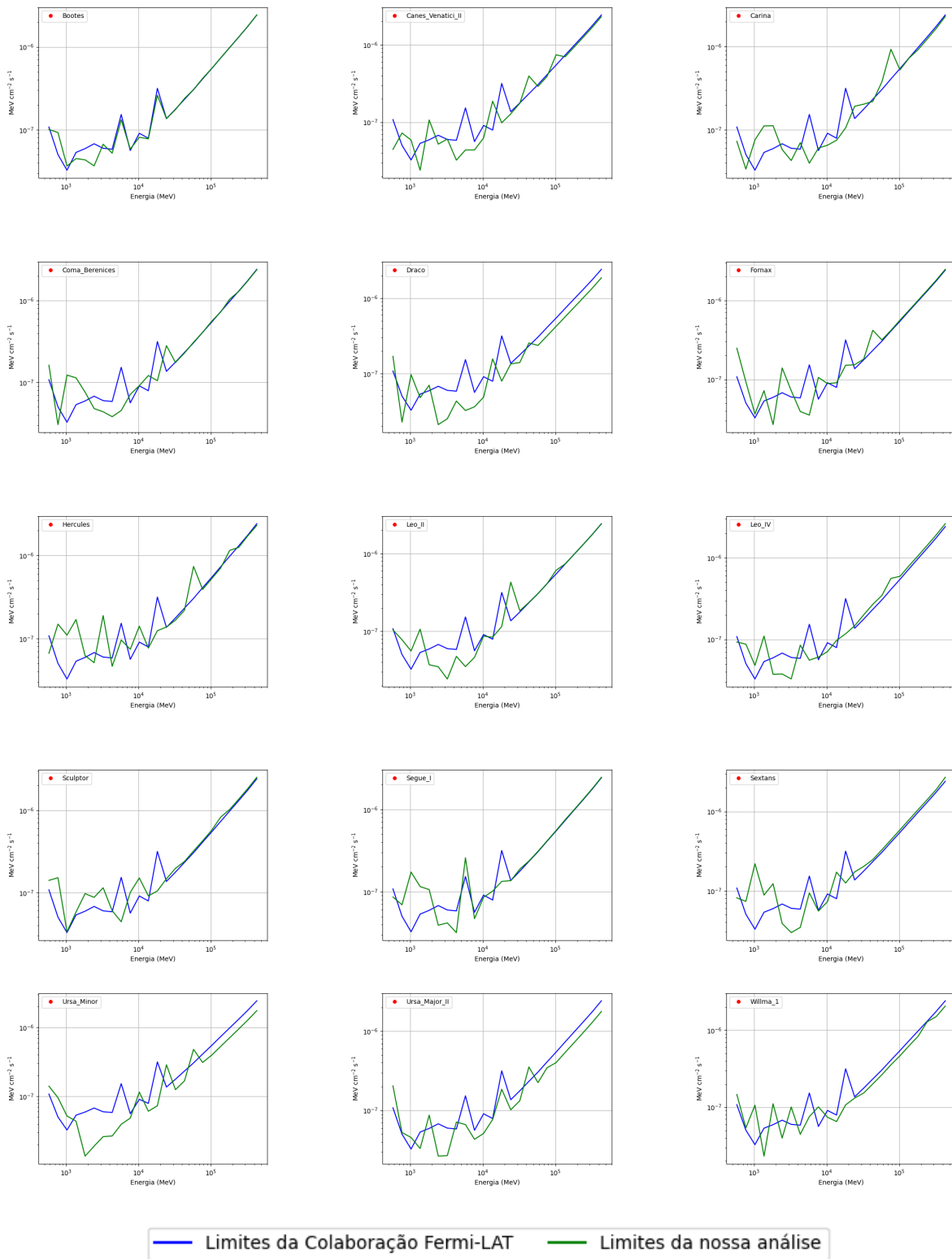


Figura 22 – Comparação dos Limites superiores integrados de fluxo de energia bin por bin com um nível de confiança de 95% para as 15 galáxias da Tabela 02, obtidos pela colaboração Fermi-LAT(7) e por nós para os dados de 6 anos.

Fonte: Elaborada pelo autor.

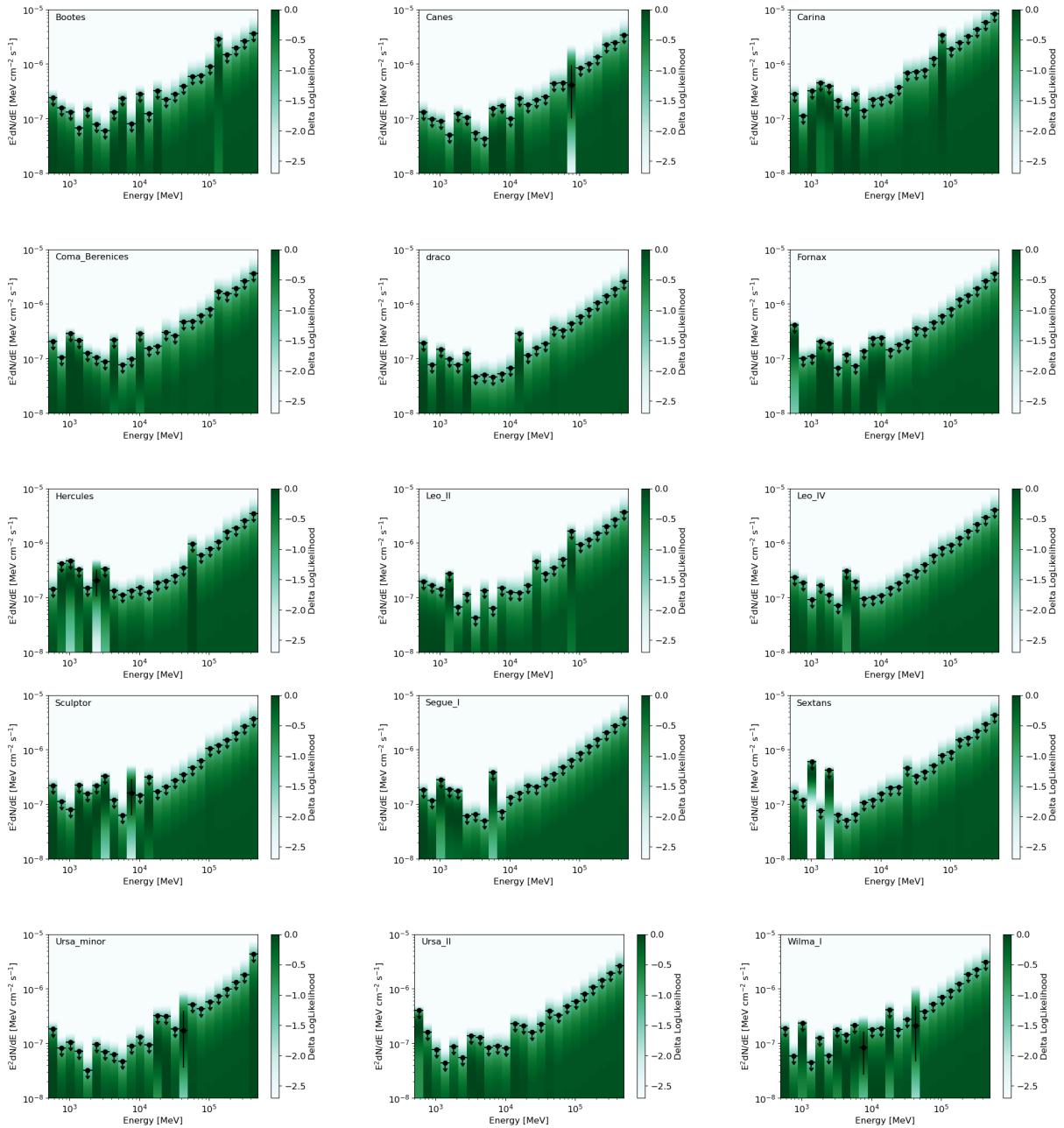


Figura 23 – Limites superiores integrados de fluxo de energia bin por bin com um nível de confiança de 95%, assumindo um modelo de fonte pontual para os 15 alvos listados na Tabela 02, para os dados de 14 anos do Fermi-LAT.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Para os dados de 14 anos, podemos observar que em algumas galáxias existem faixas de energias em que o modelo de lei de potência descreve melhor as observações. Um exemplo disso é o décimo bin da galáxia Wilma 1. No entanto, isso não implica que há uma fonte de raios gama que justifique esse fenômeno. De forma que, ao realizar a análise conjunta desses bins, conforme especificado na seção 4.3, não é observada uma detecção real, apenas um aumento no valor de TS, como indicado na tabela 03.

Uma vez que os limites superiores em fluxo de energia para os dados de 6 e 14 anos foram calculados, podemos comparar a relação entre eles e verificar se há consistência. É importante notar que, com o aumento do tempo de observação, os limites estatísticos impostos nos parâmetros de interesse se tornam cada vez mais restritivos, conforme discutido na referência. (9) Portanto, é esperado que para tempos de observação de 14 anos, os limites superiores sejam mais baixos quando comparados aos de 6 anos, e essa tendência pode ser observada na Figura 24.

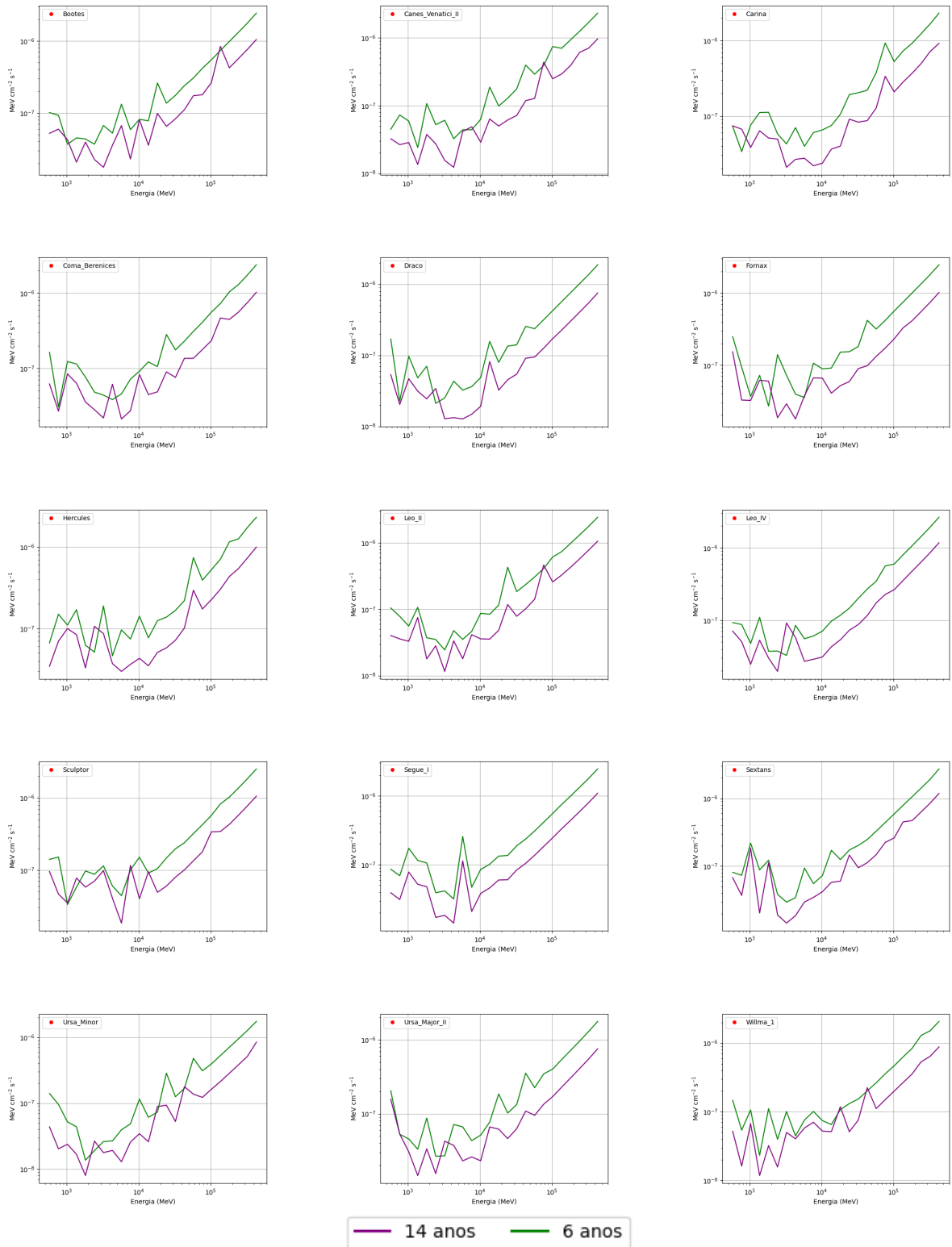


Figura 24 – Comparando os limites superiores de fluxo de energia integrado bin por bin com um nível de confiança de 95% referentes aos dados de 6 e 14 anos do telescópio Fermi-LAT, para os alvos da tabela 02 .

Fonte: Elaborada pelo autor.

5.3 Limites nas seções de choque

Uma vez que compreendemos a relação entre o fluxo de energia calculado para o modelo de lei de potência e TS, podemos estender essa relação para o fluxo de energia esperado da aniquilação de matéria escura. Isso nos permite criar intervalos de confiança para o parâmetro de interesse, que, no nosso caso, é a seção de choque de aniquilação $\langle\sigma v\rangle$. Para uma melhor entendimento vamos nos aprofundar nessa discussão.

5.3.1 Fluxo de matéria escura esperado

O fluxo de energia matéria escura esperado, que a partir deste momento vou me referir como Φ_E , pode ser obtido integrando a equação (3.4), em intervalos de energias desejados. Ou seja, como estamos interessados em fazer uma análise binada, devemos, calcular Φ_E para os bins de energias que criamos ao configurar o arquivo YAML. Para realizar esse procedimento, é necessário utilizar o espectro de aniquilação de matéria escura, que, como discutido anteriormente, depende do modelo adotado. Neste trabalho, foi utilizado um modelo com uma razão de ramificação de 100% para pares de partículas do Modelo Padrão (quarks, léptons e bósons). Para obter esses espectros, é possível utilizar o método DMFIT, que realiza consultas em um banco de dados gerado pelo programa Pythia. O Pythia simula eventos de colisões físicas de alta energia e pode gerar os estados finais de fótons, ou seja, o espectro para os pares de partículas do Modelo Padrão que são do nosso interesse.(76) Além disso, precisamos dos fatores J, que neste caso, empregamos o mesmos utilizados na referência (8), qual foi nossa referência de estudo. Com essas considerações, podemos calcular o Φ_E , como mostrado na figura 25, onde ver-se diferentes fluxos de energia para partículas de ME, para as respectivas massas: 6 GeV, 250 GeV e 10000 GeV. Tal processo, foi calculado assumindo 100% de aniquilação de ME em pares de $\bar{b}b$, com $\langle\sigma v\rangle = 3 \times 10^{-26} \text{cm}^2/\text{s}$, provenientes da galáxia Bootes I.

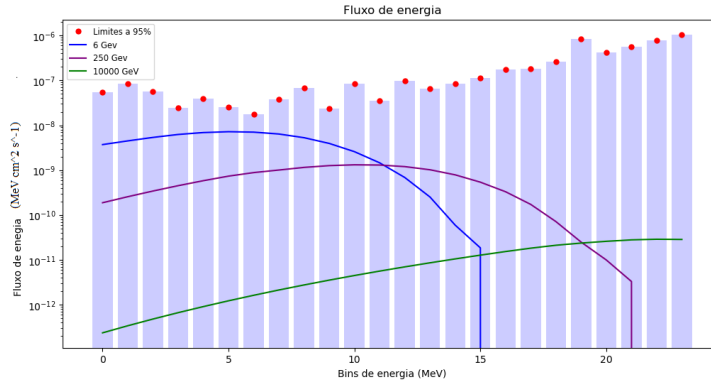


Figura 25 – Fluxo de energia esperado calculado para diferentes massas, no canal $\bar{b}b$, para Bootes I, comparado com o limites em fluxo de energia obtidos, utilizando o modelo de lei de potência, para os tempos de observação de 14 anos do telescópio Fermi-LAT.

Fonte: Elaborada pelo autor.

5.3.2 Estimando os limites em $\langle\sigma v\rangle$

Após realizar o cálculo dos valores de Φ_E para cada intervalo de energia associado aos bins pré-configurados, é necessário estabelecer a relação desses valores com os resultados de TS. Essa relação é determinada a partir da correspondência, previamente calculada, entre o fluxo de energia de lei de potência e distribuição do χ^2 . Essa abordagem nos permite obter as funções de verossimilhança para Φ_E em cada bin energético, possibilitando a combinação dessas funções, de acordo com o procedimento descrito na seção 4.3. O resultado desta combinação nos fornece a curva de verossimilhança global para Φ_E^\dagger . Este procedimento é importante, pois ao realizar as normalizações de forma adequada, podemos relacionar essa curva de verossimilhança global à seção de choque de aniquilação, ou seja, conseguimos estabelecer uma relação direta entre $\langle\sigma v\rangle$ e TS. Sendo assim, o limite superior de $\langle\sigma v\rangle$ a 95% será exatamente no ponto em que o valor de $\langle\sigma v\rangle$ é cortado por $TS = 2.71$. Na figura 26, vemos o resultado deste procedimento, onde Φ_E é calculado para a galaxia Bootes I, utilizando uma massa de 10000 GeV, se aniquilando em pares de $\bar{b}b$. Além disso, vale enfatizar que tais TS, foram obtidos das relações previamente obtidas, dos fluxos de energia para o modelo de lei potência utilizando os dados observacionais de 6 e 14 anos.

[†] Note que esta curva está associada ao modelo de ME, massa e fator J que foram utilizados para obtenção do Φ_E

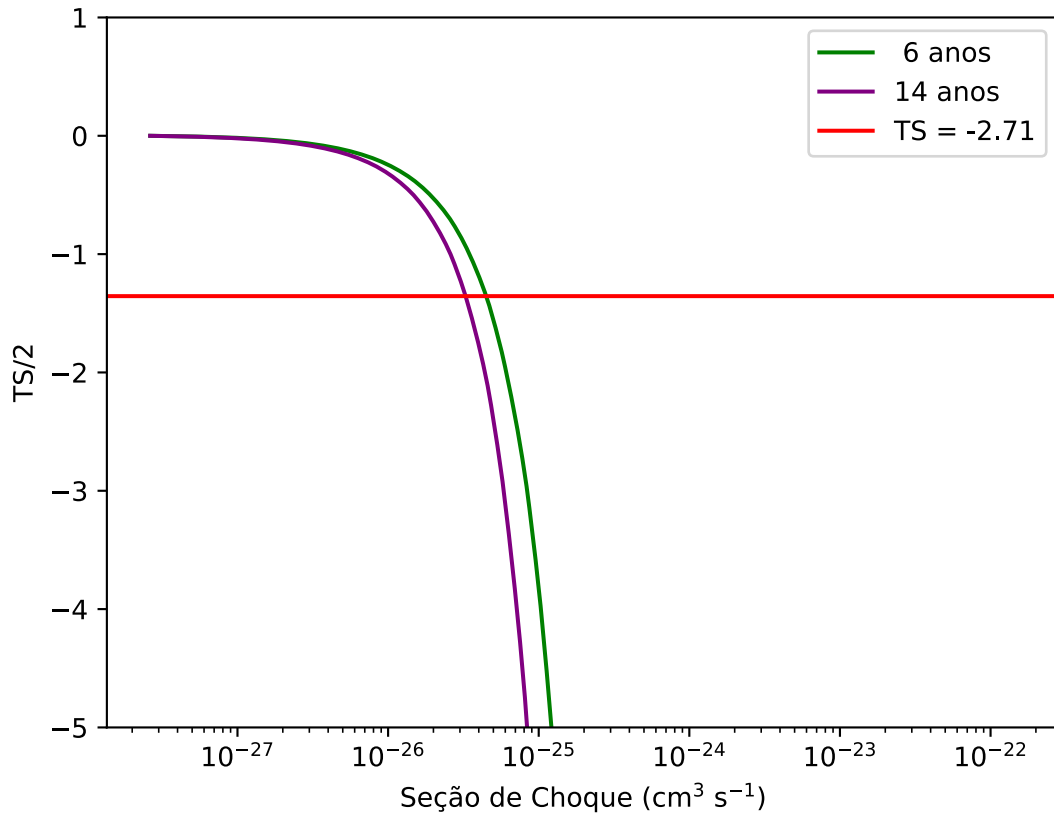


Figura 26 – Relação entre TS e seção de choque de aniquilação, para o canal $b\bar{b}$, obtido utilizando a galáxia Bootes I e uma massa de ME de 10000 GeV, utilizando os dados do Telescópio Fermi-LAT.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Dessa forma, podemos repetir este procedimento para massas 6 GeV a 10000 GeV [‡], o que nos permite criar as curvas de limite superior a 95% para $\langle\sigma v\rangle$ em função da massa. Realizando este procedimento para todas as galáxias anãs da tabela 02 obtemos a figura 27.

[‡] Esse range de massas em específico é devido aos limites de sensibilidade do Telescópio Fermi-LAT.

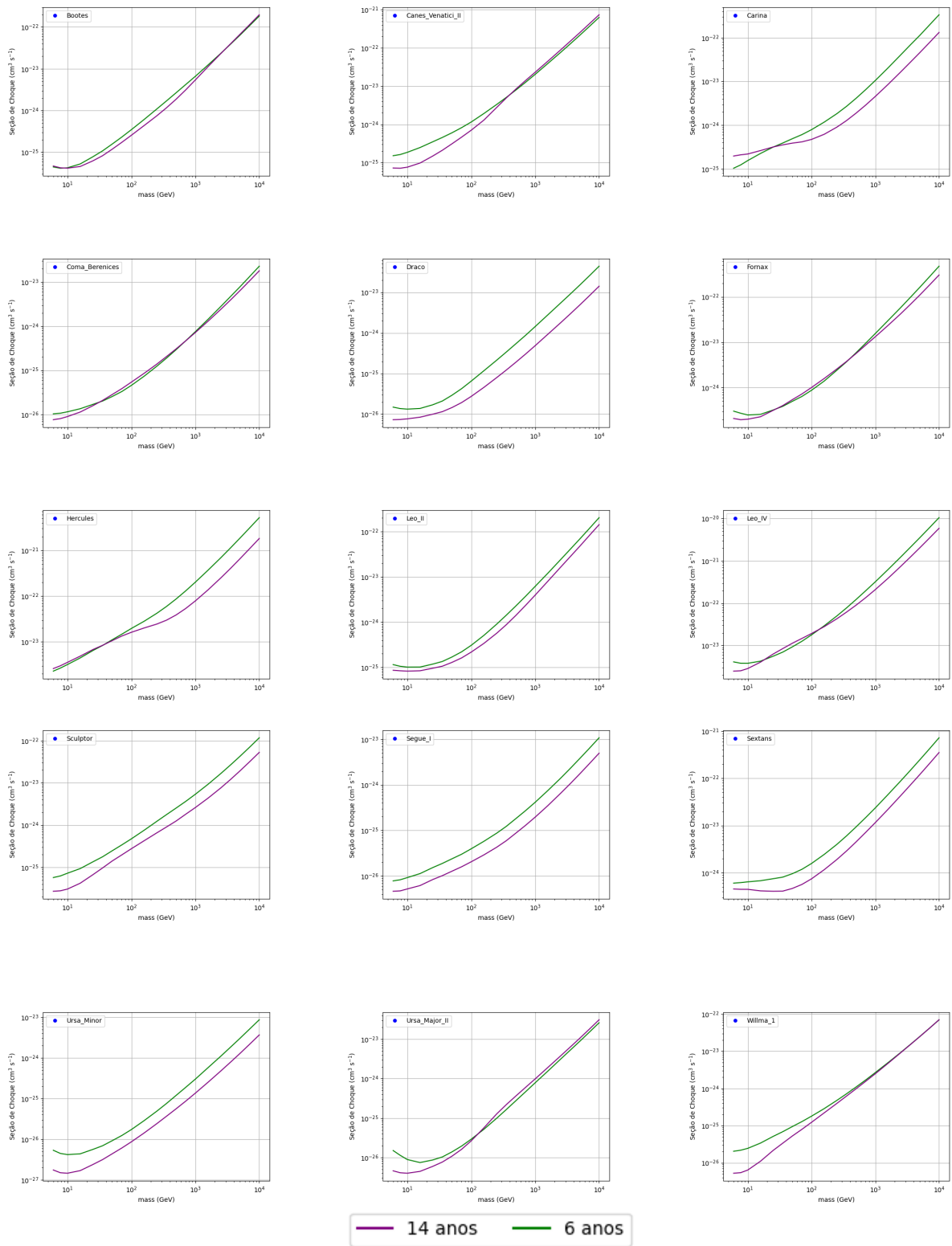


Figura 27 – Curvas de $\langle\sigma v\rangle$ em função da massa, para as galáxias anãs alvos listadas na tabela 02, para o canal $b\bar{b}$ utilizando os dados do telescópio Fermi-LAT

Fonte: Elaborada pelo autor.

Com as curvas de verossimilhanças globais obtida para as diferentes galáxias e respectivas massas, podemos estabelecer limites mais restritivos ao combinar as curvas de verossimilhança globais para todas galáxias anãs, conforme explicado na seção (4.3) e mostrado na figura 28, para os dados de 6 anos

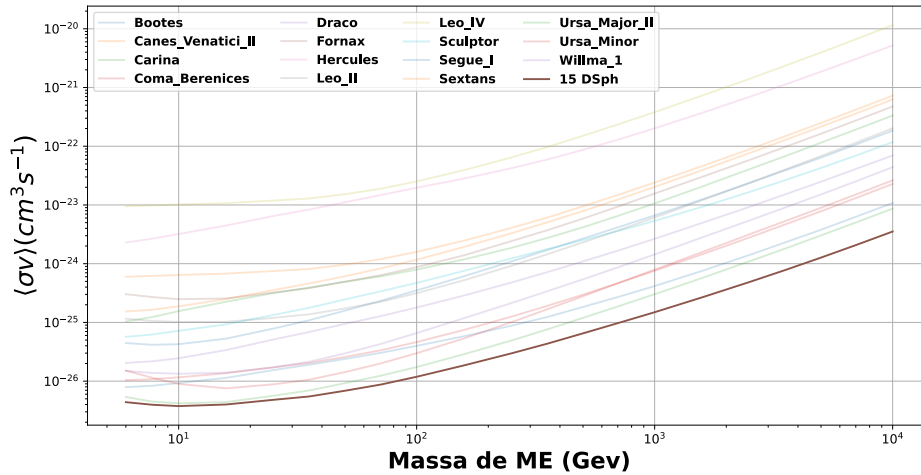


Figura 28 – A curva opaca representa o limite combinado para o canal $\bar{b}b$, enquanto as curvas translúcidas correspondem aos limites individuais para este mesmo canal, considerando as 15 galáxias-alvo listadas na Tabela 02 e com base em 6 anos de observações realizadas pelo telescópio Fermi-LAT

Fonte: Elaborada pelo autor.

Sendo assim, podemos comparar o nosso resultado com o da colaboração Fermi-LAT obtidos na referência (8), apresentado na figura 29, afim de avaliar o quão crível é o nosso resultado.

O resultado da colaboração Fermi-LAT, é obtido assumindo um $TS_{max} = 0$ para todas as fontes, essa abordagem é interessante pois este é o resultado esperado para o caso de não haver detecção. De forma geral, essa consideração é uma especie de idealização, tendo em vista que dificilmente o TS_{max} será absolutamente 0 para todos os alvos. No entanto, a curva esperada serve como uma métrica para verificar se o nosso limite combinado esta de acordo com o esperado. Na figura 29 podemos ver, que ha uma boa aderência entre o nosso resultado com a curva esperada. Apesar de haver pequenas discrepâncias que são causadas devido TS_{max} não ser absolutamente 0, além das diferenças nos softwares e nas metodologias de minimização, que podem levar a valores ligeiramente diferentes de estimação. Após calcular a curva de limite combinado para um período de 6 anos, podemos excluir com 95% de confiança as seções de choque de aniquilação correspondentes a diferentes massas do modelo de matéria escura em estudo. Isso significa que quaisquer valores de seção de choque de aniquilação que estejam acima da curva verde, como

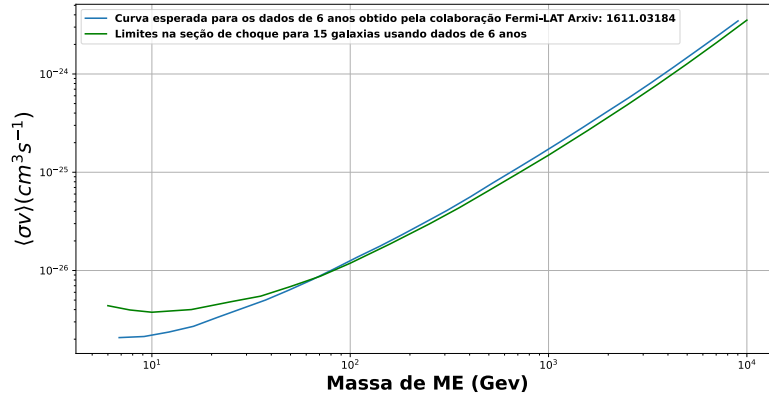


Figura 29 – Curva de limite superior combinado a 95% de nível confiança para $\langle\sigma v\rangle$ em função da massa, para o canal $\bar{b}b$, utilizando as galaxias anãs da tabela 02 e tempo de observação de 6 anos, comparado com a curva esperada obtida pela colaboração Fermi-LAT. (8)

Fonte: Elaborada pelo autor.

representado na figura 29, devem ser descartados. Repetindo os procedimentos anteriores para os dados de 14 anos, podemos também excluir as seções de choque do nosso modelo com base nessas observações mais longa. O resultado obtido para o período de 14 anos é apresentado na figura 30.

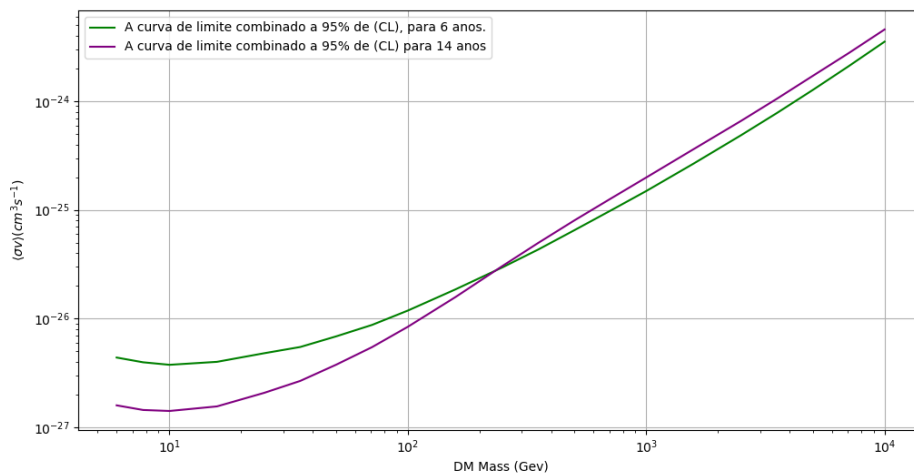


Figura 30 – Curvas de limite superior combinado a 95% de nível confiança para $\langle\sigma v\rangle$ em função da massa, para o canal $\bar{b}b$, utilizando as galaxias anãs da tabela 02 e tempos de observação de 6 e 14 anos.

Fonte: Elaborada pelo autor.

De maneira geral, é esperado que esses limites se tornem mais restritivos com tempos de observação mais longos. No entanto, não é o que observamos. Para verificar isso, podemos analisar os resultados obtidos por CHARLES, E. *et. al.* (9), reproduzidos aqui na Figura 31.

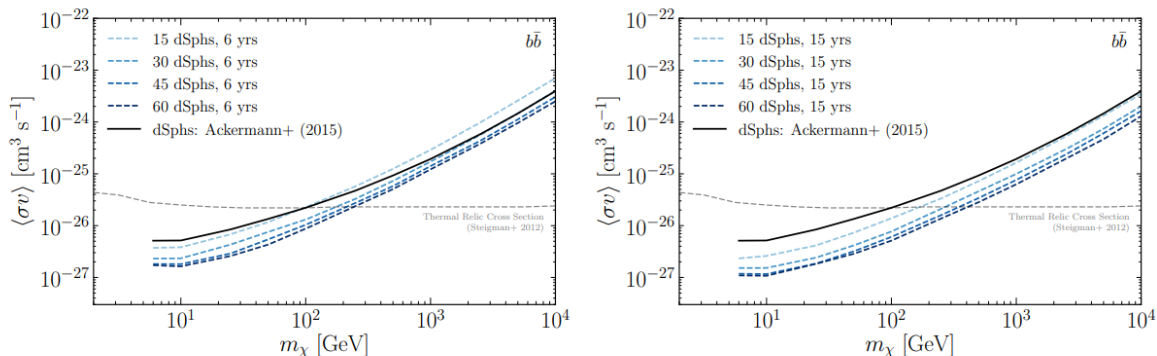


Figura 31 – Limites projetados para a seção de choque de aniquilação de WIMP a partir da análise conjunta de Galáxias anãs. A Curva preta, representa a curva de limite observado para de seção de choque calculada utilizando os dados da referência (9). Enquanto as demais, representam as curvas de limite esperado para o número de galaxia e tempo observado.

Fonte: CHARLES *et. al.* (9)

Nessa figura, podemos comparar a curva de limite observado[§] para $\langle\sigma v\rangle$ obtido pela colaboração Fermi-LAT (9) com as projeções correspondentes as curvas de limites mediano esperado, para diferentes quantidades de galáxias anãs e período de observação, com base em 200 simulações realizadas. Observamos que, para regiões acima de 100GeV , a curva de limite observado para os dados de 6 anos da colaboração Fermi-LAT (linha preta sólida) tende a apresentar uma menor inclinação em relação às curvas de limite mediano esperado, levando-as se aproximar das curvas de limite esperado para as simulações de 15 anos. Isso indica que ha uma sobrestimação em $\langle\sigma v\rangle$ para os dados de 6 anos em regimes de massas $> 100\text{GeV}$. Portanto, as curvas de seção de choque para períodos de observação inferiores a 15 anos podem apresentar restrições menos severas para as mesmas massas, exatamente como verificamos na nossa curva de limite observado com dados de 14 anos, como mostrado na figura 30. É interessante notar que o ponto de cruzamento das curvas ocorre exatamente na mesma faixa de menor inclinação observada no resultado da colaboração Fermi-LAT de 6 anos, como mostrado na Figura 31. Demonstrando assim a consistência dos nossos resultados. Além disso, a curva de verossimilhança conjunta para os dados de 14 anos apresenta um valor máximo de TS diferente de zero para massas acima de 1000GeV , o que na prática faz conduzir os limites serem menos restritivos. Para

[§] Curva de limite observado e Curva de limite combinado são a mesma coisa

finalizar, reproduzimos os procedimentos descritos acima para a o canal $\tau^+\tau^-$ na figura 32.

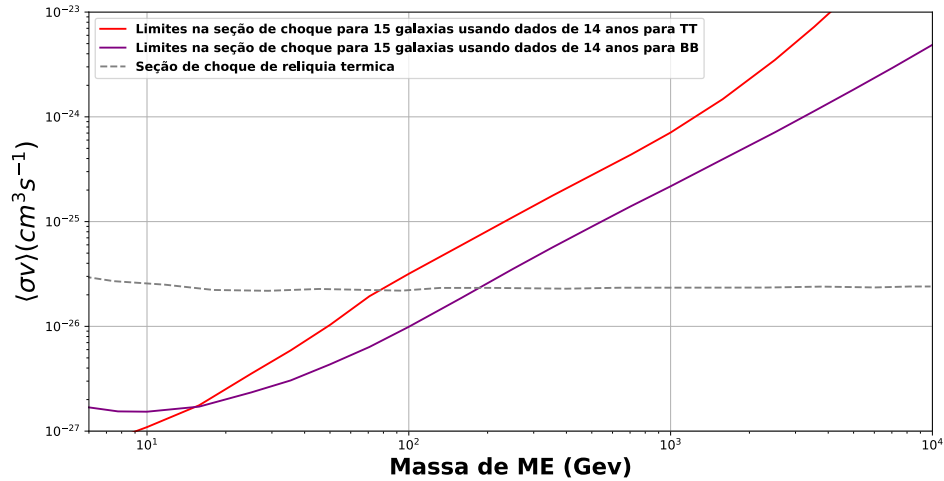


Figura 32 – As curvas sólidas representam o limite combinado para os dados de 14 anos para os alvos da tabela 02. Enquanto a tracejada se refere a seção de choque de aniquilação térmica para diferentes massas

Fonte: Elaborada pelo autor.

É importante notar que o limite combinado para os dados de 14 anos nos canais $\tau^+\tau^-$ e $b\bar{b}$ coincide com a seção de choque da relíquia térmica em uma faixa que é aproximadamente abaixo de $\lesssim 75\text{GeV}$ e 110GeV , respectivamente. Esse resultado é significativo, uma vez que a exclusão da seção de choque da relíquia térmica impõe restrições à massa do modelo de matéria escura em questão.

6 CONCLUSÃO

Neste trabalho, investigamos a natureza da matéria escura, como uma partícula que não apresenta carga elétrica. De forma, que sua presença na natureza foi notada através da gravidade. Sendo assim, nos deparamos com o desafio de encontrar modelos que estejam em conformidade com os dados observacionais, o que nos levou à descoberta dos WIMPs e aos estudos de detecção indireta através de raios gama.

Uma vez que foi definido o canal de estudo, optamos por trabalhar com galáxias anãs, pela falta de processos que justifique a emissão de raios gama além da sua proximidade com a terra, tornando-os objetos excelentes para investigação de raios gama advindos de possível aniquilação de ME

A princípio, conseguimos reproduzir os dados da colaboração (7) tanto para fluxo de energia tanto para o limite em seção de choque desconsiderando incertezas no fator J . Depois estendemos esses resultados para 14 anos onde não foi observado nenhum excesso significativo que justifique um possível sinal de raio gama advinda de qualquer uma das 15 galáxias analisadas nesse estudo. Sendo assim, não identificamos sinal de aniquilação de ME para estas galáxias para tal tempo de observação. No entanto, utilizando os métodos estatísticos discutidos no capítulo 3, estabelecemos limites com um nível de confiança de 95% para a seção de choque de aniquilação no canal $\bar{b}b$, considerando uma razão de ramificação de 100% com base no espectro de um modelo genérico de WIMPs. Tais resultados, apresentaram restrições para $\langle\sigma v\rangle$, que melhoram os limites para partículas de matéria escura com massas inferiores à 100 GeV. No entanto, os limites para massas superiores à 100 GeV são menores do que aqueles obtidos com 6 anos, o que parece ser contraditório, mas que é devidamente justificado no capítulo 4 como sendo devido à uma combinação de flutuações estatísticas do sinal de raios gama, positiva com os dados de 14 anos, e negativa nos dados de 6 anos.

Neste trabalho, aprimoramos o código fornecido pela colaboração Fermi-LAT, automatizando o cálculo dos limites na seção de choque de aniquilação para diferentes massas, tempos de observação e galáxias anãs esferoidais. Além disso, desenvolvemos um código para calcular o limite combinado, permitindo-nos avaliar limites em diferentes modelos de matéria escura, em qualquer galáxia e período de observação desejados. Dessa forma, a principal contribuição deste trabalho é a criação de um framework de análise de dados para o cálculo de limites de seção de choque em diferentes galáxias anãs e períodos de observação

Quanto às perspectivas futuras, planejamos aprimorar esses limites, aplicando uma análise astronômica mais rigorosa e atualizando catálogos e IRFs. Além disso, temos a

intenção de expandir esses resultados para incluir mais galáxias e explorar outros modelos de matéria escura, a fim de aproveitar ao máximo essa ferramenta.

REFERÊNCIAS

- 1 BABCOCK, H. W. The rotation of the andromeda nebula. **Lick Observatory Bulletin**, v. 19, p. 41–51, 1939. DOI :10.5479/ADS/bib/1939LicOB.19.41B.
- 2 RUBIN V. C.; FORD JR, W. Rotation of the andromeda nebula from a spectroscopic survey of emission regions. **Astrophysical Journal**, v. 159, p. 379, 1970. DOI: 10.1086/150317.
- 3 ROBERTS, M. S.; WHITEHURST, R. N. The rotation curve and geometry of m31 at large galactocentric distances. **Astrophysical Journal**, v. 201, p. 327–346, 1975. DOI: 10.1086/153889.
- 4 CARIGNAN, C. *et al.* The extended hi rotation curve and mass distribution of m31. **Astrophysical Journal**, v. 641, n. 2, p. L109, 2006.
- 5 FREEMAN, K. C. On the disks of spiral and s0 galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 160, p. 811, 1970. DOI: 10.1086/150474.
- 6 CIRELLI, M. *et al.* Pppc 4 dm id: a poor particle physicist cookbook for dark matter indirect detection. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 2011, n. 03, p. 051, 2011.
- 7 ACKERMANN, M. *et al.* The fermi galactic center gev excess and implications for dark matter. **Astrophysical Journal**, v. 840, n. 1, p. 43, 2017.
- 8 ALBERT, A. *et al.* Searching for dark matter annihilation in recently discovered milky way satellites with fermi-lat. **Astrophysical Journal**, v. 834, n. 2, p. 110, 2017.
- 9 CHARLES, E. *et al.* Sensitivity projections for dark matter searches with the fermi large area telescope. **Physics Reports**, v. 636, p. 1–46, 2016. DOI: 10.1016/j.physrep.2016.05.001.
- 10 GERINGER-SAMETH, A.; KOUSHIAPPAS, S. M.; WALKER, M. Dwarf galaxy annihilation and decay emission profiles for dark matter experiments. **Astrophysical Journal**, v. 801, n. 2, p. 74, 2015.
- 11 ADE, P. A. *et al.* Planck 2015 results xiii. cosmological parameters. **Astronomy & Astrophysics**, v. 594, p. A13, 2016. DOI: 10.1051/0004-6361/201525830.
- 12 ZWICKY, F. Die rotverschiebung von extragalaktischen nebeln. **Helvetica Physica Acta**, v. 6, p. 110–127, 1933.
- 13 BERTONE, G.; HOOPER, D. History of dark matter. **Reviews of Modern Physics**, v. 90, n. 4, p. 045002, 2018.
- 14 ECKERT, D. *et al.* Constraints on dark matter self-interaction from the internal density profiles of x-cop galaxy clusters. **Astronomy & Astrophysics**, v. 666, p. A41, 2022. DOI: 10.1051/0004-6361/202243205.
- 15 ALPHER, R. A.; HERMAN, R. Evolution of the universe. **Nature**, v. 162, n. 4124, p. 774–775, 1948.

- 16 PENZIAS, A. A.; WILSON, R. W. A measurement of excess antenna temperature at 4080 mc/s. **Astrophysical Journal**, v. 142, p. 419–421, 1965. DOI: 10.1086/148307.
- 17 FIXSEN, D. *et al.* The cosmic microwave background spectrum from the full coBE* firas data set. **Astrophysical Journal**, v. 473, n. 2, p. 576, 1996.
- 18 BENNETT, C. L. *et al.* The microwave anisotropy probe* mission. **Astrophysical Journal**, v. 583, n. 1, p. 1, 2003.
- 19 MONTANARI, F.; DURRER, R. Analytic approach to baryon acoustic oscillations. **Physical Review D**, APS, v. 84, n. 2, p. 023522, 2011.
- 20 SEO, H.-J.; EISENSTEIN, D. J. Probing dark energy with baryonic acoustic oscillations from future large galaxy redshift surveys. **Astrophysical Journal**, v. 598, n. 2, p. 720, 2003.
- 21 KADOTA, K.; SEKIGUCHI, T.; TASHIRO, H. **A new constraint on millicharged dark matter from galaxy clusters**. 2016. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1602.04009>. Acesso 26 jun. 2023.
- 22 SIGURDSON, K. *et al.* Dark-matter electric and magnetic dipole moments. **Physical Review D**, APS, v. 70, n. 8, p. 083501, 2004.
- 23 HU, W. Structure formation with generalized dark matter. **Astrophysical Journal**, v. 506, n. 2, p. 485, 1998.
- 24 CUSHMAN, P. *et al.* **Snowmass CF1 summary: WIMP dark matter direct detection**. 2013. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1310.8327>. Acesso em: 26 jun. 2023.
- 25 BÉLANGER, G. *et al.* Micromegas 2.0: A program to calculate the relic density of dark matter in a generic model. **Computer Physics Communications**, v. 176, n. 5, p. 367–382, 2007.
- 26 ARBEY, A.; MAHMOUDI, F. Superiso relic v3. 0: a program for calculating relic density and flavour physics observables: Extension to nmssm. **Computer Physics Communications**, v. 182, n. 7, p. 1582–1583, 2011.
- 27 ARBEY, A.; MAHMOUDI, F. Superiso relic: A program for calculating relic density and flavor physics observables in supersymmetry. **Computer Physics Communications**, v. 181, n. 7, p. 1277–1292, 2010.
- 28 GOODMAN, M. W.; WITTEN, E. Detectability of certain dark-matter candidates. **Physical Review D**, APS, v. 31, n. 12, p. 3059, 1985.
- 29 TANABASHI, M. *et al.* Review of particle physics: particle data groups. **Physical Review D**, v. 98, n. 3, p. 1–1898, 2018.
- 30 AKERIB, D. *et al.* Limits on spin-dependent wimp-nucleon cross section obtained from the complete lux exposure. **Physical Review Letters**, APS, v. 118, n. 25, p. 251302, 2017.
- 31 ROSZKOWSKI, L.; SESSOLO, E. M.; TROJANOWSKI, S. Wimp dark matter candidates and searches—current status and future prospects. **Reports on Progress in Physics**, v. 81, n. 6, p. 066201, 2018.

-
- 32 VITALE, V.; MORSELLI, A. **Indirect search for dark matter from the center of the Milky Way with the Fermi-Large Area Telescope**. 2009. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/0912.3828>. Acesso em: 26 jun. 2023.
- 33 FUNK, S. Indirect detection of dark matter with γ rays. **Proceedings of the National Academy of Sciences**, v. 112, n. 40, p. 12264–12271, 2015.
- 34 ACHARYA, B. S. *et al.* **Science with the cherenkov telescope array**. 2017. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1709.07997>. Acesso em: 26 jun. 2023.
- 35 HINTON, J. A. *et al.* The status of the hess project. **New Astronomy Reviews**, v. 48, n. 5-6, p. 331–337, 2004.
- 36 ABREU, P. *et al.* **The Southern Wide-Field Gamma-Ray Observatory (SWG0): a next-generation ground-based survey instrument for vhe gamma-ray astronomy**. 2019. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1907.07737>. Acesso em: 26 jun. 2023.
- 37 WESTERHOFF, S. *et al.* Hawc: a next-generation all-sky gamma-ray telescope. **Advances in Space Research**, v. 53, n. 10, p. 1492–1498, 2014.
- 38 DUTTA, B.; STRIGARI, L. E. Neutrino physics with dark matter detectors. **Annual Review of Nuclear and Particle Science**, v. 69, p. 137–161, 2019.
- 39 CADOUX, F. *et al.* The ams-02 electromagnetic calorimeter. **Nuclear Physics B**, v. 113, n. 1-3, p. 159–165, 2002.
- 40 BONVICINI, V. *et al.* The pamela experiment in space. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A**, v. 461, n. 1-3, p. 262–268, 2001.
- 41 THORPE-MORGAN, C. *et al.* Annihilating dark matter search with 12 yr of fermi lat data in nearby galaxy clusters. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 502, n. 3, p. 4039–4047, 2021.
- 42 BELL, N. F. *et al.* Electroweak bremsstrahlung in dark matter annihilation. **Physical Review D**, APS, v. 78, n. 8, p. 083540, 2008.
- 43 BRINGMANN, T. *et al.* Fermi lat search for internal bremsstrahlung signatures from dark matter annihilation. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 2012, n. 07, p. 054, 2012.
- 44 BERGSTRÖM, L.; ULLIO, P.; BUCKLEY, J. H. Observability of γ rays from dark matter neutralino annihilations in the milky way halo. **Astroparticle Physics**, v. 9, n. 2, p. 137–162, 1998.
- 45 IBARRA, A.; GEHLER, S. L.; PATO, M. Dark matter constraints from box-shaped gamma-ray features. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 2012, n. 07, p. 043, 2012.
- 46 BERGSTRÖM, L. *et al.* Gamma-ray and radio constraints of high positron rate dark matter models annihilating into new light particles. **Physical Review D**, APS, v. 79, n. 8, p. 081303, 2009.

- 47 CONRAD, J.; REIMER, O. Indirect dark matter searches in gamma and cosmic rays. **Nature Physics**, v. 13, n. 3, p. 224–231, 2017.
- 48 ACKERMANN, M. *et al.* Fermi-lat observations of the diffuse γ -ray emission: implications for cosmic rays and the interstellar medium. **Astrophysical Journal**, v. 750, n. 1, p. 3, 2012.
- 49 BRINGMANN, T.; WENIGER, C. Gamma ray signals from dark matter: Concepts, status and prospects. **Physics of the Dark Universe**, v. 1, n. 1-2, p. 194–217, 2012.
- 50 TEMPEL, E.; HEKTOR, A.; RAIDAL, M. Fermi 130 gev gamma-ray excess and dark matter annihilation in sub-haloes and in the galactic centre. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 2012, n. 09, p. 032, 2012.
- 51 WENIGER, C. A tentative gamma-ray line from dark matter annihilation at the fermi large area telescope. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 2012, n. 08, p. 007, 2012.
- 52 UMETSU, K. Cluster–galaxy weak lensing. **The Astronomy and Astrophysics Review**, v. 28, n. 1, p. 7, 2020.
- 53 PINZKE, A.; PFROMMER, C.; BERGSTRÖM, L. Prospects of detecting gamma-ray emission from galaxy clusters: cosmic rays and dark matter annihilations. **Physical Review D**, APS, v. 84, n. 12, p. 123509, 2011.
- 54 SANCHEZ-CONDE, M. A. *et al.* Dark matter searches with cherenkov telescopes: nearby dwarf galaxies or local galaxy clusters? **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 2011, n. 12, p. 011, 2011.
- 55 GAO, L. *et al.* Where will supersymmetric dark matter first be seen? **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 419, n. 2, p. 1721–1726, 2012.
- 56 ALEKSIĆ, J. *et al.* Constraining cosmic rays and magnetic fields in the perseus galaxy cluster with tev observations by the magic telescopes. **Astronomy & Astrophysics**, v. 541, p. A99, 2012. DOI: 10.1051/0004-6361/201118502.
- 57 ARLEN, T. *et al.* Constraints on cosmic rays, magnetic fields, and dark matter from gamma-ray observations of the coma cluster of galaxies with veritas and fermi. **Astrophysical Journal**, v. 757, n. 2, p. 123, 2012.
- 58 ABRAMOWSKI, A. *et al.* Search for dark matter annihilation signals from the fornax galaxy cluster with hess. **Astrophysical Journal**, v. 750, n. 2, p. 123, 2012.
- 59 ABDO, A. *et al.* Spectrum of the isotropic diffuse gamma-ray emission derived from first-year fermi large area telescope data. **Physical Review Letters**, APS, v. 104, n. 10, p. 101101, 2010.
- 60 ABDO, A. *et al.* The fermi-lat high-latitude survey: source count distributions and the origin of the extragalactic diffuse background. **Astrophysical Journal**, v. 720, n. 1, p. 435, 2010.
- 61 LOEB, A.; WAXMAN, E. Cosmic γ -ray background from structure formation in the intergalactic medium. **Nature**, v. 405, n. 6783, p. 156–158, 2000.

-
- 62 MINIATI, F. Intergalactic shock acceleration and the cosmic gamma-ray background. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 337, n. 1, p. 199–208, 2002.
- 63 GABICI, S.; BLASI, P. The gamma ray background from large scale structure formation. **Astroparticle Physics**, v. 19, n. 6, p. 679–689, 2003.
- 64 BERRINGTON, R. C.; DERMER, C. D. Nonthermal particles and radiation produced by cluster merger shocks. **Astrophysical Journal**, v. 594, n. 2, p. 709, 2003.
- 65 THOMPSON, T. A.; QUATAERT, E.; WAXMAN, E. The starburst contribution to the extragalactic γ -ray background. **Astrophysical Journal**, v. 654, n. 1, p. 219, 2007.
- 66 ABDO, A. *et al.* Constraints on cosmological dark matter annihilation from the fermi-lat isotropic diffuse gamma-ray measurement. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 2010, n. 04, p. 014, 2010.
- 67 NAVARRO, J. F.; FRENK, C. S.; WHITE, S. The structure of cold dark matter halos. **Astrophysical Journal**, v. 462, n. 2, 1995. DOI: 10.1086/170451.
- 68 MERRITT, D. *et al.* Empirical models for dark matter halos. i. nonparametric construction of density profiles and comparison with parametric models. **The Astronomical Journal**, v. 132, n. 6, p. 2685, 2006.
- 69 FUNK, S. *et al.* Comparison of fermi-lat and cta in the region between 10–100 gev. **Astroparticle Physics**, v. 43, p. 348–355, 2013. DOI: 10.1016/j.astropartphys.2012.05.018.
- 70 ATWOOD, W. *et al.* Design and initial tests of the tracker-converter of the gamma-ray large area space telescope. **Astroparticle Physics**, v. 28, n. 4-5, p. 422–434, 2007.
- 71 MOISEEV, A. A. *et al.* The anti-coincidence detector for the glast large area telescope. **Astroparticle Physics**, v. 27, n. 5, p. 339–358, 2007.
- 72 CASH, W. Generation of confidence intervals for model parameters in x-ray astronomy. **Astronomy and Astrophysics**, v. 52, p. 307, 1976.
- 73 WILKS, S. S. The large-sample distribution of the likelihood ratio for testing composite hypotheses. **The Annals of Mathematical Statistics**, v. 9, n. 1, p. 60–62, 1938.
- 74 MOOD, A. M. **Introduction to the theory of statistics**. [*S.l.: s.n.*]: McGraw-Hill, 1950.
- 75 ACKERMANN, M. *et al.* Dark matter constraints from observations of 25 milky way satellite galaxies with the fermi large area telescope. **Physical Review D**, APS, v. 89, n. 4, p. 042001, 2014.
- 76 KERSEVAN, B. P.; RICHTER-WAS, E. The monte carlo event generator acermc versions 2.0 to 3.8 with interfaces to pythia 6.4, herwig 6.5 and ariadne 4.1. **Computer Physics Communications**, v. 184, n. 3, p. 919–985, 2013.