



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

Clarissa Martins Siqueira

Complementaridade em Análises de Modelos de Matéria Escura

João Pessoa - PB

2018

Clarissa Martins Siqueira

Complementaridade em Análises de Modelos de Matéria Escura

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Departamento de Física, Centro de Ciências Exatas e da Natureza, Universidade Federal da Paraíba, como requisito parcial para obtenção do título de Doutora em Física, área de concentração Física de Partículas Elementares.

Universidade Federal da Paraíba

Centro de Ciências Exatas e da Natureza

Programa de Pós-Graduação Stricto Sensu em Física

Orientador: Paulo Sérgio Rodrigues da Silva

João Pessoa - PB

2018

Catálogo na publicação
Seção de Catalogação e Classificação

S618c Siqueira, Clarissa Martins.

Complementaridade em Análises de Modelos de matéria Escura / Clarissa Martins Siqueira. - João Pessoa, 2018.

159 f. : il.

Orientação: Paulo Sérgio Rodrigues da Silva.
Tese (Doutorado) - UFPB/CCEN.

1. Matéria Escura. 2. Abundância Relíquia. 3. Detecção Direta. 4. Detecção Indireta. 5. Complementaridade. I. da Silva, Paulo Sérgio Rodrigues. II. Título.

UFPB/CCEN



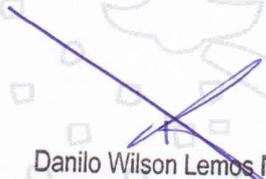
Universidade Federal da Paraíba
Centro de Ciências Exatas e da Natureza
Programa de Pós-Graduação *Stricto Sensu* em Física

CERTIDÃO DE TITULAÇÃO
Doutorado

Certifico para os devidos fins de direito que, de acordo com os arquivos desta secretaria, **Clarissa Martins Siqueira**, Matrícula 2015102664, foi aluna de Doutorado deste Programa, na área Física das Partículas Elementares e Campos e defendeu sua tese intitulada: “*Complementaridade em análises de modelos de matéria escura*”, sendo aprovada no dia 31 de agosto de 2018, no Departamento de Física desta Universidade pela Banca Examinadora composta pelos professores:

Professores	IES
Prof. Dr. Paulo Sérgio Rodrigues da Silva (Orientador)	UFPB
Prof. Dr. --- (Coorientador)	---
Prof. Dr. Valdir Barbosa Bezerra	UFPB
Prof. Dr. Albert Petrov	UFPB
Prof. Dr. Alex Gomes Dias	UFABC
Prof. Dr. Diego Alejandro Cogollo Aponte	UFCG

João Pessoa, 5 de setembro de 2018.


Danilo Wilson Lemos Menezes
Técnico em Assuntos Educacionais
Mat. SIAPE 2647774





CCEN

Ata da Sessão Pública da Defesa de Tese de **Doutorado** da aluna **Clarissa Martins Siqueira**, candidata ao Título de Doutora em Física na Área de Concentração Física das Partículas Elementares e Campos.

1 Aos trinta e um dias do mês de agosto do ano de dois mil e dezoito, às 14:00, no
2 Auditório da Pós-Graduação em Física do Centro de Ciências Exatas e da Natureza da
3 Universidade Federal da Paraíba, reuniram-se os membros da Banca Examinadora
4 constituída para examinar a candidata ao grau de Doutora em Física na área de Física
5 das Partículas Elementares e Campos, **Clarissa Martins Siqueira**. A comissão
6 examinadora foi composta pelos professores doutores: *Paulo Sérgio Rodrigues da Silva*
7 (UFPB), orientador e presidente da banca examinadora, *Valdir Barbosa Bezerra*
8 (UFPB), *Albert Petrov* (UFPB), *Alex Gomes Dias* (UFABC) e *Diego Alejandro Cogollo*
9 *Aponte* (UFCG). Dando início aos trabalhos, o Prof. Paulo Sérgio Rodrigues da Silva
10 comunicou aos presentes a finalidade da reunião. A seguir, passou a palavra para que a
11 candidata fizesse, oralmente, a exposição do trabalho de tese intitulado
12 “*Complementaridade em análises de modelos de matéria escura*”. Concluída a
13 exposição, a candidata foi arguida pela Banca Examinadora, que emitiu o seguinte
14 parecer: “**aprovada**”. Assim sendo, deve a Universidade Federal da Paraíba expedir o
15 respectivo diploma de Doutora em Física na forma da lei. E para constar, eu, Danilo
16 Wilson Lemos Menezes, redigi esta ata que vai assinada por mim e pelos membros da
17 Banca Examinadora. João Pessoa, Paraíba, **31 de agosto de 2018**.

18

Prof. Dr. Paulo Sérgio Rodrigues da Silva

Orientador – PPGF/UFPB

Prof. Dr. Valdir Barbosa Bezerra

PPGF/UFPB

Prof. Dr. Albert Petrov

PPGF/UFPB

Prof. Dr. Alex Gomes Dias

UFABC

Prof. Dr. Diego Alejandro Cogollo Aponte

UFCG



À minha querida mãe, com todo amor.

Agradecimentos

Na minha visão, um doutorado não se constrói em quatro anos, uma série de fatores culminam no início e na posterior conclusão de um doutorado. Assim, preciso agradecer a diversas pessoas que fizeram parte desta construção.

A primeira pessoa a qual gostaria de me referir é o meu orientador, professor Paulo Sérgio, que me acompanhou a partir do mestrado, e que com sua didática e preciosismo me ajudou a evoluir em diferentes aspectos como pesquisadora. Me refiro, então, a segunda pessoa, mas não menos importante, o professor Carlos Pires, que esteve presente desde o início da minha caminhada, me acompanhando e incentivando em todo o tempo, desde o primeiro seminário, quando estava no início da graduação, até nas discussões sobre trabalhos durante o doutorado, sempre motivantes. Ambos foram imprescindíveis na minha caminhada, a vocês meu muito obrigado!

Assim como Carlos e Paulo, Farinaldo Queiroz também fez um papel essencial de orientação durante boa parte da minha vida acadêmica. Agradeço por todos os ensinamentos a respeito da Física de Matéria Escura, parte fundamental desta tese, que me foram passados desde a graduação até o período de Doutorado Sanduíche, onde pude aprofundar meus conhecimentos sobre Detecção Indireta.

Com relação ao período de doutorado sanduíche, gostaria de agradecer ao professor Manfred Lindner por ter me recebido no Instituto Max Planck, um período essencial para o desenvolvimento desta tese. Gostaria também de agradecer a Anja Berneiser e Britta Schwarz por me ajudarem com toda a parte burocrática, e aos amigos Giorgio Arcadi, Miguel Campos e Xunjie Xu pelas discussões sobre física e pelo apoio durante este período no exterior.

Gostaria de agradecer aos professores participantes da banca por aceitarem o convite e se prontificarem a contribuir para este trabalho.

Gostaria de agradecer, também, a minha família pelo apoio dado durante todo este tempo, em especial a minha mãe Glória Siqueira, a quem dedico este trabalho, e ao meu esposo Antonio Santos, companheiro de todas as horas, por todas as discussões relevantes para este trabalho.

Gostaria de mencionar, também, os professores que fizeram parte da minha formação, em especial, a professora Maria Luiza Cescato, essencial na minha formação, a vocês meu muito obrigado.

Gostaria de agradecer as minhas amigas, Rafaela Araújo, grande amiga que acompanha minha caminhada desde o início, sempre me apoiando, Maíra Dutra, minha com-

panheira de pesquisa e de vida, Rafaela Queiroz e Giovanninha, que fizeram parte da minha vida durante o doutorado sanduíche, vocês tornaram meus finais de semana mais alegres! Aos meus amigos do grupo de Física de Partículas da UFPB, José Geilson e Jamerson Rodrigues, obrigada por todas as discussões relevantes.

Por fim, gostaria de agradecer ao CNPq pelo apoio financeiro, sem o qual este projeto nunca teria se realizado.

“An experiment is a question which science poses
to Nature, and a measurement is the
recording of Nature’s answer”.

Max Planck (1858-1947)

Resumo

A Matéria Escura (ME) permanece como um dos principais problemas em aberto no que concerne à Física de Partículas e Cosmologia. Diante deste problema, propõe-se extensões do Modelo Padrão de Física de Partículas com possíveis candidatos à ME. Na versão supersimétrica do modelo 331 com neutrinos de mão direita, estuda-se o sneutrino como possível candidato WIMP, computa-se a abundância relíquia e seção de choque de espalhamento, e compara-se com os experimentos Planck e LUX, respectivamente. Neste caso, mostra-se que há candidatos viáveis com massa na escala de TeV. Devido à ausência de sinais de WIMPs em experimentos de Detecção Direta e colisores, até então, outros possíveis candidatos vêm sendo amplamente estudados na literatura. Neste sentido, estuda-se o modelo com ME leve mediada por Fótons Escuros, abordando diferentes formas de produção da ME, incluindo térmica e não-térmica. Além disso, são calculadas as seções de choque de aniquilação e espalhamento, de forma a comparar com os vínculos atuais do Planck e XENON, respectivamente, e com os vínculos sobre Fótons Escuros, com isto, são obtidos candidatos viáveis com massa na escala de MeV. No que se refere à detecção indireta, utilizando-se de Modelos confinados no setor escuro (*Secluded Models*), cuja partícula de ME se conecta com mediadores meta-estáveis que decaem em partículas do Modelo Padrão, impõe-se fortes vínculos sobre a seção de choque de aniquilação de ME através dos dados experimentais de busca por fluxos de raios- γ provenientes de aniquilações de WIMPs Isoladas em galáxias esféricas anãs, utilizando dados do experimento Fermi-LAT, e no centro da galáxia, utilizando dados do experimento H.E.S.S.. Por fim, é feita uma análise sobre modelos de semi-aniquilação, com o intuito de checar se estes fornecem o excesso de raios- γ , observado no centro da galáxia pelo Fermi-LAT, mostra-se que o canal $ME + ME \rightarrow ME + h$ fornece um bom ajuste.

Palavras-chaves: Matéria Escura. Abundância Relíquia. Detecção Direta. Detecção Indireta. Complementaridade.

Abstract

The Dark Matter (DM) remains one of the most important open problems concerning Particle Physics and Cosmology. In face of this problem, we propose extensions of the Standard Model with possible Dark Matter candidates. In the supersymmetric version of the 331 model with right-handed neutrinos, we study the sneutrino as a DM candidate, we compute the relic abundance and scattering cross section in order to compare with the Planck and LUX results, respectively. We found good candidates in the TeV mass scale. Due to lack of WIMP observation in direct and collider experiments, other possible candidates have been extensively studied in the literature. In this sense, we study models with light DM mediated by Dark Photons, we compute different production modes, including thermally and non-thermally. In addition, we compute the annihilation and scattering cross-section in order to compare with results of Planck and XENON, respectively, and, with specific constraints on Dark Photons. We found viable candidates with mass in the MeV scale. Regarding indirect detection, we use Secluded Models, whose DM particles interact with meta-stable mediators that decay into Standard Model particles, to impose strong constraints on the annihilation cross section through experimental data looking for γ -ray fluxes due to DM annihilation from Secluded WIMPs in dwarf spheroidal galaxies, using data from Fermi-LAT experiment, and the galactic center, using data from H.E.S.S. experiment. Finally, we analyze whether semi-annihilation models are able to provide a γ -ray flux compatible with the excess observed by Fermi-LAT experiment, we found that the channel $ME + ME \rightarrow ME + h$ provides a good fit to the data.

Key-words: Dark Matter. Relic Abundance. Direct Detection. Indirect Detection. Complementary.

Lista de Publicações

1. Maíra Dutra, Manfred Lindner, Stefano Profumo, Farinaldo S. Queiroz, Werner Rodejohann, **Clarissa Siqueira**. *MeV dark matter complementarity and the dark photon portal*. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, v. 2018, n. 03, p. 037, 2018. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/1475-7516/2018/i=03/a=037>>. ([DUTRA et al., 2018](#)).
2. Tavani, M. and others. *Science with e-ASTROGAM (A space mission for MeV-GeV gamma-ray astrophysics)*. arXiv:1711.01265. 2017. ([TAVANI et al., 2017](#)).
3. Stefano Profumo, Farinaldo S. Queiroz, Joseph Silk, **Clarissa Siqueira**. *Searching for Secluded Dark Matter with H.E.S.S., Fermi-LAT, and Planck*. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, v. 2018, n. 03, p. 010, 2018. Disponível em: <<<http://stacks.iop.org/1475-7516/2018/i=03/a=010>>>. ([PROFUMO et al., 2018](#)).
4. J.G. Ferreira, C. A. de S. Pires, P. S. Rodrigues da Silva, **Clarissa Siqueira**. *On the higgs-like boson in the minimal supersymmetric 3-3-1 model*. The European Physical Journal C, v. 78, n. 3, p. 225, Mar 2018. ISSN 1434-6052. Disponível em: <<https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-5705-4>>. ([FERREIRA et al., 2018](#)).
5. Arcadi, G.; Queiroz, F. S.; **Siqueira, C.** *The Semi-Hooperon: Gamma-ray and anti-proton excesses in the Galactic Center*. Phys. Lett., B775, p. 196–205, 2017. ([ARCADI et al., 2017c](#)).
6. C. A. de S. Pires, P. S. Rodrigues da Silva, A.C.O. Santos, **Clarissa Siqueira**. *Higgs mass and right-handed sneutrino WIMP in a supersymmetric 3-3-1 model*. Phys. Rev., D94, n. 5, p. 055014, 2016. ([PIRES et al., 2016](#)).
7. Queiroz, F. S.; **Siqueira, C.**; Valle, J. W. F. *Constraining Flavor Changing Interactions from LHC Run-2 Dilepton Bounds with Vector Mediators*. Phys. Lett., B763, p. 269–274, 2016. ([QUEIROZ et al., 2016](#)).
8. Doff, A.; **Siqueira, C.** *Composite Higgs Models, Technicolor and The Muon Anomalous Magnetic Moment*. Phys. Lett., B754, p. 294–301, 2016. ([DOFF; SIQUEIRA, 2016](#)).

Lista de ilustrações

- Figura 1 – Curva de rotação da galáxia M33 do aglomerado Andrômeda <<https://www.learner.org/courses/physics/visual>>. Os pontos verdes mostram os dados experimentais, a curva laranja mostra o que é esperado pela física newtoniana. A discrepância é clara e a partir destes destas análises se cogitou a possibilidade de haver uma matéria extra, que não poderia ser detectada através da luz. 24
- Figura 2 – A Colisão de Aglomerados de galáxias surge como uma evidência irrefutável da existência de ME, no painel da esquerda, temos a imagem do telescópio Magellan, no painel da direita, as regiões amarela e laranja mostram a emissão de raios- X pelo telescópio CHANDRA em consequência da interação entre os gases dos aglomerados (matéria visível), a parte azul é inferida a partir dos efeitos gravitacionais, representando a ME. As curvas de nível verdes são os mapas de convergência via lentes gravitacionais (CLOWE et al., 2006). 25
- Figura 3 – Quantidade de ME produzida (Y) versus $x = m/T$ para os regimes de Freeze-in (linhas tracejadas) e *Freeze-out* (linhas contínuas), a seta indica a intensidade da interação. No caso de Freeze-out as partículas estavam, desde o princípio, em equilíbrio com as partículas do MP, no caso de freeze-in as partículas nunca alcançaram equilíbrio (HALL et al., 2010). 32
- Figura 4 – Ilustração de um espalhamento WIMP-núcleo. 34
- Figura 5 – Vínculos atuais sobre a seção de choque de espalhamento SI WIMP-núcleon fornecidos pelos experimentos XENON1T (APRILE et al., 2018) (linha preta, com faixas de 1 e 2σ verde e amarela, respectivamente), LUX (linha vermelha) (AKERIB et al., 2017) e Pandax-II (linha azul) (CUI et al., 2017). Os limites são superiores, ou seja, tudo o que está acima da curva está excluído pelo experimento, logo os vínculos mais fortes são do XENON1T reportado recentemente. 37
- Figura 6 – Vínculos atuais sobre a seção de choque de espalhamento SI WIMP-elétron fornecidos pelos experimentos XENON10 e 100 (ESSIG et al., 2017). Os limites são superiores, ou seja, toda a região acima da curva está excluída. Os resultados são dependentes do fator de forma F_{DM} , para o qual dois valores foram supostos. 39
- Figura 7 – Ilustração da Detecção Indireta de ME (VITALE; MORSELLI, 2009). 40

Figura 8 – Fator J para diferentes perfis de densidade de ME (CIRELLI et al., 2011). No painel da esquerda, apresentamos os resultados para aniquilação e no painel da direita, para decaimento.	43
Figura 9 – Espectro de raios- γ provenientes de diferentes canais primários de aniquilação de ME (CIRELLI et al., 2011). Onde foi fixada a massa da ME em 100 GeV e com $x \equiv K/M_{DM}$, sendo K a energia cínética da partícula produzida e $M_{DM} \equiv M_{ME}$	44
Figura 10 – Mapeamento do céu através de raios- γ na escala de GeV pelo satélite Fermi-LAT (ACKERMANN et al., 2013). Os pontos preenchidos correspondem às Galáxias esféricas Anãs incluídas na análise do Fermi de busca por ME cujos resultados são apresentados a seguir. Os pontos vazados correspondem às Galáxias Anãs não incluídas. Neste mapeamento percebemos que as dSphs escapam do ruído localizado no CG. Região central brilhante, sendo, portanto um alvo interessante na busca por ME.	45
Figura 11 – Vínculos sobre seção de choque de aniquilação <i>versus</i> massa de ME, através da observação de dSphs (ACKERMANN et al., 2015). Os limites sobre a média térmica da seção de choque de aniquilação são apresentados em linhas pretas contínuas, com 1σ (região verde) e 2σ (região amarela). A linha tracejada cinza representa a seção de choque canônica para a qual uma WIMP reproduz a abundância de ME correta inferida pelo satélite Planck (AGHANIM et al., 2018).	46
Figura 12 – História térmica do Universo mostrando sua evolução temporal e do redshift, que é fixo como sendo igual a 1 hoje (Fonte: < ">https://www.eso.org/public/norway/news/eso1620/>).	47
Figura 13 – Vínculos sobre seção de choque de aniquilação <i>versus</i> massa de ME, através da CMB (SLATYER, 2016a).	49
Figura 14 – Diagramas que fornecem correções na massa do bóson de Higgs no MSSM.	54
Figura 15 – Status dos neutralinos predominantemente Higgsinos produzidos termicamente em três diferentes cenários de grande unificação (BAER et al., 2018), em acordo com os vínculos atuais de SUSY. As linhas contínuas fornecem os vínculos atuais em detecção direta (AKERIB et al., 2017; CUI et al., 2017; APRILE et al., 2017b), a linha pontilhada a estimativa para o experimento XENON1T. O parâmetro $\xi = 1$ indica a ME exclusivamente produzida termicamente.	56
Figura 16 – Gráfico de contorno com a massa do Higgs fixa em $m_h = 125$ GeV no plano M_s <i>versus</i> X_t , onde $m_t = 173$ GeV e $v_{ew} = 246$ GeV. A barra de cores indica a massa do Higgs em nível de árvore correspondente	62

Figura 17 – Canais dominantes contribuindo para a abundância do sneutrino de mão direita, $\tilde{\nu}_R$, q e l representam quarks e léptons padrão, respectivamente.	65
Figura 18 – Gráfico da abundância relíquia <i>versus</i> Massa do $\tilde{\nu}_R$. Os pontos cinza estão excluídos pelos vínculos de detecção direta, e os pontos verdes em acordo. No painel inferior apresentamos um zoom na região que fornece a abundância correta. As linhas roxas representam a região em acordo com os resultados do Planck (superior) (ADE et al., 2015), região sombreada azul no painel inferior.	66
Figura 19 – Processos dominantes para a seção de choque de espalhamento WIMP-nucleon.	67
Figura 20 – Seção de choque de espalhamento WIMP-núcleo <i>versus</i> Massa da WIMP. Neste gráfico os pontos verdes indicam super-abundância, os pontos azuis estão em concordância com os resultados do Planck (ADE et al., 2015), e os pontos azul-claros correspondem a região sub-abundante. Todos os pontos acima da linha amarela estão excluídos pelo LUX (AKERIB et al., 2016a).	68
Figura 21 – Massa do Z' <i>versus</i> Massa da WIMP. Os pontos azuis fornecem a abundância correta. A região verde está de acordo e a região cinza está excluída pelo vínculo do LUX (AKERIB et al., 2016a). Incluímos os <i>Benchmark Points</i> , por completeza.	69
Figura 22 – Diagramas de Feynman para o modelo com Fótons Escuros.	73
Figura 23 – Razão entre a taxa de interação e a taxa de expansão do Universo com relação ao parâmetro $M_{A'}/T$. A linha pontilhada indica a condição de equilíbrio entre as partículas do MP e as de ME, ou seja, se o termo $n\langle\sigma v\rangle/H(T)$ for maior que 1, haverá equilíbrio, caso contrário, não.	76
Figura 24 – Evolução da média térmica da seção de choque de aniquilação e produção.	77
Figura 25 – Sensibilidade do experimento e-ASTROGAM comparado à outros experimentos de detecção de Raios Gama.	80
Figura 26 – Limites sobre a seção de choque de aniquilação <i>versus</i> massa da matéria Escura dos vínculos da CMB (SLATYER, 2016a) e projeção do experimento e-ASTROGAM (BARTELS et al., 2017) sobre o canal $\chi\chi \rightarrow e^+e^-$.	81

Figura 27 – Vínculos sobre o plano ε^2 <i>versus</i> massa do Fóton Escuro da CMB (ver (SLATYER, 2016a)) e detecção direta (ver (ESSIG et al., 2017)) sobre o canal $\chi\chi \rightarrow e^+e^-$ (regiões hachuradas roxa e vermelha, respectivamente) e abundância relíquia (linhas turquesa) para a massa de ME $m_\chi = 10$ MeV e dois diferentes valores do acoplamento escuro g_D , $g_D = 0.1$ (superior) e $g_D = 1$ (inferior). Estamos comparando nossos resultados com os vínculos atuais (regiões cinza sombreadas) e futuros (linhas coloridas tracejadas) de busca por Fótons Escuros.	83
Figura 28 – Densidade de Energia de vácuo <i>versus</i> Temperatura para a transição de fase da QCD (laranja) e eletro-fraca (verde) comparada à densidade de energia de radiação (azul). Mostramos, ainda, a possível inclusão de um novo campo escalar levando a uma inflação tardia (vermelho) (DAVOUDIASL et al., 2016).	85
Figura 29 – Vínculos sobre o plano ε^2 <i>versus</i> massa do Fóton Escuro da CMB (ver (SLATYER, 2016a)) e detecção direta (ver (ESSIG et al., 2017)) sobre o canal $\chi\chi \rightarrow e^+e^-$ atuais (regiões hachuradas roxa e vermelha, respectivamente) e abundância relíquia (linhas turquesa) para a massa de ME $m_\chi = 100$ MeV e dois diferentes valores do acoplamento escuro g_D , $g_D = 0.1$ (superior) e $g_D = 1$ (inferior). Estamos comparando nossos resultados com os vínculos atuais (regiões cinza sombreadas) de busca por Fótons Escuros. Δ é o fator de diluição resultante da inflação tardia necessário para suprimir a abundância relíquia de ME.	86
Figura 30 – Vínculos sobre o plano ε^2 <i>versus</i> massa do Fóton Escuro da CMB (ver (SLATYER, 2016a)) e detecção direta projetados (ver (ESSIG et al., 2016)) sobre o canal $\chi\chi \rightarrow e^+e^-$ (regiões hachuradas roxa e vermelha, respectivamente) e abundância relíquia (linhas turquesa) para a massa de ME $m_\chi = 100$ MeV e dois diferentes valores do acoplamento escuro g_D , $g_D = 0.1$ (superior) e $g_D = 1$ (inferior). Estamos comparando nossos resultados com os vínculos atuais (regiões cinza sombreadas) e futuros (linhas coloridas tracejadas) de busca por Fótons Escuros. Δ é o fator de diluição resultante da inflação tardia necessário para suprimir a abundância relíquia de ME.	87
Figura 31 – Abundância via <i>Freeze-in</i> sobre o plano ε^2 <i>versus</i> massa do Fóton Escuro (linhas turquesa) para massa de ME, $m_\chi = 10$ MeV (superior) e $m_\chi = 100$ MeV (inferior), para dois diferentes valores do acoplamento escuro g_D , $g_D = 0.1$ (linhas contínuas) e $g_D = 1$ (linhas tracejadas). Comparamos nossos resultados com vínculo de resfriamento de supernovas (região cinza).	89
Figura 32 – Setor Visível <i>versus</i> Setor Escuro, conectados por um mediador V.	92

Figura 33 – Diagramas de Feynman para aniquilação de WIMPs em estados metaestáveis com subsequente decaimento em partículas do MP.	94
Figura 34 – Espectro de energia para ME com massa de 1 TeV se aniquilando em VV , com a massa do V muito maior que os estados finais. Painel superior: Decaimento do V em $e\bar{e}$, $\mu\bar{\mu}$ ou $\tau\bar{\tau}$. Painel inferior: decaimento de V em $u\bar{u}$, $b\bar{b}$ ou $t\bar{t}$. Além do mais, nós sobrepomos os canais de aniquilação canônicos em $DM DM \rightarrow \tau\bar{\tau}$ para o painel superior, e $DM DM \rightarrow b\bar{b}$ para o painel inferior, para comparação.	96
Figura 35 – Espectro de energia para ME com massa de 1 TeV se aniquilando em VV , com a massa do V aproximadamente degenerada com a massa da ME. Painel superior: Decaimento do V em $e\bar{e}$, $\mu\bar{\mu}$ ou $\tau\bar{\tau}$. Painel inferior: decaimento de V em $u\bar{u}$, $b\bar{b}$ ou $t\bar{t}$. Além do mais, nós sobrepomos os canais de aniquilação canônicos em $DM DM \rightarrow \tau\bar{\tau}$ para o painel superior, e $DM DM \rightarrow b\bar{b}$ para o painel inferior, para comparação.	97
Figura 36 – Painel superior: espectro de energia para uma ME com massa de 1 TeV se aniquilando em $4e$ para $M_V = 5, 100, 970$ GeV. Painel inferior: espectro de energia para uma ME com massa de 1 TeV se aniquilando em 4τ para $M_V = 5, 100, 970$ GeV. Nós sobrepomos os canais de aniquilação canônicos em $DM DM \rightarrow e\bar{e}$ no painel superior, e $DM DM \rightarrow \tau\bar{\tau}$ no painel inferior para comparação.	98
Figura 37 – Painel superior: espectro de energia para uma ME com massa de 1 TeV se aniquilando em $4u$ para $M_V = 5, 100, 970$ GeV. Painel inferior: espectro de energia para uma ME com massa de 1 TeV se aniquilando em $4b$ para $M_V = 5, 100, 970$ GeV. Nós sobrepomos os canais de aniquilação canônicos em $DM DM \rightarrow u\bar{u}$ no painel superior, e $DM DM \rightarrow b\bar{b}$ no painel inferior para comparação.	99
Figura 38 – Limite superior sobre a seção de choque de aniquilação de ME com 95% C.L. como função da massa da ME para o processo $DMDM \rightarrow VV$, com V decaindo em $e\bar{e}$, $\mu\bar{\mu}$, $\tau\bar{\tau}$. Nós supomos aqui $M_{ME} \gg M_V$, com M_V sendo apenas suficientemente pesados para produzir os canais de decaimento.	103
Figura 39 – Limite superior sobre a seção de choque de aniquilação de ME com 95% C.L. como função da massa da ME para o processo $DMDM \rightarrow VV$, com V decaindo em $e\bar{e}$, $\mu\bar{\mu}$, $\tau\bar{\tau}$. Nós supomos aqui $M_{ME} \sim M_V$	104
Figura 40 – Regiões para análise do H.E.S.S.. Região vermelha, excluída $ b < 0.3^\circ$ por conter uma forte fonte de ruído. Região circular mais externa, a ser estudada como possível sinal de ME. Figura retirada da referência < http://www.oa.uj.edu.pl/2017czastki/moderski.pdf >.	106

Figura 41 – Comparação entre nossos resultados estimados (linhas contínuas) e os resultados reportados pela colaboração do H.E.S.S. (linhas pontilhadas) para os canais canônicos $\bar{b}b$ (azul) e WW (magenta) (ABDALLAH et al., 2016). Como podemos ver, fomos capazes de reproduzir os resultados de forma mais conservadora.	107
Figura 42 – Limite superior sobre a seção de choque de aniquilação de ME com 95% C.L. como função da massa da ME para o processo $DMDM \rightarrow VV$, com V decaindo em $u\bar{u}$, $b\bar{b}$, $t\bar{t}$. Nós supomos aqui $M_{ME} \gg M_V$, com M_V sendo apenas suficientemente pesados para produzir os canais de decaimento.	108
Figura 43 – Radiação Cósmica de Fundo vista pelo satélite Planck < https://www.esa.int/spaceimages/Images/2013/03/Planck_and_the_cosmic_microwave_ruído >.	109
Figura 44 – Limite superior sobre a seção de choque de aniquilação de ME com 95% C.L. como função da massa da ME para o processo $DMDM \rightarrow VV$, com V decaindo em $u\bar{u}$, $b\bar{b}$, $t\bar{t}$. Nós supomos aqui $M_{ME} \sim M_V$	111
Figura 45 – Limite superior sobre a seção de choque de aniquilação de ME com 95% C.L. para $M_{ME} \gg M_V$ e $M_{ME} \sim M_V$ para facilitar a comparação entre os canais baseados nas observações da CMB (preto), do centro da galáxia (azul) e das dSphs (verde). Painel superior: aniquilação em $4b$; Painel inferior: aniquilação em 4τ . Aqui também sobrepomos os canais de aniquilação de ME em $2b$ e 2τ , respectivamente.	113
Figura 46 – Observação de raios- γ na escala de TeV pelo experimento H.E.S.S. dentro de 15 pc do Centro da Galáxia. Em azul temos os dados reportados. As linha pontilhada coral corresponde à emissão de ruído suposta como sendo uma lei de potência simples. Em verde (roxo) apresentamos a emissão de raios- γ provenientes de aniquilação de ME produzindo $4b$ (4τ) em modelos confinados no setor escuro. A linha preta corresponde à combinação da emissão de ME com o ruído. No painel superior, consideramos a ME com 20 TeV, com $\sigma v = 3.87 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, aniquilando com razão de ramificação de 60% em $4b$ e 40% em 4τ para $M_{ME} \sim M_V$. No painel inferior, apresentamos os resultados supondo ME com 10 TeV, com $\sigma v = 1.64 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, aniquilando com razão de ramificação de 50% em $4b$ e 50% em 4τ para $M_{ME} \gg M_V$. É possível ver o impacto da massa do mediador em nossos resultados. Enfatizamos que, de forma a evitar problemas numéricos com o programa Pythia 8, tomamos $M_{ME} \sim 0.99M_V$ para o caso degenerado.	115
Figura 47 – Perfil NFW de densidade de ME com $\gamma = 1$ (NFW) e $\gamma = 1.2$ (cNFW).	120

Figura 48 – Coordenadas galácticas, sendo b a latitude e ℓ a longitude (Figura retirada de < https://astronomy.swin.edu.au/cms/astro/cosmos/G/Galactic+Anti-Centre >).	121
Figura 49 – Gráfico da seção de choque de aniquilação <i>versus</i> a massa da ME, mostramos as regiões viáveis de 1σ e 2σ para cada canal, tomando o parâmetro $\mathcal{A} = 1$, que leva em conta a incerteza associada ao halo de ME. Aqui, supomos a ME se aniquilando com uma razão de ramificação de 100% para cada canal específico explícito no gráfico.	123
Figura 50 – Comparação entre o espectro gerado pelo Pythia 8 e PPPC4DMID para o caso de semi-aniquilação mostrando perfeita concordância.	124
Figura 51 – Fluxos obtidos para os canais semi-h (superior) e semi-Z (inferior) comparados ao fluxo reportado pelo colaboração do Fermi-LAT (GOODENOUGH; HOOPER, 2009).	126
Figura 52 – Regiões viáveis e excluídas com 1σ and 2σ para os canais semi-h (região azul) e semi-Z (região roxa) tomando $\mathcal{A} = 1$, respectivamente. Incluímos aqui os resultados provenientes de dSphs (linha preta) (ACKERMANN et al., 2015).	127
Figura 53 – Regiões viáveis e excluídas com 1σ and 2σ para os canais semi-h (região azul) e semi-Z (região roxa) tomando $\mathcal{A} = 2$, respectivamente. Incluímos aqui os resultados provenientes de dSphs (linha preta) (ACKERMANN et al., 2015).	128

Lista de tabelas

Tabela 1	– Parâmetros utilizados para os diferentes perfis de ME na galáxia. . . .	42
Tabela 2	– Super-multipletos quirais no Modelo Padrão Supersimétrico Mínimo (MARTIN, 2010) cujas propriedades de transformação pelo grupo de gauge do MP são dados na última coluna.	52
Tabela 3	– Super-multipletos de gauge no Modelo Padrão Supersimétrico Mínimo (MARTIN, 2010) com as cargas associadas.	52
Tabela 4	– Nesta tabela apresentamos alguns pontos nas regiões interessantes para abundância e detecção direta, incluindo os parâmetros utilizados e os canais predominantes.	67
Tabela 5	– Propriedades das dSphs da Via-Láctea (ACKERMANN et al., 2015) .	102
Tabela 6	– Limites sobre a seção de choque de aniquilação de ME com 95% C.L. para vários cenários de Matéria Escura confinada no setor escuro. Para facilitar a comparação, nós mostramos os vínculos para os dois regimes de massa estudados aqui, $M_{ME} \gg M_V$ e $M_{ME} \sim M_V$. Todas as aniquilações foram analisadas individualmente, ou seja, supomos que a ME se aniquila unicamente em um estado final fixando a massa de ME em cada um dos casos.	112
Tabela 7	– Melhores ajustes para o GC tomando canais de semi-aniquilação incluindo a massa da ME, a seção de choque, o χ^2 e o <i>p-value</i>	122
Tabela 8	– Melhores ajustes para o GC tomando canais de semi-aniquilação incluindo a massa da ME, a seção de choque de aniquilação, o χ^2 e o <i>p-value</i>	125
Tabela 9	– Acoplamentos do Z' e escalares da Eq.(B.3).	157

Lista de abreviaturas e siglas

BBN	Nucleossíntese do Big Bang
CG	Centro da Galáxia
C.L.	Nível de confiança
CTA	Cherenkov Array Telescope
CMB	Radiação Cósmica de Fundo
dSph	Galáxias Esféricas Anãs
GL	Graus de Liberdade
LHC	Grande Colisor de Hádrons
LSP	Parceiro Supersimétrico Mais Leve
ME	Matéria Escura
MP	Modelo Padrão de Física de Partículas
MSSM	Modelo Padrão Supersimétrico Mínimo
NMSSM	“Next to Minimal Supersymmetric Standard Model”
QES	Quebra Espontânea de Simetria
SD	Dependente de Spin
SI	Independente de Spin
SN	Supernovas
SUSY	Supersimetria
WIMP	Partícula Maciça Fracamente Interagente

Sumário

	Lista de Publicações	11
	Lista de ilustrações	12
	Lista de tabelas	19
1	INTRODUÇÃO	24
1.1	Organização desta tese	26
2	OBSERVÁVEIS DE MATÉRIA ESCURA	29
2.1	Abundância Relíquia	29
2.2	Detecção Direta	33
2.2.1	WIMPs	35
2.2.2	ME leve	38
2.3	Detecção Indireta	40
2.3.1	Densidade de ME: O Fator J	41
2.3.2	Fluxo de Raios- γ proveniente de uma Aniquilação de ME	42
2.4	Radiação Cósmica de Fundo (CMB)	46
3	SNEUTRINO COMO CANDIDATO À MATÉRIA ESCURA NO MODELO 331 SUPERSIMÉTRICO	51
3.1	Revisão: Supersimetria	52
3.2	Revisão: Matéria Escura no MSSM	54
3.3	O Conteúdo do Modelo SUSY331RHN	56
3.4	Massa do Higgs: Resultados Numéricos	60
3.5	Análise da ME no SUSY331RHN	63
3.5.1	Abundância Relíquia	64
3.5.2	Detecção Direta	67
3.6	Conclusões	70
4	COMPLEMENTARIDADE EM MODELOS COM FÓTONS ESCU- ROS COM ME NA ESCALA DE MEV	72
4.1	O Modelo	72
4.2	Abundância Relíquia de Matéria Escura	74
4.3	Vínculos	77
4.3.1	Radiação Cósmica de Fundo (CMB)	78
4.3.2	Detecção Direta	78

4.3.3	e-ASTROGAM	80
4.4	Resultados	81
4.4.1	<i>Freeze-out</i>	82
4.4.2	<i>Freeze-out</i> seguido por inflação tardia	84
4.4.3	<i>Freeze-in</i>	88
4.5	Conclusões	90
5	COMPLEMENTARIDADE EM CLASSE DE MODELOS CONFINADOS NO SETOR ESCURO	92
5.1	Modelos confinados no setor escuro	93
5.2	Aniquilação de WIMPs	94
5.2.1	Raios— γ	95
5.2.2	Radiação Cósmica de Fundo (CMB)	100
5.3	Dados Experimentais	101
5.3.1	Fermi-LAT	101
5.3.2	H.E.S.S.	104
5.3.3	Planck	108
5.4	Resultados	110
5.4.1	Limites superiores	110
5.5	Excesso na escala de TeV observado pelo H.E.S.S.	113
5.6	Conclusões	116
6	SEMI-HOOPERON: EXCESSO DE RAIOS-γ NO CENTRO DA GALÁXIA	118
6.1	Excesso no Centro da Galáxia	118
6.2	J-Factor	119
6.3	Resultados	121
6.3.1	Aniquilação	121
6.3.2	Semi-Aniquilação	124
6.4	Conclusões	127
7	CONSIDERAÇÕES FINAIS E PERSPECTIVAS	129
	REFERÊNCIAS	132
	APÊNDICES	154
	APÊNDICE A – NOTAÇÕES E CONVENÇÕES	155

**APÊNDICE B – INTERAÇÕES RELEVANTES DO SNEUTRINO
DE MÃO DIREITA 157**

B.1 Condições de Mínimo para o Potencial 158

1 Introdução

Diversas evidências em diferentes escalas cosmológicas apontam para a existência de uma matéria ou massa faltante, a denominada Matéria Escura, por não interagir com a luz. A princípio, duas possíveis soluções foram propostas para o problema, uma delas sugerindo que deveria haver uma modificação da teoria da gravitação Newtoniana (MOND) (MILGROM, 1983), e a outra sugerindo que se trata de um problema da Física de Partículas, ou seja, que existe uma partícula que tem como principal característica não interagir com fótons.

As primeiras evidências surgiram em meados da década de 30, a partir da medição de curvas de rotação de aglomerados de galáxias, cujas velocidades são incompatíveis com a predita pela física Newtoniana, $v \propto r^{-1/2}$, sendo r o raio galáctico e v a velocidade (ZWICKY, 1933). Com o passar dos anos, a medida que as técnicas de observação iam evoluindo, diversos outros estudos sobre curvas de rotação foram realizados (BABCOCK, 1939; OORT, 1940; HULST et al., 1954; RUBIN; FORD JR., 1970), incluindo estudos da Galáxia M31 e M33 (ver Fig.2), todos convergindo para o mesmo resultado, ou seja, havia a necessidade de uma massa extra para que os resultados fossem compatíveis.

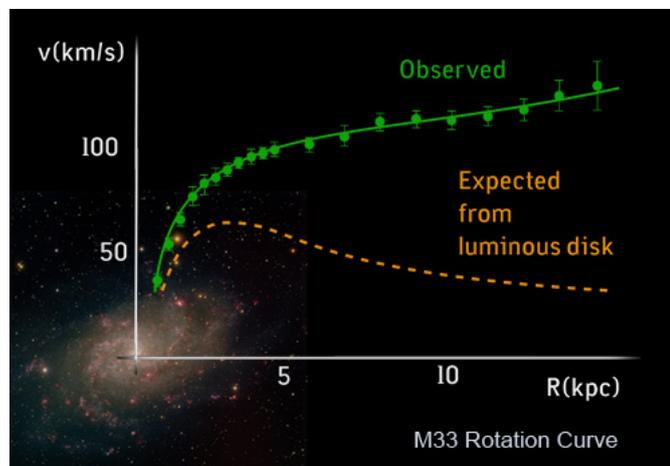


Figura 1 – Curva de rotação da galáxia M33 do aglomerado Andrômeda <<https://www.learner.org/courses/physics/visual>>. Os pontos verdes mostram os dados experimentais, a curva laranja mostra o que é esperado pela física newtoniana. A discrepância é clara e a partir destes destas análises se cogitou a possibilidade de haver uma matéria extra, que não poderia ser detectada através da luz.

Além do efeito observado em curvas de rotação, outros meios foram utilizados para inferir a quantidade de massa presente em Aglomerados de Galáxias. Através de medidas de Raios-X, é possível inferir a quantidade de matéria luminosa presente em um aglomerado (BAHCALL; SARAZIN, 1977), por outro lado, também podemos inferir sua

massa através de um efeito puramente gravitacional, via lentes gravitacionais (KLIMOV, 1963b; KLIMOV, 1963a). Ambos mostravam uma grande discrepância com os resultados, contribuindo para as evidências de Matéria Escura.

A colisão dos aglomerados de galáxias formando o Aglomerado da bala (CLOWE et al., 2004; CLOWE et al., 2006) aponta para uma outra evidência de Matéria Escura, devido aos métodos de medida da massa nesta colisão via Raio-X e via lentes gravitacionais. Em linhas gerais, a princípio espera-se que aglomerados sejam compostos predominantemente por gases. Portanto, ao haver uma colisão entre aglomerados, os gases interagem emitindo Raio-X, e através desta emissão é possível inferir sua massa, e esta medida quando comparada à medida via lentes gravitacionais mostra que, na verdade, apenas uma pequena porção de matéria colide emitindo Raios-X, ou seja, a maior parte do conteúdo de matéria do aglomerado não é vista através de emissão de raios-X, sendo, portanto, uma matéria que não interage através da luz, ou seja, Matéria Escura. Um ponto importante a ser ressaltado, é que as curvas de nível, obtidas através das lentes gravitacionais, mostram que o centro de massa está bem afastado da região de emissão dos Raios-X, ponto que discorda de teorias do tipo MOND, que estabelecem que o centro de massa do aglomerado de coincidir com a matéria visível, fortalecendo a explicação da Matéria Escura via Física de Partículas.

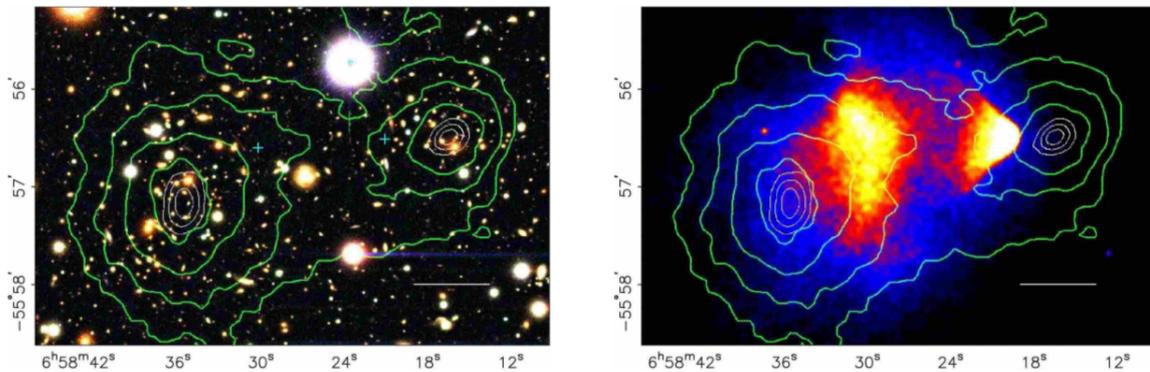


Figura 2 – A Colisão de Aglomerados de galáxias surge como uma evidência irrefutável da existência de ME, no painel da esquerda, temos a imagem do telescópio Magellan, no painel da direita, as regiões amarela e laranja mostram a emissão de raios-X pelo telescópio CHANDRA em consequência da interação entre os gases dos aglomerados (matéria visível), a parte azul é inferida a partir dos efeitos gravitacionais, representando a ME. As curvas de nível verdes são os mapas de convergência via lentes gravitacionais (CLOWE et al., 2006).

Outra evidência vem das precisas medidas das anisotropias da Radiação Cósmica de Fundo (CMB, da sigla para o inglês *Cosmic Microwave background*), cujo resultado mais recente fornece $\Omega_{ME}h^2 = 0.1200 \pm 0.0012$ (AGHANIM et al., 2018), para a abundância de Matéria Escura, ou seja, 26% do conteúdo energético do Universo. Além disso, não

poderíamos deixar de mencionar que a Matéria Escura tem um papel fundamental no processo de formação de estruturas ([PEEBLES, 1982](#)).

Portanto, atualmente temos evidências contundentes da existência de Matéria Escura, e que convergem para um problema da Física de Partículas, forma como será tratado daqui em diante. Deste ponto de vista, o principal e mais estudado candidato à Matéria Escura é a Partícula Massiva Fracamente Interagente (WIMP, da sigla em inglês para *Weakly Interacting Massive Particle*), que possui as características essenciais para um bom candidato à ME, ser massiva, fracamente interagente, fria, suficientemente abundante e estável. O Modelo Padrão da Física de Partículas (MP) não fornece um candidato com as características mencionadas acima, o que implica que o problema da Matéria Escura deve estar vinculado a física nova, ou seja, a extensões do MP.

Ao tratarmos do problema da Matéria Escura do ponto de vista de Física de Partículas, precisamos de métodos para detectar as WIMPs supondo que haja interação (mesmo que muito suprimida) com as partículas conhecidas do MP. Dentre os principais métodos atuais temos via detecção direta, onde as partículas de ME se espalham com núcleos em nossos detectores terrestres, a produção via colisores, onde partículas de ME são produzidas a partir da colisão de duas partículas do MP, e via detecção indireta, onde esperamos que em regiões de alta densidade de ME, estas possam se aniquilar produzindo partículas do MP, estes métodos serão abordados detalhadamente no próximo capítulo.

Entretanto, as buscas por WIMPs, especialmente em detecção direta, não apresentaram nenhum sinal, impondo fortes vínculos sobre os diversos modelos com WIMPs estudados na literatura ([ARCADI et al., 2018](#)). Diante deste cenário, modelos que escapam das WIMPs, como ME leve e com diferentes mecanismos de produção, cujos sinais de detecção direta são bastante suprimidos, vem sendo amplamente estudados. Discutiremos estes diferentes cenários em detalhes e, no que segue, faremos uma breve descrição da organização desta tese.

1.1 Organização desta tese

Nesta tese pretendemos abordar diferentes modelos em Física de Partículas capazes de se adequar aos vínculos atuais impostos pelos experimentos mais recentes em detecção direta e indireta, e mostrar a importância da complementaridade para sondar modelos de ME, em alguns casos, de forma modelo-independente.

No Capítulo 2, faremos uma revisão dos métodos de produção de ME, seja ela produzida termicamente ou não. Além disso, revisaremos os possíveis métodos de detecção, incluindo detecção direta (para WIMPs e ME leve) e indireta, apresentando quais os vínculos atuais impostos pelos experimentos. Descreveremos ainda, os vínculos impostos por aniquilação de ME na Era Escura (do inglês *Dark Age*), apresentando, também, os

vínculos atuais.

No Capítulo 3, estudaremos ME através de um dos cenários mais abordados na literatura, a supersimetria, faremos uma breve revisão de supersimetria através do MSSM, onde revisaremos o cenário de ME neste modelo. Então, introduziremos o sneutrino como candidato à ME na extensão supersimétrica do modelo 331 com neutrinos de mão direita (SuSy331RHN), iremos obter a abundância relíquia e seção de choque de espalhamento, e mostraremos os resultados de forma complementar comparando com os resultados experimentais mais atuais no momento, através do Planck e do LUX, além disso em acordo com os vínculos sobre a massa do Z' vindo do LHC (PIRES et al., 2016).

No Capítulo 4, sairemos do contexto WIMPs e estudaremos ME leve em modelos com Fótons Escuros (do inglês *Dark Photons*). Neste estudo, calcularemos a abundância relíquia através de diferentes mecanismos de produção, via Freeze-Out, Freeze-Out seguido de inflação tardia e Freeze-In. Além das seções de choque de espalhamento e aniquilação, de forma a comparar com vínculos de detecção direta para ME leve e da CMB. Por fim, compararemos com os vínculos atuais sobre Fótons Escuros. Mostraremos a importância da complementaridade para sondar este modelo (DUTRA et al., 2018).

A partir do Capítulo 5, faremos uma análise voltada para detecção indireta de ME, com foco principal em raios- γ . Neste capítulo, estudaremos a classe de modelos onde a ME é confinada no setor escuro (do inglês *Secluded*), por simplicidade nos referiremos como Modelos Confinados no Setor Escuro, onde a ME interage com mediadores metaestáveis que subsequentemente decaem em partículas do MP. Utilizaremos os dados de diferentes experimentos (Fermi-LAT, H.E.S.S. e Planck) para computar as linhas de exclusão sobre a seção de choque de aniquilação *versus* a massa da ME, devido à produção de raios- γ provenientes de diferentes canais de aniquilação, quarks e léptons, variando a massa do mediador, para checar seu impacto nos resultados. Além disso, verificaremos se esta classe de modelos confinados é capaz de dar conta do excesso de raios- γ na escala de TeV observado pelo H.E.S.S. (PROFUMO et al., 2018).

No Capítulo 6, estudaremos modelos de semi-aniquilação, onde uma aniquilação de ME produz outra partícula de ME e mais uma partícula neutra, que pode ser o bóson Z ou de Higgs h . Neste estudo, abordaremos o problema do excesso de raios- γ , observado pelo satélite Fermi-LAT, no centro da galáxia (CG). Faremos uma breve revisão do modelo de aniquilação e em seguida, introduziremos o modelo de semi-aniquilação, também chamado Semi-Hooperon em homenagem ao físico Dan Hooper que introduziu a análise de explicação do excesso no CG com modelos de aniquilação, onde checaremos se estes modelos são capazes de fornecer um bom ajuste ao espectro observado (ARCADI et al., 2017c).

Gostaríamos de ressaltar dois pontos importantes, durante esta tese, outros trabalhos foram desenvolvidos em fenomenologia de partículas (DOFF; SIQUEIRA, 2016;

[QUEIROZ et al., 2016](#); [FERREIRA et al., 2018](#)), mas como o foco desta tese está no estudo de ME, decidimos incluir apenas quatro dos sete artigos desenvolvidos durante o doutorado. Além disso, gostaríamos de mencionar que o nosso trabalho com modelos com ME leve mediada por fótons escuros foi incluído no projeto do experimento e-ASTROGAM que busca sondar raios- γ na escala de energia de MeV, por mostrar a importância deste experimento para sondar ME leve em modelos com fótons escuros. Assim, completamos o oitavo artigo realizado durante o doutorado ([TAVANI et al., 2017](#)).

2 Observáveis de Matéria Escura

Neste capítulo faremos uma revisão sobre os diferentes aspectos da ME do ponto de vista de Física de Partículas. Abordaremos desde alguns dos diferentes mecanismos de produção, térmica e não-térmica, via *Freeze-out* e *Freeze-in*, respectivamente. Além disto, iremos revisar os diferentes mecanismos de detecção, direta e indireta, apresentando os vínculos atuais para cada um destes métodos. Além do mais, faremos uma revisão do impacto da aniquilação de ME no período da Era Escura, capaz de colocar fortes limites sobre a seção de choque de aniquilação, especialmente para ME leve, aqui também apresentaremos os vínculos correntes.

2.1 Abundância Relíquia

A abundância relíquia de ME fornece a quantidade de ME presente em nosso Universo, e é precisamente medida pelo satélite Planck (AGHANIM et al., 2018), cujos resultados mais atuais fornecem,

$$\Omega_{ME}h^2 = 0.1200 \pm 0.0012, \quad (2.1)$$

definida como sendo a densidade de energia de ME sobre a densidade crítica $\Omega_{ME}h^2 = \rho_{ME}/\rho_c$, onde a densidade crítica é definida por $\rho_c = 3H^2/8\pi G^1$, sendo H a taxa de expansão de Hubble e G a constante gravitacional. Se consideramos a ME fria no período do desacoplamento, ou seja, não-relativística, a densidade de energia de ME é definida como,

$$\rho_{ME} = m_\chi n_{ME}, \quad (2.2)$$

sendo m_χ a massa da ME e n_{ME} a densidade de número da ME. Portanto, veremos a seguir como calcular a evolução da densidade de número n_{ME} com base na Cosmologia Padrão², considerando o Universo homogêneo e isotrópico em largas escalas, e, com boa aproximação, em equilíbrio térmico no Universo primordial³.

A evolução da densidade de número de uma determinada espécie de partícula i por volume no espaço de fase com relação ao tempo para um Universo em expansão, é descrita pela equação de Boltzmann (KOLB; TURNER, 1994):

$$\dot{n}_i + 3Hn_i = R(T), \quad (2.3)$$

¹ Equação obtida tomando Equação de Friedmann para um Universo plano ($k = 0$), desprezando o termo de constante cosmológica (λ)

² Quando não for o caso mencionaremos explicitamente.

³ Para os leitores não familiarizados com a Cosmologia Padrão, recomendamos as referências (KOLB; TURNER, 1994; DODELSON, 2003)

sendo $R(T)$ o termo de colisão entre as partículas presentes no banho térmico, ou seja, leva em conta a soma sobre todas as interações possíveis envolvendo a partícula i , incluindo decaimento direto, inverso ou espalhamento, e $H = \dot{a}/a$ a constante de Hubble, sendo a o fator de escala.

Definindo a razão entre a densidade de número de espécies sobre a densidade de entropia, $S = sa^3$ (sendo S a entropia), $Y_i \equiv n_i/s$, podemos reescrever a Eq.(2.3) de uma forma mais conveniente,

$$\frac{dY_i}{dt} = \frac{R(T)}{s} - Y_i \frac{d \ln S}{dt}, \quad (2.4)$$

onde fica evidente a contribuição negativa da entropia suprimindo a evolução da densidade de número de determinada espécie. Veremos, na seção 4.4.2, que ao tratarmos situações onde não há conservação de entropia, é possível suprimir a abundância de Matéria Escura, o que se mostra bastante interessante para cenários onde a ME é superabundante.

Para os casos de *Freeze-in* e *Freeze-out*, tomaremos a entropia constante, que leva a Eq.(2.4) a menos do último termo do lado direito,

$$\frac{dY_i}{dt} = \frac{R(T)}{s}. \quad (2.5)$$

Visto que o lado direito da Eq.(2.5) depende apenas da temperatura, se faz interessante reescrevê-la em função da temperatura dos fótons ou a temperatura do banho térmico T (GONDOLO; GELMINI, 1991),

$$\frac{dY_i}{dT} = \frac{1}{\dot{T}} \frac{R(T)}{s}, \quad (2.6)$$

sendo \dot{T} a derivada temporal da temperatura, que pode ser relacionada com a entropia da seguinte forma

$$\frac{1}{\dot{T}} = \frac{1}{\dot{s}} \frac{ds}{dT} = -\frac{1}{3Hs} \frac{ds}{dT}. \quad (2.7)$$

Como estamos considerando a produção de Matéria Escura em um período dominado por radiação⁴, temos a seguinte expressão para a entropia,

$$s = \frac{2\pi^2}{45} g_s(T) T^3, \quad (2.8)$$

sendo g_s o grau de liberdade entrópico, que é definido da seguinte forma,

$$g_s = \sum_{i=\text{bósons}} g_i \left(\frac{T_i}{T} \right)^3 + \frac{7}{8} \sum_{i=\text{férmions}} g_i \left(\frac{T_i}{T} \right)^3 \quad (2.9)$$

sendo $g_{\text{bósons}, \text{férmions}}$ os graus de liberdade internos, T_i a temperatura do férmion ou bóson associado e T a temperatura do banho térmico (fótons), vale ressaltar que quando há

⁴ Usualmente consideramos a Matéria Escura sendo produzida no período dominado por radiação, recentemente, um artigo abordou a possibilidade de ME sendo produzida na era dominada por matéria, trazendo interessantes implicações fenomenológicas (BERNAL et al., 2018).

equilíbrio térmico teremos $T_i = T$. Derivando a Eq.(2.8) com relação à temperatura,

$$\frac{ds}{dT} = \frac{3s}{T} \left(1 + \frac{T}{3} \frac{d \ln g_s}{dT} \right) \quad (2.10)$$

e substituindo na Eq.(2.7), obtemos,

$$\frac{1}{T} = -\frac{1}{HT} \tilde{g}, \quad (2.11)$$

onde definimos $\tilde{g} = 1 + \frac{T}{3} \frac{d \ln g_s}{dT}$, de forma que a equação de Boltzmann pode ser reescrita da seguinte forma

$$\frac{dY_i}{dT} = -\frac{1}{3Hs} \frac{ds}{dT} \frac{R(T)}{s} = -\frac{\tilde{g}}{sHT} R(T). \quad (2.12)$$

O termo de colisão, $R(T)$, para o processo $ff \leftrightarrow \chi\chi$ (sendo f as partículas do MP e χ as partículas de ME), utilizando, como aproximação, a distribuição estatística de Maxwell-Boltzmann ao invés de Fermi-Dirac para férmions e Bose-Einstein para bósons, (válida no regime $T \lesssim 3m_\chi$, sendo m_χ a massa da ME) (GONDOLO; GELMINI, 1991), é dado por

$$R(T) = n_f^2 \langle \sigma v \rangle \left(1 - \frac{Y_\chi^2}{Y_f^2} \right), \quad (2.13)$$

sendo $\langle \sigma v \rangle$ a média térmica sobre a seção de choque de aniquilação vezes a velocidade de χ , que nos fornece,

$$-\frac{T}{\tilde{g}} \frac{dY_\chi}{dT} = Y_f \frac{n_f \langle \sigma v \rangle}{H} \left(1 - \frac{Y_\chi^2}{Y_f^2} \right). \quad (2.14)$$

Agora podemos especificar dois casos distintos para produção de Matéria Escura:

- *Freeze-out* (FO): no regime de FO, supomos que as partículas estavam em equilíbrio cinético no início do Universo $\chi\chi \leftrightarrow ff$ (de forma que a condição $Y_f = Y_{\chi,eq} = n_{eq}/s$ se aplica), e a medida que o Universo expande e esfria, há um momento em que as partículas do MP não tem mais energia suficiente para produzir ME ($\chi\chi \rightarrow ff$) levando a uma diminuição da abundância de ME e, quando a taxa de interação da ME com as partículas do MP, definida como $\Gamma \equiv n_{eq} \langle \sigma v \rangle$, é aproximadamente igual a taxa de expansão do Universo $\Gamma \sim H$, há o chamado desacoplamento da ME do plasma primordial, neste momento a abundância de ME congela. A abundância via FO pode fornecer valores em concordância com a observada pelo satélite Planck, $\Omega_\chi h^2 \sim 0.12$ (ADE et al., 2015), ou não (sub-abundante ou super-abundante), o que nos leva a outros possíveis mecanismos para alcançá-la, tais possibilidades serão discutidas posteriormente.
- *Freeze-in* (FI): no regime de FI, supomos que a ME foi produzida a partir das partículas do MP (obedecendo a condição $Y_f \gg Y_\chi$) e nunca alcançou o equilíbrio com as partículas do MP. E o mesmo mecanismo de desacoplamento ocorre ($\Gamma \sim H$).

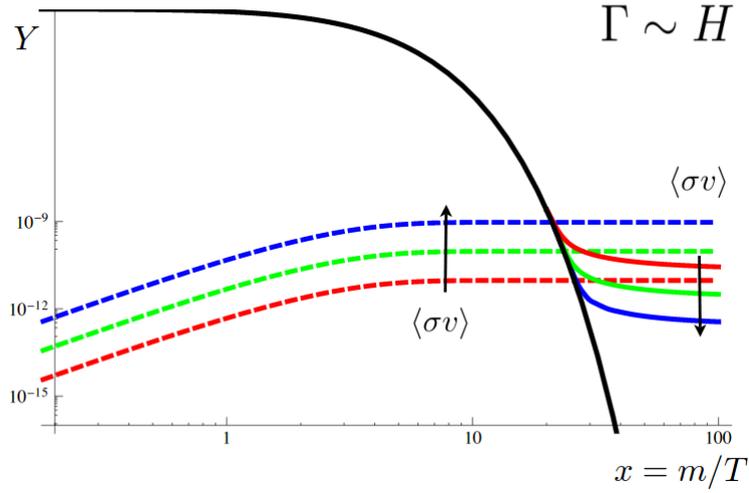


Figura 3 – Quantidade de ME produzida (Y) versus $x = m/T$ para os regimes de Freeze-in (linhas tracejadas) e Freeze-out (linhas contínuas), a seta indica a intensidade da interação. No caso de Freeze-out as partículas estavam, desde o princípio, em equilíbrio com as partículas do MP, no caso de freeze-in as partículas nunca alcançaram equilíbrio (HALL et al., 2010).

Ilustramos os dois mecanismos de *Freeze-out* e *Freeze-in* na Fig.3. Logo, a equação de Boltzmann para os dois regimes distintos serão dadas por,

$$-\frac{T}{\tilde{g}} \frac{dY_\chi}{dT} = s \frac{Y_{\chi,eq}^2 \langle \sigma v \rangle}{H} \left(1 - \frac{Y_\chi^2}{Y_{\chi,eq}^2} \right) \quad (2.15)$$

para o *Freeze-out* e

$$-\frac{T}{\tilde{g}} \frac{dY_\chi}{dT} = \frac{n_f^2 \langle \sigma v \rangle_{prod}}{sH} \quad (2.16)$$

para o *Freeze-in*.

Sabendo que a taxa de expansão do Universo H é dada por,

$$H^2 = \frac{4\pi^3}{45} M_{Pl}^2 g T^4 \quad (2.17)$$

sendo M_{Pl} a massa de Planck e g o número de graus de liberdade efetivo,

$$g = \sum_{i=bósons} g_i \left(\frac{T_i}{T} \right)^4 + \frac{7}{8} \sum_{i=férmions} g_i \left(\frac{T_i}{T} \right)^4, \quad (2.18)$$

podemos reescrever a Eq.(2.15), substituindo a entropia s , dada pela Eq.(2.8), e a taxa de expansão de Hubble H , de forma que chegamos a seguinte expressão para o regime de *Freeze-out*

$$\frac{dY}{dT} = -\sqrt{\frac{\pi}{45}} g_*^{1/2} M_{Pl} Y_{\chi,eq}^2 \langle \sigma v \rangle \left(1 - \frac{Y_\chi^2}{Y_{\chi,eq}^2} \right) \quad (2.19)$$

onde definimos,

$$g_*^{1/2} = \frac{g_s}{\sqrt{g}} \tilde{g}. \quad (2.20)$$

Após o desacoplamento podemos tomar $Y_\chi \gg Y_{\chi,eq}$, integrando obtemos,

$$\frac{1}{Y_0} = \frac{1}{Y_{fr}} + \sqrt{\frac{\pi}{45}} M_{Pl} \int_{T_0}^{T_{fr}} dT g_*^{1/2} \langle \sigma v \rangle \quad (2.21)$$

sendo os prefixo 0 e fr relativos à temperatura e abundância hoje e no momento do *Freeze-out*, respectivamente. Usualmente podemos desprezar com boa aproximação o termo com Y_{fr} .

Para o *Freeze-in*, a Eq.(2.16) se torna,

$$\frac{dY}{dT} = -\frac{M_{Pl}}{(2\pi)^2} \left(\frac{45}{\pi}\right)^{3/2} \frac{\tilde{g}}{g_s \sqrt{g}} \frac{n_f^2 \langle \sigma v \rangle_{prod}}{T^6}, \quad (2.22)$$

cuja integração é compreendida entre a temperatura máxima da Era de Radiação, a temperatura de reaquecimento (T_{RH}), até hoje (T_0). Como não sabemos ao certo a temperatura de reaquecimento, pode haver incertezas na física de ME.

A média térmica da seção de choque de aniquilação $2 \rightarrow 2$ é dada por,

$$n_{eq}^2 \langle \sigma v \rangle = n_f^2 \langle \sigma v \rangle_{prod} = \frac{T}{32(2\pi)^6} \int ds \sqrt{s} K_1\left(\frac{\sqrt{s}}{T}\right) \sqrt{1 - \frac{4m_\chi^2}{s}} \sqrt{1 - \frac{4m_f^2}{s}} \int d\Omega |\mathcal{M}|^2, \quad (2.23)$$

sendo s a variável de Mandelstam e a densidade de número de uma determinada espécie i neste regime é

$$n_i = \frac{g_i}{2\pi^2} m_i^2 T K_2\left(\frac{m_i}{T}\right), \quad (2.24)$$

e K_1 e K_2 as funções de Bessel modificadas de primeiro e segundo tipo, respectivamente. Estes resultados serão úteis nos Capítulos 3 e 4. A seguir, discutiremos os métodos de detecção de ME.

2.2 Detecção Direta

Nossa galáxia está embebida em um halo de Matéria Escura, portanto é razoável esperar que dentre as bilhões de WIMPs que atravessam a Terra a cada segundo, uma quantidade mensurável interaja com os alvos em detectores terrestres, mesmo sendo tão fracamente interagente. Desta forma, experimentos de detecção direta almejam capturar um espalhamento das WIMPs com núcleos, através de detectores extremamente sensíveis e blindados afim de bloquear qualquer ruído.

Um espalhamento WIMP-núcleo devido à velocidade da WIMP (em torno de $10^{-3}c$, sendo c a velocidade da luz) será tratado de forma não-relativística. No referencial do

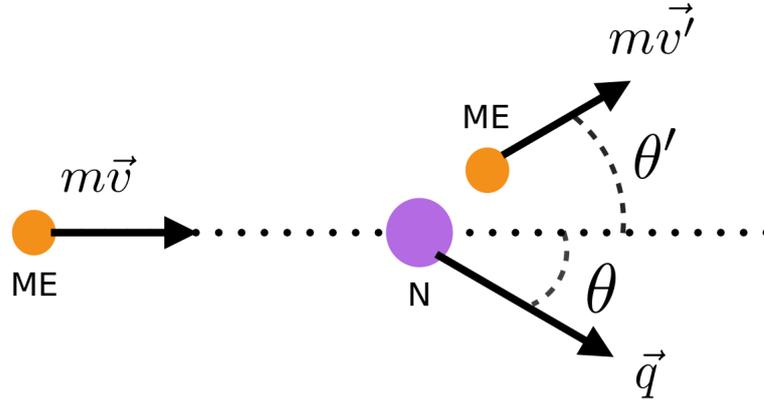


Figura 4 – Ilustração de um espalhamento WIMP-núcleo.

laboratório (ver Fig.4) devido à conservação de energia e momentum chegamos a,

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}m_\chi v^2 &= \frac{1}{2}m_\chi v'^2 + \frac{q^2}{2m_N} \\ m_\chi v' \cos \theta' &= m_\chi v - q \cos \theta \\ m_\chi v' \sin \theta' &= q \sin \theta \end{aligned} \quad (2.25)$$

sendo θ e θ' os ângulos de espalhamento da WIMP e do núcleo, v e v' as velocidades da WIMP entrando e espalhada, m_χ e m_N as massas da WIMP e do núcleo, respectivamente, e, finalmente, q o momentum do núcleo espalhado ou momentum de recuo. Eliminando θ' e v' , chegamos a,

$$q = 2\mu_N v \cos \theta, \quad (2.26)$$

sendo μ_N a massa reduzida ($\mu_N = m_\chi m_N / (m_\chi + m_N)$). Assim, podemos estimar o intervalo do momentum, $0 \leq q \leq q_{max} = 2\mu_N v$, e com o momentum máximo podemos a energia máxima de recuo, $E_{MAX} = q^2 / (2m_N) = 2\mu_N^2 v^2 / m_N$. Além disso, podemos aferir a velocidade mínima necessária para produzir um recuo de energia E ,

$$v_{min} = \sqrt{\frac{m_N E}{2\mu_N^2}}. \quad (2.27)$$

Além disso, podemos verificar de forma qualitativa qual seria a taxa de eventos esperada, que é dada por $R \approx n\sigma\langle v \rangle / m_N$, sendo $n = \rho / m_\chi$, a densidade de número de partículas de ME, σ a seção de choque WIMP-núcleo, e m_N aparece na expressão pois fizemos a estimativa por unidade de massa do detector, $N / (Nm_N)$, para estimar a taxa por alvo específico. Substituindo alguns valores padrão, obtemos uma estimativa da taxa de eventos esperada,

$$R \sim 0.16 \text{ eventos/kg/ano}, \quad (2.28)$$

onde tomamos, $\rho = 0.4 \text{ GeV}$, $\langle v \rangle = 220 \text{ km/h}$, $m_\chi = 100 \text{ GeV}$, massa razoável para uma WIMP, $\sigma = 10^{-38} \text{ cm}^2$ e $m_N = 100 \text{ GeV}$, como referência ao Xenônio, usualmente

utilizado em experimentos de detecção direta. Também é interessante estimar a energia de recuo produzida por uma WIMP, tomando a aproximação de que a massa do núcleo é aproximadamente igual à massa da WIMP, ficamos com a seguinte aproximação para a energia de recuo,

$$E_R \sim \frac{1}{2} m_\chi v^2 = \frac{1}{2} \times 100 \text{ GeV} \times (0.75 \times 10^{-3} c)^2 \sim 30 \text{ keV}. \quad (2.29)$$

Para uma análise mais detalhada, precisamos a distribuição de velocidades das WIMPs no halo, que usualmente é suposta por ser uma distribuição de velocidades Maxwelliana, $f(v)$,

$$f(v) = \frac{1}{k_0} e^{-(v^2/v_0^2)} \quad (2.30)$$

sendo k_0 o fator de normalização, e v_0 a velocidade típica da WIMP ($v_0 \approx 220 \text{ km/s} \approx 0.75 \times 10^{-3} c$). Além disso que a seção de choque diferencial depende do fator de forma $F(E)$. De forma geral a expressão para a taxa de eventos diferencial é,

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{\rho_0}{m_N m_\chi} \int_{v > v_{min}} v f(v) \frac{d\sigma_{\chi N}}{dE_R}(v, E_R) dv, \quad (2.31)$$

cujas dependências com fatores de forma serão explícitas a seguir quando falaremos sobre a seção de choque de espalhamento elástica para WIMPs.

2.2.1 WIMPs

A seção de choque de espalhamento WIMP-núcleo pode ser do tipo dependente (SD) ou independente de spin (SI), que está diretamente relacionado à forma do acoplamento efetivo entre WIMPs e núcleons. A lagrangiana que descreve uma interação axial (SD) para ME fermiônica, contém um vértice dado por,

$$\mathcal{L} \supset \alpha_q^A (\bar{\chi} \gamma^\mu \gamma_5 \chi) (\bar{q} \gamma_\mu \gamma_5 q), \quad (2.32)$$

sendo α_q^A o acoplamento axial. E a seção de choque diferencial para este caso será dada por (KURYLOV; KAMIONKOWSKI, 2004; BERTONE et al., 2005),

$$\left(\frac{d\sigma_{\chi N}}{dE_R} \right)_{SD} = \frac{16m_N}{\pi v^2} \Lambda G_F^2 J(J+1) F(E_R), \quad (2.33)$$

onde G_F é a constante de Fermi, J é o spin do núcleo, cujo valor típico dependerá do elemento, por exemplo, 1/2 para Xenônio (Xe) e Silício (Si) e 3/2 para o sódio (Na), e Λ é um coeficiente que depende da física de partículas e do spin nuclear J . Vale salientar que a seção de choque SD é uma interação que depende diretamente do spin nuclear, ou seja, são necessários alvos específicos com números ímpares de prótons ou nêutrons, para que o spin nuclear total seja não-nulo. Isto se reflete diretamente no fato de que nem todos os experimentos de detecção direta são sensíveis a este tipo de interação.

A lagrangiana que descreve interações escalares ou vetoriais (SI) contém, por exemplo, os vértices

$$\mathcal{L} \supset \alpha_q^S (\bar{\chi}\chi)(\bar{q}q) + \alpha_q^V (\bar{\chi}\gamma^\mu\chi)(\bar{q}\gamma_\mu q), \quad (2.34)$$

com os acoplamentos α_q^S e α_q^V escalares e vetoriais, respectivamente, dependentes dos parâmetros do modelo. A seção de choque WIMP-núcleo para este caso pode ser escrita da seguinte forma (KURYLOV; KAMIONKOWSKI, 2004; BERTONE et al., 2005),

$$\left(\frac{d\sigma_{\chi N}}{dE_R} \right)_{SI} = \frac{m_N \sigma_{\chi N}^0}{2\mu_N^2 v^2} F^2(E_R), \quad (2.35)$$

onde $F^2(E_R)$ é o fator de forma nuclear, E_R é a energia de recuo nuclear, v é a velocidade de WIMP, μ_N é a massa reduzida WIMP-núcleo e $\sigma_{\chi N}^0$, a seção de choque WIMP-núcleo independente do momentum de recuo, é definida da seguinte forma,

$$\sigma_{\chi N}^0 = \frac{4\mu_N^2}{\pi} [Z f^p + (A - Z) f^n]^2. \quad (2.36)$$

É interessante reescrever a expressão acima como função da seção de choque WIMP-núcleon (σ_{SI}),

$$\sigma_{\chi N}^0 = \sigma_{SI} \frac{\mu_N^2}{\mu_n^2} [Z + (A - Z) \frac{f^n}{f^p}]^2, \quad (2.37)$$

sendo Z (A) o número atômico (de massa) e μ_n a massa reduzida WIMP-núcleon, e onde definimos,

$$\sigma_{SI} = \frac{4\mu_n^2}{\pi} (f^n)^2. \quad (2.38)$$

As funções $f^{p,n}$ são as amplitudes WIMP-núcleon que carregam a informação de física de partículas do modelo. Para o próton é dada por,

$$\frac{f^p}{m_p} = \sum_{q=u,d,s} \frac{\alpha_q^S}{m_q} f_{Tq}^p + \frac{2}{27} f_{TG}^p \sum_{q=c,b,t} \frac{\alpha_q^S}{m_q}, \quad (2.39)$$

sendo os coeficientes f_{Tq}^p e f_{TG}^p as contribuições dos quarks leves para a massa do próton, $m_p f_{Tq}^p = \langle p | m_q \bar{q}q | p \rangle$, e a interação WIMP-gluon através de *loops* de quarks, respectivamente, com $f_{TG}^p = 1 - \sum_{q=u,d,s} f_{Tq}^p$. Experimentalmente temos,

$$f_{Tu}^p = 0.020 \pm 0.004, \quad f_{Td}^p = 0.026 \pm 0.005, \quad f_{Ts}^p = 0.118 \pm 0.062. \quad (2.40)$$

As expressões para f^n podem ser facilmente obtidas tomando, $f_{Tu}^n = f_{Td}^p$, $f_{Td}^n = f_{Tu}^p$ e $f_{Ts}^n = f_{Ts}^p$. Ressaltamos que a Eq.(2.37), ao tomarmos $f^n \simeq f^p$, torna-se, simplesmente,

$$\sigma_{\chi N}^0 = \sigma_{SI} \frac{\mu_N^2}{\mu_n^2} A^2, \quad (2.41)$$

onde vemos a dependência explícita da seção de choque WIMP-núcleo com o número de massa A , justificando a escolha de átomos com núcleos pesados como o Xenônio para detectar estes espalhamentos. Medidas experimentais fornecem a seção de choque $\sigma_{\chi N}^0$,

que é convertida, através da Eq.(2.41) em uma seção de choque σ_{SI} , independente do núcleo, tornando a comparação entre experimentos com diferentes alvos viável. Para mais detalhes sobre os cálculos acima, recomendamos as referências (JUNGMAN et al., 1996; KURYLOV; KAMIONKOWSKI, 2004; BERTONE et al., 2005; BELANGER et al., 2009; SCHNEE, 2011; TANEDO, 2011).

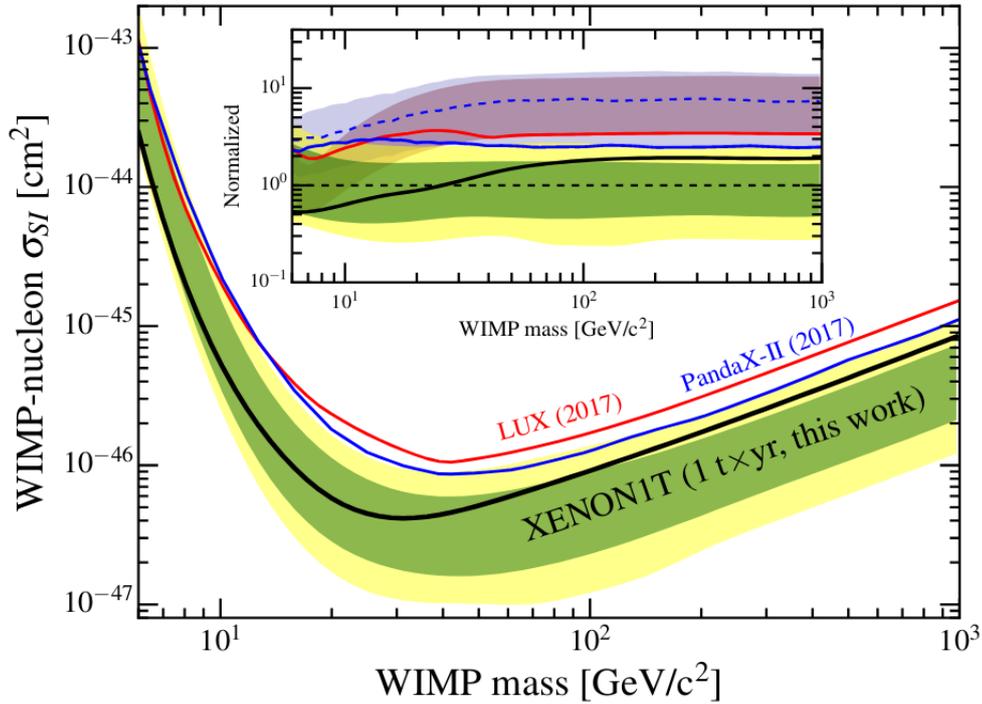


Figura 5 – Vínculos atuais sobre a seção de choque de espalhamento SI WIMP-núcleon fornecidos pelos experimentos XENON1T (APRILE et al., 2018) (linha preta, com faixas de 1 e 2σ verde e amarela, respectivamente), LUX (linha vermelha) (AKERIB et al., 2017) e Pandax-II (linha azul) (CUI et al., 2017). Os limites são superiores, ou seja, tudo o que está acima da curva está excluído pelo experimento, logo os vínculos mais fortes são do XENON1T reportado recentemente.

Através das expressões acima, podemos calcular os observáveis relacionados à detecção direta de ME e comparar com os vínculos impostos pelos experimentos. Os principais experimentos de busca por WIMPs em detecção direta SI (mais restritivos) são atualmente o XENON1T (APRILE et al., 2018), o LUX (AKERIB et al., 2017) e Pandax-II (CUI et al., 2017). Como não foram observados sinais de ME em nenhum dos experimentos mencionados, vínculos sobre o painel seção de choque WIMP-núcleon SI versus a massa da WIMP foram colocados, e são apresentados na Fig. 5. O comportamento da curva de detecção direta está associado ao corte na energia ao qual o experimento é sensível (lado esquerdo), a região de maior sensibilidade do experimento e onde, conseqüentemente, os maiores vínculos se aplicam é quando a massa da ME é aproximadamente igual à massa do mediador, por exemplo, para o experimento XENON1T esta massa fica em torno de

~ 100 GeV, e para WIMPs com massas maiores que a do núcleo-alvo o limite dependerá do tempo de exposição, ou seja, quanto maior o tempo de exposição maior serão os vínculos experimentais caso não seja observado sinal.

Resultados de detecção direta de WIMPs serão utilizados no Capítulo 3 onde estudaremos WIMPs no contexto do modelo 331 com neutrinos de mão direita supersimétrico (PIRES et al., 2016).

Como podemos ver, nos últimos anos os vínculos sobre WIMPs provenientes de detecção direta SI estão cada vez mais restritivos, nos conduzindo a cenários além de WIMPs, na próxima seção, discutiremos possíveis sinais de ME leve também em experimentos de detecção direta.

2.2.2 ME leve

A busca por ME leve tem avançado como uma interessante alternativa ao cenário com WIMPs. Em particular, em análises de detecção direta, a energia de recuo produzida por uma WIMP leve em espalhamento com núcleon será aproximadamente,

$$E_R = \frac{q^2}{2m_N} \sim \frac{m_\chi^2 v^2}{2m_N} = \frac{(0.1 \text{ GeV}/c^2)^2 \times 10^{-3} c^2}{2(10 \text{ GeV}/c^2)} \sim 1 \text{ eV}, \quad (2.42)$$

onde tomamos $\cos \theta = 1$ e $\mu \sim m_\chi$, simplesmente por $m_\chi \ll m_N$. Este valor obtido é muito pequeno comparado ao valor para WIMPs, ($E_R \sim 30$ keV), e completamente fora da sensibilidade dos experimentos de busca por WIMPs. Desta forma, uma alternativa interessante seria a busca por espalhamentos entre WIMPs e elétrons visto que a energia total é,

$$E_{tot} \sim \frac{1}{2} m_\chi v^2 = \frac{1}{2} \times 0.1 \text{ GeV} \times (10^{-3} c)^2 \sim 50 \text{ eV}, \quad (2.43)$$

valor relativamente maior que a energia de recuo, nos traz a viabilidade de um espalhamento com elétron ao invés do núcleo ser mensurável pelos experimentos atuais. Dentre os principais meios de detecção temos a ionização ou excitação eletrônica, cuja energia média necessária para produzi-las está entre 1 e 10 eV, compatível com um espalhamento de ME. Entretanto, por ser um valor muito pequeno de energia, é necessário uma amplificação do sinal para detecção, por exemplo, em experimentos com Xenônio, os elétrons excitados são direcionados para a fase gasosa do Xenônio e que produz uma cintilação detectável pelo experimento.

Supondo que a ME interage diretamente com os elétrons, a seção de choque de espalhamento WIMP-elétron, de forma modelo independente, é dada por,

$$\bar{\sigma}_e = \frac{\mu_{\chi e}^2}{16\pi m_\chi^2 m_e^2} \overline{|\mathcal{M}_{\chi e}(q)|^2} \Big|_{q^2=\alpha^2 m_e^2}, \quad (2.44)$$

$$|F_{ME}(q)|^2 = \frac{|\mathcal{M}_{\chi e}(q)|}{|\mathcal{M}_{\chi e}(\alpha m_e)|} \quad (2.45)$$

sendo $\mu_{\chi e}$ a massa reduzida WIMP-elétron, m_e e m_χ as massas do elétron e da ME, respectivamente, q o momentum transferido, $|\mathcal{M}_{\chi e}(q)|$ é a amplitude de espalhamento WIMP-elétron e $F_{ME}(q)$ o fator de forma devido ao elétron não estar livre, mas em um estado ligado.

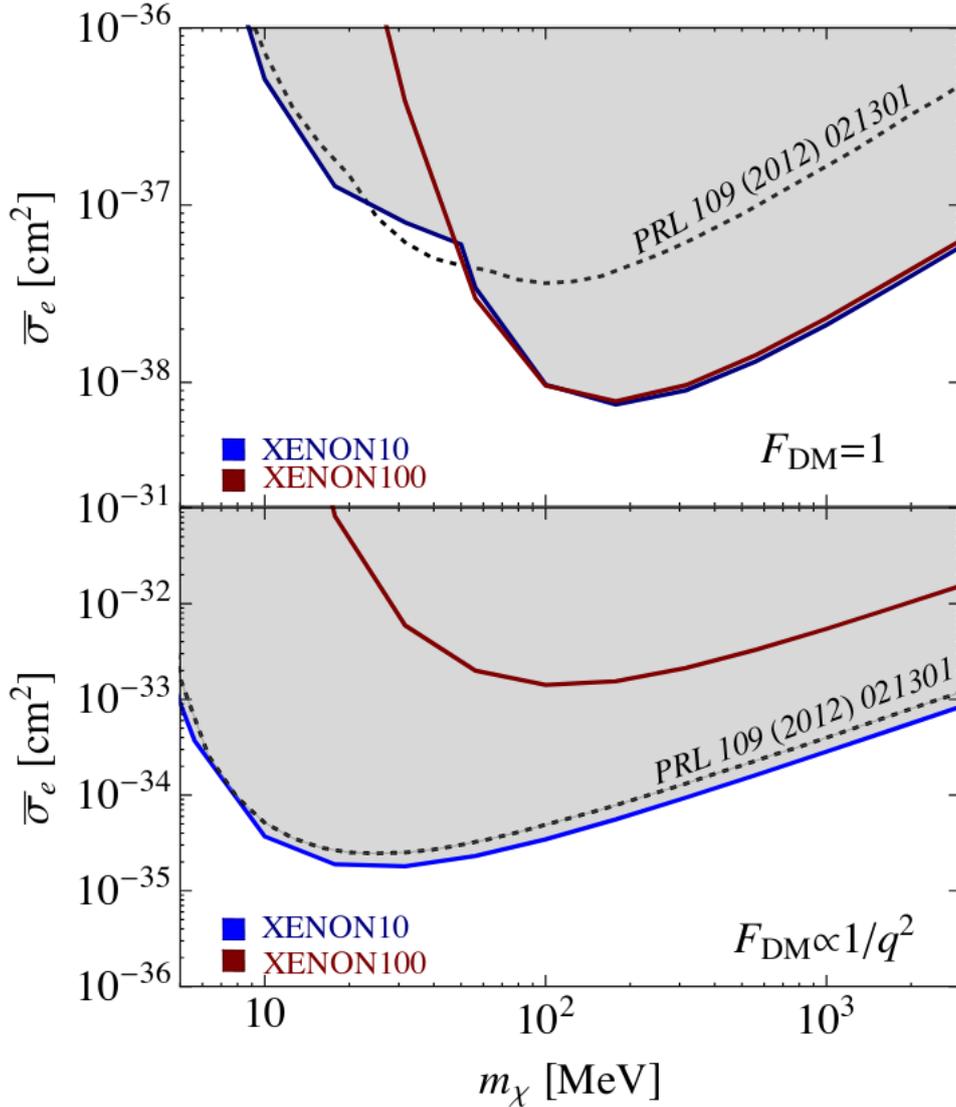


Figura 6 – Vínculos atuais sobre a seção de choque de espalhamento SI WIMP-elétron fornecidos pelos experimentos XENON10 e 100 (ESSIG et al., 2017). Os limites são superiores, ou seja, toda a região acima da curva está excluída. Os resultados são dependentes do fator de forma F_{DM} , para o qual dois valores foram supostos.

Na Fig.6, apresentamos os vínculos atuais sobre a seção de choque WIMP-elétron *versus* massa da ME, tomando $F_{ME}(q) = 1$ (painel da esquerda) e $F_{ME}(q) = \alpha^2 m_e^2 / q^2$ (painel da direita). Utilizaremos os resultados para detecção direta de ME leve no Capítulo 4, onde trataremos de Modelos com ME leve mediada por Fótons Escuros (DUTRA et al., 2018).

2.3 Detecção Indireta

Através da detecção indireta, temos mais uma forma de sondar a natureza da ME. Um dos pontos interessantes deste método é a conexão entre a Astrofísica e a Física de Partículas. Do ponto de vista astrofísico, temos a distribuição de ME na região a ser sondada, e do ponto de vista de Física de Partículas a forma como a ME escura interage, que está implícita na seção de choque de aniquilação.

Em princípio, consideramos que em regiões com alta densidade de ME possa haver a aniquilação de ME produzindo partículas do MP. Estas partículas chamadas primárias hadronizam e/ou decaem durante a propagação até nós de forma que as partículas que chegam aos detectores são estáveis, como, por exemplo, neutrinos, raios- γ , elétrons/pósitrons, anti-prótons e anti-dêuterons, conforme ilustrado na Fig.7.

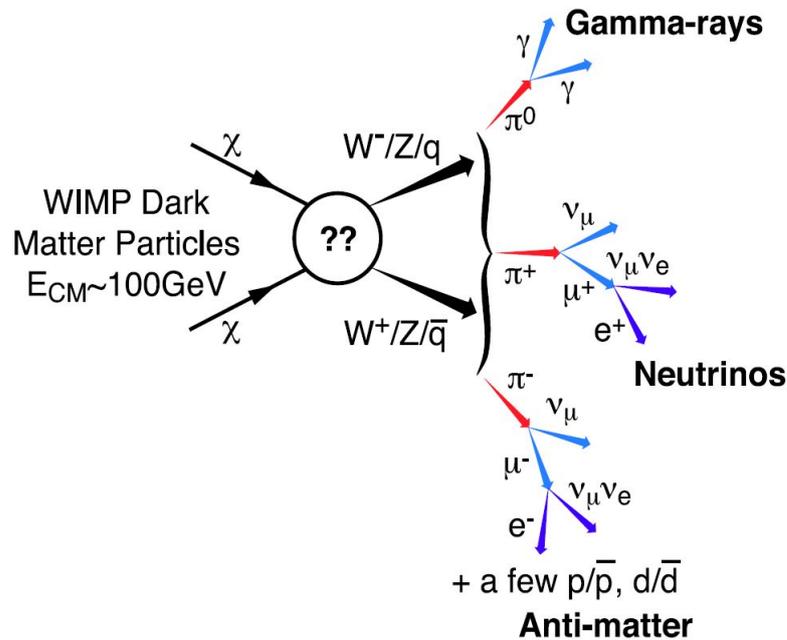


Figura 7 – Ilustração da Detecção Indireta de ME (VITALE; MORSELLI, 2009).

Partículas carregadas, ao se propagarem, são facilmente desviadas de sua fonte devido a campos magnéticos e interações com outras partículas do meio, perdendo informação sobre a sua localização de origem. Por outro lado, partículas neutras, como os neutrinos e fótons, nos fornecem a direção exata da fonte, trazendo uma vantagem com relação às anteriores. Nesta revisão iremos nos focar nos raios- γ , que serão estudados em diferentes contextos nesta tese, nos Capítulos 4, 5 e 6.

Dentre as principais regiões de alta densidade de ME sondadas atualmente temos o centro da nossa galáxia (CG), a Via Láctea, e as galáxias esferoidais anãs, objetos astrofísicos conhecidos por serem predominantemente compostos por ME. Por um lado, o experimento Fermi-LAT observou um excesso de raios- γ vindo do CG com pico de energia

entre aproximadamente 1 – 3 GeV, cujo espectro é compatível com uma aniquilação de ME, entretanto as incertezas astrofísicas associadas são tão grandes, devido ao brilhante e estruturado ruído, que ainda não se sabe ao certo o que pode estar gerando este sinal, uma das possibilidades colocadas além de ME seria via Pulsares mili-segundo (CHOLIS et al., 2015b; PETROVIĆ et al., 2015; BRANDT; KOCSIS, 2015; LEE et al., 2016; HOOPER; MOHLABENG, 2016; BARTELS et al., 2016; HOOPER; LINDEN, 2016) (faremos um estudo detalhado no Capítulo 6). Por outro lado, dSphs praticamente não apresentam ruído⁵, no entanto, nenhum sinal de ME foi observado até então, de forma que fortes vínculos tem sido colocados sobre os principais canais de aniquilação da ME, que serão mostrados adiante.

No que segue, faremos uma breve descrição do fator J e do cálculo do fluxo de raios- γ provenientes da aniquilação de ME, onde mostraremos os vínculos atuais vindos da observação de galáxias esféricas anãs.

2.3.1 Densidade de ME: O Fator J

O Fator J engloba a parte astrofísica envolvida no cálculo do fluxo proveniente da aniquilação de ME, que veremos na seção a seguir. Este fator depende essencialmente da densidade de ME no meio, que é determinado por meio de simulações de N-corpos e curvas de rotação de galáxias. Existem, ainda, incertezas associadas à distribuição de ME na galáxia, e dentre os perfis mais utilizados para descrevê-la temos o Navarro, Frenk and White (NFW) (NAVARRO et al., 1996), Einasto (GRAHAM et al., 2006; NAVARRO et al., 2010), Isothermal (BEGEMAN et al., 1991; BAHCALL; SONEIRA, 1980), Burkert (BURKERT, 1996) e Moore (DIEMAND et al., 2004), cujas expressões são dadas a seguir,

$$\begin{aligned}
 NFW : \quad \rho_{NFW}(r) &= \rho_s \frac{r_s}{r} \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^{-2} \\
 Einasto : \quad \rho_{Ein}(r) &= \rho_s \exp \left\{ -\frac{2}{\alpha} \left[\left(\frac{r}{r_s}\right)^\alpha - 1 \right] \right\} \\
 Isothermal : \quad \rho_{Iso}(r) &= \frac{\rho_s}{1 + (r/r_s)^2} \\
 Burkert : \quad \rho_{Bur}(r) &= \frac{\rho_s}{(1 + r/r_s)(1 + (r/r_s)^2)} \\
 Moore : \quad \rho_{Moo}(r) &= \rho_s \left(\frac{r_s}{r}\right)^{1.16} \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^{-1.84}
 \end{aligned} \tag{2.46}$$

$$\tag{2.47}$$

sendo o raio de referência r_s , a densidade de referência ρ_s , que é calculada fixando a densidade de ME no sol ($r_\odot = 8.5$ kpc) em $\rho_\odot = 0.3$ GeV/cm³ (TANABASHI et al., 2018), cujos valores para cada perfil são dados na Tabela 1.

⁵ A observação de um sinal de raios- γ provenientes de dSphs nos traria uma forte evidência de ser proveniente de ME, e não de qualquer outra possível fonte astrofísica como no caso do CG.

DM halo	α	r_s [kpc]	ρ_s [GeV/cm ³]
NFW	—	24.42	0.184
Einasto	0.17	28.44	0.033
EinastoB	0.11	35.24	0.021
Isothermal	—	4.38	1.387
Burkert	—	12.67	0.712
Moore	—	30.28	0.105

Tabela 1 – Parâmetros utilizados para os diferentes perfis de ME na galáxia.

O Fator J é obtido pela integração na linha de visão da densidade de ME ($\rho(r(s, \theta))$) (CIRELLI et al., 2011), que para os casos de aniquilação e decaimento⁶ são dadas, respectivamente, por

$$J = \int_{l.o.s} \frac{ds}{r_\odot} \left(\frac{\rho(r(s, \theta))}{\rho_\odot} \right)^2, \quad J = \int_{l.o.s} \frac{ds}{r_\odot} \left(\frac{\rho(r(s, \theta))}{\rho_\odot} \right), \quad (2.48)$$

onde definimos $r(s, \theta) = \sqrt{r_\odot^2 + s^2 + 2r_\odot s \cos \theta}$.

Até aqui, definimos o Fator J para uma direção fixa, entretanto, geralmente olhamos para regiões, usualmente relacionadas com o ângulo de visão dos detectores ($\Delta\Omega$), desta forma, definimos o \bar{J} como sendo a integral sobre a região angular requerida, $\bar{J} = 1/\Delta\Omega \int_{\Delta\Omega} J(\theta) d\Omega$, como um exemplo, tomamos um disco centrado no CG, sendo a expressão dada por,

$$\Delta\Omega = 2\pi \int_0^{\theta_{max}} \sin \theta d\theta, \quad \bar{J} = \frac{2\pi}{\Delta\Omega} \int d\theta \sin \theta J(\theta). \quad (2.49)$$

Apresentamos na Fig.8, o Fator J, $J(\theta)$ para os diferentes perfis mencionados aqui. Com estes cálculos em mãos, podemos partir para o cálculo do fluxo de raios- γ provenientes da aniquilação de ME.

2.3.2 Fluxo de Raios- γ proveniente de uma Aniquilação de ME

De forma intuitiva, a taxa de aniquilação por unidade de tempo, energia e volume de partículas de ME depende da densidade de número de partículas de ME, n_{ME} , da seção de choque σ , da velocidade da ME incidente com relação ao alvo (outra partícula de ME)⁷ e do espectro de fótons dN/dE produzido a partir dos estados finais,

$$\frac{dN_{ann}}{dEdVdt} = \frac{1}{2} \langle \sigma v \rangle n_{ME}^2 \frac{dN_\gamma}{dE} \quad (2.50)$$

$\langle \sigma v \rangle$, é a média sobre a distribuição de velocidades da ME, como a seção de choque pode depender da velocidade também entra na média. Até então, tomamos em consideração

⁶ É válido lembrar que em modelos que a ME decai seu tempo de vida deve ser maior que a idade do Universo.

⁷ O fator 1/2 entra para que não haja dupla contagem com relação à partícula incidente e o alvo.

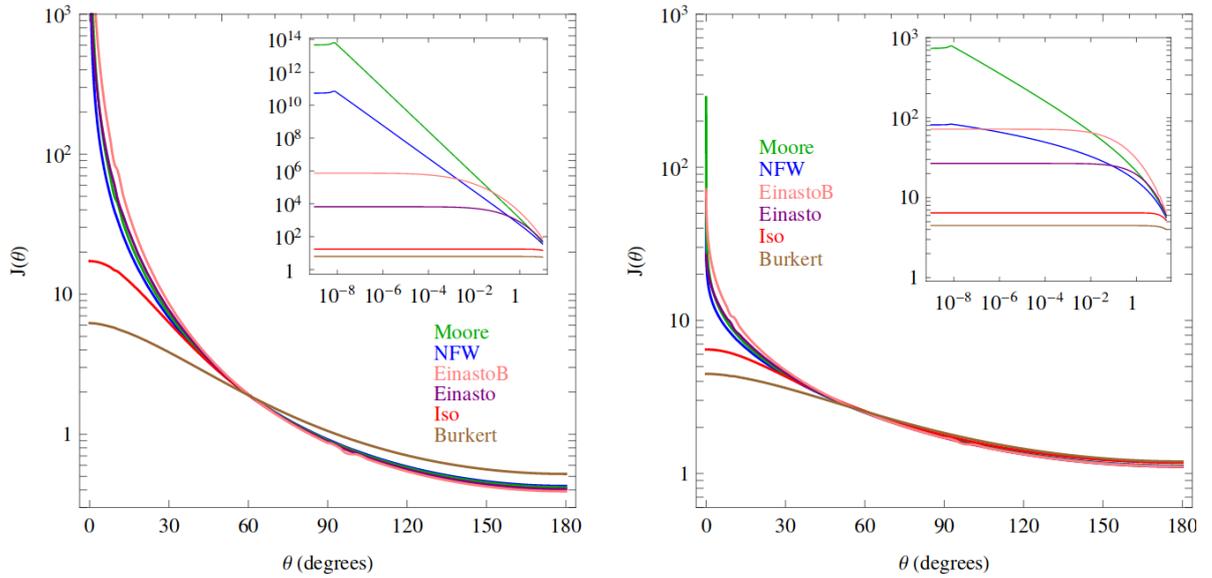


Figura 8 – Fator J para diferentes perfis de densidade de ME (CIRELLI et al., 2011). No painel da esquerda, apresentamos os resultados para aniquilação e no painel da direita, para decaimento.

apenas a injeção de partículas devido à aniquilação de ME, no entanto, devemos atentar para a possibilidade de detecção das mesmas aqui na Terra. Logo, se o detector está situado a uma distância s da fonte, as partículas provenientes da aniquilação de ME irão se espalhar em uma área $4\pi s^2$, tomando dA como sendo um elemento de área do detector, este será capaz de detectar apenas $dA/4\pi s^2$, portanto, incluindo este fator e levando em conta que $n_{ME} = \rho_{ME}/m_{ME}$, obtemos,

$$\frac{dN_{ann}}{dAdV dt dE} = \frac{1}{8\pi s^2 m_{ME}^2} \langle \sigma v \rangle \rho_{ME}^2 \frac{dN_\gamma}{dE} \quad (2.51)$$

definindo $\phi_\gamma \equiv \frac{dN_{ann}}{dAdt}$, o elemento de volume $dV = s^2 ds d\Omega$, e integrando sobre a linha de visão e a região angular a ser estudada, chegamos a,

$$\frac{\phi_\gamma}{dE} = \frac{1}{8\pi m_{ME}^2} \langle \sigma v \rangle \frac{dN_\gamma}{dE} \int ds \int d\Omega \rho_{ME}^2 \quad (2.52)$$

sendo o último, o Fator J definido na seção anterior, que leva em consideração a distribuição das partículas de ME na galáxia.

O espectro de fótons dN/dE é extremamente importante em qualquer análise de ME, pois carrega a característica específica de cada canal primário. Conforme mencionado anteriormente, uma aniquilação de ME pode produzir diferentes estados primários, que são convenientemente esperados como sendo partículas do MP, que após sua produção, irão se propagar, dependendo do estado, hadronizar produzindo elementos compostos, e o que observaremos em detectores terrestres serão as partículas estáveis, produtos desta aniquilação e propagação. Após produzido o estado primário o processo de produção de

raios- γ dependerá apenas deste estado primário produzido e da energia de centro de massa proveniente da aniquilação de ME. E para obter a probabilidade de produção dos estados finais (ou secundários) como sendo fótons, por exemplo, utilizamos os simuladores de Monte Carlo, como o Pythia 8 (SJOSTRAND et al., 2015) ou o PPC4DMID (CIRELLI et al., 2011), que levarão em conta todos os processos aos quais estes estados primários podem ser submetidos durante sua propagação. Na Fig.9, apresentamos o espectro de raios- γ para diferentes canais primários de aniquilação de ME calculados usando o pacote numérico PPC4DMID (CIRELLI et al., 2011). E como fica claro, para cada estado final temos um espectro característico, que será fundamental ao fazermos análises dos dados experimentais.

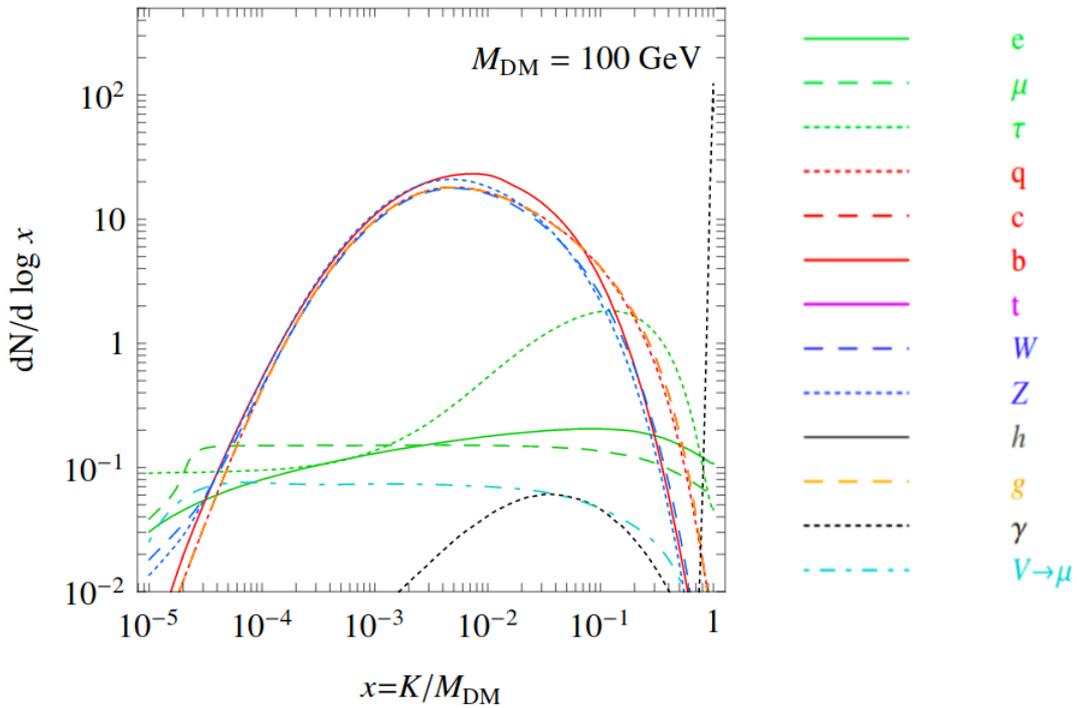


Figura 9 – Espectro de raios- γ provenientes de diferentes canais primários de aniquilação de ME (CIRELLI et al., 2011). Onde foi fixada a massa da ME em 100 GeV e com $x \equiv K/M_{DM}$, sendo K a energia cinética da partícula produzida e $M_{DM} \equiv M_{ME}$.

Conforme mencionado anteriormente, experimentos como o H.E.S.S. (ABDALLAH et al., 2016) e o Fermi-LAT (GOODENOUGH; HOOPER, 2009; ACKERMANN et al., 2015) buscam sinais provenientes de aniquilação de ME em raios- γ , na busca por ME no centro da galáxia, ambos reportaram sinais compatíveis com aniquilação de ME para diferentes intervalos de energia, discutiremos com detalhes o resultado do H.E.S.S. na seção 5.5 e o resultado do Fermi-LAT no Capítulo 6.

Por outro lado, observações de dSphs pelo Fermi-LAT (ver Fig.10) não apresentaram sinais de ME, impondo fortes vínculos modelo-independente sobre a seção de choque de

aniquilação de ME em diferentes canais primários.

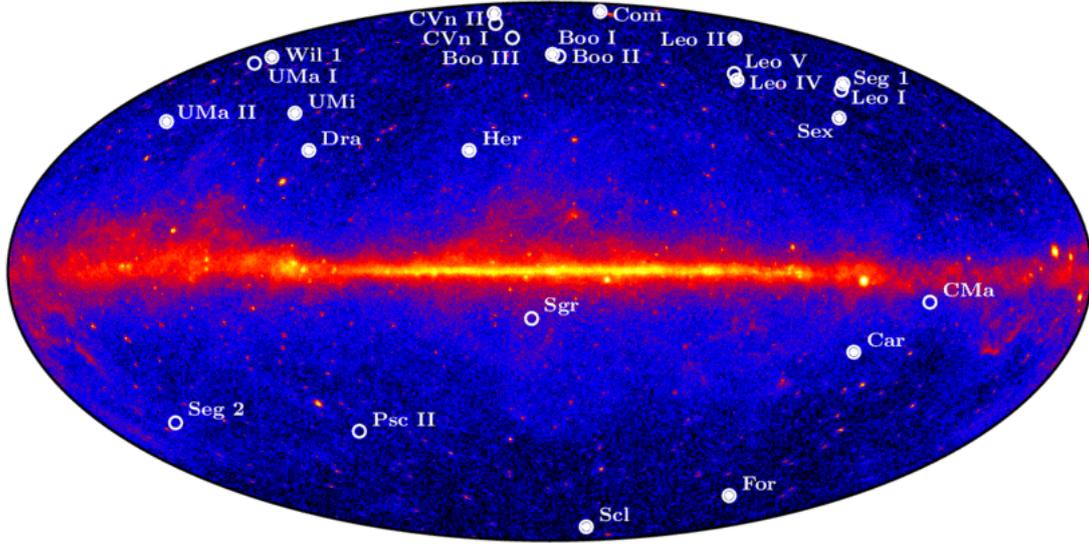


Figura 10 – Mapeamento do céu através de raios- γ na escala de GeV pelo satélite Fermi-LAT (ACKERMANN et al., 2013). Os pontos preenchidos correspondem às Galáxias esféricas Anãs incluídas na análise do Fermi de busca por ME cujos resultados são apresentados a seguir. Os pontos vazados correspondem às Galáxias Anãs não incluídas. Neste mapeamento percebemos que as dSphs escapam do ruído localizado no CG. Região central brilhante, sendo, portanto um alvo interessante na busca por ME.

Em sua última análise, a colaboração do experimento Fermi-LAT, utilizando dados de 15 dSphs, dentre as quais, Bootes I, Canes Ven. II, Carina, Coma Ber., Draco, Formax, Hercules, Leo II, Leo IV, Sculptor, Segue I, Sextans, Ursa Major II, Ursa Minor e Willman I, cujos detalhes serão apresentados na Seção 5.3.1, reportou os resultados para ME se aniquilando 100% nos canais canônicos, $\bar{e}e$, $\bar{\mu}\mu$, $\bar{\tau}\tau$, $\bar{u}u$, $\bar{b}b$ e WW com 95% C.L., conforme mostrado na Fig. 11. Os limites sobre a média térmica da seção de choque de aniquilação são apresentados em linhas pretas contínuas, com 1σ (região verde) e 2σ (região amarela). A linha tracejada cinza representa a seção de choque canônica para a qual uma WIMP reproduz a abundância de ME correta inferida pelo satélite Planck (AGHANIM et al., 2018).

No Capítulo 5, utilizaremos os dados experimentais para obter os limites para modelos confinados no setor escuro, que não foram reportados pelo experimento e são amplamente estudados na literatura.

No que segue, trataremos de outro importante impacto da aniquilação de ME, mas agora sobre o período de desacoplamento da CMB, veremos que vínculos também podem ser colocados sobre a seção de choque de aniquilação de ME, especialmente quando a ME é leve.

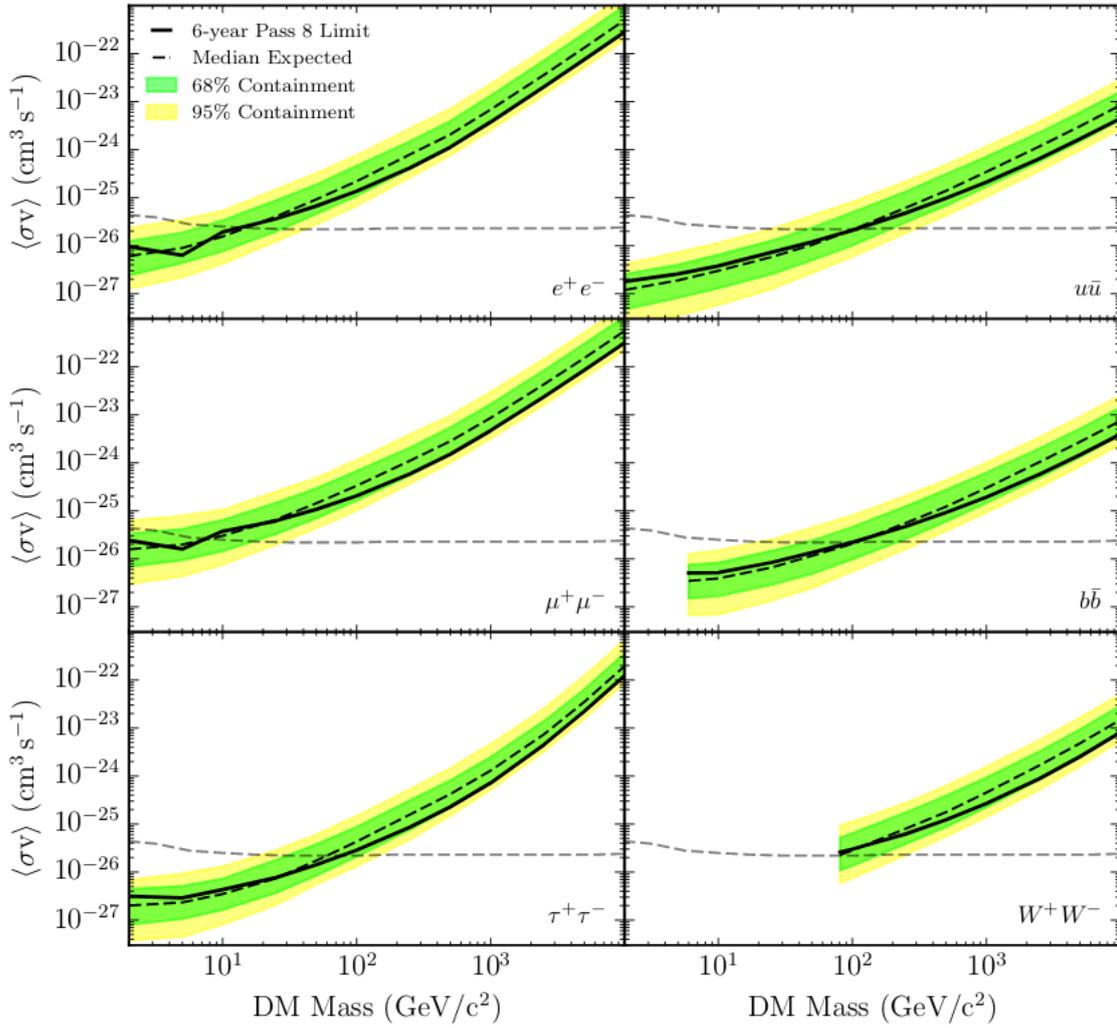


Figura 11 – Vínculos sobre seção de choque de aniquilação *versus* massa de ME, através da observação de dSphs (ACKERMANN et al., 2015). Os limites sobre a média térmica da seção de choque de aniquilação são apresentados em linhas pretas contínuas, com 1σ (região verde) e 2σ (região amarela). A linha tracejada cinza representa a seção de choque canônica para a qual uma WIMP reproduz a abundância de ME correta inferida pelo satélite Planck (AGHANIM et al., 2018).

2.4 Radiação Cósmica de Fundo (CMB)

Uma outra forma de sondar a natureza da ME é via CMB. Partículas de ME, já desacopladas do plasma primordial, podem se aniquilar no período da Era Escura ($1100 < z < 10$), ver Fig.12, trazendo impactos sobre as, muito bem medidas, anisotropias da CMB. Isto se dá devido ao fato dos produtos de aniquilação da ME injetarem energia no banho térmico, fornecendo uma ionização residual que, conseqüentemente, alarga a superfície de último espalhamento, ou seja, faz com que o desacoplamento do fóton ocorra a mais baixos *redshifts*, isto, devido ao aumento da fração de ionização do hidrogênio

e hélio e ao aumento da temperatura de matéria⁸. Desta forma, o experimento Planck impõe fortes vínculos sobre o parâmetro p_{ann} , a ser definido a seguir, sendo, portanto, o parâmetro mais importante para computar os vínculos sobre modelos de ME.

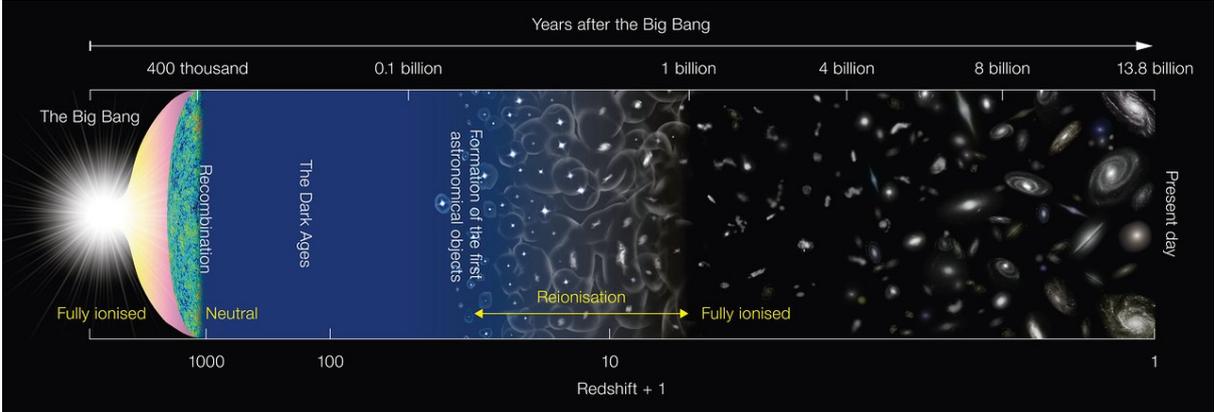


Figura 12 – História térmica do Universo mostrando sua evolução temporal e do redshift, que é fixo como sendo igual a 1 hoje (Fonte: <<https://www.eso.org/public/norway/news/eso1620/>>).

Para calcular os vínculos sobre os modelos de ME precisamos atentar para alguns detalhes, em primeiro lugar, os produtos primários de aniquilação de ME são as partículas do MP, bósons de Higgs, bósons de gauge, quarks e léptons, entretanto, a partir dos canais primários, através de suas hadronizações e decaimentos, os estados finais (também chamados secundários) são produzidos, sendo eles elétrons, pósitrons, fótons e neutrinos, e em menor quantidade, hádrons (cuja produção será desprezada aqui). Neutrinos simplesmente não interagem com as partículas do meio inter-galáctico, de forma que as únicas fontes de injeção de energia no meio serão devido aos elétrons/pósitrons e fótons.

Então, a taxa da densidade de energia injetada no meio, produzida por uma aniquilação de ME, depende da densidade de número de pares de partículas de ME $\kappa n_{ME}/2$, sendo $\kappa = 1$ para partículas de Majorana e $\kappa = 1/2$ para partículas de Dirac, da probabilidade de aniquilação $P_{aniq} = \langle \sigma v \rangle n_{ME}$, e da energia liberada por aniquilação de ME $E_{aniq} = 2m_\chi$. Logo, obtemos,

$$\left. \frac{dE}{dt dV} \right|_{inj} (z) = \left(\frac{n_{ME}}{2} \right) (\langle \sigma v \rangle n_{ME}) (2m_\chi). \quad (2.53)$$

Supondo a partícula de ME como sendo não-relativística, encontramos

$$n_{ME} = \rho_{ME}/m_\chi = \rho_c \Omega_{ME} / m_\chi = \rho_c \Omega_{MEo} (1+z)^3 / m_\chi, \quad (2.54)$$

⁸ Aqui não iremos nos preocupar com uma detalhada explicação sobre como as mudanças na fração de ionização e a temperatura de matéria interferem no espectro da CMB, para isto, recomendamos a referência (PADMANABHAN; FINKBEINER, 2005).

sendo Ω_{MEo} a abundância de ME hoje, $\rho_c = H_0^2/(8\pi G)$ a densidade crítica do Universo e z o *redshift*. Substituindo a Eq.(2.54) em Eq.(2.53), nós obtemos,

$$\left. \frac{dE}{dt dV} \right|_{inj}(z) = \rho_c^2 \Omega_{MEo}^2 (1+z)^6 \left(\frac{\langle \sigma v \rangle}{m_\chi} \right). \quad (2.55)$$

onde tomamos $\kappa = 1$.

Entretanto, nem toda energia injetada via aniquilação de ME será depositada no meio, dependerá das cascatas de estados finais produzidos e do momento em que é produzido. Este efeito é levado em conta através do parâmetro de eficiência dependente de *redshift*, $f(z)$, da seguinte forma,

$$\left. \frac{dE}{dt dV} \right|_{dep}(z) = f(z) \left. \frac{dE}{dt dV} \right|_{inj}(z), \quad (2.56)$$

assim, podemos reescrever a Eq.(2.57) como segue,

$$\left. \frac{dE}{dt dV} \right|_{dep}(z) = \rho_c^2 \Omega_{MEo}^2 (1+z)^6 p_{ann}. \quad (2.57)$$

onde definimos $p_{ann} = f(z)\langle \sigma v \rangle/m_\chi$, que carrega toda a informação de Física de Partículas necessária para calcularmos os vínculos da CMB. O parâmetro $f(z)$ não é calculado trivialmente, assim, foi demonstrado em (FINKBEINER et al., 2012) que para modelos de ME com WIMPs, $f(z)$ tem o mesmo impacto sobre o vínculo da CMB para diferentes valores de z , de forma que, é razoável, aproximar $f(z)$ para um fator de eficiência efetivo, independente de *redshift*, f_{eff} . Especificamente, para uma dada aniquilação de ME, o f_{eff} total será a soma sobre as possíveis contribuições do f_{eff} para elétrons/pósitrons e fótons multiplicados pelos respectivos dN/dE (SLATYER, 2016a),

$$f_{eff} = \frac{1}{2m_\chi} \int_0^{m_\chi} E dE \left(f_{eff}^\gamma(E) \frac{dN}{dE^\gamma} + 2f_{eff}^{e^+}(E) \frac{dN}{dE^{e^+}} \right), \quad (2.58)$$

onde o fator 2 aparece para dar conta dos elétrons e pósitrons.

Os fatores de eficiência f_{eff}^γ e $f_{eff}^{e^+}$ podem ser calculados numericamente, utilizamos o código numérico gratuitamente divulgado por T. Slatyer em (SLATYER, 2016a), incluindo como parâmetros de entrada os dN/dE , que são os espectros de energia de pósitrons e fótons para uma massa específica de ME e um determinado canal primário, calculados utilizando os pacotes numéricos Pythia 8 (SJOSTRAND et al., 2015) ou PPPC4DMID (CIRELLI et al., 2011).

Utilizando o vínculo divulgado pelo satélite Planck (ADE et al., 2015) para o parâmetro p_{ann} ,

$$p_{ann} < 4.1 \times 10^{-28} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \text{ GeV}^{-1}, \quad (2.59)$$

na Fig.13, apresentamos os resultados para o fator de eficiência f_{eff} para os canais canônicos (painel superior) e os vínculos sobre a média térmica da seção de choque de

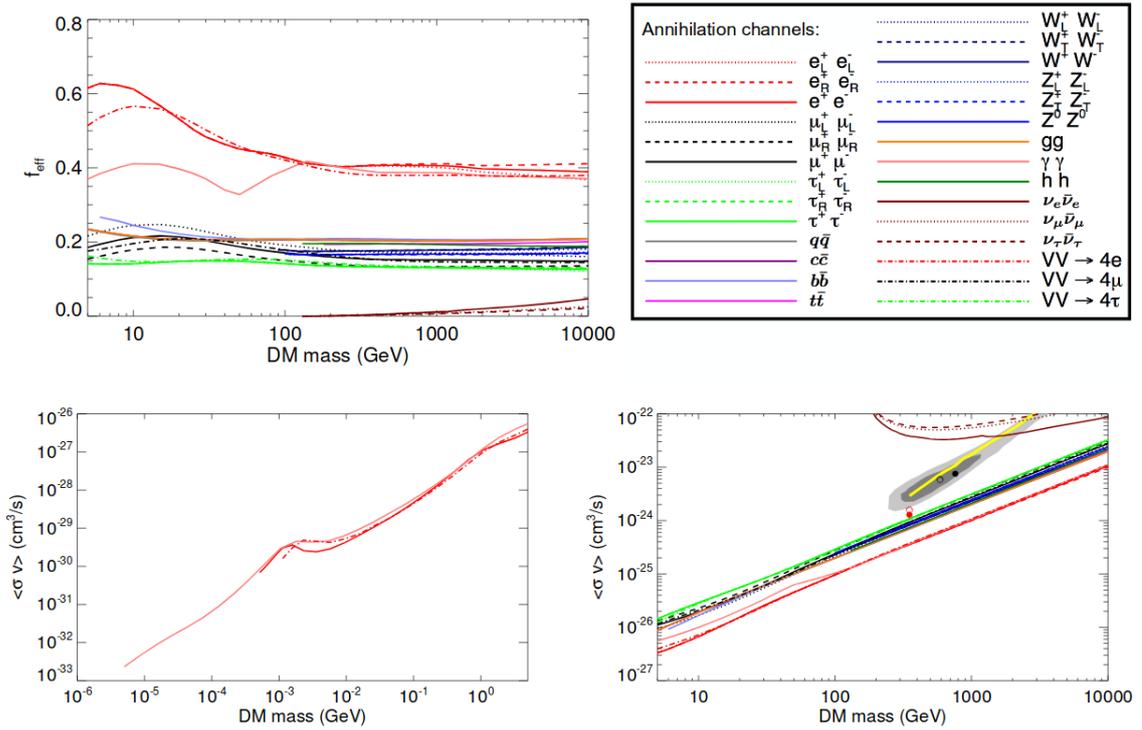


Figura 13 – Vínculos sobre seção de choque de aniquilação *versus* massa de ME, através da CMB (SLATYER, 2016a).

aniquilação *versus* a massa da ME, no painel inferior direito para $m_\chi > 5$ GeV e no painel inferior esquerdo para $m_\chi < 10$ GeV, obtidos em (SLATYER, 2016a). Os resultados se mostram competitivos com interpretações de ME do excesso de pósitrons (CIRELLI et al., 2009). Além disso, os vínculos são capazes de sondar a seção de choque para WIMPs fornecendo a abundância de ME correta, $\langle\sigma v\rangle \sim 10^{-26}$ cm³ s⁻¹, para $M_{ME} \lesssim 50$ GeV se aniquilando em e^+e^- , o que torna o vínculo bastante forte para esta região de massa (painel inferior direito). Devido à dependência inversamente proporcional da densidade de energia com a massa da ME, vemos que o vínculo sobre a seção de choque é ainda mais forte para ME leve, na escala de sub-GeV (painel inferior esquerdo).

Outro ponto que deve ser ressaltado é que fica claro na Fig.13 que os vínculos sobre canais leptônicos são mais competitivos com relação aos canais hadrônicos. Isto está relacionado ao processo de cascata após a produção de canais primários. Como um exemplo, canais primários eletrônicos produzem apenas elétrons e fótons nos estados secundários, quando produzido com alta energia há uma pequena produção de neutrinos, devido as correções eletro-fracas, diminuindo um pouco a produção de partículas eletromagnéticas para massas de ME na escala de centenas de GeV. Na produção primária de quarks e taus, por exemplo, há uma rápida hadronização, produzindo píons neutros, que decaem em fótons, e carregados, que decaem em múon e anti-neutrino do múon, e o múon produzido, por sua vez, decai em elétrons e neutrinos/anti-neutrinos, havendo,

portanto, uma grande produção de neutrinos, que, como mencionado anteriormente, não interagem com o meio, diminuindo a eficiência na inserção de partículas eletromagnéticas no meio, justificando, conseqüentemente, o fato dos vínculos da CMB serem mais sensíveis aos canais leptônicos, com exceção do tau, com relação aos estados finais que hadronizam.

No fim das contas encontramos nos vínculos da CMB uma poderosa ferramenta para sondar ME, especialmente na escala de MeV, onde os vínculos se tornam competitivos com os de detecção indireta, por exemplo. Além disso, os vínculos da CMB são livres de ruídos ou incertezas, dependendo apenas da física já bem estabelecida das anisotropias CMB.

3 Sneutrino como candidato à Matéria Escura no Modelo 331 Supersimétrico

Iniciaremos nossos estudos sobre ME através de um dos cenários mais bem motivados, no que diz respeito aos estudos com WIMPs dos últimos anos, a supersimetria (SUSY). Dentre os principais aspectos que tornam a supersimetria uma proposta interessante temos a solução de problemas que estão além do alcance do MP, como as divergências quadráticas, a unificação dos acoplamentos e, também, a presença de um bom candidato à ME, cuja estabilidade é garantida através da paridade-R, simetria que é imposta ao modelo para garantir a estabilidade do próton.

A supersimetrização do Modelo Padrão da Física de Partículas levou ao Modelo Padrão Supersimétrico Mínimo (MSSM), cujas assinaturas vem sendo arduamente procuradas em experimentos como o Grande Colisor de Hádrons (LHC) (TANABASHI *et al.*, 2018), além de experimentos de busca por ME, com o Neutralino, principal candidato do MSSM. Até hoje não se observou sinal do MSSM e apenas vínculos sobre os observáveis vêm sendo colocados, nos levando a buscar cenários além do MSSM.

Neste trabalho, estudaremos aspectos fenomenológicos de uma extensão do MSSM, que consiste na supersimetrização do Modelo $SU(3) \otimes SU(3) \otimes U(1)$ com neutrinos de mão direita (331RHN) (SINGER *et al.*, 1980; FOOT *et al.*, 1994; MONTERO *et al.*, 1993). Iniciaremos os estudos com uma análise do setor escalar, e em seguida, estudaremos o sneutrino de mão direita, terceira componente do tripleto leptônico, como possível candidato à ME (PIRES *et al.*, 2016). Calcularemos numericamente a abundância relíquia e a seção de choque de espalhamento e compararemos com vínculos do satélite Planck (ADE *et al.*, 2015) e do experimento LUX (AKERIB *et al.*, 2016a).

Este capítulo será estruturado da seguinte forma: na seção 3.1, faremos uma breve descrição da Supersimetria tomando o MSSM como modelo de referência; na seção 3.2, revisaremos brevemente a ME no MSSM; na seção 3.3, descreveremos o modelo 331 supersimétrico com neutrinos de mão direita, que nomeamos SUSY331RHN; na seção 3.4, faremos uma análise do Higgs padrão em nosso modelo; na seção 3.5 apresentaremos os resultados para os observáveis de ME estudados aqui, abundância relíquia e detecção direta, comparando os resultados com os limites mais recentes impostos pelos experimentos na época que o estudo foi realizado. E, por fim, na seção 3.6, apresentaremos nossas conclusões.

3.1 Revisão: Supersimetria

A supersimetria é construída com base em uma simetria espaço-temporal que relaciona bósons e férmions, ou seja, para cada bóson (férmion) do modelo, temos um férmion (bóson) associado,

$$Q|F\rangle = |B\rangle \quad Q|B\rangle = |F\rangle \quad (3.1)$$

cuja transformação se dá a partir de um operador Q de spin-1/2, onde tomamos F como sendo um férmion, e B , um bóson. Desta forma, duplicamos o conteúdo de partículas do modelo, e com base na álgebra de SUSY, construímos os chamados super-multipletos, compostos por estados bosônicos e fermiônicos (para o MSSM, ver Tabelas 2 e 3).

Nomes		Spin 0	Spin 1/2	$(SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y)$
squarks, quarks (×3 famílias)	Q	$(\tilde{u}_L \ \tilde{d}_L)$	$(u_L \ d_L)$	$(\mathbf{3}, \mathbf{2}, \frac{1}{6})$
	\bar{u}	\tilde{u}_R^*	u_R^\dagger	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, -\frac{2}{3})$
	\bar{d}	\tilde{d}_R^*	d_R^\dagger	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, \frac{1}{3})$
sléptons, léptons (×3 famílias)	L	$(\tilde{\nu} \ \tilde{e}_L)$	$(\nu \ e_L)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$
	\bar{e}	\tilde{e}_R^*	e_R^\dagger	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 1)$
higgs, higgsinos	H_u	$(H_u^+ \ H_u^0)$	$(\tilde{H}_u^+ \ \tilde{H}_u^0)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, \frac{1}{2})$
	H_d	$(H_d^0 \ H_d^-)$	$(\tilde{H}_d^0 \ \tilde{H}_d^-)$	$(\mathbf{1}, \bar{\mathbf{2}}, -\frac{1}{2})$

Tabela 2 – Super-multipletos quirais no Modelo Padrão Supersimétrico Mínimo (MARTIN, 2010) cujas propriedades de transformação pelo grupo de gauge do MP são dados na última coluna.

Nomes	Spin 1/2	Spin 1	$(SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y)$
gluinos, glúons	\tilde{g}	g	$(\mathbf{8}, \mathbf{1}, 0)$
winos, bósons W	$\tilde{W}^\pm \ \tilde{W}^0$	$W^\pm \ W^0$	$(\mathbf{1}, \mathbf{3}, 0)$
bino, bóson B	\tilde{B}^0	B^0	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 0)$

Tabela 3 – Super-multipletos de gauge no Modelo Padrão Supersimétrico Mínimo (MARTIN, 2010) com as cargas associadas.

Com base em uma teoria invariante por transformações de Poincaré, de gauge e supersimétricas, podemos construir a chamada Lagrangiana Mestra renormalizável,

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} &= \sum_i (D_\mu S_i)^\dagger (D^\mu S_i) + \frac{i}{2} \sum_i \bar{\psi}_i \not{D} \psi_i + \sum_{\alpha,A} \left[\frac{i}{2} \bar{\lambda}_{\alpha A} (\not{D} \lambda)_{\alpha A} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu\alpha A} F_{\alpha A}^{\mu\nu} \right] \\
&- \sqrt{2} \sum_{i,\alpha,A} \left(S_i^\dagger g_\alpha t_{\alpha A} \bar{\lambda}_{\alpha A} \frac{1-\gamma_5}{2} \psi_i + h.c. \right) \\
&- \frac{1}{2} \sum_{\alpha,A} \left[\sum_i S_i^\dagger g_\alpha t_{\alpha A} S_i + \xi_{\alpha A} \right]^2 - \sum_i \left| \frac{\partial \hat{W}}{\partial \hat{S}_i} \right|_{\hat{S}=S}^2 \\
&- \frac{1}{2} \sum_{i,j} \bar{\psi}_i \left[\left(\frac{\partial^2 \hat{W}}{\partial \hat{S}_i \partial \hat{S}_j} \right)_{\hat{S}=S} \frac{1-\gamma_5}{2} + \left(\frac{\partial^2 \hat{W}}{\partial \hat{S}_i \partial \hat{S}_j} \right)_{\hat{S}=S}^\dagger \frac{1+\gamma_5}{2} \right] \psi_j,
\end{aligned} \tag{3.2}$$

sendo as derivadas covariantes dadas por,

$$D_\mu S = \partial_\mu S + i \sum_{\alpha,A} g_\alpha t_{\alpha A} V_{\mu\alpha A} S, \tag{3.3}$$

$$D_\mu \psi = \partial_\mu \psi + i \sum_{\alpha,A} g_\alpha (t_{\alpha A} V_{\mu\alpha A}) \psi_L - i \sum_{\alpha,A} g_\alpha (t_{\alpha A}^* V_{\mu\alpha A}) \psi_R, \tag{3.4}$$

$$(\not{D} \lambda)_{\alpha A} = \not{\partial} \lambda_{\alpha A} + i g_\alpha (t_{\alpha B}^{adj} V_{\alpha B})_{AC} \lambda_{\alpha C}, \tag{3.5}$$

$$F_{\mu\nu\alpha A} = \partial_\mu V_{\nu\alpha A} - \partial_\nu V_{\mu\alpha A} - g_\alpha f_{\alpha ABC} V_{\mu\alpha B} V_{\nu\alpha C}. \tag{3.6}$$

os índices i e j discriminam o tipo de campo, o índice A está associado ao grupo de gauge e o índice α permite acoplamentos mais gerais, para quando não estamos tratando de uma teoria de gauge simples. Os campos λ (fermiônicos) e V_μ (bosônicos) representam as componentes do supercampo de gauge, os campos S (bosônicos) e ψ (fermiônicos) representam as componentes do supercampo quiral, \hat{W} representa o super-potencial, t_α representa os geradores do grupo de simetria, t_α^{adj} representa os geradores do grupo de simetria na representação adjunta, ξ um fator adicionado para manter a lagrangiana invariante de gauge para o caso não-abeliano (termo D de Fayet-Iliopoulos) e g_α representa os acoplamentos de gauge para o α -ésimo fator de grupo.

Esta lagrangiana contém toda a informação necessária para construir qualquer modelo supersimétrico. Sendo as características intrínsecas de cada modelo contidas unicamente no super-potencial. Para o MSSM, o super-potencial será dado por,

$$\hat{W}_{MSSM} = \mu \hat{H}_u^a \hat{H}_{da} + \sum_{i,j=1,3} \left[(\mathbf{f}_u)_{ij} \epsilon_{ab} \hat{Q}_i^a \hat{H}_u^b \hat{U}_j^c + (\mathbf{f}_d)_{ij} \hat{Q}_i^a \hat{H}_{da} \hat{D}_j^c + (\mathbf{f}_e)_{ij} \hat{L}_i^a \hat{H}_{da} \hat{E}_j^c \right], \tag{3.7}$$

sendo a e b índices de dubleto $SU(2)$, \hat{H}_u e \hat{H}_d os supercampos de Higgs, \hat{Q}^a , \hat{U}^c , \hat{D}^c os supercampos associados aos quarks e \hat{L}^a , \hat{E}^c os supercampos associados aos léptons. Após incluir estes supercampos na Lagrangiana Mestra obtém-se todas as interações supersimétricas e recupera-se todas as interações típicas do MP. Vale ressaltar a notação utilizada aqui, supercampos são denotados com um acento circunflexo, com acento til são os campos representando os superparceiros. De forma geral, adicionamos o prefixo ‘s’ quando nos referimos aos superparceiros fermiônicos, por exemplo, o superparceiro do

quark top t será denotado stop \tilde{t} , e para os bósons de gauge e escalares, adicionamos o sufixo ‘ino’, ou seja, o superparceiro do glúon g será chamado gluino \tilde{g} , e assim por diante. Ressaltamos que esta será a mesma notação utilizada posteriormente, no modelo estudado aqui.

O fato de não observarmos partículas com mesmas características e com mesma massa mas com spin-estatísticas distintas, o que é naturalmente predito por teorias supersimétricas, nos leva a constatar que a supersimetria deve ser uma teoria quebrada. Ainda não se sabe ao certo como esta quebra ocorre, por isso, apelamos para a chamada quebra suave de SUSY, onde impomos à mão os termos que fornecem o deslocamento necessário entre as massas das partículas padrão e suas parceiras supersimétricas, mantendo a propriedade de cancelamento das divergências quadráticas, de tal forma a causar uma separação viável nos valores de suas massas.

Uma predição importante para o MSSM é a massa em nível de árvore para o bóson de Higgs, $M_h < M_Z |\cos 2\beta|$, sendo $\tan \beta = v_u/v_d$, ou seja, abaixo de 90 GeV, após a descoberta do Higgs de 125 GeV, notou-se que largas correções (mostradas na Fig.14) precisam ser impostas em nível de *loop* para que fosse possível alcançar a massa do Higgs correta. Um dos pontos mais interessantes de SUSY, é que ao construir a teoria e impor

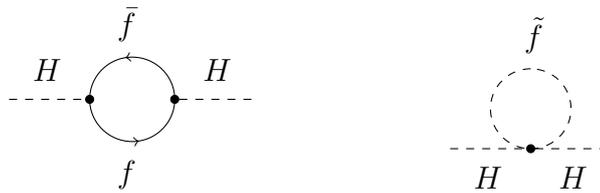


Figura 14 – Diagramas que fornecem correções na massa do bóson de Higgs no MSSM.

a estabilidade do próton, se faz necessário incluir uma simetria \mathcal{Z}_2 , que tem um papel fundamental na solução de outro problema em aberto na interface entre Física de Partículas e Cosmologia, o problema da Matéria Escura. A chamada paridade-R (FARRAR; FAYET, 1978) é definida da seguinte forma,

$$P_R = (-1)^{3(B-L)+2s}, \quad (3.8)$$

onde B (L) é o número bariônico (leptônico) e s o spin da partícula, e torna o parceiro supersimétrico mais leve (LSP, sigla em inglês para *Lightest Supersymmetric Particle*) estável, sendo ele neutro, um possível candidato à ME, com características apropriadas dos WIMPs.

3.2 Revisão: Matéria Escura no MSSM

Como já havíamos mencionado, a paridade-R torna o superparceiro mais leve um bom candidato à ME. Os principais candidatos cotados dentro do MSSM são o sneutrino,

o parceiro supersimétrico do neutrino, e o neutralino, parceiro supersimétrico dos bósons de gauge neutros e dos higgs.

Os sneutrinos apesar de serem capazes de fornecer a abundância relíquia correta para massas em torno da escala de TeV (FALK et al., 1994)¹ são excluídos por experimentos de detecção direta de ME devido à sua alta seção de choque de espalhamento. Entretanto, extensões com sneutrinos de mão direita vem sendo amplamente estudadas na literatura, incluindo modelos tipo $B - L$, *left-right*, dentre outros, direcionamos o leitor para os estudos mais recentes em (FRANK et al., 2017; ARAZ et al., 2017; ROSE et al., 2018; BANERJEE et al., 2018; CHANG et al., 2018).

Os neutralinos, compostos pelos higgsinos, winos e binos,

$$\tilde{N}_1 = \alpha \tilde{B}^0 + \eta \tilde{W}^3 + \gamma \psi_{h_u^0} + \delta \psi_{h_d^0}, \quad (3.9)$$

também amplamente estudados na literatura, devido aos fortes vínculos vindos do LHC e de detecção direta/indireta vêm sendo excluídos em diversos cenários (FENG et al., 2000; BAER et al., 2003; ARKANI-HAMED et al., 2006; BAER et al., 2007; BAER et al., 2008; FAN; REECE, 2013; COHEN et al., 2013; BAER et al., 2016; BADZIAK et al., 2017).

Em um dos estudos mais recentes, Baer et al. (BAER et al., 2018), na tentativa de trazer de volta o neutralino tipo higgsino, realizou um estudo com modelos de SUSY natural², impondo todos os vínculos supersimétricos atuais, incluindo vínculos do LHC (COLLABORATION, 2017), $m_{\tilde{t}_1} \gtrsim 1$ TeV e $m_{\tilde{g}} \gtrsim 2$ TeV, e a massa do Higgs em torno de 125 GeV, obtiveram um cenário mais uma vez excluído por detecção direta e indireta, ao considerar a ME unicamente sendo produzida termicamente ($\xi = 1$), conforme mostramos na Fig.15 para os resultados de detecção direta SI.

Diante deste cenário fortemente vinculado, fomos motivados a estudar uma interessante extensão de gauge do MSSM, o SUSY331RHN, que além de fornecer bons candidatos à ME, traz uma massa do Higgs padrão de forma mais natural, sem a necessidade de imposição de largas correções em nível de *loop*, o que alivia as massas dos stops em comparação ao MSSM. No que segue, apresentaremos o nosso modelo.

¹ Para os casos onde o sneutrino tem massa pequena, não conseguem alcançar a abundância correta, para detalhes direcionamos o leitor para as referências (IBANEZ, 1984; HAGELIN et al., 1984)

² O princípio de Naturalidade declara que um determinado observável \mathcal{O} é natural se todas as contribuições independentes de \mathcal{O} são da mesma ordem ou menor que \mathcal{O} . Em SUSY, isto se reflete impondo $\Delta_{EW} < 30$, parâmetro que nos fornece o quão natural é o modelo, sendo $\Delta_{EW} \equiv \frac{|\text{cada termo do lado direito da Eq. 3.10}|}{m_Z^2/2}$, onde a massa do bóson Z corrigida em um *loop* é,

$$m_Z^2/2 \simeq -m_{H_u}^2 - \Sigma_u^u(\tilde{t}_{1,2}) - \mu^2, \quad (3.10)$$

onde $\Sigma_u^u(\tilde{t}_{1,2})$ leva em conta a contribuição em nível de *loop* para a massa do Z. Para mais detalhes sugerimos (BAER et al., 2016).

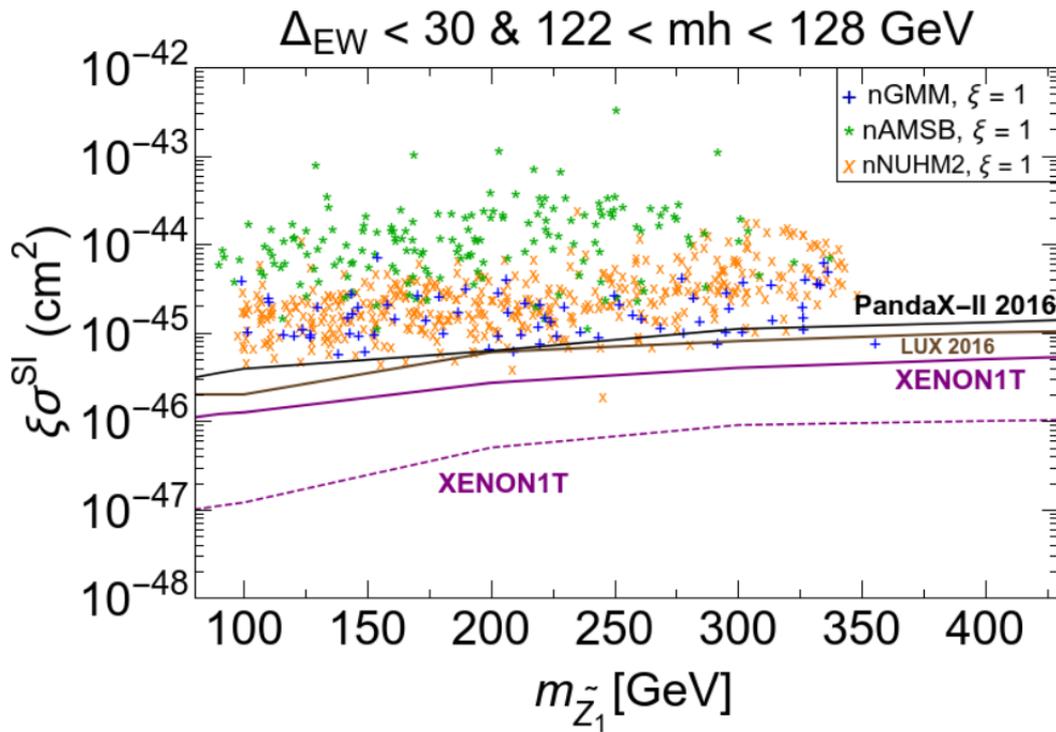


Figura 15 – Status dos neutralinos predominantemente Higgsinos produzidos termicamente em três diferentes cenários de grande unificação (BAER et al., 2018), em acordo com os vínculos atuais de SUSY. As linhas contínuas fornecem os vínculos atuais em detecção direta (AKERIB et al., 2017; CUI et al., 2017; APRILE et al., 2017b), a linha pontilhada a estimativa para o experimento XENON1T. O parâmetro $\xi = 1$ indica a ME exclusivamente produzida termicamente.

3.3 O Conteúdo do Modelo SUSY331RHN

Em extensões de gauge do tipo $SU(3) \otimes SU(3) \otimes U(1)$ com neutrinos de mão direita (331RHN) (SINGER et al., 1980; FOOT et al., 1994; MONTERO et al., 1993), o conteúdo de matéria eletro-fraco passa a ser representado por tripletos. Esta classe de modelos apresenta características relevantes, como, por exemplo, a necessidade de cancelamento das anomalias adicionado à liberdade assintótica da QCD implicam em um número fixo e igual a três para o número de famílias, trazendo uma luz a respeito do questionamento quanto a replicação das famílias (PISANO; PLEITEZ, 1992; FRAMPTON, 1992). Além disso, trazem alguma luz no que diz respeito à quantização da carga (PIRES; RAVINEZ, 1998) e fornece uma solução para o problema de CP forte (PAL, 1995; DIAS; PLEITEZ, 2004; DIAS et al., 2003), além de oferecer soluções para a questão da massa dos neutrinos e seus padrões de oscilação (GUSSO et al., 2003; DIAS et al., 2005; COGOLLO et al., 2008; QUEIROZ et al., 2010; PIRES, 2014), e de possuir um candidato natural à ME (PIRES; SILVA, 2007; MIZUKOSHI et al., 2011; RUIZ-ALVAREZ et al., 2012; SILVA, 2016).

Tais características nos levam a estudar extensões supersimétricas destes modelos

que foram pouco abordadas na literatura (MONTERO et al., 2002; MONTERO et al., 2004; DONG et al., 2006; DONG et al., 2007), e checar a viabilidade dos possíveis candidatos à ME nesses modelos para que possamos comparar ao MSSM.

Os supercampos quirais leptônicos para o modelo $SUSY331RHN$ são dados por,

$$\hat{L}_a = \begin{pmatrix} \hat{\nu}_a \\ \hat{e}_a \\ \hat{\nu}_a^c \end{pmatrix}_L \sim (1, 3, -1/3), \quad \hat{l}_{aL}^c \sim (1, 1, -1), \quad (3.11)$$

sendo $a = 1, 2, 3$, correspondendo às três famílias leptônicas, e para os quarks,

$$\begin{aligned} \hat{Q}_{\alpha L} &= \begin{pmatrix} \hat{d}_\alpha \\ \hat{u}_\alpha \\ \hat{d}'_\alpha \end{pmatrix}_L \sim (3, 3^*, 0); \\ \hat{u}_{\alpha L}^c &\sim (3^*, 1, -2/3), \quad \hat{d}_{\alpha L}^c, \hat{d}'_{\alpha L}^c \sim (3^*, 1, 1/3), \\ \hat{Q}_{3L} &= \begin{pmatrix} \hat{u}_3 \\ \hat{d}_3 \\ \hat{u}'_3 \end{pmatrix}_L \sim (3, 3, \frac{1}{3}), \\ \hat{u}_{3L}^c, \hat{u}'_{3L} &\sim (3^*, 1, -2/3), \quad \hat{d}_{3L}^c \sim (3^*, 1, 1/3) \end{aligned} \quad (3.12)$$

para $\alpha = 1, 2$ correspondendo às duas primeiras famílias de quarks. Incluímos entre parêntesis, em todos os casos, as propriedades de transformação dos super-campos por cada uma das simetrias de gauge, $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$, respectivamente. Assim, temos como terceira componente do tripleto léptons e quarks típicos do Modelo 331. Vale ressaltar que o lépton adicional nesta extensão do 331 é um neutrino de mão direita, em outras extensões a terceira entrada pode ser um lépton carregado, modelo também amplamente estudado na literatura e conhecido como 331 Mínimo (PISANO; PLEITEZ, 1992).

Assim como na versão não-supersimétrica, o modelo é composto por três tripletos de escalares, que serão promovidos a supercampos escalares quirais,

$$\hat{\eta} = \begin{pmatrix} \hat{\eta}_1 \\ \hat{\eta}^- \\ \hat{\eta}_2 \end{pmatrix}, \quad \hat{\chi} = \begin{pmatrix} \hat{\chi}_1 \\ \hat{\chi}^- \\ \hat{\chi}_2 \end{pmatrix}, \quad \hat{\rho} = \begin{pmatrix} \hat{\rho}_1^+ \\ \hat{\rho} \\ \hat{\rho}_2^+ \end{pmatrix}, \quad (3.13)$$

onde $\hat{\eta}, \hat{\chi} \sim (1, 3, -1/3)$, e $\hat{\eta}^- \sim (1, 3, 2/3)$. Entretanto, de forma a obter uma teoria livre de anomalias de gauge, devemos duplicar os tripletos de supercampos escalares do modelo, transformando-se nas representações conjugadas às dos super-campos em (3.13). Com este fim, incluímos os seguintes supercampos,

$$\hat{\eta}' = \begin{pmatrix} \hat{\eta}'_1 \\ \hat{\eta}'^- \\ \hat{\eta}'_2 \end{pmatrix}, \quad \hat{\chi}' = \begin{pmatrix} \hat{\chi}'_1 \\ \hat{\chi}'^- \\ \hat{\chi}'_2 \end{pmatrix}, \quad \hat{\rho}' = \begin{pmatrix} \hat{\rho}'_1^+ \\ \hat{\rho}' \\ \hat{\rho}'_2^+ \end{pmatrix}, \quad (3.14)$$

sendo $\hat{\eta}', \hat{\chi}' \sim (1, 3^*, 1/3)$, $\hat{\rho}' \sim (1, 3^*, -2/3)$.

O padrão de quebra do modelo $SUSY331RHN$ ocorre de forma semelhante à versão não-supersimétrica, o único ponto distinto se revela devido à duplicação dos campos escalares, nesta versão teremos a duplicação de campos escalares neutros adquirindo valor esperado de vácuo (VEV), com relação à versão não-supersimétrica.

$$\begin{array}{c}
 SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X \\
 \downarrow v_{\chi_2}, v_{\chi'_2} \\
 SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \\
 \downarrow v_{\eta_1}, v_{\eta'_1}, v_{\rho}, v_{\rho'} \\
 SU(3)_C \otimes U(1)_{QED}
 \end{array}$$

A simetria de cor permanece intacta, e primeiramente temos a quebra $SU(3) \otimes U(1)_X \rightarrow SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, que ocorre através das componentes neutras dos campos χ_2 e χ'_2 . Por meio dela, os campos típicos do 331 adquirem massa, e suporemos que a escala típica do 331 será $v_\chi = \sqrt{v_{\chi_2}^2 + v_{\chi'_2}^2} \gg v_{\eta_1}, v_{\eta'_1}, v_{\rho}, v_{\rho'}$. Após esta primeira quebra, recuperamos o MP, e a quebra seguinte, determinada pelos campos escalares $\eta_1, \eta'_1, \rho, \rho'$, leva a $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_{QED}$, fornecendo massa para os campos típicos do MP. Em resumo, os campos escalares neutros desenvolvem VEV da seguinte forma,

$$\langle \eta_1 \rangle = \frac{v_{\eta_1}}{\sqrt{2}}, \quad \langle \eta'_1 \rangle = \frac{v_{\eta'_1}}{\sqrt{2}}, \quad \langle \rho \rangle = \frac{v_{\rho}}{\sqrt{2}}, \quad \langle \rho' \rangle = \frac{v_{\rho'}}{\sqrt{2}}, \quad \langle \chi_2 \rangle = \frac{v_{\chi_2}}{\sqrt{2}}, \quad \langle \chi'_2 \rangle = \frac{v_{\chi'_2}}{\sqrt{2}}, \quad (3.15)$$

vale ressaltar que a escolha destes campos dentre os escalares neutros para quebrar as simetrias está associada à conservação de número leptônico.

Dado o padrão de quebra de simetria do modelo, devido à extensão do grupo de gauge, teremos três bósons de gauge adicionais, ou seja, além dos bósons de gauge padrão, W^\pm, Z^0 e γ , teremos os bósons Z', U^0 e V^\pm , cujas massas são dadas por,

$$M_{Z^0}^2 = \frac{g^2}{4} \frac{(3 + 4t^2)}{(3 + t^2)} (v_{\rho}^2 + v_{\rho'}^2 + v_{\eta_1}^2 + v_{\eta'_1}^2), \quad (3.16)$$

$$M_{Z'}^2 = \frac{g^2}{9} (3 + t^2) (v_{\chi_2}^2 + v_{\chi'_2}^2), \quad (3.17)$$

$$M_{U^0} = \frac{g^2}{4} (v_{\rho}^2 + v_{\rho'}^2 + v_{\chi_2}^2 + v_{\chi'_2}^2), \quad (3.18)$$

$$M_{W^\pm} = \frac{g^2}{4} (v_{\rho}^2 + v_{\rho'}^2 + v_{\eta_1}^2 + v_{\eta'_1}^2), \quad (3.19)$$

$$M_{V^\pm} = \frac{g^2}{4} (v_{\eta_1}^2 + v_{\eta'_1}^2 + v_{\chi_2}^2 + v_{\chi'_2}^2). \quad (3.20)$$

onde definimos $t = g_N/g$ e teremos em conta que $v_{\rho}^2 + v_{\rho'}^2 + v_{\eta_1}^2 + v_{\eta'_1}^2 = v_{ew}^2$ e $v_{\chi_2}^2 + v_{\chi'_2}^2 \equiv v_\chi^2$ com v_χ na escala de TeV.

Impondo a relação entre as massas dos bósons Z^0 e W^\pm ,

$$\frac{M_{Z^0}^2}{M_{W^\pm}^2} = \frac{(3 + 4t^2)}{(3 + t^2)} = \frac{1}{\cos^2 \theta_W}, \quad (3.21)$$

nós, então, obtemos,

$$t^2 = \frac{\sin^2 \theta_W}{1 - 4/3 \sin^2 \theta_W}, \quad (3.22)$$

sendo θ_W o ângulo de mistura eletro-fraco. Por fim, o padrão de mistura entre os bósons de gauge neutros fica da seguinte forma,

$$W_N = \frac{\sqrt{3}}{\sqrt{3 + 4t^2}} \gamma - \frac{3t}{\sqrt{3 + 4t^2} \sqrt{3 + t^2}} Z^0 + \frac{t}{\sqrt{3 + t^2}} Z', \quad (3.23)$$

$$W_8 = -\frac{t}{\sqrt{3 + 4t^2}} \gamma + \frac{\sqrt{3}t^2}{\sqrt{3 + 4t^2} \sqrt{3 + t^2}} Z^0 + \frac{\sqrt{3}}{\sqrt{3 + t^2}} Z', \quad (3.24)$$

$$W_3 = \frac{\sqrt{3}t}{\sqrt{3 + 4t^2}} \gamma + \frac{\sqrt{3 + t^2}}{\sqrt{3 + 4t^2}} Z^0. \quad (3.25)$$

Além de supor a conservação da paridade-R, de forma a trabalhar em um cenário o mais simples possível, incluímos uma simetria Z_2 onde os supercampos se transformam não-trivialmente da seguinte forma: $(\hat{l}^c, \hat{d}^c, \hat{u}^c, \hat{\rho}, \hat{\rho}', \hat{\eta}, \hat{\eta}') \rightarrow -(\hat{l}^c, \hat{d}^c, \hat{u}^c, \hat{\rho}, \hat{\rho}', \hat{\eta}, \hat{\eta}')$. Este conjunto de simetrias permite-nos trabalhar em um cenário mínimo onde o super-potencial, que fornece as principais características do modelo, é composto pelos seguintes termos,

$$\begin{aligned} W_{331} &= \lambda_{ij}^l \hat{L}_i \hat{\rho}' \hat{l}_j^c + \lambda_{\alpha i}^d \hat{Q}_\alpha \hat{\eta} \hat{d}_{iL}^c + \lambda_{3i}^d \hat{Q}_3 \hat{\rho}' \hat{d}_{iL}^c + \lambda_{\alpha i}^u \hat{Q}_\alpha \hat{\rho} \hat{u}_{iL}^c + \lambda_{3i}^u \hat{Q}_3 \hat{\eta}' \hat{u}_{iL}^c \\ &+ \lambda'_{\alpha\beta} \hat{Q}_\alpha \hat{\chi} \hat{d}_{\beta L}^c + \lambda'_{33} \hat{Q}_3 \hat{\chi}' \hat{u}_{3L}^c + f_1 \varepsilon_{ijk} \hat{\eta}'_i \hat{\rho}'_j \hat{\chi}'_k + f'_1 \varepsilon_{ijk} \hat{\eta}_i \hat{\rho}_j \hat{\chi}_k \\ &+ \mu_\eta \hat{\eta} \hat{\eta}' + \mu_\rho \hat{\rho} \hat{\rho}' + \mu_\chi \hat{\chi} \hat{\chi}' + \text{h.c.}, \end{aligned} \quad (3.26)$$

sendo $\alpha, \beta = 1, 2$ e $i, j, k = 1, 2, 3$.

Até então, devido às quebras das simetrias de gauge, todos os campos, com exceção, obviamente do fóton, adquiriram massa, incluindo partículas supersimétricas e não-supersimétricas. No entanto, como mencionamos anteriormente, cada partícula e sua superparceira estão com exatamente a mesma massa, e como não observamos, por exemplo, um selétron com a mesma massa do elétron, sabemos que supersimetria deve ser quebrada, de forma a deslocar a massa do superparceiro com relação a seu parceiro. Neste modelo, a lagrangiana de quebra *soft* que fornece massa para os parceiros supersimétricos é dada por,

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{Soft} &= -\frac{1}{2} \left[m_{\lambda_G} \sum_{b=1}^8 (\bar{\lambda}_G^b \lambda_G^b) + m_{\lambda_W} \sum_{b=1}^8 (\bar{\lambda}_W^b \lambda_W^b) + m_{\lambda_X} \bar{\lambda}_X \lambda_X + h.c. \right] \\
&+ m_{\tilde{L}}^2 \tilde{L}^\dagger \tilde{L} + m_{\tilde{l}_i}^2 \tilde{l}_i^\dagger \tilde{l}_i + m_{\tilde{Q}_3}^2 \tilde{Q}_3^\dagger \tilde{Q}_3 + m_{\tilde{Q}_\alpha}^2 \tilde{Q}_\alpha^\dagger \tilde{Q}_\alpha + m_{\tilde{u}_i}^2 \tilde{u}_i^\dagger \tilde{u}_i \\
&+ m_{\tilde{u}_i}^2 \tilde{u}_i^\dagger \tilde{u}_i + m_{\tilde{d}_i}^2 \tilde{d}_i^\dagger \tilde{d}_i + m_{\tilde{u}'_i}^2 \tilde{u}'_i^\dagger \tilde{u}'_i + m_{\tilde{d}'_i}^2 \tilde{d}'_i^\dagger \tilde{d}'_i - m_\eta^2 \eta^\dagger \eta - m_\rho^2 \rho^\dagger \rho \\
&- m_\chi^2 \chi^\dagger \chi - m_{\eta'}^2 \eta'^\dagger \eta' - m_{\rho'}^2 \rho'^\dagger \rho' - m_{\chi'}^2 \chi'^\dagger \chi' \\
&+ y_{ij}^l \tilde{L}_i \rho_{jL}^c + y_{\alpha i}^d \tilde{Q}_\alpha \eta \tilde{d}_{iL}^c + y_{3i}^d \tilde{Q}_3 \rho' \tilde{d}_{iL}^c + y_{\alpha i}^u \tilde{Q}_\alpha \rho \tilde{u}_{iL}^c \\
&+ y_{\alpha i}^d \tilde{Q}_\alpha \eta \tilde{d}_{iL}^c + y_{3i}^u \tilde{Q}_3 \eta' \tilde{u}_{iL}^c + y'_{\alpha i} \tilde{Q}_\alpha \chi \tilde{d}_{iL}^c + y_{33}^u \tilde{Q}_3 \chi' \tilde{u}_{3L}^c \\
&- \left[k_1 \varepsilon_{ijk} \eta_i \rho_j \chi_k + k_2 \varepsilon_{ijk} \eta'_i \rho'_j \chi'_k + h.c. \right] \\
&+ b_\eta \eta' \eta + b_\chi \chi' \chi + b_\rho \rho' \rho, \tag{3.27}
\end{aligned}$$

sendo λ_G^b os gluinos, λ_W^b os gauginos associados ao $SU(3)_L$ (em ambos os casos b é o índice de gauge do grupo) e λ_X o gaugino associado ao $U(1)_X$. A notação utilizada para o modelo será a mesma descrita anteriormente.

Com os ingredientes básicos do modelo em mãos, podemos partir para algumas análises interessantes, começaremos pela análise do setor escalar do modelo.

3.4 Massa do Higgs: Resultados Numéricos

O potencial escalar em nosso modelo tem três contribuições predominantes, o termo-F (V_F), o termo-D (V_D) e o termo *soft* (V_{soft}), conforme explícito a seguir:

$$\begin{aligned}
V_F &= \sum_i \left| \frac{\partial W_{331}}{\partial \hat{S}_i} \right|_{\hat{S}=S}^2 = \mu_\eta^2 |\eta|^2 + \mu_{\eta'}^2 |\eta'|^2 + \mu_\rho^2 |\rho|^2 + \mu_{\rho'}^2 |\rho'|^2 + \mu_\chi^2 |\chi|^2 + \mu_{\chi'}^2 |\chi'|^2 \\
&+ f_1^2 (|\eta|^2 |\rho|^2 - |\eta \cdot \rho|^2) + f_1^2 (|\eta|^2 |\chi|^2 - |\eta \cdot \chi|^2) + f_1^2 (|\chi|^2 |\rho|^2 - |\chi \cdot \rho|^2) \\
&+ f_1'^2 (|\eta'|^2 |\rho'|^2 - |\eta' \cdot \rho'|^2) + f_1'^2 (|\eta'|^2 |\chi'|^2 - |\eta' \cdot \chi'|^2) + f_1'^2 (|\chi'|^2 |\rho'|^2 - |\chi' \cdot \rho'|^2) \\
&- f_1 \varepsilon_{ijk} (\mu_\eta \eta_i^\dagger \rho_j \chi_k + \mu_\rho \eta_i \rho_j^\dagger \chi_k + \mu_\chi \eta_i \rho_j \chi_k^\dagger + h.c.) \\
&- f_1' \varepsilon_{ijk} (\mu_{\eta'} \eta'_i \rho'_j \chi'_k + \mu_{\rho'} \eta'_i \rho'_j \chi'_k + \mu_{\chi'} \eta'_i \rho'_j \chi'_k + h.c.), \tag{3.28}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
V_{soft} &= -m_\eta^2 \eta^\dagger \eta - m_\rho^2 \rho^\dagger \rho - m_\chi^2 \chi^\dagger \chi - m_{\eta'}^2 \eta'^\dagger \eta' - m_{\rho'}^2 \rho'^\dagger \rho' - m_{\chi'}^2 \chi'^\dagger \chi' \\
&+ b_\rho \rho' \rho + b_\eta \eta' \eta + b_\chi \chi' \chi + k_1 \rho \chi \eta + k_2 \rho' \chi' \eta', \tag{3.29}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
V_D &= \frac{1}{2} \sum_A \left[\sum_i S_i g t_A S_i \right]^2 \\
&= \frac{g^2}{2} \sum_A (\rho^\dagger t_A \rho - \rho'^\dagger t_A^* \rho' + \eta^\dagger t_A \eta - \eta'^\dagger t_A^* \eta' + \chi^\dagger t_A \chi - \chi'^\dagger t_A^* \chi')^2 \\
&+ \frac{g_N^2}{2} (2/3 \rho^\dagger \rho - 2/3 \rho'^\dagger \rho' - 1/3 \eta^\dagger \eta + 1/3 \eta'^\dagger \eta' - 1/3 \chi^\dagger \chi + 1/3 \chi'^\dagger \chi')^2, \tag{3.30}
\end{aligned}$$

sendo, t_A as matrizes de Gell-Mann explicitas no Apêndice A. Portanto, o potencial escalar será dado por,

$$V_{331} = V_F + V_D + V_{soft}. \quad (3.31)$$

Consideraremos que o escalar CP-par mais leve assume o papel de Higgs Padrão. Com o potencial em mãos, podemos calcular as condições de mínimo, $\frac{\partial V_{331}}{\partial \phi_i} |_{\phi_i = \langle \phi_i \rangle_0} = 0$, onde $\phi_i = \langle \phi_i \rangle_0$ é o valor tomado como sendo o valor esperado de vácuo, e aplicá-las sobre as matrizes de massa quadráticas, calculadas a partir de $\frac{\partial^2 V_{331}}{\partial \phi_a \partial \phi_b} |_{\phi_i = \langle \phi_i \rangle_0}$, para finalmente obter as massas dos escalares do modelo. No apêndice B.1, explicitamos as condições de mínimo para o potencial, entretanto as matrizes de massa são muito grandes e pouco intuitivas, logo não as explicitaremos aqui.

O conteúdo do setor escalar CP-par é composto por 10 escalares fornecendo, portanto, uma matriz de massa 10×10 , sendo que, dentre eles, quatro apresentam duas unidades de número leptônico, $\eta_2, \eta'_2, \chi_1, \chi'_1$, de forma que a matriz 4×4 dos escalares biléptons desacopla, e a matriz que contém o Higgs padrão será 6×6 . Dada a inviabilidade de tratá-la analiticamente, obteremos as massas numericamente utilizando as rotinas de diagonalização (Jacobi (PRESS S. A. TEUKOLSKY; FLANNERY, 2007)) do pacote numérico MicrOMEGAs versão 4.2 (BÉLANGER et al., 2015). Por fim, após a diagonalização teremos seis escalares físicos, o χ_2 e o χ'_2 adquirem massa na escala de TeV, a escala de quebra do 331. Enquanto os outros quatro, que são predominantemente uma combinação de η_1, η'_1, ρ e ρ' , adquirem massa da ordem de centenas de GeV, na escala eletro-frac. Dentre estes quatro, o mais leve será o Higgs padrão, que como auto-estados de massa serão denominados h (o bóson de Higgs), h', H e H' .

Para a análise numérica fizemos uma escolha razoável para os parâmetros do modelo, de forma a garantir a estabilidade do potencial,

$$\begin{aligned} 0.0001 &\leq |f_1, f'_1| \leq 0.0049, & 8 \text{ GeV} &\leq |k_1, k_2| \leq 15 \text{ GeV}, \\ 400 \text{ GeV} &\leq |\mu_\eta, \mu_\rho| \leq 700 \text{ GeV}, & 800 \text{ GeV} &\leq |\mu_\chi| \leq 10000 \text{ GeV}, \\ 300 \text{ GeV}^2 &\leq |b_\eta, b_\rho| \leq 500 \text{ GeV}^2, & 50000 \text{ GeV}^2 &\leq |b_\chi| \leq 100000 \text{ GeV}^2, \\ 40 &\leq v_{\eta_1} \leq 140 \text{ GeV}, & 30 \text{ GeV} &\leq v_{\eta'_1}, v_{\rho'} \leq 50 \text{ GeV}, \\ 5000 \text{ GeV} &\leq v_{\chi_2} \leq 10000 \text{ GeV}, & 700 \text{ GeV} &\leq v_{\chi'_2} \leq 2000 \text{ GeV}, \end{aligned} \quad (3.32)$$

onde fixamos a soma dos VEVs,

$$v_\rho^2 + v_{\eta_1}^2 + v_{\eta'_1}^2 + v_{\rho'}^2 = (246 \text{ GeV})^2,$$

de acordo com a massa do bóson W^\pm obtida na seção anterior. Os resultados obtidos para a massa do Higgs em nível de árvore neste modelo estão entre 80 - 100 GeV. Dado que o limite superior para a massa do Higgs no MSSM é de 91 GeV, o nosso modelo consegue fornecer uma contribuição razoável. Entretanto correções em nível de *loop* ainda se fazem

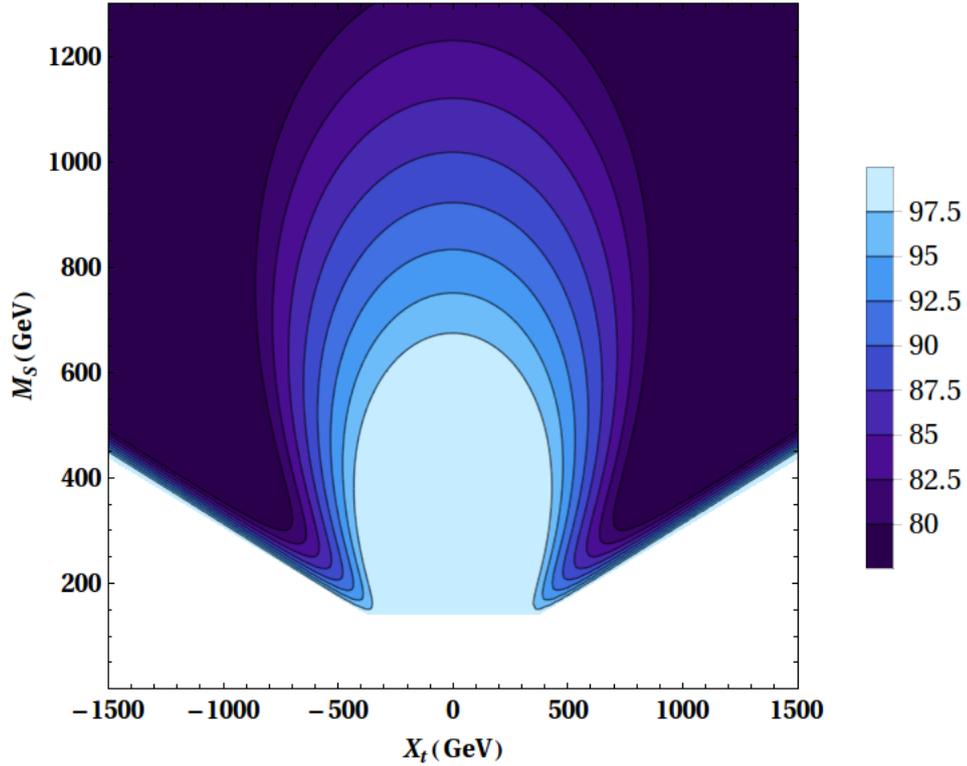


Figura 16 – Gráfico de contorno com a massa do Higgs fixa em $m_h = 125$ GeV no plano M_s versus X_t , onde $m_t = 173$ GeV e $v_{ew} = 246$ GeV. A barra de cores indica a massa do Higgs em nível de árvore correspondente

necessárias. De forma aproximada, visto que a principal contribuição em nível de *loop* para a massa do Higgs continua sendo o quark top, utilizaremos a expressão para o MSSM,

$$\Delta m_h^2 = \frac{3m_t^4}{2\pi^2 v_{ew}^2} \left(\log \left(\frac{M_s^2}{m_t^2} \right) + \frac{X_t^2}{M_s^2} \left(1 - \frac{X_t^2}{12M_s^2} \right) \right), \quad (3.33)$$

onde m_t é a massa do top, $v_{ew} = 246$ GeV é o VEV eletro-fraco padrão, X_t é o acoplamento trilinear *soft* dos stops, que em nosso modelo será,

$$X_t = y_{31}^u + \mu_\eta \cot \beta_\eta + f_1' v_\chi \cot \beta \frac{\sin \beta_\rho \sin \beta_\chi}{\sin \beta_\eta} \quad (3.34)$$

onde definimos, $\tan \beta = \frac{\sqrt{v_{\eta_1}^2 + v_{\eta_1'}^2}}{\sqrt{v_\rho^2 + v_{\rho'}^2}}$, $\tan \beta_\eta = \frac{v_{\eta_1'}}{v_{\eta_1}}$, $\tan \beta_\rho = \frac{v_{\rho'}}{v_\rho}$ e $\tan \beta_\chi = \frac{v_{\chi_2'}}{v_{\chi_2}}$, e $M_s \equiv (m_{\tilde{t}_1} m_{\tilde{t}_2})^{1/2}$ é a escala de massa dos superparceiros, sendo $m_{\tilde{t}}$ a massa dos stops, que estamos tomando como sendo degeneradas.

Na Fig.16, apresentamos os resultados para a massa do Higgs neste modelo, tomamos a massa do Higgs em nível de *loop* fixa em 125 GeV, e mostramos os valores obtidos para M_s versus X_t , com a paleta de cores indicando a massa em nível de árvore correspondente. O acréscimo na massa do Higgs em nível de árvore está associado aos termos trilineares no super-potencial, que entram com uma contribuição positiva na

diagonalização da matriz de massa. Observamos o mesmo efeito em modelos como o *Next to Minimal Supersymmetric Standard Model* (NMSSM), com a adição do campo $\hat{\phi}$ que fornece a contribuição trilinear juntamente com os campos \hat{H}_u e \hat{H}_d para o superpotencial (HALL et al., 2012), outro exemplo é o MSSM adicionado de tripletos $\hat{\Delta}_1$ e $\hat{\Delta}_2$, que também fornecem robustas contribuições para a massa do Higgs em nível de árvore (PÉREZ; SPINNER, 2013). Outro possível caso aparece em modelos 331, com os termos trilineares f_1 e f'_1 , que aparecem na Eq. (3.26), fornecendo, também, contribuições extras para a massa do Higgs em nível de árvore, no modelo 331, isto foi primeiro notado em (DUONG; MA, 1993). Assim, vemos que nossos resultados mostram concordância com outros preditos na literatura. Com os interessantes resultados obtidos aqui, podemos partir para a análise de ME neste modelo.

3.5 Análise da ME no SUSY331RHN

Conforme mencionado anteriormente, em modelos supersimétricos a partícula supersimétrica mais leve (LSP) é estável, devido à paridade-R. No MSSM, o candidato à ME pode ser um escalar, o superparceiro do neutrino de mão esquerda $\tilde{\nu}_L$, excluído por vínculos de detecção direta; ou um férmion de Majorana, o neutralino, uma combinação dos superparceiros dos Higgs e dos bósons de gauge neutros, também fortemente vinculado por detecção direta e indireta, conforme mostrado na seção 3.2.

O modelo SUSY331RHN apresenta alguns candidatos possíveis à ME, além do neutralino padrão, aqui composto pelos superparceiros dos escalares ρ , ρ' , η_1 , η'_1 , χ_2 , χ'_2 , e dos bósons de gauge neutros, γ , Z e Z' , compondo, portanto uma matriz de massa 9×9 , e do escalar sneutrino $\tilde{\nu}_L$, que esperamos que tenha o mesmo comportamento dos candidatos correspondentes no MSSM; temos os candidatos típicos do 331, os superparceiros dos bósons de gauge U^0 e U_0^\dagger , e dos escalares η_2 , η'_2 , χ_1 , χ'_1 , que desacoplam da matriz dos neutralinos padrão por carregarem número leptônico, e que se combinam para compor férmions de Dirac, cuja matriz de massa é 3×3 ; e o sneutrino de mão direita, que é a terceira componente do tripleto leptônico. Neste estudo, escolhemos o sneutrino de mão direita para fazer a análise de ME. Os outros casos serão estudados em trabalhos futuros.

Estudos com sneutrinos de mão direita, $\tilde{\nu}_R$, foram exaustivamente estudados na literatura (ASAKA et al., 2006; GOPALAKRISHNA et al., 2006; ASAKA et al., 2007; LEE et al., 2007; ARINA; FORNENGO, 2007; CERDENO et al., 2009; CERDENO; SETO, 2009; BELANGER et al., 2010; BELANGER et al., 2011; DUMONT et al., 2012; ROMERI; HIRSCH, 2012; TANG; ZHU, 2016) em diversas extensões do MSSM. Na maioria dos casos o candidato à ME é uma combinação do neutrino de mão direita com o de mão esquerda.

No modelo SUSY331RHN, o sneutrino de mão direita $\tilde{\nu}_R$ surge naturalmente como a

terceira componente do tripleto leptônico de $SU(3)_L$. Assim como no MSSM, neste modelo os neutrinos ganham massa via operador efetivo (GEORGI, 1993), não-renormalizável, que é permitido na lagrangiana pela simetria \mathcal{Z}_2 imposta aqui,

$$\frac{\lambda^{\nu_L}}{\Lambda}(\hat{L}\hat{\eta}')(\hat{\eta}'\hat{L}) + \frac{\lambda^{\nu_R}}{\Lambda}(\hat{L}\hat{\chi}')(\hat{\chi}'\hat{L}), \quad (3.35)$$

sendo λ^{ν_L} e λ^{ν_R} parâmetros adimensionais e Λ a escala de massa de grande unificação. Devemos notar que o primeiro termo fornece massa para os neutrinos de mão esquerda ν_L , pois apenas os campos escalares η'_1 de $\hat{\eta}'$ desenvolvem VEV, enquanto que o segundo termo fornece massa apenas para os neutrinos de mão direita ν_R , visto que apenas a componente escalar χ'_2 do supercampo $\hat{\chi}'$ desenvolve VEV. Isto terá implicações interessantes para a análise, pois não haverá mistura entre os neutrinos de mão esquerda e os de mão direita, e, além disso, os neutrinos de mão direita serão completamente estéreis com relação às interações com os bósons de gauge padrão, interagindo exclusivamente via bósons típicos do 331, V^\pm , Z' e U^0 . tais propriedades se refletem diretamente nos escalares superparceiros, $\tilde{\nu}_R$, que também não se misturarão com os sneutrinos de mão esquerda $\tilde{\nu}_L$. As principais interações do $\tilde{\nu}_R$ se darão via troca de Z' e escalares conforme especificado no Apêndice B. Tais características tornam o sneutrino de mão direita estudado aqui uma proposta interessante e distinta das extensões do MSSM usuais, e ainda não estudada na literatura. No que segue, faremos os cálculos de abundância e detecção direta para checar a viabilidade do $\tilde{\nu}_R$ como candidato à ME.

3.5.1 Abundância Relíquia

Conforme discutido na seção 2.1, a abundância relíquia de ME produzida termicamente é bem descrita pela equação de Boltzmann, que descreve a evolução da densidade de número de uma determinada espécie no Universo,

$$\frac{dY}{dT} = \sqrt{\frac{\pi}{45}} g_*^{1/2} M_p \langle \sigma v \rangle (Y^2 - Y_{eq}^2), \quad (3.36)$$

sendo Y a densidade de ME como função da temperatura do banho térmico T e o Y_{eq} a densidade de ME no equilíbrio, $g_*^{1/2}$ o número de graus de liberdade efetivos no equilíbrio térmico (dado na Eq.(2.20)) e M_p a massa de Planck. A abundância de ME depende diretamente da média térmica da seção de choque de aniquilação $\langle \sigma v \rangle$ (JUNGMAN et al., 1996; BERTONE et al., 2005), que também determina quando a ME irá desacoplar do plasma primordial. A seção de choque depende diretamente do modelo de física de partículas adotado, e sua expressão é dada por (BELANGER et al., 2009; BÉLANGER et al., 2015),

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{\sum_{i,j} g_i g_j \int_{(m_i+m_j)^2} ds \sqrt{s} K_1\left(\frac{\sqrt{s}}{T}\right) p_{ij}^2 \sum_{k,l} \sigma_{ij;kl}(s)}{2T \left(\sum_i g_i m_i^2 K_2(m_i/T)\right)^2}, \quad (3.37)$$

onde g_i é o número de graus de liberdade das espécies envolvidas, $\sigma_{ij;kl}$ a seção de choque total para a aniquilação de um par de partículas com massas m_i, m_j em partículas do MP (k, l) de massas m_k, m_l , p_{ij} é o momentum das partículas entrando em seus referenciais do centro de massa, com energia do centro de massa, s , e K_1 e K_2 as funções de Bessel modificadas de primeiro e segundo tipo, respectivamente.

A abundância relíquia é obtida integrando a Eq. (3.36) de $T = T_f$, onde T_f é a temperatura de *Freeze-out*, até $T = T_0$, sendo T_0 a temperatura do Universo hoje, precisamente medida através do espectro da radiação cósmica de fundo (CMB) (HINSHAW et al., 2013; ADE et al., 2015). Sendo a expressão analítica aproximada dada por (BELANGER et al., 2009; BÉLANGER et al., 2015),

$$\Omega h^2 = 2.742 \times 10^8 \frac{M_{WIMP}}{\text{GeV}} Y(T_0). \quad (3.38)$$

Devido ao grande número de interações envolvidas, um estudo analítico da abundância relíquia torna-se inviável, fazendo-se necessário o uso de pacotes numéricos como LanHEP (SEMENOV, 2016) para gerar as regras de Feynman, que servem como entrada para que o pacote CalcHEP (BELYAEV et al., 2013) possa calcular as seções de choque necessárias para o cálculo da abundância com o pacote numérico micrOMEGAs (BELANGER et al., 2009; BÉLANGER et al., 2015). O código micrOMEGAs calcula a abundância relíquia incluindo as co-aniquilações. Além disso, também nos permite calcular a seção de choque de espalhamento da WIMP com núcleons, que será útil para compararmos com os vínculos atuais de experimentos de detecção direta de ME (AGNESE et al., 2013; APRILE et al., 2012; REINDL et al., 2015; AKERIB et al., 2016a).

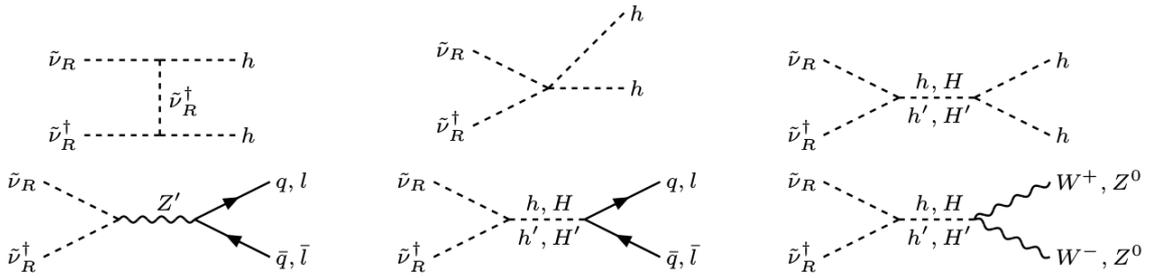


Figura 17 – Canais dominantes contribuindo para a abundância do sneutrino de mão direita, $\tilde{\nu}_R$, q e l representam quarks e léptons padrão, respectivamente.

As principais interações que fornecem a abundância correta de ME estão apresentadas na Fig.17, que são principalmente mediadas pelo Z' e pelos escalares, onde, por simplicidade, tomamos tanto os neutrinos de mão direita como os seus superparceiros $\tilde{\nu}_R$, numa base diagonal, de forma que o sneutrino mais leve será o LSP.

Na Fig.18, apresentamos os resultados para abundância relíquia de ME *versus* massa do $\tilde{\nu}_R$. No painel superior, ficam claras as ressonâncias nos escalares h, H, h', e

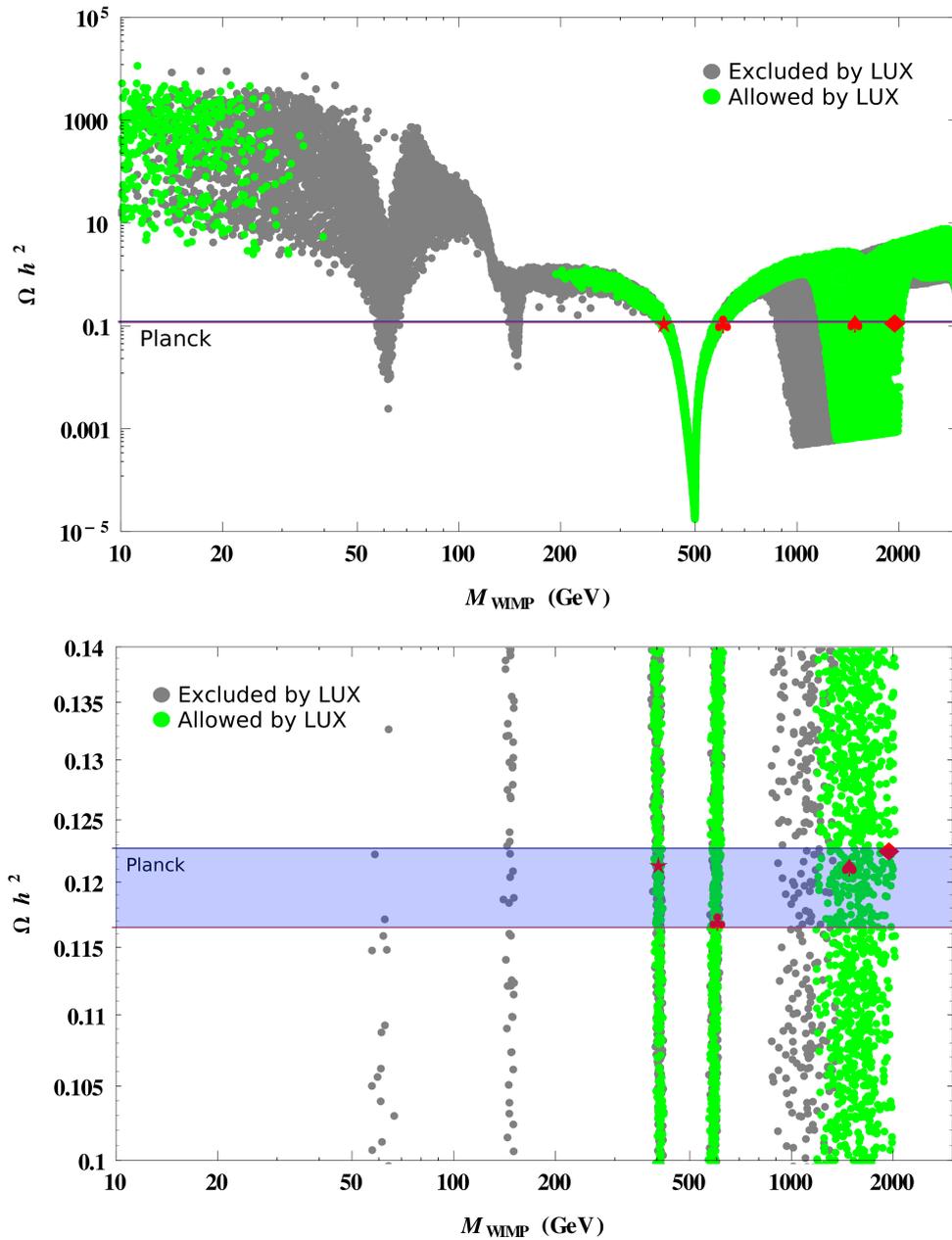


Figura 18 – Gráfico da abundância relíquia versus Massa do $\tilde{\nu}_R$. Os pontos cinza estão excluídos pelos vínculos de detecção direta, e os pontos verdes em acordo. No painel inferior apresentamos um zoom na região que fornece a abundância correta. As linhas roxas representam a região em acordo com os resultados do Planck (superior) (ADE et al., 2015), região sombreada azul no painel inferior.

H' , e no bóson Z' , com massas, respectivamente, de $m_h = 125$ GeV, $m_H = 300$ GeV, $m_{h'} = m_{H'} = 1000$ GeV e $2000 \text{ GeV} < m_{Z'} < 4000$ GeV. No painel inferior apresentamos os mesmos resultados do painel superior com um zoom na região que fornece a abundância correta, fornecida pelo satélite Planck (ADE et al., 2015). Por completude, incluímos também o resultado de detecção direta fornecido pelo experimento LUX (AKERIB et al., 2016a). A região cinza está excluída e a região verde está permitida pelos resultados

do LUX. Por clareza, incluímos alguns pontos, mostrados na Tabela 4, incluindo valores precisos dos parâmetros utilizados e os principais canais envolvidos no processo, na região em acordo com a abundância e detecção direta, que chamamos *Benchmark Points*.

Benchmark Points

Símbolo	$M_{\tilde{\nu}_R}$ (GeV)	Ωh^2	$\sigma_{\tilde{\nu}_R-n}$ (pb)	$M_{Z'}$ (GeV)	Principais Canais
★	400	0.1215	4.041×10^{-9}	3630	$\tilde{\nu}_R, \tilde{\nu}_R \xrightarrow{h', H'} W^\pm, Z^0, Z^0$
♣	600	0.1171	4.249×10^{-9}	3597	$\tilde{\nu}_R, \tilde{\nu}_R \xrightarrow{h', H'} W^\pm, Z^0, Z^0$
♠	1480	0.1213	5.463×10^{-9}	3400	$\tilde{\nu}_R, \tilde{\nu}_R \xrightarrow{Z'} \bar{q}, q$
♦	1934	0.1226	3.400×10^{-9}	3819	$\tilde{\nu}_R, \tilde{\nu}_R \xrightarrow{Z'} \bar{q}, q$

Tabela 4 – Nesta tabela apresentamos alguns pontos nas regiões interessantes para abundância e detecção direta, incluindo os parâmetros utilizados e os canais predominantes.

Em princípio, nós temos quatro regiões possíveis fornecendo a abundância correta para diferentes massas de ME, 60 GeV ³, 150 GeV, 500 GeV e entre 1000 GeV e 2000 GeV, todas em concordância com as regiões de ressonância. Entretanto, quando tomamos os limites de detecção direta, restringimos estas regiões para apenas aproximadamente 500 GeV (ressonância dos escalares) e entre 1000 e 2000 GeV (ressonância do Z').

Na seção seguinte, iremos detalhar a seção de choque de espalhamento das WIMPs com os núcleons, e mostrar a complementariedade com os resultados para abundância correta.

3.5.2 Detecção Direta

Conforme detalhado na seção 2.2, esperamos que WIMPs possam se espalhar com núcleons em nossos detectores terrestres. Estas interações podem ser do tipo axial, spin-dependente (SD), ou, escalar ou vetorial, spin-independente (SI). Neste trabalho as principais interações que fornecem o espalhamento do sneutrino $\tilde{\nu}_R$ com os núcleons do detector estão na Fig.19, sendo, portanto, predominantemente SI.



Figura 19 – Processos dominantes para a seção de choque de espalhamento WIMP-nucleon.

³ Uma massa tão baixa poderia estar descartada por vínculos do decaimento invisível do Higgs, como esta região está excluída pelos limites de detecção direta, não nos preocupamos com este vínculo (RUIZ-ALVAREZ et al., 2012).

A lagrangiana efetiva que descreve o espalhamento $\tilde{\nu}_R$ -núcleon é dada por,

$$\mathcal{L} \supset \alpha_q^S \tilde{\nu}_R^\dagger \tilde{\nu}_R \bar{q}q + \alpha_q^V \tilde{\nu}_R^\dagger \partial_\mu \tilde{\nu}_R \bar{q}\gamma^\mu q, \quad (3.39)$$

sendo os acoplamentos α_q^S and α_q^V dependentes dos parâmetros do modelo. Conforme descrito anteriormente, podemos escrever a seção de choque WIMP-núcleon derivada da lagrangiana acima da seguinte forma (BELANGER et al., 2009),

$$\left(\frac{d\sigma_{Wimp-nucleon}}{dE_R} \right)_{SI} = \frac{m_N \sigma_{p,n} [Zf^p + (A-Z)f^n]^2}{2\mu_{p,n}^2 v^2 (f^{p,n})^2} F^2(E_R), \quad (3.40)$$

sendo $F^2(E_R)$ o fator de forma nuclear, E_R a energia de recuo nuclear, v a velocidade da WIMP, $\mu_{p,n}$ a massa reduzida WIMP-nucleon e $\sigma_{p,n}$ dado por,

$$\sigma_{p,n} = \frac{4\mu_{p,n}^2}{\pi} (f^{p,n})^2. \quad (3.41)$$

onde $f^{p,n}$ é a amplitude WIMP-núcleon explícita na seção 2.2.

Para realizar os cálculos da seção de choque de espalhamento WIMP-núcleon fizemos uso, mais uma vez, de ferramentas computacionais. Nestes cálculos utilizamos o pacote numérico micrOMEGAs (BELANGER et al., 2009; BÉLANGER et al., 2015), que segue a descrição acima.

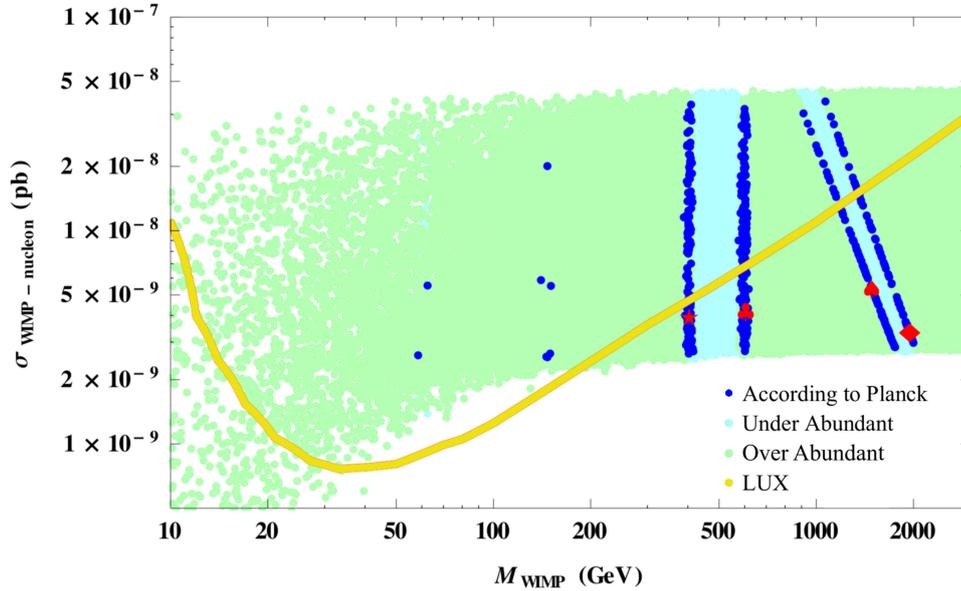


Figura 20 – Seção de choque de espalhamento WIMP-núcleon *versus* Massa da WIMP. Neste gráfico os pontos verdes indicam super-abundância, os pontos azuis estão em concordância com os resultados do Planck (ADE et al., 2015), e os pontos azul-claros correspondem a região sub-abundante. Todos os pontos acima da linha amarela estão excluídos pelo LUX (AKERIB et al., 2016a).

Na Fig.20, apresentamos os resultados para o modelo SUSY331RHN, a linha amarela corresponde ao limite superior sobre a seção de choque WIMP-núcleon, imposta

pelo experimento LUX (resultado mais recente e restritivo no período de publicação do artigo) (AKERIB et al., 2016a), os pontos verdes são super-abundantes, os pontos azul-claros correspondem à região sub-abundante e os pontos azuis estão de acordo com o resultado do Planck (ADE et al., 2015), ou seja, fornecem a abundância correta de ME. Enfatizamos a importância da complementariedade para sondar modelos que buscam por ME. Incluímos no gráfico os *Benchmark Points* mostrados na Tabela 4. Vale salientar que os limites combinados de detecção direta e abundância relíquia fornecem um limite na massa do $\tilde{\nu}_R$, ($M_{WIMP} > 400$ GeV).

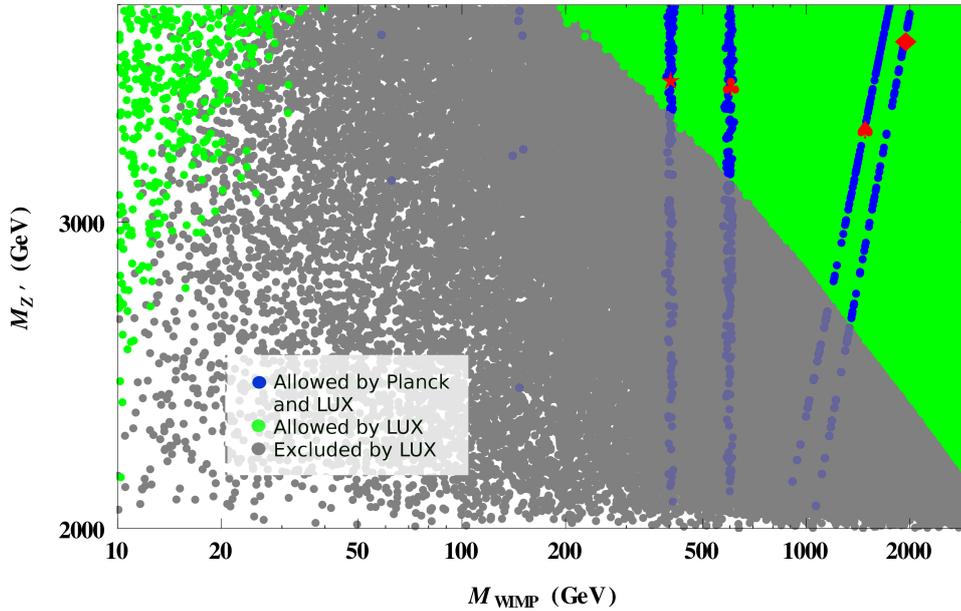


Figura 21 – Massa do Z' versus Massa da WIMP. Os pontos azuis fornecem a abundância correta. A região verde está de acordo e a região cinza está excluída pelo vínculo do LUX (AKERIB et al., 2016a). Incluímos os *Benchmark Points*, por completudeza.

Como última análise, incluímos o gráfico da massa do Z' versus M_{WIMP} , onde mostramos o impacto dos vínculos da ME sobre a massa do Z' . Incluímos os vínculos de abundância, com o mesmo padrão de cores do gráfico anterior, e os vínculos do LUX, sendo a região cinza excluída e a região verde permitida. Incluímos, ainda, os *benchmark points*. Os pontos viáveis que fornecem a abundância correta e estão em acordo com os vínculos do LUX estão entre aproximadamente $2500 \text{ GeV} < M_{Z'} < 4000 \text{ GeV}$. O limite inferior para a massa do Z' é compatível com resultados realizados anteriormente de forma modelo-independente (ALVES et al., 2015), bem como com um caso particular do 331 com neutrinos de mão direita no tripleto leptônico (PROFUMO; QUEIROZ, 2014). Além disso, este resultado é compatível com vínculos do LHC, que impõe um limite mínimo de $M_{Z'} \gtrsim 2200 \text{ GeV}$ (COUTINHO et al., 2013), na versão não supersimétrica do modelo 331 com neutrinos de mão direita, estes resultados poderão ser investigados no contexto do

SUSY331RHN em trabalhos futuros.

3.6 Conclusões

Neste trabalho, fizemos uma análise fenomenológica da versão supersimétrica do modelo $SU(3)_c \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$ com neutrinos de mão direita, o modelo *SUSY331RHN*. Começamos nossos estudos com o setor escalar, verificando quais seriam os campos correspondentes ao Higgs padrão, em seguida, verificamos qual a massa obtida para ele em nível de árvore, para comparar com o modelo MSSM, cujo limite superior para a massa do Higgs em nível de árvore é de ~ 91 GeV, levando à necessidade de grandes correções em nível de *loop*. Mostramos que no modelo *SUSY331RHN*, devido aos termos trilineares que surgem naturalmente da simetria do modelo no super-potencial, temos um acréscimo na massa do Higgs em nível de árvore, permitindo massas entre 80 GeV até aproximadamente 100 GeV, aliviando as correções de *loop*, da mesma forma que em modelos que possuem termos trilineares no super-potencial, como nos modelos NMSSM, e o MSSM adicionado de tripletos de escalares $\hat{\Delta}_1$ e $\hat{\Delta}_2$ (PÉREZ; SPINNER, 2013). Este cenário nos motivou a seguir para a análise de ME.

No contexto de ME, escolhemos o sneutrino de mão direita $\tilde{\nu}_R$, componente do tripleto leptônico, como nosso candidato à ME. O $\tilde{\nu}_R$ nunca foi estudado neste tipo de extensão de gauge como possível candidato à ME, somente os neutralinos em um cenário um pouco diferente do estudado aqui (HUONG; LONG, 2008), o estudo de neutralinos no modelo *SUSY331RHN*, por envolver muitos escalares torna-se um pouco mais intrincado, e deixaremos uma análise detalhada para o futuro. Estudamos uma grande porção do espaço de parâmetros compatível com o Higgs de 125 GeV (ver parâmetros em 3.32). Calculamos a abundância relíquia e a seção de choque de espalhamento SI, utilizando a ferramenta numérica micrOMEGAs, e comparamos com os vínculos dos experimentos Planck e LUX (mais restritivo na época). Vimos que os resultados combinados favorecem $M_{WIMP} > 400$ GeV.

Por último, visto que o sneutrino se acopla ao bóson de gauge neutro, Z' , decidimos verificar o impacto dos vínculos de ME sobre a massa do Z' . Supondo que o $\tilde{\nu}_R$ compõe toda a ME do Universo (ou ao menos a componente dominante), os vínculos do Planck e os limites de exclusão do LUX impõem fortes vínculos sobre a massa do Z' , implicando em um limite inferior de aproximadamente $M_{Z'} \gtrsim 2400$ GeV, em concordância com os limites atuais de pesquisas do LHC sobre Z' .

É importante mencionar que os limites atuais de detecção direta do XENON1T (APRILE et al., 2018) e do LHC sobre a massa do Z' ($M_{Z'} > 4.2$ TeV) (CAO; ZHANG, 2016) excluem o espaço de parâmetros estudado. Entretanto, isto não invalida o modelo

aqui estudado, visto que, um dos principais canais que fornecem os observáveis de ME é mediado via Z' , cuja massa é determinada pelo v_{331} . Temos liberdade para aumentar este parâmetro de forma a escapar do vínculo imposto pelo LHC, o que também livraria o sneutrino dos vínculos de detecção direta atuais. Além disso, teríamos um sneutrino mais massivo que o obtido aqui, devido à nova ressonância do Z' fornecendo a abundância correta. Assim, o modelo se mostra consistente com os resultados atuais.

4 Complementaridade em Modelos com Fótons Escuros com Matéria Escura na Escala de MeV

Diante da persistente e, até então, mal sucedida procura por WIMPs em experimentos de busca por Matéria Escura, cada vez mais pesquisadores vêm sondando novas possíveis características para as partículas de ME que se encaixem em todos os fortes vínculos impostos pelos experimentos atuais. Além disso, diversos experimentos e novas técnicas vem sendo propostas para sondar ME leve.

Motivados por este cenário, neste trabalho sondamos os vínculos atuais sobre ME como férmion de Dirac na escala de MeV, mediado por um Fóton Escuro via mistura cinética (DUTRA et al., 2018), que vem sendo amplamente estudado na literatura e procurado por diversos experimentos, incluindo desde colisões no LHC até decaimento de píons (FAYET, 1981; FAYET, 1980; FAYET, 2006; AN et al., 2015; LEES et al., 2014; BATLEY et al., 2015; AGUILAR-AREVALO et al., 2017; FAYET, 2017; AAIJ et al., 2017; ABLIKIM et al., 2017; LEES et al., 2017; CHOI et al., 2017). Neste estudo, incluímos diferentes meios de produção da ME, via *Freeze-in* e *Freeze-out* (com e sem o decaimento tardio do inflaton), computamos os vínculos de Detecção Direta e da CMB, e comparamos com os mais atuais e futuros vínculos sobre o Fóton Escuro.

Neste capítulo seguiremos a seguinte estrutura, na seção 4.1, faremos uma breve abordagem do modelo Fóton Escuro, na seção 4.2, calcularemos a abundancia relíquia via *Freeze-in* e *Freeze-out* (com e sem o decaimento do inflaton), na seção 4.3, discutiremos os vínculos impostos pela CMB, por Detecção Direta e por Detecção Indireta, na seção 4.4, apresentaremos nossos resultados e, finalmente, na seção 4.5, nossas conclusões.

4.1 O Modelo

Os modelos com Fótons Escuros, que foram propostos inicialmente em (POSPELOV et al., 2008; POSPELOV, 2009), contém um bóson vetorial massivo proveniente de uma simetria local extra $U'(1)$ que se mistura cineticamente com o fóton padrão ($\varepsilon F^{\mu\nu} F'_{\mu\nu}$). Quando este novo bóson é bem mais leve que o bóson Z padrão, ele traz características similares a do fóton, como se acoplar proporcional à carga elétrica (embora suprimido pelo ε), o que leva ao nome Fóton Escuro.

Em nossa análise, consideraremos o candidato à ME como um férmion de Dirac com massa na escala de MeV carregado apenas por esta nova simetria $U'(1)$, o que garante

sua estabilidade, visto que é singlete pelas simetrias do MP. Este férmion irá interagir com as partículas padrão unicamente via mistura cinética, ou seja, sua interação será suprimida pelo parâmetro ε .

Após a diagonalização da mistura cinética, a lagrangiana que descreve o modelo é escrita da seguinte forma,

$$\begin{aligned} \mathcal{L} \supset & -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}F'_{\mu\nu}F'^{\mu\nu} + \frac{1}{2}M_{A'}^2 A'^2 \\ & + \sum_i \bar{f}_i(-eq_{f_i}A - \varepsilon eq_{f_i}A' - m_{f_i})f_i \\ & + \bar{\chi}(-g_D A' - m_\chi)\chi, \end{aligned} \quad (4.1)$$

onde m_{f_i} , m_χ e $M_{A'}$ são as massas dos férmions padrão, ME e do Fóton Escuro, respectivamente, $F^{\mu\nu}$ e $F'^{\mu\nu}$ são as intensidades do campo do fóton A e do Fóton Escuro A' , g_D é o acoplamento entre o Fóton Escuro e o setor escuro, e εe o acoplamento do Fóton Escuro com os férmions padrão de carga q_{f_i} .

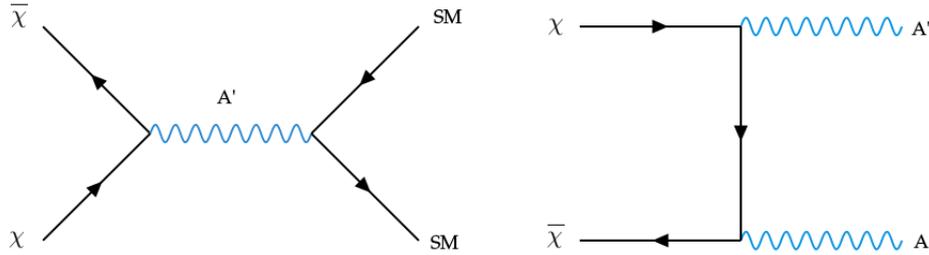


Figura 22 – Diagramas de Feynman para o modelo com Fótons Escuros.

O acoplamento da ME com as partículas do Modelo Padrão pode ser dado de duas formas distintas, dependendo da relação entre a massa do mediador e a massa da ME. Quando a massa do mediador é menor que a massa da ME ($m_\chi > M_{A'}$), podemos ter a ME se aniquilando em partículas do Modelo Padrão via canal s ou o Fóton Escuro sendo produzido na camada de massa com subsequente decaimento em partículas do MP, sendo o último predominante, modelo conhecido como Modelo de Matéria Escura confinada em um setor escondido, que será discutido em detalhes no próximo capítulo. Caso contrário, quando $m_\chi < M_{A'}$, temos a aniquilação via canal s (fora da camada de massa) produzindo um par de partículas padrão, esta interação é suprimida pelo parâmetro ε , ilustramos tais canais na Fig. 22. Neste trabalho, focaremos no segundo caso, onde podemos estudar a fenomenologia associada ao parâmetro ε e comparar com diversos vínculos independentes sobre Fótons Escuros.

Desta forma, é interessante explicitar a amplitude associada ao diagrama da

esquerda da Fig. 22, que será útil para os nossos estudos,

$$\int d\Omega |\mathcal{M}|^2 = \frac{64\pi}{3} (\varepsilon e q_f g_D)^2 \left(1 + \frac{2m_f^2}{s}\right) \left(1 + \frac{2m_\chi^2}{s}\right) \frac{s^2}{(s - M_{A'}^2)^2 + M_{A'}^2 \Gamma_{A'}^2}, \quad (4.2)$$

onde a largura total do Fóton Escuro será

$$\Gamma_{A'} = \frac{M_{A'}}{4\pi} \left[\sum_i (\varepsilon e q_{f_i})^2 \left(1 + \frac{2m_{f_i}^2}{M_{A'}^2}\right) \sqrt{1 - \frac{4m_{f_i}^2}{M_{A'}^2}} + g_D^2 \left(1 + \frac{2m_\chi^2}{M_{A'}^2}\right) \sqrt{1 - \frac{4m_\chi^2}{M_{A'}^2}} \right]. \quad (4.3)$$

Com estas equações em mãos poderemos seguir para o cálculo da Abundância Relíquia de Matéria Escura neste modelo.

4.2 Abundância Relíquia de Matéria Escura

Discutimos na seção 2.1 diferentes mecanismos de produção de ME, aqui iremos abordar alguns deles aplicados ao Modelo Fóton Escuro, a produção via *Freeze-in* e *Freeze-out*.

Vimos que a ME pode ser produzida térmica e não-térmica e que sua evolução pode ser descrita pela Equação de Boltzmann, que pode ser escrita convenientemente pela Eq.(2.12),

$$\frac{dY_i}{dT} = -\frac{1}{3Hs} \frac{ds}{dT} \frac{R(T)}{s} = -\frac{\tilde{g}}{sHT} R(T). \quad (4.4)$$

Ao supor os mecanismos de produção via *Freeze-out* e *Freeze-in*, chegamos a

$$\frac{dY}{dT} = \sqrt{\frac{\pi}{45}} g_*^{1/2} M_{Pl} \langle \sigma v \rangle (Y_\chi^2 - Y_{\chi,eq}^2) \quad (4.5)$$

e,

$$\frac{dY}{dT} = -\frac{M_{Pl}}{(2\pi)^2} \left(\frac{45}{\pi}\right)^{3/2} \frac{\tilde{g}}{g_s \sqrt{g}} \frac{n_f^2 \langle \sigma v \rangle_{prod}}{T^6}, \quad (4.6)$$

respectivamente, onde definimos,

$$g_*^{1/2} = \frac{g_s}{\sqrt{g}}. \quad (4.7)$$

Para o mecanismo de *Freeze-out*, a integração é realizada da temperatura de *Freeze-out* (T_{fr}) até a temperatura hoje (T_0), ou seja, após o desacoplamento, enquanto que para o mecanismo de *Freeze-in*, a integração é usualmente compreendida entre a temperatura de reaquecimento (T_{RH}) (maior temperatura no período de radiação), até a temperatura hoje (T_0), podendo levar a incertezas na física de ME. Para o nosso modelo, como estamos tomando a massa de ME na escala de MeV e T_{RH} é usualmente tomada como $T_{RH} \gg MeV$, tais incertezas não irão afetar nossos resultados.

Também obtivemos na seção 2.1 que

$$n_{eq}^2 \langle \sigma v \rangle_{ann} = n_i^2 \langle \sigma v \rangle_{prod} = \frac{T}{32(2\pi)^6} \int ds \sqrt{s} K_1 \left(\frac{\sqrt{s}}{T} \right) \sqrt{1 - \frac{4m_\chi^2}{s}} \sqrt{1 - \frac{4m_f^2}{s}} \int d\Omega |\mathcal{M}|^2, \quad (4.8)$$

onde a densidade de número de uma determinada espécie i neste regime é

$$n_i = \frac{g_i}{2\pi^2} m_i^2 T K_2 \left(\frac{m_i}{T} \right), \quad (4.9)$$

sendo $\int d\Omega |\mathcal{M}|^2$ dado em nosso modelo pela Eq.(4.2).

É importante ressaltar que o mecanismo de *Freeze-in* leva a um vínculo extra sobre o parâmetro ε do modelo. Este vínculo se deve à condição de que as partículas de ME devem estar fora do equilíbrio, e para que as partículas de Matéria Escura nunca tenham alcançado equilíbrio no início do Universo devemos obedecer à seguinte condição, $n \langle \sigma v \rangle(T) < H(T)$.

Por outro lado, a média térmica da seção de choque é máxima na região em que o Fóton Escuro é produzido na camada de massa, ou seja, quando a variável de Mandelstam s é aproximadamente igual a massa quadrática do Fóton Escuro, $s \sim M_{A'}^2$. Neste regime, podemos usar a aproximação *Narrow Width*,

$$\int d\Omega |\mathcal{M}|^2 = \frac{A(s)}{(s - M^2)^2 + M^2 \Gamma^2} \rightarrow \frac{\pi}{M\Gamma} A(s) \delta(s - M^2), \quad (4.10)$$

que leva a seguinte expressão para o termo de colisão,

$$R^{NWA}(T) = \frac{M_{A'}^4}{24\pi^3} \frac{K_1(x)}{x} \frac{1}{M_{A'}(1/\Gamma_{A' \rightarrow \chi\chi} + 1/\Gamma_{A' \rightarrow ff})}. \quad (4.11)$$

Visto que, $\varepsilon \ll g_D$, $1/\Gamma_{A' \rightarrow ff} \gg 1/\Gamma_{A' \rightarrow \chi\chi}$ e sabendo que a condição para que a ME nunca alcance o equilíbrio é $R^{NWA}(T) < H(T)$, colocamos o seguinte vínculo para a variável ε ,

$$\varepsilon^2 < 7.4 \times 10^{-16} \left(\frac{g_e}{10} \right)^{1/2} \left(\frac{M_{A'}}{GeV} \right) \frac{r_f K_2(\sqrt{r_f} x) x^2}{(1 + 2r_f) \sqrt{1 - 4r_f} K_1(x)}, \quad (4.12)$$

onde definimos $x \equiv M_{A'}/T$ e $r_f \equiv m_f^2/M_{A'}^2$. Por exemplo, vamos tomar alguns valores razoáveis para os parâmetros e checar qual o vínculo sobre ε , se tomarmos $M_{A'} \sim 100$ MeV, os graus de liberdade $g_e \sim 20$ e a ME aniquilando-se apenas em elétrons (devido a região de massa considerada aqui), temos $r_f \sim 10^{-5}$, a taxa máxima será aproximadamente quando $x \sim 3$, que levará ao vínculo, $\varepsilon^2 \lesssim 5 \times 10^{-15}$. Ilustramos na Fig.23, a condição de equilíbrio para dois diferentes valores de ε versus $M_{A'}/T$, tomando $M_{A'} \sim 10m_\chi$ para as médias térmicas das seções de choque de aniquilação $\langle \sigma v \rangle_{ann}$ e de produção $\langle \sigma v \rangle_{prod}$, ou seja, se o termo $n \langle \sigma v \rangle / H(T)$ for maior que 1, haverá equilíbrio, caso contrário, não, e isto

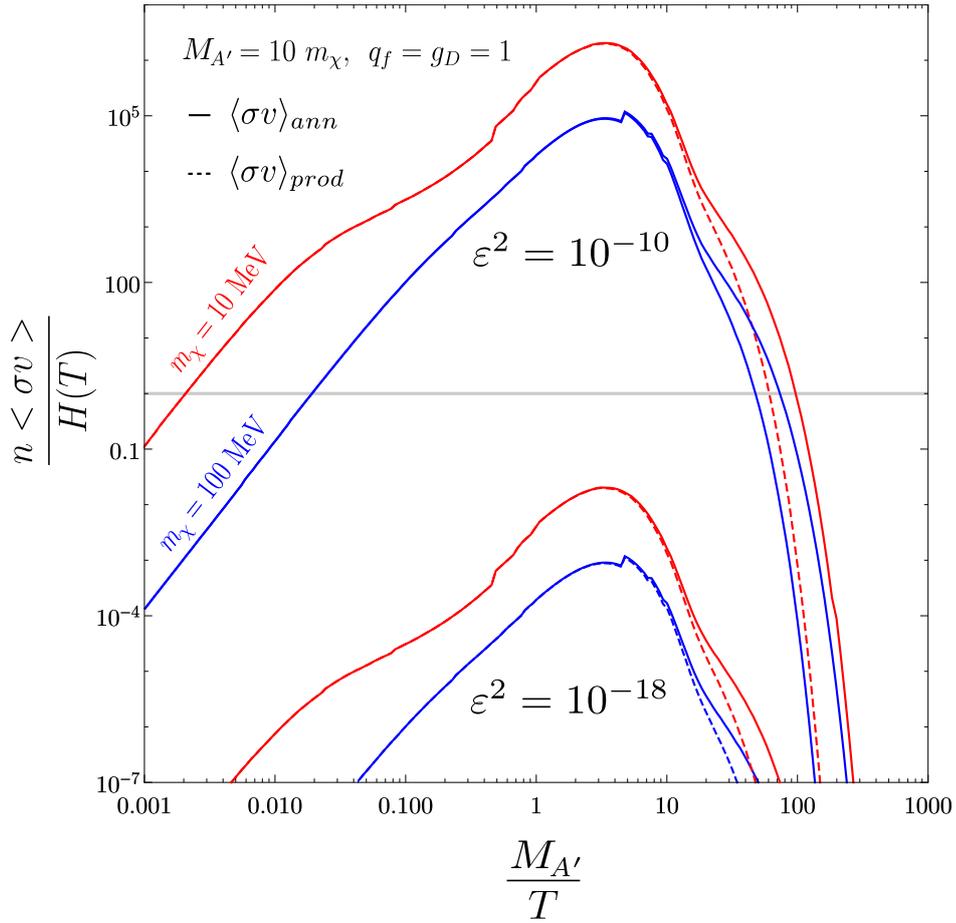


Figura 23 – Razão entre a taxa de interação e a taxa de expansão do Universo com relação ao parâmetro $M_{A'}/T$. A linha pontilhada indica a condição de equilíbrio entre as partículas do MP e as de ME, ou seja, se o termo $n\langle\sigma v\rangle/H(T)$ for maior que 1, haverá equilíbrio, caso contrário, não.

se reflete diretamente na física relacionada ao mecanismo de *Freeze-in*, devido à exigência de que o processo ocorra fora do equilíbrio. Na Fig.24, ilustramos a evolução da média térmica da seção de choque de aniquilação $\langle\sigma v\rangle_{ann}$ e de produção $\langle\sigma v\rangle_{prod}$ versus $M_{A'}/T$.

Para tornar a análise mais intuitiva, podemos usar a aproximação $m_f^2 \ll m_{\chi}^2 \ll M_{A'}^2$, para chegar a uma expressão analítica aproximada para o $\langle\sigma v\rangle$, quando a matéria escura se aniquila em pares em elétrons via um Fóton Escuro. Para o caso não-ressonante, temos,

$$\langle\sigma v\rangle_{ann} \sim \frac{(g_D \epsilon e)^2 m_{\chi}^2}{M_{A'}^4}. \quad (4.13)$$

Assim, se os experimentos colocam limites independentes sobre a média térmica da seção de choque de aniquilação, podemos expressá-los como uma função da mistura cinética ϵ e da massa do Fóton Escuro, $m_{A'}$, assim, utilizaremos os limites atuais do experimento Planck, e do XENON 10/100 para vincular este modelo.

Em resumo, realizamos a integração numérica das Eq.(4.5) e (4.6), para calcular a

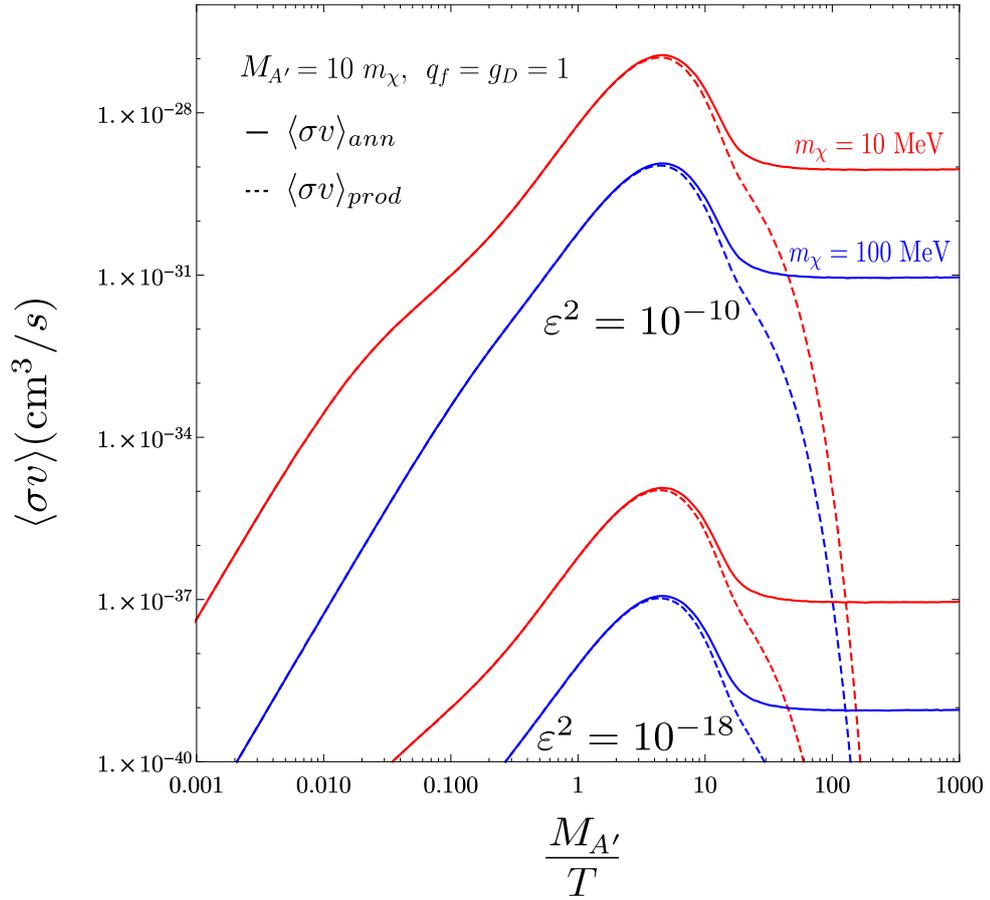


Figura 24 – Evolução da média térmica da seção de choque de aniquilação e produção.

abundância de ME via *Freeze-out* e *Freeze-in* para o modelo com Fóton Escuro, respectivamente. No que segue, iremos estudar os possíveis vínculos que podem ser impostos sobre estes modelos.

4.3 Vínculos

Calculada a Abundância Relíquia de ME, podemos checar quais vínculos serão importantes para sondar este tipo de modelo em concordância com o último resultado do Planck $\Omega h^2 = 0.1186 \pm 0.0020$ (ABE et al., 2016). Por um lado, como estamos tratando de ME com massa na escala de MeV, temos experimentos de Detecção Direta específicos para sondá-los (ESSIG et al., 2016; ESSIG et al., 2017), assim como vínculos da CMB (ADE et al., 2015), que fornecem fortes limites para ME leve especialmente aniquilando-se em léptons. Adicionalmente, o experimento e-ASTROGAM buscará sondar, em um futuro próximo, o chamado *MeV gap* (TAVANI et al., 2017), ou seja, a região de energia na escala de MeV ainda não sondada por qualquer outro experimento de detecção indireta de ME. Nas próximas seções, abordaremos cada um destes casos separadamente e usaremos estes vínculos para sondar a ME do nosso modelo. Em seguida, mostraremos os resultados

evidenciando a importância da complementaridade para testar estes modelos.

4.3.1 Radiação Cósmica de Fundo (CMB)

Os resultados mais recentes do satélite Planck (ADE et al., 2015), aumentaram significativamente a resolução e a precisão das medidas das anisotropias da CMB. O aprimoramento dos resultados levou a fortes limites sobre a seção de choque de aniquilação de ME, inclusive bastante competitivos com os limites impostos por Detecção Indireta e, também, capaz de sondar a abundância relíquia padrão.

Uma das formas de sondar ME usando os dados da CMB é supor que a ME que permeia o Universo após o seu desacoplamento pode se aniquilar e produzir partículas energéticas levando a uma injeção de energia extra no banho térmico. Se isto ocorrer entre o período de recombinação e o período de reionização, pode afetar a evolução térmica do Universo. Por exemplo, se ocorrer durante o período reionização pode levar a uma excitação e/ou ionização extra da esperada pela formação das primeiras estrelas, ou se no período de recombinação (em um *red-shift* de aproximadamente 1100), pode levar a um alargamento da superfície de último espalhamento ou desacoplamento da CMB.

Seguindo a prescrição da seção 2.4 e utilizando o vínculo imposto pelo satélite Planck (ADE et al., 2015),

$$p_{ann} < 4.1 \times 10^{-28} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \text{ GeV}^{-1}, \quad (4.14)$$

calculamos os espectros de energia dN/dE para fótons e pósitrons utilizando o pacote numérico Pythia 8 (SJOSTRAND et al., 2015), e colocamos como parâmetro de entrada na rotina da T. Slatyer para calcular o fator de eficiência efetivo f_{eff} , e assim obter os vínculos sobre a seção de choque de aniquilação, então, colocamos um vínculo sobre os parâmetros do nosso modelo, usando a expressão para a seção de choque de aniquilação calculada numericamente, cuja aproximação é dada pela Eq.(4.13). Na Fig.26, mostramos o limite sobre a seção de choque de aniquilação para o canal $\chi\chi \rightarrow e^+e^-$ vindo da CMB, independente de modelo (SLATYER, 2016a).

No que segue, discutiremos os limites de detecção direta para ME leve.

4.3.2 Detecção Direta

Os experimentos de detecção direta para ME leve são, geralmente, mais sofisticados do que para o caso de WIMPs. De forma geral, WIMPs são capazes de, ao se espalhar com um núcleon dos nossos detectores, depositar uma energia que pode ser facilmente detectada. Entretanto, quando a ME é muito leve, abaixo de poucos GeV, a energia depositada nos detectores passa a ser tão pequena que numa interação com núcleons é praticamente impossível de ser detectada (na maioria dos detectores atuais).

Uma forma interessante de escapar desta sensibilidade dos experimentos para ME leve é, ao invés de considerar a interação da ME com núcleons, usar a interação com os elétrons dos átomos dos detectores, que tem sido extensivamente estudado devido à não observação de WIMPs até então, tornando candidatos leves muito mais bem motivados (ABE et al., 2016; ANGLOHER et al., 2016; AGNESE et al., 2016; APRILE et al., 2016; AKERIB et al., 2016b; ANGLOHER et al., 2017; FU et al., 2017; AKERIB et al., 2017; AMOLE et al., 2017; APRILE et al., 2017e; WITTE; GELMINI, 2017; CUI et al., 2017; APRILE et al., 2017f; APRILE et al., 2017b; APRILE et al., 2017a; APRILE et al., 2017d; APRILE et al., 2017c). Inclusive, estudos recentes vêm fazendo uma reanálise dos dados de experimentos como XENON-10 e -100, para colocar vínculos sobre a seção de choque de espalhamento eletrônica (ESSIG et al., 2016; ESSIG et al., 2017). É importante ressaltar que para este tipo de análise é necessário que a ME se espalhe com elétrons, que é o caso abordado aqui neste estudo.

Quando uma ME leve interage com um elétron de um átomo de xenônio, por exemplo, ela pode levar a uma ionização no meio líquido, este elétron ionizado pode ionizar outros átomos ao redor, se tiver energia suficiente, e através de um campo elétrico estes elétrons ionizados são levados à região com gás de xenônio levando a uma cintilação, conhecida como sinal S2. Este sinal é proporcional ao número de elétrons arrancados dos átomos de xenônio. Utilizando este método, vínculos foram colocados sobre a seção de choque de espalhamento eletrônica usando dados dos experimentos XENON-10 e -100, cujos limites impostos foram $\sigma_e < 4.5 \times 10^{-37} \text{ cm}^2$ para $m_\chi = 10 \text{ MeV}$ e $\sigma_e < 9 \times 10^{-39} \text{ cm}^2$ para $m_\chi = 100 \text{ MeV}$ (ESSIG et al., 2016).

Além disso, a projeção dos limites do experimento SuperCDMS usando silício como alvo (leva a um vínculo mais restritivo que o Germânio) com uma exposição de 10 kg/ano, colocará um limite de $\sigma_e < 2.7 \times 10^{-43} \text{ cm}^2$ para $m_\chi = 10 \text{ MeV}$ e $\sigma_e < 1.3 \times 10^{-42} \text{ cm}^2$ para $m_\chi = 100 \text{ MeV}$ (ESSIG et al., 2016). Estes limites irão reduzir significativamente o espaço de parâmetros viável para o modelo Fóton Escuro, como veremos posteriormente.

Os vínculos modelo-independente impostos pelos experimentos acima podem ser interpretados para o nosso modelo. A seção de choque de espalhamento com elétrons para o modelo Fóton Escuro é dada por (ESSIG et al., 2016)

$$\sigma_e = \frac{16\pi\mu_{\chi e}^2\alpha\varepsilon^2\alpha_D}{(M_{A'}^2 + \alpha^2 m_e^2)^2}, \quad (4.15)$$

onde α é a constante de estrutura fina eletromagnética, $\alpha_D = g_D/4\pi$, e $\mu_{\chi e}$ é a massa reduzida ME-elétron. Para uma massa fixa de ME, $\mu_{\chi e}$ é determinado e podemos interpretar os vínculos sobre σ_e em termos dos parâmetros ε versus $M_{A'}$.

4.3.3 e-ASTROGAM

Projetado para ser lançado em 2019, o experimento e-ASTROGAM se propõe a cobrir uma faixa de energia ainda não sondada pelos experimentos de detecção indireta de ME (entre 0.3 MeV e ~ 3 GeV), podendo alcançar um limiar de energia ainda menor, de até 150 keV.

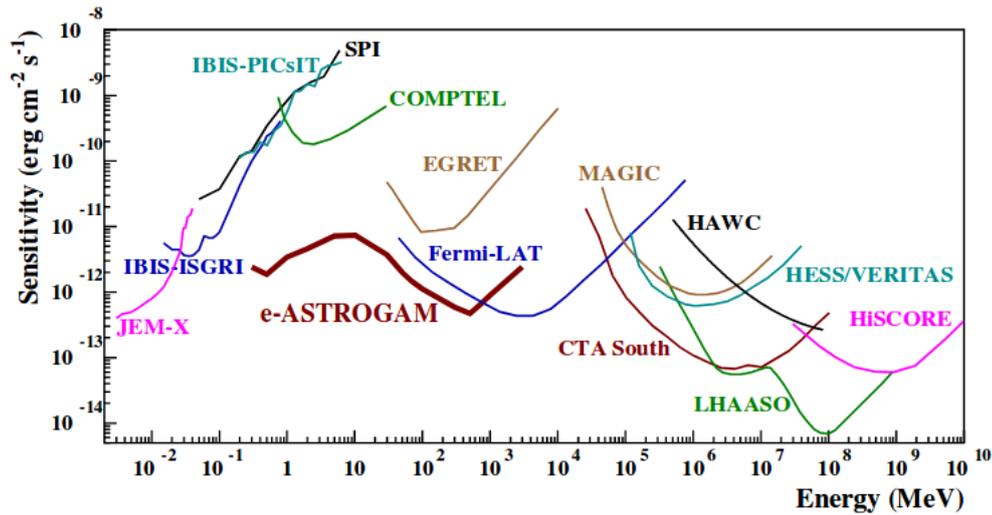


Figura 25 – Sensibilidade do experimento e-ASTROGAM comparado à outros experimentos de detecção de Raios Gama.

O experimento e-ASTROGAM deverá contar com 56 rastreadores de trajetória, baseados em fita dupla-face de Silício cada um com 1m^2 , afim de que os raios- γ possam ser submetidos a um espalhamento Compton ou produção de pares, um calorímetro, para medir a energia das partículas secundárias produzidas, e um sistema de anti-coincidência para vetar ruídos de partículas carregadas.

Com esta sensibilidade, o experimento pretende elucidar os processos de aceleração de partículas, atuar complementando a detecção de raios gama para eventos com detecção de ondas gravitacionais, ajudar a entender como partículas carregadas contribuem para e evolução das galáxias, colaborar com a compreensão de supernovas (SN), auxiliar na sondagem da discriminação de sinais e ruídos de raios gama provenientes da aniquilação de ME, entre outros (para mais detalhes recomendamos a referência (ANGELIS et al., 2017)). Na Fig.25, mostramos a sensibilidade do experimento e-ASTROGAM comparado à outros experimentos de detecção de raios gama.

Dentre os principais mecanismos de detecção de ME está a detecção indireta, no qual, esperamos observar os produtos secundários de uma aniquilação ou decaimento de ME em diferentes fontes astrofísicas. Estudos recentes (BARTELS et al., 2017) mostraram a importância da detecção de raios- γ , na escala de MeV, para sondar ME leve em Galáxias

Esféricas Anãs (dSph) e, para o Centro da Galáxia (GC), em especial, como a sensibilidade do experimento e-ASTROGAM será importante para estudar tais modelos.

Na Fig.26, mostramos o limite sobre a seção de choque de aniquilação de ME em elétrons $\chi\chi \rightarrow e^+e^-$ esperado de acordo com a sensibilidade do experimento e-ASTROGAM (BARTELS et al., 2017) para uma massa de ME na escala de MeV, fica evidente que o vínculo imposto pelo e-ASTROGAM é competitivo com os limites da CMB, chegando a ser ainda mais forte para uma massa de ME abaixo de ~ 10 MeV.

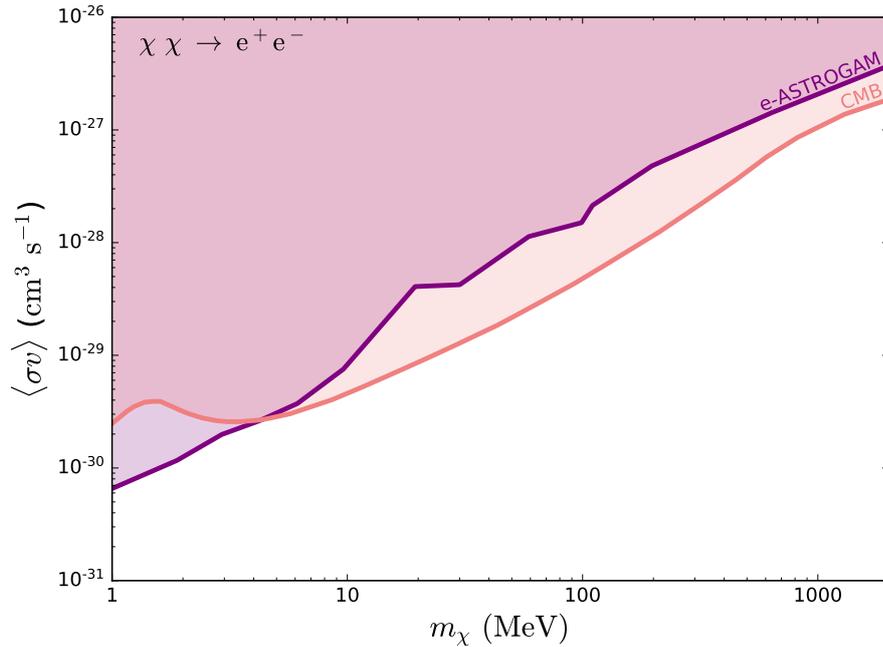


Figura 26 – Limites sobre a seção de choque de aniquilação *versus* massa da matéria Escura dos vínculos da CMB (SLATYER, 2016a) e projeção do experimento e-ASTROGAM (BARTELS et al., 2017) sobre o canal $\chi\chi \rightarrow e^+e^-$.

No que segue, utilizaremos os limites aqui apresentados para vincular o modelo Fóton Escuro, além disso, iremos comparar os nossos resultados com os limites atuais sobre Fótons Escuros.

4.4 Resultados

Apresentamos, na seção 4.2, dois diferentes mecanismos de produção de ME, o *Freeze-out*, onde as partículas estão termicamente acopladas às partículas do MP no início do Universo, e após a expansão e, conseqüente, diminuição da temperatura do banho térmico, há uma diminuição e subsequente desacoplamento da ME, cuja abundância é observada hoje, notemos que esta abundância pode ser completamente fornecida via *Freeze-out* ou não, podendo ser sub- ou super-abundante; outro possível mecanismo de

produção é via *Freeze-in*, onde as partículas de ME nunca entraram em equilíbrio com as partículas do MP, sua produção ocorre a partir da aniquilação das partículas do MP, e seu desacoplamento ocorre quando a taxa de expansão do Universo se torna maior que a taxa de interação entre as partículas do MP e da ME ($H(T) > \Gamma_{ff \rightarrow \chi\chi}$).

Agora mostraremos os resultados obtidos para o modelo Fóton Escuro, para os dois diferentes mecanismos de produção de ME, *Freeze-in* e *Freeze-out*, e checaremos se estes mecanismos são capazes de fornecer a abundância correta de ME. Em seguida, aplicaremos os vínculos impostos pelos experimentos atuais e futuros, associados à ME leve acima descritos, para verificar se os mecanismos de produção acima mencionados são viáveis ou se serão testados futuramente, além disso aplicaremos os vínculos sobre Fótons Escuros atuais.

4.4.1 *Freeze-out*

Na Fig.27, apresentamos os resultados associados a produção via *Freeze-out* (linha turquesa), para dois valores distintos de g_D , $g_D = 0.1$ (superior) e $g_D = 1$ (inferior), para um valor fixo de massa de ME, $m_\chi = 10$ MeV. Aplicamos o vínculo de detecção direta atual do XENON10/100 (em vermelho) e os limites da CMB (em roxo). Comparamos, também, com os resultados atuais impostos sobre Fótons Escuros (regiões cinza sombreadas), dentre os quais, BaBar (LEES et al., 2017), múon $g - 2$ (DAVOUDIASL et al., 2014), E787/E949 (ADLER et al., 2004; ARTAMONOV et al., 2008; ESSIG et al., 2013) e NA64 (BANERJEE et al., 2017) vindos de análises desde aceleradores até colisores conforme revisado em (ALEXANDER et al., 2016; BATTAGLIERI et al., 2017), e as linhas coloridas tracejadas representam o que esperamos para os experimentos futuros de busca por Fótons Escuros, dentre eles, NA64, LDMX, BELLE II, etc (WOJTSEKHOWSKI et al., 2012; RAGGI; KOZHUHAROV, 2014; RAGGI et al., 2015; BALEWSKI et al., 2014; BATTAGLIERI et al., 2017; WOJTSEKHOWSKI et al., 2017).

Fica evidente que quando $g_D = 0.1$, a região que fornece a abundância correta está completamente excluída por uma combinação dos vínculos atuais de detecção direta (linha vermelha), da CMB (linha roxa) e pelos vínculos de busca por Fótons Escuros (regiões cinza sombreadas), mostrando claramente a importância da complementaridade na busca por candidatos à ME. Para $g_D = 1$, sobra uma pequena região viável para a massa do Fóton Escuro abaixo de 10 MeV, que será sondada pela próxima geração do experimento NA64 (linha verde tracejada) e pelo experimento LDMX (linha tracejada lilás).

Na Fig.29, mostramos os resultados para abundância relíquia (linha verde, $\Delta = 1$, parâmetro que será explicado posteriormente) para a massa de ME $m_\chi = 100$ MeV. Aplicamos todos os vínculos atuais acima mencionados, e vimos que para $g_D = 0.1$ (superior), a matéria escura está completamente excluída, entretanto para $g_D = 1$ (inferior), há ainda uma pequena região a ser explorada para a massa do Fóton Escuro abaixo de

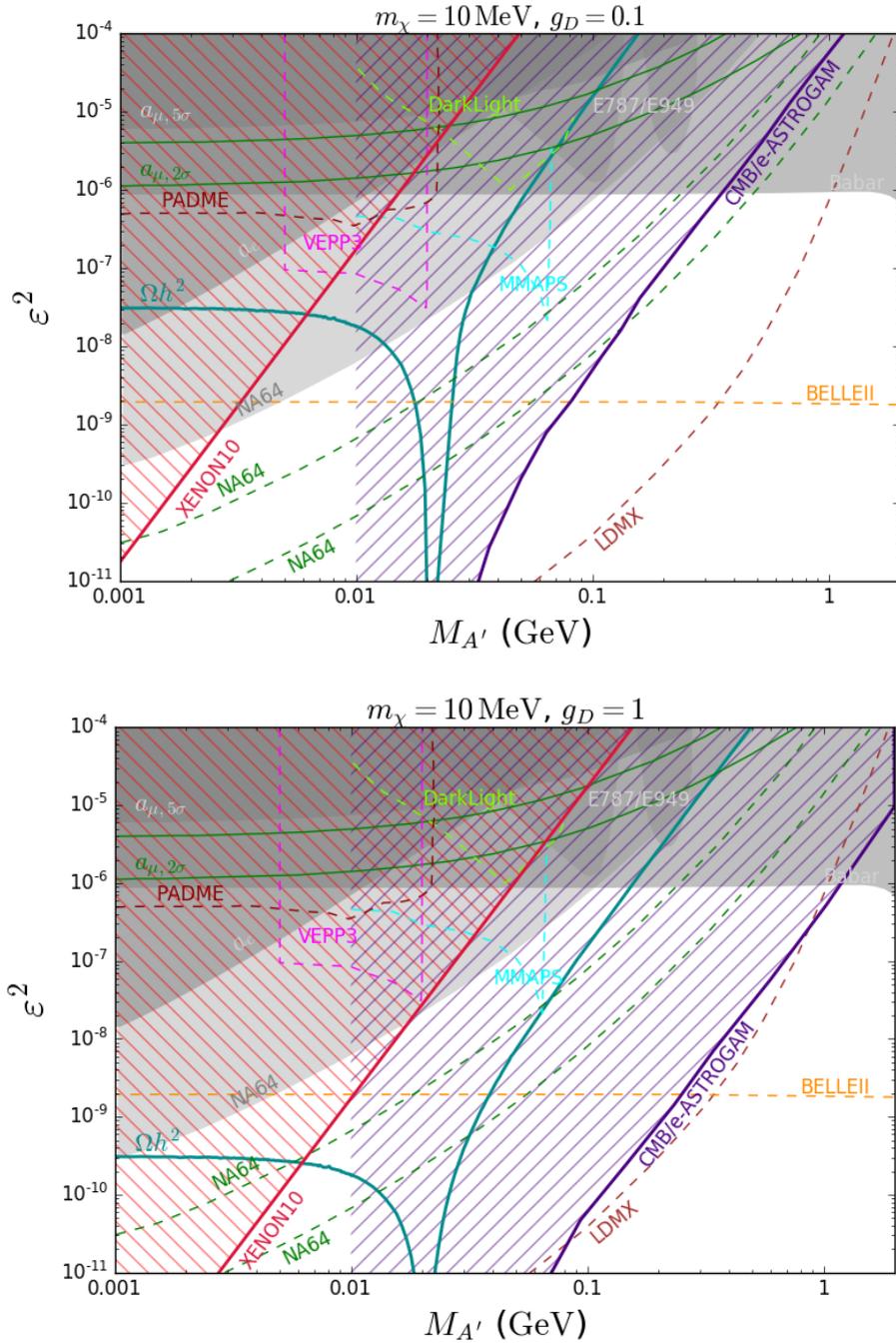


Figura 27 – Vínculos sobre o plano ϵ^2 versus massa do Fóton Escuro da CMB (ver (SLATYER, 2016a)) e detecção direta (ver (ESSIG et al., 2017)) sobre o canal $\chi\chi \rightarrow e^+e^-$ (regiões hachuradas roxa e vermelha, respectivamente) e abundância relíquia (linhas turquesa) para a massa de ME $m_\chi = 10 \text{ MeV}$ e dois diferentes valores do acoplamento escuro g_D , $g_D = 0.1$ (superior) e $g_D = 1$ (inferior). Estamos comparando nossos resultados com os vínculos atuais (regiões cinza sombreadas) e futuros (linhas coloridas tracejadas) de busca por Fótons Escuros.

100 MeV. Incluímos aqui a possibilidade de diluição da abundância via decaimento tardio do inflaton, caracterizado pelo fator Δ , a ser discutido na próxima seção.

4.4.2 Freeze-out seguido por inflação tardia

Devemos notar um ponto importante na produção de ME via *Freeze-out*, a média térmica da seção de choque é diretamente proporcional à ε^2 , e que a abundância de ME é inversamente proporcional à $\langle\sigma v\rangle$, portanto temos que a abundância de ME é inversamente proporcional à ε^2 . Devido aos fortes vínculos vindos dos experimentos de busca por Fótons Escuros, da CMB e de detecção direta, o parâmetro ε acaba sendo bastante suprimido, de forma que a região viável acaba por ser predominantemente super-abundante, conforme visto nas Figs.27 e 29.

Uma das possibilidades para aliviar estes vínculos está na Cosmologia não-padrão. Usualmente, os cálculos de abundância relíquia baseiam-se num período de radiação iniciado antes da produção das relíquias, e na entropia de matéria e radiação sendo conservadas antes e após a produção de cada relíquia, esta é a chamada Cosmologia Padrão (BERTONE et al., 2005). Quando invocamos produção não-térmica ou decaimento de partículas fora do equilíbrio com injeção de entropia, estamos nos baseando na chamada Cosmologia não-padrão. A vantagem deste método é que podemos tanto diminuir quanto aumentar a abundância de ME, ampliando a possibilidade de modelos de ME consistentes com os diversos limites atuais, tais métodos foram estudados exaustivamente na literatura (HOOPER et al., 2012; BARI et al., 2013; KELSO et al., 2013; KELSO et al., 2014; BAER et al., 2015; QUEIROZ et al., 2014; ALLAHVERDI et al., 2015; MERLE; TOTZAUER, 2015; AOKI et al., 2015; OKADA et al., 2016; KANE et al., 2015; KIM et al., 2017; APARICIO et al., 2016; D'ERAMO et al., 2017; BRAMANTE; UNWIN, 2017; DIMASTROGIOVANNI; KRAUSS, 2017; ALLAHVERDI et al., 2017; BAUR et al., 2017; HOOFF; JAECKEL, 2017).

Com base nas referências (COHEN et al., 2008; DAVOUDIASHL et al., 2016), iremos utilizar o método de inflação tardia, com decaimento tardio do inflaton, levando a geração de entropia com conseqüente diluição da abundância de ME. Considere, por exemplo, um campo escalar ϕ , com energia potencial inicial V_0 , e que em uma determinada temperatura T_s , passa a dominar sobre a densidade de energia de radiação, ou seja, quando $\rho_R < \rho_\phi$ (ver Fig. 28). A partir disso, temos um novo período de inflação, que leva a uma diminuição na temperatura e expansão acelerada do Universo, com uma conseqüente quebra de simetria do campo ϕ em T_{pt} (temperatura de transição de fase). Com a quebra, os campos adquirem massa e o campo ϕ decai instantaneamente em radiação¹. A abundância de partículas no meio é alterada quando o decaimento do inflaton, no nosso caso o campo ϕ , ocorre após o desacoplamento das partículas, devendo ocorrer obrigatoriamente, antes da BBN, para não alterar a abundância de bárions, e após o desacoplamento da ME para alterá-la, o decaimento do inflaton ocasiona uma injeção de entropia no banho térmico e uma diluição

¹ É importante notar que se o inflaton decaísse em partículas de ME a abundância iria aumentar ao invés de diminuir.

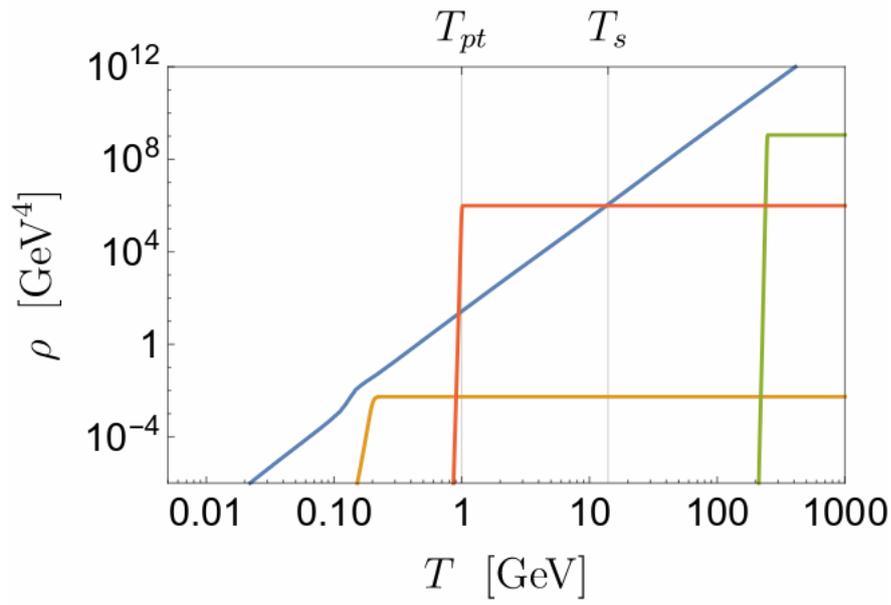


Figura 28 – Densidade de Energia de vácuo *versus* Temperatura para a transição de fase da QCD (laranja) e eletro-fracas (verde) comparada à densidade de energia de radiação (azul). Mostramos, ainda, a possível inclusão de um novo campo escalar levando a uma inflação tardia (vermelho) (DAVOUDIASEL et al., 2016).

da abundância de ME.

O fator de diluição da abundância de ME, Δ , pode ser estimado quando supomos que não há injeção de entropia durante o período de inflação, que irá fixar $n_{fo}/s_{fo} = n_{pt}/s_{pt}$, sendo n e s as densidades de número e de entropia, respectivamente, fo refere-se ao desacoplamento da ME e pt à transição de fase do campo ϕ . Além disso, supomos que nenhuma ME é produzida no período de reaquecimento RH , de forma que $n_{pt} = n_{RH}$. Assim, após o reaquecimento teremos a seguinte quantidade conservada, $n_{pt}/s_{RH} = n_{RH}/s_{RH}$, de forma que teremos,

$$\frac{n_{RH}}{s_{RH}} = \frac{n_{pt}}{s_{RH}} = \frac{s_{pt}}{s_{RH}} \frac{n_{fo}}{s_{fo}} \quad (4.16)$$

ou seja,

$$Y_{RH} = \Delta^{-1} Y_{fo} \quad (4.17)$$

onde definimos $\Delta = s_{RH}/s_{pt}$, Y_{fo} e Y_{RH} a densidade de partículas antes e após o período de inflação.

Como mencionamos anteriormente, o decaimento do inflaton deve ocorrer entre o período de desacoplamento da ME e a BBN, portanto, devido ao desacoplamento da ME com massa de 10 MeV ocorrer durante a BBN, este mecanismo pode ser usado apenas

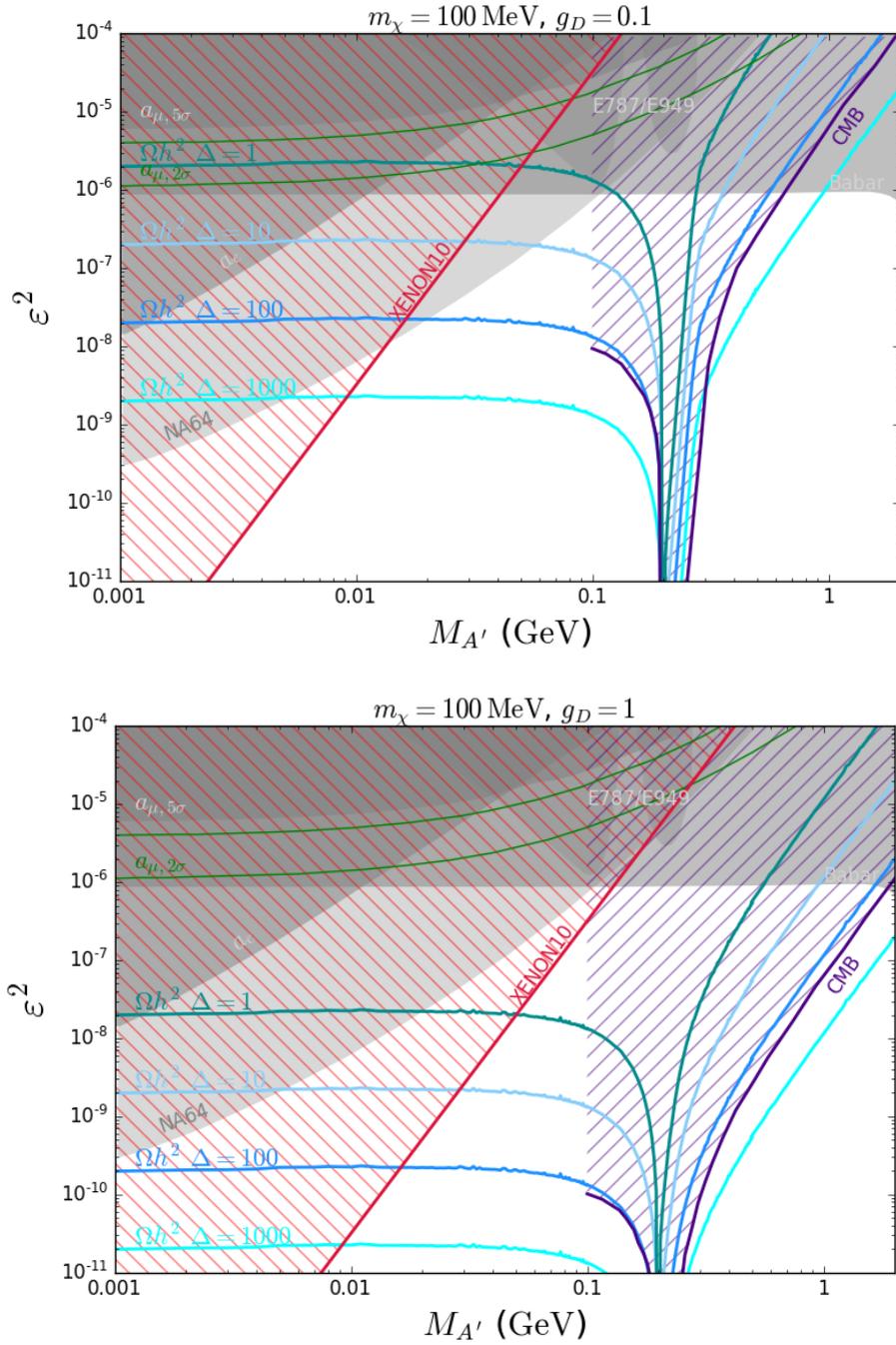


Figura 29 – Vínculos sobre o plano ϵ^2 versus massa do Fóton Escuro da CMB (ver (SLATYER, 2016a)) e detecção direta (ver (ESSIG et al., 2017)) sobre o canal $\chi\chi \rightarrow e^+e^-$ atuais (regiões hachuradas roxa e vermelha, respectivamente) e abundância relíquia (linhas turquesa) para a massa de ME $m_\chi = 100 \text{ MeV}$ e dois diferentes valores do acoplamento escuro g_D , $g_D = 0.1$ (superior) e $g_D = 1$ (inferior). Estamos comparando nossos resultados com os vínculos atuais (regiões cinza sombreadas) de busca por Fótons Escuros. Δ é o fator de diluição resultante da inflação tardia necessário para suprimir a abundância relíquia de ME.

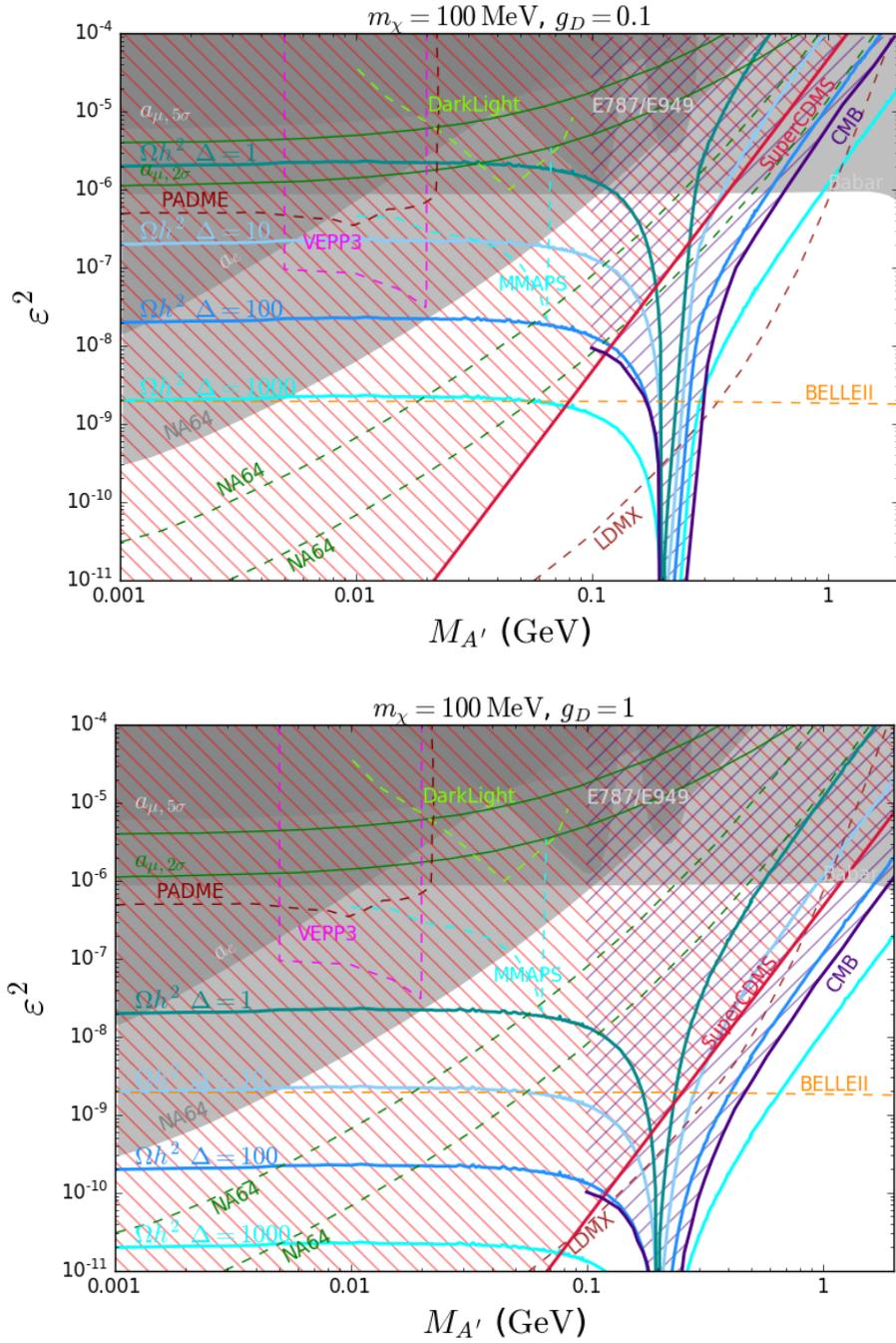


Figura 30 – Vínculos sobre o plano ϵ^2 versus massa do Fóton Escuro da CMB (ver (SLATYER, 2016a)) e detecção direta projetados (ver (ESSIG et al., 2016)) sobre o canal $\chi\chi \rightarrow e^+e^-$ (regiões hachuradas roxa e vermelha, respectivamente) e abundância relíquia (linhas turquesa) para a massa de ME $m_\chi = 100$ MeV e dois diferentes valores do acoplamento escuro g_D , $g_D = 0.1$ (superior) e $g_D = 1$ (inferior). Estamos comparando nossos resultados com os vínculos atuais (regiões cinza sombreadas) e futuros (linhas coloridas tracejadas) de busca por Fótons Escuros. Δ é o fator de diluição resultante da inflação tardia necessário para suprimir a abundância relíquia de ME.

para massa de 100 MeV. Atribuímos diferentes valores para o parâmetro Δ , conforme apresentado nas Figs.29 e 30.

Na Fig.29, apresentamos os resultados para diferentes valores de Δ comparando com os vínculos atuais impostos pelos diferentes experimentos já mencionados, vale ressaltar que quando tomamos $\Delta = 1$ não há injeção de entropia, ou seja, toda a abundância é produzida unicamente via *Freeze-out*. Observamos que o aumento do parâmetro de diluição, Δ , leva a um aumento da supressão na abundância, como era de se esperar, que alarga a região viável para o modelo.

Na Fig.30, apresentamos os resultados para diferentes valores de Δ comparando com os vínculos atuais e futuros em busca por Fótons Escuros (regiões cinza sombreadas e linhas coloridas tracejadas, respectivamente), com a projeção para o experimento de detecção direta, SuperCDMS (regiões vermelhas hachuradas) (ESSIG et al., 2016), e os vínculos atuais da CMB (regiões roxas hachuradas) (SLATYER, 2016a). Observamos que praticamente toda a região que fornece a abundância correta, mesmo com diluição da abundância, será sondada pelos experimentos futuros, tornando clara a importância da complementaridade para sondar modelos de ME.

Finalizados os resultados de produção via *Freeze-out*, estudaremos qual será o impacto da produção de ME via *Freeze-in*.

4.4.3 *Freeze-in*

Nesta seção, apresentamos os resultados para produção de ME via *Freeze-in* (HALL et al., 2010; BLENNOW et al., 2013; KLASSEN; YAGUNA, 2013; SHAKYA, 2016; BERNAL et al., 2017), como enfatizamos anteriormente, esta produção ocorre fora do equilíbrio, que impõe um forte vínculo sobre o parâmetro ε ($\varepsilon^2 < 10^{-15}$), esta condição escapa dos vínculos de detecção direta e da CMB.

Uma das formas de sondar valores de ε tão suprimidos é via resfriamento de supernovas. Partículas leves, fracamente interagentes podem ser produzidas no núcleo da supernova levando a um resfriamento mais rápido que o esperado, modificando a sua luminosidade (TURNER, 1988). A observação de neutrinos provenientes da SN1987A (HIRATA et al., 1987; BIONTA et al., 1987) impôs fortes limites sobre modelos com Fótons Escuros e áxions (DREINER et al., 2014; KAZANAS et al., 2014; MAHONEY et al., 2017; SMOLINSKY; TANEDO, 2017). A perda máxima de energia ϵ_A permitida após a observação do evento SN1987A é dada por (RAFFELT, 1996),

$$\epsilon_A = \frac{L_A}{M} \sim 10^{19} \frac{\text{erg}}{\text{g.s}}, \quad (4.18)$$

Para o nosso caso, a perda de energia se dará por emissão de Fótons Escuros pelos

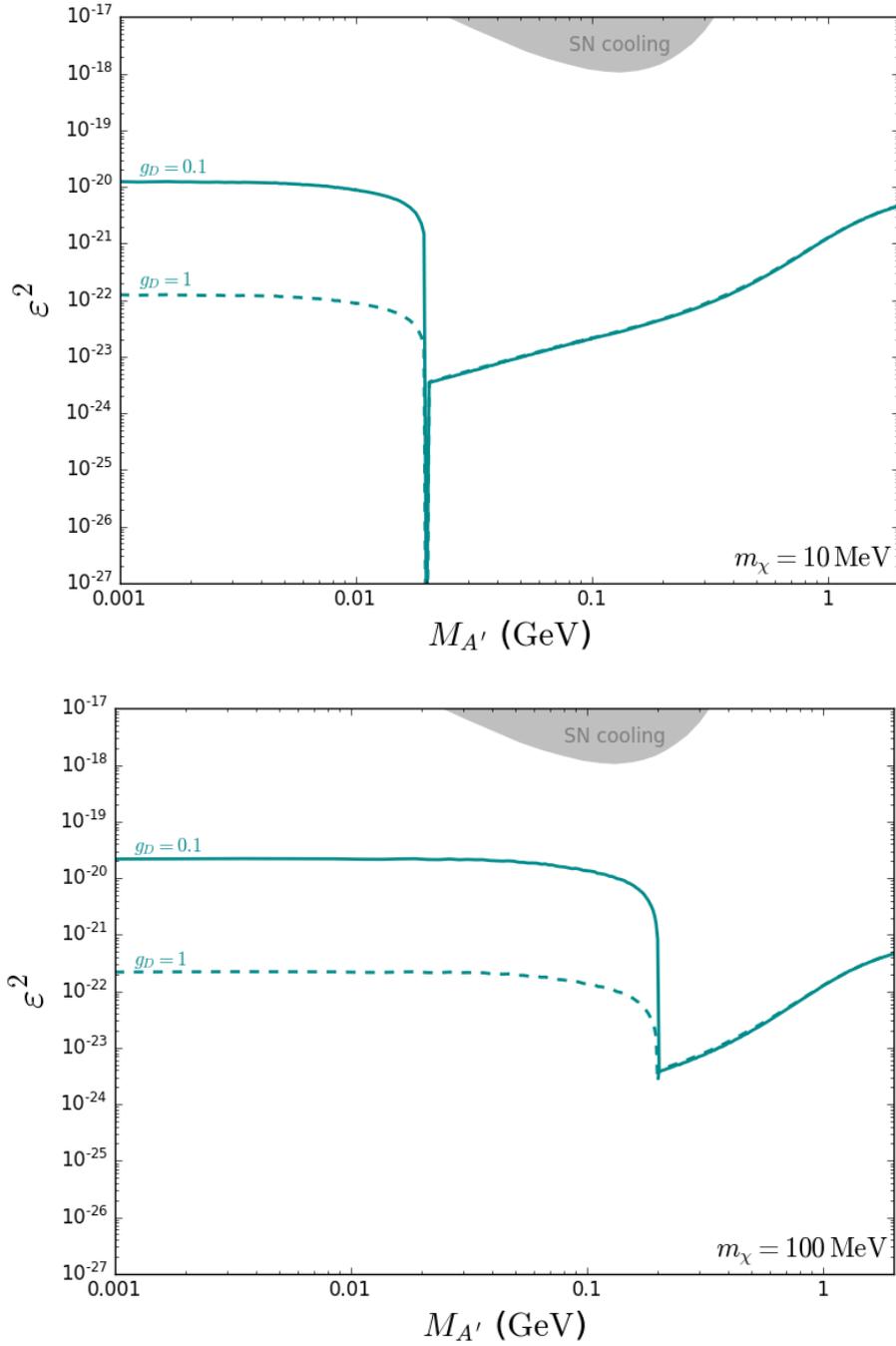


Figura 31 – Abundância via *Freeze-in* sobre o plano ε^2 versus massa do Fóton Escuro (linhas turquesa) para massa de ME, $m_\chi = 10$ MeV (superior) e $m_\chi = 100$ MeV (inferior), para dois diferentes valores do acoplamento escuro g_D , $g_D = 0.1$ (linhas contínuas) e $g_D = 1$ (linhas tracejadas). Comparamos nossos resultados com vínculo de resfriamento de supernovas (região cinza).

canais $p + p \rightarrow p + p + A'$ e $p + n \rightarrow p + n + A'$ via *bremsstrahlung* interno e externo, que impõe um vínculo inferior sobre o parâmetro ε . Por outro lado, para valores altos de ε o Fóton Escuro produzido pode decair instantaneamente, ou simplesmente ficar preso no núcleo da supernova e nunca ser emitido, impondo um limite superior sobre o parâmetro ε .

Na Fig.31, apresentamos nossos resultados para abundância via *Freeze-in* (linhas turquesa) no plano ε^2 versus massa do Fóton Escuro M'_A , para dois valores distintos do acoplamento escuro g_D , $g_D = 0.1$ (linha contínua) e $g_D = 1$ (linha tracejada) e para duas massas de ME, $m_\chi = 10$ MeV (superior) e $m_\chi = 100$ MeV (inferior), por causa do valor de ε tão suprimido nem mesmo os vínculos atuais de supernovas (região cinza) (FRADETTE et al., 2014) são capazes de sondar a região que fornece a abundância correta, levando a um cenário completamente livre de vínculos independentemente da massa da ME ou do acoplamento g_D .

4.5 Conclusões

Neste capítulo, estudamos a complementaridade de diferentes experimentos para sondar um cenário com ME leve (na escala de MeV), como um férmion de Dirac carregado unicamente pela simetria do setor escuro, mediada por Fóton Escuro, bem motivado pelos atuais resultados nulos de busca por WIMPs. Em nosso modelo, nosso candidato se acopla às partículas do MP via mistura cinética dos bósons de gauge associado às simetrias $U(1)$.

Investigamos três possíveis formas de obter a abundância de ME, via *Freeze-out*, via *Freeze-out* seguido de inflação tardia e via *Freeze-in*. Para a primeira possibilidade, *Freeze-out*, obtivemos um cenário bem vinculado, com apenas uma pequena região viável quando a massa da ME é aproximadamente 100 MeV, para um acoplamento escuro g_D igual a 1, obtivemos uma região viável quando a massa do Fóton Escuro está entre aproximadamente 30 e 100 MeV, região que será sondada por experimentos futuros de detecção direta (SuperCDMS).

Tal resultado nos levou a invocar a Cosmologia não-padrão, e checar a segunda possibilidade com a inclusão de injeção de entropia para diluição da abundância. Vimos que, neste caso, apesar de aliviar os vínculos, as próximas gerações de experimentos serão capazes de sondar quase completamente o modelo, com exceção do caso limite onde tomamos $\Delta = 1000$, com altíssima injeção de entropia. Observamos aqui que o cenário, apesar de fortemente vinculado apresenta regiões viáveis, compatíveis com os experimentos atuais.

Assim, partimos para a terceira possibilidade que seria a produção não-térmica via *Freeze-in*. A necessidade de uma seção de choque tão baixa para que a ME não entre em equilíbrio, leva a um parâmetro ε bastante suprimido, que escapa de qualquer vínculo, inclusive dos vínculos de SN, portanto, oferecendo um cenário viável para ME na escala de MeV, entretanto incapaz de ser sondado pelos experimentos atuais e futuros.

Gostaríamos de ressaltar que a nossa análise de busca por ME leve com o experimento e-ASTROGAM, mostrando a importância do experimento na busca por ME mediada por Fótons Escuros, de forma complementar com o experimento Planck ([ADE et al., 2015](#)), sendo, inclusive, mais forte que o último para massa de ME abaixo de 10 MeV, foi incluída no projeto do experimento e-ASTROGAM, por ressaltar a importância do mesmo na busca por ME leve, para mais detalhes ver Ref. ([TAVANI et al., 2017](#)).

5 Complementaridade em Classe de Modelos confinados no setor escuro

Neste capítulo, voltaremos ao estudo de WIMPs, em modelos onde a ME se aniquila predominantemente em mediadores meta-estáveis que não pertencem ao MP. De forma geral, isto ocorre quando a massa da ME é maior que a massa do mediador, de forma que podemos ter a ME se aniquilando em mediadores desconhecidos que em sequência decaem em partículas do modelo padrão. Quando este tipo de interação é predominante, chamamos de classe de WIMPs confinadas no setor escuro (POSPELOV et al., 2008), conforme ilustrado na Fig.32.

Dentre as principais motivações para estes cenários, temos os fortes vínculos atuais de detecção direta de ME sobre a seção de choque de espalhamento WIMP-núcleon e os vínculos de colisores, geralmente, a mesma interação que fornece a seção de choque de aniquilação de ME, fornece também o espalhamento desta com nossos detectores terrestres. Quando temos as partículas de ME se aniquilando em partículas fora do MP, no caso os mediadores metaestáveis, conseguimos aliviar estes restringentes vínculos atuais sobre WIMPs (AKERIB et al., 2016a; AMOLE et al., 2016; HEHN et al., 2016; AALBERS et al., 2016; AGNESE et al., 2017; APRILE et al., 2016; FU et al., 2017; AKERIB et al., 2016b; CUI et al., 2017; APRILE et al., 2017e; APRILE et al., 2017c; FATEMIGHOMI, 2016), e adicionalmente, fornecer sinais detectáveis de raios- γ (POSPELOV et al., 2008; POSPELOV; RITZ, 2009).

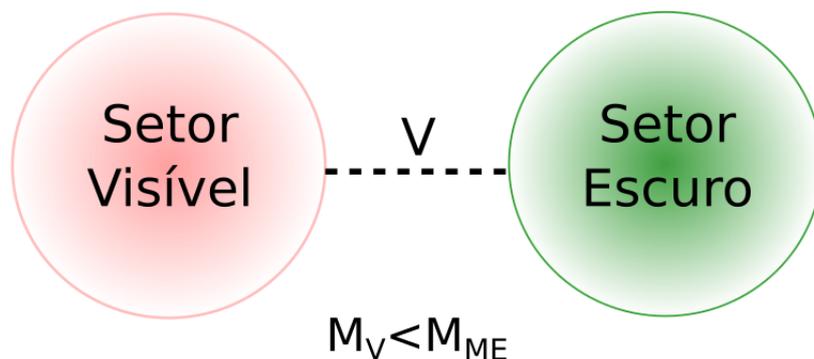


Figura 32 – Setor Visível *versus* Setor Escuro, conectados por um mediador V.

Uma das formas de sondar a natureza da ME é a detecção indireta, que tem a vantagem de conectar a astrofísica com a física de partículas, e através de um sinal potencial de ME podemos sondar tanto a massa quanto a seção de choque de aniquilação de ME (BRINGMANN; WENIGER, 2012). Conforme mencionamos anteriormente, os

produtos de aniquilação de ME são, de forma geral, pertencentes às partículas do MP, tais como, léptons, quarks e bósons de gauge, entretanto, podemos considerar como produtos também partículas de um setor escuro que decaem em partículas padrão, análises deste tipo foram feitas diversas vezes na literatura (POSPELOV; RITZ, 2009; BATELL *et al.*, 2010; ABDULLAH *et al.*, 2014; MARTIN *et al.*, 2014; DUTTA *et al.*, 2015; RAJARAMAN *et al.*, 2015; ELOR *et al.*, 2015; ESCUDERO *et al.*, 2017). Nossos estudos diferem dos anteriores por uma variedade de aspectos: (i) Estamos fazendo a análise independente de modelo, e trabalhamos com a comparação de três diferentes conjuntos de dados dos experimentos Fermi-LAT, H.E.S.S. e Planck; (ii) Utilizamos os dados do Fermi-LAT na direção de dezenas de galáxias anãs esféricas (dSphs) com o atualizado instrumento de resposta PASS-8 (ACKERMANN *et al.*, 2015); (iii) Fizemos uso de 10 anos de dados do H.E.S.S., equivalente à 254h de exposição, sobre a região do centro da galáxia (GC) excluindo a latitude $|b| < 0.3^\circ$ (ABDALLAH *et al.*, 2016); (iv) Utilizamos os dados do satélite Planck sobre injeção de partículas eletromagnéticas no meio em $z \sim 1100$ (SLATYER, 2016a; SLATYER, 2016b); (v) Discutimos a possibilidade de explicar o excesso na escala de TeV observado pelo HESS no GC com partículas provenientes de uma aniquilação Secluded (AHARONIAN, 2009; ABRAMOWSKI *et al.*, 2016) .

Neste trabalho, utilizaremos diferentes vínculos de detecção indireta de ME para sondar esta classe de WIMPs numa análise modelo-independente. Com base nos resultados dos experimentos H.E.S.S., Fermi-LAT e Planck, de forma complementar, compararemos os resultados enfatizando a necessidade de complementaridade para sondar modelos de ME para diferentes massas do mediador. Iremos checar qual será o impacto da massa do mediador para os diferentes vínculos atuais (PROFUMO *et al.*, 2018).

Este estudo será estruturado da seguinte forma: na seção 5.1, faremos uma breve descrição do modelo, na seção 5.2, faremos uma descrição da aniquilação de ME nesta classe e apresentaremos o espectro esperado para cada canal específico, na seção 5.4.1, apresentaremos nossos resultados, e por fim, na última seção apresentaremos nossas conclusões.

5.1 Modelos confinados no setor escuro

Modelos de ME com WIMPs, geralmente são descritos pela lagrangiana do MP, adicionado de termos extras, um para o setor escuro e outro para o mediador,

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{MP} + \mathcal{L}_{WIMP} + \mathcal{L}_{mediador}, \quad (5.1)$$

o mediador pode ser uma partícula do modelo padrão como o bóson Z ou o bóson de Higgs h , levando a uma interação direta com as partículas do MP, ou uma nova partícula, que pode ou não se conectar diretamente com o MP. Na classe confinada no setor escuro,

a ME acopla-se diretamente com os mediadores metaestáveis, que posteriormente decaem em partículas do MP, reduzindo drasticamente o acoplamento com as partículas padrão, que conseqüentemente suprimem a seção de choque de espalhamento e aniquilação.

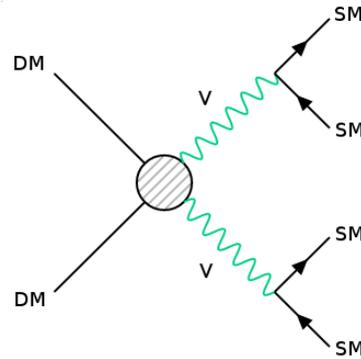


Figura 33 – Diagramas de Feynman para aniquilação de WIMPs em estados metaestáveis com subsequente decaimento em partículas do MP.

Estes cenários aparecem em diversos modelos bem motivados, como modelos com Z' (POSPELOV et al., 2008; MARDON et al., 2009; KANG et al., 2011; MURASE; BEACOM, 2012; ALVES et al., 2014a; MARTINEZ et al., 2014; D'ERAMO et al., 2016; CELIS et al., 2017; ROMERI et al., 2017), em modelos de ME vetorial (KO et al., 2014), também em modelos onde a ME é completamente confinada em um setor escuro que decai em partículas deste setor e subsequentemente decaem em partículas do MP (KIM et al., 2016; ARDID et al., 2017; FORTES et al., 2016; FORTES et al., 2017) bem como estudos com estados ligados (CIRELLI et al., 2017).

Neste trabalho, iremos estudar sinais destas aniquilações de forma independente de modelo, e iremos impor vínculos sobre a classe confinada no setor escuro com interações do tipo $2 \rightarrow 4$. Conforme mostrado na Fig.33, temos diversas possibilidades para os estados finais, assim, de forma a cobrir o maior número de aniquilações possíveis iremos tomar como estados finais léptons e quarks, variando a massa do mediador V , para checar o impacto desta massa, visto que, usualmente se considera apenas a massa da ME muito maior que a massa do mediador. No que segue, discutiremos como calcular os sinais de raios- γ provenientes destas aniquilações.

5.2 Aniquilação de WIMPs

Como já discutimos, em regiões com altas densidades de ME existe a possibilidade de aniquilação em partículas do MP, os produtos destas aniquilações se propagariam até nós e os estados finais que poderíamos observar seriam as partículas estáveis como elétrons, pósitrons, anti-prótons, neutrinos e fótons. As partículas carregadas se desviam facilmente de sua fonte, enquanto partículas neutras têm a vantagem de nos fornecer a direção exata

da fonte. Fótons e neutrinos possuem estas características, sendo alvos interessantes em busca por ME, como os fótons são bem mais fáceis de detectar tornam-se excelentes alvos de detecção. Aqui focaremos nestes experimentos de detecção de raios- γ .

5.2.1 Raios- γ

Como estamos situados próximos a regiões de alta densidade de ME, como no centro da galáxia e nas galáxias esféricas anãs (dSphs), esperamos um fluxo de raios- γ provenientes destas aniquilações. Este fluxo é dado por,

$$\frac{d\Phi_\gamma(\Delta\Omega)}{dE}(E_\gamma) = \frac{1}{4\pi} \frac{\sigma v}{2M_{ME}^2} \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} J_{ann} \quad (5.2)$$

onde J_{ann} , o fator J astrofísico, carrega informação associada à propagação das partículas até nós, e é definido por

$$J_{ann} = \int_{\Delta\Omega} d\Omega \int \rho_{ME}^2(s) ds, \quad (5.3)$$

sendo $s = s(\theta)$ a distância entre a fonte e o detector, também conhecido como linha de visão, e θ o ângulo entre a linha de visão e o centro do halo de ME, σv é a média térmica da seção de choque de aniquilação hoje, M_{ME} é a massa da ME e ρ_{ME} é o perfil de densidade de ME na galáxia, que supomos como sendo o perfil Navarro-Frenk-White (NFW) (NAVARRO et al., 2010), dado por,

$$\rho_{ME}(r) = \frac{\rho_s}{(r/r_s)(1+r/r_s)^2}, \quad (5.4)$$

sendo r_s e ρ_s o raio de escala e a densidade característica, respectivamente. A integral na Eq.(5.3) é calculada na linha de visão.

A escolha do perfil de halo NFW está associada ao experimento Fermi-LAT, pois este foi o perfil usado por eles, se escolhêssemos outro perfil levaria a um deslocamento do resultado por um fator constante que dependeria do quão suave (BURKERT, 1996; SALUCCI; BURKERT, 2000) ou íngreme (GRAHAM et al., 2006) fosse o perfil.

O ponto chave desta análise está no espectro de energia dN/dE para a aniquilação $2 \rightarrow 4$. Dependendo do tipo de partícula no estado final teremos uma determinada forma para o espectro. Utilizamos o pacote numérico PPC4DMID (CIRELLI et al., 2011) para o cálculo do espectro de fótons gerado por estados finais leptônicos. Um detalhe importante a ser ressaltado é que o PPC4DMID toma a massa do mediador como sendo bem menor que a massa da ME ($M_{ME} \ll M_V$). Para o cálculo do espectro de fótons gerado por quarks no estado final e quando tomamos a massa do mediador aproximadamente degenerado com a massa da ME ($M_{ME} \sim M_V$) para quarks e léptons, utilizamos o pacote numérico Pythia 8 (SJOSTRAND et al., 2015).

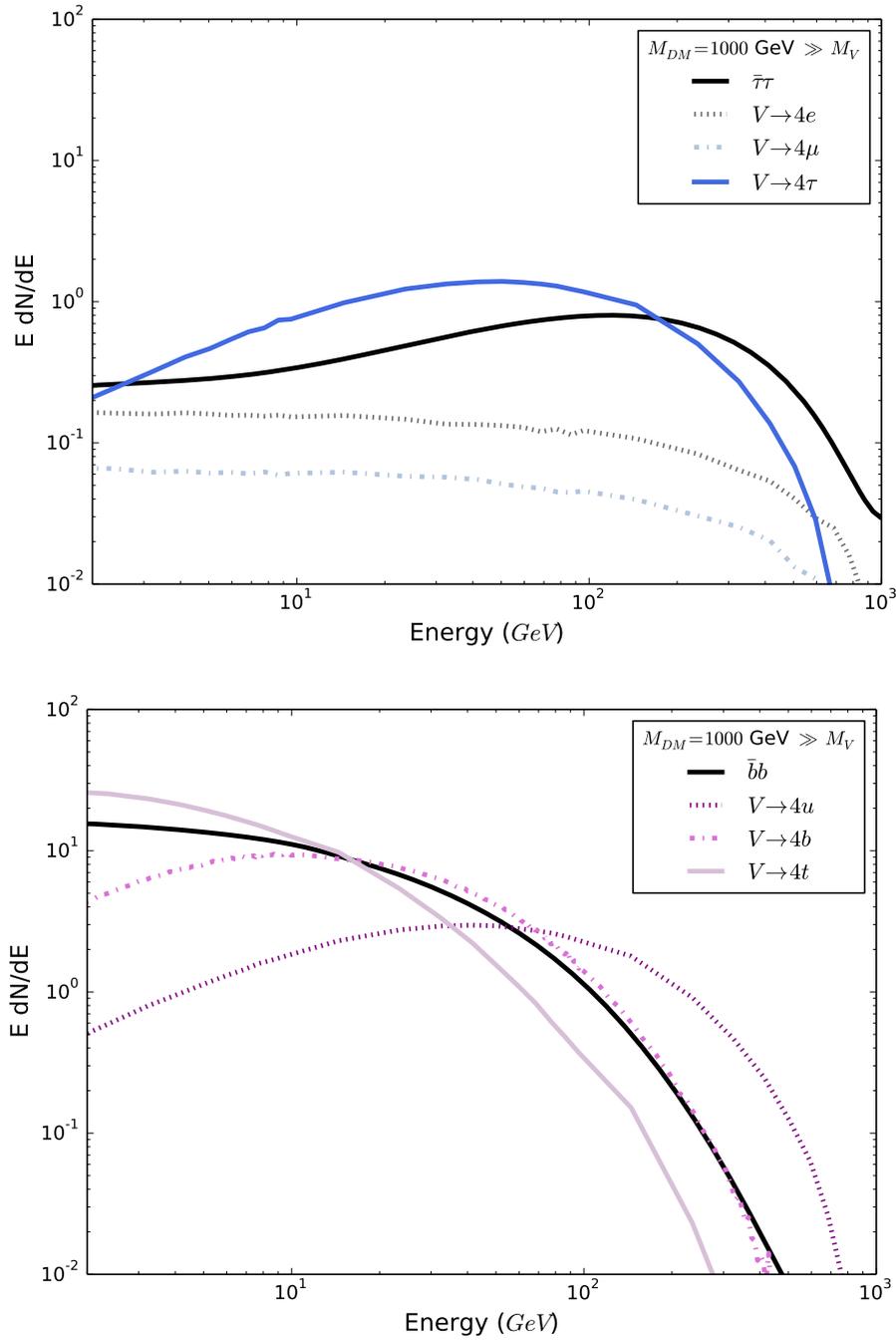


Figura 34 – Espectro de energia para ME com massa de 1 TeV se aniquilando em VV , com a massa do V muito maior que os estados finais. Painel superior: Decaimento do V em $e\bar{e}$, $\mu\bar{\mu}$ ou $\tau\bar{\tau}$. Painel inferior: decaimento de V em $u\bar{u}$, $b\bar{b}$ ou $t\bar{t}$. Além do mais, nós sobrepomos os canais de aniquilação canônicos em $DM DM \rightarrow \tau\bar{\tau}$ para o painel superior, e $DM DM \rightarrow b\bar{b}$ para o painel inferior, para comparação.

Na Fig.34, apresentamos os resultados para o espectro de energia dN/dE com massa de ME fixa em 1 TeV e com $M_{ME} \gg M_V$, para a ME aniquilando-se em VV e o mediador V decaindo em $e\bar{e}$, $\mu\bar{\mu}$ e $\tau\bar{\tau}$, na figura superior, e em $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ e $t\bar{t}$, na figura

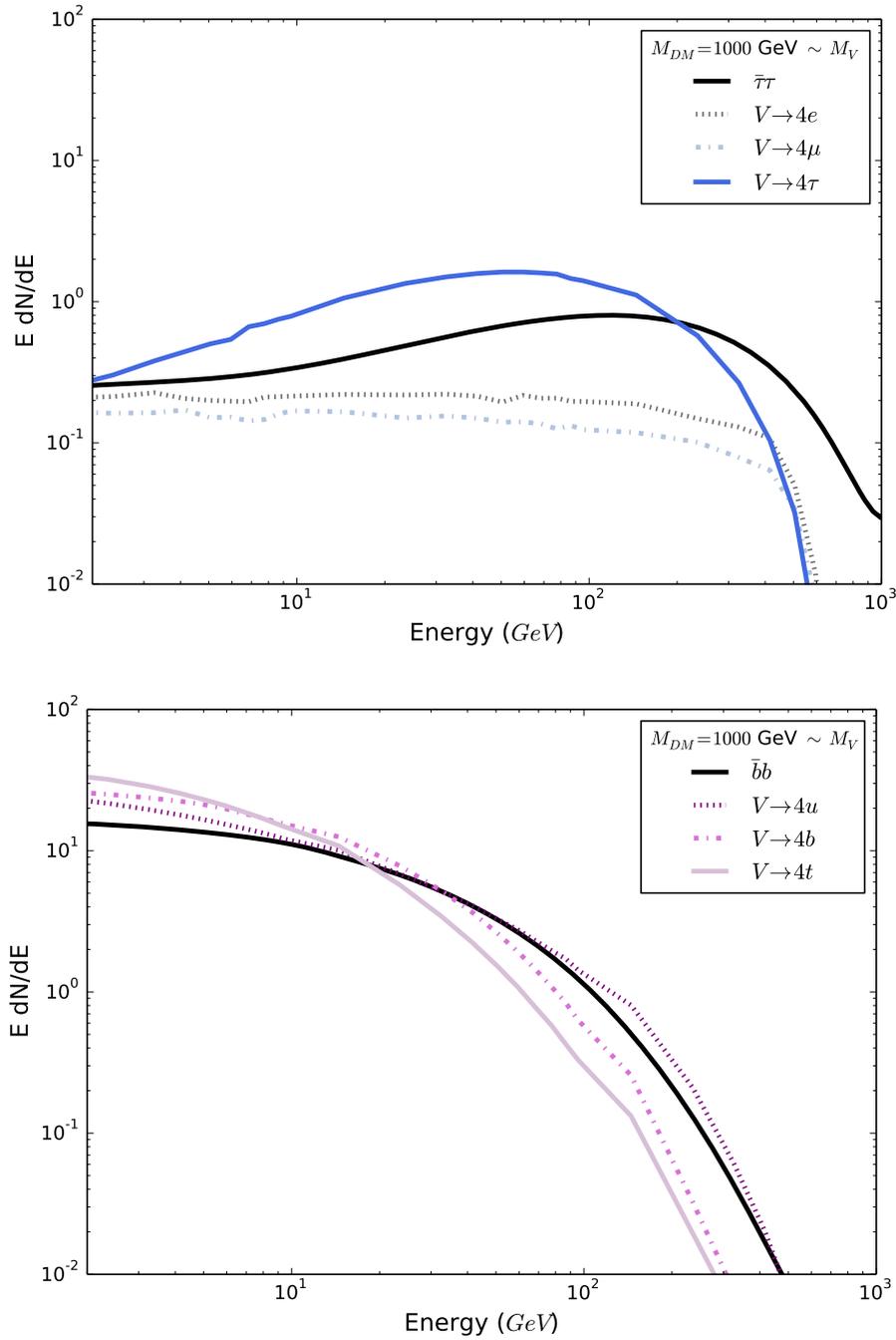


Figura 35 – Espectro de energia para ME com massa de 1 TeV se aniquilando em VV , com a massa do V aproximadamente degenerada com a massa da ME. Painel superior: Decaimento do V em $e\bar{e}$, $\mu\bar{\mu}$ ou $\tau\bar{\tau}$. Painel inferior: decaimento de V em $u\bar{u}$, $b\bar{b}$ ou $t\bar{t}$. Além do mais, nós sobreposmos os canais de aniquilação canônicos em $DM DM \rightarrow \tau\bar{\tau}$ para o painel superior, e $DM DM \rightarrow b\bar{b}$ para o painel inferior, para comparação.

inferior. Comparamos com os resultados padrão para ME decaindo diretamente em $\tau\bar{\tau}$ para os léptons e em $b\bar{b}$ para os quarks.

Comparando o espectro gerado pelos estados finais em 2τ e 4τ , observamos um

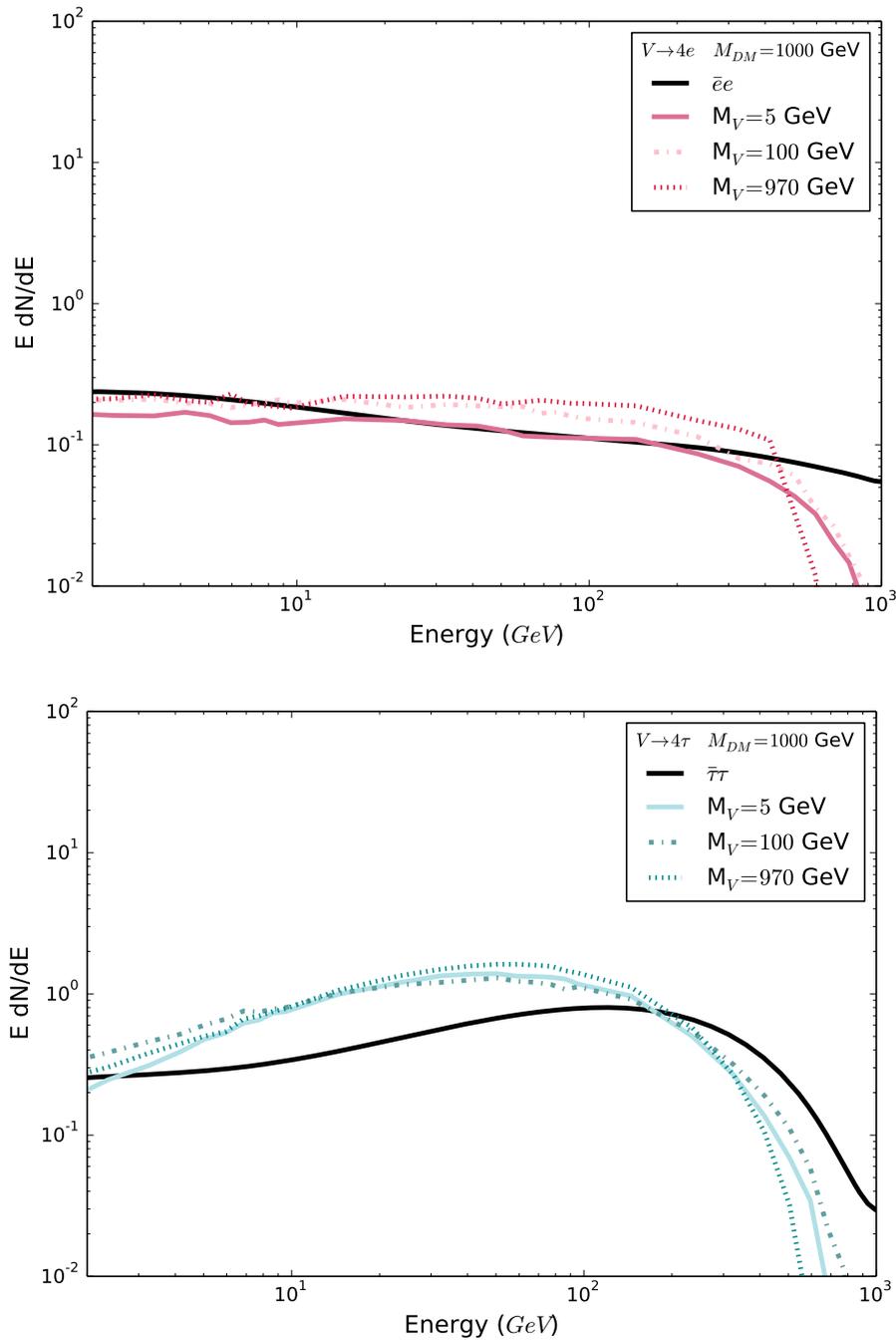


Figura 36 – Painel superior: espectro de energia para uma ME com massa de 1 TeV se aniquilando em $4e$ para $M_V = 5, 100, 970$ GeV. Painel inferior: espectro de energia para uma ME com massa de 1 TeV se aniquilando em 4τ para $M_V = 5, 100, 970$ GeV. Nós sobrepomos os canais de aniquilação canônicos em $DM DM \rightarrow e\bar{e}$ no painel superior, e $DM DM \rightarrow \tau\bar{\tau}$ no painel inferior para comparação.

espectro mais *soft* para 4τ , ou seja, há uma tendência a produzir mais fótons com baixas energias. Para os espectros em $2b$ e $4b$, percebemos apenas uma pequena diferença em uma região de energia entre 20-100 GeV.

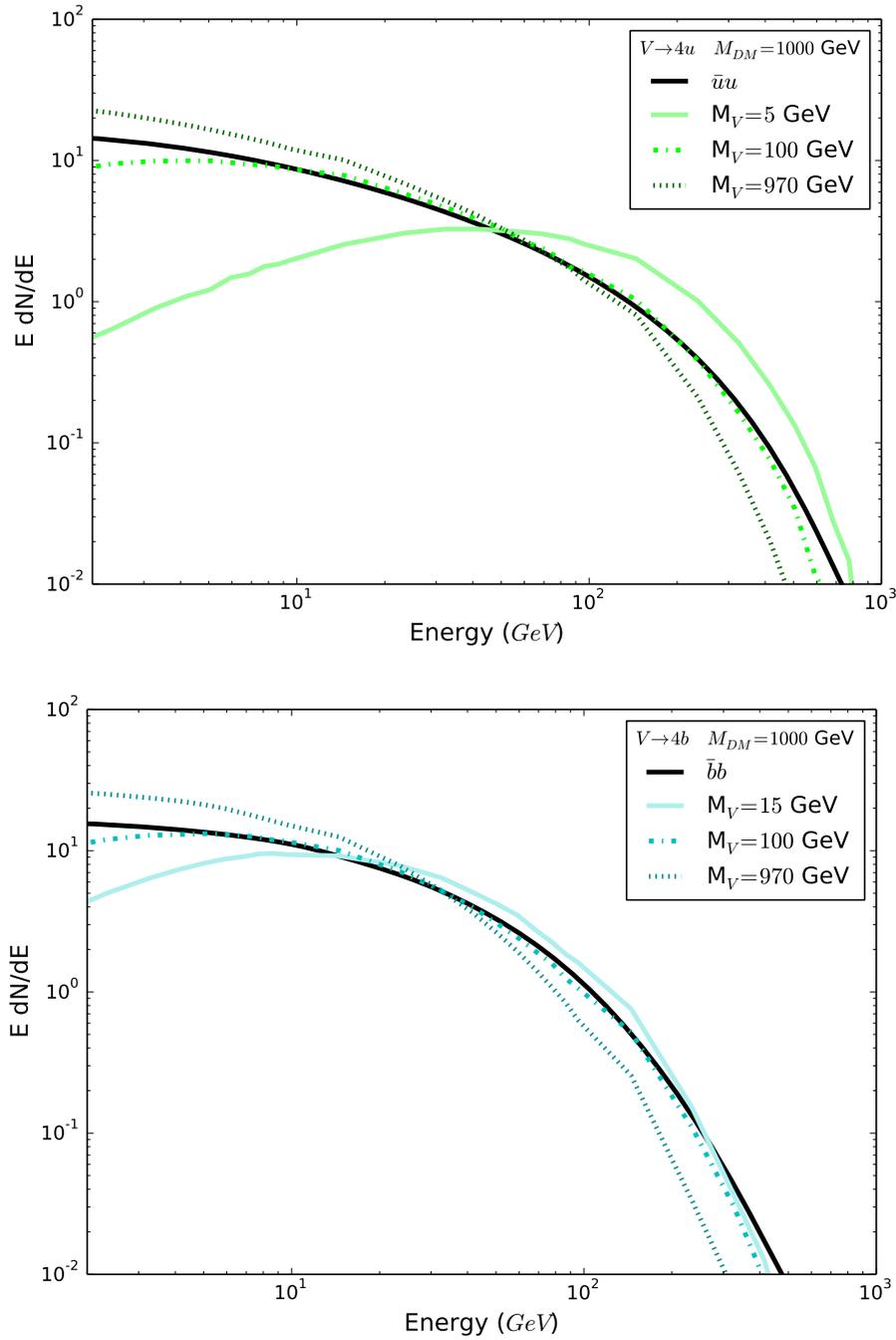


Figura 37 – Painel superior: espectro de energia para uma ME com massa de 1 TeV se aniquilando em $4u$ para $M_V = 5, 100, 970$ GeV. Painel inferior: espectro de energia para uma ME com massa de 1 TeV se aniquilando em $4b$ para $M_V = 5, 100, 970$ GeV. Nós sobrepomos os canais de aniquilação canônicos em $DM DM \rightarrow u\bar{u}$ no painel superior, e $DM DM \rightarrow b\bar{b}$ no painel inferior para comparação.

Na Fig.35, apresentamos os resultados para o espectro de energia dN/dE com massa de ME fixa em 1 TeV e com $M_{ME} \sim M_V$, para a ME aniquilando-se em VV e o mediador V decaindo em léptons, na figura superior, e em quarks, na figura inferior.

Comparamos com os resultados padrão para ME decaindo diretamente em $\tau\bar{\tau}$ para os léptons e em $b\bar{b}$ para os quarks. Observamos uma pequena diferença entre os espectros $e\bar{e}$ e $\mu\bar{\mu}$ mas uma diferença razoável no espectro $\tau\bar{\tau}$. Além do mais, para os espectros em quarks, a diferença é clara.

Para uma comparação mais clara sobre o impacto da massa do mediador V nos resultados, variamos a massa do mediador para alguns canais específicos com a massa da ME fixa em 1 TeV, na Fig.36, para os canais ee (superior) e $\tau\tau$ (inferior), e Fig.37, para os canais uu (superior) e bb (inferior). De forma geral, observamos que quanto menor a massa do mediador, ele carregará mais energia cinética e será mais impulsionado (*boosted*) produzindo partículas mais energéticas, ou seja, um espectro mais duro, ou seja, há uma maior produção de fótons com altas energias, o efeito vai diminuindo a medida que aumentamos a massa do mediador. Isso se aplica especialmente para os taus e os quarks, como pode ser observado nas figuras. Os espectros de elétrons e múons, por serem muito suaves, não conseguimos observar o efeito. É importante ressaltar que o impacto da massa do mediador é relevante e não pode ser desprezado.

Tendo obtido e discutido sobre o espectro de raios- γ para os diferentes canais discutidos neste trabalho, partiremos para o impacto destas aniquilações de ME na CMB.

5.2.2 Radiação Cósmica de Fundo (CMB)

Conforme discutido na seção 2.4, aniquilação de duas partículas de ME podem injetar partículas eletromagnéticas no meio, quando isto ocorre em um $z < 1200$ pode levar a alterações, ionizações e excitações, na evolução térmica do Universo que se refletem nas medidas da CMB. Com a precisão do experimento Planck, qualquer mínima perturbação na CMB, se refletiria no espectro observado, e isto leva a fortes vínculos sobre os modelos.

Conforme discutido anteriormente, o parâmetro de interesse nesta análise é o de aniquilação,

$$p_{ann} = f_{eff} \frac{\langle \sigma v \rangle}{M_{ME}}. \quad (5.5)$$

este parâmetro leva em consideração toda a parte dependente de modelo, incluindo a média térmica da seção choque de aniquilação e a massa da ME. Conforme estudos anteriores (SLATYER, 2016a; SLATYER, 2016b), o parâmetro de eficiência f_{eff} pode ser tomado como independente de z durante a Era Escura, e esta análise é válida tanto para a ME com aniquilação tipo onda- s quanto em onda- p , o fator de eficiência é dependente do espectro de elétrons, pósitrons e fótons gerado por cada canal,

$$f_{eff} = \frac{1}{2M_{ME}} \int_0^{M_{ME}} E dE \left(f_{eff}^\gamma(E) \frac{dN}{dE^\gamma} + 2f_{eff}^{e^+}(E) \frac{dN}{dE^{e^+}} \right), \quad (5.6)$$

o fator 2 leva em conta elétrons e pósitrons (ambos possuem o mesmo espectro). O cálculo numérico dos espectros foi realizado anteriormente utilizando as ferramentas Pythia 8

(SJOSTRAND et al., 2015) e PPC4DMID (CIRELLI et al., 2011). E o cálculo dos fatores de eficiência foram realizados utilizando a rotina disponibilizada em (SLATYER, 2016a; SLATYER, 2016b).

Com esta breve revisão dos vínculos da CMB, e do método para calculá-lo, faremos uma breve descrição dos dados de cada experimento utilizado aqui e em seguida apresentaremos nossos resultados.

5.3 Dados Experimentais

5.3.1 Fermi-LAT

Lançado em 2008 e previsto para funcionar durante 10 anos, o *Large Area Telescope* (LAT) é o principal instrumento científico do *Fermi Gamma Ray Space Telescope*. Inicialmente chamado de *Gamma-Ray Large Area Space Telescope* (GLAST), foi renomeado como homenagem ao físico Enrico Fermi. O experimento conta com a contribuição de mais de 400 pesquisadores de mais de 90 universidades e laboratórios de 12 países¹. O Fermi-LAT trouxe uma nova era para a detecção de raios- γ , especialmente provenientes de Galáxias Esféricas Anãs.

Dentre as principais fontes de busca por aniquilação de ME estão as Galáxias Esféricas Anãs (com sigla do inglês, dSphs), que são objetos predominantemente compostos por ME e com baixo ruído (BLUMENTHAL et al., 1984; PEEBLES, 1984; DEKEL; SILK, 1986; KENT, 1987; MOORE, 1996; FERRARA; TOLSTOY, 2000; FIRMANI et al., 2001; BOSCH; SWATERS, 2001). Entretanto, ainda existem incertezas relacionadas à quantidade de ME que compõe as dSphs (WALKER et al., 2009b; PASETTO et al., 2010; POPOLO, 2012; CHARBONNIER et al., 2011; JARDEL et al., 2013; COLLINS et al., 2014; LAPORTE et al., 2013; GERINGER-SAMETH et al., 2015; ADAMS et al., 2014; BONNIVARD et al., 2015; CHIAPPO et al., 2017), que está diretamente relacionada ao cálculo do fator-J, imprescindível para a obtenção do fluxo de raios- γ . Este cálculo, em geral, baseia-se na dinâmica da rotação de galáxias para estimar a quantidade de ME presente em dSph, levando as incertezas mencionadas.

Neste estudo, utilizamos 7 anos de dados de 15 dSphs, ver Tabela 5, com intervalo de energia entre 500 MeV - 500 GeV, da classe de eventos P8R2SOURCEV6, que utiliza o software PASS-8 para análise e classificação de eventos trazendo maior rejeição de ruído e melhoria na reconstrução de energia, inclusive aumentando a sensibilidade do experimento (ACKERMANN et al., 2015). Utilizando o software PASS-8, nenhum sinal de ME foi observado e, por exemplo, um limite sobre a média térmica da seção de choque de aniquilação de $3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ para massa de ME abaixo de 100 GeV se aniquilando

¹ Informações retiradas do site oficial do experimento <<http://www-glast.stanford.edu/>>

puramente no canal $\bar{b}\bar{b}$ (ver Fig.11 para o canal $b\bar{b}$) (ACKERMANN et al., 2015).

Tabela 5 – Propriedades das dSphs da Via-Láctea (ACKERMANN et al., 2015)

Name	ℓ^1 (deg)	b^1 (deg)	Dist. (kpc)	$\log_{10}(J_{\text{obs}})^2$ ($\log_{10}(\text{GeV}^2\text{cm}^{-5})$)	Ref.
Bootes I	358.1	69.6	66	18.8 ± 0.22	(DALL'ORA et al., 2006)
Canes Ven. II	113.6	82.7	160	17.9 ± 0.25	(SIMON; GEHA, 2007)
Carina	260.1	-22.2	105	18.1 ± 0.23	(WALKER et al., 2009a)
Coma Ber.	241.9	83.6	44	19.0 ± 0.25	(SIMON; GEHA, 2007)
Draco	86.4	34.7	76	18.8 ± 0.16	(MUNOZ et al., 2005)
Fornax	237.1	-65.7	147	18.2 ± 0.21	(WALKER et al., 2009a)
Hercules	28.7	36.9	132	18.1 ± 0.25	(SIMON; GEHA, 2007)
Leo II	220.2	67.2	233	17.6 ± 0.18	(KOCH et al., 2007)
Leo IV	265.4	56.5	154	17.9 ± 0.28	(SIMON; GEHA, 2007)
Sculptor	287.5	-83.2	86	18.6 ± 0.18	(WALKER et al., 2009a)
Segue 1	220.5	50.4	23	19.5 ± 0.29	(SIMON et al., 2011)
Sextans	243.5	42.3	86	18.4 ± 0.27	(WALKER et al., 2009a)
Ursa Maj. II	152.5	37.4	32	19.3 ± 0.28	(SIMON; GEHA, 2007)
Ursa Minor	105.0	44.8	76	18.8 ± 0.19	(MUNOZ et al., 2005)
Willman 1	158.6	56.8	38	19.1 ± 0.31	(WILLMAN et al., 2011)

¹ Longitude e latitude galácticos.

² Os fatores-J são calculados supondo um perfil de densidade NFW e integrado sobre uma região circular com um ângulo sólido de $\Delta\Omega \sim 2.4 \times 10^{-4} sr$ (raio angular de 0.5 grau).

O Fermi-LAT disponibiliza seus resultados para que análises independentes possam ser feitas². Fizemos uma análise *binned Poisson maximum-likelihood*, onde obtemos os valores dos parâmetros do modelo que maximizam a probabilidade, *bin-by-bin* para cada um dos 24 bins de energia seguindo a prescrição de (ACKERMANN et al., 2014; ACKERMANN et al., 2015), onde a função de likelihood para cada dSph é dada por:

$$\tilde{\mathcal{L}}_i(\mu, \theta_i = \{\alpha_i, J_i\} | D_i) = \mathcal{L}_i(\mu, \theta_i | D_i) \mathcal{L}_J(J_i | J_{\text{obs},i}, \sigma_i), \quad (5.7)$$

sendo μ os parâmetros do modelo de ME, e os parâmetros de ruído θ_i incluem os parâmetros de análise do LAT α_i , D_i são os dados experimentais e o fator-J de cada dSph J_i . Para levar em conta as incertezas no fator-J incluímos termo adicional no likelihood,

$$\mathcal{L}_J(J_i | J_{\text{obs},i}, \sigma_i) = \frac{1}{\ln(10) J_{\text{obs},i} \sqrt{2\pi} \sigma_i} \exp\left(-\frac{(\log_{10}(J_i) - \log_{10}(J_{\text{obs},i}))^2}{2\sigma_i^2}\right), \quad (5.8)$$

sendo $J_{\text{obs},i}$ é o valor medido do fator-J com erro estatístico σ_i de uma dSph i , enquanto J_i é o valor calculado via dinâmica das galáxias.

Para ganhar sensibilidade utilizamos uma análise combinada das 15 dSphs. Cujas função de likelihood combinada que corresponde ao produto de das funções de likelihood

² <http://www-glast.stanford.edu/pub_data/1048/>

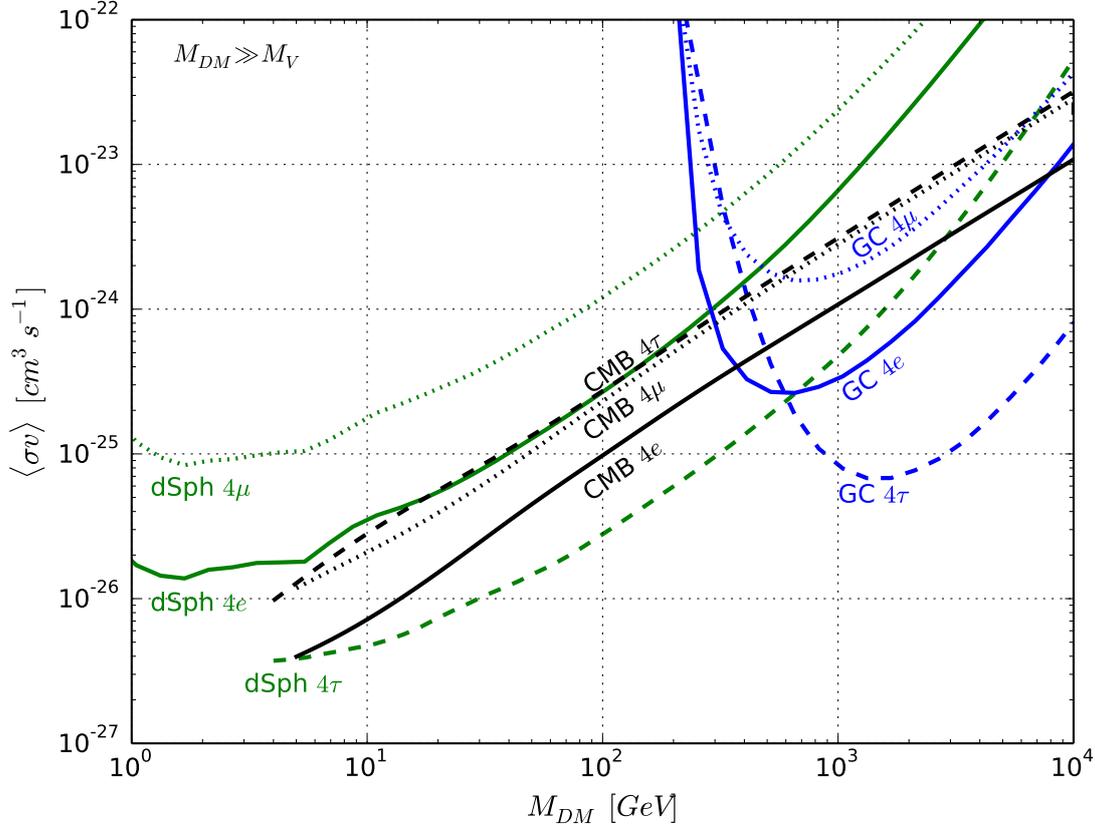


Figura 38 – Limite superior sobre a seção de choque de aniquilação de ME com 95% C.L. como função da massa da ME para o processo $DMDM \rightarrow VV$, com V decaindo em $e\bar{e}$, $\mu\bar{\mu}$, $\tau\bar{\tau}$. Nós supomos aqui $M_{ME} \gg M_V$, com M_V sendo apenas suficientemente pesados para produzir os canais de decaimento.

para cada dSph j individualmente,

$$\mathcal{L}_i(\mu, \theta_i | D_i) = \prod_j \tilde{\mathcal{L}}_i(\mu, \theta_i | D_{i,j}). \quad (5.9)$$

Na verdade, a função likelihood sozinha não fornece nenhuma informação importante, para que possamos tirar informação precisamos comparar com outros likelihood, por exemplo, aqui comparamos o likelihood utilizando somente ruído e incluindo um modelo de ME, que nos fornece o teste estatístico (TS) de razão do likelihood,

$$\text{TS} = -2 \ln \left(\frac{\mathcal{L}(\mu_0, \theta | \mathcal{D})}{\mathcal{L}(\mu, \theta | \mathcal{D})} \right) \quad (5.10)$$

sendo μ_0 os parâmetros de hipótese nula (sem ME), e μ os parâmetros incluindo ME, vale ressaltar que a análise é válida tanto para cada dSph individualmente quanto para a análise conjunta. O valor de TS maior que 2.71 oferece a linha de exclusão ou limite superior (já que não observamos sinal) para a média térmica da seção de choque de aniquilação ($\langle\sigma v\rangle$) com 95% de nível de confiança.

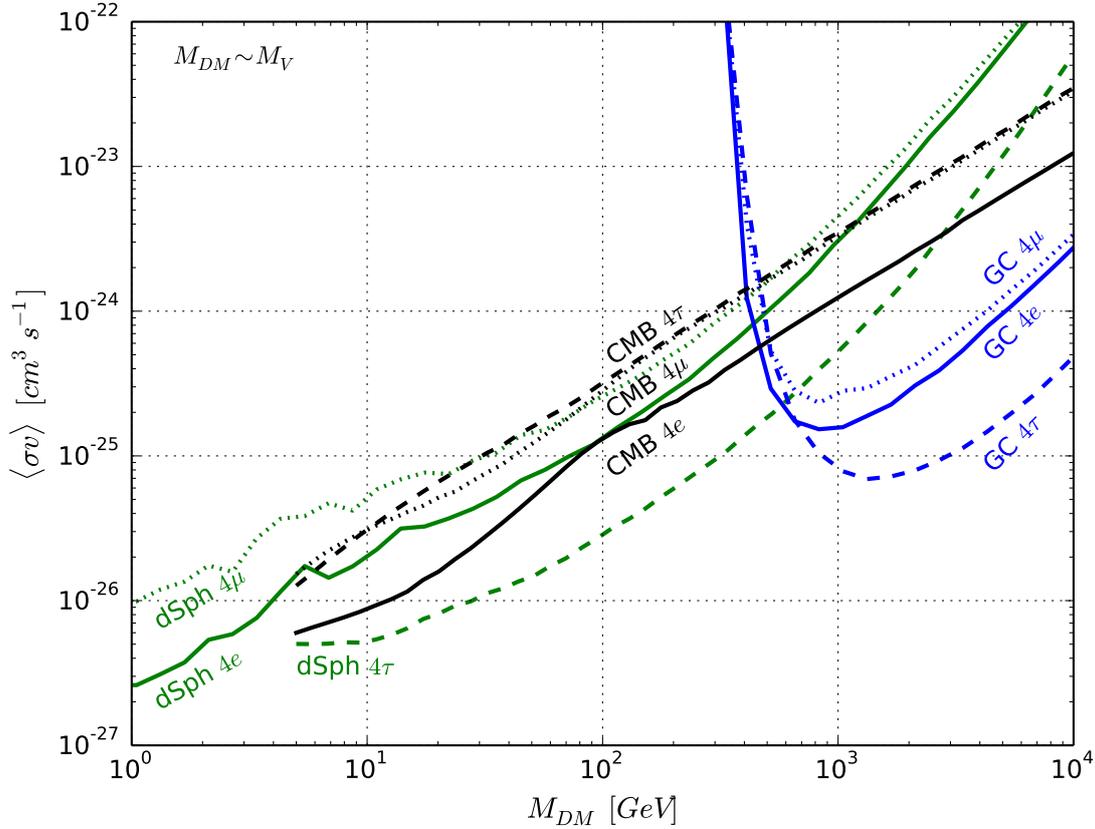


Figura 39 – Limite superior sobre a seção de choque de aniquilação de ME com 95% C.L. como função da massa da ME para o processo $DMDM \rightarrow VV$, com V decaindo em $e\bar{e}$, $\mu\bar{\mu}$, $\tau\bar{\tau}$. Nós supomos aqui $M_{ME} \sim M_V$.

Em resumo, para obter as linhas de exclusão utilizamos o pacote numérico gamLike (atualmente incluído dentro do pacote GAMBIT) (BRINGMANN et al., 2017), que contém as funções de log-likelihood e os dados fornecidos pelo satélite. Colocamos como parâmetros de entrada no pacote os espectros obtidos para cada estado final primário fornecendo raios- γ no estado final, para calcular os fluxos de raios- γ (através da Eq.(5.2)) e comparar com o fluxo divulgado pela colaboração (dados experimentais). Os resultados são apresentados em linhas verdes nas Figs.38, 39, 42 e 44. No que segue, trataremos dos dados do experimento H.E.S.S..

5.3.2 H.E.S.S.

O *High Energy Stereoscopic System* (H.E.S.S.), localizado na Namíbia, é um conjunto de telescópios Cherenkov alocados na Terra que trouxe uma revolução na busca por raios- γ de altas energias. A sensibilidade do experimento está entre energias que vão de centenas de GeV até dezenas de TeV. O experimento H.E.S.S. comparado ao Fermi-LAT

na busca por dSphs, perde em exposição mas ganha em área efetiva³, devido ao fato de ser localizado na Terra. Assim, o principal foco do experimento H.E.S.S. é o Centro da Galáxia, que possui uma incomparável quantidade de raios- γ em relação à qualquer dSph.

O H.E.S.S. opera com a colaboração de 13 diferentes países com mais de 40 instituições de pesquisa e mais de 260 pesquisadores. Em sua primeira versão, o H.E.S.S. I, foi inaugurado em 2004 com quatro telescópios e, em sua segunda fase H.E.S.S. II ganhou o quinto telescópio com uma maior área efetiva. As primeiras análises com o H.E.S.S. I, foram baseadas em 4 anos de observação do centro da galáxia, fornecendo um total de 112h de exposição, que impôs fortes limites sobre a seção de choque de aniquilação de ME (ABRAMOWSKI et al., 2011) para o perfil de halo de ME Einasto (SPRINGEL et al., 2008), entretanto, ainda distante de alcançar a seção de choque térmica ($\sim 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$). Em sua segunda versão, com 10 anos de observação, correspondente a 254h de exposição, o H.E.S.S. II foi capaz de excluir a seção de choque térmica para um canal $\tau\tau$ para o perfil de halo Einasto (SPRINGEL et al., 2008) com massa de ME entre 1 – 2 TeV (ABDALLAH et al., 2016), aumentando consideravelmente sua sensibilidade devido à melhora na análise e distinção de sinal e ruído (LEFRANC; MOULIN, 2015).

A análise estatística do experimento baseou-se na separação em três regiões distintas, conforme mostrada na Figura 40, tendo sido excluída a região com latitude $|b| < 0.3^\circ$, a região a ser analisada como possível fonte de ME, chamada região ON, com 1° ao redor do centro da galáxia, e a região OFF, caracterizada por ruído. O likelihood total para a região espacial i e a energia j é dada pelo produto dos likelihoods de Poisson individuais:

$$\mathcal{L}(m_{DM}, \langle \sigma v \rangle) = \prod_{i,j} \left(\mathcal{L}_{ij}^{ON}(m_{DM}, \langle \sigma v \rangle) \right) \times \prod_j \left(\mathcal{L}_j^{OFF}(m_{DM}, \langle \sigma v \rangle) \right), \quad (5.11)$$

sendo cada um deles dados por,

$$\mathcal{L}_{ij}^{ON}(\mathbf{N}^{SON}, \mathbf{N}^B | \mathbf{N}_{ON}, \mathbf{N}_{OFF}) = \frac{\left(N_{ij}^{SON} + \alpha_i N_j^B \right)^{N_{ON,ij}}}{N_{ON,ij}!} e^{-(N_{ij}^S + \alpha_i N_j^B)}, \quad (5.12)$$

$$\mathcal{L}_j^{OFF}(\mathbf{N}^{SOFF}, \mathbf{N}^B | \mathbf{N}_{ON}, \mathbf{N}_{OFF}) = \frac{\left(N_j^B + N_j^{SOFF} \right)^{N_{OFF,j}}}{N_{OFF,j}!} e^{-(N_j^B + N_j^{SOFF})}, \quad (5.13)$$

onde \mathbf{N}_{ON} e \mathbf{N}_{OFF} correspondem ao número de fótons observados nas regiões ON e OFF, e \mathbf{N}^{SON} e \mathbf{N}^{SOFF} o número de fótons preditos para as regiões ON e OFF para um bin espacial i e um bin de energia j . O parâmetro α_i é a razão entre o tamanho angular da região ON para um bin espacial i e o tamanho angular da região OFF.

³ A área efetiva do experimento consiste na área total vezes a eficiência do mesmo em detectar determinada partícula, visto que não podemos esperar que 100% das partículas que alcançam o detector sejam detectadas por ele.

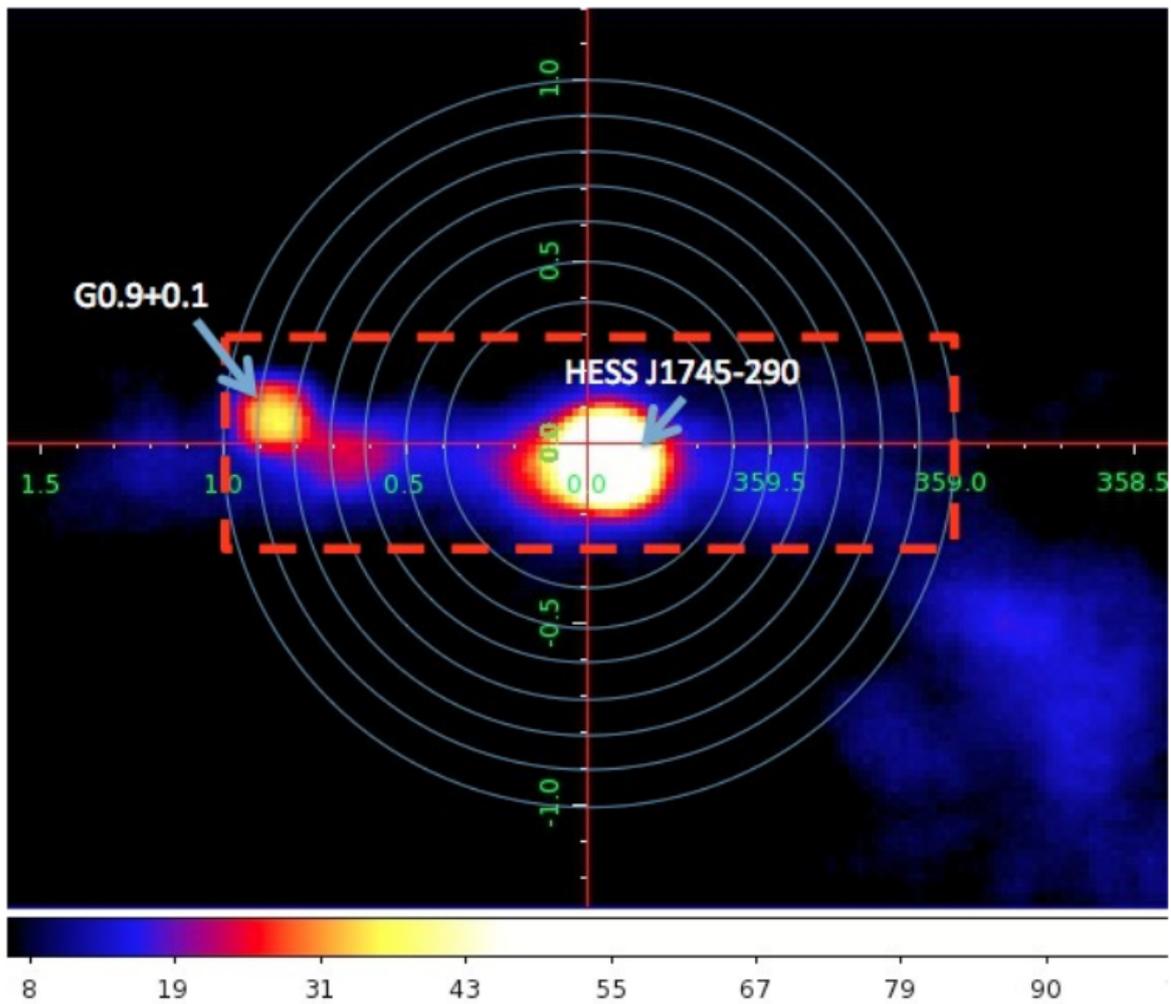


Figura 40 – Regiões para análise do H.E.S.S.. Região vermelha, excluída $|b| < 0.3^\circ$ por conter uma forte fonte de ruído. Região circular mais externa, a ser estudada como possível sinal de ME. Figura retirada da referência <http://www.oa.uj.edu.pl/2017czastki/moderski.pdf>.

O teste estatístico é realizado via razão do *log-likelihood*, para impor os vínculos sobre a seção de choque de aniquilação de ME,

$$TS = -2 \ln \left(\frac{\mathcal{L}(m_{ME}, \langle \sigma v \rangle)}{\mathcal{L}_{max}(m_{ME}, \langle \sigma v \rangle)} \right), \quad (5.14)$$

o teste é definido como anteriormente, onde tomamos para 95% C.L., o valor de TS menor que 2.71.

Utilizando o fluxo diferencial disponibilizado pelo experimento H.E.S.S. I (ABRAMOWSKI et al., 2011), fomos capazes de reobter o número de eventos de sinal e ruído, multiplicando o fluxo diferencial pelo tempo de exposição (112h) e a área efetiva disponi-

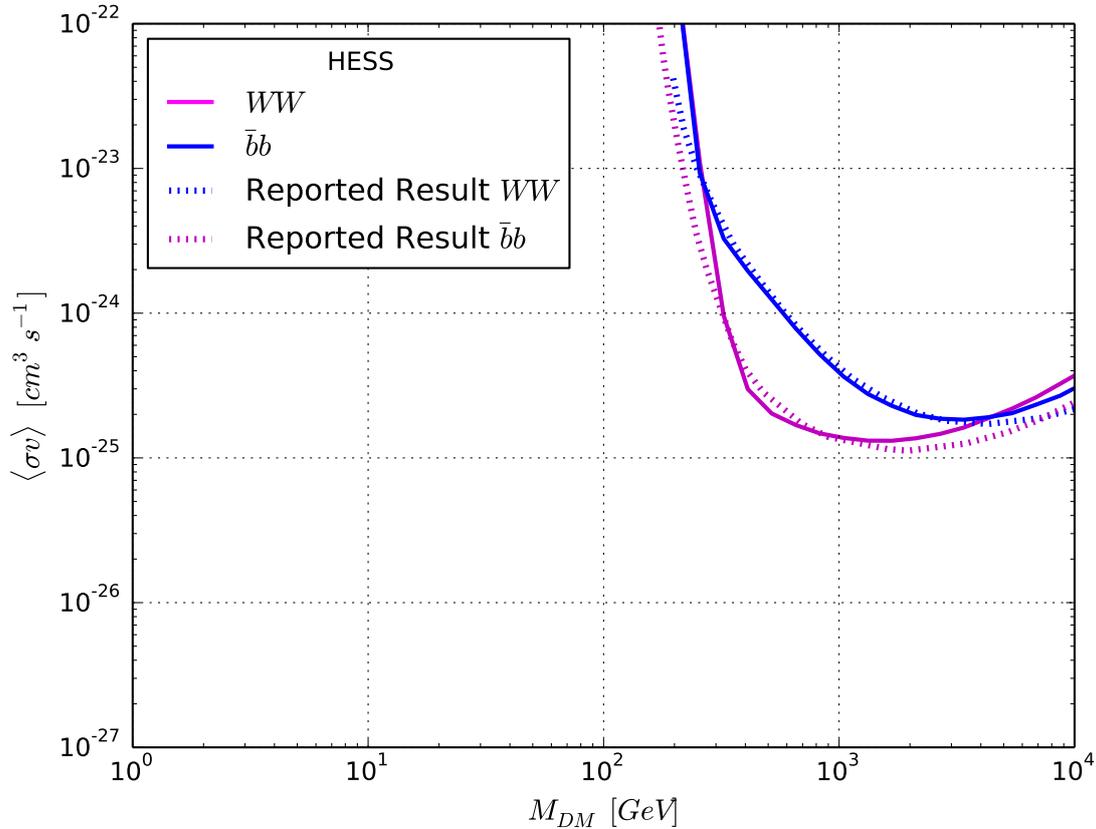


Figura 41 – Comparação entre nossos resultados estimados (linhas contínuas) e os resultados reportados pela colaboração do H.E.S.S. (linhas pontilhadas) para os canais canônicos $\bar{b}b$ (azul) e WW (magenta) (ABDALLAH et al., 2016). Como podemos ver, fomos capazes de reproduzir os resultados de forma mais conservadora.

bilizada pelo pacote Gammapy⁴, seguindo a receita descrita em (PROFUMO et al., 2016). Assim, fomos capazes de obter os limites para o nosso modelo utilizando a técnica descrita acima. No entanto, para obter os resultados com o H.E.S.S. II, com 254h de exposição, visto que o fluxo não foi divulgado, nós apenas reescalamos o resultado, com base na declaração do experimento de que a aproximação é razoável (ABDALLAH et al., 2016). Para checar a compatibilidade dos nossos resultados (linhas contínuas) com os resultados do experimento (linhas pontilhadas), apresentamos na Figura 41 a comparação para canais padrão, WW (rosa) e bb (azul), divulgados pelo H.E.S.S. para um perfil de halo Einasto (SPRINGEL et al., 2008), mostrando que a nossa estimativa é válida e conservadora.

Após reproduzir os resultados, nos sentimos confiantes para calcular os vínculos sobre a seção de choque de aniquilação com 95% C.L. para a classe de modelos confinados

⁴ <<https://gammapy.readthedocs.io/en/latest/>> que concorda com a área efetiva divulgada na tese <<https://www.physik.hu-berlin.de/de/eophys/HESS/theses/pdfs/ArneThesis.pdf>>.

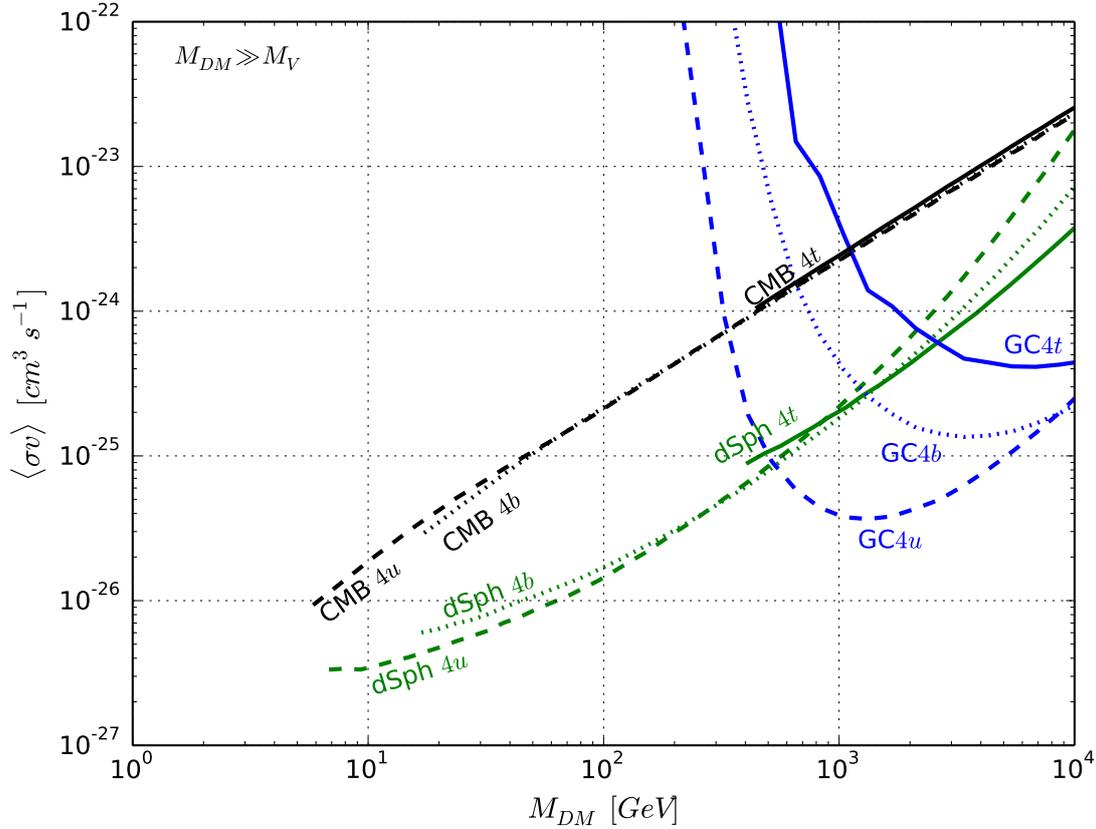


Figura 42 – Limite superior sobre a seção de choque de aniquilação de ME com 95% C.L. como função da massa da ME para o processo $DMDM \rightarrow VV$, com V decaindo em $u\bar{u}$, $b\bar{b}$, $t\bar{t}$. Nós supomos aqui $M_{ME} \gg M_V$, com M_V sendo apenas suficientemente pesados para produzir os canais de decaimento.

no setor escuro para um perfil de halo NFW (NAVARRO et al., 1996; NAVARRO et al., 1997). Nossos resultados são apresentados em linhas azuis nas Figuras Fig.38, 39, 42 e 44 para vários canais de aniquilação e para dois diferentes regimes de massa, $M_{ME} \gg M_V$ and $M_{ME} \sim M_V$. Vale salientar que nossos resultados foram obtidos utilizando o pacote gamLike, que contém as funções de log-likelihood e os dados experimentais (BRINGMANN et al., 2017), conforme mencionado anteriormente.

No que segue, trataremos dos dados do experimento Planck.

5.3.3 Planck

Lançado em 2009, o experimento Planck trouxe uma nova visão da radiação cósmica de fundo, aumentando significativamente a sensibilidade e resolução angular comparado aos experimentos anteriores, COBE e WMAP. Capaz de sondar comprimentos de onda entre 0.3 mm e 11.1 mm (correspondente a frequências entre 27 GHz e 1 THz), o experimento

Planck nos fornece informações do nosso Universo com apenas 380.000 anos, possibilitando o teste de teorias de formação de estruturas cósmicas e do universo primordial.

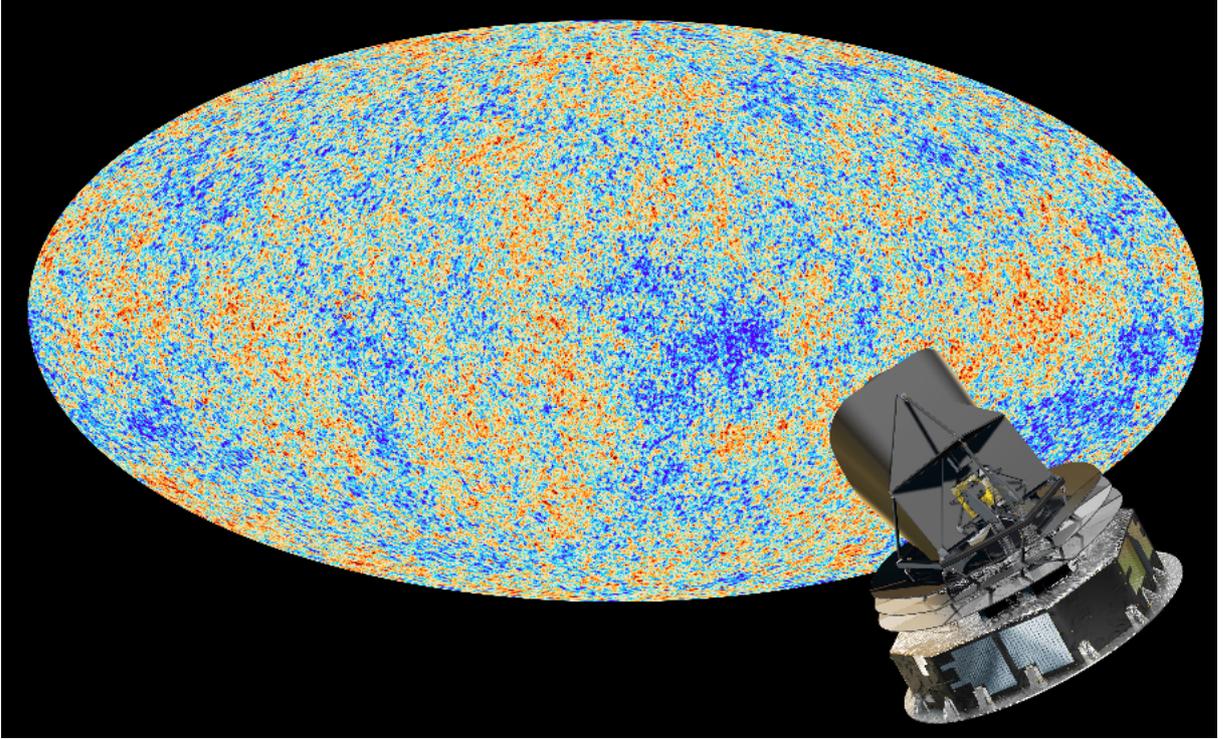


Figura 43 – Radiação Cósmica de Fundo vista pelo satélite Planck <https://www.esa.int/spaceinimages/Images/2013/03/Planck_and_the_cosmic_microwave_ruído>.

Em particular, o Planck através de suas medidas de temperatura e polarização angular coloca vínculos sobre as propriedades da ME. Conforme comentado na seção 5.2.2, durante a Era Escura, partículas ionizantes podem injetar energia no banho térmico alterando as anisotropias da CMB. O vínculo imposto sobre o parâmetro p_{ann} com 95% C.L., Eq.5.5, pelo satélite Planck é de,

$$p_{ann} < 4.1 \times 10^{-28} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \text{ GeV}^{-1}. \quad (5.15)$$

Utilizaremos este vínculo para sondar a razão $\langle\sigma v\rangle/M_{ME}$. Utilizamos o código disponível em (SLATYER, 2016a; SLATYER, 2016b), para calcular os fatores de eficiência f_{eff} para os modelos confinados no setor escuro para os diferentes canais estudados aqui e comparamos com a Eq.(5.15) para colocar os limites sobre a seção de choque de aniquilação com 95% C.L.. Mostramos os limites nas Figs.38, 39, 42 e 44 em linhas pretas, para dois diferentes regimes de massa, $M_{ME} \gg M_V$ e $M_{ME} \sim M_V$. Na sequência, apresentaremos nossos resultados.

5.4 Resultados

5.4.1 Limites superiores

Devido a não observação de excessos nos experimentos de busca por ME em dSphs e no Centro da galáxia, linhas de exclusão foram computadas de forma modelo-independente para diversos canais padrão, tais como, $\bar{l}l$, $\bar{q}q$ (ABRAMOWSKI et al., 2011; ABDALLAH et al., 2016; ACKERMANN et al., 2015), conforme a descrição anterior. Nesta seção, apresentaremos nossos resultados obtidos para a classe de modelos confinados no setor escuro.

Organizamos a apresentação dos nossos resultados da seguinte forma: nas Figs.38 e 39, mostramos os vínculos obtidos para léptons no estado final, tomando dois regimes de massa distintos, a massa da ME muito maior que a massa do mediador (Fig.38) e ambos aproximadamente degeneradas (Fig.39); nas Figs.42 e 44, apresentamos os resultados para quarks no estado final, para os mesmos regimes de massa mencionados anteriormente. Em todos os resultados incluímos os três experimentos a que nos propusemos discutir, Planck (linhas pretas), Fermi-LAT (linhas verdes) e H.E.S.S. (linhas azuis), para que pudéssemos verificar a importância da complementaridade nesta classe de modelos.

Nas Fig.38 e 39, linhas contínuas representam elétrons no estado final, linhas pontilhadas múons e linhas tracejadas taus. Como era de se esperar, a CMB acaba sendo mais restritiva para estados finais com elétrons do que o teste com dSphs para baixas massas de ME, isto está associado ao alto fator de eficiência para elétrons e pósitrons comparados aos outros canais (SLATYER, 2016a), já para altas massas, na escala de TeV, o experimento H.E.S.S. devido a sua sensibilidade a altas energias, consegue sobrepor os outros dois experimentos, para os dois casos $M_{ME} \gg M_V$ e $M_{ME} \sim M_V$.

Para múons no estado final, quando tomamos $M_{ME} \gg M_V$ (Fig.38), os limites da CMB ainda são mais restritivos para baixas energias enquanto que para altas energias o limite do H.E.S.S. acaba por sobrepor os outros experimentos, podemos enxergar claramente que o resultado da CMB se mostra competitivo com o resultado para dSphs para baixas energias quando tomamos $M_{ME} \sim M_V$ (Fig.39).

Para taus no estado final, para os dois casos os vínculos de dSphs passam a ser mais relevantes para baixas massas com relação à CMB devido ao seu rápido decaimento em hádrons, e como mencionamos anteriormente, os vínculos da CMB tornam-se fracos para quarks devido ao seu baixo valor de eficiência (f_{eff}). Observamos um resultado semelhante para quarks no estado final.

Nas Figs.42 e 44, apresentamos nossos resultados para quarks no estado final, linhas tracejadas para quarks *up*, linhas pontilhadas para quarks *bottom* e linhas contínuas para quarks *top*. É importante enfatizar que temos um limite de corte na massa de matéria

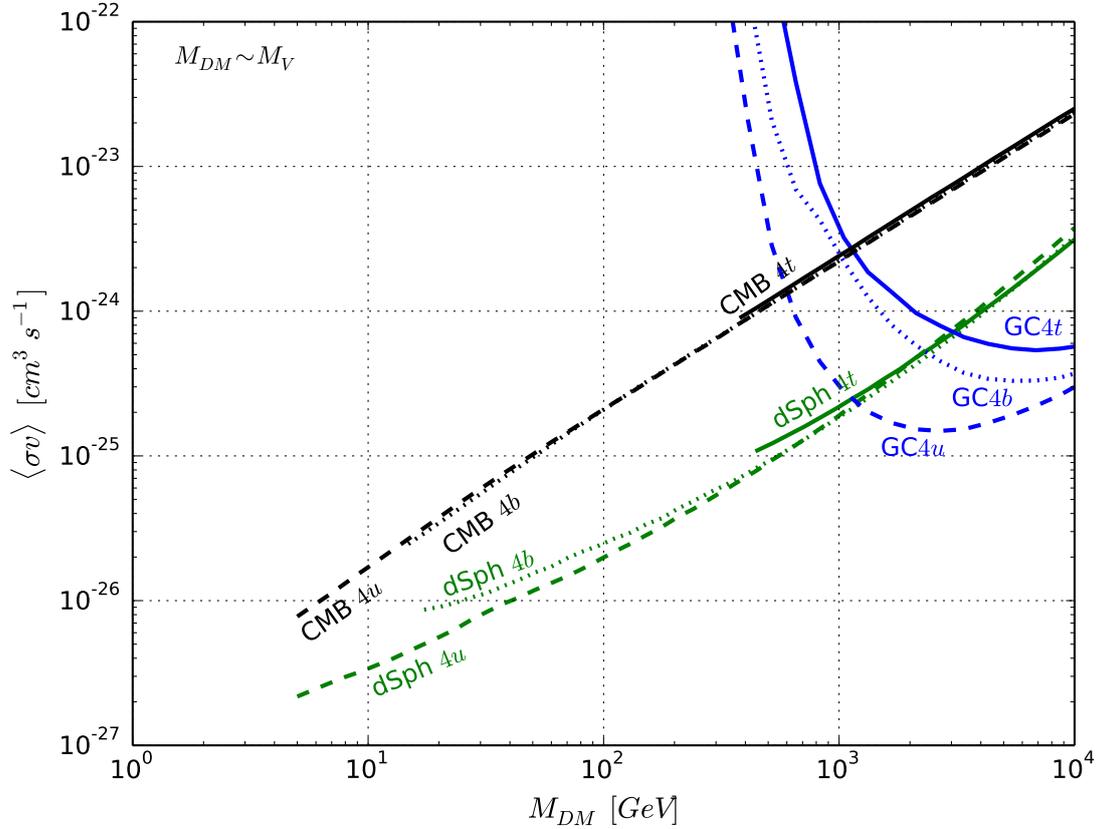


Figura 44 – Limite superior sobre a seção de choque de aniquilação de ME com 95% C.L. como função da massa da ME para o processo $DMDM \rightarrow VV$, com V decaindo em $u\bar{u}$, $b\bar{b}$, $t\bar{t}$. Nós supomos aqui $M_{ME} \sim M_V$.

escura para o caso dos quarks devido à conservação de energia, visto que estamos estudando o canal $DMDM \rightarrow 2V \rightarrow 4f$, é necessário que a ME tenha pelo menos quatro vezes a massa do férmion produzido. Como mencionamos anteriormente, o vínculo da CMB não tem impacto sobre estes canais, devido ao baixo fator de eficiência, sendo predominantes os limites provenientes dos experimentos de busca por dSphs e do centro da galáxia, para baixas e altas massas, respectivamente.

Na Fig.45, fizemos uma comparação fixando o canal e variando a massa do mediador, para os canais com taus (superior) e bótons (inferior) no estado final, para verificarmos o impacto da massa do mediador. Neste caso, incluímos o vínculo para produção de dois taus e dois bótons. Fica claro que o impacto da massa do mediador é praticamente nulo para os vínculos da CMB, e observamos que a maior diferença surge quando temos matéria escura com massas mais maiores que ~ 100 GeV, que se reflete diretamente nos vínculos do CG observado pelo H.E.S.S.. Fizemos, ainda, uma comparação escolhendo diferentes pontos fixando a massa da ME em 1 e 10 TeV, para cada um dos experimentos para deixar mais claro o impacto da massa do mediador, ver Tabela 6.

Fermi-LAT PASS8

dSph 4b, $M_{ME} = 100$ GeV $M_{ME} \gg M_V \rightarrow \sigma v \simeq 2 \times 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$ $M_{ME} \sim M_V \rightarrow \sigma v \simeq 2.8 \times 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$	dSph 4b, $M_{ME} = 1$ TeV $M_{ME} \gg M_V \rightarrow \sigma v \simeq 2 \times 10^{-25} \text{ cm}^3/\text{s}$ $M_{ME} \sim M_V \rightarrow \sigma v \simeq 2 \times 10^{-25} \text{ cm}^3/\text{s}$
dSph 4e, $M_{ME} = 100$ GeV $M_{ME} \gg M_V \rightarrow \sigma v \simeq 3 \times 10^{-25} \text{ cm}^3/\text{s}$ $M_{ME} \sim M_V \rightarrow \sigma v \simeq 1.5 \times 10^{-25} \text{ cm}^3/\text{s}$	dSph 4e, $M_{ME} = 1$ TeV $M_{ME} \gg M_V \rightarrow \sigma v \simeq 7 \times 10^{-24} \text{ cm}^3/\text{s}$ $M_{ME} \sim M_V \rightarrow \sigma v \simeq 3.5 \times 10^{-24} \text{ cm}^3/\text{s}$

H.E.S.S.

GC 4b, $M_{ME} = 1$ TeV $M_{ME} \gg M_V \rightarrow \sigma v \simeq 4.1 \times 10^{-25} \text{ cm}^3/\text{s}$ $M_{ME} \sim M_V \rightarrow \sigma v \simeq 2.5 \times 10^{-24} \text{ cm}^3/\text{s}$	GC 4b, $M_{ME} = 10$ TeV $M_{ME} \gg M_V \rightarrow \sigma v \simeq 2.0 \times 10^{-25} \text{ cm}^3/\text{s}$ $M_{ME} \sim M_V \rightarrow \sigma v \simeq 3.6 \times 10^{-25} \text{ cm}^3/\text{s}$
GC 4e, $M_{ME} = 1$ TeV $M_{ME} \gg M_V \rightarrow \sigma v \simeq 3.2 \times 10^{-25} \text{ cm}^3/\text{s}$ $M_{ME} \sim M_V \rightarrow \sigma v \simeq 1.4 \times 10^{-25} \text{ cm}^3/\text{s}$	GC 4e, $M_{ME} = 10$ TeV $M_{ME} \gg M_V \rightarrow \sigma v \simeq 1.3 \times 10^{-23} \text{ cm}^3/\text{s}$ $M_{ME} \sim M_V \rightarrow \sigma v \simeq 2.4 \times 10^{-24} \text{ cm}^3/\text{s}$
GC 4μ, $M_{ME} = 1$ TeV $M_{ME} \gg M_V \rightarrow \sigma v \simeq 1.7 \times 10^{-24} \text{ cm}^3/\text{s}$ $M_{ME} \sim M_V \rightarrow \sigma v \simeq 2.5 \times 10^{-25} \text{ cm}^3/\text{s}$	GC 4μ, $M_{ME} = 10$ TeV $M_{ME} \gg M_V \rightarrow \sigma v \simeq 4.0 \times 10^{-23} \text{ cm}^3/\text{s}$ $M_{ME} \sim M_V \rightarrow \sigma v \simeq 3.0 \times 10^{-24} \text{ cm}^3/\text{s}$
GC 4τ, $M_{ME} = 1$ TeV $M_{ME} \gg M_V \rightarrow \sigma v \simeq 7.9 \times 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$ $M_{ME} \sim M_V \rightarrow \sigma v \simeq 7.6 \times 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$	GC 4τ, $M_{ME} = 10$ TeV $M_{ME} \gg M_V \rightarrow \sigma v \simeq 7.4 \times 10^{-25} \text{ cm}^3/\text{s}$ $M_{ME} \sim M_V \rightarrow \sigma v \simeq 4.4 \times 10^{-25} \text{ cm}^3/\text{s}$

Planck

CMB 4b, $M_{ME} = 100$ GeV $M_{ME} \gg M_V \rightarrow \langle \sigma v \rangle \simeq 2.5 \times 10^{-25} \text{ cm}^3/\text{s}$ $M_{ME} \sim M_V \rightarrow \langle \sigma v \rangle \simeq 2.5 \times 10^{-25} \text{ cm}^3/\text{s}$	CMB 4b, $M_{ME} = 1$ TeV $M_{ME} \gg M_V \rightarrow \langle \sigma v \rangle \simeq 3 \times 10^{-24} \text{ cm}^3/\text{s}$ $M_{ME} \sim M_V \rightarrow \langle \sigma v \rangle \simeq 2.5 \times 10^{-24} \text{ cm}^3/\text{s}$
CMB 4e, $M_{ME} = 100$ GeV $M_{ME} \gg M_V \rightarrow \langle \sigma v \rangle \simeq 10^{-25} \text{ cm}^3/\text{s}$ $M_{ME} \sim M_V \rightarrow \langle \sigma v \rangle \simeq 1.5 \times 10^{-25} \text{ cm}^3/\text{s}$	CMB 4e, $M_{ME} = 1$ TeV $M_{ME} \gg M_V \rightarrow \langle \sigma v \rangle \simeq 10^{-24} \text{ cm}^3/\text{s}$ $M_{ME} \sim M_V \rightarrow \langle \sigma v \rangle \simeq 1.5 \times 10^{-24} \text{ cm}^3/\text{s}$

Tabela 6 – Limites sobre a seção de choque de aniquilação de ME com 95% C.L. para vários cenários de Matéria Escura confinada no setor escuro. Para facilitar a comparação, nós mostramos os vínculos para os dois regimes de massa estudados aqui, $M_{ME} \gg M_V$ e $M_{ME} \sim M_V$. Todas as aniquilações foram analisadas individualmente, ou seja, supomos que a ME se aniquila unicamente em um estado final fixando a massa de ME em cada um dos casos.

No que segue, mostraremos que esta classe de modelos confinados no setor escuro pode explicar o excesso observado pelo experimento H.E.S.S..

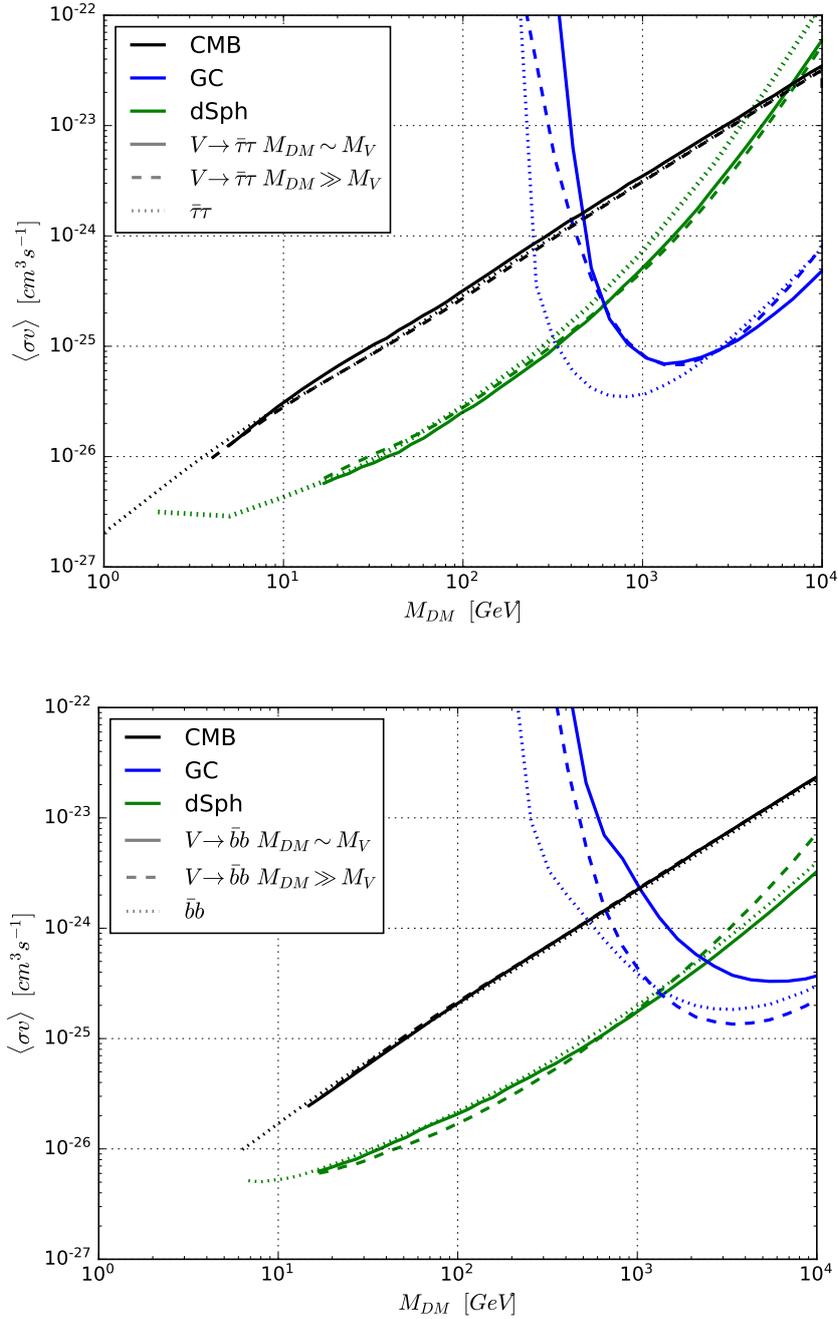


Figura 45 – Limite superior sobre a seção de choque de aniquilação de ME com 95% C.L. para $M_{ME} \gg M_V$ e $M_{ME} \sim M_V$ para facilitar a comparação entre os canais baseados nas observações da CMB (preto), do centro da galáxia (azul) e das dSphs (verde). Painel superior: aniquilação em $4b$; Painel inferior: aniquilação em 4τ . Aqui também sobrepomos os canais de aniquilação de ME em $2b$ e 2τ , respectivamente.

5.5 Excesso na escala de TeV observado pelo H.E.S.S.

O experimento H.E.S.S. observou um excesso de raios- γ na escala de TeV, identificado como J1745-290 (ver Fig.40) (AHARONIAN, 2009; ABRAMOWSKI et al., 2016).

Este excesso é compatível com o que foi reportado pelo experimento Fermi-LAT para baixas energias, 3FGL J1745.6-2859c (ACERO et al., 2015). Ainda não se sabe ao certo o que estaria levando a este excesso, o que se sabe é que ele está localizado numa região de aproximadamente 15 pc de raio (0.1°) e é compatível em localização com o buraco negro supermassivo Sgr A* e a nebulosa de vento de pulsar G359.95-0.04 (COLLABORATION, 2010).

A fonte J1745-290 não é compatível com uma lei de potência simples, $\phi(E) = A_s E^{-\Gamma_s}$, onde A_s é o fator de normalização e Γ_s o expoente da lei de potência, que descreve bem os raios cósmicos (AHARONIAN, 2009; ABRAMOWSKI et al., 2016), mas com uma lei de potência exponencial com corte na energia, $\phi(E) = A_s E^{-\Gamma_s} \exp(E/E_c)$, sendo E_c a energia de corte, ou por uma lei de potência com corte super-exponencial na energia, $\phi(E) = A_s E^{-\Gamma_s} \exp(E/E_c)^\beta$, sendo β o expoente de corte.

Em princípio, existem três cenários para explicar o excesso:

1. através do decaimento de píons produzidos por prótons de altas energias acelerados na vizinhança do Sgr A* ao entrar em contato com o gás interestelar (ABRAMOWSKI et al., 2016; LEMIERE et al., 2016);
2. através da nebulosa de vento de pulsar G359.95-0.04 (HINTON; AHARONIAN, 2007);
3. ou, através da aniquilação de ME em regiões densas (BELIKOV et al., 2012a; BELIKOV et al., 2016).

Neste estudo, iremos checar se a classe de modelos confinados no setor escuro é capaz de explicar o excesso observado. Nós seguimos o procedimento descrito em (ABRAMOWSKI et al., 2016) e supomos que a região anelar entre 0.15° e 0.45° , com um ângulo sólido de 1.4×10^{-4} sr, é bem descrita por um espectro de lei de potência $dN/dE = A_s (E/1\text{TeV})^{\Gamma_s}$, com $A_s = (1.92 \pm 0.08_{stat} \pm 0.28_{sys}) \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ e $\Gamma_b = 2.32 \pm 0.05_{stat} \pm 0.11_{syst}$. O espectro aparece na Fig.46 como a linha coral pontilhada.

Utilizamos a combinação de dois espectros para ajustar o fluxo observado, em $4\tau_s$ e em $4b_s$, computamos os espectros de energia utilizando o pacote numérico Pythia 8 (SJOSTRAND et al., 2015), calculamos o fluxo de raios- γ , Eq.5.2, para aniquilação de ME em $4b$ (linha tracejada verde) e 4τ (linha tracejada roxa), para dois regimes distintos, $M_{ME} \gg M_V$ (painel inferior) e $M_{ME} \sim M_V$ (painel superior), tomando o fator J de 1.3×10^5 , valor de melhor ajuste encontrado em (BELIKOV et al., 2016).

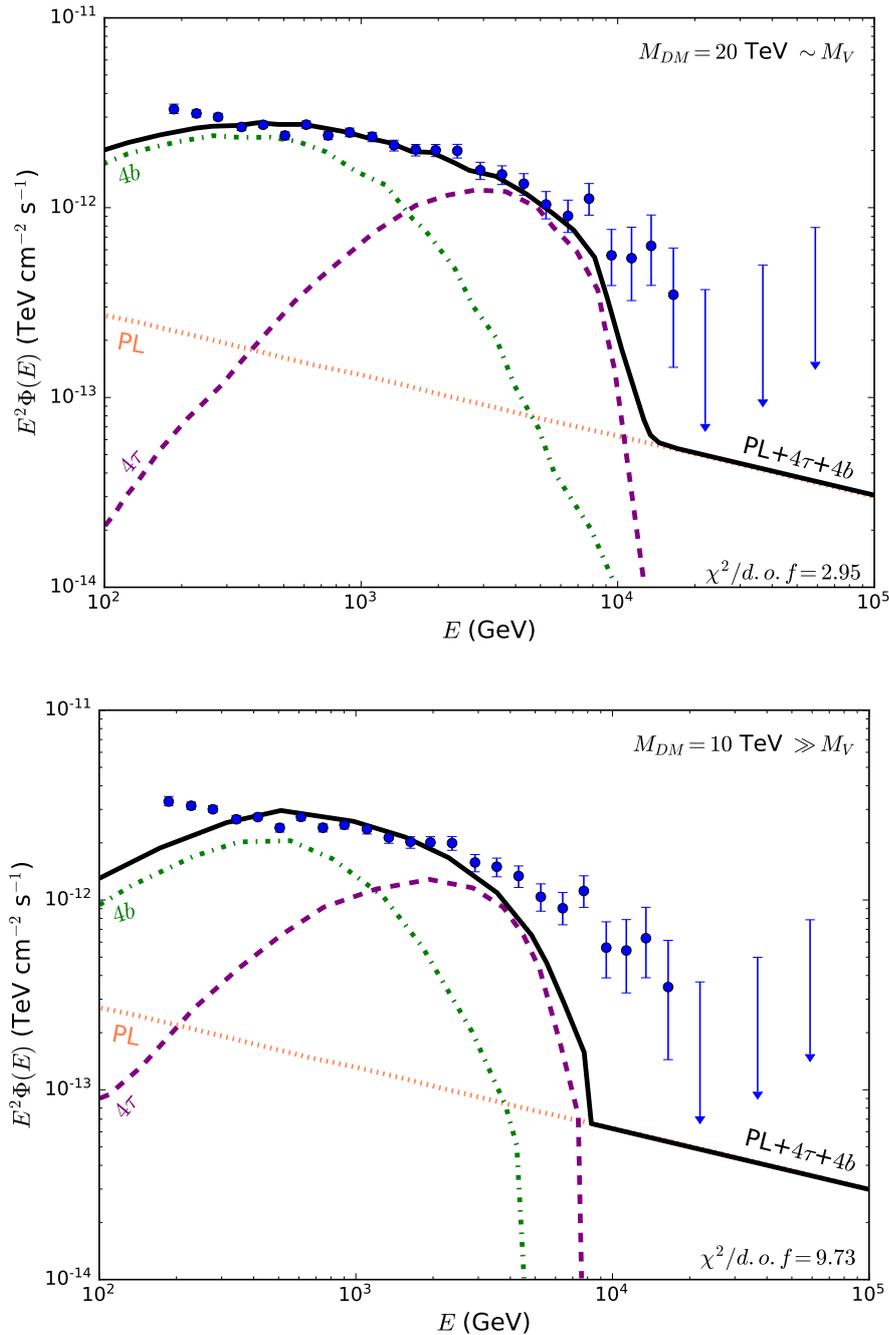


Figura 46 – Observação de raios- γ na escala de TeV pelo experimento H.E.S.S. dentro de 15 pc do Centro da Galáxia. Em azul temos os dados reportados. As linha pontilhada coral corresponde à emissão de ruído suposta como sendo uma lei de potência simples. Em verde (roxo) apresentamos a emissão de raios- γ provenientes de aniquilação de ME produzindo $4b$ (4τ) em modelos confinados no setor escuro. A linha preta corresponde à combinação da emissão de ME com o ruído. No painel superior, consideramos a ME com 20 TeV, com $\sigma v = 3.87 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, aniquilando com razão de ramificação de 60% em $4b$ e 40% em 4τ para $M_{ME} \sim M_V$. No painel inferior, apresentamos os resultados supondo ME com 10 TeV, com $\sigma v = 1.64 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, aniquilando com razão de ramificação de 50% em $4b$ e 50% em 4τ para $M_{ME} \gg M_V$. É possível ver o impacto da massa do mediador em nossos resultados. Enfatizamos que, de forma a evitar problemas numéricos com o programa Pythia 8, tomamos $M_{ME} \sim 0.99M_V$ para o caso degenerado.

Combinamos os fluxos fornecidos pela lei de potência, pelos canais $4b$ e 4τ , que fornece a linha preta contínua nos gráficos. Na figura inferior apresentamos os resultados para $M_{ME} \sim M_V$, o melhor ajuste obtido foi para $\sigma v = 3.87 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ com $M_{ME} = 20 \text{ TeV}$, com uma razão de ramificação de 60% em $4b$ e 40% em 4τ , fornecendo $\chi^2/d.o.f = 2.95$.

Na Figura superior apresentamos o resultado para $M_{ME} \gg M_V$, o melhor ajuste obtido foi para $\sigma v = 1.64 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ com $M_{ME} = 10 \text{ TeV}$, com uma razão de ramificação de 50% em $4b$ e 50% em 4τ , fornecendo $\chi^2/d.o.f = 9.73$.

É importante ressaltar que a seção de choque de aniquilação de ME tem o papel de reescalar o fluxo de energia de forma global, enquanto que a massa de ME muda o comportamento do espectro em baixas e altas energias. A combinação da massa da ME, da seção de choque de aniquilação e dos canais é fundamental para obter um bom ajuste do fluxo observado. Além disso, o espectro para o caso degenerado tende a ser mais *soft*, região onde o erro é extremamente pequeno, sendo, portanto, fundamental para um melhor ajuste com relação ao caso não-degenerado.

Estudos similares aos nossos foram feitos para o caso de aniquilação $2 \rightarrow 2$ (BELIKOV et al., 2012b; BELIKOV; SILK, 2013). Em resumo, mostramos que interações $2 \rightarrow 4$ também podem fornecer um bom ajuste para o espectro observado pelo H.E.S.S., e que o mediador tem um papel crucial para um bom ajuste.

5.6 Conclusões

Neste estudo, exploramos a classe de modelos confinados no setor escuro através de detecção indireta de ME de forma modelo independente. Comparamos diferentes experimentos, dentre os quais o Fermi-LAT, utilizando dados de busca por aniquilação de ME em galáxias esféricas anãs; o H.E.S.S., cuja fonte estudada foi o centro da galaxia, explorando tanto a região circular com 1° , excluindo a região com alto ruído $b < 0.3^\circ$, como o excesso na escala de TeV observado classificado como fonte J1745.6-2859c; e o Planck, com os fortes vínculos sobre léptons vindos da aniquilação de ME durante o período conhecido como Era Escura.

Geralmente, quando modelos confinados no setor escuro são estudados, toma-se a massa do mediador como sendo bem menor que a massa da ME, aqui incluímos o estudo do impacto da massa do mediador em nossos resultados. Modelos confinados no setor escuro são extremamente bem motivados por serem capazes de escapar dos vínculos de detecção direta e colisores, o que torna a nossa análise bastante relevante.

Ficou evidente a importância da complementaridade em modelos de ME para sondar suas características fundamentais, como massa e seção de choque, visto que, diferentes

experimentos são mais sensíveis à diferentes regiões do espaço de parâmetros, assim como, diferentes canais de aniquilação possíveis.

Ao finalizar nossos resultados, o experimento DAMPE reportou um excesso de pares de elétron-pósitron (AMBROSI et al., 2017) com energia de ~ 1.4 TeV. Este resultado pode ser explicado via aniquilação de ME. Foi mostrado na Ref.(LIU; LIU, 2017) que modelos confinados no setor escuro podem explicar o excesso (o estudo foi feito para o caso não degenerado) favorecendo o estado final em $4e$ com $\sigma v \simeq 1.2 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ e $M_{ME} = 1.5$ TeV. Este resultado está em perfeita consistência com os resultados aqui reportados.

6 Semi-Hooperon: Excesso de raios- γ no Centro da Galáxia

Até aqui estudamos diversos aspectos da busca por Matéria Escura em diferentes modelos, abordando diferentes meios de detecção. Neste último capítulo, trataremos mais uma vez de detecção indireta, desta vez abordando o intrincado excesso observado no Centro da Galáxia. Discutiremos o que se tem estudado na literatura a respeito de quais são as propostas mais estudadas atualmente para explicar o excesso, e o porquê da Matéria Escura surgir como um bom candidato a explicá-lo. Faremos uma breve revisão dos possíveis canais abordados até então, e mostraremos de forma modelo-independente se os modelos de semi-aniquilação são capazes de explicá-lo ([ARCADI et al., 2017c](#)).

Este capítulo será estruturado da seguinte forma: na seção [6.1](#), trataremos do excesso no CG observado pelo Fermi-LAT e das possíveis formas de explicação; na seção [6.2](#) mostraremos o fator J utilizado por conta do impacto da inclusão de bárions nas simulações de N -corpos; na seção [6.3.1](#), faremos uma breve revisão do que já foi estudado como explicação via aniquilação de ME para os canais canônicos. E, finalmente, na seção [6.3.2](#), trataremos da explicação via semi-aniquilação.

6.1 Excesso no Centro da Galáxia

Desde seus primeiros indícios em 2009, o excesso observado acima dos ruídos conhecidos no CG pelo experimento Fermi-LAT ([GOODENOUGH; HOOPER, 2009](#); [VITALE; MORSELLI, 2009](#); [HOOPER; GOODENOUGH, 2011](#); [ABRAMOWSKI et al., 2011](#); [ABAZAJIAN; KAPLINGHAT, 2012](#); [BRINGMANN; WENIGER, 2012](#); [HOOPER et al., 2013](#); [GORDON; MACIAS, 2013](#); [MACIAS; GORDON, 2014](#); [ABAZAJIAN et al., 2014](#); [DAYLAN et al., 2016](#); [ZHOU et al., 2015](#)), com um pico na energia entre 1 – 3 GeV, trouxe entusiasmo da comunidade acadêmica devido à sua possível explicação via aniquilação de ME. Desde então, diversos estudos foram realizados, no intuito de estudar com mais detalhes os ruídos associados, e de checar quais seriam as explicações mais viáveis para descrever o excesso.

Dentre os principais cenários abordados recentemente, além de aniquilação de ME, que foi extensivamente estudada na literatura ([HOOPER et al., 2013](#); [AGRAWAL et al., 2014](#); [BERLIN et al., 2014](#); [ALVES et al., 2014b](#); [HUANG et al., 2014](#); [CERDEÑO et al., 2014](#); [CLINE et al., 2015](#); [BERLIN et al., 2015](#); [ESCUDERO et al., 2017](#)), na parte astrofísica, pulsares mili-segundo também são cotados como possíveis candidatos à explicar o excesso ([CHOLIS et al., 2015b](#); [PETROVIĆ et al., 2015](#); [BRANDT; KOCSIS, 2015](#); [LEE](#)

et al., 2016; HOOPER; MOHLABENG, 2016; BARTELS et al., 2016; HOOPER; LINDEN, 2016), assim como as explosões de raios cósmicos, propostos recentemente (CHOLIS et al., 2015a; PETROVIĆ et al., 2014; CARLSON; PROFUMO, 2014).

Devido ao seu espectro, semelhante ao do excesso observado pelo Fermi-LAT, mili-segundo pulsares foram cotados como bons candidatos a explicá-lo. Em um estudo detalhado, Hooper e Linden (HOOPER; LINDEN, 2016), analisaram amostras de 205 pulsares, dentre os quais 93 apresentavam características mili-segundo, por outro lado, aglomerados globulares possuem predominantemente pulsares mili-segundo, o que motivou o grupo a estudar espectros de raios- γ provenientes de aglomerados globulares observados pelo Fermi-LAT. Dentre os 157 aglomerados globulares reportados pelo experimento, foram encontrados 25 com excesso de raios- γ relevante. Utilizando estes dados, foi constatado que deveria ter sido observado pelo Fermi-LAT muito mais pulsares mili-segundo, além do mais, muito mais binários raio-X. Finalmente, se todo o excesso no CG fosse devido a pulsares mili-segundo, deveria haver um aglomerado de estrelas centrais de aproximadamente $\sim 10^9 M_{\odot}$ em uma região central de 10pc, um fator 30 vezes maior que o observado atualmente, dificultando a explicação do excesso via pulsares mili-segundo.

Outro estudo realizado ano passado pela colaboração do experimento, catalogou os pulsares observados, e ao checar a compatibilidade da emissão de raios- γ destes com o excesso observado (BARTELS et al., 2018), constatou que os eles não contribuem substancialmente para o excesso. Deixando mais uma vez o problema do excesso no centro da galáxia em aberto.

Outra possível explicação para o excesso no CG, seria supor que houveram explosões de elétrons de raios cósmicos, que poderiam ter sido originados a partir da atividade de um buraco negro ou da explosão de alguma estrela. Tais explosões poderiam produzir raios- γ devido ao espalhamento Compton inverso (ICS) (CARLSON; PROFUMO, 2014), em aproximadamente 10^6 e 10^5 anos atrás, apesar da compatibilidade espectral encontrada, foram necessários ajustes finos nos parâmetros para alcançá-la, deixando o excesso observado sem uma explicação concreta.

Diante das incertezas associadas à explicação do excesso no CG, faremos uma breve revisão das possibilidades provenientes da aniquilação de ME. Com este fim, estudaremos a seguir alguns detalhes associados à distribuição de ME no CG.

6.2 J-Factor

Um dos fatores mais relevantes ao estudarmos detecção indireta de ME consiste na sua distribuição nas galáxias, devido a sua distribuição esfericamente simétrica, a densidade de ME, de forma geral, depende apenas da componente radial. Neste estudo,

utilizaremos o perfil Navarro-Frenk-White (NFW) generalizado,

$$\rho_{DM} = \rho_s \frac{(r/r_s)^{-\gamma}}{(1 - r/r_s)^{3-\gamma}} \quad (6.1)$$

sendo o raio de referência r_s de 20 kpc, a densidade de referência ρ_s , que é calculada fixando a densidade de ME no sol ($r_\odot = 8.5$ kpc) em $\rho_\odot = 0.4$ GeV/cm³ (CATENA; ULLIO, 2010), que fornece o valor de $\rho_s = 0.271015$. O expoente γ está associado à inclinação da curva, ou seja, à densidade de ME (ver Fig.47), sendo determinado por simulações de N-corpos. Simulações utilizando apenas ME, levam a um perfil de densidade com curvatura bem próxima ao valor canônicos para o perfil NFW ($\gamma = 1$) (NAVARRO et al., 2010; DIEMAND et al., 2008). Entretanto a inclusão de bárions nas simulações podem levar a contribuições não-desprezíveis próximo a região do CG (BLUMENTHAL et al., 1986; GNEDIN et al., 2011; GNEDIN et al., 2004; COLIN et al., 2006; SELLWOOD, 2003). Resultados recentes são compatíveis com $\gamma \simeq 1.2$, chamado NFW restrito (cNFW), que será o valor adotado neste trabalho. Na figura 47, mostramos a densidade de ME para os dois diferentes valores de $\gamma = 1$ e 1.2, onde fica claro que o perfil cNFW apresenta um perfil mais íngreme no CG.

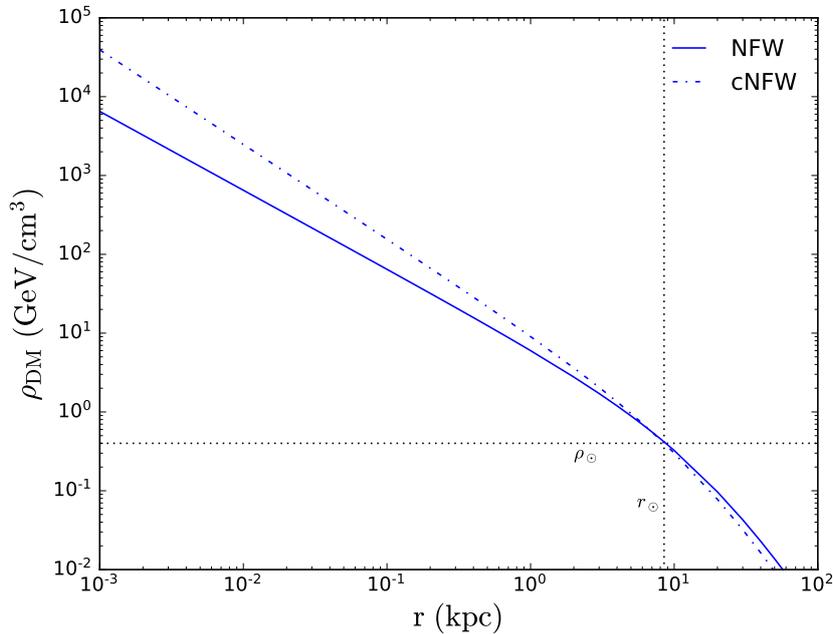


Figura 47 – Perfil NFW de densidade de ME com $\gamma = 1$ (NFW) e $\gamma = 1.2$ (cNFW).

Utilizando o perfil de densidade, calculamos o fator J para aniquilação, que leva em conta a distribuição de ME, integrada da fonte até o detector s , e sobre o ângulo sólido $\Delta\Omega$, cuja expressão geral foi obtida na seção 2.3,

$$\bar{J}(\Delta\Omega) = \frac{4}{\Delta\Omega} \int_{2^\circ}^{20^\circ} \int_{0^\circ}^{20^\circ} dbd\ell \cos b \int_{l.o.s} ds \rho^2(r(s, b, \ell)) \quad (6.2)$$

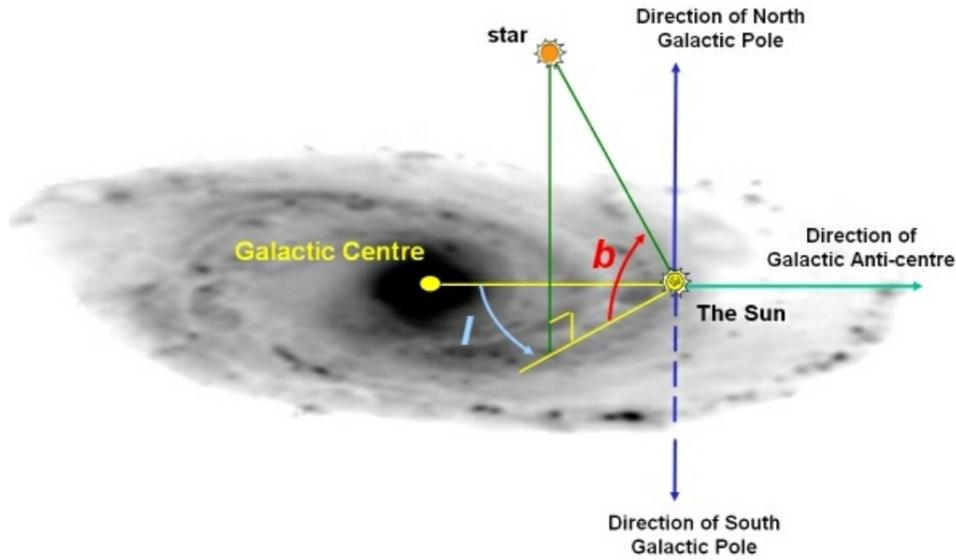


Figura 48 – Coordenadas galácticas, sendo b a latitude e ℓ a longitude (Figura retirada de <https://astronomy.swin.edu.au/cms/astro/cosmos/G/Galactic+Anti-Centre>).

onde definimos o ângulo sólido,

$$\Delta\Omega = \iint dbd\ell 4 \cos b \quad (6.3)$$

e o eixo $r(s, b, \ell)$ centrado no CG,

$$r(s, b, \ell) = \sqrt{r_{\odot}^2 + s^2 + 2r_{\odot}s \cos b \cos \ell} \quad (6.4)$$

sendo $\Delta\Omega$ a região escolhida, em nosso caso compreendida entre $2^\circ < b < 20^\circ$, para a latitude, e $0^\circ < \ell < 20^\circ$, para a longitude, ambas caracterizando os ângulos entre a direção da linha de visão e o eixo que conecta a Terra ao CG (ver Fig.48). Os valores para a latitude b e a longitude ℓ , foram escolhidos de acordo com a compatibilidade com a região do excesso observado.

Calculado o fator J, poderemos prosseguir para o cálculo do fluxo de raios- γ provenientes da aniquilação de ME.

6.3 Resultados

6.3.1 Aniquilação

Conforme detalhado na seção 2.3, o fluxo esperado proveniente de raios- γ depende, por um lado, da física de partículas envolvida no processo e, por outro, da astrofísica

contida no fator-J discutido na seção anterior,

$$\frac{d\Phi^\gamma}{dE^\gamma} = \sum_f \frac{1}{8\pi} \frac{\langle\sigma v_f\rangle}{M_{ME}^2} \frac{dN_f^\gamma}{dE^\gamma} \times \bar{J}(\Delta\Omega), \quad (6.5)$$

sendo $\langle\sigma v_f\rangle$ a seção de choque de aniquilação para cada férmion f no estado final, dN/dE_f o espectro de raios- γ provenientes da aniquilação de ME para cada estado final f , e M_{ME} a massa da ME.

Canal	Massa da ME (GeV)	$\langle\sigma v\rangle$ ($10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$)	χ_{min}^2	$p\text{-value}$
$\bar{b}b$	$48.70_{-6.14}^{+7.96}$	1.79 ± 0.35	24.46	0.3236
$\bar{q}q$	$23.91_{-3.21}^{+3.47}$	0.83 ± 0.16	26.93	0.2139
hh	$125.70_{-0.00}^{+4.10}$	5.37 ± 1.03	29.24	0.1381
$\bar{\tau}\tau$	$9.96_{-1.66}^{+1.81}$	3.39 ± 0.79	34.28	0.0460
ZZ	$91.20_{-0.00}^{+2.94}$	4.11 ± 0.84	40.36	0.0098
WW	$80.40_{-0.00}^{+2.72}$	3.38 ± 0.72	42.96	0.0048
$\bar{\mu}\mu$	$5.03_{-0.06}^{+0.80}$	$1.82_{-0.38}^{+0.47}$	46.78	0.0016
$\bar{t}t$	$173.30_{-0.00}^{+4.00}$	5.25 ± 1.27	53.05	0.0002

Tabela 7 – Melhores ajustes para o GC tomando canais de semi-aniquilação incluindo a massa da ME, a seção de choque, o χ^2 e o $p\text{-value}$.

Dado o fluxo observado pelo experimento Fermi-LAT, podemos colocar vínculos de forma modelo-independente sobre diferentes estados finais provenientes de aniquilação de ME. Para calcular o quão bom é o ajuste, seguimos a prescrição da referência (CALORE et al., 2015), onde o χ^2 é definido da seguinte forma,

$$\chi^2 = \sum_{i,j} \left[\left(\frac{d\Phi_i^\gamma}{dE^\gamma} - \frac{dF_i}{dE^\gamma} \right) (\Sigma^{-1})_{ij} \left(\frac{d\Phi_j^\gamma}{dE^\gamma} - \frac{dF_j}{dE^\gamma} \right) \right], \quad (6.6)$$

sendo $d\Phi_i^\gamma/dE^\gamma$ o fluxo predito e dF_i/dE^γ o fluxo observado para o i -ésimo bin de energia e o Σ_{ij} a matriz de covariância que engloba os erros sistemáticos e estatísticos associados, para os 24 bins de energia fornecidos em (CALORE; WENIGER,).

Em resumo, com o fluxo observado, e os espectros dN/dE calculados utilizando o PPPC4DMID (CIRELLI et al., 2011), e fixando o fator J, os únicos parâmetros livres no modelo são a massa da ME e a seção de choque de aniquilação. Assim, podemos vinculá-las de forma modelo-independente para cada canal a ser estudado.

Na Tabela 7, apresentamos os valores de melhor ajuste encontrados para a massa de ME e a seção de choque de ME fixando os canais em bótons $\bar{b}b$, quarks leves, $\bar{q}q$, em Higgs, hh , em taus, $\bar{\tau}\tau$, em bósons Z, ZZ , em bósons W, WW , em múons $\bar{\mu}\mu$ e em tops, $\bar{t}t$. Apresentamos os valores de χ^2 e do $p\text{-value}$ associados, que fornecem o quão bom é o ajuste. Os canais que fornecem o melhor ajuste são $\bar{b}b$, $\bar{q}q$ e hh , com menor valor de mínimo para o χ^2 , o canal $\bar{\tau}\tau$, já não fornece um ajuste tão bom, com $p\text{-value} \simeq 0.05$.

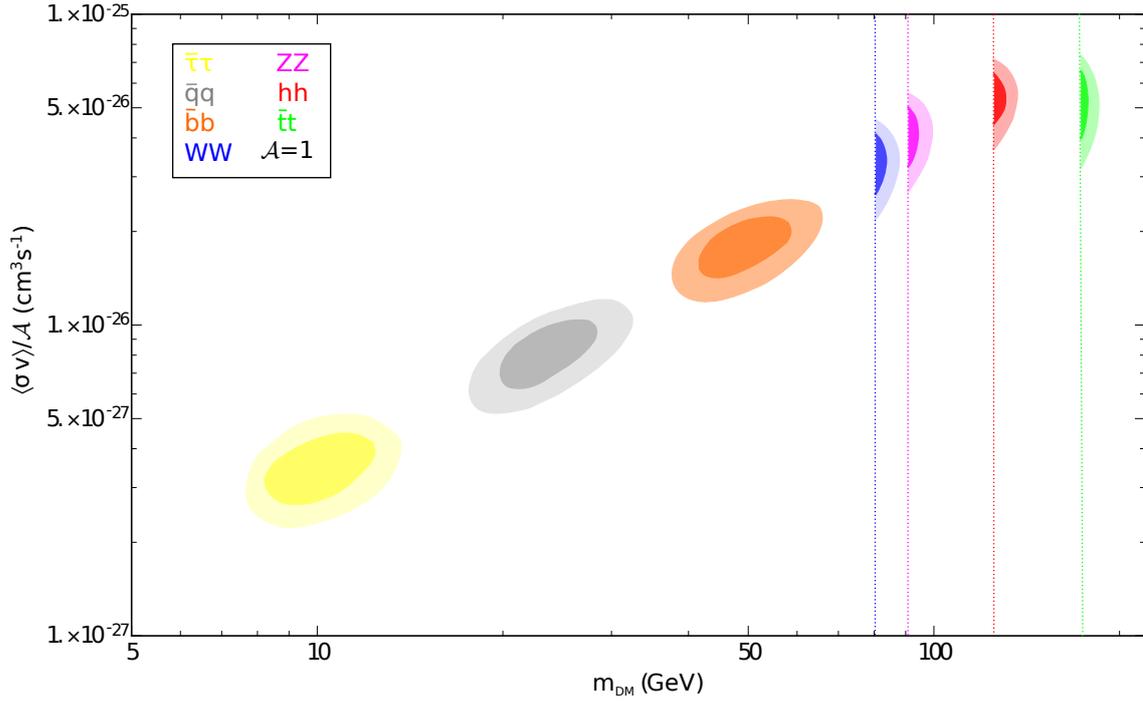


Figura 49 – Gráfico da seção de choque de aniquilação versus a massa da ME, mostramos as regiões viáveis de 1σ e 2σ para cada canal, tomando o parâmetro $\mathcal{A} = 1$, que leva em conta a incerteza associada ao halo de ME. Aqui, supomos a ME se aniquilando com uma razão de ramificação de 100% para cada canal específico explícito no gráfico.

O canal $\bar{t}t$, não fornece um bom ajuste, sendo excluído com 95% C.L., devido ao seu espectro ter um pico em mais altas energias com relação ao do excesso observado. Os canais puramente em bósons WW e ZZ também não fornecem um bom ajuste, sendo excluídos com 95% C.L. ($p\text{-value} < 0.05$).

Na Fig.49, apresentamos os resultados para todos os canais acima mencionados com regiões de 1σ e 2σ , seguindo a prescrição $\Delta\chi^2 = 2.30, 5.99$, respectivamente. Os cortes nas massas para os canais WW , ZZ , hh e $\bar{t}t$ são devidos à exigência cinemática de que as duas partículas de ME tenham energia suficiente para produzir cada um dos canais individualmente. Nós parametrizamos as incertezas associadas ao fator J através do parâmetro \mathcal{A} , será explicado detalhadamente posteriormente. Um ponto interessante a ser ressaltado é que a seção de choque que fornece o melhor ajuste para diferentes canais está na ordem de $\sim 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, ou seja, da ordem do valor canônico que fornece a abundância relíquia de ME.

Tipicamente, o mesmo acoplamento que fornece a seção de choque de aniquilação de ME nos dá também a seção de choque de espalhamento (PROFUMO; QUEIROZ, 2014; ALVES et al., 2014a; QUEIROZ et al., 2015; ALLANACH et al., 2016; ARCADI et al., 2017b). Desta forma, devido a não observação de WIMPs em experimentos de detecção direta, fortes vínculos tem sido colocados sobre a seção de choque de espalhamento, que se

reflete diretamente na seção de choque de aniquilação. A seção de choque de aniquilação para os canais específicos fornecendo abundância relíquia e seção de choque de aniquilação estão fortemente vinculados, tais cenários são conhecidos como Hooperons. Motivados por este cenário, decidimos estudar modelos de semi-aniquilação, que denominamos aqui semi-Hooperon, modelo onde duas partículas de ME produzem outra partícula de ME e mais uma neutra, que pode ser o bóson de Higgs h ou o bóson Z , $ME + ME \rightarrow ME + Z, h$, e computar o melhor ajuste para o excesso no CG de forma modelo-independente para estes modelos.

6.3.2 Semi-Aniquilação

Para calcularmos o excesso no CG seguimos a mesma prescrição utilizada anteriormente. Para o cálculo do dN/dE , utilizamos duas ferramentas distintas, o PPPC4DMID (CIRELLI et al., 2011) e o Pythia 8 (SJOSTRAND et al., 2015). Como o PPPC4DMID não inclui semi-aniquilação, utilizamos a aproximação de que o dN/dE fornecido pelo canal semi- Z, h seria a metade do canal ZZ ou hh , para confirmar a aproximação utilizada, geramos o espectro para semi- Z, h com o Pythia 8. Na Fig.50, mostramos a comparação dos resultados obtidos utilizando as duas rotinas Pythia 8 e PPPC4DMID com excelente concordância.

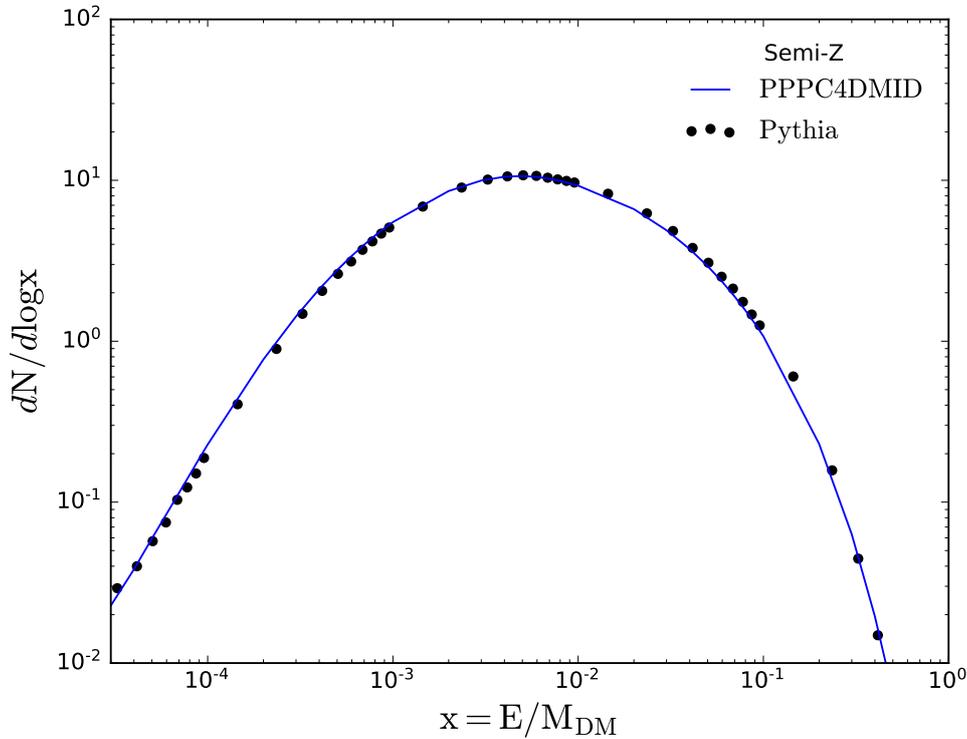


Figura 50 – Comparação entre o espectro gerado pelo Pythia 8 e PPPC4DMID para o caso de semi-aniquilação mostrando perfeita concordância.

Com o dN/dE em mãos, calculamos o fluxo proveniente da semi-aniquilação, utilizando a Eq.(6.5), $ME + ME \rightarrow ME + Z, h$, e comparamos na Fig.51 com o excesso reportado pelo Fermi-LAT (GOODENOUGH; HOOPER, 2009), para os canais semi-h (painel superior), e semi-Z (painel inferior).

Canal	Massa da ME (GeV)	$\langle\sigma v\rangle$ ($10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$)	χ^2_{min}	$p\text{-value}$
DM h	$125.7^{+6.20}_{-0.00}$	10.7 ± 2.10	29.24	0.1381
DM Z	$91.2^{+4.82}_{-0.00}$	8.22 ± 1.73	40.36	0.0098

Tabela 8 – Melhores ajustes para o GC tomando canais de semi-aniquilação incluindo a massa da ME, a seção de choque de aniquilação, o χ^2 e o $p\text{-value}$.

Na Tabela 8, apresentamos os melhores ajustes para os dois canais estudados aqui. Devido à cinemática, os valores de melhor ajuste estão exatamente na massa do Higgs e do bóson Z, respectivamente, e a seção de choque é relativamente mais alta comparada às seções de choque em ZZ e hh , na verdade, podemos verificar este valores intuitivamente, quando utilizamos os canais semi- Z, h , estamos reduzindo o fluxo pela metade, e para alcançar o fluxo observado, precisamos dobrar a seção de choque, e é exatamente o que ocorre aqui. Obtivemos aqui um bom ajuste para o canal semi-h, entretanto um ajuste ruim para o canal semi-Z, assim como foi obtido para ZZ com $p\text{-value} < 0.05$, estando portanto descartado com 95% C.L..

Apresentamos nas Figs.52 e 53, as regiões de exclusão e viáveis com 1σ e 2σ , para os canais semi-Z (regiões roxas) e semi-h (regiões azuis), respectivamente. Em ambas incluímos os limites vindos de dSphs (linha preta) (ACKERMANN et al., 2015) para verificar a consistência dos nossos resultados. Neste ponto, podemos ver a importância do parâmetro \mathcal{A} em nossos resultados. Conforme já comentamos, o parâmetro \mathcal{A} parametriza a incerteza associada ao halo de ME na nossa Galáxia, este valor pode ser confortavelmente colocado entre $\mathcal{A} = [0.17, 5.3]$ (CALORE et al., 2015), de forma que as regiões por nós aqui obtidas estão sujeitas a esta incerteza. Desta forma, na Fig.52 apresentamos os resultados viáveis (semi-h) e de exclusão (semi-Z), tomando $\mathcal{A} = 1$, estando completamente excluído por vínculos de dSphs, ou seja, o canal semi-h não poderia explicar o excesso devido à sua inconsistência com dSphs, e na Fig.53 apresentamos os resultados para $\mathcal{A} = 2$, onde os resultados estão em concordância com os resultados de dSphs, ou seja, o excesso pode sim ser explicado pelo canal semi-h, que mostra uma grande liberdade devido as grandes incertezas associadas ao halo de ME.

Conforme mencionado na seção anterior, um dos principais motivos de estudarmos modelos de semi-aniquilação está associado aos fortes vínculos impostos por detecção direta em modelos de aniquilação, os chamados Hooperons. Mostramos aqui que estes modelos Semi-Hooperon são capazes de explicar o excesso, e uma das grandes vantagens destes modelos neste aspecto, é que eles conseguem escapar dos vínculos de detecção direta,

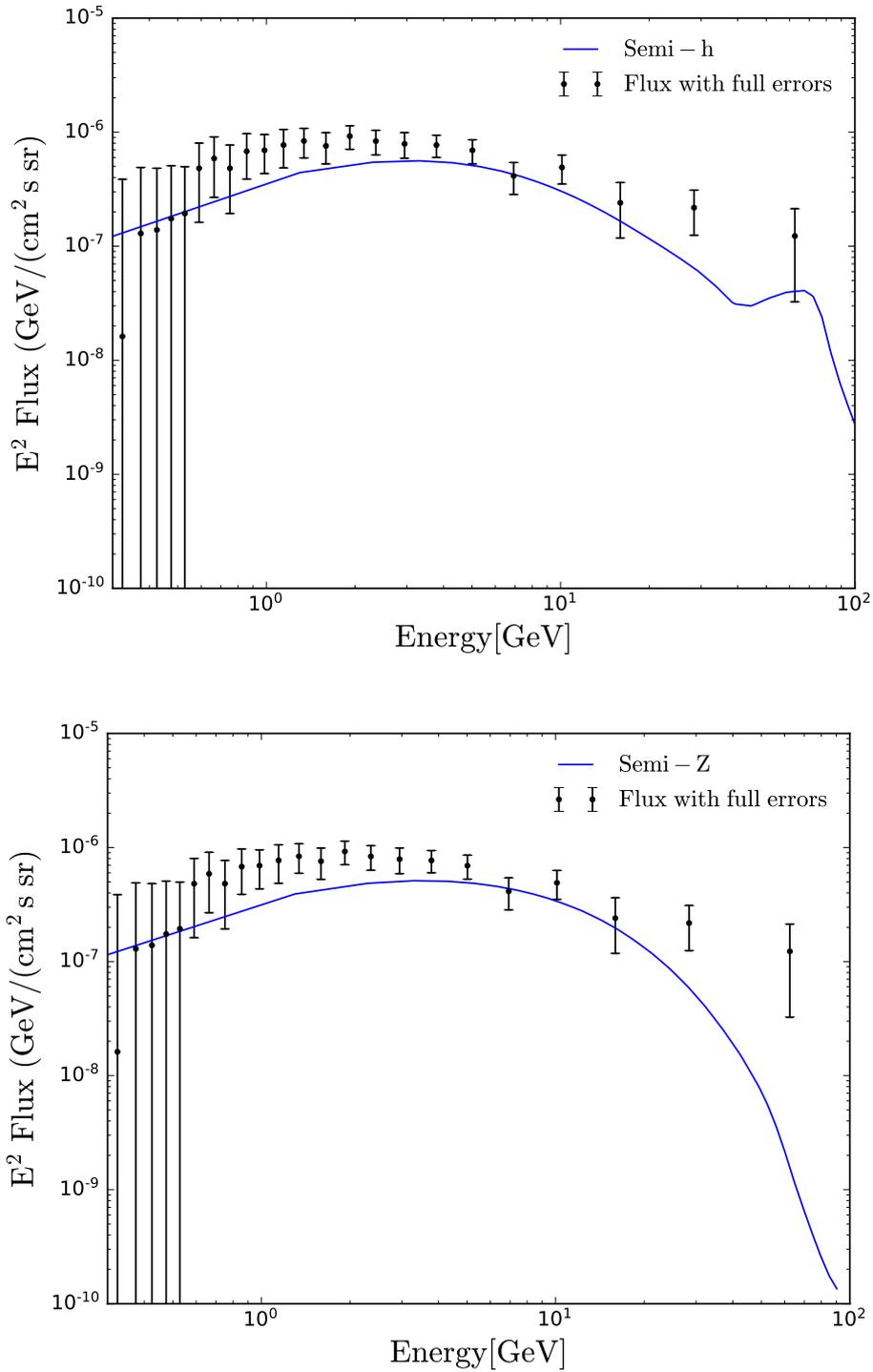


Figura 51 – Fluxos obtidos para os canais semi-h (superior) e semi-Z (inferior) comparados ao fluxo reportado pela colaboração do Fermi-LAT ([GOODENOUGH; HOOPER, 2009](#)).

conforme detalhadamente estudado em nosso artigo ([ARCADI et al., 2017c](#)). Dentre os principais modelos que podem fornecer o excesso computado aqui, temos, Singleto escalar como ME Z_3 ([BELANGER et al., 2013](#); [CAI; SPRAY, 2016b](#); [GUO et al., 2015](#)), modelos

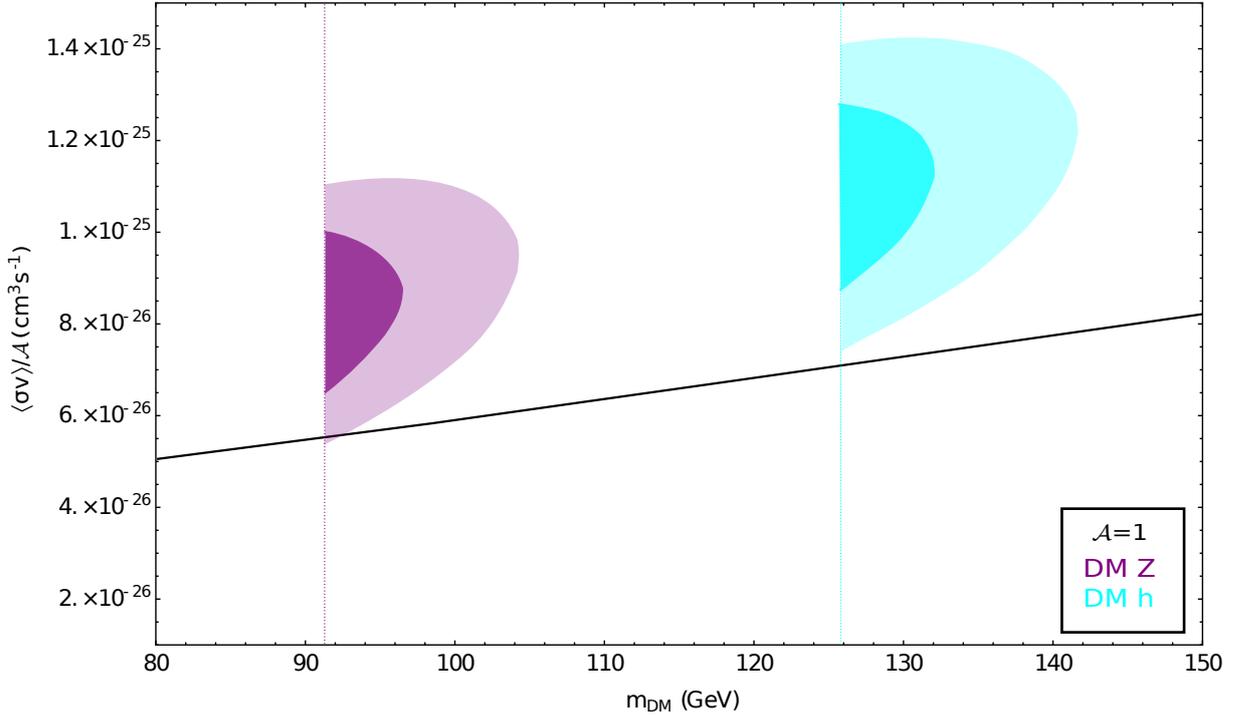


Figura 52 – Regiões viáveis e excluídas com 1σ and 2σ para os canais semi-h (região azul) e semi-Z (região roxa) tomando $\mathcal{A} = 1$, respectivamente. Incluímos aqui os resultados provenientes de dSphs (linha preta) (ACKERMANN et al., 2015).

gerais com simetria \mathcal{Z}_N (BELANGER et al., 2012; BÉLANGER et al., 2014), modelos de semi-aniquilação com ME fermiônica (CAI; SPRAY, 2016a), modelos baseados em setores de gauge “escuros” (GROSS et al., 2015; KARAM; TAMVAKIS, 2015; ARCADI et al., 2016; KARAM; TAMVAKIS, 2016; ARCADI et al., 2017a; D’ERAMO et al., 2013), dentre outros.

6.4 Conclusões

Neste trabalho, revisitamos o excesso de raios- γ no centro da galáxia para diversos canais canônicos, incluindo os canais em bótons $\bar{b}b$, quarks leves, $\bar{q}q$, em Higgs, hh , em taus, $\bar{\tau}\tau$, em bósons Z, ZZ , em bósons W, WW , em múons $\bar{\mu}\mu$ e em tops, $\bar{t}t$, mostrando que os canais que fornecem o melhor ajuste são $\bar{b}b$, $\bar{q}q$, hh . Além disso, motivados pelos resultados de detecção direta, estudamos, pela primeira vez, se os modelos de semi-aniquilação são capazes de explicar o excesso observado. Mostramos que os canais semi-h explicam com bom ajuste o excesso, com $\chi^2 = 29.24$ e $p\text{-value} = 0.1381$, para uma seção de choque em torno de $3 - 4 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. Além disso, mostramos o impacto do parâmetro \mathcal{A} , que carrega a incerteza associada ao halo de ME. Tomando $\mathcal{A} = 2$, modelos de semi-aniquilação são consistentes com a explicação do excesso e com vínculos de dSphs. Mas vale salientar que os vínculos de dSphs estão competitivos com o excesso observado. A

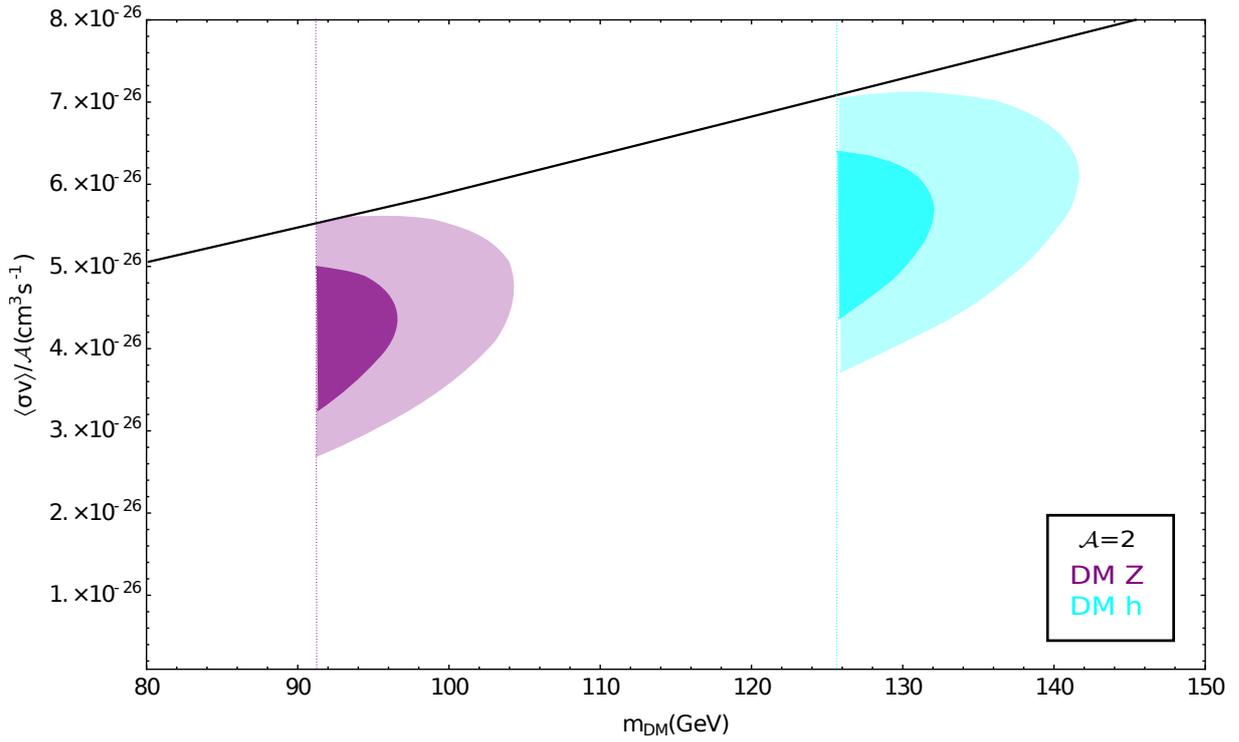


Figura 53 – Regiões viáveis e excluídas com 1σ and 2σ para os canais semi-h (região azul) e semi-Z (região roxa) tomando $\mathcal{A} = 2$, respectivamente. Incluímos aqui os resultados provenientes de dSphs (linha preta) (ACKERMANN et al., 2015).

principal vantagem de tomarmos modelos de semi-aniquilação é conseguir escapar dos vínculos de detecção direta de ME. Os resultados obtidos aqui podem ser aplicados em diversos modelos de ME, incluindo modelos com simetria \mathcal{Z}_3 e \mathcal{Z}_N .

7 Considerações Finais e Perspectivas

Nesta tese, abordamos o problema da ME em diferentes modelos em Física de Partículas, mostramos a importância de análises complementares envolvendo diferentes meios de detecção que podem restringir os modelos aqui estudados. Iniciamos este trabalho com análises de modelos específicos e posteriormente nos aprofundamos em Detecção Indireta, fazendo análises de forma modelo-independente, para diferentes canais de aniquilação e fontes, dentre os quais o centro da galáxia e as galáxias esféricas anãs.

Começamos no Capítulo 2, com uma revisão dos métodos de produção de ME, produzida termicamente ou não. Além disso, revisamos os possíveis métodos de detecção, incluindo detecção direta (para WIMPs e ME leve) e indireta, e apresentamos os vínculos atuais impostos pelos experimentos. Ainda descrevemos um meio bastante interessante de vincular modelos de ME por ser baseado em uma física bem conhecida e medida, e por isso livre de incertezas, no período da Era Escura, onde apresentamos, também, os vínculos atuais sobre os principais canais canônicos.

No Capítulo 3, estudamos ME através do modelo SuSy331RHN, primeiramente, obtivemos a massa do Higgs em nível de árvore, e mostramos que para este modelo, devido aos termos trilineares com escalares no super-potencial, esta pode alcançar até 100 GeV, diminuindo a necessidade de grandes correções em nível de loop para chegar ao valor medido atualmente de 125 GeV. Diante deste resultado fomos motivados a prosseguir para a análise de ME, onde escolhemos, por simplicidade, o sneutrino, terceira componente do tripleto leptônico, como possível candidato, calculamos a abundância relíquia e a seção de choque de espalhamento, e apresentamos os resultados viáveis para ambos. Encontramos que o sneutrino é mediado, principalmente, pelo bóson Z' , e pelos escalares h , h' , H e H' , e que as regiões que fornecem a abundância correta e estão de acordo com os vínculos de detecção direta concentram-se nas ressonâncias, dos escalares h' e H' , e do Z^{prime} , com a massa do sneutrino em aproximadamente 500 GeV e entre 1000 – 2000 GeV. Além disso, checamos o impacto dos vínculos de ME sobre a massa do Z' , e obtivemos concordância com os vínculos vindos de colisores, $M_{Z'} > 2400$ GeV (PIRES et al., 2016).

No Capítulo 4, saímos do contexto WIMPs e estudamos ME leve em modelos com Fótons Escuros. Fizemos um estudo detalhado dos meios de produção da ME neste modelo, incluindo via *Freeze-out*, *Freeze-out* seguido de inflação tardia e *Freeze-in*. Com estes cálculos em mãos, impusemos os limites atuais sobre a seção de choque de espalhamento e

aniquilação, e incluímos também os limites sobre Fótons Escuros, e vinculamos os parâmetros ϵ *versus* a massa do Fóton Escuro $M_{A'}$, onde fixamos a massa da ME $m_\chi = 10$ MeV e $m_\chi = 100$ MeV, com a escolha do acoplamento escuro fixo em $g_D = 0.1$ e $g_D = 1$. Vimos que fixando $m_\chi = 10$ MeV ou em $m_\chi = 100$ MeV, e escolhendo a ME unicamente produzida termicamente, encontramos apenas uma pequena região viável para $M_{A'} \sim 10$ MeV e $M_{A'} \sim 100$ MeV, respectivamente, e com $g_D = 1$. Para aliviar estes vínculos, incluímos produção não-térmica, via decaimento tardio do inflaton, caracterizados pelo parâmetro Δ , responsável por diluir a abundância de ME. Além disso, incluímos a produção via *Freeze-in*, e vimos que, neste caso, nenhum experimento é capaz de sondá-lo (DUTRA et al., 2018). Este trabalho, foi incluído no projeto de busca por ME leve com o experimento e-ASTROGAM, por mostrar a importância deste para sondar modelos com Fótons Escuros (TAVANI et al., 2017).

A partir do Capítulo 5, fizemos nossa primeira análise voltada para experimentos de detecção indireta de ME, com foco principal em raios- γ . Neste capítulo, estudamos a classe de modelos Isolados, onde a ME interage com mediadores meta-estáveis que subsequentemente decaem em partículas do MP. Utilizamos os dados de diferentes experimentos (Fermi-LAT, H.E.S.S. e Planck) para computar as linhas de exclusão sobre a seção de choque de aniquilação *versus* a massa da ME, devido à produção de raios- γ provenientes de diferentes canais de aniquilação, quarks e léptons, variando a massa do mediador, checamos seu impacto nos resultados. Mostramos a importância da análise complementar entre diferentes experimentos, vimos claramente que o experimento Fermi-LAT na busca por dSphs é mais sensível para baixas energias, e conseqüentemente massa de ME, enquanto que o H.E.S.S. na busca por sinais no centro da galáxia é mais sensível a altas massas de ME. O experimento Planck por sua vez, é mais sensível aos canais leptônicos, impondo, neste caso, inclusive, vínculos mais fortes que o Fermi-LAT e o H.E.S.S.. Vimos que, por exemplo, tomando $M_{ME} \gg M_V$ e a aniquilação em $4e$, conseguimos excluir a seção de choque de aniquilação canônica $\langle\sigma v\rangle \sim 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, como para outros casos conforme descrito no texto. Além disso, checamos se esta classe de modelos Isolados são capazes de dar conta do excesso de raios- γ na escala de TeV observado pelo H.E.S.S.. E vimos que escolhendo $M_{ME} = 20$ TeV nos canais $4b$ e 4τ , obtivemos um bom ajuste do excesso observado (PROFUMO et al., 2018).

No Capítulo 6, estudamos modelos de semi-aniquilação, onde uma aniquilação de ME produz outra partícula de ME e mais uma partícula neutra $ME + ME \rightarrow ME + Z, h$. Neste estudo, abordamos o problema do excesso de Raios- γ , observado pelo satélite Fermi-LAT, no centro da galáxia. Concluimos que modelos de semi-aniquilação, são capazes de fornecer um bom ajuste ao fluxo de raios- γ observado, comparamos ainda com os limites vindo de dSphs, mostrando que as incertezas relacionadas ao GC permitem

o enquadramento dos resultados nos limites de dSphs ([ARCADI et al., 2017c](#)).

Todo o trabalho realizado durante o doutorado, permitiu à estudante adquirir uma sólida bagagem sobre a busca por Matéria Escura em diferentes aspectos, tendo sido coroada com o doutorado sanduíche, onde a estudante pôde aprender novas técnicas relacionadas à detecção indireta de ME, de grande importância para os projetos futuros. Iremos continuar os estudos sobre extensões supersimétricas dos modelos 331, onde outros candidatos podem ser estudados. Além disso, aprofundaremos nossos estudos sobre ME leve, sempre fazendo uso da complementaridade para sondar modelos de ME.

Referências

- AAIJ, R. et al. Search for dark photons produced in 13 TeV pp collisions. 2017. Citado na página [72](#).
- AALBERS, J. et al. DARWIN: towards the ultimate dark matter detector. *JCAP*, v. 1611, p. 017, 2016. Citado na página [92](#).
- ABAZAJIAN, K. N. et al. Astrophysical and Dark Matter Interpretations of Extended Gamma-Ray Emission from the Galactic Center. *Phys. Rev.*, D90, n. 2, p. 023526, 2014. Citado na página [118](#).
- ABAZAJIAN, K. N.; KAPLINGHAT, M. Detection of a Gamma-Ray Source in the Galactic Center Consistent with Extended Emission from Dark Matter Annihilation and Concentrated Astrophysical Emission. *Phys. Rev.*, D86, p. 083511, 2012. [Erratum: *Phys. Rev.*D87,129902(2013)]. Citado na página [118](#).
- ABDALLAH, H. et al. Search for dark matter annihilations towards the inner Galactic halo from 10 years of observations with H.E.S.S. *Phys. Rev. Lett.*, v. 117, n. 11, p. 111301, 2016. Citado 6 vezes nas páginas [17](#), [44](#), [93](#), [105](#), [107](#) e [110](#).
- ABDULLAH, M. et al. Hidden on-shell mediators for the Galactic Center γ -ray excess. *Phys. Rev.*, D90, p. 035004, 2014. Citado na página [93](#).
- ABE, K. et al. Direct dark matter search by annual modulation in XMASS-I. *Phys. Lett.*, B759, p. 272–276, 2016. Citado 2 vezes nas páginas [77](#) e [79](#).
- ABLIKIM, M. et al. Dark Photon Search in the Mass Range Between 1.5 and 3.4 GeV/ c^2 . *Phys. Lett.*, B774, p. 252–257, 2017. Citado na página [72](#).
- ABRAMOWSKI, A. et al. Search for a Dark Matter annihilation signal from the Galactic Center halo with H.E.S.S. *Phys. Rev. Lett.*, v. 106, p. 161301, 2011. Citado 4 vezes nas páginas [105](#), [106](#), [110](#) e [118](#).
- ABRAMOWSKI, A. et al. Acceleration of petaelectronvolt protons in the Galactic Centre. *Nature*, v. 531, p. 476, 2016. Citado 3 vezes nas páginas [93](#), [113](#) e [114](#).
- ACERO, F. et al. Fermi Large Area Telescope Third Source Catalog. *Astrophys. J. Suppl.*, v. 218, n. 2, p. 23, 2015. Citado na página [114](#).
- ACKERMANN, M. et al. Dark matter constraints from observations of 25 milky way satellite galaxies with the fermi large area telescope. v. 89, 10 2013. Citado 2 vezes nas páginas [13](#) e [45](#).
- ACKERMANN, M. et al. Dark Matter Constraints from Observations of 25 Milky Way Satellite Galaxies with the Fermi Large Area Telescope. *Phys.Rev.*, D89, p. 042001, 2014. Citado na página [102](#).
- ACKERMANN, M. et al. Searching for Dark Matter Annihilation from Milky Way Dwarf Spheroidal Galaxies with Six Years of Fermi Large Area Telescope Data. *Phys. Rev. Lett.*, v. 115, n. 23, p. 231301, 2015. Citado 12 vezes nas páginas [13](#), [18](#), [19](#), [44](#), [46](#), [93](#), [101](#), [102](#), [110](#), [125](#), [127](#) e [128](#).

- ADAMS, J. J. et al. Dwarf Galaxy Dark Matter Density Profiles Inferred from Stellar and Gas Kinematics. *Astrophys. J.*, v. 789, n. 1, p. 63, 2014. Citado na página 101.
- ADE, P. A. R. et al. Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. 2015. Citado 11 vezes nas páginas 14, 31, 48, 51, 65, 66, 68, 69, 77, 78 e 91.
- ADLER, S. et al. Further search for the decay $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \text{ anti-}\nu$ in the momentum region $P < 195\text{-MeV}/c$. *Phys. Rev.*, D70, p. 037102, 2004. Citado na página 82.
- AGHANIM, N. et al. Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. 2018. Citado 5 vezes nas páginas 13, 25, 29, 45 e 46.
- AGNESE, R. et al. Silicon Detector Dark Matter Results from the Final Exposure of CDMS II. *Phys. Rev. Lett.*, v. 111, n. 25, p. 251301, 2013. Citado na página 65.
- AGNESE, R. et al. New Results from the Search for Low-Mass Weakly Interacting Massive Particles with the CDMS Low Ionization Threshold Experiment. *Phys. Rev. Lett.*, v. 116, n. 7, p. 071301, 2016. Citado na página 79.
- AGNESE, R. et al. Projected Sensitivity of the SuperCDMS SNOLAB experiment. *Phys. Rev.*, D95, n. 8, p. 082002, 2017. Citado na página 92.
- AGRAWAL, P. et al. Flavored Dark Matter and the Galactic Center Gamma-Ray Excess. *Phys. Rev.*, D90, n. 6, p. 063512, 2014. Citado na página 118.
- AGUILAR-AREVALO, A. et al. First Direct-Detection Constraints on eV-Scale Hidden-Photon Dark Matter with DAMIC at SNOLAB. *Phys. Rev. Lett.*, v. 118, n. 14, p. 141803, 2017. Citado na página 72.
- AHARONIAN, F. Spectrum and variability of the Galactic Center VHE gamma-ray source HESS J1745-290. *Astron. Astrophys.*, v. 503, p. 817, 2009. Citado 3 vezes nas páginas 93, 113 e 114.
- AKERIB, D. S. et al. Improved Limits on Scattering of Weakly Interacting Massive Particles from Reanalysis of 2013 LUX Data. *Phys. Rev. Lett.*, v. 116, n. 16, p. 161301, 2016. Citado 7 vezes nas páginas 14, 51, 65, 66, 68, 69 e 92.
- AKERIB, D. S. et al. Results on the Spin-Dependent Scattering of Weakly Interacting Massive Particles on Nucleons from the Run 3 Data of the LUX Experiment. *Phys. Rev. Lett.*, v. 116, n. 16, p. 161302, 2016. Citado 2 vezes nas páginas 79 e 92.
- AKERIB, D. S. et al. Results from a search for dark matter in the complete LUX exposure. *Phys. Rev. Lett.*, v. 118, n. 2, p. 021303, 2017. Citado 5 vezes nas páginas 12, 13, 37, 56 e 79.
- ALEXANDER, J. et al. Dark Sectors 2016 Workshop: Community Report. In: . [s.n.], 2016. Disponível em: <<https://inspirehep.net/record/1484628/files/arXiv:1608.08632.pdf>>. Citado na página 82.
- ALLAHVERDI, R.; DENT, J. B.; OSINSKI, J. Non-thermal Production of Dark Matter from Primordial Black Holes. 2017. Citado na página 84.
- ALLAHVERDI, R. et al. Dark Matter from Late Invisible Decays to/of Gravitinos. *Phys. Rev.*, D91, n. 5, p. 055033, 2015. Citado na página 84.

- ALLANACH, B. et al. Z models for the LHCb and $g - 2$ muon anomalies. *Phys. Rev.*, D93, n. 5, p. 055045, 2016. Citado na página [123](#).
- ALVES, A. et al. Dark Matter Complementarity and the Z' Portal. *Phys. Rev.*, D92, n. 8, p. 083004, 2015. Citado na página [69](#).
- ALVES, A.; PROFUMO, S.; QUEIROZ, F. S. The dark Z' portal: direct, indirect and collider searches. *JHEP*, v. 04, p. 063, 2014. Citado 2 vezes nas páginas [94](#) e [123](#).
- ALVES, A. et al. Effective field theory approach to the Galactic Center gamma-ray excess. *Phys. Rev.*, D90, n. 11, p. 115003, 2014. Citado na página [118](#).
- AMBROSI, G. et al. Direct detection of a break in the teraelectronvolt cosmic-ray spectrum of electrons and positrons. *Nature*, v. 552, p. 63–66, 2017. Citado na página [117](#).
- AMOLE, C. et al. Improved dark matter search results from PICO-2L Run 2. *Phys. Rev.*, D93, n. 6, p. 061101, 2016. Citado na página [92](#).
- AMOLE, C. et al. Dark Matter Search Results from the PICO-60 C_3F_8 Bubble Chamber. *Phys. Rev. Lett.*, v. 118, n. 25, p. 251301, 2017. Citado na página [79](#).
- AN, H. et al. Direct Detection Constraints on Dark Photon Dark Matter. *Phys. Lett.*, B747, p. 331–338, 2015. Citado na página [72](#).
- ANGELIS, A. D. et al. The e-ASTROGAM mission. *Exper. Astron.*, v. 44, n. 1, p. 25–82, 2017. Citado na página [80](#).
- ANGLOHER, G. et al. Results on light dark matter particles with a low-threshold CRESST-II detector. *Eur. Phys. J.*, C76, n. 1, p. 25, 2016. Citado na página [79](#).
- ANGLOHER, G. et al. Dark-Photon Search using Data from CRESST-II Phase 2. *Eur. Phys. J.*, C77, n. 5, p. 299, 2017. Citado na página [79](#).
- AOKI, M.; TOMA, T.; VICENTE, A. Non-thermal Production of Minimal Dark Matter via Right-handed Neutrino Decay. *JCAP*, v. 1509, p. 063, 2015. Citado na página [84](#).
- APARICIO, L. et al. Light Higgsino Dark Matter from Non-thermal Cosmology. *JHEP*, v. 11, p. 038, 2016. Citado na página [84](#).
- APRILE, E. et al. Dark Matter Results from 225 Live Days of XENON100 Data. *Phys. Rev. Lett.*, v. 109, p. 181301, 2012. Citado na página [65](#).
- APRILE, E. et al. XENON100 Dark Matter Results from a Combination of 477 Live Days. *Phys. Rev.*, D94, n. 12, p. 122001, 2016. Citado 2 vezes nas páginas [79](#) e [92](#).
- APRILE, E. et al. Effective field theory search for high-energy nuclear recoils using the XENON100 dark matter detector. *Phys. Rev.*, D96, n. 4, p. 042004, 2017. Citado na página [79](#).
- APRILE, E. et al. First Dark Matter Search Results from the XENON1T Experiment. 2017. Citado 3 vezes nas páginas [13](#), [56](#) e [79](#).

- APRILE, E. et al. Search for Electronic Recoil Event Rate Modulation with 4 Years of XENON100 Data. *Phys. Rev. Lett.*, v. 118, n. 10, p. 101101, 2017. Citado 2 vezes nas páginas 79 e 92.
- APRILE, E. et al. Search for magnetic inelastic dark matter with XENON100. *JCAP*, v. 1710, n. 10, p. 039, 2017. Citado na página 79.
- APRILE, E. et al. Search for WIMP Inelastic Scattering off Xenon Nuclei with XENON100. *Phys. Rev.*, D96, n. 2, p. 022008, 2017. Citado 2 vezes nas páginas 79 e 92.
- APRILE, E. et al. The XENON1T Dark Matter Experiment. *Eur. Phys. J.*, C77, n. 12, p. 881, 2017. Citado na página 79.
- APRILE, E. et al. Dark Matter Search Results from a One Tonne×Year Exposure of XENON1T. 2018. Citado 3 vezes nas páginas 12, 37 e 70.
- ARAZ, J. Y.; FRANK, M.; FUKS, B. Differentiating $U(1)'$ supersymmetric models with right sneutrino and neutralino dark matter. *Phys. Rev.*, D96, n. 1, p. 015017, 2017. Citado na página 55.
- ARCADI, G. et al. The waning of the WIMP? A review of models, searches, and constraints. *Eur. Phys. J.*, C78, n. 3, p. 203, 2018. Citado na página 26.
- ARCADI, G. et al. Multicomponent Dark Matter from Gauge Symmetry. *JHEP*, v. 12, p. 081, 2016. Citado na página 127.
- ARCADI, G. et al. Evading Direct Dark Matter Detection in Higgs Portal Models. *Phys. Lett.*, B769, p. 129–133, 2017. Citado na página 127.
- ARCADI, G. et al. GUT Models at Current and Future Hadron Colliders and Implications to Dark Matter Searches. *Phys. Lett.*, B, 2017. Citado na página 123.
- ARCADI, G.; QUEIROZ, F. S.; SIQUEIRA, C. The Semi-Hooperon: Gamma-ray and anti-proton excesses in the Galactic Center. *Phys. Lett.*, B775, p. 196–205, 2017. Citado 5 vezes nas páginas 11, 27, 118, 126 e 131.
- ARDID, M. et al. Constraining Secluded Dark Matter models with the public data from the 79-string IceCube search for dark matter in the Sun. *JCAP*, v. 1704, n. 04, p. 010, 2017. Citado na página 94.
- ARINA, C.; FORNENGO, N. Sneutrino cold dark matter, a new analysis: Relic abundance and detection rates. *JHEP*, v. 11, p. 029, 2007. Citado na página 63.
- ARKANI-HAMED, N.; DELGADO, A.; GIUDICE, G. F. The Well-tempered neutralino. *Nucl. Phys.*, B741, p. 108–130, 2006. Citado na página 55.
- ARTAMONOV, A. V. et al. New measurement of the $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ branching ratio. *Phys. Rev. Lett.*, v. 101, p. 191802, 2008. Citado na página 82.
- ASAKA, T.; ISHIWATA, K.; MOROI, T. Right-handed sneutrino as cold dark matter. *Phys. Rev.*, D73, p. 051301, 2006. Citado na página 63.
- ASAKA, T.; ISHIWATA, K.; MOROI, T. Right-handed sneutrino as cold dark matter of the universe. *Phys. Rev.*, D75, p. 065001, 2007. Citado na página 63.

- BABCOCK, H. W. The rotation of the Andromeda Nebula. *Lick Observatory Bulletin*, v. 19, p. 41–51, 1939. Citado na página 24.
- BADZIAK, M.; OLECHOWSKI, M.; SZCZERBIAK, P. Is well-tempered neutralino in MSSM still alive after 2016 LUX results? *Phys. Lett.*, B770, p. 226–235, 2017. Citado na página 55.
- BAER, H. et al. Direct detection of dark matter in supersymmetric models. *JCAP*, v. 0309, p. 007, 2003. Citado na página 55.
- BAER, H.; BARGER, V.; SAVOY, M. Upper bounds on sparticle masses from naturalness or how to disprove weak scale supersymmetry. *Phys. Rev.*, D93, n. 3, p. 035016, 2016. Citado na página 55.
- BAER, H. et al. Is natural higgsino-only dark matter excluded? 2018. Citado 3 vezes nas páginas 13, 55 e 56.
- BAER, H.; BARGER, V.; SERCE, H. SUSY under siege from direct and indirect WIMP detection experiments. *Phys. Rev.*, D94, n. 11, p. 115019, 2016. Citado na página 55.
- BAER, H. et al. Dark matter production in the early Universe: beyond the thermal WIMP paradigm. *Phys. Rept.*, v. 555, p. 1–60, 2015. Citado na página 84.
- BAER, H. et al. Target dark matter detection rates in models with a well-tempered neutralino. *JCAP*, v. 0701, p. 017, 2007. Citado na página 55.
- BAER, H. et al. Collider signals and neutralino dark matter detection in relic-density-consistent models without universality. *JHEP*, v. 05, p. 058, 2008. Citado na página 55.
- BAHCALL, J.; SONEIRA, R. The universe at faint magnitudes. I - Models for the galaxy and the predicted star counts. *Apjs*, v. 44, p. 73–110, sep 1980. Citado na página 41.
- BAHCALL, J. N.; SARAZIN, C. L. Parameters and predictions for the X-ray emitting gas of Coma, Perseus, and Virgo. *Apjl*, v. 213, p. L99–L103, maio 1977. Citado na página 24.
- BALEWSKI, J. et al. The DarkLight Experiment: A Precision Search for New Physics at Low Energies. In: . [s.n.], 2014. Disponível em: <<https://inspirehep.net/record/1334361/files/arXiv:1412.4717.pdf>>. Citado na página 82.
- BANERJEE, D. et al. Search for vector mediator of Dark Matter production in invisible decay mode. 2017. Citado na página 82.
- BANERJEE, S. et al. Long-lived stau, sneutrino dark matter and right-slepton spectrum. 2018. Citado na página 55.
- BARI, P. D.; KING, S. F.; MERLE, A. Dark Radiation or Warm Dark Matter from long lived particle decays in the light of Planck. *Phys. Lett.*, B724, p. 77–83, 2013. Citado na página 84.
- BARTELS, R.; GAGGERO, D.; WENIGER, C. Prospects for indirect dark matter searches with MeV photons. *JCAP*, v. 1705, n. 05, p. 001, 2017. Citado 3 vezes nas páginas 14, 80 e 81.

- BARTELS, R. et al. Comment on “Characterizing the population of pulsars in the Galactic bulge with the Fermi large area telescope” [arXiv:1705.00009v1]. *Phys. Dark Univ.*, v. 20, p. 88–94, 2018. Citado na página 119.
- BARTELS, R.; KRISHNAMURTHY, S.; WENIGER, C. Strong support for the millisecond pulsar origin of the Galactic center GeV excess. *Phys. Rev. Lett.*, v. 116, n. 5, p. 051102, 2016. Citado 3 vezes nas páginas 41, 118 e 119.
- BATELL, B. et al. Solar Gamma Rays Powered by Secluded Dark Matter. *Phys. Rev.*, D81, p. 075004, 2010. Citado na página 93.
- BATLEY, J. R. et al. Search for the dark photon in π^0 decays. *Phys. Lett.*, B746, p. 178–185, 2015. Citado na página 72.
- BATTAGLIERI, M. et al. US Cosmic Visions: New Ideas in Dark Matter 2017: Community Report. 2017. Citado na página 82.
- BAUR, J. et al. Constraints from Ly- α forests on non-thermal dark matter including resonantly-produced sterile neutrinos. *JCAP*, v. 1712, n. 12, p. 013, 2017. Citado na página 84.
- BEGEMAN, K.; BROEILS, A.; SANDERS, R. Extended rotation curves of spiral galaxies - Dark haloes and modified dynamics. *Mnras*, v. 249, p. 523–537, abr. 1991. Citado na página 41.
- BELANGER, G. et al. Dark matter direct detection rate in a generic model with micrOMEGAs 2.2. *Comput. Phys. Commun.*, v. 180, p. 747–767, 2009. Citado 4 vezes nas páginas 37, 64, 65 e 68.
- BELANGER, G. et al. Light mixed sneutrinos as thermal dark matter. *JCAP*, v. 1011, p. 017, 2010. Citado na página 63.
- BELANGER, G. et al. Impact of semi-annihilations on dark matter phenomenology - an example of Z_N symmetric scalar dark matter. *JCAP*, v. 1204, p. 010, 2012. Citado na página 127.
- BELANGER, G. et al. Z_3 Scalar Singlet Dark Matter. *JCAP*, v. 1301, p. 022, 2013. Citado na página 126.
- BELANGER, G.; SILVA, J. D.; PUKHOV, A. The Right-handed sneutrino as thermal dark matter in U(1) extensions of the MSSM. *JCAP*, v. 1112, p. 014, 2011. Citado na página 63.
- BELIKOV, A. V.; MOULIN, E.; SILK, J. Study of the very high energy gamma-ray spectrum from the Galactic Center and future prospects. *Phys. Rev.*, D94, n. 10, p. 103005, 2016. Citado na página 114.
- BELIKOV, A. V.; SILK, J. Superexponential Cutoff as a Probe of Annihilating Dark Matter. *Phys. Rev. Lett.*, v. 111, n. 7, p. 071302, 2013. Citado na página 116.
- BELIKOV, A. V.; ZAHARIJAS, G.; SILK, J. Study of the gamma-ray spectrum from the Galactic Center in view of multi-TeV dark matter candidates. *PRD*, v. 86, n. 8, p. 083516, out. 2012. Citado na página 114.

BELIKOV, A. V.; ZAHARIJAS, G.; SILK, J. Study of the Gamma-ray Spectrum from the Galactic Center in view of Multi-TeV Dark Matter Candidates. *Phys. Rev.*, D86, p. 083516, 2012. Citado na página 116.

BELYAEV, A.; CHRISTENSEN, N. D.; PUKHOV, A. CalcHEP 3.4 for collider physics within and beyond the Standard Model. *Comput. Phys. Commun.*, v. 184, p. 1729–1769, 2013. Citado na página 65.

BERLIN, A. et al. Pseudoscalar Portal Dark Matter. *Phys. Rev.*, D92, p. 015005, 2015. Citado na página 118.

BERLIN, A.; HOOPER, D.; MCDERMOTT, S. D. Simplified Dark Matter Models for the Galactic Center Gamma-Ray Excess. *Phys. Rev.*, D89, n. 11, p. 115022, 2014. Citado na página 118.

BERNAL, N.; COSME, C.; TENKANEN, T. Phenomenology of Self-Interacting Dark Matter in a Matter-Dominated Universe. 2018. Citado na página 30.

BERNAL, N. et al. The Dawn of FIMP Dark Matter: A Review of Models and Constraints. *Int. J. Mod. Phys.*, A32, n. 27, p. 1730023, 2017. Citado na página 88.

BERTONE, G.; HOOPER, D.; SILK, J. Particle dark matter: Evidence, candidates and constraints. *Phys. Rept.*, v. 405, p. 279–390, 2005. Citado 5 vezes nas páginas 35, 36, 37, 64 e 84.

BIONTA, R. M. et al. Observation of a Neutrino Burst in Coincidence with Supernova SN 1987a in the Large Magellanic Cloud. *Phys. Rev. Lett.*, v. 58, p. 1494, 1987. Citado na página 88.

BLENNOW, M.; FERNANDEZ-MARTINEZ, E.; ZALDIVAR, B. Freeze-in through portals. 2013. Citado na página 88.

BLUMENTHAL, G. R. et al. Contraction of Dark Matter Galactic Halos Due to Baryonic Infall. *Astrophys. J.*, v. 301, p. 27, 1986. Citado na página 120.

BLUMENTHAL, G. R. et al. Formation of Galaxies and Large Scale Structure with Cold Dark Matter. *Nature*, v. 311, p. 517–525, 1984. Citado na página 101.

BONNIVARD, V. et al. Dark matter annihilation and decay profiles for the Reticulum II dwarf spheroidal galaxy. *Astrophys. J.*, v. 808, n. 2, p. L36, 2015. Citado na página 101.

BOSCH, F. C. van den; SWATERS, R. A. Dwarf galaxy rotation curves and the core problem of dark matter halos. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 325, p. 1017, 2001. Citado na página 101.

BRAMANTE, J.; UNWIN, J. Superheavy Thermal Dark Matter and Primordial Asymmetries. *JHEP*, v. 02, p. 119, 2017. Citado na página 84.

BRANDT, T. D.; KOCSIS, B. Disrupted Globular Clusters Can Explain the Galactic Center Gamma Ray Excess. *Astrophys. J.*, v. 812, n. 1, p. 15, 2015. Citado 3 vezes nas páginas 41, 118 e 119.

BRINGMANN, T. et al. DarkBit: A GAMBIT module for computing dark matter observables and likelihoods. *Eur. Phys. J.*, C77, n. 12, p. 831, 2017. Citado 2 vezes nas páginas 104 e 108.

- BRINGMANN, T.; WENIGER, C. Gamma Ray Signals from Dark Matter: Concepts, Status and Prospects. *Phys. Dark Univ.*, v. 1, p. 194–217, 2012. Citado 2 vezes nas páginas [92](#) e [118](#).
- BURKERT, A. The Structure of dark matter halos in dwarf galaxies. *IAU Symp.*, v. 171, p. 175, 1996. [Astrophys. J.447,L25(1995)]. Citado 2 vezes nas páginas [41](#) e [95](#).
- BÉLANGER, G. et al. micrOMEGAs4.1: two dark matter candidates. *Comput. Phys. Commun.*, v. 192, p. 322–329, 2015. Citado 4 vezes nas páginas [61](#), [64](#), [65](#) e [68](#).
- BÉLANGER, G. et al. Minimal semi-annihilating \mathbb{Z}_N scalar dark matter. *JCAP*, v. 1406, p. 021, 2014. Citado na página [127](#).
- CAI, Y.; SPRAY, A. P. Fermionic Semi-Annihilating Dark Matter. *JHEP*, v. 01, p. 087, 2016. Citado na página [127](#).
- CAI, Y.; SPRAY, A. P. The galactic center excess from \mathbb{Z}_3 scalar semi-annihilations. *JHEP*, v. 06, p. 156, 2016. Citado na página [126](#).
- CALORE, F. et al. A Tale of Tails: Dark Matter Interpretations of the Fermi GeV Excess in Light of Background Model Systematics. *Phys. Rev.*, D91, n. 6, p. 063003, 2015. Citado 2 vezes nas páginas [122](#) e [125](#).
- CALORE, I. C. F.; WENIGER, C. <<https://staff.fnwi.uva.nl/c.weniger/pages/material/>> Citado na página [122](#).
- CAO, Q.-H.; ZHANG, D.-M. Collider Phenomenology of the 3-3-1 Model. 2016. Citado na página [70](#).
- CARLSON, E.; PROFUMO, S. Cosmic Ray Protons in the Inner Galaxy and the Galactic Center Gamma-Ray Excess. *Phys. Rev.*, D90, n. 2, p. 023015, 2014. Citado na página [119](#).
- CATENA, R.; ULLIO, P. A novel determination of the local dark matter density. *JCAP*, v. 1008, p. 004, 2010. Citado na página [120](#).
- CELIS, A.; FENG, W.-Z.; VOLLMANN, M. Dirac dark matter and $b \rightarrow s\ell^+\ell^-$ with U(1) gauge symmetry. *Phys. Rev.*, D95, n. 3, p. 035018, 2017. Citado na página [94](#).
- CERDENO, D. G.; MUNOZ, C.; SETO, O. Right-handed sneutrino as thermal dark matter. *Phys. Rev.*, D79, p. 023510, 2009. Citado na página [63](#).
- CERDENO, D. G.; SETO, O. Right-handed sneutrino dark matter in the NMSSM. *JCAP*, v. 0908, p. 032, 2009. Citado na página [63](#).
- CERDEÑO, D. G.; PEIRÓ, M.; ROBLES, S. Low-mass right-handed sneutrino dark matter: SuperCDMS and LUX constraints and the Galactic Centre gamma-ray excess. *JCAP*, v. 1408, p. 005, 2014. Citado na página [118](#).
- CHANG, J. et al. Sneutrino Dark Matter via pseudoscalar X-funnel meets Inverse Seesaw. 2018. Citado na página [55](#).
- CHARBONNIER, A. et al. Dark matter profiles and annihilation in dwarf spheroidal galaxies: perspectives for present and future gamma-ray observatories - I. The classical dSphs. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 418, p. 1526–1556, 2011. Citado na página [101](#).

- CHIAPPO, A. et al. Dwarf spheroidal J-factors without priors: A likelihood-based analysis for indirect dark matter searches. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 466, n. 1, p. 669–676, 2017. Citado na página [101](#).
- CHOI, K.-Y.; KADOTA, K.; PARK, I. Constraining dark photon model with dark matter from CMB spectral distortions. *Phys. Lett.*, B771, p. 162–167, 2017. Citado na página [72](#).
- CHOLIS, I. et al. The Galactic Center GeV Excess from a Series of Leptonic Cosmic-Ray Outbursts. *JCAP*, v. 1512, n. 12, p. 005, 2015. Citado na página [119](#).
- CHOLIS, I.; HOOPER, D.; LINDEN, T. Challenges in Explaining the Galactic Center Gamma-Ray Excess with Millisecond Pulsars. *JCAP*, v. 1506, n. 06, p. 043, 2015. Citado 3 vezes nas páginas [41](#), [118](#) e [119](#).
- CIRELLI, M. et al. PPC 4 DM ID: A Poor Particle Physicist Cookbook for Dark Matter Indirect Detection. *JCAP*, v. 1103, p. 051, 2011. [Erratum: *JCAP*1210,E01(2012)]. Citado 9 vezes nas páginas [13](#), [42](#), [43](#), [44](#), [48](#), [95](#), [101](#), [122](#) e [124](#).
- CIRELLI, M. et al. Model-independent implications of the e, anti-proton cosmic ray spectra on properties of Dark Matter. *Nucl. Phys.*, B813, p. 1–21, 2009. [Addendum: *Nucl. Phys.*B873,530(2013)]. Citado na página [49](#).
- CIRELLI, M. et al. Dark Matter’s secret liaisons: phenomenology of a dark U(1) sector with bound states. *JCAP*, v. 1705, n. 05, p. 036, 2017. Citado na página [94](#).
- CLINE, J. M. et al. Multimediator models for the galactic center gamma ray excess. *Phys. Rev.*, D91, n. 11, p. 115010, 2015. Citado na página [118](#).
- CLOWE, D. et al. A direct empirical proof of the existence of dark matter. *Astrophys. J.*, v. 648, p. L109–L113, 2006. Citado 2 vezes nas páginas [12](#) e [25](#).
- CLOWE, D.; GONZALEZ, A.; MARKEVITCH, M. Weak-Lensing Mass Reconstruction of the Interacting Cluster 1E 0657-558: Direct Evidence for the Existence of Dark Matter. *Apj*, v. 604, p. 596–603, abr. 2004. Citado na página [25](#).
- COGOLLO, D. et al. The Seesaw mechanism at TeV scale in the 3-3-1 model with right-handed neutrinos. *Eur. Phys. J.*, C58, p. 455–461, 2008. Citado na página [56](#).
- COHEN, T. et al. Wino Dark Matter Under Siege. *JCAP*, v. 1310, p. 061, 2013. Citado na página [55](#).
- COHEN, T.; MORRISSEY, D. E.; PIERCE, A. Changes in Dark Matter Properties After Freeze-Out. *Phys. Rev.*, D78, p. 111701, 2008. Citado na página [84](#).
- COLIN, P.; VALENZUELA, O.; KLYPIN, A. Bars and cold dark matter halos. *Astrophys. J.*, v. 644, p. 687–700, 2006. Citado na página [120](#).
- COLLABORATION, H. Localizing the VHE γ -ray source at the Galactic Centre. *MNRAS*, v. 402, p. 1877–1882, mar. 2010. Citado na página [114](#).
- COLLABORATION, T. A. Search for squarks and gluinos in final states with jets and missing transverse momentum using 36 fb¹ of $\sqrt{s} = 13$ TeV pp collision data with the ATLAS detector. 2017. Citado na página [55](#).

- COLLINS, M. L. M. et al. The masses of Local Group dwarf spheroidal galaxies: The death of the universal mass profile. *Astrophys. J.*, v. 783, p. 7, 2014. Citado na página [101](#).
- COUTINHO, Y. A.; GUIMARÃES, V. S.; NEPOMUCENO, A. A. Bounds on Z from 3-3-1 model at the LHC energies. *Phys. Rev.*, D87, n. 11, p. 115014, 2013. Citado na página [69](#).
- CUI, X. et al. Dark Matter Results From 54-Ton-Day Exposure of PandaX-II Experiment. *Phys. Rev. Lett.*, v. 119, n. 18, p. 181302, 2017. Citado 6 vezes nas páginas [12](#), [13](#), [37](#), [56](#), [79](#) e [92](#).
- DALL'ORA, M. et al. Variable stars in the newly discovered Milky Way satellite in Bootes. *Astrophys. J.*, v. 653, p. L109–L112, 2006. Citado na página [102](#).
- DAVOUDIASL, H.; HOOPER, D.; MCDERMOTT, S. D. Inflatable Dark Matter. *Phys. Rev. Lett.*, v. 116, n. 3, p. 031303, 2016. Citado 3 vezes nas páginas [15](#), [84](#) e [85](#).
- DAVOUDIASL, H.; LEE, H.-S.; MARCIANO, W. J. Muon g-2, rare kaon decays, and parity violation from dark bosons. *Phys. Rev.*, D89, n. 9, p. 095006, 2014. Citado na página [82](#).
- DAYLAN, T. et al. The characterization of the gamma-ray signal from the central Milky Way: A case for annihilating dark matter. *Phys. Dark Univ.*, v. 12, p. 1–23, 2016. Citado na página [118](#).
- DEKEL, A.; SILK, J. The origin of dwarf galaxies, cold dark matter, and biased galaxy formation. *Astrophys. J.*, v. 303, p. 39–55, 1986. Citado na página [101](#).
- D'ERAMO, F.; FERNANDEZ, N.; PROFUMO, S. When the Universe Expands Too Fast: Relentless Dark Matter. *JCAP*, v. 1705, n. 05, p. 012, 2017. Citado na página [84](#).
- D'ERAMO, F.; KAVANAGH, B. J.; PANCI, P. You can hide but you have to run: direct detection with vector mediators. *JHEP*, v. 08, p. 111, 2016. Citado na página [94](#).
- D'ERAMO, F.; MCCULLOUGH, M.; THALER, J. Multiple Gamma Lines from Semi-Annihilation. *JCAP*, v. 1304, p. 030, 2013. Citado na página [127](#).
- DIAS, A. G.; PIRES, C. A. de S.; SILVA, P. S. Rodrigues da. Discrete symmetries, invisible axion and lepton number symmetry in an economic 3 3 1 model. *Phys. Rev.*, D68, p. 115009, 2003. Citado na página [56](#).
- DIAS, A. G.; PIRES, C. A. de S.; SILVA, P. S. Rodrigues da. Naturally light right-handed neutrinos in a 3-3-1 model. *Phys. Lett.*, B628, p. 85–92, 2005. Citado na página [56](#).
- DIAS, A. G.; PLEITEZ, V. Stabilizing the invisible axion in 3-3-1 models. *Phys. Rev.*, D69, p. 077702, 2004. Citado na página [56](#).
- DIEMAND, J. et al. Clumps and streams in the local dark matter distribution. *Nature*, v. 454, p. 735–738, 2008. Citado na página [120](#).
- DIEMAND, J.; MOORE, B.; STADEL, J. Convergence and scatter of cluster density profiles. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, v. 353, p. 624, 2004. Citado na página [41](#).
- DIMASTROGIOVANNI, E.; KRAUSS, L. M. ΔN_{eff} and entropy production from early-decaying gravitinos. 2017. Citado na página [84](#).

- DODELSON, S. *Modern cosmology*. San Diego, CA: Academic Press, 2003. Disponível em: <<https://cds.cern.ch/record/1282338>>. Citado na página 29.
- DOFF, A.; SIQUEIRA, C. Composite Higgs Models, Technicolor and The Muon Anomalous Magnetic Moment. *Phys. Lett.*, B754, p. 294–301, 2016. Citado 3 vezes nas páginas 11, 27 e 28.
- DONG, P. V. et al. Neutrino Masses in the Supersymmetric SU(3)(C) X SU(3)(L) X U(1)(X) Model with right-handed neutrinos. *Eur. Phys. J.*, C48, p. 229–241, 2006. Citado na página 57.
- DONG, P. V. et al. Supersymmetric economical 3-3-1 model. *Nucl. Phys.*, B772, p. 150–174, 2007. Citado na página 57.
- DREINER, H. K. et al. Supernova constraints on MeV dark sectors from e^+e^- annihilations. *Phys. Rev.*, D89, n. 10, p. 105015, 2014. Citado na página 88.
- DUMONT, B. et al. Mixed sneutrino dark matter in light of the 2011 XENON and LHC results. *JCAP*, v. 1209, p. 013, 2012. Citado na página 63.
- DUONG, T. V.; MA, E. Supersymmetric SU(3) x U(1) gauge models: Higgs structure at the electroweak energy scale. *Phys. Lett.*, B316, p. 307–311, 1993. Citado na página 63.
- DUTRA, M. et al. MeV dark matter complementarity and the dark photon portal. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, v. 2018, n. 03, p. 037, 2018. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/1475-7516/2018/i=03/a=037>>. Citado 5 vezes nas páginas 11, 27, 39, 72 e 130.
- DUTTA, B. et al. Confronting Galactic center and dwarf spheroidal gamma-ray observations with cascade annihilation models. *Phys. Rev.*, D92, n. 7, p. 075019, 2015. Citado na página 93.
- ELOR, G.; RODD, N. L.; SLATYER, T. R. Multistep cascade annihilations of dark matter and the Galactic Center excess. *Phys. Rev.*, D91, p. 103531, 2015. Citado na página 93.
- ESCUADERO, M.; WITTE, S. J.; HOOPER, D. Hidden Sector Dark Matter and the Galactic Center Gamma-Ray Excess: A Closer Look. *JCAP*, v. 1711, n. 11, p. 042, 2017. Citado 2 vezes nas páginas 93 e 118.
- ESSIG, R. et al. Direct Detection of sub-GeV Dark Matter with Semiconductor Targets. *JHEP*, v. 05, p. 046, 2016. Citado 5 vezes nas páginas 15, 77, 79, 87 e 88.
- ESSIG, R. et al. Constraining Light Dark Matter with Low-Energy e^+e^- Colliders. *JHEP*, v. 11, p. 167, 2013. Citado na página 82.
- ESSIG, R.; VOLANSKY, T.; YU, T.-T. New Constraints and Prospects for sub-GeV Dark Matter Scattering off Electrons in Xenon. *Phys. Rev.*, D96, n. 4, p. 043017, 2017. Citado 7 vezes nas páginas 12, 15, 39, 77, 79, 83 e 86.
- FALK, T.; OLIVE, K. A.; SREDNICKI, M. Heavy sneutrinos as dark matter. *Phys. Lett.*, B339, p. 248–251, 1994. Citado na página 55.

- FAN, J.; REECE, M. In Wino Veritas? Indirect Searches Shed Light on Neutralino Dark Matter. *JHEP*, v. 10, p. 124, 2013. Citado na página 55.
- FARRAR, G. R.; FAYET, P. Phenomenology of the Production, Decay, and Detection of New Hadronic States Associated with Supersymmetry. *Phys.Lett.*, B76, p. 575–579, 1978. Citado na página 54.
- FATEMIGHOMI, N. DEAP-3600 dark matter experiment. In: *35th International Symposium on Physics in Collision (PIC 2015) Coventry, United Kingdom, September 15-19, 2015*. [s.n.], 2016. Disponível em: <<http://inspirehep.net/record/1488107/files/arXiv:1609.07990.pdf>>. Citado na página 92.
- FAYET, P. PARITY VIOLATION EFFECTS INDUCED BY A NEW GAUGE BOSON. *Phys. Lett.*, v. 96B, p. 83–88, 1980. Citado na página 72.
- FAYET, P. On the Search for a New Spin 1 Boson. *Nucl. Phys.*, B187, p. 184–204, 1981. Citado na página 72.
- FAYET, P. U-boson detectability, and Light Dark Matter. 2006. Citado na página 72.
- FAYET, P. The light U boson as the mediator of a new force, coupled to a combination of Q , B , L and dark matter. *Eur. Phys. J.*, C77, n. 1, p. 53, 2017. Citado na página 72.
- FENG, J. L.; MATCHEV, K. T.; WILCZEK, F. Neutralino dark matter in focus point supersymmetry. *Phys. Lett.*, B482, p. 388–399, 2000. Citado na página 55.
- FERRARA, A.; TOLSTOY, E. The role of stellar feedback and dark matter in the evolution of dwarf galaxies. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 313, p. 291, 2000. Citado na página 101.
- FERREIRA, J. G. et al. On the higgs-like boson in the minimal supersymmetric 3-3-1 model. *The European Physical Journal C*, v. 78, n. 3, p. 225, Mar 2018. ISSN 1434-6052. Disponível em: <<https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-5705-4>>. Citado 3 vezes nas páginas 11, 27 e 28.
- FINKBEINER, D. et al. Searching for dark matter in the CMB: A compact parametrization of energy injection from new physics. *PRD*, v. 85, p. 043522, 2012. Citado na página 48.
- FIRMANI, C. et al. Constraints on dark matter physics from dwarf galaxies through galaxy cluster haloes. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 321, p. 713, 2001. Citado na página 101.
- FOOT, R.; LONG, H. N.; TRAN, T. A. $SU(3)_L \otimes U(1)_N$ and $SU(4)_L \otimes U(1)_N$ gauge models with right-handed neutrinos. *Phys. Rev.*, D50, n. 1, p. R34–R38, 1994. Citado 2 vezes nas páginas 51 e 56.
- FORTES, E. C. F. S.; PLEITEZ, V.; STECKER, F. W. Secluded WIMPs, dark QED with massive photons, and the galactic center gamma-ray excess. *Astropart. Phys.*, v. 74, p. 87–95, 2016. Citado na página 94.
- FORTES, E. C. F. S.; PLEITEZ, V.; STECKER, F. W. Secluded and Putative Flipped Dark Matter and Stueckelberg Extensions of the Standard Model. 2017. Citado na página 94.

- FRADETTE, A. et al. Cosmological Constraints on Very Dark Photons. *Phys. Rev.*, D90, n. 3, p. 035022, 2014. Citado na página 90.
- FRAMPTON, P. H. Chiral dilepton model and the flavor question. *Phys. Rev. Lett.*, v. 69, p. 2889–2891, 1992. Citado na página 56.
- FRANK, M. et al. Resonant slepton production and right sneutrino dark matter in left-right supersymmetry. *JHEP*, v. 05, p. 015, 2017. Citado na página 55.
- FU, C. et al. Spin-Dependent Weakly-Interacting-Massive-Particle–Nucleon Cross Section Limits from First Data of PandaX-II Experiment. *Phys. Rev. Lett.*, v. 118, n. 7, p. 071301, 2017. Citado 2 vezes nas páginas 79 e 92.
- GEORGI, H. Effective field theory. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, v. 43, p. 209–252, 1993. Citado na página 64.
- GERINGER-SAMETH, A.; KOUSHIAPPAS, S. M.; WALKER, M. Dwarf galaxy annihilation and decay emission profiles for dark matter experiments. *Astrophys. J.*, v. 801, n. 2, p. 74, 2015. Citado na página 101.
- GNEDIN, O. Y. et al. Halo Contraction Effect in Hydrodynamic Simulations of Galaxy Formation. 2011. Citado na página 120.
- GNEDIN, O. Y. et al. Response of dark matter halos to condensation of baryons: Cosmological simulations and improved adiabatic contraction model. *Astrophys. J.*, v. 616, p. 16–26, 2004. Citado na página 120.
- GONDOLO, P.; GELMINI, G. Cosmic abundances of stable particles: Improved analysis. *Nuclear Physics B*, v. 360, n. 1, p. 145 – 179, 1991. ISSN 0550-3213. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321391904384>>. Citado 2 vezes nas páginas 30 e 31.
- GOODENOUGH, L.; HOOPER, D. Possible Evidence For Dark Matter Annihilation In The Inner Milky Way From The Fermi Gamma Ray Space Telescope. 2009. Citado 5 vezes nas páginas 18, 44, 118, 125 e 126.
- GOPALAKRISHNA, S.; GOUVEA, A. de; POROD, W. Right-handed sneutrinos as nonthermal dark matter. *JCAP*, v. 0605, p. 005, 2006. Citado na página 63.
- GORDON, C.; MACIAS, O. Dark Matter and Pulsar Model Constraints from Galactic Center Fermi-LAT Gamma Ray Observations. *Phys. Rev.*, D88, n. 8, p. 083521, 2013. [Erratum: *Phys. Rev.*D89,no.4,049901(2014)]. Citado na página 118.
- GRAHAM, A. W. et al. Empirical models for Dark Matter Halos. I. Nonparametric Construction of Density Profiles and Comparison with Parametric Models. *Astron. J.*, v. 132, p. 2685–2700, 2006. Citado 2 vezes nas páginas 41 e 95.
- GROSS, C.; LEBEDEV, O.; MAMBRINI, Y. Non-Abelian gauge fields as dark matter. *JHEP*, v. 08, p. 158, 2015. Citado na página 127.
- GUO, J. et al. Accidental dark matter: Case in the scale invariant local B-L model. *Phys. Rev.*, D91, n. 11, p. 115017, 2015. Citado na página 126.

- GUSSO, A.; PIRES, C. A. de S.; SILVA, P. S. Rodrigues da. Neutrino mixing and the minimal 3-3-1 model. *Mod. Phys. Lett.*, A18, p. 1849, 2003. Citado na página 56.
- HAGELIN, J. S.; KANE, G. L.; RABY, S. Perhaps Scalar Neutrinos Are the Lightest Supersymmetric Partners. *Nucl. Phys.*, B241, p. 638–652, 1984. Citado na página 55.
- HALL, L. J. et al. Freeze-In Production of FIMP Dark Matter. *JHEP*, v. 03, p. 080, 2010. Citado 3 vezes nas páginas 12, 32 e 88.
- HALL, L. J.; PINNER, D.; RUDERMAN, J. T. A Natural SUSY Higgs Near 126 GeV. *JHEP*, v. 04, p. 131, 2012. Citado na página 63.
- HEHN, L. et al. Improved EDELWEISS-III sensitivity for low-mass WIMPs using a profile likelihood approach. *Eur. Phys. J.*, C76, n. 10, p. 548, 2016. Citado na página 92.
- HINSHAW, G. et al. Nine-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Parameter Results. *Astrophys. J. Suppl.*, v. 208, p. 19, 2013. Citado na página 65.
- HINTON, J. A.; AHARONIAN, F. A. Inverse Compton Scenarios for the TeV Gamma-Ray Emission of the Galactic Centre. *Astrophys. J.*, v. 657, p. 302–307, 2007. Citado na página 114.
- HIRATA, K. et al. Observation of a Neutrino Burst from the Supernova SN 1987a. *Phys. Rev. Lett.*, v. 58, p. 1490–1493, 1987. [727(1987)]. Citado na página 88.
- HOOFF, S.; JAECKEL, J. QCD axions and axions like particles in a two-inflation scenario. *Phys. Rev.*, D96, n. 11, p. 115016, 2017. Citado na página 84.
- HOOPER, D.; GOODENOUGH, L. Dark Matter Annihilation in The Galactic Center As Seen by the Fermi Gamma Ray Space Telescope. *Phys. Lett.*, B697, p. 412–428, 2011. Citado na página 118.
- HOOPER, D.; KELSO, C.; QUEIROZ, F. S. Stringent and Robust Constraints on the Dark Matter Annihilation Cross Section From the Region of the Galactic Center. *Astropart. Phys.*, v. 46, p. 55–70, 2013. Citado na página 118.
- HOOPER, D.; LINDEN, T. The Gamma-Ray Pulsar Population of Globular Clusters: Implications for the GeV Excess. *JCAP*, v. 1608, n. 08, p. 018, 2016. Citado 3 vezes nas páginas 41, 118 e 119.
- HOOPER, D.; MOHLABENG, G. The Gamma-Ray Luminosity Function of Millisecond Pulsars and Implications for the GeV Excess. *JCAP*, v. 1603, n. 03, p. 049, 2016. Citado 3 vezes nas páginas 41, 118 e 119.
- HOOPER, D.; QUEIROZ, F. S.; GNEDIN, N. Y. Non-Thermal Dark Matter Mimicking An Additional Neutrino Species In The Early Universe. *Phys. Rev.*, D85, p. 063513, 2012. Citado na página 84.
- HUANG, J. et al. Supersymmetric subelectroweak scale dark matter, the Galactic Center gamma-ray excess, and exotic decays of the 125 GeV Higgs boson. *Phys. Rev.*, D90, n. 11, p. 115006, 2014. Citado na página 118.

- HULST, H. C. van de; MULLER, C. A.; OORT, J. H. The spiral structure of the outer part of the Galactic System derived from the hydrogen emission at 21 cm wavelength. *Bain*, v. 12, p. 117, maio 1954. Citado na página [24](#).
- HUONG, D. T.; LONG, H. N. Neutralinos and charginos in supersymmetric economical 3-3-1 model. *JHEP*, v. 07, p. 049, 2008. Citado na página [70](#).
- IBANEZ, L. E. The Scalar Neutrinos as the Lightest Supersymmetric Particles and Cosmology. *Phys. Lett.*, v. 137B, p. 160–164, 1984. Citado na página [55](#).
- JARDEL, J. R. et al. Measuring Dark Matter Profiles Non-Parametrically in Dwarf Spheroidals: An Application to Draco. *Astrophys. J.*, v. 763, p. 91, 2013. Citado na página [101](#).
- JUNGMAN, G.; KAMIONKOWSKI, M.; GRIEST, K. Supersymmetric dark matter. *Phys.Rept.*, v. 267, p. 195–373, 1996. Citado 2 vezes nas páginas [37](#) e [64](#).
- KANE, G.; SINHA, K.; WATSON, S. Cosmological Moduli and the Post-Inflationary Universe: A Critical Review. *Int. J. Mod. Phys.*, D24, n. 08, p. 1530022, 2015. Citado na página [84](#).
- KANG, Z. et al. Light Dark Matter from the $U(1)_X$ Sector in the NMSSM with Gauge Mediation. *JCAP*, v. 1101, p. 028, 2011. Citado na página [94](#).
- KARAM, A.; TAMVAKIS, K. Dark matter and neutrino masses from a scale-invariant multi-Higgs portal. *Phys. Rev.*, D92, n. 7, p. 075010, 2015. Citado na página [127](#).
- KARAM, A.; TAMVAKIS, K. Dark Matter from a Classically Scale-Invariant $SU(3)_X$. *Phys. Rev.*, D94, n. 5, p. 055004, 2016. Citado na página [127](#).
- KAZANAS, D. et al. Supernova Bounds on the Dark Photon Using its Electromagnetic Decay. *Nucl. Phys.*, B890, p. 17–29, 2014. Citado na página [88](#).
- KELSO, C. et al. A 331 WIMP Dark Radiation Model. *Eur. Phys. J.*, C74, n. 3, p. 2797, 2014. Citado na página [84](#).
- KELSO, C.; PROFUMO, S.; QUEIROZ, F. S. Non-thermal WIMPs as "Dark Radiation" in Light of ATACAMA, SPT, WMAP9 and Planck. *Phys. Rev.*, D88, n. 2, p. 023511, 2013. Citado na página [84](#).
- KENT, S. M. Dark matter in spiral galaxies. II - Galaxies with H I rotation curves. *Astron. J.*, v. 93, p. 816–832, 1987. Citado na página [101](#).
- KIM, H.; HONG, J.-P.; SHIN, C. S. A map of the non-thermal WIMP. *Phys. Lett.*, B768, p. 292–298, 2017. Citado na página [84](#).
- KIM, Y. G. et al. Secluded singlet fermionic dark matter driven by the Fermi gamma-ray excess. *Phys. Rev.*, D93, n. 7, p. 075023, 2016. Citado na página [94](#).
- KLASEN, M.; YAGUNA, C. E. Warm and cold fermionic dark matter via freeze-in. *JCAP*, v. 1311, p. 039, 2013. Citado na página [88](#).
- KLIMOV, Y. G. Deflection of light rays in the gravitational fields of galaxies. *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, v. 148, p. 789–792, 1963. Citado na página [25](#).

- KLIMOV, Y. G. The deflection of light rays in the gravitational fields of galaxies as turned to account in extragalactic astronomy. *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, v. 150, p. 64–67, 1963. Citado na página 25.
- KO, P.; PARK, W.-I.; TANG, Y. Higgs portal vector dark matter for GeV scale γ -ray excess from galactic center. *JCAP*, v. 1409, p. 013, 2014. Citado na página 94.
- KOCH, A. et al. Stellar kinematics in the remote Leo II dwarf spheroidal galaxy – Another brick in the wall. *Astron. J.*, v. 134, p. 566–578, 2007. Citado na página 102.
- KOLB, E.; TURNER, M. *The Early Universe*. Avalon Publishing, 1994. (Frontiers in physics). ISBN 9780201626742. Disponível em: <https://books.google.com.br/books?id=E58_BAAAQBAJ>. Citado na página 29.
- KURYLOV, A.; KAMIONKOWSKI, M. Generalized analysis of weakly interacting massive particle searches. *Phys. Rev.*, D69, p. 063503, 2004. Citado 3 vezes nas páginas 35, 36 e 37.
- LAPORTE, C. F. P.; WALKER, M. G.; PENARRUBIA, J. Measuring the slopes of mass profiles for dwarf spheroidals in triaxial CDM potentials. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 433, p. 54, 2013. Citado na página 101.
- LEE, H.-S.; MATCHEV, K. T.; NASRI, S. Revival of the thermal sneutrino dark matter. *Phys. Rev.*, D76, p. 041302, 2007. Citado na página 63.
- LEE, S. K. et al. Evidence for Unresolved γ -Ray Point Sources in the Inner Galaxy. *Phys. Rev. Lett.*, v. 116, n. 5, p. 051103, 2016. Citado 3 vezes nas páginas 41, 118 e 119.
- LEES, J. P. et al. Search for a Dark Photon in e^+e^- Collisions at BaBar. *Phys. Rev. Lett.*, v. 113, n. 20, p. 201801, 2014. Citado na página 72.
- LEES, J. P. et al. Search for Invisible Decays of a Dark Photon Produced in e^+e^- Collisions at BaBar. *Phys. Rev. Lett.*, v. 119, n. 13, p. 131804, 2017. Citado 2 vezes nas páginas 72 e 82.
- LEFRANC, V.; MOULIN, E. Dark matter search in the inner Galactic halo with H.E.S.S. I and H.E.S.S. II. In: *Proceedings, 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2015)*. [s.n.], 2015. Disponível em: <<http://inspirehep.net/record/1393231/files/arXiv:1509.04123.pdf>>. Citado na página 105.
- LEMIERE, A. et al. Study of the VHE diffuse emission in the central 200 pc of our Galaxy with H.E.S.S. *PoS, ICRC2015*, p. 838, 2016. [34,838(2015)]. Citado na página 114.
- LIU, X.; LIU, Z. TeV dark matter and the DAMPE electron excess. 2017. Citado na página 117.
- MACIAS, O.; GORDON, C. Contribution of cosmic rays interacting with molecular clouds to the Galactic Center gamma-ray excess. *Phys. Rev.*, D89, n. 6, p. 063515, 2014. Citado na página 118.
- MAHONEY, C.; LEIBOVICH, A. K.; ZENTNER, A. R. Updated Constraints on Self-Interacting Dark Matter from Supernova 1987A. *Phys. Rev.*, D96, n. 4, p. 043018, 2017. Citado na página 88.

- MARDON, J. et al. Dark Matter Signals from Cascade Annihilations. *JCAP*, v. 0905, p. 016, 2009. Citado na página [94](#).
- MARTIN, A.; SHELTON, J.; UNWIN, J. Fitting the Galactic Center Gamma-Ray Excess with Cascade Annihilations. *Phys. Rev.*, D90, n. 10, p. 103513, 2014. Citado na página [93](#).
- MARTIN, S. P. A Supersymmetry primer. *Adv.Ser.Direct.High Energy Phys.*, v. 21, p. 1–153, 2010. Citado 2 vezes nas páginas [19](#) e [52](#).
- MARTINEZ, R. et al. Scalar dark matter with CERN-LEP data and Z' search at the LHC in an $U(1)'$ model. *Phys. Rev.*, D90, n. 9, p. 095004, 2014. Citado na página [94](#).
- MERLE, A.; TOTZAUER, M. keV Sterile Neutrino Dark Matter from Singlet Scalar Decays: Basic Concepts and Subtle Features. *JCAP*, v. 1506, p. 011, 2015. Citado na página [84](#).
- MILGROM, M. A Modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis. *Astrophys.J.*, v. 270, p. 365–370, 1983. Citado na página [24](#).
- MIZUKOSHI, J. K. et al. WIMPs in a 3-3-1 model with heavy Sterile neutrinos. *Phys. Rev.*, D83, p. 065024, 2011. Citado na página [56](#).
- MONTERO, J. C.; PISANO, F.; PLEITEZ, V. Neutral currents and GIM mechanism in $SU(3)-L \times U(1)-N$ models for electroweak interactions. *Phys. Rev.*, D47, p. 2918–2929, 1993. Citado 2 vezes nas páginas [51](#) e [56](#).
- MONTERO, J. C.; PLEITEZ, V.; RODRIGUEZ, M. C. A Supersymmetric 3-3-1 model. *Phys. Rev.*, D65, p. 035006, 2002. Citado na página [57](#).
- MONTERO, J. C.; PLEITEZ, V.; RODRIGUEZ, M. C. Supersymmetric 3-3-1 model with right-handed neutrinos. *Phys. Rev.*, D70, p. 075004, 2004. Citado na página [57](#).
- MOORE, B. Constraints on the global mass to light ratios and extent of dark matter halos in globular clusters and dwarf spheroidals. *Astrophys. J.*, v. 461, p. L13, 1996. Citado na página [101](#).
- MUNOZ, R. R. et al. Exploring halo substructure with giant stars. 8. The Velocity dispersion profiles of the Ursa Minor and Draco dwarf spheroidals at large angular separations. *Astrophys. J.*, v. 631, p. L137–L142, 2005. Citado na página [102](#).
- MURASE, K.; BEACOM, J. F. Constraining Very Heavy Dark Matter Using Diffuse Backgrounds of Neutrinos and Cascaded Gamma Rays. *JCAP*, v. 1210, p. 043, 2012. Citado na página [94](#).
- NAVARRO, J. F.; FRENK, C. S.; WHITE, S. D. M. The Structure of cold dark matter halos. *Astrophys. J.*, v. 462, p. 563–575, 1996. Citado 2 vezes nas páginas [41](#) e [108](#).
- NAVARRO, J. F.; FRENK, C. S.; WHITE, S. D. M. A Universal density profile from hierarchical clustering. *Astrophys. J.*, v. 490, p. 493–508, 1997. Citado na página [108](#).
- NAVARRO, J. F. et al. The Diversity and Similarity of Cold Dark Matter Halos. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 402, p. 21, 2010. Citado 3 vezes nas páginas [41](#), [95](#) e [120](#).

- OKADA, H.; ORIKASA, Y.; TOMA, T. Nonthermal dark matter models and signals. *Phys. Rev.*, D93, n. 5, p. 055007, 2016. Citado na página 84.
- OORT, J. H. Some Problems Concerning the Structure and Dynamics of the Galactic System and the Elliptical Nebulae NGC 3115 and 4494. *Apj*, v. 91, p. 273, abr. 1940. Citado na página 24.
- PADMANABHAN, N.; FINKBEINER, D. P. Detecting dark matter annihilation with CMB polarization: Signatures and experimental prospects. *Phys. Rev.*, D72, p. 023508, 2005. Citado na página 47.
- PAL, P. B. The Strong CP question in $SU(3)(C) \times SU(3)(L) \times U(1)(N)$ models. *Phys. Rev.*, D52, p. 1659–1662, 1995. Citado na página 56.
- PASETTO, S. et al. On the isolated dwarf galaxies: from cuspy to flat dark matter density profiles and metallicity gradients. *Astron. Astrophys.*, v. 514, p. A47, 2010. Citado na página 101.
- PEEBLES, P. J. E. Large scale background temperature and mass fluctuations due to scale invariant primeval perturbations. *Astrophys. J.*, v. 263, p. L1–L5, 1982. [,85(1982)]. Citado na página 26.
- PEEBLES, P. J. E. Dark matter and the origin of galaxies and globular star clusters. *Astrophys. J.*, v. 277, p. 470–477, 1984. Citado na página 101.
- PETROVIĆ, J.; SERPICO, P. D.; ZAHARIJAS, G. Millisecond pulsars and the Galactic Center gamma-ray excess: the importance of luminosity function and secondary emission. *JCAP*, v. 1502, n. 02, p. 023, 2015. Citado 3 vezes nas páginas 41, 118 e 119.
- PETROVIĆ, J.; SERPICO, P. D.; ZAHARIJAŠ, G. Galactic Center gamma-ray "excess" from an active past of the Galactic Centre? *JCAP*, v. 1410, n. 10, p. 052, 2014. Citado na página 119.
- PIRES, C. A. d. S. Neutrino mass mechanisms in 3-3-1 models: A short review. 2014. Citado na página 56.
- PIRES, C. A. de S.; RAVINEZ, O. P. Charge quantization in a chiral bilepton gauge model. *Phys. Rev.*, D58, p. 035008, 1998. [Phys. Rev.D58,35008(1998)]. Citado na página 56.
- PIRES, C. A. de S.; SILVA, P. S. Rodrigues da. Scalar Bilepton Dark Matter. *JCAP*, v. 0712, p. 012, 2007. Citado na página 56.
- PIRES, C. A. de S. et al. Higgs mass and right-handed sneutrino WIMP in a supersymmetric 3-3-1 model. *Phys. Rev.*, D94, n. 5, p. 055014, 2016. Citado 5 vezes nas páginas 11, 27, 38, 51 e 129.
- PISANO, F.; PLEITEZ, V. An $SU(3) \times U(1)$ model for electroweak interactions. *Phys. Rev.*, D46, p. 410–417, 1992. Citado 2 vezes nas páginas 56 e 57.
- POPOLO, A. D. Density profile slope in Dwarfs and environment. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 419, p. 971–984, 2012. Citado na página 101.

- POSPELOV, M. Secluded U(1) below the weak scale. *Phys. Rev.*, D80, p. 095002, 2009. Citado na página 72.
- POSPELOV, M.; RITZ, A. Astrophysical Signatures of Secluded Dark Matter. *Phys. Lett.*, B671, p. 391–397, 2009. Citado 2 vezes nas páginas 92 e 93.
- POSPELOV, M.; RITZ, A.; VOLOSHIN, M. B. Secluded WIMP Dark Matter. *Phys. Lett.*, B662, p. 53–61, 2008. Citado 3 vezes nas páginas 72, 92 e 94.
- PRESS S. A. TEUKOLSKY, W. T. V. W. H.; FLANNERY, B. P. *Numerical Recipes 3rd Edition: The Art of Scientific Computing*. Third edition. [S.l.]: Cambridge University Press, 2007. ISBN 9780521880688. Citado na página 61.
- PROFUMO, S.; QUEIROZ, F. S. Constraining the Z' mass in 331 models using direct dark matter detection. *Eur. Phys. J.*, C74, n. 7, p. 2960, 2014. Citado 2 vezes nas páginas 69 e 123.
- PROFUMO, S. et al. Searching for secluded dark matter with h.e.s.s., fermi-lat, and planck. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, v. 2018, n. 03, p. 010, 2018. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/1475-7516/2018/i=03/a=010>>. Citado 4 vezes nas páginas 11, 27, 93 e 130.
- PROFUMO, S.; QUEIROZ, F. S.; YAGUNA, C. E. Extending Fermi-LAT and H.E.S.S. Limits on Gamma-ray Lines from Dark Matter Annihilation. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 461, n. 4, p. 3976–3981, 2016. Citado na página 107.
- PÉREZ, P. F.; SPINNER, S. Higgs mass via type II seesaw mechanism. *Phys. Rev.*, D87, n. 3, p. 031702, 2013. Citado 2 vezes nas páginas 63 e 70.
- QUEIROZ, F.; PIRES, C. A. de S.; SILVA, P. S. R. da. A minimal 3-3-1 model with naturally sub-eV neutrinos. *Phys. Rev.*, D82, p. 065018, 2010. Citado na página 56.
- QUEIROZ, F. S.; SINHA, K.; STRUMIA, A. Leptoquarks, Dark Matter, and Anomalous LHC Events. *Phys. Rev.*, D91, n. 3, p. 035006, 2015. Citado na página 123.
- QUEIROZ, F. S.; SINHA, K.; WESTER, W. Rich tapestry: Supersymmetric axions, dark radiation, and inflationary reheating. *Phys. Rev.*, D90, n. 11, p. 115009, 2014. Citado na página 84.
- QUEIROZ, F. S.; SIQUEIRA, C.; VALLE, J. W. F. Constraining Flavor Changing Interactions from LHC Run-2 Dilepton Bounds with Vector Mediators. *Phys. Lett.*, B763, p. 269–274, 2016. Citado 3 vezes nas páginas 11, 27 e 28.
- RAFFELT, G. G. *Stars as laboratories for fundamental physics*. [s.n.], 1996. ISBN 9780226702728. Disponível em: <<http://wwwth.mpp.mpg.de/members/raffelt/mypapers/199613.pdf>>. Citado na página 88.
- RAGGI, M.; KOZHUHAROV, V. Proposal to Search for a Dark Photon in Positron on Target Collisions at DAΦNE Linac. *Adv. High Energy Phys.*, v. 2014, p. 959802, 2014. Citado na página 82.
- RAGGI, M.; KOZHUHAROV, V.; VALENTE, P. The PADME experiment at LNF. *EPJ Web Conf.*, v. 96, p. 01025, 2015. Citado na página 82.

- RAJARAMAN, A.; SMOLINSKY, J.; TANEDO, P. On-Shell Mediators and Top-Charm Dark Matter Models for the Fermi-LAT Galactic Center Excess. 2015. Citado na página 93.
- REINDL, F. et al. The CRESST Dark Matter Search - Status and Perspectives. In: *Proceedings, 12th Conference on the Intersections of Particle and Nuclear Physics (CIPANP 2015): Vail, Colorado, USA, May 19-24, 2015*. [s.n.], 2015. Disponível em: <<http://inspirehep.net/record/1395434/files/arXiv:1509.09124.pdf>>. Citado na página 65.
- ROMERI, V. D. et al. Dark Matter and the elusive Z' in a dynamical Inverse Seesaw scenario. 2017. Citado na página 94.
- ROMERI, V. D.; HIRSCH, M. Sneutrino Dark Matter in Low-scale Seesaw Scenarios. *JHEP*, v. 12, p. 106, 2012. Citado na página 63.
- ROSE, L. D. et al. Sneutrino Dark Matter, Constraints and Perspectives. In: . [s.n.], 2018. Disponível em: <<http://inspirehep.net/record/1669316/files/1804.07753.pdf>>. Citado na página 55.
- RUBIN, V. C.; FORD JR., W. K. Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions. *Apj*, v. 159, p. 379, fev. 1970. Citado na página 24.
- RUIZ-ALVAREZ, J. D. et al. On the Connection of Gamma-Rays, Dark Matter and Higgs Searches at LHC. *Phys. Rev.*, D86, p. 075011, 2012. Citado 2 vezes nas páginas 56 e 67.
- SALUCCI, P.; BURKERT, A. Dark matter scaling relations. *Astrophys. J.*, v. 537, p. L9–L12, 2000. Citado na página 95.
- SCHNEE, R. W. Introduction to dark matter experiments. In: *Physics of the large and the small, TASI 09, proceedings of the Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics, Boulder, Colorado, USA, 1-26 June 2009*. [s.n.], 2011. p. 775–829. Disponível em: <<https://inspirehep.net/record/885795/files/arXiv:1101.5205.pdf>>. Citado na página 37.
- SELLWOOD, J. A. Bars and dark matter halo cores. *Astrophys. J.*, v. 587, p. 638–648, 2003. Citado na página 120.
- SEMENOV, A. LanHEP — A package for automatic generation of Feynman rules from the Lagrangian. Version 3.2. *Comput. Phys. Commun.*, v. 201, p. 167–170, 2016. Citado na página 65.
- SHAKYA, B. Sterile Neutrino Dark Matter from Freeze-In. *Mod. Phys. Lett.*, A31, n. 06, p. 1630005, 2016. Citado na página 88.
- SILVA, P. S. Rodrigues da. A Brief Review on WIMPs in 331 Electroweak Gauge Models. *Phys. Int.*, v. 7, n. 1, p. 15–27, 2016. Citado na página 56.
- SIMON, J. D.; GEHA, M. The Kinematics of the Ultra-Faint Milky Way Satellites: Solving the Missing Satellite Problem. *Astrophys. J.*, v. 670, p. 313–331, 2007. Citado na página 102.
- SIMON, J. D. et al. A Complete Spectroscopic Survey of the Milky Way Satellite Segue 1: The Darkest Galaxy. *Astrophys. J.*, v. 733, p. 46, 2011. Citado na página 102.

- SINGER, M.; VALLE, J. W. F.; SCHECHTER, J. Canonical Neutral Current Predictions From the Weak Electromagnetic Gauge Group $SU(3) \times U(1)$. *Phys. Rev.*, D22, p. 738, 1980. Citado 2 vezes nas páginas 51 e 56.
- SJOSTRAND, T. et al. An Introduction to PYTHIA 8.2. *Comput. Phys. Commun.*, v. 191, p. 159–177, 2015. Citado 7 vezes nas páginas 44, 48, 78, 95, 101, 114 e 124.
- SLATYER, T. R. Indirect dark matter signatures in the cosmic dark ages. I. Generalizing the bound on s-wave dark matter annihilation from Planck results. *Phys. Rev.*, D93, n. 2, p. 023527, 2016. Citado 16 vezes nas páginas 13, 14, 15, 48, 49, 78, 81, 83, 86, 87, 88, 93, 100, 101, 109 e 110.
- SLATYER, T. R. Indirect Dark Matter Signatures in the Cosmic Dark Ages II. Ionization, Heating and Photon Production from Arbitrary Energy Injections. *Phys. Rev.*, D93, n. 2, p. 023521, 2016. Citado 4 vezes nas páginas 93, 100, 101 e 109.
- SMOLINSKY, J.; TANEDO, P. Dark photons from captured inelastic dark matter annihilation: Charged particle signatures. v. 95, n. 7, 2017. ISSN 2470-0010, 2470-0029. Disponível em: <<http://arxiv.org/abs/1701.03168>>. Citado na página 88.
- SPRINGEL, V. et al. The Aquarius Project: the subhalos of galactic halos. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 391, p. 1685–1711, 2008. Citado 2 vezes nas páginas 105 e 107.
- TANABASHI, M. et al. Review of particle physics. *Phys. Rev. D*, American Physical Society, v. 98, p. 030001, Aug 2018. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.98.030001>>. Citado 2 vezes nas páginas 41 e 51.
- TANEDO, F. Defense against the dark arts notes on dark matter and particle physics. In: . [S.l.: s.n.], 2011. Citado na página 37.
- TANG, Y.-L.; ZHU, S.-h. Vectorlike sneutrino dark matter. *Phys. Rev.*, D93, n. 9, p. 095006, 2016. Citado na página 63.
- TAVANI, M. et al. Science with e-ASTROGAM (A space mission for MeV-GeV gamma-ray astrophysics). 2017. Citado 5 vezes nas páginas 11, 28, 77, 91 e 130.
- TURNER, M. S. Axions from SN 1987a. *Phys. Rev. Lett.*, v. 60, p. 1797, 1988. Citado na página 88.
- VITALE, V.; MORSELLI, A. Indirect Search for Dark Matter from the center of the Milky Way with the Fermi-Large Area Telescope. In: *Fermi gamma-ray space telescope. Proceedings, 2nd Fermi Symposium, Washington, USA, November 2-5, 2009*. [s.n.], 2009. Disponível em: <<http://inspirehep.net/record/840760/files/arXiv:0912.3828.pdf>>. Citado 3 vezes nas páginas 12, 40 e 118.
- WALKER, M. G.; MATEO, M.; OLSZEWSKI, E. Stellar Velocities in the Carina, Fornax, Sculptor and Sextans dSph Galaxies: Data from the Magellan/MMFS Survey. *Astron. J.*, v. 137, p. 3100, 2009. Citado na página 102.
- WALKER, M. G. et al. A Universal Mass Profile for Dwarf Spheroidal Galaxies. *Astrophys. J.*, v. 704, p. 1274–1287, 2009. [Erratum: *Astrophys. J.*710,886(2010)]. Citado na página 101.

- WILLMAN, B. et al. Willman 1 - a probable dwarf galaxy with an irregular kinematic distribution. *Astron. J.*, v. 142, p. 128, 2011. Citado na página [102](#).
- WITTE, S. J.; GELMINI, G. B. Updated Constraints on the Dark Matter Interpretation of CDMS-II-Si Data. *JCAP*, v. 1705, n. 05, p. 026, 2017. Citado na página [79](#).
- WOJTSEKHOWSKI, B.; NIKOLENKO, D.; RACHEK, I. Searching for a new force at VEPP-3. 2012. Citado na página [82](#).
- WOJTSEKHOWSKI, B. et al. Searching for a dark photon: Project of the experiment at VEPP-3. 2017. Citado na página [82](#).
- ZHOU, B. et al. GeV excess in the Milky Way: The role of diffuse galactic gamma-ray emission templates. *Phys. Rev.*, D91, n. 12, p. 123010, 2015. Citado na página [118](#).
- ZWICKY, F. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helvetica Physica Acta*, v. 6, p. 110–127, 1933. Citado na página [24](#).

Apêndices

APÊNDICE A – Notações e Convenções

O tensor métrico de Minkowski $g_{\mu\nu}$ é definido por,

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

Definimos os quadrivetores posição e momento covariantes da seguinte forma,

$$x_\mu = (x^0, x^1, x^2, x^3) = (ct, \vec{x}), \quad p_\mu = (E, \vec{p}), \quad (\text{A.2})$$

e os contravariantes,

$$x^\mu = g^{\mu\nu} x_\nu, \quad p^\mu = g^{\mu\nu} p_\nu. \quad (\text{A.3})$$

As derivadas covariantes e contravariantes são definidas como segue,

$$\partial_\mu = \left(\frac{\partial}{\partial t}, \vec{\nabla} \right). \quad (\text{A.4})$$

Matrizes de Dirac,

$$\begin{aligned} \gamma_0 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} & \gamma_1 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \\ \gamma_2 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & i & 0 \\ 0 & i & 0 & 0 \\ -i & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} & \gamma_3 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

Matriz γ_5 ,

$$\gamma_5 \equiv i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.6})$$

Projeter de mão-esquerda,

$$P_L = \frac{1 - \gamma_5}{2}. \quad (\text{A.7})$$

Projeter de mão direita,

$$P_R = \frac{1 + \gamma_5}{2}. \quad (\text{A.8})$$

Os geradores da álgebra de $SU(2)$ na representação fundamental, são dados por ($t_a = \frac{\sigma_a}{2}$), onde as matrizes de Pauli σ_a são,

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}; \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}; \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.9})$$

E os geradores da álgebra de $SU(3)$, também na representação fundamental, são dados por ($t_a = \frac{\lambda_a}{2}$). Sendo as matrizes de Gell-Mann λ_a ,

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}; & \lambda_2 &= \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}; & \lambda_3 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}; \\ \lambda_4 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}; & \lambda_5 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}; & \lambda_6 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}; & (\text{A.10}) \\ \lambda_7 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}; & \lambda_8 &= \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

APÊNDICE B – Interações Relevantes do Sneutrino de mão direita

Os termos de interação relevantes envolvendo os Sneutrinos de mão direita $\tilde{\nu}_R$, Higgs e Z' que importam para o cálculo de abundância e seção de choque de espalhamento são dados por,

$$\mathcal{L} \supset -\frac{g\sqrt{3+t^2}}{3} \tilde{\nu}_R^\dagger (\partial^\mu \tilde{\nu}_R) Z'_\mu - \frac{1}{18} \sum_j \lambda_j \tilde{\nu}_R^\dagger S_j \tilde{\nu}_R, \quad (\text{B.1})$$

onde,

$$\lambda_j = g \left(a_{1j} (-3 + 2t^2) v_{\eta_1} - a_{2j} (3 + 2t^2) v_{\eta'_1} - a_{3j} (3 + 4t^2) v_\rho + a_{4j} (-3 + 4t^2) v_{\rho'} \right) \quad (\text{B.2})$$

com $j = 1, 2, 3, 4$ e $S_j = H', h', H, h$, respectivamente. Os coeficientes a_{ij} são os parâmetros de mistura envolvendo o Higgs, e foram calculados numericamente.

Outro conjunto de interações relevantes para os nossos cálculos envolvem quarks, léptons e Z' e são fornecidos pela seguinte lagrangeana,

$$\mathcal{L} \supset i \sum_f \bar{f} \gamma^\mu \left(g_{l.h.}^{fZ'} P_L + g_{r.h.}^{fZ'} P_R \right) f Z'_\mu + \sum_{f,j} \lambda_f \bar{f} S_j f \quad (\text{B.3})$$

onde $j = 1, 2, 3, 4$ com $S_j = H', h', H, h$, respectivamente, e $P_{R,L} = \frac{1}{2} (1 \pm \gamma_5)$. Os acoplamentos $g_{l.h.}^{fZ'}$, $g_{r.h.}^{fZ'}$ e λ_f são dados pela Tabela 9, os parâmetros $M_{e,q}$ são as massas físicas dos léptons e quarks carregados, respectivamente.

Tabela 9 – Acoplamentos do Z' e escalares da Eq.(B.3).

Férmions(f)	$g_{l.h.}^{fZ'}$	$g_{r.h.}^{fZ'}$	λ_f
e_i	$-\frac{g(3-2t^2)}{12\sqrt{3+t^2}}$	$\frac{6gt^2}{12\sqrt{3+t^2}}$	$-\frac{2a_{4j}M_{e_i}}{v_{\rho'}}$
ν_{Ri}	$-\frac{g(3-2t^2)}{12\sqrt{3+t^2}}$	0	0
u, c	$\frac{3g}{12\sqrt{3+t^2}}$	$-\frac{4gt^2}{12\sqrt{3+t^2}}$	$-\frac{2a_{3j}M_{u,c}}{v_\rho}$
d, s	$\frac{3g}{12\sqrt{3+t^2}}$	$\frac{2gt^2}{12\sqrt{3+t^2}}$	$-\frac{2a_{1j}M_{d,s}}{v_{\eta_1}}$
b	$-\frac{g(3+2t^2)}{12\sqrt{3+t^2}}$	$\frac{2gt^2}{12\sqrt{3+t^2}}$	$-\frac{2a_{4j}M_b}{v_{\rho'}}$
t	$-\frac{g(3+2t^2)}{12\sqrt{3+t^2}}$	$-\frac{4gt^2}{12\sqrt{3+t^2}}$	$-\frac{2a_{2j}M_t}{v_{\eta'_1}}$

B.1 Condições de Mínimo para o Potencial

$$\begin{aligned}
 \left\langle \frac{dV_{331}}{d\eta_1} \right\rangle_0 &= v_{\eta_1}(m_\eta^2 + \mu_\eta^2) + \frac{1}{6}g^2v_{\eta_1}(v_{\eta_1}^2 - v_{\eta'_1}^2 - 1/2v_\rho^2 + 1/2v_{\rho'}^2 + 1/2v_{\chi'_2}^2 - 1/2v_{\chi_2}^2) \\
 &+ \frac{1}{9}g^2t^2v_{\eta_1}(1/2v_{\eta_1}^2 - 1/2v_{\eta'_1}^2 - v_\rho^2 + v_{\rho'}^2 + 1/2v_{\chi_2}^2 - 1/2v_{\chi'_2}^2) \\
 &+ \frac{k_1}{\sqrt{2}}v_\rho v_{\chi_2} - \frac{1}{2}b_\eta v_{\eta'_1} - \frac{f_1}{\sqrt{2}}v_{\rho'}v_{\chi'_2}\mu_\eta - \frac{f_2}{\sqrt{2}}(v_{\rho'}v_{\chi_2}\mu_\rho + v_\rho v_{\chi'_2}\mu_\chi) \\
 &+ \frac{1}{2}f_2^2v_{\eta_1}(v_\rho^2 + v_{\chi_2}^2) = 0
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \left\langle \frac{dV_{331}}{d\eta'_1} \right\rangle_0 &= v_{\eta'_1}(m_{\eta'}^2 + \mu_{\eta'}^2) + \frac{1}{6}g^2v_{\eta'_1}(-v_{\eta_1}^2 + v_{\eta'_1}^2 + 1/2v_\rho^2 - 1/2v_{\rho'}^2 - 1/2v_{\chi'_2}^2 + 1/2v_{\chi_2}^2) \\
 &+ \frac{1}{9}g^2t^2v_{\eta'_1}(-1/2v_{\eta_1}^2 + 1/2v_{\eta'_1}^2 + v_\rho^2 - v_{\rho'}^2 - 1/2v_{\chi_2}^2 + 1/2v_{\chi'_2}^2) \\
 &+ \frac{k_2}{\sqrt{2}}v_{\rho'}v_{\chi'_2} - \frac{1}{2}b_\eta v_{\eta_1} - \frac{f_1}{\sqrt{2}}(v_\rho v_{\chi'_2}\mu_\rho + v_{\rho'}v_{\chi_2}\mu_\chi) - \frac{f_2}{\sqrt{2}}(v_\rho v_{\chi_2}\mu_\eta) \\
 &+ \frac{1}{2}f_1^2v_{\eta'_1}(v_{\chi'_2}^2 + v_{\rho'}^2) = 0
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \left\langle \frac{dV_{331}}{d\rho} \right\rangle_0 &= v_\rho(m_\rho^2 + \mu_\rho^2) + \frac{1}{6}g^2v_\rho(-1/2v_{\eta_1}^2 + 1/2v_{\eta'_1}^2 + v_\rho^2 - v_{\rho'}^2 + 1/2v_{\chi'_2}^2 - 1/2v_{\chi_2}^2) \\
 &+ \frac{1}{9}g^2t^2v_\rho(-v_{\eta_1}^2 + v_{\eta'_1}^2 + v_\rho^2 - v_{\rho'}^2 - v_{\chi_2}^2 + v_{\chi'_2}^2) \\
 &+ \frac{k_1}{\sqrt{2}}v_{\eta_1}v_{\chi_2} - \frac{1}{2}b_\rho v_{\rho'} - \frac{f_1}{\sqrt{2}}v_{\eta'_1}v_{\chi'_2}\mu_\rho - \frac{f_2}{\sqrt{2}}(v_{\eta'_1}v_{\chi_2}\mu_\eta + v_{\eta_1}v_{\chi'_2}\mu_\chi) \\
 &+ \frac{1}{2}f_2^2(v_\rho v_{\chi_2}^2 + v_{\eta_1}^2 v_\rho^2) = 0
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \left\langle \frac{dV_{331}}{d\rho'} \right\rangle_0 &= v_{\rho'}(m_{\rho'}^2 + \mu_{\rho'}^2) + \frac{1}{6}g^2v_{\rho'}(1/2v_{\eta_1}^2 - 1/2v_{\eta'_1}^2 - v_\rho^2 + v_{\rho'}^2 - 1/2v_{\chi'_2}^2 + 1/2v_{\chi_2}^2) \\
 &+ \frac{1}{9}g^2t^2v_{\rho'}(v_{\eta_1}^2 - v_{\eta'_1}^2 - 2v_\rho^2 + 2v_{\rho'}^2 + v_{\chi_2}^2 - v_{\chi'_2}^2) \\
 &+ \frac{k_2}{\sqrt{2}}v_{\eta'_1}v_{\chi'_2} - \frac{1}{2}b_{\rho'}v_\rho - \frac{f_1}{\sqrt{2}}(v_{\eta_1}v_{\chi'_2}\mu_\eta + v_{\eta'_1}v_{\chi_2}\mu_\chi) - \frac{f_2}{\sqrt{2}}(v_{\eta_1}v_{\chi_2}\mu_\rho) \\
 &+ \frac{1}{2}f_1^2v_{\rho'}(v_{\eta'_1}^2 + v_{\chi'_2}^2) = 0
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \left\langle \frac{dV_{331}}{d\chi_2} \right\rangle_0 &= v_{\chi_2}(m_\chi^2 + \mu_\chi^2) + \frac{1}{6}g^2v_{\chi_2}(-1/2v_{\eta_1}^2 + 1/2v_{\eta_1'}^2 - 1/2v_\rho^2 + 1/2v_{\rho'}^2 - v_{\chi_2'}^2 + v_{\chi_2}^2) \\
 &+ \frac{1}{9}g^2t^2v_{\chi_2}(1/2v_{\eta_1}^2 - 1/2v_{\eta_1'}^2 - v_\rho^2 + v_{\rho'}^2 + 1/2v_{\chi_2}^2 - 1/2v_{\chi_2'}^2) \\
 &+ \frac{k_1}{\sqrt{2}}v_\rho v_{\eta_1} - \frac{1}{2}b_\chi v_{\chi_2} - \frac{f_1}{\sqrt{2}}v_{\eta_1'}v_{\rho'}\mu_\chi - \frac{f_2}{\sqrt{2}}(v_{\eta_1'}v_\rho\mu_\eta + v_{\rho'}v_{\eta_1}\mu_\rho) \\
 &+ \frac{1}{2}f_2^2v_{\chi_2}(v_\rho^2 + v_{\eta_1}^2) = 0
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \left\langle \frac{dV_{331}}{d\chi_2'} \right\rangle_0 &= v_{\chi_2'}(m_{\chi'}^2 + \mu_\chi^2) + \frac{1}{6}g^2v_{\chi_2'}(1/2v_{\eta_1}^2 - 1/2v_{\eta_1'}^2 + 1/2v_\rho^2 - 1/2v_{\rho'}^2 + v_{\chi_2'}^2 - v_{\chi_2}^2) \\
 &+ \frac{1}{9}g^2t^2v_{\chi_2'}(-1/2v_{\eta_1}^2 + 1/2v_{\chi_2'}^2 + v_\rho^2 - v_{\rho'}^2 - 1/2v_{\chi_2}^2 + 1/2v_{\chi_2'}^2) \\
 &+ \frac{k_2}{\sqrt{2}}v_{\eta_1'}v_{\rho'} - \frac{1}{2}b_\chi v_{\chi_2} - \frac{f_1}{\sqrt{2}}(v_{\eta_1}v_{\rho'}\mu_\eta + v_{\eta_1'}v_\rho\mu_\rho) - \frac{f_2}{\sqrt{2}}(v_{\eta_1}v_\rho\mu_\chi) \\
 &+ \frac{1}{2}f_1^2v_{\chi_2'}(v_{\eta_1'}^2 + v_{\rho'}^2) = 0
 \end{aligned}$$