

UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
"JÚLIO DE MESQUITA FILHO"
CAMPUS DE GUARATINGUETÁ

LAURA CRISTINA DUARTE

Estudo fenomenológico extensivo em modelos de matéria escura

Guaratinguetá

Laura Cristina Duarte

Estudo fenomenológico extensivo em modelos de matéria escura

Tese de doutorado apresentada ao Conselho de Pós Graduação em Física da Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá, Universidade Estadual Paulista, como parte dos requisitos para obtenção do título de doutora em Física.

Orientador: Prof^o Dr. Marco André Ferreira Dias
Coorientador: Prof^o Dr. Fernando Luiz de Campos
Carvalho

Guaratinguetá

Duarte, Laura Cristina
D812e Estudo fenomenológico extensivo em modelos de matéria escura /
Laura Cristina Duarte – Guaratinguetá, 2021
128 f. : il.
Bibliografia: f. 111-118

Tese (doutorado) – Universidade Estadual Paulista, Faculdade de
Engenharia de Guaratinguetá, 2021.
Orientador: Prof. Dr. Marco André Ferreira Dias
Coorientador: Prof. Dr. Fernando Luiz de Campos Carvalho

1. Matéria escura (Astronomia). 2. Teorias fenomenológicas (Física)
3. Matéria interestelar. I. Título.

CDU 530.145(043)

Luciana Máximo

Bibliotecária-CRB-8/3595

LAURA CRISTINA DUARTE

ESTA TESE FOI JULGADA ADEQUADA PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE
“DOUTOR EM FÍSICA”

PROGRAMA: FÍSICA
CURSO: DOUTORADO

APROVADA EM SUA FORMA FINAL PELO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO



Prof. Dr. Ernesto Vieira Neto
Coordenador

BANCA EXAMINADORA:



PROF. DR. MARCO ANDRÉ FERREIRA DIAS

Orientador / UNIFESP

participou por videoconferência



PROF. DR. JULIO MARNY HOFF DA SILVA

UNESP/FEG

participou por videoconferência



PROF. DR. ELIAS LEITE MENDONÇA

UNESP/FEG

participou por videoconferência



PROF. DR. ORLANDO LUIS GOULART PERES

Universidade Estadual de Campinas

participou por videoconferência



PROF. DR. ALEXANDRE ALVES

UNIFESP

participou por videoconferência

Setembro de 2021

DADOS CURRICULARES

LAURA CRISTINA DUARTE

NASCIMENTO 23/08/1989 - Divinópolis / MG

FILIAÇÃO Alceu Duarte da Costa
Maria do Carmo Duarte Costa

2010/2015 Curso de Graduação - Licenciatura em Física
Universidade Federal de Lavras

2015/2017 Curso de Pós-Graduação em Física, nível Mestrado
Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá - Universidade Estadual Júlio de Mesquita Filho

2017/2021 Curso de Pós-Graduação em Física, nível Doutorado
Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá - Universidade Estadual Júlio de Mesquita Filho

Com amor aos meus pais, Alceu e Maria do Carmo.

AGRADECIMENTOS

Em quatro anos, período de tempo normal em que se desenvolvem as pesquisas que virão a originar a tese, muitas coisas além do trabalho científico em si acontecem. Algumas pessoas entram na sua vida, outras saem, mas nenhuma é mais ou menos importante que a outra, todas contribuem de alguma forma. Todas te ensinam. Todas te fazem amadurecer. Gostaria de dedicar algumas palavras às pessoas que me ensinaram muita coisa durante esses quatro anos e que são especiais para mim.

Agradeço ao meu orientador Marco que me acompanha desde o Mestrado, pelas inúmeras discussões em física, pelo tempo dedicado a nossa pesquisa, por estar sempre presente e disposto a ajudar. Com certeza ele fez o trabalho de tese que muitas vezes carrega consigo cobranças externas e internas, parecer mais leve, menos sobrecarregado.

Agradeço ao meu coorientador Fernando, que sempre que possível participava das nossas discussões, trazendo novas ideias e perspectivas. Com seu incentivo consegui desenvolver meu Doutorado Sanduíche no grupo AHEP em Valência. Esse período de intercâmbio foi, sem dúvida, fundamental na minha carreira, aprendi muito participando desse grupo.

Agradeço aos membros da banca por aceitarem o convite, permitindo que eu exponha um pouco do que aprendi durante o Doutorado, colaborando assim para que a conclusão dessa importante fase de formação científica e pessoal possa ser realizada.

Agradeço aos meus pais, Alceu e Maria do Carmo, que mesmo não entendendo muito sobre carreira científica, sobre o que eu faço, sempre me encorajam a seguir meus sonhos.

Agradeço aos meus irmãos, Ana, Beto e Patrícia, que sempre apoiam as minhas escolhas, me incentivando nos momentos mais difíceis.

Agradeço aos meus amigos, Thelminha, Pulika, Kayo, Mari, Jana, Carol e Sil, que são meu porto seguro e me proporcionam momentos únicos de felicidade.

Por último gostaria de agradecer ao meu eterno amigo, amante, companheiro de vida e de *papers*, Rodrigo ♥. Ele que às vezes confia muito mais no meu potencial do que eu mesma e que, se mantém firme ao meu lado desde o primeiro dia em que nos conhecemos.

Este trabalho contou com o apoio da seguinte entidade:

CAPES - Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoa de Nível Superior - código de financiamento
001

Eu não devo ter medo. Medo é o assassino da mente. Medo é a pequena morte que leva à aniquilação total. Eu enfrentarei meu medo. Permitirei que passe por cima e me atravesse. E, quando tiver passado, voltarei o olho interior para ver seu rastro. Onde o medo não estiver mais, nada haverá.

Somente eu permanecerei.

(Frank Herbert)

RESUMO

O trabalho apresentado nesta tese tem como objetivo o estudo fenomenológico de modelos de Matéria Escura. Abordamos três diferentes teorias, o modelo escotogênico singleto + tripleto, o modelo com férmions de dimensão canônica de massa um e uma versão minimamente modificada do modelo com uma dimensão extra Universal. Reexaminamos o modelo escotogênico singleto + tripleto que possui uma fenomenologia viável e substancialmente mais rica que a primeira versão proposta do modelo, o escotogênico simples. Fizemos um estudo fenomenológico mais detalhado do candidato escalar de Matéria Escura dessa teoria, atualizando as principais restrições teóricas e experimentais. Investigamos a detecção direta nos experimentos atuais e fizemos uma análise de detecção indireta por meio de raios- γ . Além disso, estudamos o sinal monojetato no LHC e concluímos que esse estado final pode ser relevante para pesquisas futuras no LHC para luminosidades mais altas que serão acessíveis ao HL-LHC. O estudo do modelo com o férmion de dimensão canônica de massa um foi realizado utilizando um viés mais teórico. Calculamos as amplitudes de espalhamento para a autointeração do novo férmion e para seu acoplamento com o bóson de Higgs. Analisamos o caso especial em que esse férmion está restrito a mover-se sobre o eixo- z , conhecido como o eixo em que sua localidade é obtida. Verificamos que a probabilidade de que os espalhamentos ocorram é garantida nesse limite, já que as amplitudes obtidas são convergentes. Retomando a fenomenologia, analisamos a Matéria Escura fermiônica no contexto do modelo com uma dimensão extra Universal, modificado através da inclusão de operadores de dimensão canônica de massa cinco. Estabelecemos limites no espaço de parâmetros dessa teoria utilizando dados do canal monojetato e confrontando os resultados com dados cosmológicos de densidade de relíquia. Verificamos que existe um intervalo de escala de compactificação e massas de Matéria Escura compatíveis com os limites experimentais e cosmológicos.

PALAVRAS-CHAVE: Matéria escura. Fenomenologia.

ABSTRACT

The present work focused on the phenomenological study of dark matter models. We analyzed three theories, the singlet + triplet scotogenic model, the mass dimension one fermions model and a minimally modified version of the minimal Universal extra dimension model. We reexamined the singlet + triplet scotogenic model which has a viable and substantially richer phenomenology than the original scotogenic model. We performed a more detailed phenomenological study of the scalar dark matter, updating the main theoretical and experimental constraints. We have investigated direct detection of dark matter in the current experiments and we have done an analysis of indirect probes via γ -rays. Furthermore, we studied the monojet channel at LHC and concluded that this final state may be relevant for future search at LHC for higher luminosity, HL-LHC. The study of the mass dimension one fermion was carried out using a more theoretical bias. We calculated the scattering amplitudes for the self-interaction of the new fermion and for its coupling with Higgs boson. We analyze the special case in which the fermion is restricted to moving about the z -axis, known as the locality axis of this particle. We verified the probability conservation for the scatterings in this limit, since the obtained amplitudes are convergent. Returning to phenomenology, we analyzed a fermionic dark matter in the context of minimal universal extra dimension model, modified by the inclusion of mass dimension five operators. We derive some limits on the parameter space of this theory using data from monojet channel and cosmological relic density, verifying that there is a range of compactification scale and dark matter masses compatible with experimental and cosmological constraints.

KEYWORDS: Dark Matter. Phenomenology.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1	Evolução do número de graus de liberdade $g_*(T)$ com a temperatura.	33
Figura 2	Curva de rotação galáctica para NGC 6503 mostrando a contribuição do disco e do gás mais a contribuição do halo de ME necessária para explicar os dados (BEGEMAN; BROEILS; SANDERS, 1991).	36
Figura 3	Esquerda: Imagem obtida pelo Telescópio Hubble do aglomerado de galáxias SDSS J0146-0929 mostrando o anel de Einstein devido a lente gravitacional forte. Direita: outro exemplo, imagem do aglomerado de galáxias SDSS J1004 + 4112 mostrando imagens múltiplas do mesmo quasar ao redor do centro. Crédito: ESA/Hubble e NASA.	37
Figura 4	(Esquerda) Mapa de anisotropia da temperatura da CBM obtida pela colaboração Planck. (Direita) Anisotropias na temperatura do Espectro de Potências da CMB também medida pela colaboração Planck (AGHANIM et al., 2020).	39
Figura 5	A evolução de Y_χ em função da variável x (PIERRE, 2018).	42
Figura 6	Interações de ME com partículas do MP e as respectivas estratégias de detecção: a) detecção direta, b) detecção indireta e c) produção em colisores de partículas (ARCADI et al., 2018).	44
Figura 7	Espalhamento elástico de uma WIMP e um núcleo em repouso (LEE, 2012). . .	45
Figura 8	Perfil de densidade de ME para distribuição NFW, Einasto, Isotérmica e Burkert usando $\alpha = 0, 17$ e $r_s = 24, 4, 28, 4, 4, 3, 12, 6$ kpc, respectivamente.	47
Figura 9	Compilação de limites de seção de choque <i>spin independent</i> entre ME-núcleon (linhas sólidas) e projeções (contornos fechados) para experimentos atuais e planejados (tracejados) (COOLEY, 2014).	48
Figura 10	Compilação de limites de seção de choque <i>spin dependent</i> entre ME-próton. Para o experimento PICO 60 o limite com 90% C.L está plotado em azul (AMOLE et al., 2015).	49
Figura 11	Evolução da sensibilidade para o espalhamento ME-Núcleo para massas de 5GeV e 50GeV. Os marcadores vazios representam a sensibilidade planejada para cada tecnologia. Abaixo da linha horizontal, a sensibilidade para descobrir ME é limitada pelo espalhamento de neutrinos (UNDAGOITIA; RAUCH, 2016). . .	50
Figura 12	As regiões coloridas apresentam os limites de exclusão para os principais experimentos de detecção indireta. Na figura, retirada do trabalho (FALKOWSKI et al., 2018), m_ν representa a massa da ME para um modelo com portal Z'	52
Figura 13	Os limites do Fermi-LAT e do H.E.S.S. estão representados por curvas pontilhadas em ambas as figuras, enquanto as restrições para massas maiores devido as correções eletrofracas estão mostradas em cores (QUEIROZ, 2016).	52

Figura 14	Os limites no fluxo de antideutério produzido através de <i>benchmark models</i> da física de partículas: Superssimetria, Dimensões extras universais e para ME pesada. A linha vermelha contínua representa o <i>background</i> e as regiões coloridas os principais experimentos (DOETINCHEM et al., 2016).	53
Figura 15	Canais Mono- X para a produção de ME. O nome X é utilizado para representar as partículas do MP que participam do estado final em conjunto com a ME. . .	55
Figura 16	Cronograma atual e futuro para o LHC e para o HL-LHC, programado para entrar em operação em 2026 (ROSSI; BRÜNING, 2015).	56
Figura 17	Maneiras de gerar o operador de Weinberg dado pela Eq. (2): <i>Seesaw</i> tipo I (Adição de um singleto fermiônico <i>Right-Handed</i> , N_R), <i>Seesaw</i> tipo II (Adição de um tripleto escalar Δ), <i>Seesaw</i> tipo III (Adição de um tripleto fermiônico Σ) e geração a nível de <i>loop</i>	59
Figura 18	Geração de massa do neutrino a 1- <i>loop</i> . Depois da quebra espontânea de simetria, o Higgs adquire um VEV.	63
Figura 19	Abundância de relíquia $\Omega_{\eta_R} h^2$ em função da massa de η_R . Os pontos azuis denotam soluções com densidade de relíquia viável, embora conduzam a ME subdominante. Os pontos ciano estão dentro do limite de confiança 3σ medido pela colaboração Planck. Os pontos cinza estão excluídos por pelo menos um limite experimental ou teórico. Os pontos cinza escuro entram em conflito com o limite atual na seção de choque SI medido pela colaboração XENON1T.	67
Figura 20	Principais <i>branching ratios</i> de η_R em estados finais do MP. Pontos em laranja se referem a aniquilação em $b\bar{b}$, pontos em ciano são referentes a $\tau^+\tau^-$, azuis em <i>gluons</i> , vermelho-escuros em W^+W^- , verdes em Z^0Z^0 e rosas em h^0h^0	68
Figura 21	Seção de choque independente do <i>spin</i> para o espalhamento elástico η_R -nucleon em função de m_{η_R} . O código de cor é o mesmo da Figura 19. A linha verde escura representa o limite superior mais recente do XENON1T. A linha laranja tracejada corresponde ao limite inferior para o <i>background neutrino floor</i> . A linha verde tracejada caracteriza a sensibilidade projetada do experimento LUX-ZEPLIN.	69
Figura 22	Seção de choque de aniquilação de η_R em raios- γ para estados finais contendo $b\bar{b}$ (laranja), $\tau^+\tau^-$ (ciano escuro) e W^+W^- (vermelho-escuro e vermelho-claro). As linhas contínuas laranja, ciano escuro e vermelha correspondem ao limite superior com 95% de confiança estabelecidos pelo Fermi-LAT através da observações de raios- γ em galáxias anãs. A linha vermelha pontilhada-tracejada é o limite superior obtido pelo HESS usando dados do CG. As sensibilidades projetadas para o Fermi-LAT e para o CTA estão representadas pelas linhas tracejadas laranja e preta, respectivamente.	70
Figura 23	Diagramas de Feynman relevantes para a produção de η_R em associação com um jato no LHC; $h_k \equiv h^0$ ou H . A contribuição dominante origina do processo de fusão de glúons.	71

Figura 24	Diagramas de Feynman ilustrando a produção de eventos $\eta_R\eta_I + j$ mediados pelo Z no LHC.	72
Figura 25	Seções de choque para o canal monojato no LHC a $\sqrt{s} = 13$ (14) TeV. O painel da esquerda mostra a contribuição dos processos mediados pelo Higgs $pp \rightarrow \eta_R\eta_R + j$ ato. O maior valor para a seção de choque é ~ 1400 (1800) fb para $\sqrt{s} = 13$ (14) TeV respectivamente. No painel da direita temos os eventos mediados pelo Z , $pp \rightarrow \eta_R\eta_I + j$ ato, cuja maior contribuição é ~ 190 (220) fb.	74
Figura 26	Diferença de massa $m_{\eta_I} - m_{\eta_R}$ em função da m_{η_R} para eventos monojato mediados pelo bóson Z , $pp \rightarrow \eta_R\eta_I + j$. As cores representam os valores das seções de choque em fb.	74
Figura 27	Regras de Feynman para linhas externas do férmion de $spin\ 1/2$ e dimensão de massa um.	88
Figura 28	Espalhamento de Elkos via trocas de bósons de Higgs nos canais t (esquerda) e u (direita). Os espinores λ^S são utilizados para representar partículas.	93
Figura 29	Diagrama de Feynman para a autointeração do Elko descrevendo o processo $\eta_\alpha(p) + \eta_{\alpha'}(p') \rightarrow \eta_\beta(k) + \eta_{\beta'}(k')$	94
Figura 30	Orbifold S^1/Z_2 . A região fundamental é $[0, \pi R]$	97
Figura 31	Espectro para o primeiro nível de Kaluza Klein com $R^{-1} = 500$ GeV e $\Lambda R = 20$ (CHENG; MATCHEV; SCHMALTZ, 2002).	100
Figura 32	Produção de pares de partículas no modelo MUED.	101
Figura 33	Diagramas de Feynman relevantes para a produção do estado final $j + \cancel{E}_T$ através do processo $\lambda_1\lambda_1 + j$ e $v_1v_1 + j$ no LHC. A contribuição dominante vem do processo de fusão de glúons.	104
Figura 34	Restrições no espaço de parâmetros $\{R^{-1}, m_{\chi_1}\}$ para o canal $j + \cancel{E}_T$. De acordo com os dados fornecidos pelo CheckMATE2 toda a região cinza está excluída para a análise feita no LHC a $\sqrt{s} = 13$. As linhas tracejadas laranja na região amarela permitida representam a significância estatística para a descoberta da ME com uma luminosidade integrada de 30 fb^{-1} e $\sqrt{s} = 13$ TeV para o mesmo estado final. Todos os resultados são baseados na Ref. (AABOUD et al., 2016).	105
Figura 35	Seção de choque para o estado final $j + \cancel{E}_T$ no LHC a $\sqrt{s} = 13$ TeV. O férmion χ_1 tem componentes (λ_1, v_1) na representação $SU(2)$. O valor máximo da seção de choque é 0.2 pb, o que estabelece uma contribuição significativa neste canal.	106
Figura 36	Aniquilações e coaniquilações relevantes que contribuem na computação da densidade de relíquia de $\chi_1 \equiv (\lambda_1, v_1)$	107
Figura 37	Abundância de relíquia Ωh^2 como função do acoplamento em 4D, κ . Foi fixado $R^{-1} = 850$ GeV. As cores representam os valores do acoplamento em 5D, ξ . A banda entre linhas pretas mostra o intervalo de densidade de relíquia obtido pela colaboração Planck.	108

Figura 38	Os píons neutros são produzidos no DUNE e decaem predominantemente em dois fótons. Assim, através da interação da Eq. (53) percebemos que existe a possibilidade de que partículas escuras de dimensão canônica de massa um sejam produzidas nesse experimento.	110
Figura 39	Exemplos de processos que podem ser gerados no Madgraph5. Mostramos a sintaxe e os respectivos valores de seção de choque a LO e NLO.	122
Figura 40	Aniquilações e coaniquilações relevantes para a abundância de relíquia de η_R . .	125
Figura 41	Diagramas a "nível de árvore" que contribuem para o espalhamento elástico entre η_R e nucleon via Higgs(esquerda) e via Z^0 (direita).	126
Figura 42	Interações relevantes de η_R . Todos os momentos estão entrando no vértice. Na interação entre os três escalares neutros, Z_{k1}^H e Z_{k2}^H são entradas da matriz que diagonaliza a matriz de massa na Eq. (12) ($k = 1$ refere-se ao Higgs do MP, h^0 , e $k = 2$ ao escalar pesado H). Na interação com o bóson Z , g_1 e g_2 são as constantes de acoplamento eletrofracas associadas aos grupos do MP $U(1)_Y$ e $SU(2)_L$, respectivamente.	127

LISTA DE TABELAS

Tabela 1	– Substâncias que contribuem para o equilíbrio de energia no Universo.	28
Tabela 2	– Parâmetros cosmológicos.	29
Tabela 3	– Evolução dos graus de liberdade das espécies no banho térmico.	34
Tabela 4	– Conteúdo de partículas do MEST com os respectivos números quânticos associados. O número leptônico (L) também está mostrado.	59
Tabela 5	– Intervalo de variação dos parâmetros do modelo na varredura numérica, assumindo uma distribuição logarítmica.	67
Tabela 6	– Os <i>Benchmarks</i> representam os dois pontos no espaço de parâmetros que sobrevivem ao conjunto de restrições experimentais e teóricas. Portanto, partículas de ME com massas entre 49 – 55 GeV representam uma possibilidade de estudo no contexto do canal. Os parâmetros relevantes no cálculo dos diagramas de Feynman para o estado final $\cancel{E}_T + j$ também estão mostrados.	73
Tabela 7	– Resultados obtidos com o CheckMATE2 baseados na análise do ATLAS para o canal $j + \cancel{E}_T$ a $\sqrt{s} = 13$ TeV.	73
Tabela 8	– Conteúdo fermiônico do MUED com os respectivos dubletos e singletos. Para os modos de KK existem dubletos de mão direita e singletos de mão esquerda. . . .	98
Tabela 9	– Número de eventos do sinal no canal $pp \rightarrow \chi_1\chi_1 + \text{jato}$ depois de estabelecer o corte $p_{T_j} > 550$ GeV. Para cada conjunto de dados do sinal e dos <i>backgrounds</i> , foram gerados 50000 eventos.	105
Tabela 10	– Classes de partículas definidas no FeynRules.	120
Tabela 11	– Alguns símbolos/operadores definidos no FeynRules.	121

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

ATLAS	A Toroidal LHC Apparatus - Aparato Toroidal do LHC
CG	Centro galáctico
CM	Centro de massa
CMS	Compact Muon Solenoid - Solenoide de múon compacto
CTA	Cherenkov Telescope Array
FLRW	Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker
dSphs	Dwarf spheroidal galaxy - Galáxia esferoidal anã
Fermi-LAT	Fermi Large Area Telescope - Telescópio de grande área
ggF	Gluon Gluon Fusion - Fusão de gluons
HESS	High Energy Stereoscopic System - Sistema estereoscópico de alta energia
HG	Halo galáctico
HL-LHC	High-Luminosity Large Hadron Collider - Grande colisor de hádrons com alta luminosidade
KK	Kaluza-Klein
LHC	Large Hadron Collider - Grande colisor de hádrons
LHE	Les Houche Events - Eventos Les Houche
MDO	Mass Dimension One Fermion - Fermion de dimensão de massa um
ME	Matéria escura
MP	Modelo Padrão
PDG	Particle data group - grupo de dados de partículas
SD	Spin Dependent - Dependente do Spin
SI	Spin Independent - Independente do Spin
TQC	Teoria Quântica de Campos
UFO	Universal FeynRules Output - Saída universal do FeynRules
UNESP	Universidade Estadual Paulista
WIMP	Weakly interacting massive particles - Partícula massiva que interage fracamente

LISTA DE SÍMBOLOS

$c = \hbar = 1$	Unidades naturais para a velocidade da luz e para a constante de Planck
\sqrt{s}	Energia do centro de massa
\cancel{E}_T	Missing energy
j	Jato
p	Próton
g	Glúon
$g_{\mu\nu} := \text{diag}(\pm, \mp, \mp, \mp)$	Assinatura(s) métrica(s)
∂_μ	Derivada usual
$R = g^{\mu\lambda} R_{\mu\lambda}$	Escalar curvatura de Ricci
$R_{\mu\lambda} = R_{\mu\rho\lambda}^\rho$	Componentes do tensor de Ricci
$R_{\mu\nu\lambda}^\rho = \partial_\mu \Gamma_{\nu\lambda}^\rho - \partial_\nu \Gamma_{\mu\lambda}^\rho + \Gamma_{\sigma\mu}^\rho \Gamma_{\nu\lambda}^\sigma - \Gamma_{\sigma\nu}^\rho \Gamma_{\mu\lambda}^\sigma$	Componente do tensor curvatura de Riemann
$\Gamma_{\mu\nu}^\lambda = 1/2 g^{\lambda\rho} (\partial_\mu g_{\nu\rho} + \partial_\nu g_{\mu\rho} - \partial_\rho g_{\mu\nu})$	Componentes da conexão afim
$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$	Matrizes de Pauli
$\gamma^0 = \begin{pmatrix} \mathbb{O} & \mathbf{1} \\ \mathbf{1} & \mathbb{O} \end{pmatrix}, \gamma = \begin{pmatrix} \mathbb{O} & -\boldsymbol{\sigma} \\ \boldsymbol{\sigma} & \mathbb{O} \end{pmatrix}$	Matrizes gama de Dirac, com $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma^1, \sigma^2, \sigma^3) = (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$
Ωh^2	Densidade de relíquia
σ_{SI}	Seção de choque independente do <i>spin</i> para o espalhamento WIMP-nucleon
σ_{SD}	Seção de choque dependente do <i>spin</i> para o espalhamento WIMP-nucleon

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	21
2	ELEMENTOS BÁSICOS DA COSMOLOGIA PADRÃO	25
2.1	Expansão do Universo	25
2.2	Lei de Hubble	29
2.3	Termodinâmica do Universo primordial	31
3	EVIDÊNCIAS DE MATÉRIA ESCURA	35
3.1	Curva de Rotação	35
3.2	Lentes Gravitacionais	37
3.3	Radiação Cósmica de Fundo	38
4	ESTRATÉGIAS DE BUSCA POR MATÉRIA ESCURA	41
4.1	Densidade de Relíquia de WIMPs	41
4.2	Detecção Direta	44
4.2.1	Status atual da detecção direta	48
4.2.2	Novas perspectivas	49
4.3	Detecção Indireta	50
4.3.1	Fluxo de raios-γ	51
4.3.2	Antimatéria	52
4.3.3	Neutrinos	53
4.4	Aceleradores de partículas	54
4.4.1	Busca em aceleradores de partículas	54
5	MODELO ESCOTOGÊNICO SINGLETO+TRIPLETO	57
5.1	Prelúdio	58
5.2	Conteúdo de Partículas do Modelo Escotogênico Singleto+Tripleto	59
5.2.1	Setor escalar	60
5.2.2	Setor fermiônico	62
5.3	Massa dos neutrinos	62
5.4	Fenomenologia da matéria escura escalar Escotogênica	65
5.4.1	Densidade de relíquia	66
5.4.2	Detecção Direta	68
5.4.3	Detecção Indireta	70
5.4.4	Estudo da matéria escura escalar no LHC	71
6	MODELO COM FÉRMIONS DE DIMENSÃO CANÔNICA DE MASSA UM	76
6.1	A estrutura do espinor de dimensão canônica de massa um	76

6.2	Espinor dual de dimensão canônica de massa um e somas de <i>spin</i>	80
6.3	Acoplamentos permitidos para o campo de dimensão de massa um	84
6.4	Regras de Feynman	86
6.5	Uma abordagem alternativa para o estudo das interações do Elko	88
6.5.1	Espinor Elko no sistema de coordenadas cartesianas	89
6.5.2	Explorando o Elko no eixo local	91
6.5.3	Interação de Yukawa e Autointeração	93
7	MODELO COM UMA DIMENSÃO EXTRA UNIVERSAL	96
7.1	Fundamentação teórica do modelo	96
7.2	Espectro de massa e interações	99
7.3	Versão minimamente modificada do modelo MUED	102
7.3.1	O modelo	102
7.3.2	Canal Monojato+E_T no LHC	103
7.3.3	Densidade de relíquia	106
8	CONCLUSÕES E COMENTÁRIOS	109
	REFERÊNCIAS	112
	APÊNDICE A – FERRAMENTAS COMPUTACIONAIS EM FENOMENOLOGIA DE PARTÍCULAS	120
A.1	FeynRules	120
A.2	Madgraph5	121
A.3	CheckMATE	123
A.4	SARAH	124
	APÊNDICE B – DIAGRAMAS DE FEYNMAN PARA A ABUNDÂNCIA DE RELÍQUIA E DETECÇÃO DIRETA NO MODELO ESCOTOGÊNICO SINGLETO+TRIPLETO	125
	APÊNDICE C – REGRAS DE FEYNMAN RELEVANTES PARA O ESTUDO DA MATÉRIA ESCURA ESCALAR DO MODELO ESCOTOGÊNICO SINGLETO+TRIPLETO	127

LISTA DE PUBLICAÇÕES

1. ÁVILA, IVANIA M.; DE ROMERI, VALENTINA; DUARTE, LAURA; VALLE, JOSÉ W. F. Phenomenology of scotogenic scalar dark matter. THE EUROPEAN PHYSICAL JOURNAL C (EPJC) PARTICLES AND FIELDS, v. 80, p. 908, 2020, DOI= 10.1140/epjc/s10052-020-08480-z
2. BUENO ROGERIO, R. J. ; LIMA, R. DE C. ; DUARTE, L. ; HOFF DA SILVA, J. M. ; DIAS, M. ; SENISE, C. R. . Mass-dimension-one fermions and their gravitational interaction. EPL (EUROPHYSICS LETTERS), v. 128, p. 20004, 2019. doi = 10.1209/0295-5075/128/20004
3. DUARTE, L. C.; LIMA, R. DE C. ; ROGERIO, R. J. BUENO ; VILLALOBOS, C. H. CORONADO . An Alternative Approach Concerning Elko Spinors and the Hidden Unitarity. Advances in Applied Clifford Algebras, v. 29, p. 1705.10302, 2019. doi = 10.1007/s00006-019-0988-6
4. DUARTE, LAURA; DIAS, M. ; DE CAMPOS, F. A tutorial approach on mass dimension one fermions phenomenological analysis. European Physical Journal-Special Topics, v. 229, p. 2133-2146, 2020. doi = 10.1140/epjst/e2020-900267-5
5. DIAS, M., DUARTE, LAURA and CAMPOS, F. de. Revisiting the minimal universal extra dimensions with mass dimension five operators. EPL (Europhysics Letters), v. 132, doi = 10.1209/0295-5075/132/61001

1 INTRODUÇÃO

A busca pelos constituintes básicos da matéria compõe parte da história da ciência. No século V a.C, o atomismo grego já defendia que a matéria era constituída por partículas indivisíveis, o que originou o termo átomo. Ao longo da história, levando em consideração que a ciência e o método científico não se dão em um contexto neutro, livre de quaisquer influências, o desenvolvimento das técnicas, das teorias e dos aparatos experimentais, permitiu que os pesquisadores juntos, elaborassem e testassem a ciência que hoje pode descrever a matéria em seu nível mais fundamental. Por um lado a teoria da Relatividade Restrita, publicada por Einstein em 1905 descreveu o espaço e o tempo como uma entidade única quadridimensional, o que alterou a maneira como descrevemos um evento ocorrido em um ponto do espaço em um dado instante de tempo (EINSTEIN et al., 1905). Por outro lado, entre os anos 1920-1970 houve uma revolução quântica na Física. Dentre os principais eventos ocorridos nesse período podemos citar o desenvolvimento da mecânica quântica ondulatória em 1926 por Schrodinger, a fundamentação da Eletrodinâmica Quântica por Dirac em 1928, a proposta de Fermi da teoria para o decaimento Beta, assumindo a existância do neutrino em 1934, o desenvolvimento do grupo de renormalização em 1953 por Gell-Mann e Stückelberg, e finalmente Weinberg em 1967, obteve a lagrangiana unificada que descreve as forças eletromagnéticas e fracas, predizendo a massa dos bósons Z e W . Várias outras contribuições foram realizadas no decorrer desses 50 anos, indicamos a Ref. (NOVAES, 2000) ao leitor interessado na cronologia.

Mais de cem anos após o início dessa revolução quântica, em 4 de Julho de 2012 as colaborações ATLAS e CMS anunciaram a observação de uma partícula com massa ao redor de 126 GeV (AAD et al., 2012). Essa partícula, conhecida como bóson de Higgs, era a peça faltante no Modelo Padrão da física de partículas, uma teoria elegante que utiliza a Relatividade Especial e a Teoria Quântica de Campos para descrever as forças forte, fraca e eletromagnética entre os constituintes básicos da matéria. Ao enfrentar uma infinidade de testes experimentais nas últimas décadas, o Modelo Padrão ainda fornece uma descrição precisa da física abaixo da escala atômica, permitindo prever o valor da constante de estrutura fina com uma precisão relativa de $\sim 10^{-10}$, provavelmente uma das quantidades mais precisas já determinadas na história da ciência.

Na outra extremidade das distâncias físicas, a dinâmica das grandes estruturas como galáxias e aglomerados de galáxias, é regida pelas leis da Relatividade Geral, a teoria geométrica da gravidade elaborada por Albert Einstein no início do século XX (THORNE; MISNER; WHEELER, 2000). Nesse cenário, medidas cosmológicas recentes permitiram determinar a densidade de matéria-energia do Universo, relacionada com a estrutura geométrica do espaço-tempo. Os resultados mostram que 70% da densidade de energia do Universo é Energia Escura, representada pela constante cosmológica nas equações de Einstein, os 30% restantes são compostos de matéria não relativística com apenas 5% sendo matéria bariônica comum. Portanto, cerca de 25% do conteúdo de energia do Universo possui natureza desconhecida. Algumas teorias sugerem que esse conteúdo desconhecido encontra-se na forma de uma componente invisível chamada Matéria Escura (WEINBERG, 2008). Além disso, para se ter uma ideia da validade da Relatividade Geral, destacamos que recentemente uma de suas

maiores previsões, conhecidas como ondas gravitacionais, foram detectadas pela primeira vez pelas colaborações LIGO e VIRGO, confirmando a Relatividade Geral como uma descrição precisa das interações gravitacionais.

Entretanto, ainda não existe uma teoria unificada para descrever todas as interações observadas na natureza, pois uma formulação quântica dos efeitos gravitacionais não está embutida no Modelo Padrão. Assim, a real natureza da Energia Escura e da Matéria Escura representa um dos maiores desafios da física contemporânea. Para sermos mais precisos com a história, a questão da Matéria Escura é, na verdade, um problema antigo que intrigou os astrônomos no século passado. Nesse contexto podemos citar Fritz Zwicky, que em 1937 associou a discrepância entre a velocidade medida e a velocidade esperada para o aglomerado Coma de galáxias, ao conteúdo de um novo tipo de matéria, a Matéria Escura.

Algumas teorias explicam a presença da Matéria Escura como constituinte da natureza, supondo que tal partícula é uma *Weakly interacting massive particle* (WIMP), que estava anteriormente em contato térmico com o plasma primordial feito de partículas do Modelo Padrão que se desacoplaram em algum estágio inicial do Universo. Nesse caso, inúmeros são os modelos propostos que possuem WIMP's como possíveis candidatas a Matéria Escura: modelos superssimétricos, modelos com dois dubletos de Higgs, modelos escotogênicos e modelos com férmions de dimensão de massa um, por exemplo. Entretanto, há uma série de propriedades básicas fundamentais que devem ser satisfeitas para que uma partícula possa ser considerada uma candidata viável, desempenhando seu papel de Matéria Escura, a saber:

- **Neutralidade Eletromagnética** - a Matéria Escura deve ser invisível. Ou seja, suas interações com fótons devem ser muito menores do que as interações entre léptons e fótons do Modelo Padrão. Esses limites podem ser derivados da não observação dos efeitos astrofísicos que partículas de Matéria Escura carregadas causariam. A restrição mais forte vem da exigência de que a Matéria Escura não se acople muito fortemente aos fótons durante a época de recombinação, o que produz um limite superior de $3.5 \times 10^{-7} \frac{m_{ME}}{1 \text{ GeV}}$ na carga elétrica fracionária para partículas de Matéria Escura com massas maiores que 1 GeV. Esse limite aumenta para $4.0 \times 10^{-7} \frac{m_{ME}}{1 \text{ GeV}}$ quando $m_{ME} > 1 \text{ GeV}$ (TANABASHI et al., 2018). Da mesma forma, restrições astrofísicas podem ser colocadas nos momentos de dipolo elétrico ou magnético da partícula de Matéria Escura (SIGURDSON et al., 2004).
- **Estabilidade** - A Matéria Escura é essencial para a formação das estruturas no Universo, por isso ela deve ser estável em escalas de tempo cosmológicas. Seu tempo de vida deve ser pelo menos comparável ao tempo de vida do Universo, caso contrário, ela não poderia cumprir seu papel na formação das estruturas e nas observações astrofísicas. Fortes limites no tempo de vida τ de candidatas WIMP's foram derivados através do fluxo de raios- γ , nesse caso, $\tau \gg 10^{26} \text{ s}$ (AUDREN et al., 2014). Geralmente nos modelos propostos, a estabilidade é garantida através da introdução de simetrias discretas, de modo que a partícula de Matéria Escura seja a mais leve daquelas partículas que carregam um número quântico conservado não possuído pelas partículas do Modelo Padrão.

- **Autointeração** - Restrições astrofísicas podem ser impostas à Matéria Escura autointeragente. Por exemplo, as observações do aglomerado de galáxias *Bullet* impõem um limite superior na razão entre a seção de choque e a massa da matéria escura de $\sigma_{ME-ME}/m_{ME} \lesssim 1 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}$ (CLOWE et al., 2006).
- **Abundância de Relíquia** - Os modelos teóricos que propõem a existência de Matéria Escura, devem permitir que os aspectos cosmológicos dessa partícula possam ser explorados em escalas de energias que podem ter sido acessadas nos primeiros momentos do Universo, durante o *big bang*. É possível que partículas de Matéria Escura tenham sido produzidas termicamente via interações no banho térmico ou por mecanismos não térmicos, em quantidades que deveriam ser previsíveis dada a nova teoria e seus parâmetros fundamentais. Portanto, os parâmetros da teoria - que por sua vez determinam as propriedades das partículas de Matéria Escura - e as condições e mecanismos de produção no Universo primitivo devem conspirar para que a abundância correta e observada de Matéria Escura seja verificada (AGHANIM et al., 2020).
- **Deteção Indireta** - Partículas de Matéria Escura podem se aniquilar em produtos de Modelo Padrão, cuja detecção constitui o que chamamos de detecção indireta. Se a massa da Matéria Escura for relativamente grande (como geralmente ocorre no cenário das WIMP's), esses produtos podem ser energéticos. Uma possibilidade interessante se refere a produção de fótons de raios- γ . Nesse caso, os fótons viajarão por distâncias astrofísicas sem serem afetados, o que permitiria a identificação de fontes de aniquilação. Essas fontes são compostas por concentrações astrofísicas de Matéria Escura que podem ser encontradas no centro galáctico, nas galáxias anãs e nos halos extragalácticos, por exemplo. Uma grande variedade de observatórios de raios cósmicos e raios- γ - tanto no espaço quanto na terra - estão atualmente em busca desses sinais indiretos (ACHARYA et al., 2018). Tais sinais induzem restrições na massa da Matéria Escura e em sua seção de choque de aniquilação com partículas do Modelo Padrão, o que fornece alguns limites importantes sobre os parâmetros da teoria subjacente.
- **Deteção Direta** - Também pode ser possível detectar diretamente as partículas de Matéria Escura do halo galáctico que se espalham com núcleos de matéria comum, presentes em detectores terrestres. Uma variedade de experimentos projetados para serem sensíveis aos recuos nucleares induzidos por colisões com WIMP's estão atualmente coletando dados e já estabeleceram alguns limites na seção de choque entre WIMP-núcleo (APRILE et al., 2018), o que pode ser utilizado para derivar restrições no espaço de parâmetros dos modelos teóricos estudados.
- **Produção em colisores** - Finalmente, os aceleradores de partículas podem colidir a altas energias partículas comuns do Modelo Padrão na esperança de que a Matéria Escura emerge dessas colisões. A partir dos acoplamentos específicos de uma teoria é possível estudar um ou mais estados finais que envolvam a produção de Matéria Escura, associada a *missing energy* (E_T), e outros objetos do Modelo Padrão, como jatos, léptons e bósons (AABOUD et al., 2016; SIRUNYAN et al., 2017). Com estudos detalhados das taxas de produção do sinal característico e do *background*, é possível obter de maneira estatística o nível de confiabilidade da observação

de uma nova partícula. Além disso, todos os resultados advindos de aceleradores devem ser confrontados com os sinais astrofísicos, a fim de obter uma evidência significativa de que uma nova partícula foi de fato observada.

Fornecido o panorama geral de como surgiu o enigma da Matéria Escura, quais propriedades básicas uma candidata viável deve satisfazer e como podemos detectá-la, discutiremos todos os detalhes no texto da tese, o qual está organizado da seguinte maneira: na primeira parte, apresentamos os elementos teóricos e os argumentos experimentais necessários para compreender o estudo da Matéria Escura no contexto da fenomenologia de partículas. No Capítulo 2 descrevemos brevemente o Modelo Cosmológico Padrão com o intuito de observar como a presença da Matéria Escura é uma previsão direta desse modelo. No capítulo 3 apresentamos algumas evidências da presença de Matéria Escura no Universo. Abordamos como essa partícula influencia as curvas de rotação de galáxias, as lentes gravitacionais e a radiação cósmica de fundo. O capítulo 4 é destinado aos métodos de detecção de Matéria Escura. Apresentamos como a observação de uma partícula escura é feita nos experimentos de detecção direta e indireta e em colisores, e o *status* atual desses aparatos experimentais.

Na segunda parte da tese que compreende os Capítulos 5, 6 e 7, apresentamos alguns modelos de Matéria Escura, discutindo os principais resultados obtidos durante o desenvolvimento do Doutorado no cenário de cada um deles. Começamos no Capítulo 5 com o Modelo Escotogênico Singleto + Tripleto. Após fornecer sua fundamentação teórica e a motivação para estudar tal modelo, apresentamos a partir da seção 5.4 os resultados originais advindos do estudo fenomenológico da Matéria Escura escalar. No Capítulo 6 trabalhamos com o modelo de férmions de dimensão canônica de massa um. Mostramos os principais aspectos da construção formal dos espinores, a fim de dar ao leitor o suporte necessário para que os resultados das amplitudes de espalhamento obtidos na seção 6.5 sejam bem compreendidos. Salientamos que tal estudo foi realizado abordando o modelo sob um ponto de vista mais teórico, já que toda a análise foi realizada com o momento linear do férmion restrito a direção do eixo z . No Capítulo 7 discutimos sobre o modelo que contém uma dimensão extra Universal. Enfatizamos que os dados atuais para o estudo dessa teoria parecem estar em conflito, o que motiva a proposta de estudo apresentada na seção 7.3. Nesse caso, a inclusão de operadores de dimensão canônica de massa cinco com a presença de um novo candidato fermiônico a Matéria Escura, são ingredientes suficientes para que o modelo possa acomodar os dados experimentais de colisores e as observações cosmológicas de abundância de relíquia.

2 ELEMENTOS BÁSICOS DA COSMOLOGIA PADRÃO

A evidência de que um componente escuro pouco interagente está presente em nosso Universo pode ser predita através da Cosmologia moderna. O modelo Cosmológico Padrão descreve a física associada à origem, estrutura e evolução do Universo e está baseado em várias observações experimentais atuais. Entretanto, a forma como o Universo começou ainda é um mistério. Na verdade, nem sabemos ao certo se realmente houve um começo. O que estabelecemos, é que o Universo nasce de um estado extremamente denso, que após uma primeira fase de expansão ultra-acelerada, assume um ritmo de expansão mais lenta, até finalmente atingir o estado em que se apresenta hoje. Logo após essa fase inicial de rápida expansão, conhecida como inflação, das três categorias em que podemos incluir os ingredientes que compõem o Universo (radiação, matéria e energia escura), a radiação governou o futuro do Cosmos. Sua hegemonia não durou muito, apenas alguns milhares de anos, um período extremamente pequeno em relação à idade do Universo, mas suficiente para que os eventos desse período determinassem o seu futuro. Durante a era da radiação processos como o desacoplamento de neutrinos e a formação de elementos leves ocorreram.

A partir dessa época, entre 100 e 200 milhões de anos após o *big bang*, a matéria começou a coalescer e formar estrelas. A fusão de elementos leves nas estrelas liberou energia e se formaram elementos do carbono ao ferro, que fazem parte da constituição da matéria comum que constitui a Terra e das moléculas orgânicas presentes nos organismos vivos. A composição do Universo hoje inclui hádrons (prótons e nêutrons), léptons (elétrons e neutrinos), radiação e duas componentes desconhecidas, a Energia Escura e a Matéria Escura (ME), esta última, foco do nosso estudo.

Neste capítulo inicial, apresentamos as ferramentas básicas necessárias para descrever nosso Universo como um todo, evidenciando como a presença da ME é uma conclusão direta do modelo Cosmológico Padrão.

2.1 EXPANSÃO DO UNIVERSO

O trabalho final da teoria da Relatividade Geral foi publicado no ano de 1915 por Albert Einstein. Essa descrição da gravidade, relaciona a geometria de um espaço-tempo curvo ao seu conteúdo de matéria e energia por meio da equação de Einstein. Portanto, a dinâmica da Cosmologia é fornecida pela Relatividade Geral (WEINBERG, 2008). Para começar uma pequena introdução a este tema, apresentamos de forma geral o elemento de linha, ds^2 , utilizado para medir a distância física entre dois pontos no espaço-tempo,

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu. \quad (1)$$

Esta quantidade é invariante através de mudanças arbitrárias no sistema de coordenada e o objeto $g_{\mu\nu}$ é o tensor métrico que define a geometria do espaço-tempo.

A equação de Einstein pode ser derivada da ação de Einstein-Hilbert utilizando princípios variacio-

nais

$$\mathcal{S} = \frac{1}{16\pi G_N} \int d^4x \sqrt{-g} (R - 2\Lambda) + \mathcal{S}_{mat}, \quad (2)$$

em que $g \equiv \det(g_{\mu\nu})$, Λ é a constante cosmológica introduzida para descrever a expansão e aceleração do Universo, G_N é a constante de Newton e \mathcal{S}_{mat} é a ação da matéria. A quantidade R é chamada de escalar de Ricci e pode ser expressa como uma função do tensor de Riemann, $R_{\lambda\mu\nu}^\rho$, construído a partir de contrações de símbolos de Christoffel,

$$R_{\lambda\mu\nu}^\rho = \partial_\mu \Gamma_{\lambda\nu}^\rho - \partial_\nu \Gamma_{\lambda\mu}^\rho + \Gamma_{\lambda\nu}^\sigma \Gamma_{\sigma\mu}^\rho - \Gamma_{\lambda\mu}^\sigma \Gamma_{\sigma\nu}^\rho. \quad (3)$$

Portanto, o tensor de Ricci $R_{\mu\nu}$ e o escalar de Ricci são dados por

$$R_{\mu\nu} \equiv R_{\mu\sigma\nu}^\sigma, \quad R \equiv R_\mu^\mu.$$

Minimizando a ação da Eq. (2), $\delta\mathcal{S} = 0$, obtém-se a equação de Einstein:

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

em que $T_{\mu\nu}$ é o tensor de energia momento definido a partir da ação da matéria,

$$T_{\mu\nu} \equiv \frac{-2}{\sqrt{-g}} \frac{\delta \mathcal{L}_{mat}}{\delta g^{\mu\nu}}. \quad (5)$$

A equação de Einstein mostra como qualquer conteúdo de matéria representada por $T_{\mu\nu}$ na Eq. (4), se comporta na presença da curvatura $G_{\mu\nu}$, e reciprocamente como algum conteúdo de matéria-energia afetaria de volta a curvatura do espaço-tempo. A teoria da Relatividade Geral foi formulada há mais de cem anos e permanece como a descrição atual para a gravitação. Recentemente as colaborações LIGO e VIRGO detectaram pela primeira vez ondas gravitacionais (ABBOTT et al., 2017), uma das mais fortes previsões da Relatividade Geral.

Essas equações assumem uma forma simples em situações físicas importantes com simetrias especiais. O Modelo Padrão da Cosmologia é baseado no princípio cosmológico, o qual estabelece que o Universo é homogêneo e isotrópico em grandes escalas. Isso significa que não há direção privilegiada e a matéria está distribuída uniformemente no Universo. Essa característica é verificada através da radiação cósmica de fundo, uma radiação eletromagnética que permeia o Universo e fornece informações sobre os seus estágios iniciais (TANABASHI et al., 2018). Assim, vários físicos derivaram a única forma possível da métrica compatível com os pressupostos implícitos no princípio cosmológico. Friedmann, Lemaitre, Roberston e Walker nas décadas de 1920 – 1930 mostraram que esta métrica, conhecida como FLRW, pode ser parametrizada como

$$ds^2 = dt^2 - a(t)^2 \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 \right], \quad (6)$$

em que $a(t)$ é o fator de escala que descreve como as distâncias entre dois pontos em repouso um em

relação ao outro evoluem no tempo devido à expansão do Universo. O parâmetro k está relacionado à curvatura intrínseca do espaço e pode assumir os valores discretos $+1$, -1 ou 0 correspondentes a geometrias fechadas, abertas ou espacialmente planas.

A fim de resolver a equação de Einstein para a métrica na Eq. (6) modelamos o conteúdo da matéria do Universo como um fluido perfeito com densidade de energia ρ e pressão p , para o qual o tensor de energia-momento no referencial de repouso do fluido é dado por,

$$T_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} \rho & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -p & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -p & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -p \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Com essas suposições, as equações de Einstein se simplificam nas equações de Friedmann, que formam a base dinâmica da Cosmologia,

$$\frac{\dot{a}^2}{a^2} = \frac{8\pi G_N}{3}\rho - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3} \quad (8)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G_N}{3}(\rho + 3p) + \frac{\Lambda}{3}. \quad (9)$$

Como Alexander Friedmann mostrou em 1922, um Universo descrito por tais equações não pode ser estático, ele inevitavelmente irá se expandir ou colapsar. Diferenciando a primeira equação de Friedmann e combinando o resultado com a segunda, obtemos

$$\dot{\rho} + 3\frac{\dot{a}}{a}(\rho + p) = 0, \quad (10)$$

que expressa a conservação de energia e momento $\nabla_\mu T^{\mu\nu} = 0$ para um meio isotrópico e homogêneo. Por outro lado, a Eq. (10) também expressa a primeira lei da Termodinâmica,

$$dE + pdV = TdS \quad (11)$$

com $dS = 0$, em que S é a entropia, $E = \rho V$ e $V = a^3$. Vejamos:

$$dE = Vd\rho + \rho dV \quad (12)$$

$$dE = a^3 d\rho + 3\rho a^2 da \quad (13)$$

substituindo a Eq. (12) na Eq. (11) chegamos em

$$\begin{aligned} a^3 d\rho + 3\rho a^2 da + p3a^2 da &= 0 \\ \frac{d\rho}{dt} + 3(\rho + p)\frac{da}{adt} &= 0 \\ \frac{d\rho}{dt} + 3(\rho + p)\frac{\dot{a}}{a} &= 0. \end{aligned} \quad (14)$$

Esse resultado já era esperado, uma vez que na derivação das equações de Friedmann assumimos um

tensor de energia-momento para um fluido ideal. Já que esta é uma aproximação válida na maioria das vezes, dizemos que a expansão do Universo é adiabática, o que implica em uma entropia constante, $S = const.$

Tudo o que existe no Universo contribui para a sua densidade de energia, ρ , inclusive o vácuo. Assim, é possível supor que cada componente do Universo contribui em ρ e é descrita por uma equação de estado da forma $w = p/\rho$. Nesse caso, a Eq. (10) pode ser reescrita como

$$\dot{\rho} = -3\rho(1+w)\frac{\dot{a}}{a}. \quad (15)$$

A Eq. (15) pode ser integrada considerando que w é constante, o que resulta em

$$\int \frac{d\rho}{\rho} = -3(1+w) \int \frac{da}{a}$$

$$\rho = a^{-3(1+w)}\rho_0, \quad (16)$$

usando esse resultado na primeira equação de Friedmann, considerando um Universo plano ($k = 0$) e desprezando a constante cosmológica, podemos integrar com relação ao tempo, para encontrar a evolução do fator de escala,

$$a(t) = \frac{t^{2/3(1+w)}}{t_0}. \quad (17)$$

As Eqs. (16) e (17) podem ser analisadas para casos especiais de w . Atualmente, sabemos que o Universo é multicomponente. Sua densidade de energia teve uma era dominada pela radiação ($p = \rho/3$), pela ME ($p = 0$) e finalmente, pela Energia Escura (equação de estado consistente com $p = \rho$) (RUBAKOV, 2019). Na Tab. 1 listamos as substâncias conhecidas por contribuírem para o equilíbrio de energia no Universo, suas equações de estado, a escala correspondente da densidade de energia com expansão e a solução correspondente para $a(t)$ quando $k = 0$.

Substância	Equação de estado	$\rho(a)$	$a(t)$
Radiação	$w = 1/3$	$\rho = a^{-4}\rho_0$	$a = (t/t_0)^{1/2}$
Matéria	$w = 0$	$\rho = a^{-3}\rho_0$	$a = (t/t_0)^{2/3}$
Vácuo	$w = -1$	$\rho = const$	$a = e^{H_0 t}$

Tabela 1 – Substâncias que contribuem para o equilíbrio de energia no Universo.

Para parametrizar as equações de Friedmann e sua solução $a(t)$, é possível introduzir alguns parâmetros cosmológicos. Por exemplo, a densidade crítica de energia do Universo é obtida quando $\Lambda = 0$,

$$\rho_c = \frac{3}{8\pi G_N} \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2. \quad (18)$$

Essa densidade crítica corresponde à densidade de energia que o Universo possuiria caso a curvatura fosse nula $k = 0$. Podemos expressá-la usando um segundo parâmetro cosmológico diretamente observável e muito importante, a constante de Hubble, $H \equiv \dot{a}/a$. Para quantificar a contribuição

relativa, ρ_i , de cada um dos componentes na distribuição total de energia do Universo, ρ , utilizamos a seguinte notação:

$$\Omega_i \equiv \rho_i/\rho_c \text{ com } \sum_i \rho_i = \rho.$$

Os valores numéricos atuais de alguns desses parâmetros em $t = t_0$ estão resumidos na Tab. 2 (RUBAKOV, 2019):

Símbolo e Definição	Descrição	Valor Atual
t	Idade do Universo	$t_0 = 13.81 \pm 0.03 \text{ Gyr}$
$H = \dot{a}/a$	Parâmetro de Hubble	$H_0 = 67.27 \pm 0.66 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$
$\Omega = \rho/\rho_c$	Curvatura Espacial	$1 - \Omega = 0.000 \pm 0.005$
$\Omega_\gamma = \rho_\gamma/\rho_c$	Fração de fótons	$\Omega_\gamma = 2.48 \times 10^{-5} \text{ h}^{-2}$
$\Omega_b = \rho_b/\rho_c$	Fração de bárions	$\Omega_b h^2 = 0.02225 \pm 0.00016$
$\Omega_m = \rho_m/\rho_c$	Fração de matéria	$\Omega_m = 0.316 \pm 0.009$
$\Omega_\Lambda = \rho_\Lambda/\rho_c$	Fração de energia escura	$\Omega_\Lambda = 0.684 \pm 0.009$

Tabela 2 – Parâmetros cosmológicos.

A precisão dos valores numéricos apresentados nesta tabela não deve ser superestimada, uma vez que foram derivados com suposições de modelo, por exemplo, que a ME é fria (com velocidade de dispersão subrelativística) e que a equação de estado da energia escura é $w = -1$, já que essa emerge da solução para que a densidade de energia do Universo seja uma constante, $\rho(t) = \rho_0$, na Eq. (16). O relaxamento dessas suposições deve mudar os valores apresentados.

2.2 LEI DE HUBBLE

A distância entre duas galáxias aumenta conforme o Universo se expande. Nesse caso, essa distância é dada em termos do fator de escala de acordo com

$$r = a(t)r_0. \quad (19)$$

A velocidade com a qual essa distância aumenta pode ser obtida derivando a Eq. (19) e utilizando a relação $H = \dot{a}/a$, o que leva a

$$\begin{aligned} \dot{r} &= \dot{a}r_0 \\ v = \dot{r} &= H_0 r. \end{aligned} \quad (20)$$

Essa relação, conhecida como lei de Hubble, é a base para a determinação do parâmetro de Hubble e foi descoberta por Edwin Hubble em 1929. Por conveniência em muitas relações cosmológicas, define-se um h adimensional chamado parâmetro de Hubble escalado, tal que $H_0 = 100h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Atualmente essa quantidade assume o valor $h = 0.674(5)$ (AGHANIM et al., 2020).

Ao observar objetos cosmológicamente distantes, detectamos apenas a radiação que eles emitem. Então, como os observáveis são derivados dessa informação limitada? Por exemplo, como a distância e a velocidade podem ser medidas separadamente para a determinação de H_0 ? Pois bem, a velocidade é medida pela mudança de frequência de um sinal conhecido, já a distância pode ser derivada medindo

o escurecimento de objetos com luminosidade intrínseca calibrada: objetos que estão mais distantes são menos brilhantes. Para esclarecer essa ideia vamos introduzir um conceito importante nos estudos cosmológicos: o *redshift*.

Nesse caso, um raio de luz se propagando em um Universo descrito pela métrica (6), sentiria uma contração ou uma dilatação do espaço por um fator $a(t)$ e seu comprimento de onda seria afetado pelo mesmo fator. Portanto, definimos o *redshift* z como a razão entre o fator de escala no tempo presente t_0 dividido pelo fator de escala em algum momento da emissão t

$$1 + z \equiv \frac{a(t_0)}{a(t)} = \frac{1}{a}. \quad (21)$$

Uma vez que estamos tratando de um Universo em expansão, muitas vezes é mais conveniente reexpressar a métrica FLRW em função de uma coordenada comóvel, ou seja, que acompanha essa expansão, e que nesse caso é dada por $d\chi \equiv \frac{dr}{\sqrt{1-kr^2}}$. Assim, a métrica pode ser reescrita da seguinte forma

$$ds^2 = dt^2 - a(t)^2 [d\chi^2 - r^2(\chi)(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2)] \quad (22)$$

onde a função $r(\chi)$ é $(\sin \chi, \chi, \sinh \chi)$ para $k = (+1, 0, 1)$. Dessa maneira, também definimos uma distância comóvel, correspondente à distância percorrida pela luz de t_e até t_0 usando a condição satisfeita para trajetórias tipo luz $ds = 0$:

$$\chi(t_e) = \int_{t_e}^{t_0} \frac{dt'}{a(t')}. \quad (23)$$

Similarmente o tempo conforme é a distância total percorrida pela luz desde $t = 0$ até um tempo t_0 ,

$$\eta(a) \equiv \int_0^{t_0} \frac{dt'}{a(t')} = \int_a^1 \frac{da'}{a'^2 H(a')}. \quad (24)$$

Portanto, o lapso de tempo conforme entre dois eventos de emissão de luz em um ponto será o mesmo que para a sua detecção em outro ponto, independentemente da distância percorrida, $d\eta|_{\text{emissão}} = d\eta|_{\text{detecção}}$.

A partir desse ponto, podemos introduzir a chamada distância luminosidade: nesse caso considere dois objetos com luminosidades idênticas (velas padrão) colocados a distâncias diferentes de um observador. O fluxo de radiação, F , escala com a distância de acordo com $F^{-1/2}$. Portanto, medindo fluxos de velas padrão, podemos determinar a razão das distâncias até elas. Assim, a distância a um objeto com luminosidade conhecida pode ser definida como distância luminosidade, D_L , e medida por meio do fluxo emitido,

$$D_L^2 \equiv \frac{L}{4\pi F}. \quad (25)$$

Considere agora esta ideia em Cosmologia. A área da superfície no ponto de detecção é $4\pi\chi^2$. Além disso, as taxas de energia e chegada de fótons registrados são alteradas pelo *redshift*. Isso reduz o fluxo

em $(1 + z)^2$. O fluxo associado à luminosidade observada é definido por,

$$F = \frac{L}{4\pi\chi^2(1+z)^2} \quad (26)$$

e a distância de luminosidade é

$$D_L \equiv \sqrt{\frac{L}{4\pi F}} = (1+z)\chi. \quad (27)$$

Portanto, medindo o fluxo é possível determinar a distância comóvel até uma vela padrão. Podemos não saber o valor da luminosidade intrínseca L , mas isso não é necessário. É importante apenas que L não varie de um objeto para outro. Então, podemos comparar a proporção de fluxos em diferentes *redshift* e a partir disso derivar os observáveis quanto a aproximação ou afastamento frente a um dado referencial. Dessa maneira, é possível interpretar o *redshift* como uma espécie de efeito Doppler da luz.

2.3 TERMODINÂMICA DO UNIVERSO PRIMORDIAL

No passado, o Universo era mais quente porque era menor. A medida que ele se expande, a sua temperatura vai diminuindo. Portanto, é cabível utilizar os elementos da termodinâmica para descrever o nosso Universo primitivo. Na era dominada pela radiação as partículas do MP se aniquilavam constantemente produzindo fótons. Isso é importante para que possamos compreender as várias etapas da formação do Universo atual e enfatizar o papel da ME neste processo. Para tanto, precisamos discutir a noção de equilíbrio térmico, que pode ser definido por duas condições: equilíbrio cinético e equilíbrio químico.

Equilíbrio Cinético - pode ser alcançado se a taxa de interação entre as partículas ($e^+\gamma \rightarrow e^+\gamma$, por exemplo) é grande o suficiente para que os momentos típicos sejam redistribuídos homogeneamente, permitindo descrever as partículas como um único sistema definido por uma temperatura T . Se a condição de equilíbrio cinético for satisfeita, a função do espaço de fase, $f_i(p)$, é descrita por uma distribuição de Fermi-Dirac (FD) ou Bose-Einstein (BE) dependendo de seu *spin*:

$$f_i(p) = g_i \frac{1}{e^{(E_i - \mu_i)/T} \pm 1}, \quad (28)$$

em que E_i é a energia da partícula com momento p_i e massa m_i , μ_i é o potencial químico e g_i o número de graus de liberdade. Os sinais (+) e (-) estão relacionados a distribuição de FD e BE, respectivamente.

Equilíbrio Químico: supondo um processo do tipo $A + B \leftrightarrow C + D$ a condição de equilíbrio químico estabelece que,

$$\mu_A + \mu_B = \mu_C + \mu_D. \quad (29)$$

Por definição, o potencial químico caracteriza a modificação da densidade de energia de um sistema quando o número de partículas não é conservado.

Condição de equilíbrio térmico - Para estabelecer a condição de equilíbrio térmico devemos considerar que a densidade de partículas do MP pode ser afetada pela expansão do Universo e pelas interações entre estas partículas. A expansão tende a reduzir a densidade de partículas já que a região em que elas estão contidas aumenta, e as interações conduzem às distribuições térmicas de Bose-Einstein e Fermi-Dirac. Com uma taxa de expansão muito grande, as partículas do MP não teriam tempo suficiente para interagir eficientemente umas com as outras e não adquiririam distribuições térmicas.

Portanto, uma taxa de interação $\Gamma(T)$ maior que a taxa de Hubble implica tipicamente que as interações não podem ocorrer antes que a expansão separe as partículas, impedindo-as de redistribuir seus momentos e garantir um estado de equilíbrio cinético. Isso produz a seguinte condição de equilíbrio cinético:

$$H(T) \lesssim \Gamma(T). \quad (30)$$

Mas através de análise dimensional, a taxa de interação a altas temperaturas é dada pelo produto da densidade numérica n vezes seção de choque σ , $\Gamma \sim \sigma n$. Levando em consideração que $n \sim T^3$, $\sigma \sim \alpha^2/T^2$ e que a taxa de expansão de Hubble é $H \sim T^2/M_{pl}$, podemos substituir essas relações em (30) e chegar em

$$T \lesssim \alpha^2 M_{pl} \simeq 10^{16} GeV \quad (31)$$

portanto, a condição de equilíbrio cinético é garantida para temperaturas abaixo da escala de Planck, regime que será considerado a seguir.

A pressão P , a densidade de número n e densidade de energia ρ de um gás diluído de partículas pouco interagentes são dados em termos da função de distribuição no espaço dos *momentum*

$$n_i = g_i \int f(p) \frac{d^3 p}{(2\pi)^3}, \quad (32)$$

$$\rho_i = g_i \int E f(p) \frac{d^3 p}{(2\pi)^3}, \quad (33)$$

$$P_i = g_i \int \frac{p^2}{3E} f(p) \frac{d^3 p}{(2\pi)^3}. \quad (34)$$

Podemos derivar expressões analíticas dessas quantidades em alguns regimes específicos:

Limite relativístico ($m \ll T$ e $\mu \ll T$)

$$n_i = \frac{3}{4} \frac{\zeta(3)}{\pi^2} g_i T^3, \quad (35)$$

$$\rho_i = \frac{7}{8} \frac{\pi^2}{30} g_i T^4, \quad (36)$$

$$P_i = \frac{1}{3} \rho_i, \quad (37)$$

em que os fatores (3/4) e (7/8) são relativos à espécie fermiônica e devem ser substituídos por 1 no caso bosônico.

Limite não-relativístico ($T \ll m$)

$$n_i = g_i \left(\frac{mT}{2\pi} \right)^{3/2} e^{-(m-\mu_i)/T}, \quad (38)$$

$$\rho_i = mn_i, \quad (39)$$

$$P_i = n_i T. \quad (40)$$

A densidade de energia total do sistema composto por várias espécies na era de radiação pode ser reescrita como segue,

$$\rho = \sum_i \rho_i = \frac{\pi^2}{30} g_*(T) T^4, \quad (41)$$

em que o fator (7/8) foi absorvido em g_* que representa o número efetivo de graus de liberdade relativísticos (massas muito menores que a temperatura) das espécies,

$$g_*(T) \equiv \sum_{i=\text{bósons}} g_i \left(\frac{T_i}{T} \right)^4 + \sum_{i=\text{férmions}} g_i \left(\frac{T_i}{T} \right)^4. \quad (42)$$

Nesse caso, T é a temperatura dos fótons no banho térmico, T_i a temperatura de cada partícula, e g_i o número de graus de liberdade relativísticos para bósons e férmions. A Figura 1 mostra a evolução dos graus de liberdade efetivos em função da temperatura. A medida que o Universo esfria as partículas pesadas se desacoplam do plasma e deixam de contar como graus de liberdade relativísticos (BAUER; PLEHN, 2019; TANABASHI et al., 2018).

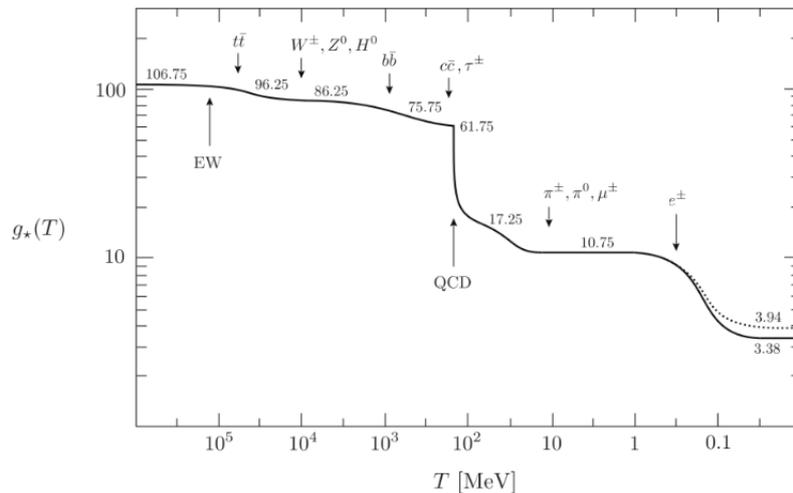


Figura 1 – Evolução do número de graus de liberdade $g_*(T)$ com a temperatura.

A Tab. 3 mostra os graus de liberdade relativístico das espécies e a temperatura estimada do desacoplamento (SIQUEIRA,). Nessa situação, a produção de partículas com grandes massas requer altas energias, portanto, a medida que o Universo se expande diminuindo a sua temperatura, a taxa de produção dessas partículas não acompanha sua taxa de aniquilação. Por exemplo, a partícula mais pesada conhecida, o quark *top* e sua antipartícula se desacoplaram em apenas 10^{-12} s após o *Big Bang*.

Temperatura	Partículas no banho térmico	$4g_*(T)$
$T < m_e$	$\nu + \gamma$	29
$m_e < T < m_\mu$	e^\pm	43
$m_\mu < T < m_\pi$	μ^\pm	57
$m_\pi < T < T_c^\dagger$	π	69
$T_c < T < m_{strange}$	$\pi + u, \bar{u}, d, \bar{d} + gluon$	205
$m_s < T < m_{charm}$	s, \bar{s}	247
$m_c < T < m_\tau$	c, \bar{c}	289
$m_\tau < T < m_{bottom}$	τ^\pm	303
$m_b < T < m_{W,Z}$	b, \bar{b}	345
$m_{W,Z} < T < m_{Higgs}$	W^\pm, Z	381
$m_H < T < m_{top}$	H	385
$m_{top} < T$	t, \bar{t}	427

Tabela 3 – Evolução dos graus de liberdade das espécies no banho térmico.

A medida que o Universo expande e esfria, a taxa de interação das partículas se iguala a de expansão do Universo ($\Gamma \sim H$), ou seja, o tempo que as partículas levam para interagir se iguala ao tempo de expansão, este momento caracteriza o desacoplamento cinético da partícula do banho térmico. Após este período, o Universo expande antes que as partículas possam interagir, de forma que elas evoluem independentemente do banho térmico.

Este conceito é particularmente importante para a Cosmologia do Universo inicial e para a fenomenologia da ME. Como uma ilustração desse efeito investigaremos o desacoplamento de neutrinos do MP. Neutrinos interagem com léptons e quarks apenas por meio de interações fracas através de processos da forma

$$\begin{aligned}\bar{\nu}_\ell + \nu_\ell &\leftrightarrow \bar{\ell}\ell \\ \nu_\ell + \ell &\leftrightarrow \nu_\ell + \ell,\end{aligned}$$

para esses processos, a seção de choque é dada por $\sigma \sim (G_F T)^2$, em que $G_F \sim 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$ é a constante de Fermi. A ordem de magnitude da taxa de interação obtida é

$$\Gamma \sim G_F^2 T^5. \quad (43)$$

Usando a condição de equilíbrio cinético da Eq. (30), podemos estimar a temperatura de desacoplamento de neutrino T_d como

$$T_d \simeq (G_F^2 M_{Pl})^{-1/3} \simeq 1 \text{MeV}.$$

Como resultado, os neutrinos do MP que possuem pequenas massas, se desacoplaram quando ainda relativísticos. Como estes neutrinos raramente interagem com a matéria, ainda existem nos dias atuais. Supomos que um processo análogo ocorre com a ME e ainda hoje podemos ter dados observacionais correspondentes a uma abundância de ME no Universo. Falaremos mais sobre isso na Subseção 4.1.

3 EVIDÊNCIAS DE MATÉRIA ESCURA

Os estudos iniciais inferindo a presença de ME no Universo datam do final do Séc. XIX. Lord Kelvin foi um dos primeiros a realizar uma estimativa da quantidade de ME na Via Láctea, tratando o sistema de estrelas presentes na nossa galáxia como um gás de partículas que poderia ser estudado através da teoria cinética dos gases. Posteriormente, guiado pelas ideias de Kelvin, Henri Poincaré argumentou que, uma vez que a velocidade de dispersão das estrelas prevista na estimativa de Kelvin era da mesma ordem de magnitude que a observada, a quantidade de ME provavelmente seria menor ou semelhante a da matéria visível, concluindo erroneamente que não deveria existir tal conteúdo escuro (POINCARÉ; ROYCE, 2014).

Estes estudos pioneiros abriram as possibilidades para novas investigações. Uma importante contribuição na compreensão da estrutura da Via Láctea foi feita pelo astrônomo holandês Jacobus Kapteyn em um estudo publicado em 1922 (KAPTEYN, 1922). Ele estabeleceu uma relação entre o movimento das estrelas e sua velocidade de dispersão, expressando a densidade local em termos de uma massa estelar efetiva, dividindo a massa gravitacional total pelo número de estrelas observadas. Esse cientista declarou explicitamente a possibilidade de existência de ME na Galáxia “*We therefore have the means of estimating the mass of the dark matter in the universe*” (BERTONE; HOOPER, 2018). O trabalho de Kapteyn motivou seu ex-aluno, Jan Oort, a estudar a cinemática estelar para estimar a densidade total de matéria nas proximidades do Sol. O resultado obtido mostrou que alguma quantidade não desprezível de ME deveria estar presente a fim de explicar a dinâmica estelar observada (OORT, 1932).

Alguns anos depois, o famoso astrônomo Fritz Zwicky, estudou as velocidades de galáxias dentro de aglomerados, em particular o aglomerado de Coma localizado a aproximadamente 10^{10} anos-luz da Via Láctea. Zwicky usou o teorema do Virial para relacionar a velocidade das galáxias à densidade média do aglomerado e chegou à conclusão de que para explicar uma velocidade tão grande o sistema Coma deveria ser pelo menos 400 vezes maior do que o valor inferido da observação da matéria luminosa. Ele suspeitou que um halo do componente escuro estava presente em uma quantidade muito maior do que a matéria luminosa e popularizou a denominação de *matéria escura* conhecida atualmente (ZWICKY, 1937).

Após essas considerações iniciais, dedicamos o decorrer do capítulo ao estudo de algumas das evidências e observações baseadas em desenvolvimentos teóricos e medições modernas, que levaram/levam à conclusão de que um componente de ME está presente em nosso Universo atualmente.

3.1 CURVA DE ROTAÇÃO

A curva de rotação de uma galáxia representa a evolução da velocidade radial $v(R)$ das estrelas em relação às suas distâncias ao centro da galáxia e pode ser obtida através da Física Newtoniana. Assumindo uma distribuição esférica de matéria na galáxia, quando o valor absoluto da aceleração for g , temos $g = v^2/R$, em que R é o raio da órbita. A simetria esférica significa que a aceleração gravitacional a uma distância R do centro da galáxia é simplesmente $G_N M(R)/R^2$, em que $M(R)$ é a

massa no interior da órbita com raio R . Neste caso obtemos facilmente a velocidade radial,

$$\frac{v^2}{R} = \frac{G_N M(R)}{R^2} \therefore v = \sqrt{\frac{G_N M(R)}{R}}. \quad (1)$$

Assumindo que grande parte da massa da galáxia está compreendida em uma esfera de raio R , esperamos que $M(r \gg R) \simeq M(R)$, portanto, para raios grandes a velocidade deve diminuir com o aumento de r :

$$v(r \gg R) \simeq \sqrt{\frac{G_N M(R)}{r}} \propto \frac{1}{\sqrt{r}}. \quad (2)$$

Entretanto, experimentalmente, observamos que a velocidade não diminui mas, se mantém constante a grandes distâncias do centro, como pode ser observado na Figura 2. A explicação para esse

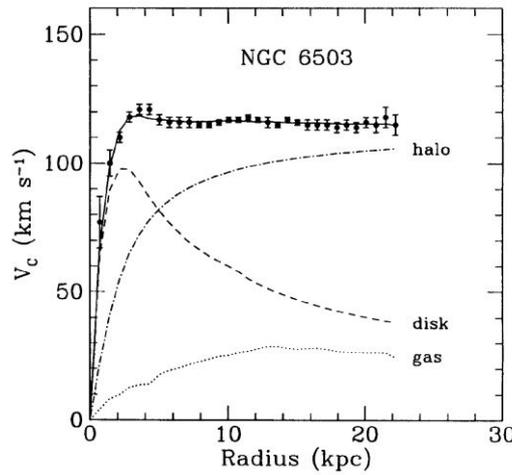


Figura 2 – Curva de rotação galáctica para NGC 6503 mostrando a contribuição do disco e do gás mais a contribuição do halo de ME necessária para explicar os dados (BEGEMAN; BROEILS; SANDERS, 1991).

comportamento é atribuído à existência de um halo de ME que fornece uma contribuição extra ao conteúdo de matéria na galáxia. Para deduzir uma expressão para a densidade de ME no halo, observamos que para a velocidade de rotação ser constante, na Eq. (2) $M(R) \propto r$ o que implica em uma densidade de ME $\rho_{DM}(r') \propto \frac{1}{r'^2}$.

Um dos métodos pioneiros utilizados para medir a curva de rotação das galáxias, foi o mapeamento das linhas espectrais do Hidrogênio neutro (HI) a grandes distâncias do centro. Para sustentar a existência de ME, foi necessário demonstrar que a quantidade de HI (incluindo o hélio) existente na periferia da galáxia e que é detectada, não tem massa suficiente para explicar a curva de rotação (RUBIN; FORD W.KENT, 1970). Atualmente, as curvas de rotação ainda são amplamente utilizadas para inferir distribuições de massa de sistemas astrofísicos, como galáxias, aglomerados de galáxias e satélites anões.

¹ A fim de averiguar esse resultado, podemos levar em consideração que $dM(r) = \int_0^r 4\pi\rho_{DM}r'^2 dr'$.

3.2 LENTES GRAVITACIONAIS

A Teoria da Relatividade Geral de Einstein prevê que corpos muito massivos como estrelas, galáxias e a própria ME modificam a curvatura do espaço-tempo e assim, a luz deixa de se propagar em linha reta em regiões próximas a estes objetos. Este efeito é conhecido como lente gravitacional e medindo o ângulo de deflexão dos fótons é possível deduzir a massa de um objeto massivo localizado entre uma fonte de fótons e um observador.

Existem três classes de lentes gravitacionais que dependem essencialmente da posição da fonte em relação ao observador, da concentração de massa da região e da forma da lente propriamente dita. As lentes fortes ocorrem quando uma região muito densa está presente entre uma fonte e um observador. Nesse caso, a luz emitida pela fonte poderia seguir várias geodésicas para chegar ao observador, resultando em imagens múltiplas, anéis e arcos como observado na Figura 3. A detecção de eventos



Figura 3 – Esquerda: Imagem obtida pelo Telescópio Hubble do aglomerado de galáxias SDSS J0146-0929 mostrando o anel de Einstein devido a lente gravitacional forte. Direita: outro exemplo, imagem do aglomerado de galáxias SDSS J1004 + 4112 mostrando imagens múltiplas do mesmo quasar ao redor do centro. Crédito: ESA/Hubble e NASA.

de lentes fortes em escalas de galáxias permite o estudo de regiões contendo ME, sendo eficaz em estabelecer restrições nos parâmetros cosmológicos usando grandes amostras estatísticas. Ao longo da década de 1990, o *Cosmic Lens All-Sky Survey* (KOOPMANS, 2001) encontrou 22 sistemas de lentes. As propriedades estatísticas desses sistemas serviram para restringir os parâmetros cosmológicos e a constante de Hubble.

Outro tipo de lente são as denominadas lentes fracas. Elas ocorrem porque longe do centro de uma galáxia ou aglomerado de galáxias, a deflexão da luz é muito pequena. Portanto, as lentes fracas provocam apenas distorções da aparente forma de objetos luminosos, por exemplo, uma galáxia teria sua aparência levemente alterada e seu brilho levemente aumentado. Para constatar o efeito de uma lente gravitacional fraca é necessário um grande número de galáxias, porque de modo geral não se sabe ao certo o tamanho e a orientação de uma galáxia individualmente. A combinação de observações em uma grande amostra de galáxias permite a reconstrução do potencial gravitacional ao longo de uma linha de visão. Este método foi usado pelo *Sloan Lens ACS Survey* para inferir a fração média galáctica bariônica e de ME. No trabalho (GAVAZZI et al., 2007) os autores encontraram que em uma esfera de raio de ~ 8 kpc ao redor do centro das galáxias, a fração de massa da ME representa $\sim 27\%$ e o restante

é dominado por bárions.

Já as microlentes são produzidas por um corpo menor, por exemplo uma estrela. Nesse caso, como a força gravitacional é proporcionalmente menor do que a de um aglomerado de galáxias, nenhuma distorção de forma pode ser vista, apenas há uma mudança no brilho da imagem. Para detectar esse fenômeno é necessário um exato alinhamento entre a estrela-fonte, o objeto-lente e a Terra. Uma suposição é que a ME poderia estar na forma de estruturas não bariônicas, como subhalos compactos e estrelas de bósons. Estas estruturas pesam entre massas de asteróides e massas solares e portanto podem ser descobertas via microlentes gravitacionais (CROON; MCKEEN; RAJ, 2020).

Assim, uma conclusão muito importante e já consolidada no contexto da ME é o de que as lentes gravitacionais ajudam a inferir a distribuição de matéria em aglomerados de galáxias. Os resultados indicam que a maior parte da matéria em um aglomerado não está nas galáxias visíveis ou no gás quente ao seu redor e não emite luz, sendo assim chamada ME. A distribuição das imagens em lente reflete a distribuição de toda a matéria, visível e escura. Portanto, as imagens de lentes gravitacionais obtidas pelo Hubble foram usadas para criar mapas de ME em aglomerados de galáxias.

3.3 RADIAÇÃO CÓSMICA DE FUNDO

Em escalas cosmológicas, a radiação cósmica de fundo ou CMB (*Cosmic Microwave Background Radiation*) descoberta em 1965 (PENZIAS; WILSON, 1965), se refere à radiação que deixou de interagir com a matéria do Universo depois do período de desacoplamento (DINIZ; HOLANDA, 2014). Uma fração de segundo após o *Big Bang*, de acordo com a compreensão atual da Cosmologia, o Universo estava extremamente quente e denso, mas se esfriava a medida que expandia. Os fótons não podiam se propagar livremente e o Universo era opaco devido ao espalhamento de Compton com matéria bariônica. Após determinado instante, os fótons perderam energia e deixaram de ionizar átomos de hidrogênio, o elemento mais abundante no Universo. Consequentemente, a matéria passou a ser transparente aos fótons, que deixaram de ser espalhados e passaram a viajar livremente e é essa a radiação que observamos hoje. A superfície onde os fótons se espalharam pela última vez dos elétrons livres, é chamada de última superfície de espalhamento.

Observa-se que o espectro de energia da CMB em função de sua frequência coincide com o espectro de um corpo negro de intensidade

$$I_\nu = \frac{4\pi\hbar\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{2\pi\hbar\nu/k_B T_{CMB}} - 1} \quad (3)$$

cujo valor de temperatura medido atualmente é $T_{CMB} = (2.725 \pm 0.001)$ K.

Medidas experimentais indicam que existem anisotropias da ordem de $\delta T/T \sim 10^{-5}$ no espectro da CMB. Estas anisotropias estão relacionadas com as perturbações na distribuição homogênea de matéria e radiação no início do Universo, como pode ser visualizado na Figura 4.

As anisotropias na temperatura da CMB podem ser decompostas em uma direção específica (\hat{n}) no

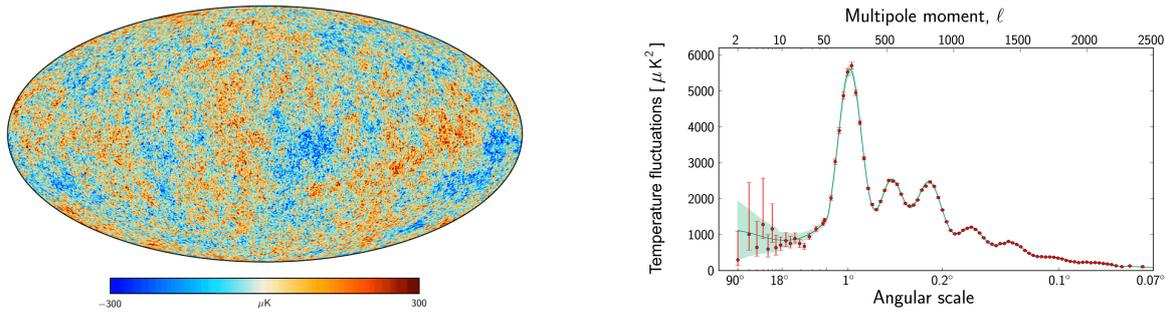


Figura 4 – (Esquerda) Mapa de anisotropia da temperatura da CBM obtida pela colaboração Planck. (Direita) Anisotropias na temperatura do Espectro de Potências da CMB também medida pela colaboração Planck (AGHANIM et al., 2020).

céu, utilizando a base dos harmônicos esféricos:

$$\Theta(\hat{n}) \equiv \frac{\delta T}{T}(\hat{n}) = \sum_{l=2}^{\infty} \sum_{m=-l}^l a_{lm} Y_{lm}(\hat{n}). \quad (4)$$

Portanto, a função de correlação de dois pontos do mapa de anisotropia CMB entre duas direções \hat{n} e \hat{n}' é dada por

$$\langle \Theta(\hat{n}) \Theta(\hat{n}') \rangle = \sum_{l,m} \sum_{l',m'} \langle a_{lm} a_{l'm'}^* \rangle Y_{lm}(\hat{n}) Y_{l'm'}(\hat{n}') = \frac{1}{4\pi} \sum_l (2l+1) C_l P_l(\cos \theta) \quad (5)$$

em que $\cos \theta = \hat{n} \cdot \hat{n}'$ e P_l são os polinômios de Legendre. O coeficiente C_l representa o espectro de potência que está relacionado com uma quantidade \mathcal{D}_l definida como

$$\mathcal{D}_l \equiv \frac{l(l+1)}{2\pi} C_l, \quad (6)$$

dessa maneira C_l descreve o espectro de flutuações, dependendo dos parâmetros de densidade de matéria, constante de Hubble, entre outros e é dado por,

$$C_l \equiv \langle |a_{lm}|^2 \rangle \equiv \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^l |a_{lm}|^2. \quad (7)$$

O valor da separação angular típica θ entre dois pontos no mapa de anisotropia CMB está relacionado com $l \simeq \pi/\theta$. Portanto, pequenos (grandes) valores de l correspondem a grandes (pequenas) distâncias físicas na última superfície de espalhamento.

O comportamento das anisotropias evidenciado na Figura 4 e os parâmetros cosmológicos estão diretamente relacionados. Por exemplo, o primeiro pico evidencia que o Universo é praticamente plano. Os demais picos (oscilações acústicas), fornecem informações importantes a respeito da densidade de ME, bariônica e de Energia Escura. Ajustando os parâmetros do modelo Cosmológico Padrão à curva do espectro de potência, obtemos os parâmetros cosmológicos, dentre eles a abundância de ME. Atualmente, a determinação mais precisa da densidade de Energia Escura Ω_Λ , da densidade de matéria

Ω_m e, particularmente da abundância de matéria bariônica $\Omega_b h^2$ e de matéria escura $\Omega_c h^2$, deduzidas através do mapa de anisotropia CMB é (AGHANIM et al., 2020):

$$\begin{aligned}\Omega_\Lambda &= 0.684 \pm 0.009 \\ \Omega_m &= 0.315 \pm 0.007 \\ \Omega_c h^2 &= 0.1200 \pm 0.001 \\ \Omega_b h^2 &= 0.0224 \pm 0.0001\end{aligned}\tag{8}$$

em que $h \equiv H_0/(100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1})$ e $H_0 = 67.4 \pm 0.5 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. A partir desses valores pode-se inferir o valor da densidade de curvatura $\Omega_k = 1 - (\Omega_\Lambda + \Omega_m) \simeq 0.001 \pm 0.002$, o que é compatível com um Universo plano. Essas medidas indicam um Universo dominado por matéria e energia escura e assim, a observação CMB é, sem dúvida, uma das mais fortes evidências da presença de ME em nosso Universo.

4 ESTRATÉGIAS DE BUSCA POR MATÉRIA ESCURA

A partir das evidências de ME expostas no capítulo anterior, muitas teorias além do MP surgiram e vem surgindo na tentativa de estabelecer uma partícula potencialmente acessível aos dados observacionais e experimentais. Nesse contexto, candidatas muito comuns de ME são as partículas massivas de interação fraca, *Weakly Interacting Massive Particles* (WIMP's). Ressaltamos que as WIMP's constituem uma classe genérica de partículas que são independentes do modelo e surgem naturalmente em teorias com dimensões extras, supersimétricas, em modelos de geração de massa para neutrinos, entre outros.

Com relação às propriedades, WIMP's são partículas com massa entre 1 e $10^5 \text{ GeV}/c^2$ e seção de choque no intervalo de 10^{-41} a 10^{-51} cm^2 . Foram produzidas termicamente no início do Universo e agora estão se movendo com velocidades não relativísticas, o que as torna as principais candidatas para ME "fria". No regime de baixas velocidades, as grandes estruturas gravitacionalmente interagentes poderiam ser formadas. Nesse caso, a abundância correta de ME (produzida termicamente) pode ser obtida através do paradigma WIMP. Na próxima seção abordaremos como as WIMP's podem ser produzidas termicamente, antes de dar o próximo passo em direção a produção/detecção destas partículas nos experimentos atuais.

4.1 DENSIDADE DE RELÍQUIA DE WIMPS

No Universo primitivo as partículas estavam em equilíbrio térmico. Isso significa que a taxa de produção de partículas no banho térmico era equivalente à taxa de aniquilação, Γ . No entanto sabemos que o Universo está se expandindo a uma taxa dada pelo parâmetro de Hubble, H . Enquanto se expande diminui sua temperatura. Por causa disso, o congelamento da densidade de partículas ocorre quando a taxa de expansão ultrapassa a taxa de aniquilação, $H \gg \Gamma$.

Assumindo um contato térmico primordial entre as partículas do MP e a ME, a evolução da densidade numérica de ME com o tempo depende da expansão de Hubble e de possíveis processos de aniquilação/criação envolvendo partículas de ME. Considerando, por exemplo, um processo $\chi + \chi \leftrightarrow \psi + \psi$, em que χ corresponde a uma WIMP e ψ a uma partícula do MP, a abundância de relíquia de WIMP's no Universo pode ser encontrada através da equação de Boltzmann (PIERRE, 2018)

$$\frac{dn_\chi}{dt} + 3Hn_\chi = -\langle\sigma v\rangle(n_\chi^2 - n_{\chi,\text{eq}}^2), \quad (1)$$

em que $\langle\sigma v\rangle$ é a velocidade média da seção de choque de aniquilação $\chi + \chi \leftrightarrow \psi + \psi$, e $n_{\chi,\text{eq}}$ é a densidade esperada de ME no caso de equilíbrio térmico com ψ , isto é, quando a criação e aniquilação do par de ME ocorrem na mesma taxa. Como visto na Eq. (38) $n_{\chi,\text{eq}} \propto T^{3/2} e^{-m_\chi/T}$ no regime não relativístico, portanto a taxa de interação é suprimida quando $T \sim m_{ME}$, o que resulta no congelamento da ME.

A equação de Boltzmann pode ser expressa de forma mais adequada definindo a quantidade

adimensional $Y_\chi \equiv n_\chi/s$, em que s é a densidade de entropia do Universo. Vejamos:

$$\frac{dY_\chi}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{n_\chi}{s} \right) = \frac{d}{dt} \left(\frac{a^3 n_\chi}{a^3 s} \right) = \frac{1}{a^3 s} \left(3a^2 \dot{a} n_\chi + a^3 \frac{dn_\chi}{dt} \right) = \frac{1}{s} \left(3H n_\chi + \frac{dn_\chi}{dt} \right). \quad (2)$$

Utilizando a Eq. (2) na Eq. (1) obtemos o seguinte resultado,

$$\frac{dY_\chi}{dt} = -\langle \sigma v \rangle (Y_\chi^2 - Y_{\chi,eq}^2). \quad (3)$$

Podemos ainda reescrever a Eq. (3) a partir de uma nova variável temporal $x \equiv m_\chi/T$. Nessa situação fazemos a transformação utilizando a correspondência $dx/dt = Hx$, o que nos leva a

$$\frac{dY_\chi}{dt} = \frac{dY_\chi}{dx} \frac{dx}{dt} = \frac{dY_\chi}{dx} Hx, \quad (4)$$

assim, igualando as Eqs. (4) e (3) e levando em conta que se a ME é produzida durante a era de radiação $H(x) = H(m)/x^2$, obtemos o seguinte resultado

$$\frac{dY_\chi}{dx} = \frac{-\langle \sigma v \rangle m_\chi^3}{H(m)x^2} (Y_\chi^2 - Y_{\chi,eq}^2) \quad (5)$$

ou de uma maneira mais simplificada,

$$\frac{dY_\chi}{dx} = -\frac{\lambda}{x^2} (Y_\chi^2 - Y_{\chi,eq}^2) \quad \text{com} \quad \lambda = \frac{m_\chi^3 \langle \sigma v \rangle}{H(m)}. \quad (6)$$

Assumindo que $\langle \sigma v \rangle$ não depende da temperatura a Eq. (5) pode ser integrada numericamente o que produz os resultados da Figura 5 para os respectivos valores de seção de choque de aniquilação. Esta figura mostra que depois de $x \sim 20$, a grandeza Y_χ permanece constante ao longo do tempo,

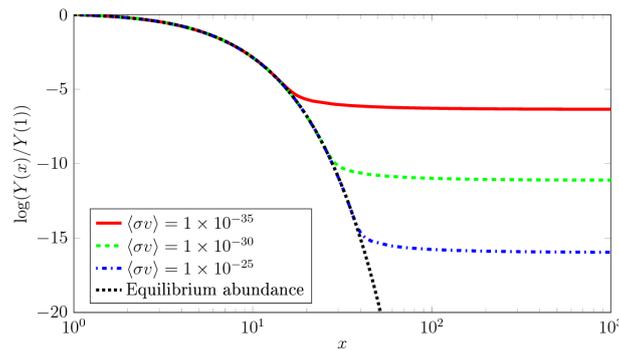


Figura 5 – A evolução de Y_χ em função da variável x (PIERRE, 2018).

representando o momento do congelamento. Além disso, uma grande seção choque de aniquilação implica valores menores de Y_χ porque o processo de aniquilação seria mais eficiente, resultando em um número menor de partículas que se congelariam.

Para estimar a densidade de relíquia de ME esperada atualmente, integramos a Eq. (6) desde o tempo de congelamento x_F até os dias atuais e assumimos que o termo $Y_{\chi,eq}$ é exponencialmente

suprimido, sendo desprezível com relação a Y_χ para $x > x_F$. Portanto, partindo de

$$\frac{dY_\chi}{dx} \approx -\frac{\lambda(x)}{x^2} Y_\chi^2 \quad (7)$$

que é uma equação diferencial ordinária, chegamos na seguinte solução

$$\frac{1}{Y_{\chi,\infty}} - \frac{1}{Y_{\chi(x_F)}} = \frac{\lambda}{x_F}, \quad (8)$$

em que $Y_{\chi,\infty}$ representa a densidade de ME no tempo presente. Levando em conta que $Y_F \gg Y_{\chi,\infty}$, uma vez que a densidade de entropia do Universo aumentou consideravelmente desde o tempo do congelamento, temos

$$Y_{\chi,\infty} \approx \frac{x_F}{\lambda}. \quad (9)$$

Assim, podemos deduzir a densidade de relíquia de ME atualmente

$$\Omega_\chi h^2 = \frac{m_\chi s_0 Y_{\chi,\infty} h^2}{\rho_c^0} = \frac{s_0 h^2 x_F H(m)}{\rho_c^0 m_\chi^2 \langle \sigma v \rangle}, \quad (10)$$

em que s_0 e ρ_0 são a entropia crítica e a densidade crítica no tempo presente. A razão entre essas quantidades é dada por $s_0/\rho_c^0 \simeq 2.5 \times 10^8 \text{ GeV}^{-1} \text{ h}^{-2}$. Uma estimativa simples da ordem de magnitude para essa solução é $x_F \sim 10$; os valores mais precisos são da ordem de $x_F \approx 20$ ou 25 , como pode ser visualizado na Figura 5. No entanto, para obter um resultado numérico mais preciso para a densidade de relíquia, podemos estimar o valor de x_F considerando o tempo de congelamento como o instante em que a taxa de expansão passa a ser da ordem da taxa de interação

$$H(x_F) = \langle \sigma v \rangle n_{eq}(x_F), \quad (11)$$

que fornece x_F como a solução da equação transcendental:

$$x_F \simeq \log \left(\frac{2\sqrt{5} M_{pl} m_\chi \langle \sigma v \rangle \sqrt{x_F}}{2\pi^{5/2} \sqrt{g_\star}} \right). \quad (12)$$

Resolvendo a Eq.(12) iterativamente obtemos a solução aproximada $x_F \sim 20$, confirmando as suposições anteriores. Usando este valor, uma estimativa para a densidade de relíquia atual é

$$\Omega h^2 \simeq 0.1 \left(\frac{m_\chi}{100 \text{ GeV}} \right) \left(\frac{3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}}{\langle \sigma v \rangle} \right). \quad (13)$$

Essa equação mostra claramente que a abundância de relíquia depende das quantidades que aparecem no modelo da física de partículas, tais como a massa da ME e a seção de choque de aniquilação, além de apresentar dependência nos parâmetros cosmológicos. Uma partícula de ME com massa da ordem da escala eletrofraca $m_\chi \sim 100 \text{ GeV}$, com seções de choque de aniquilação $\sigma \sim g^4 m_{ME}^2 / m_Z^4 \sim 10^{-9} \text{ GeV}^{-2} \approx 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ leva à densidade de relíquia de ME observada, o que é considerado uma

forte motivação para estudar modelos de ME baseados na escala eletrofraca, ou seja, modelos que possuem candidatas a ME que podem ser classificadas como WIMPs.

Para trabalhar com tais modelos, os pacotes `MadDM` (AMBROGI et al., 2019), `MICROMEGAS` (BÉLANGER et al., 2018) ou `Gambit` (ATHRON et al., 2017) podem ser utilizados para o tratamento numérico da equação de Boltzmann e a computação da densidade de relíquia correspondente.

Portanto, diante do paradigma da WIMP's vemos que as teorias além do MP permitem a ME interagir com determinadas partículas do MP. Então, esperamos pelo menos três tipos de canais de observação de ME; os baseados em experimentos de detecção direta e indireta e a produção em colisores, como mostrado na Figura 6.

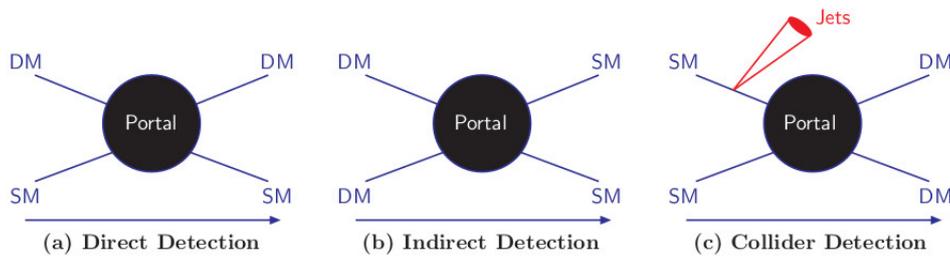


Figura 6 – Interações de ME com partículas do MP e as respectivos estratégias de detecção: a) detecção direta, b) detecção indireta e c) produção em colisores de partículas (ARCADI et al., 2018).

Nesses casos, os seguintes processos são possíveis:

- Espalhamento de ME com uma partícula do MP $ME + MP \rightarrow DM + SM$: **(Detecção Direta)**
- Aniquilação de ME $ME + ME \rightarrow MP + MP$: **(Detecção Indireta)**
- Produção de ME $MP + MP \rightarrow DM + SM$: **(Produção em colisores)**

Nas próximas seções apresentamos com alguns detalhes as três estratégias de detecção de WIMP's e o *status* atual dos respectivos experimentos.

4.2 DETECÇÃO DIRETA

A ideia básica dos experimentos de detecção direta é medir a energia de recuo de um núcleo após o espalhamento com uma partícula de ME. Neste tipo de busca o número de eventos esperados é geralmente baixo, portanto a maioria dos detectores está localizado no subsolo para evitar *backgrounds* atmosféricos. A taxa diferencial de eventos expressa em termos do número de eventos por quilograma e por dia é dada por

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{N_T \rho_\odot}{m_{DM}} \int_{v_{min}}^{v_{max}} v f_E(\vec{v}, t) \frac{d\sigma}{dE_R}(v, E_R) d\vec{v} \quad (14)$$

em que N_T é o número de núcleos alvo, $\rho_\odot \sim 0.3 \text{ GeV cm}^{-3}$ é a densidade de ME no sistema solar, $\frac{d\sigma}{dE_R}$ diz respeito a seção de choque diferencial de espalhamento ME-núcleo, v é a velocidade da ME

relativa a Terra da ordem $v \sim 10^{-3}c$, implicando que as colisões entre ME e núcleos atômicos podem ser tratadas na aproximação não relativística. $f_E(\vec{v}, t)$ é a probabilidade de encontrar uma partícula de ME com velocidade v em um tempo t e v_{min} é a velocidade mínima capaz de produzir uma energia de recuo (E_R) do núcleo, de tal modo que

$$v_{min} = \sqrt{(m_N E_R)/(2\mu_N^2)} \quad (15)$$

sendo μ_N a massa reduzida do sistema ME-núcleo (QUEIROZ, 2016).

Analisando a cinemática do espalhamento podemos estimar E_R a partir da Figura 7.

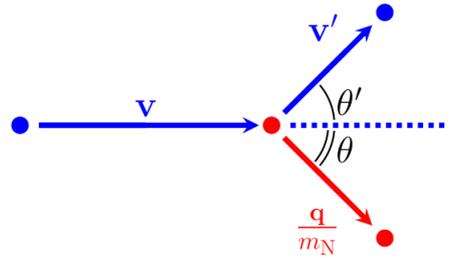


Figura 7 – Espalhamento elástico de uma WIMP e um núcleo em repouso (LEE, 2012).

No referencial do laboratório, assumimos que a velocidade inicial da WIMP que é não relativística é v e que o núcleo alvo está inicialmente em repouso. A velocidade final da WIMP é v' e o momento de recuo final do núcleo é q . O ângulo entre v e q é θ e o ângulo entre v e v' é θ' . Assumindo um espalhamento elástico, a partir da conservação da energia e do momento chegamos em

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}m_\chi v^2 &= \frac{1}{2}m_\chi v'^2 + \frac{q^2}{2m_N} \\ m_\chi v &= m_\chi v' \cos \theta' + q \cos \theta \\ 0 &= m_\chi v' \sin \theta' - q \sin \theta. \end{aligned} \quad (16)$$

Resolvendo o sistema de equações (16), encontramos o momento do núcleo e consequentemente a energia de recuo E_R relacionada

$$q = 2\mu_N v \cos \theta \rightarrow E_R = \frac{q^2}{2m_N} = \frac{2\mu_N v^2 \cos^2 \theta}{m_N}. \quad (17)$$

Para massas de WIMP's típicas, $m_{ME} \sim 100$ GeV, a energia de recuo é da ordem de

$$E_R \simeq 50\text{keV} \left(\frac{m_{ME}}{100\text{GeV}} \right)^2 \left(\frac{100\text{GeV}}{m_N} \right). \quad (18)$$

O principal objetivo dos experimentos de detecção direta não é medir a energia de recuo do núcleo em si, mas analisar como esta energia está distribuída em relação ao *background* dos eventos.

A fim de contabilizar as interações desconhecidas entre o setor escuro que depende do modelo trabalhado e as partículas do MP, a seção de choque diferencial é geralmente parametrizada como uma

soma de dois termos conhecidos como *Spin Dependent* (SD) e *Spin Independent* (SI):

$$\frac{d\sigma}{dE_R} = \frac{m_N}{2\mu_N^2 v^2} [\sigma_{SI} F_{SI}^2(E_R) + \sigma_{SD} F_{SD}^2(E_R)], \quad (19)$$

nesse caso as quantidades $F_{SD(SI)}^2$ são fatores de forma.

Para interações SI presume-se que nêutrons e prótons contribuem igualmente para o processo de espalhamento (conservação de isospin). A seção de choque no limite em que o momento transferido é zero pode ser expressa como

$$\sigma_{SI} = \sigma_{SI}^p \frac{\mu_N^2}{\mu_p^2} [Z f^p + (A - Z) f^n]^2, \quad (20)$$

em que σ_{SI}^p é a seção de choque de espalhamento com o nucleon, μ_p é massa reduzida do sistema WIMP-nucleon e $f^{n,p}$ é a contribuição de nêutrons e prótons na intensidade do acoplamento. Usualmente $f^p = f^n$ e a dependencia da seção de choque com o número de nucleons A se torna A^2 .

Para interações SD, apenas nucleons desemparelhados contribuem para o espalhamento. Portanto, apenas núcleos com um número ímpar de prótons ou nêutrons são sensíveis a essas interações. Nesse caso, a seção de choque está relacionada ao conteúdo de *spin* do quark do nucleon e é dada de acordo com

$$\sigma_{SD} = \sigma_{SD}^p \frac{32}{\pi} \mu_N^2 G_F^2 [a_p \langle S^p \rangle + a_n \langle S^n \rangle]^2 \frac{J + 1}{J} \quad (21)$$

em que J é o *spin* nuclear total e $a_{p,n}$ são os acoplamentos efetivos do próton e do nêutron. A quantidade $\langle S^{p,n} \rangle$ é o valor esperado da contribuição total do nucleon p, n para o *spin* total do núcleo e pode ser encontrado através de cálculos nucleares. Em geral, a sensibilidade alcançada pelos detectores de interações SD é tipicamente menor do que para experimentos sensíveis a interações SI.

Ao trabalhar com experimentos de detecção direta, alguns conceitos básicos importantes (e/ou suposições) são embutidos no tratamento dos dados, a saber:

- Existe um halo suave de partículas de ME em nossa galáxia descrito por uma distribuição de velocidade de Maxwell.
- Existe uma modulação anual na velocidade da ME em relação a Terra, que deve ocorrer como resultado da variação no fluxo dessas partículas causado pela órbita da Terra em torno do Sol.
- O núcleo é tratado como uma esfera rígida descrita pelo fator de forma nuclear de Helm (DUDA; KEMPER; GONDOLO, 2007).
- O espalhamento é elástico.

Existem vários estudos nos quais o impacto de diferentes distribuições de velocidade, fatores de forma e espalhamentos inelásticos são analisados. No entanto, ambas as simulações cosmológicas parecem indicar que o processo de espalhamento de ME é bem descrito por uma velocidade Maxwelliana e um fator de forma de Helm (KELSO et al., 2016).

Encontrar a distribuição de ME no sistema solar é uma tarefa desafiadora. Hoje em dia, as simulações numéricas com N-corpos têm se mostrado um método particularmente eficiente capaz de fornecer uma maneira de estimar a distribuição da velocidade e da densidade de ME. Os vários perfis de densidade de ME são mostradas na Figura 8 para o caso da Via Láctea, mostrando em particular o comportamento para pequenos raios.

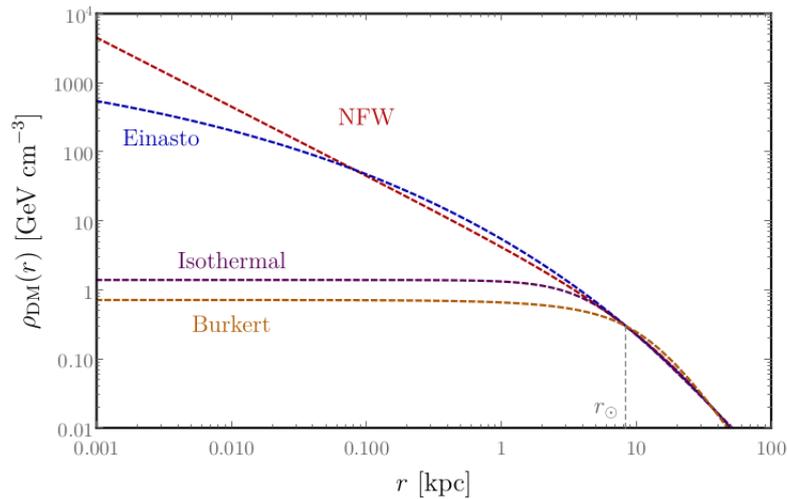


Figura 8 – Perfil de densidade de ME para distribuição NFW, Einasto, Isotérmica e Burkert usando $\alpha = 0, 17$ e $r_s = 24, 4, 28, 4, 4, 3, 12, 6$ kpc, respectivamente.

Nesse cenário, Navarro, Frenk e White perceberam que halos com tamanhos de várias ordens de magnitude poderiam ser descritos pelo reescalonamento de uma única função, conhecida como perfil NFW (NAVARRO; FRENK; WHITE, 1996):

$$\rho_{NFW}(r) = \frac{\rho_s}{\left(\frac{r}{r_s}\right) \left[1 + \left(\frac{r}{r_s}\right)^2\right]} \quad (22)$$

que diverge no limite em que $r \rightarrow 0$ e diminui para raios grandes. Simulações mais recentes mostraram que as densidades do halo poderiam ser descritas com mais precisão usando a função introduzida por Einasto (EINASTO, 1965), o chamado perfil de Einasto

$$\rho_{Einasto}(r) = \rho_s \exp\left(-\frac{2}{\alpha} \left[\left(\frac{r}{r_s}\right)^\alpha - 1\right]\right). \quad (23)$$

No entanto, esta função contém mais um parâmetro livre α que deve ser ajustado para levar em conta a diversidade dos halos simulados. Além disso, um perfil comumente usado, o chamado perfil de Burkert (BURKERT, 1995), é motivado por medições de curvas de rotação de galáxias anãs e tem a seguinte forma

$$\rho_{Burkert}(r) = \frac{\rho_s}{\left(1 + \frac{r}{r_s}\right) \left[1 + \left(\frac{r}{r_s}\right)^2\right]}. \quad (24)$$

Este perfil reproduz um perfil plano na parte interna do halo, mas diminui mais acentuadamente para raios maiores.

4.2.1 Status atual da detecção direta

Diante do fato de que nenhum dos experimentos de detecção direta observou um evento significativo que foi confiavelmente atribuído a um espalhamento ME, é comum para colaborações experimentais derivar os limites no espaço de parâmetros $\{\sigma_{SI,SD}^n, m_{ME}\}$, como mostra a Figura 9:

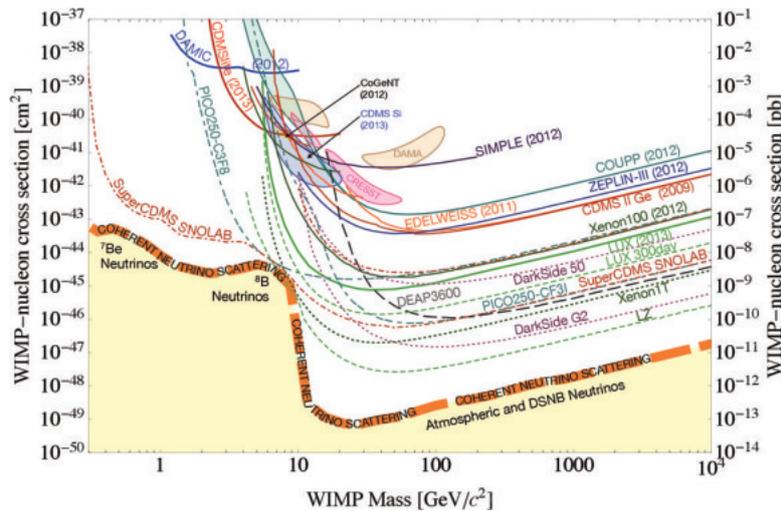


Figura 9 – Compilação de limites de seção de choque *spin independent* entre ME-nucleon (linhas sólidas) e projeções (contornos fechados) para experimentos atuais e planejados (tracejados) (COOLEY, 2014).

A fim de observar o recuo do núcleo devido ao processo de espalhamento com uma partícula de ME, diversos tipos de experimentos podem ser planejados com base em três efeitos físicos: produção de calor, ionização e cintilação. Portanto, existem três grandes categorias de classificação destes experimentos:

- Detector de calor - Câmara de bolhas: experimentos como PICO (AMOLE et al., 2017) e SIMPLE (FELIZARDO et al., 2014) são compostos por um detector preenchido com uma substância superaquecida em um estado metaestável (estado do sistema diferente do estado de equilíbrio mais estável), com o objetivo de observar uma partícula de ME espalhada por um núcleo resultando em um depósito de energia, o que origina uma transição de fase e a consequente formação de bolhas. Esses experimentos são tipicamente compostos de moléculas à base de flúor que contêm um grande número de prótons e nêutrons desemparelhados, tornando-os mais sensíveis às interações SD. Por exemplo, a câmara do experimento PICO é preenchida com $52.2 \pm 0.5\text{kg}$ de C_3F_8 . Os limites na seção de choque SD para ME-próton estão dispostos na Figura 10. Conforme pode ser visto, as restrições mais fortes foram encontrados pelo próprio PICO, que excluiu $\sigma_{SD}^p \sim 4 \times 10^{-41}\text{cm}^2$ para massas da ordem de $m_{ME} \sim 30\text{ GeV}$ (AMOLE et al., 2017).
- Detector com gases (e/ou líquidos) nobres: esses aparatos utilizam sinais de ionização e cintilação para discriminar um sinal de ME dos eventos do *background*. São normalmente feitos de

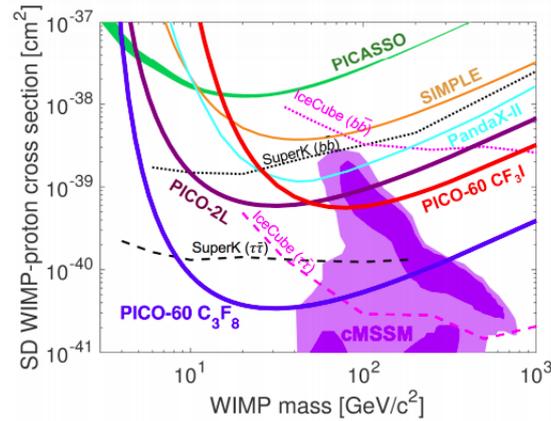


Figura 10 – Compilação de limites de seção de choque *spin dependent* entre ME-próton. Para o experimento PICO 60 o limite com 90% C.L está plotado em azul (AMOLE et al., 2015).

núcleos pesados, como xenônio para XENON100 (APRILE et al., 2018), LUX (AKERIB et al., 2017) e PandaX (CUI et al., 2017) e geralmente apresentam alta sensibilidade para interações SI. A interação da ME com o Xe, induz ionização e excitação dos átomos de Xe. Tanto a excitação quanto a ionização levam à produção de um estado singlete ou tripleto de um dímero excitado (Xe_2^*). A desexcitação de qualquer um dos estados produz a emissão de um fóton com comprimento de onda de 175 nm que não é absorvido pelo líquido nobre. Os experimentos LUX (AKERIB et al., 2017) e PANDAX (CUI et al., 2017) derivaram limites na seção de choque SI de $\sigma_{SI} \lesssim 10^{-46} \text{cm}^2$ para $m_{ME} \sim 50 \text{ GeV}$. Entretanto, o limite mais forte é dado pela colaboração XENON1T que estabeleceu uma restrição de $\sigma_{SI} \lesssim 8 \times 10^{-47} \text{cm}^2$ (APRILE et al., 2018). Conforme representado na Figura 9, a sensibilidade desses experimentos é limitada a ME mais leve, $m_{ME} \lesssim 10 \text{ GeV}$. Para massas maiores a sensibilidade diminui porque a densidade de ME considerada no sistema solar é menor, o que resulta em um menor número de eventos contabilizados pelo experimento.

- Detectores criogênicos de estado sólido: os experimentos desta categoria podem atingir temperaturas muito baixas e são baseados em detectores do tipo bolômetro, como o CRESST (KLUCK et al., 2020) ou SuperCDMS (AMARAL et al., 2020) que possuem um limiar de energia muito baixo $\lesssim \text{keV}$. Também nessa categoria de experimentos de Detecção Direta se incluem os detectores de germânio de alta pureza, como CoGeNT (AALSETH et al., 2013). Devido aos seus limites de baixa energia, esses experimentos são sensíveis a ME com massas $m_{ME} \lesssim 10 \text{ GeV}$. Alguns resultados já foram obtidos pela colaboração DAMA/LIBRA e são compatíveis com a interpretação de ME, no entanto, os experimentos baseados em xenônio excluíram os resultados dos detectores criogênicos.

4.2.2 Novas perspectivas

A Figura 11 representa as sensibilidades passadas e as novas perspectivas para os experimentos de detecção direta. Detectores futuros utilizando o xenônio devem melhorar os limites atuais em várias ordens de magnitude, através do aumento da massa total do detector. A sensibilidade esperada

para esses experimentos deve colocar limites mais restritivos na seção de choque, da ordem de $\sigma_{SI}^n \lesssim 10^{-48} \text{cm}^2$. No entanto, a sensibilidade destes aparatos não permite atingir valores muito

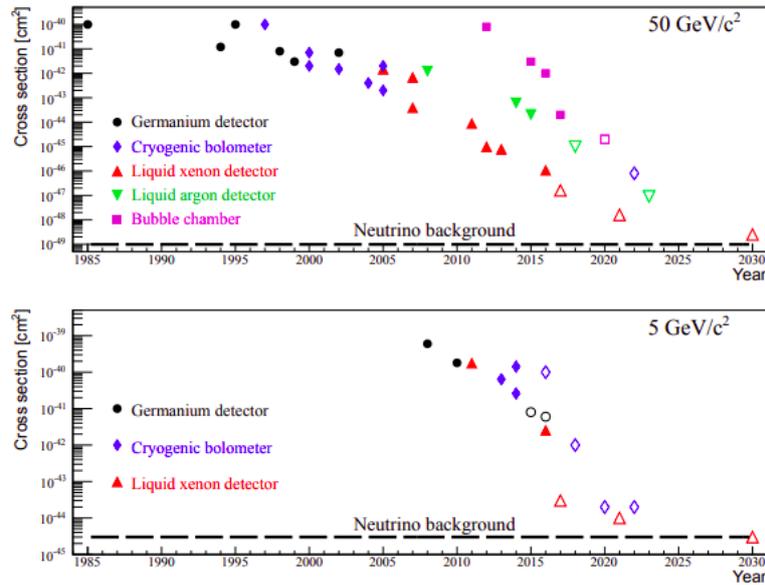


Figura 11 – Evolução da sensibilidade para o espalhamento ME-Núcleo para massas de 5 GeV e 50 GeV. Os marcadores vazios representam a sensibilidade planejada para cada tecnologia. Abaixo da linha horizontal, a sensibilidade para descobrir ME é limitada pelo espalhamento de neutrinos (UNDAGOITIA; RAUCH, 2016).

pequenos de seção de choque, pois em algum ponto os neutrinos emitidos por supernovas, bem como os neutrinos atmosféricos e solares, serão um *background* irreduzível, também conhecido como *neutrino floor* (BILLARD; STRIGARI; FIGUEROA-FELICIANO, 2014). A fim de contornar esse fato, algumas colaborações como MIMAC (TAO et al., 2020) estão desenvolvendo técnicas experimentais capazes de medir a direção da partícula incidente, já que assim seria possível distinguir entre um espalhamento de neutrino e um espalhamento de ME, o que permitiria reduzir o *neutrino floor*. A ideia é que o fluxo da ME depende do movimento da terra ao redor do Sol, que deverá ser modulado anualmente, portanto, seria possível prever o fluxo de ME em determinada época do ano. Assim, essa seria uma geração promissora de experimentos de detecção direta.

4.3 DETECÇÃO INDIRETA

Como já apontado anteriormente, as evidências astrofísicas apontam para o fato de que a massa gravitacional dominante no Universo está na forma de ME não bariônica. O produto da aniquilação ou decaimento da ME em partículas do MP que poderia ocorrer no Universo a grandes escalas é investigado através da detecção indireta. Nesse caso, os alvos mais promissores para tentar observar as aniquilações de ME são o Centro Galáctico (CG), o halo galáctico (HG) e os Satélites Esferoidais Anões (dSphs) da Via Láctea, pois estes são objetos tipicamente dominados por uma componente escura.

A detecção indireta não é limitada apenas às WIMP's e se estende a qualquer modelo em que a partícula de ME interage com o conteúdo do MP. O decaimento ou aniquilação do conteúdo escuro (χ)

pode eventualmente produzir quarks, léptons, bósons de gauge, higgs, os quais decaem em raios- γ , neutrinos, elétrons e antimatéria que aparecem como um excesso sobre o *background* esperado. A seguir, revisaremos brevemente as assinaturas mais comuns e a estratégia de detecção associada.

4.3.1 Fluxo de raios- γ

Os raios- γ são um dos canais de observação indireta de ME mais relevantes, pois essa radiação se propaga entre a fonte e o observador sem ser afetada. Os experimentos mais conhecidos que tentam detectar essa radiação são Fermi-LAT, *The Fermi Large Area Telescope* (MAZZIOTTA et al., 2020) e os telescópios Cherenkov como o *High Energy Stereoscopic System* (HESS) (ABDALLAH et al., 2016a) e o *Cherenkov Telescope Array* (CTA) (DORO et al., 2013).

A aniquilação de ME em raios- γ pode ocorrer diretamente ou em duas etapas: primeiro, a ME escura se aniquila em partículas do MP, que eventualmente decaem em um π_0 o qual, subsequentemente pode decair em um par de fótons. Algumas características espectrais específicas podem permitir que o fluxo de raios- γ normalmente exceda o *background*. Por exemplo, a produção direta $\bar{\chi}\chi \rightarrow 2\gamma$, gera uma linha espectral de raios γ centrada em torno de $E_\gamma \sim m_{ME}$, e a produção $\bar{\chi}\chi \rightarrow 2\phi \rightarrow 4\gamma$, em que ϕ é alguma partícula que decai em um par de fótons, poderia levar a uma forma espectral centrada em torno de $\Delta E_\gamma \simeq \sqrt{m_\chi^2 - m_\phi^2}$.

O fluxo de partículas originário da aniquilação da ME presente no centro galáctico (CG) é proporcional a massa da m_{ME} , a seção de choque de aniquilação σv , ao elemento de volume observado no céu Ω , ao número de partículas de interesse produzidas por aniquilação dN_γ/dE e a densidade de ME em função da sua distância r ao CG, $\rho_{ME}(\vec{r})$. Portanto, temos que

$$\frac{d\phi_{anig}}{d\Omega dE} = \frac{\langle\sigma v\rangle}{8\pi m_{ME}^2} \frac{dN_\gamma}{dE} \int_{l.o.s} \rho_{ME}^2(\vec{r}(\ell, \psi)) d\ell. \quad (25)$$

A coordenada ℓ varia da linha de visão (l.o.s) até $r(\ell, \psi) = \sqrt{r_\odot^2 + \ell^2 - 2r_\odot\ell \cos\psi}$, em que r_\odot é a distância entre o Sol e o CG, e ψ é o ângulo entre a linha de visão e a direção do CG.

Como visto, a detecção indireta é sensível à massa, à seção de choque e à densidade de ME. Portanto, essa estratégia é complementar à busca de ME em experimentos de detecção direta e em colisores de partículas. Por exemplo, se através da análise de detecção direta encontramos a massa da ME com um certo grau de precisão, podemos utilizar essa informação para determinar a função de densidade da ME através da detecção indireta. No entanto, nenhum sinal atribuído à aniquilação de ME foi observado até hoje. Portanto, várias colaborações foram capazes de restringir o valor de $\langle\sigma v\rangle$ com base na ausência de qualquer sinal observado.

A partir da observação da parte interna do HG, a colaboração HESS restringiu fortemente a produção termal de ME. Assim, o limite encontrado para seção de choque foi de $\langle\sigma v\rangle \sim 10^{-27} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ para aniquilação de ME em raios- γ e para massas $m_{ME} \gtrsim 300 \text{GeV}$ (ABDALLAH et al., 2018). Para massas menores, $m_{ME} \lesssim 100 \text{GeV}$, análises dos dados do Fermi-LAT e MAGIC excluíram valores de $\langle\sigma v\rangle \sim 10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ para aniquilação de ME em partículas $\bar{b}b$ (AHNEN et al., 2016). O futuro telescópio CTA poderá atingir a sensibilidade necessária para sondar o valor térmico esperado de σv para massas de ME até vários TeV dependendo do canal de aniquilação (SILVERWOOD et al.,

2015). A Figura 12 mostra o plano $\{\langle\sigma v\rangle, m_{ME}\}$ que contém alguns limites atuais dos experimentos de detecção indireta.

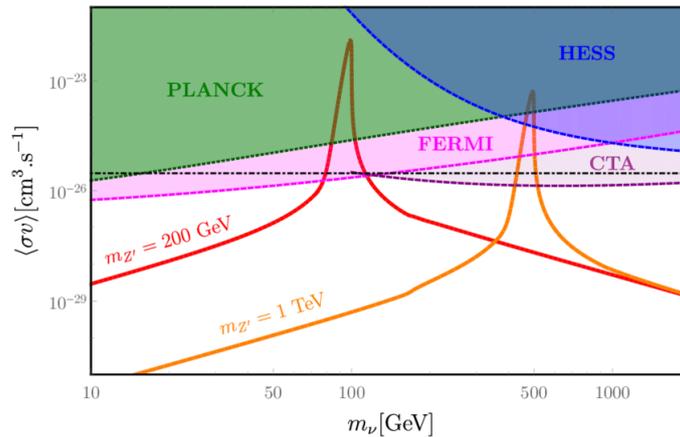


Figura 12 – As regiões coloridas apresentam os limites de exclusão para os principais experimentos de detecção indireta. Na figura, retirada do trabalho (FALKOWSKI et al., 2018), m_ν representa a massa da ME para um modelo com portal Z' .

O limiar de energia do Fermi-LAT é 500 GeV. Assim, somos levados a pensar que não podemos detectar uma partícula de ME com massa maior que 500 GeV nesse experimento, o que não é verdade. Os raios- γ podem irradiar um bóson W^\pm que ao decair gera raios- γ com energia mais baixa, dentro da sensibilidade do telescópio. O mesmo se aplica ao HESS, cujo limiar de energia se estende até 20 TeV. Na Figura 13, que utiliza dados das observações de raios- γ de galáxias anãs para o Fermi-LAT e dados do CG para o HESS, mostramos que os limites podem ser estendidos para massas muito maiores do que o limiar de energia dos telescópios.

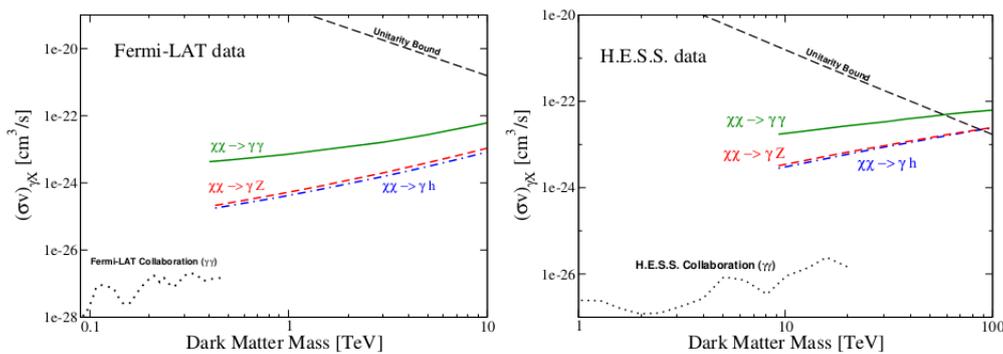


Figura 13 – Os limites do Fermi-LAT e do H.E.S.S. estão representados por curvas pontilhadas em ambas as figuras, enquanto as restrições para massas maiores devido as correções eletrofracas estão mostradas em cores (QUEIROZ, 2016).

4.3.2 Antimatéria

A produção de antimatéria através da aniquilação de ME é um processo promissor, pois é um evento raro de ocorrer. Algumas reações possíveis são

$$\chi + \chi \rightarrow q + \bar{q}, W^+ + W^-, \dots \rightarrow \bar{p}, \bar{D}, e^+, \quad (26)$$

ou seja, aniquilação de ME produzindo antiprótons, antideutérios e pósitrons que podem ser detectados nos experimentos Terrestres. Esses eventos são produzidos principalmente por fragmentação dos raios cósmicos primários e são fortemente afetados pela propagação na galáxia devido ao espalhamento Compton inverso, a radiação síncrotron, além de serem influenciados pelo campo magnético solar.

Um fluxo de antiprótons de raios cósmicos com um intervalo de energia entre 60 MeV e 350 GeV foi medido pela colaboração PAMELA (ADRIANI et al., 2013). Com relação aos antideutérios, eles são interessantes porque o fluxo relativo a uma ampla gama de ME viáveis excede o fluxo do *background* em mais de duas ordens de magnitude, na faixa de energia por nucleon abaixo de 0,25 GeV/n, e em mais de uma ordem de magnitude na faixa de energia por nucleon até 1 GeV/n, como pode ser visto na Figura 14. Entretanto, é importante mencionar que todo processo que produz antideutérios também

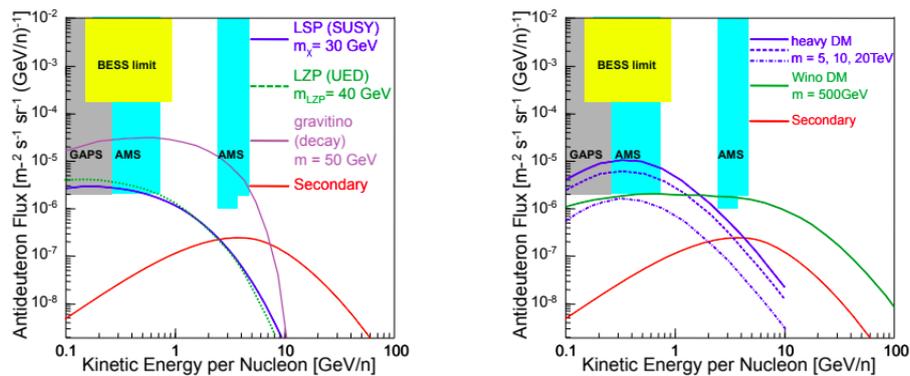


Figura 14 – Os limites no fluxo de antideutério produzido através de *benchmark models* da física de partículas: Superssimetria, Dimensões extras universais e para ME pesada. A linha vermelha contínua representa o *background* e as regiões coloridas os principais experimentos (DOETINCHEM et al., 2016).

produzirá um fluxo maior de antiprótons e qualquer assinatura de antideutério relacionada a ME é restringida pelos antiprótons. Portanto, para fazer a discriminação entre esses dois tipos de eventos é necessário um método estatístico bem preciso.

4.3.3 Neutrinos

Os neutrinos têm a interessante propriedade de não serem afetados por grandes distâncias durante a propagação na galáxia, pois como interagem apenas fracamente preservam a informação espectral da fonte. Nos experimentos na Terra, eles geralmente são detectados através da radiação Cherenkov emitida ao produzirem um elétron ou muon. Um cenário interessante é considerar o efeito da ME aprisionada no potencial gravitacional do Sol quando a seção de choque de espalhamento entre ME-bárion é grande o suficiente. A única maneira de detectar aniquilações dessas partículas aprisionadas seria por meio do canal de neutrinos, pois apenas os neutrinos podem escapar com eficiência do sol. Atualmente, nenhum excesso de neutrinos provenientes do Sol foi observado, isso levou as colaborações ANTARES (ADRIAN-MARTINEZ et al., 2013) e IceCube (ARGÜELLES et al., 2020) a estabelecerem limites em $\langle\sigma v\rangle_{\bar{\nu}\nu}$.

4.4 ACELERADORES DE PARTÍCULAS

Outra maneira de observar/detectar uma partícula de ME é através da sua produção em colisores de partículas como o *Large Hadron Collider* (LHC). Neste experimento dois feixes de prótons de alta energia viajam perto da velocidade da luz antes de colidirem. O produto das colisões pode resultar na produção de ME associada a um ou mais jatos, fótons, léptons, bem como a outras partículas do MP que são detectáveis.

O momento transversal é utilizado para a caracterização das partículas geradas na colisão. Como o LHC acelera os prótons em sentidos contrários, mas sobre o mesmo eixo, os prótons de entrada possuem momento total ao longo da direção do feixe, mas nenhum momento no plano transversal ao feixe. Assim, qualquer momento transversal não nulo após a colisão estará revelando que alguma partícula não foi identificada pelo detetor e que portanto, seu p_T não foi incluso na soma total dos momentos finais. Essa é a quantidade utilizada para identificar a *Missing Transverse Energy* (\cancel{E}_T), relacionada à colisão.

Assim, como a ME é estável e neutra, escapando da detecção, ela se manifesta nos colisores como \cancel{E}_T . Por esta razão, algumas das buscas por ME estão baseadas na observação da partícula que é visível como léptons carregados, jatos e fótons e são referidas na literatura como canais Mono-X (SIRUNYAN et al., 2017; AAD et al., 2019). Ao selecionar eventos com grande \cancel{E}_T , podemos reduzir o *background* do MP e, potencialmente, identificar um sinal de ME. Entretanto, os aceleradores permitem identificar apenas a \cancel{E}_T , eles não determinam com exclusividade a presença de ME em um evento do sinal. Simplesmente confirmam a presença de uma partícula neutra e “estável”, que pode até mesmo ter decaído fora do detector. Nesse sentido, os métodos de detecção direta e indireta fornecem uma maneira de confirmar se um sinal potencial é realmente devido à ME. Além disso, através da análise das partículas do modelo físico analisado, é possível associar a \cancel{E}_T a ME ou a outras possíveis partículas neutras provenientes do sinal.

4.4.1 Busca em aceleradores de partículas

Geralmente, as buscas por ME no LHC são realizadas através dos denominados estados finais mono- X , relacionados com a produção de ME (χ) em associação com um jato, um fóton, ou com outras partículas do MP. No LHC, a partir da colisão de prótons, esses eventos são representados por

$$pp \rightarrow \chi\chi + X \quad (27)$$

em que X pode ser um jato (j), γ , Z , h , ℓ^+ , ℓ^- , etc. Evidenciamos que quando um bóson Z ou um higgs (h) é o mediador das interações MP-ME, chamamos a teoria de modelo de portais, bastante comuns na literatura¹ (ÁVILA et al., 2020; MA, 2006). A Figura 15 mostra os diagramas de Feynman dos sinais mono- X .

¹ Ressaltamos que a procura por ME no LHC não está restrita aos canais mono- X . Buscas complementares podem ser realizadas quando o mediador decai em um par de quarks top, deixando uma sinal mais complexo no detector. Nesse tipo de produção é esperada uma forte interferência com a produção $t\bar{t}$ do MP, o que leva a um espectro de massa invariante para o par $t\bar{t}$ em forma de pico (DICUS; STANGE; WILLENBROCK, 1994).

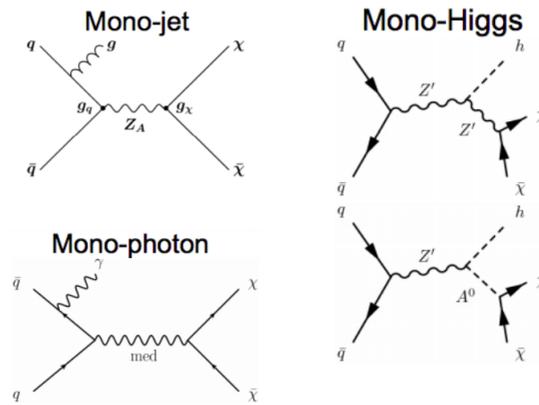


Figura 15 – Canais Mono- X para a produção de ME. O nome X é utilizado para representar as partículas do MP que participam do estado final em conjunto com a ME.

Na Figura 15, para os canais monofóton e monojato, o fóton ou o *gluon* podem irradiar do quark inicial, quando isso ocorre dizemos que a produção vem de um *Initial State Radiation* (ISR). Nesses diagramas, a produção da ME é devida à sua interação com com bósons mediadores de teorias além do MP. Já para o estado final mono-higgs, a ME é produzida pelo decaimento de um novo bóson e, o higgs do estado final se acopla aos dois novos bósons. Entretanto destacamos que esses acoplamentos são específicos para cada teoria e portanto podem existir ou não no contexto de um dado modelo.

Cada uma das buscas por ME no LHC possuem características específicas. Por exemplo, nas análises para os detectores ATLAS e CMS a uma energia do centro de massa $\sqrt{s} = 13$ TeV (AABOUD et al., 2016) para o canal mono-jato, procuram-se eventos com um jato possuindo alto momento transversal, p_T entre 100 – 200 GeV, na região central do detector, com pseudo-rapidez $|\eta| < 2.4$ e \cancel{E}_T de aproximadamente 200 GeV. Ressaltamos que essa análise é específica e que portanto, os limiares estabelecidos nas variáveis cinemáticas são modificados no contexto de cada estudo.

Efeitos importantes do detector, como jatos falsos e grandes *backgrounds* originários da Cromodinâmica Quântica enfraquecem a sensibilidade do LHC na procura por ME. Por essas razões, as buscas para o estado final monojato estão sujeitas a uma análise minuciosa. Nessa situação, o *background* irreduzível decorre da produção de um bóson $Z + j$, em que na sequência o Z decai em dois neutrinos, esquematicamente temos: $pp \rightarrow Z(\rightarrow \nu\bar{\nu}) + j$. Também existem *backgrounds* subdominantes advindos da produção $pp \rightarrow W^\pm(\rightarrow \nu\tau^\pm) + j$, nesse caso o lépton τ decai hadronicamente. Além disso, existem os eventos associados a $pp \rightarrow W^\pm(\rightarrow \nu\ell^\pm) + j$, em que o lépton não é identificado ou pode ser identificado como um jato. No entanto, o *background* $Z + j$ constitui aproximadamente 60% dos eventos.

Outro canal de busca de ME no LHC é mono-fóton. Para uma análise específica, esse estado final consiste em eventos caracterizados por $\cancel{E}_T > 150$ GeV e um fóton possuindo $p_T > 150$ GeV. Não existem léptons adicionais e no máximo um jato é permitido. Em contrapartida ao estado final mono-jato os eventos do canal monofóton, possuem *backgrounds* menores, advindos da produção dominante de $pp \rightarrow Z(\rightarrow \nu\bar{\nu}) + \gamma$ e adicionalmente dos eventos $pp \rightarrow W^\pm(\rightarrow \nu\ell^\pm) + \gamma$, em que o lépton não é identificado.

Nos casos em que a ME possui massa da ordem de 60 GeV, $m_{ME} \lesssim m_H/2$, o bóson de Higgs pode decair invisivelmente em pares de ME. Portanto, é viável utilizar os limites estabelecidos pelo LHC no

observável *invisible branching ratio* do Higgs, $\text{Br}(H \rightarrow \text{inv}) \leq 0.25$ com 95% C.L. (TANABASHI et al., 2018), para impor algumas restrições em modelos de ME.

Não resta dúvida que os colisores de partículas revelaram muito sobre a estrutura da matéria, auxiliando os cientistas em diversas etapas da construção do MP. Um dos desafios agora é a capacidade dos detectores em evidenciar uma partícula de ME com a significância estatística adequada. Muitos modelos já foram postos a prova, mas nenhum obteve sucesso quanto à observação da componente de ME potencialmente produzida nesses aparatos. Entretanto esperamos que, com o aumento da luminosidade do LHC, a sensibilidade desse acelerador na detecção de ME possa melhorar os resultados na busca por nova física. Nos próximos anos, a luminosidade integrada do HL-LHC poderá chegar a 3000fb^{-1} , conforme pode ser visualizado na Figura 16.

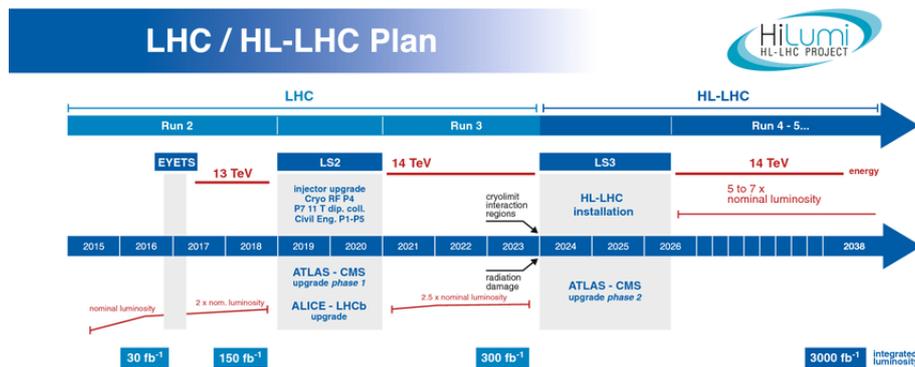


Figura 16 – Cronograma atual e futuro para o LHC e para o HL-LHC, programado para entrar em operação em 2026 (ROSSI; BRÜNING, 2015).

Além de procurar pelo sinal de ME, com o aumento da luminosidade, a colaboração espera explorar a descoberta do bóson de Higgs como uma ferramenta de precisão para investigar tanto a física do MP como as assinaturas provenientes de teorias além do MP.

5 MODELO ESCOTOGÊNICO SINGLETO+TRIPLETO

Nesta parte do trabalho de tese serão apresentados alguns modelos teóricos que contêm uma ou mais partículas candidatas a ME. Já existem na literatura diversas publicações a respeito de tais modelos, portanto, além de apresentar o referencial teórico básico de cada um, iremos dar ênfase aos nossos resultados originais e comentar, quando necessário, os resultados já existentes e publicados.

O primeiro modelo discutido será o chamado Modelo Escotogênico Singleto+Tripleto (MEST). No entanto, antes de iniciar a discussão desta teoria, é importante mencionar um modelo precursor, o Escotogênico Simples, proposto no ano de 2006. Esse nome nada comum, tem raiz grega "scotos" que quer dizer escuridão, uma alusão que o autor Ernest Ma faz em relação a ME. Tal formulação é capaz de explicar duas das questões mais importantes e não resolvidas da Física atual: o mecanismo de geração de massa de neutrinos e o problema da ME (MA, 2006). A massa do neutrino é gerada a partir da correção quântica do propagador do neutrino de mão esquerda e a ME é a partícula intermediadora na correção. O modelo Escotogênico representa uma extensão mínima do MP. A ideia básica é adicionar um campo fermiônico e um escalar ao conteúdo usual de partículas, ambos ímpares sob a simetria de paridade \mathbb{Z}_2 , que é adicionada para garantir a estabilidade da ME. Essa simetria é discreta e exata, o que implica que ela não pode ser quebrada espontaneamente, proibindo alguns termos na lagrangiana da teoria, como por exemplo, o termo que geraria massa para o neutrino em "nível de árvore". A partícula de ME pode ser fermiônica ou escalar e em vários trabalhos são tratadas como WIMP's, candidatos bem comuns já discutidos anteriormente.

No entanto, a formulação do modelo Escotogênico simples pode sofrer contradições decorrentes da quebra espontânea da simetria de paridade, necessária para a consistência da teoria em baixas energias. Sem paridade, o modelo perde a candidata a ME, e a massa do neutrino não pode mais ser gerada pela correção a 1-loop (MERLE; PLATSCHER, 2015). Esse problema foi resolvido com a proposta do modelo Escotogênico Singleto+Tripleto, o qual será o foco desse capítulo (HIRSCH et al., 2013). Nesse caso, ao conteúdo usual do setor escalar do MP adicionam-se dois campos, um dubleto escalar η - ímpar sob a simetria \mathbb{Z}_2 , que não adquire um valor esperado no vácuo (VeV) - e um tripleto escalar Ω , que permite a mistura das partes neutras dos novos férmions e que junto com o bóson de Higgs, contribui para a massa dos campos físicos após a quebra espontânea da simetria de *gauge*. Com relação aos campos fermiônicos, adicionam-se um tripleto de Majorana Σ e um singleto de Majorana F , ambos ímpares com relação a \mathbb{Z}_2 .

Pesquisas recentes relacionadas a ME escalar e fermiônica presentes nesse modelo, indicam que existem regiões de massa compatíveis com as observações experimentais de densidade de relíquia e seções de choque de experimentos de detecção direta e indireta (DÍAZ et al., 2017). É por isso que o modelo fornece uma abordagem atraente para a geração de massa de neutrino e para a ME, já que a mesma simetria que estabiliza a ME também garante a origem radiativa da massa de neutrino. A seguir serão apresentados os principais aspectos do MEST.

5.1 PRELÚDIO

A maioria das propostas de teorias além do MP implicam a existência de partículas pesadas cuja produção exigiria uma quantidade enorme de energia, muito além das energias nas quais a maioria dos experimentos atuais são realizados. Portanto, parece intuitivo pensar que a influência dessas componentes pesadas é insignificante na escala do experimento. Nesse caso dizemos que os graus de liberdade pesados estão desacoplados em baixas energias. Esse conceito foi de fato provado teoricamente em 1975 e recebe o nome de teorema de Appelquist-Carazzone (APPELQUIST; CARAZZONE, 1975), e deu origem alguns anos depois, em 1979, ao que agora chamamos de teorias de campo efetivas (WEINBERG, 1979). A dissociação de estados pesados está no centro da física de altas energias, no sentido de que essa é a principal razão para a possibilidade do estudo das partículas através dos aceleradores de altas energias. Na verdade, se as teorias quânticas de campo fossem sensíveis a todas as escalas de energia, seria menos dispendioso aumentar a precisão dos experimentos de baixa energia do que construir colisores gigantescos.

Matematicamente, uma Lagrangiana efetiva pode ser expandida em um número finito de termos de dimensão de massa quatro ou menos, e uma torre de termos de dimensões maiores que quatro:

$$\mathcal{L}_{ef} = \mathcal{L}_{d \leq 4} + \sum_i \frac{\mathcal{O}_i}{\Lambda^{\dim(\mathcal{O}_i) - 4}} \quad (1)$$

em que Λ é a escala de energia e $\dim(\mathcal{O}_i)$ é a dimensão de massa do operador \mathcal{O}_i .

Para gerar massa para os neutrinos utilizando um operador efetivo, foi provado em 1979 que as simetrias do MP permitem apenas um operador de dimensão de massa cinco. Esse operador é frequentemente referido como o Operador de Weinberg, e é uma combinação de quatro campos do MP, dois campos de léptons e dois campos de Higgs de acordo com

$$\mathcal{L}_\Lambda = \frac{f_{ij}}{\Lambda} (\nu_i \phi^0 - \ell_i \phi^+) (\nu_j \phi^0 - \ell_j \phi^+) + h.c., \quad (2)$$

em que (ν_i, ℓ_i) e (ϕ^+, ϕ^0) são os dubletos dos léptons e do Higgs do MP, respectivamente. A Eq. (2) tem uma nova física associada aos estados pesados “mensageiros” cujas interações renormalizáveis fundamentais devem ser prescritas. A pequenez das massas dos neutrinos em comparação com as outras massas dos férmions, sugere que a escala do mensageiro englobada em Λ deve ser muito maior do que a escala eletrofraca se o coeficiente f_{ij} na Eq. (2) for da ordem de $\mathcal{O}(1)$.

Na Figura 17 mostramos as principais maneiras de gerar o operador de Weinberg da Eq. (2). Em "nível de árvore" a massa dos neutrinos pode ser gerada a partir dos mecanismos *Seesaw* Tipo I, II, III (KING, 2004). No entanto, o modelo Escotogênico é a realização a *1-loop* desse operador, com a adição de uma nova simetria de paridade \mathbb{Z}_2 . Através desse mecanismo as partículas mediadoras que participam do *loop* não precisam ser tão pesadas como acontece nos casos do mecanismo *Seesaw* e, portanto, poderiam ser acessíveis aos aceleradores.

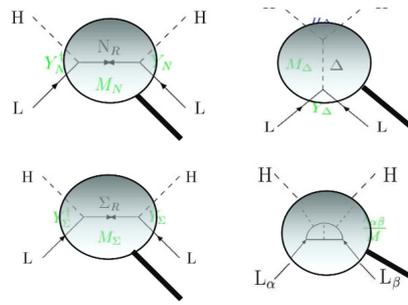


Figura 17 – Maneiras de gerar o operador de Weinberg dado pela Eq. (2): *Seesaw* tipo I (Adição de um singleto fermiônico *Right-Handed*, N_R), *Seesaw* tipo II (Adição de um tripleto escalar Δ), *Seesaw* tipo III (Adição de um tripleto fermiônico Σ) e geração a nível de *loop*.

5.2 CONTEÚDO DE PARTÍCULAS DO MODELO ESCOTOGENÍCO SINGLETO+TRIPLETO

A teoria aqui apresentada é uma generalização do modelo proposto por Ma (MA, 2006). Além da simetria de *gauge* do MP, é adicionado ao modelo uma simetria \mathbb{Z}_2 discreta, cujo papel é tornar estável a partícula de ME e garantir a geração radiativa de massas aos neutrinos. O conteúdo de partículas e as cargas associadas estão mostrados na Tab. (4).

	Modelo Padrão			novos férmions		novos escalares	
	L	e	ϕ	Σ	F	η	Ω
Gerações	3	3	1	1	1	1	1
$SU(3)_C$	1	1	1	1	1	1	1
$SU(2)_L$	2	1	2	3	1	2	3
$U(1)_Y$	-1	-2	1	0	0	1	0
\mathbb{Z}_2	+	+	+	-	-	-	+
L	1	1	0	0	0	-1	0

Tabela 4 – Conteúdo de partículas do MEST com os respectivos números quânticos associados. O número leptônico (L) também está mostrado.

Levando em consideração os novos campos e simetrias do modelo, os termos de Yukawa e de massa de Majorana da lagrangiana são:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L} \subset & -Y^{\alpha\beta} L_\alpha e_\beta \phi - Y_F^\alpha (\bar{L}_\alpha \tilde{\eta}) F - Y_\Sigma^\alpha \bar{L}_\alpha^c \Sigma^\dagger \tilde{\eta} - Y_\Omega \text{Tr} [\bar{\Sigma} \Omega] F \\
 & - \frac{1}{2} M_\Sigma \text{Tr} (\bar{\Sigma}^c \Sigma) - \frac{M_F}{2} \bar{F}^c F + h.c.
 \end{aligned} \tag{3}$$

em que, $\tilde{\eta} = i\sigma_2 \eta^*$. O primeiro termo de interação é referente a interação de Yukawa para léptons do MP o qual assumimos ser diagonal em sabor. Os demais termos se referem às novas interações de Yukawa em que participam as partículas específicas do modelo, bem como os termos de massa de Majorana para os novos férmions. Todas as novas interações são consistentes na obtenção de uma lagrangiana par através da simetria \mathbb{Z}_2 . Índices gregos são índices de família. Note que o modelo não altera a dinâmica dos quarks, já que nenhum novo campo pode se acoplar a eles.

5.2.1 Setor escalar

As interações entre os escalares é dada de acordo com potencial \mathcal{V} que é invariante através da simetria $SU(2) \times U(1) \times \mathbb{Z}_2$

$$\begin{aligned} \mathcal{V} = & -m_\phi^2 \phi^\dagger \phi + m_\eta^2 \eta^\dagger \eta - \frac{m_\Omega^2}{2} \text{Tr} (\Omega^\dagger \Omega) \\ & + \frac{\lambda_1}{2} (\phi^\dagger \phi)^2 + \frac{\lambda_2}{2} (\eta^\dagger \eta)^2 + \frac{\lambda_3}{2} (\phi^\dagger \phi) (\eta^\dagger \eta) + \lambda_4 (\phi^\dagger \eta) (\eta^\dagger \phi) + \frac{\lambda_5}{2} [(\phi^\dagger \eta)^2 + (\eta^\dagger \phi)^2] \\ & + \mu_1 \phi^\dagger \Omega \phi + \mu_2 \eta^\dagger \Omega \eta \\ & + \frac{\lambda_1^\Omega}{2} (\phi^\dagger \phi) \text{Tr} (\Omega^\dagger \Omega) + \frac{\lambda_2^\Omega}{4} [\text{Tr} (\Omega^\dagger \Omega)]^2 + \frac{\lambda_\eta^\Omega}{2} (\eta^\dagger \eta) \text{Tr} (\Omega^\dagger \Omega), \end{aligned} \quad (4)$$

em que assume-se que m_ϕ^2 , m_η^2 e m_Ω^2 são positivos, assim a quebra espontânea de simetria é realizada por ϕ e pela componente neutra do campo Ω , já que η não pode adquirir VeV. Os campos η , ϕ e Ω são representados pela notação do grupo $SU(2)_L$ de acordo com

$$\eta = \begin{pmatrix} \eta^+ \\ (\eta_R + i\eta_I)/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad \phi = \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ (h_0 + v_\phi + i\psi)/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad \Omega = \begin{pmatrix} (\Omega_0 + v_\Omega)/\sqrt{2} & \Omega^+ \\ \Omega^- & -(\Omega_0 + v_\Omega)/\sqrt{2} \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Os acoplamentos que aparecem na Eq. (4) são restringidos por várias considerações teóricas. Por exemplo, a condição de que o potencial seja limitado por baixo garante um mínimo estável e, consequentemente as seguintes condições (MERLE et al., 2016; DÍAZ et al., 2017)

$$\lambda_1 \geq 0, \quad \lambda_2 \geq 0, \quad \lambda_2^\Omega \geq 0, \quad (6)$$

$$\lambda_3 + \sqrt{\lambda_1 \lambda_2} \geq 0, \quad \lambda_3 + \lambda_4 - |\lambda_5| + \sqrt{\lambda_1 \lambda_2} \geq 0, \quad (7)$$

$$\lambda_1^\Omega + \sqrt{2\lambda_1 \lambda_2^\Omega} \geq 0, \quad \lambda_\eta^\Omega + \sqrt{2\lambda_2 \lambda_2^\Omega} \geq 0, \quad (8)$$

$$\sqrt{2\lambda_1 \lambda_2 \lambda_2^\Omega} + \lambda_3 \sqrt{2\lambda_2^\Omega} + \lambda_1^\Omega \sqrt{\lambda_2} + \lambda_\eta^\Omega \sqrt{\lambda_1} + \sqrt{(\lambda_3 + \sqrt{\lambda_1 \lambda_2}) \left(\lambda_1^\Omega + 2\sqrt{\lambda_1 \lambda_2^\Omega} \right) \left(\lambda_\eta^\Omega + \sqrt{\lambda_2 \lambda_2^\Omega} \right)} \geq 0. \quad (9)$$

Como mencionado anteriormente, η não adquire VeV e portanto a quebra de simetria é realizada somente por ϕ e Ω :

$$\langle \phi^0 \rangle = v_\phi, \quad \langle \Omega^0 \rangle = v_\Omega. \quad (10)$$

Após a quebra de simetria, temos três campos escalares carregados (apenas dois são físicos, uma vez que um é absorvido pelo bóson W), mais três campos neutros CP pares e um campo neutro CP ímpar (uma vez que o outro é absorvido por o bóson Z). Minimizando o potencial da Eq. (4) obtemos as seguintes equações de *Tadpole* ou condições de minimização:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{V}}{\partial \phi} &= v_\phi \left(-m_\phi^2 + \frac{1}{2} \lambda_1 v_\phi^2 - \frac{\mu_1}{2} v_\Omega + \frac{\lambda_1^\Omega}{4} v_\Omega^2 \right) = 0, \\ \frac{\partial \mathcal{V}}{\partial \Omega} &= -2m_\Omega^2 v_\Omega + \lambda_2^\Omega v_\Omega^3 + v_\phi^2 (\lambda_1^\Omega v_\Omega - \mu_1) = 0, \end{aligned} \quad (11)$$

as quais resolvemos para m_ϕ^2 e m_Ω^2 .

Quanto ao setor neutro, a matriz de massa para os escalares neutros na base (ϕ_0, Ω_0) é:

$$\mathcal{M}_h^2 = \begin{pmatrix} \left(-m_\phi^2 + \frac{3}{2}\lambda_1 v_\phi^2 + v_\Omega \left(-\mu_1 + \frac{\lambda_1^\Omega}{4} v_\Omega \right) \right) & \frac{1}{2}v \left(\lambda_1^\Omega v_\Omega - 2\mu_1 \right) \\ \frac{1}{2}v_\phi \left(\lambda_1^\Omega v_\Omega - 2\mu_1 \right) & \left(-\frac{1}{2}m_\Omega^2 + \frac{3}{4}\lambda_2^\Omega v_\Omega^2 + \frac{1}{4}\lambda_1^\Omega v_\phi^2 \right) \end{pmatrix}. \quad (12)$$

O autoestado de massa mais leve e neutro é identificado com o bóson de Higgs do MP, h^0 , com massa ~ 125 GeV, enquanto o segundo estado H é um escalar neutro mais pesado. Já para os escalares carregados, a matriz de massa é dada por:

$$\mathcal{M}_{H^\pm}^2 = \begin{pmatrix} \frac{1}{4} \left(2\lambda_1 v_\phi^2 - 4m_\phi^2 + v_\Omega \left(4\mu_1 + \lambda_1^\Omega v_\Omega \right) \right) & \sqrt{2}\mu_1 v_\phi \\ \sqrt{2}\mu_1 v & \frac{1}{2} \left(-2m_\Omega^2 + \lambda_1^\Omega v_\phi^2 + \lambda_2^\Omega v_\Omega^2 \right) \end{pmatrix}. \quad (13)$$

Após a diagonalização, as massas para os campos físicos H^\pm e η^\pm deste setor são:

$$m_{H^\pm}^2 = 2\mu_1 \frac{(v_\phi^2 + v_\Omega^2)}{v_\Omega}, \quad (14)$$

$$m_{\eta^\pm}^2 = m_\eta^2 + \frac{1}{2}\lambda_3 v_\phi^2 + \frac{1}{\sqrt{2}}\mu_2 v_\Omega + \frac{1}{2}\lambda_\eta^\Omega v_\Omega^2. \quad (15)$$

O VeV de Ω contribui para a massa do bóson W, portanto existe um limite superior nessa quantidade, nesse caso $v_\Omega \lesssim 5$ GeV (GUNION; VEGA; WUDKA, 1990):

$$\begin{aligned} m_Z^2 &= \frac{1}{4} (g^2 + g'^2) v_\phi^2, \\ m_W^2 &= \frac{1}{4} g^2 (v_\phi^2 + 4v_\Omega^2). \end{aligned} \quad (16)$$

Devido a conservação da simetria \mathbb{Z}_2 , o campo escalar ímpar η não se mistura com nenhum outro escalar. Nesse caso, podemos escrevê-lo em termos de suas componentes CP-par e CP-ímpar:

$$\eta^0 = \frac{(\eta_R + i\eta_I)}{\sqrt{2}}.$$

As massas físicas dos dois autoestados de η são dadas por

$$m_{\eta_R}^2 = m_\eta^2 + \frac{1}{2}(\lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5)v_\phi^2 + \frac{1}{2}\lambda_\eta^\Omega v_\Omega^2 - \frac{1}{\sqrt{2}}\mu_2 v_\Omega, \quad (17)$$

$$m_{\eta_I}^2 = m_\eta^2 + \frac{1}{2}(\lambda_3 + \lambda_4 - \lambda_5)v_\phi^2 + \frac{1}{2}\lambda_\eta^\Omega v_\Omega^2 - \frac{1}{\sqrt{2}}\mu_2 v_\Omega. \quad (18)$$

A diferença $m_{\eta_R}^2 - m_{\eta_I}^2$ depende somente do parâmetro λ_5 o qual, como será visto no decorrer desta seção, é também responsável pela calibração de uma pequena massa para o neutrino, já que contribui no vértice de interação que contém o *loop*. Portanto, no limite em que $\lambda_5 \rightarrow 0$ a conservação do número leptônico é restabelecida e o neutrino já não pode mais possuir massa. Além disso, a conservação da simetria \mathbb{Z}_2 também determina que a partícula mais leve dos dois autoestados $\eta_{R,I}$ é uma candidata viável a ME.

5.2.2 Setor fermiônico

Com relação ao setor fermiônico, o novo tripleto escalar Ω permite a mistura entre o singlete e o tripleto fermiônico — F e Σ — através do acoplamento de Yukawa Y_Ω , como mostrado na Eq. (3). O tripleto fermiônico Σ possui a seguinte representação através do grupo $SU(2)$

$$\Sigma = \begin{pmatrix} \frac{\Sigma^0}{\sqrt{2}} & \Sigma^+ \\ \Sigma^- & -\frac{\Sigma^0}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (19)$$

em que,

$$\begin{aligned} \Sigma^+ &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\Sigma_1 + i\Sigma_2) \\ \Sigma^- &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\Sigma_1 - i\Sigma_2) \\ \Sigma^0 &= \Sigma_3. \end{aligned} \quad (20)$$

Como a simetria \mathbb{Z}_2 é conservada em cada vértice, podemos ter interações entre a ME e os férmions. A matriz de massa para os novos férmions na base (Σ_0, F) é dada por

$$\mathcal{M}_\chi = \begin{pmatrix} M_\Sigma & \frac{1}{\sqrt{2}}Y_\Omega v_\Omega \\ \frac{1}{\sqrt{2}}Y_\Omega v_\Omega & M_F \end{pmatrix}. \quad (21)$$

Quando a parte neutra de Ω adquire um VEV $v_\Omega \neq 0$, a diagonalização da matriz de massa da Eq. (21) leva aos seguintes autoestados de massa:

$$m_\chi^\pm = M_\Sigma, \quad (22)$$

$$m_{\chi_1^0} = \frac{1}{2} \left(M_\Sigma + M_F - \sqrt{(M_\Sigma - M_F)^2 + 4(2Y_\Omega v_\Omega)^2} \right), \quad (23)$$

$$m_{\chi_2^0} = \frac{1}{2} \left(M_\Sigma + M_F + \sqrt{(M_\Sigma - M_F)^2 + 4(2Y_\Omega v_\Omega)^2} \right), \quad (24)$$

$$\tan(2\theta) = \frac{4Y_\Omega v_\Omega}{M_\Sigma - M_F}, \quad (25)$$

em que θ é o ângulo de mistura entre o férmion tripleto Σ_0 e singlete F , M_Σ e M_F são os termos de massa de Majorana para estas mesmas partículas. Embora nos resultados da tese nós consideramos apenas a ME escalar, é importante ressaltar que os modos neutros mais leves dos férmions, χ_1^0 ou χ_2^0 , também podem fazer o papel de ME no modelo e foram bastante exploradas nos trabalhos (HIRSCH et al., 2013) e (RESTREPO; RIVERA, 2020).

5.3 MASSA DOS NEUTRINOS

Por construção, na abordagem do MEST, o candidato a ME atua como um mensageiro para a geração de massa do neutrino. Como a simetria \mathbb{Z}_2 é exata, todos os vértices incluindo novas partículas devem possuir um número par de campos \mathbb{Z}_2 -ímpares. Por esta razão, os neutrinos não podem adquirir

massa em "nível de árvore" como ocorre no mecanismo *Seesaw* e portanto, suas massas aparecem apenas em nível de *loop* como mostrado na Figura 18.

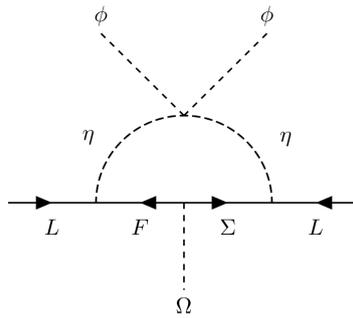


Figura 18 – Geração de massa do neutrino a 1-*loop*. Depois da quebra espontânea de simetria, o Higgs adquire um VEV.

As interações relevantes para a geração de massa do neutrino aparecem nas Eqs. (3) e (4). Simbolicamente, podemos visualizar esses termos como

$$\begin{aligned} L\Sigma\eta &\rightarrow Y_{\alpha\beta}\nu_{\alpha}\chi_{\beta}^0\eta^R, Y_{\alpha\beta}\nu_{\alpha}\chi_{\beta}^0\eta^I \\ L\eta F &\rightarrow Y_{\alpha\beta}\nu_{\alpha}\chi_{\beta}^0\eta^R, Y_{\alpha\beta}\nu_{\alpha}\chi_{\beta}^0\eta^I \\ (\phi^\dagger\eta)^2 &\rightarrow [(h+v_h)\eta^R]^2, [(h+v_h)\eta^I]^2. \end{aligned}$$

Percebemos que $Y_{\alpha\beta}^\nu$ são os novos acoplamentos de Yukawa, introduzidos como uma matriz 3×2 , tal que

$$Y^\nu = \begin{pmatrix} Y_\Sigma^1 & Y_F^1 \\ Y_\Sigma^2 & Y_F^2 \\ Y_\Sigma^3 & Y_F^3 \end{pmatrix} \cdot V(\theta). \quad (26)$$

A matriz $V(\theta)$ é uma matriz 2×2 ortogonal que diagonaliza a matriz de massa fermionica \mathcal{M}_χ dada na Eq. (21).

A massa do neutrino vem de duas contribuições no diagrama de 1-*loop* da Figura 18: a envolvendo a parte real do campo η e a outra envolvendo sua parte imaginária. No entanto, a partir da Figura 18 verificamos que é necessário apenas o cálculo de um diagrama, sendo o outro exatamente o mesmo, exceto para η^R que é substituído por η^I . Além disso, como estamos analisando uma amplitude, o fator i no segundo diagrama terá o quadrado como -1 e isso resultará na subtração entre o primeiro e o segundo diagrama. Tendo em mente que o que é avaliado aqui é uma correção radiativa - e não o elemento de matriz invariante de um evento de espalhamento - aplicamos as regras de Feynman a este diagrama e ficamos com uma integral da seguinte forma

$$\begin{aligned} -i\Sigma_{\alpha\beta} &= - \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} Y_{\alpha\sigma} \frac{i(\not{k} + m_{\chi\sigma})}{k^2 - m_{\chi\sigma}^2} Y_{\beta\sigma} \frac{i}{(p-k)^2 - m_{\eta_R}^2} \\ -i\Sigma_{\alpha\beta} &= \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} Y_{\alpha\sigma} \frac{(\not{k} + m_{\chi\sigma})}{k^2 - m_{\chi\sigma}^2} Y_{\beta\sigma} \frac{1}{(p-k)^2 - m_{\eta_R}^2}. \end{aligned} \quad (27)$$

Nesse caso, p^μ é o quadrimomento do neutrino e k^μ do novo férmion que participa do *loop*. São necessárias duas observações a respeito dessa integral:

- O resultado deve ser válido qualquer que seja o momento dos neutrinos, portanto, podemos definir o momento como zero sem perda de generalidade.
- A integral do termo no numerador que é proporcional a \not{k} (momento do férmion que participa do *loop*) desaparece.

Dessa maneira a Eq. (27) se reduz a

$$-i\Sigma_{\alpha\beta} = - \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} Y_{\alpha\sigma} Y_{\beta\sigma} \frac{m_{\chi_\sigma}}{(k^2 - m_{\chi_\sigma}^2)(k^2 - m_{\eta_R}^2)}. \quad (28)$$

Essa integral pode ser expressa em termos da função de Passarino-Veltman:

$$I_R = Y_{\alpha\sigma} Y_{\beta\sigma} m_{\chi_\sigma} \frac{i}{16\pi^2} B_0(p^2 = 0, m_{\chi_\sigma}^2, m_{\eta_R}^2). \quad (29)$$

Similarmente para a parte imaginária do escalar temos

$$I_I = Y_{\alpha\sigma} Y_{\beta\sigma} m_{\chi_\sigma} \frac{i}{16\pi^2} B_0(p^2 = 0, m_{\chi_\sigma}^2, m_{\eta_I}^2). \quad (30)$$

A expressão analítica para a função de Passarino-Veltman B_0 pode ser encontrada na literatura (PASSARINO; VELTMAN, 1979) e o aspecto conveniente reside no fato de que a parte infinita desta função é independente das variáveis. Portanto, ao subtrair as integrais, obtemos:

$$\begin{aligned} I_R - I_I &= Y_{\alpha\sigma} Y_{\beta\sigma} m_{\chi_\sigma} \frac{i}{16\pi^2} [B_0(0, m_{\chi_\sigma}^2, m_{\eta_R}^2) - B_0(0, m_{\chi_\sigma}^2, m_{\eta_I}^2)] \\ &= iY_{\alpha\sigma} Y_{\beta\sigma} \frac{m_{\chi_\sigma}}{16\pi^2} \left[\left\{ \frac{m_{\eta_R}^2}{m_{\chi_\sigma} - m_{\eta_R}^2} \ln \frac{m_{\eta_R}^2}{m_{\chi_\sigma}^2} + \frac{2}{\varepsilon} \right\} - \left\{ \frac{m_{\eta_I}^2}{m_{\chi_\sigma} - m_{\eta_I}^2} \ln \frac{m_{\eta_I}^2}{m_{\chi_\sigma}^2} + \frac{2}{\varepsilon} \right\} \right]. \quad (31) \end{aligned}$$

Fisicamente acabamos de realizar uma correção quântica para o propagador do neutrino e isso agora deve ser relacionado a uma massa, a massa radiativa do neutrino. Na prática, essa relação consiste apenas em multiplicar o resultado da Eq. (31) por i e tomar o limite de $\varepsilon \rightarrow 0$, o que nos fornece (HIRSCH et al., 2013; MERLE et al., 2016; DÍAZ et al., 2017)

$$\mathcal{M}_{\alpha\beta}^\nu = \sum_{\sigma=1,2} \frac{Y_{\alpha\sigma}^\nu Y_{\beta\sigma}^\nu}{16\pi^2} m_{\chi_\sigma} \left(\frac{m_{\eta_R}^2}{m_{\eta_R}^2 - m_{\chi_\sigma}^2} \ln \left(\frac{m_{\eta_R}^2}{m_{\chi_\sigma}^2} \right) - \frac{m_{\eta_I}^2}{m_{\eta_I}^2 - m_{\chi_\sigma}^2} \ln \left(\frac{m_{\eta_I}^2}{m_{\chi_\sigma}^2} \right) \right), \quad (32)$$

em que α e β são índices de geração ($\alpha, \beta = 1, 2, 3$), m_{χ_σ} são as massas dos campos fermiônicos $\chi_{1,2}^0$. Como já mencionado anteriormente, no limite em que $\lambda_5 \rightarrow 0$ os dois autoestados m_{η_R} e m_{η_I} são degenerados, assim os neutrinos não ganham massa e o número leptônico é restaurado. Este limite corresponde ao cancelamento exato entre as partes de η_R e η_I no cálculo do *loop*.

É importante ressaltar que os novos férmions Σ e F formam o conjunto mínimo necessário para descrever a oscilação de neutrinos. Assim, quando apenas um deles está presente, a matriz de massa

do neutrino só apresenta um autovalor diferente de zero, o que é insuficiente para explicar o fenômeno de oscilação (SALAS et al., 2018).

5.4 FENOMENOLOGIA DA MATÉRIA ESCURA ESCALAR ESCOTOGÊNICA

Dedicamos esta seção ao estudo da ME escalar η_R com o foco nos resultados obtidos durante o Doutorado. Inicialmente, levamos em consideração limites teóricos e experimentais estabelecidos na literatura para uma série de observáveis, já que a presença de novas partículas, ausentes no MP, induz desvios das previsões já estabelecidas no contexto do MP.

1. Limites teóricos - Como discutido na Sec. (5.2), os acoplamentos e os parâmetros de massa que aparecem na lagrangiana (3) estão sujeitos a uma série de restrições teóricas. Em primeiro lugar devemos garantir que o potencial seja limitado por baixo e fazemos isso aplicando as condições estabelecidas nas Eqs. (6). Outra consideração teórica está relacionada com a validade da simetria \mathbb{Z}_2 , que como já mencionado, é um ingrediente fundamental do modelo. Comparada com o modelo Escotogênico simples inicialmente proposto em (MA, 2006), a quebra espontânea da simetria \mathbb{Z}_2 pode ser evitada com a extensão aqui estudada (MERLE et al., 2016). Além disso, embora as restrições experimentais não coloquem um limite superior na massa do escalar neutro H , exigimos que sua largura de decaimento esteja de acordo com a condição de unitariedade perturbativa, ou seja, $\frac{\Gamma_H}{m_H} < \frac{1}{2}$.
2. Parâmetros de oscilação de neutrinos - Uma das principais motivações do MEST é fornecer uma explicação para a geração de massas dos neutrinos. Para garantir isso, ao longo de nossa análise, exigimos compatibilidade com as faixas de melhor ajuste dos parâmetros de oscilação. Os ângulos de mistura e as diferenças de massa ao quadrado foram fixadas de acordo com (SALAS et al., 2018). Também assumimos o ordenamento normal das massas dos neutrinos, ou seja, o estado ν_1 é o mais leve e o estado ν_3 é o mais pesado.
3. *Lepton flavor violation* - Este modelo poderia, em princípio, ser investigado através da observação de violação de sabor do lepton carregado (ROCHA-MORAN; VICENTE, 2016). No entanto, os resultados negativos das pesquisas desse observável podem ser usados para estabelecer restrições nos parâmetros do modelo, em particular em λ_5 que controla a magnitude dos acoplamentos Yukawa. Aplicamos os limites mais rigorosos até o momento em alguns desses processos raros, a saber BR ($\mu \rightarrow e\gamma$) $< 4.2 \times 10^{-13}$ (BALDINI et al., 2016), BR($\mu \rightarrow eee$) $< 1. \times 10^{-12}$ (BELLGARDT et al., 1988), CR($\mu^-, \text{Au} \rightarrow e^-, \text{Au}$) $< 7 \times 10^{-13}$ (BERTL et al., 2006).
4. Testes de precisão eletrofracos - A presença de alguma física nova afetará as autoenergias dos bósons de *gauge*, parametrizadas pelos parâmetros oblíquos S, T e U (PESKIN; TAKEUCHI, 1992). A restrição mais importante é esperada no parâmetro T , que é sensível a diferença de massa entre as componentes neutra e carregada dos campos escalares. A consistência com dados de precisão eletrofraca foi garantida exigindo $v_\Omega \lesssim 5 \text{ GeV}$, a fim de obter um desvio insignificante do parâmetro ρ de um, ou seja, impomos $-0.00018 \lesssim \delta\rho \lesssim 0.00096 (3\sigma)$.

5. Decaimento invisível do bóson de Higgs - Quando as massas dos escalares neutros $m_{\eta_{R,I}}$ são pequenas o suficiente, podem aparecer novos canais de decaimentos invisíveis - em "nível de árvore- do bóson de Higgs nas partículas estáveis mais leves. Na região dos parâmetros onde esses novos decaimentos invisíveis são possíveis, impomos que $\text{BR}(h^0 \rightarrow \text{inv}) \lesssim 24\%$ (TANABASHI et al., 2018).
6. Observações cosmológicas de matéria escura - Se η_R for o único candidato a contribuir para a ME cosmológica, sua densidade de relíquia deve cumprir os limites cosmológicos para ME fria derivada dos dados do satélite Planck (TANABASHI et al., 2018): $0.1126 \leq \Omega_{\eta_R} h^2 \leq 0.1246$ (intervalo de 3σ). Valores de $\Omega_{\eta_R} h^2 \leq 0.1126$ também são permitidos, se η_R for um componente subdominante da ME cosmológica, permitindo assim a existência de outro candidato. Além disso, nosso cenário pode ser testado em experimentos de detecção direta. Aplicamos o limite mais rigoroso na seção de choque de espalhamento (SI), definida pelo experimento XENON1T (APRILE et al., 2018).
7. Colisores - As buscas por novas partículas carregadas em colisões no LEP e LHC, definem que suas massas devem ser maiores que 100 GeV (TANABASHI et al., 2018). Em nossa análise, aplicamos os seguintes limites: $m_{H^\pm} \geq 80 \text{ GeV}$ e $122 \text{ GeV} \leq m_{h^0} \leq 128 \text{ GeV}$, esse último limite leva em consideração as incertezas numéricas associadas a massa do bóson de Higgs.

Todos os limites teóricos e experimentais discutidos foram implementados em um código em Python particular. Esse código está conectado as ferramentas mais utilizadas na fenomenologia de partículas, descritas no Ap. A. Através do pacote SARAH 4.9.1 (STAUB, 2015), encontramos as matrizes de massa, os vértices, as correções a 1-loop e as autoenergias no cenário do MEST. Geramos o espectro de partículas com a ferramenta SPheno 4.0.3 (POROD; STAUB, 2012). A fim de realizar a análise fenomenológica de ME, usamos o Micromegas 5.0.2 (BÉLANGER et al., 2015) no cálculo da abundância de relíquia e das seções de choque de espalhamento entre ME-nucleon. Para o cálculo das seções de choque relevantes na análise realizada no LHC, usamos o MadGraph5 (ALWALL et al., 2014), importando os arquivos UFO (DEGRANDE et al., 2012) gerados através do SARAH 4.9.1.

Realizamos uma varredura numérica utilizando o código particular em Python variando os parâmetros de entrada conforme mostrado na Tab. 5. Fixamos $\lambda_5 < 0$ para garantir η_R como candidato a ME. Além disso, os parâmetros que não estão mostrados na Tab. 5 podem ser calculados a partir dos dados mostrados nessa tabela. Por exemplo, m_ϕ^2 e m_Ω^2 são obtidos via equações de *tadpole* (11).

5.4.1 Densidade de relíquia

Assumimos no trabalho que o campo escalar η_R é a ME. Nesse caso, ele contribui para a densidade de relíquia cosmológica. Apresentamos na Figura 19 os nossos resultados para a abundância de relíquia de ME em função da sua massa. A faixa estreita preta representa o intervalo 3σ para ME fria derivada dos dados do satélite Planck (TANABASHI et al., 2018). Apenas para soluções que caem exatamente nesta faixa (pontos em ciano) a totalidade de ME pode ser explicada por η_R . Os pontos azuis referem-se a soluções em que η_R seria subdominante e outro candidato à ME seria necessário para explicar os

Parâmetro	Intervalo
M_N	$[5 \cdot 10^3, 10^4]$ (GeV)
M_Σ	$[5 \cdot 10^3, 10^4]$ (GeV)
m_η^2	$[100, 5000]$ (GeV ²)
$\mu_{1,2}$	$[10^{-8}, 5 \cdot 10^3]$ (GeV)
v_Ω	$[10^{-5}, 5]$ (GeV)
$ \lambda_i , i = 1 \dots 4$	$[10^{-8}, 1]$
$ \lambda_5 $	$[10^{-5}, 1]$
$ \lambda_{1,2}^\Omega $	$[10^{-8}, 1]$
$ \lambda_\eta^\Omega $	$[10^{-8}, 1]$
$ Y_\Omega $	$[10^{-8}, 1]$

Tabela 5 – Intervalo de variação dos parâmetros do modelo na varredura numérica, assumindo uma distribuição logarítmica.

dados atuais. Por sua vez, os pontos cinza estão excluídos por qualquer um dos limites teóricos e/ou experimentais discutidos na Sec. 5.4. Os pontos cinza escuro são soluções em conflito com o limite na seção de choque SI para o espalhamento elástico entre WIMP-nucleon, definido pelos dados do XENON1T (APRILE et al., 2018).

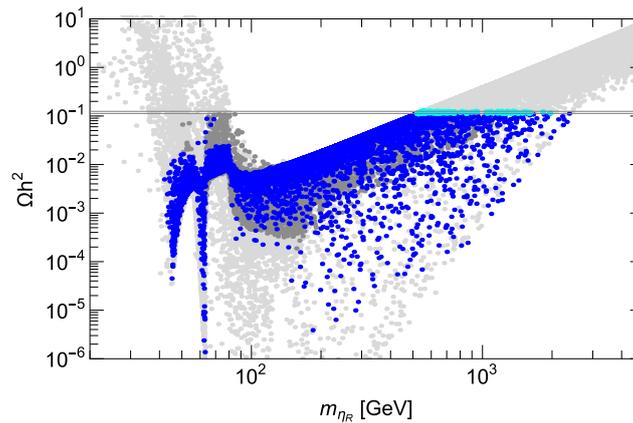


Figura 19 – Abundância de relíquia $\Omega_{\eta_R} h^2$ em função da massa de η_R . Os pontos azuis denotam soluções com densidade de relíquia viável, embora conduzam a ME subdominante. Os pontos ciano estão dentro do limite de confiança 3σ medido pela colaboração Planck. Os pontos cinza estão excluídos por pelo menos um limite experimental ou teórico. Os pontos cinza escuro entram em conflito com o limite atual na seção de choque SI medido pela colaboração XENON1T.

O comportamento do gráfico pode ser explicado examinando-se em detalhe os canais de aniquilação de η_R que contribuem para a densidade de relíquia. Os diagramas de Feynman para estes processos estão mostrados em detalhe no Ap. B. O primeiro ponto de mínimo na densidade de relíquia mostrado à esquerda, evidencia o polo do bóson Z . Nesse caso, $m_{\eta_R} \sim M_Z/2$ e a coaniquilação da ME via canal s através da produção do Z se torna relevante. Da mesma forma, o segundo mínimo da densidade de relíquia é em torno de $m_{\eta_R} \sim 60$ GeV, correspondente a aniquilações de ME via Higgs no canal s . Para massas maiores de η_R , as interações quárticas com bósons de *gauge* se tornam significantes e, quando cinematicamente permitidas, também contribuem na densidade de relíquia estados finais com dois

tops. Aniquilações de η_R em W^+W^- via acoplamentos quárticos são particularmente importantes em torno de $m_{\eta_R} \gtrsim 80$ GeV, explicando assim a terceira queda na abundância de relíquia. Finalmente, no intervalo $m_{\eta_R} \gtrsim 120$ GeV a ME também pode se aniquilar em dois bósons de Higgs. Com m_{η_R} ainda maior, a seção de choque de aniquilação apresenta o comportamento $\sim \frac{1}{m_{\eta_R}^2}$ e a densidade da relíquia aumenta proporcionalmente. De acordo com a Figura 19, existem pontos fenomenologicamente viáveis para ME com massa desde poucos GeV até alguns TeV. No entanto, para que η_R seja o único constituinte de ME no Universo, a massa dessa partícula deve estar no intervalo entre 500 GeV e 1 TeV, já que apenas nessa faixa, $0.1126 \leq \Omega_{\eta_R} h^2 \leq 0.1246$.

Mostramos na Figura 20 os *branching ratios* mais relevantes (em nível da árvore) para a seção de choque de aniquilação de η_R nos estados finais do MP em função da massa de η_R .

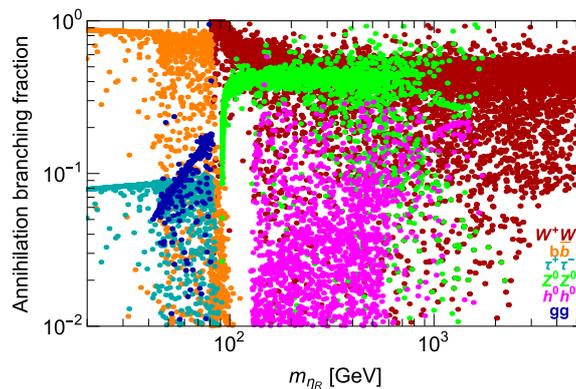


Figura 20 – Principais *branching ratios* de η_R em estados finais do MP. Pontos em laranja se referem a aniquilação em $b\bar{b}$, pontos em ciano são referentes a $\tau^+\tau^-$, azuis em *gluons*, vermelhos escuros em W^+W^- , verdes em Z^0Z^0 e rosas em h^0h^0 .

Diferentes regimes cinemáticos são visíveis nesta figura: abaixo de M_W , η_R se aniquila predominantemente em $b\bar{b}$, *gluons* ou $\tau^+\tau^-$; quando o acoplamento quártico com W se torna cinematicamente acessível, η_R se aniquila principalmente em W^+W^- . Da mesma forma, aniquilações em h^0h^0 , HH e Z^0Z^0 tornam-se relevantes quando a cinemática é permitida.

5.4.2 Detecção Direta

Vamos discutir agora as perspectivas para a detecção direta de η_R . A seção de choque de interação entre η_R -nucleon independente do *spin* é mediada pelos portais de Higgs e Z em "nível de árvore". Os diagramas de Feynman relevantes para estes processos estão mostrados no Ap. B. Nesse caso, a interação η_R -nucleon via Higgs é dominante na maior parte do espaço de parâmetros. Como consequência, o acoplamento entre η_R e o bóson de Higgs (que depende da soma $\lambda_{345} = \lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5$ e de v_Ω , μ_2 e λ_η^Ω) acaba sendo a quantidade relevante que controla tanto a seção de choque SI quanto os sinais no LHC que discutiremos na seção 5.4.4.

Mostramos na Figura 21 a seção de choque para o espalhamento elástico entre η_R -nucleon ponderada por $\xi = \frac{\Omega_{\eta_R}}{\Omega_{\text{Planck}}}$ em função da massa de η_R . O código de cores dos pontos é o mesmo estabelecido na Figura 19. A linha verde escura denota o limite superior mais recente do experimento XENON1T (APRILE et al., 2018). Mostramos apenas o limite atual mais rigoroso do XENON1T, no entanto outros

experimentos importantes de xenônio líquido, como LUX (AKERIB et al., 2017) e PandaX-II (CUI et al., 2017) também podem sondar a seção de choque de espalhamento elástico para ME mais pesada que ~ 50 GeV. Também representamos na Figura 21, para comparação, o limite inferior (linha laranja tracejada) correspondente ao *neutrino floor* para espalhamento elástico coerente entre neutrino-nucleon ($\text{CE}\nu\text{NS}$) (BILLARD; STRIGARI; FIGUEROA-FELICIANO, 2014) e a sensibilidade projetada para o experimento LUX-ZEPLIN (linha verde tracejada) (AKERIB et al., 2020). O extenso conteúdo de partículas do MEST, em princípio, permite um candidato escalar de ME viável em uma ampla região de massas. No entanto, devido às restrições experimentais atuais, a maioria das novas soluções permitidas com uma abundância de relíquias dentro do limite de confiança 3σ encontra-se em uma região vertical estreita em torno de $m_{\eta_R} \sim 500 - 600$ GeV, representada pelos pontos em ciano. Ressaltamos que uma partícula η_R mais leve poderia representar uma ME viável subdominante, o que, portanto, exigiria a existência de um candidato escuro adicional e desconhecido.

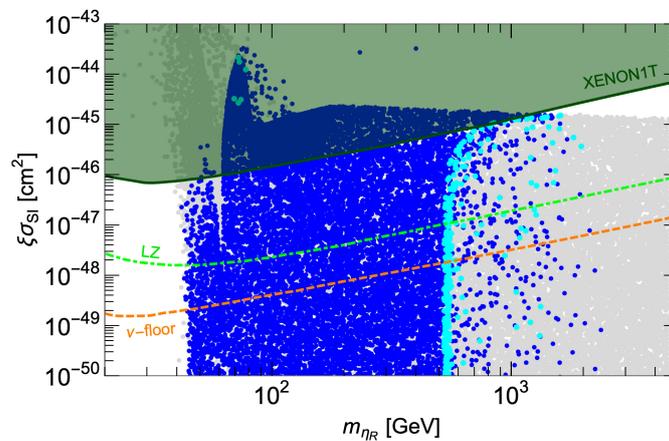


Figura 21 – Seção de choque independente do *spin* para o espalhamento elástico η_R -nucleon em função de m_{η_R} . O código de cor é o mesmo da Figura 19. A linha verde escura representa o limite superior mais recente do XENON1T. A linha laranja tracejada corresponde ao limite inferior para o *background neutrino floor*. A linha verde tracejada caracteriza a sensibilidade projetada do experimento LUX-ZEPLIN.

Finalmente, vale a pena comentar como a fenomenologia de η_R se compara à da ME escalar no modelo Escotogênico simples. Embora os dois candidatos tenham propriedades semelhantes, a presença de um tripleto escalar no MEST altera ligeiramente a interação de η_R com o bóson de Higgs. Como consequência, tanto a seção de choque de aniquilação mediada pelo Higgs quanto a seção de choque de interação η_R -nucleon contêm um termo dependente de μ_2 e de v_Ω , como pode ser visto no vértice de interação apresentado no Ap. C. No entanto, como h^0 e H não se mesclam muito, H acaba não se acoplando fortemente aos quarks. Como resultado, a fenomenologia de η_R acaba sendo muito semelhante em ambos os modelos. A vantagem real do MEST vem do espaço de parâmetros ampliado, especialmente para massas menores de η_R , pois esse modelo evita a quebra espontânea indesejada da simetria de paridade \mathbb{Z}_2 .

5.4.3 Detecção Indireta

Quando η_R se aniquila em partículas do MP, podemos detectá-la indiretamente. Entre seus produtos de aniquilação, os raios γ são provavelmente os melhores mensageiros, uma vez quase não são afetados durante a propagação, transportando assim as informações espectrais e espaciais originais da fonte. Nós consideramos aniquilações de ME em $b\bar{b}$, $\tau^+\tau^-$ e W^+W^- a fim de comparar os resultados com os limites atuais impostos pelo satélite *Fermi Large Area Telescope* (LAT) (CHARLES et al., 2016) e pelo telescópio HESS (ABDALLAH et al., 2016b).

Os resultados da varredura numérica no plano $\{\langle\sigma v\rangle, m_{\eta_R}\}$ estão mostrados na Figura 22. Ponderamos o valor da seção de choque de aniquilação por ξ^2 , de maneira análoga ao que fizemos no estudo de detecção direta. Para os pontos laranja, η_R se aniquila em $b\bar{b}$, ciano escuro em $\tau^+\tau^-$ e vermelho-escuro em W^+W^- . Os pontos cinza estão excluídos por qualquer um dos limites teóricos e/ou experimentais listadas na Sec. 5.4. Os pontos em vermelho-claro são soluções com abundância de relíquia exatamente dentro da banda de 3σ medida pelo Planck. Na mesma figura, mostramos o limite superior com 95% de confiança atualmente definido pelo Fermi-LAT em observações de raios- γ de galáxias anãs da Via Láctea, com base em 6 anos de dados processados (ACKERMANN et al., 2015). Esses limites estão representados pelas linhas contínuas assumindo aniquilações em $b\bar{b}$ (linha laranja), $\tau^+\tau^-$ (linha ciano-escuro) e W^+W^- (linha vermelha-escuro). O limite superior atual no espaço de parâmetros obtido pelo HESS também está mostrado na Figura 22 como uma linha vermelha tracejada-pontilhada. Para estabelecer esse limite a colaboração utilizou dados de raios- γ do CG acumulados ao longo de 10 anos, assumindo um canal de aniquilação de ME em W^+W^- (ACHARYA et al., 2018). Também descrevemos as sensibilidades projetadas para o Fermi-LAT no canal $b\bar{b}$ (linha laranja tracejada) e para o CTA no canal W^+W^- (linha preta tracejada).

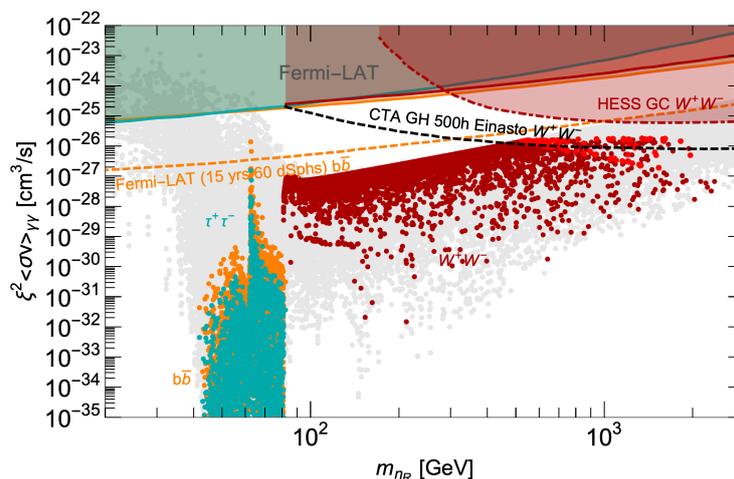


Figura 22 – Seção de choque de aniquilação de η_R em raios- γ para estados finais contendo $b\bar{b}$ (laranja), $\tau^+\tau^-$ (ciano escuro) e W^+W^- (vermelho-escuro e vermelho-claro). As linhas contínuas laranja, ciano escuro e vermelha correspondem ao limite superior com 95% de confiança estabelecidos pelo Fermi-LAT através da observações de raios- γ em galáxias anãs. A linha vermelha pontilhada-tracejada é o limite superior obtido pelo HESS usando dados do CG. As sensibilidades projetadas para o Fermi-LAT e para o CTA estão representadas pelas linhas tracejadas laranja e preta, respectivamente.

Como vemos na Figura 22 os limites atuais estão um par de ordens de magnitude acima dos sinais previstos no modelo. Entretanto, os dados futuros do Fermi-LAT e do CTA oferecem perspectivas promissoras, eventualmente permitindo que se teste parte do espaço de parâmetros tanto na região de massas de η_R pequenas (~ 70 GeV) quanto nas regiões de massas maiores ($\gtrsim 500$ GeV).

5.4.4 Estudo da matéria escura escalar no LHC

Confrontamos nosso candidato escalar de ME com os dados mais recentes do LHC a $\sqrt{s} = 13$ TeV. Como em qualquer modelo com um candidato à ME, a assinatura genérica a ser buscada é associada a *missing energy* (\cancel{E}_T). No MEST os sinais típicos podem ser designados por $\cancel{E}_T + X$, em que X pode ser um ou dois jatos, dois léptons ou um fóton, por exemplo. Todos esses canais podem em princípio ser interessantes, no entanto checamos numericamente e nesse cenário o estado final mais promissor vem da produção de $\cancel{E}_T + j$, (monojato).

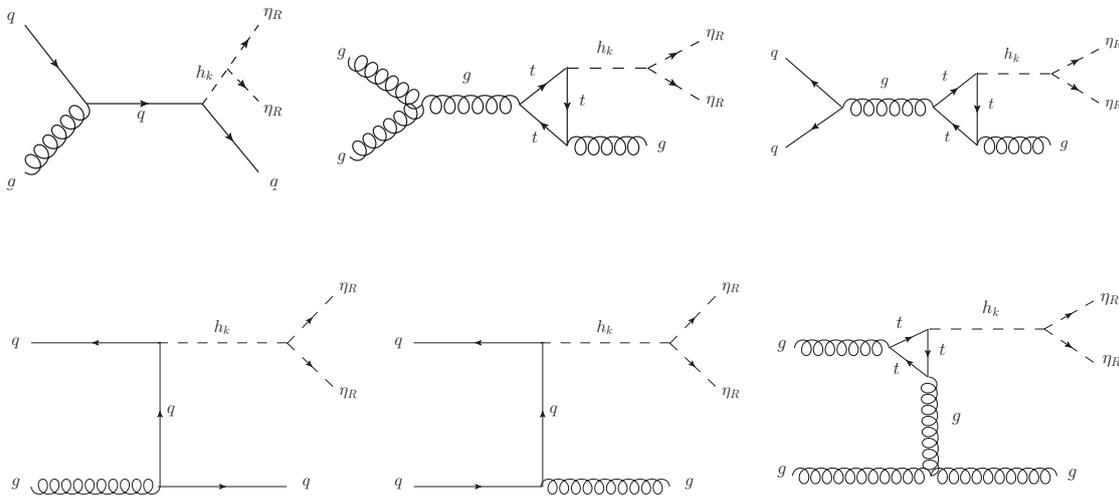


Figura 23 – Diagramas de Feynman relevantes para a produção de η_R em associação com um jato no LHC; $h_k \equiv h^0$ ou H . A contribuição dominante origina do processo de fusão de glúons.

Focamos portanto no estudo dos processos $pp \rightarrow \eta_R \eta_R + g$ e $pp \rightarrow \eta_R \eta_R + q$. Para esse estado final os eventos contém um jato com alto momento transversal (p_T maior que 100 – 200 GeV na região central do detector, com pseudorapidez $|\eta| < 2.4$) e \cancel{E}_T acima de 200 GeV nas análises de 13 TeV para os detectores ATLAS e CMS (AABOUD et al., 2016). Os principais *backgrounds* para o canal monojato estão listados na Sec. 4.4.

Os diagramas de Feynman relevantes estão mostrados na Figura 23. Em todos os casos, a ME é produzida por meio do decaimento de um escalar neutro (h^0 ou H), produzido a partir da interação com quarks, ou por meio de um acoplamento efetivo com *glúons*. Este último envolve um *loop* de quark *top* e entra nos processos de fusão *gluons* (ggF). O vértice de interação entre η_R e h_k está descrito no Ap. C.

Quando a diferença de massa entre η_I e η_R é pequena, η_I também contribui para os estados finais invisíveis. Nesse caso, η_I pode decair em η_R mais férmions ou jatos que não são suficientemente energéticos para serem detectados. Portanto, além dos processos mediados pelo Higgs, o sinal monojato pode ser originado com contribuição do bóson Z , de acordo com $pp \rightarrow \eta_R \eta_I + g$ e $pp \rightarrow \eta_R \eta_I + q$.

Os diagramas de Feynman que envolvem a produção de η_I podem ser visualizados na Figura 24. Finalmente, devemos mencionar que neste mesmo cenário de pequenas diferenças de massa, um par de η_I também pode ser produzido.

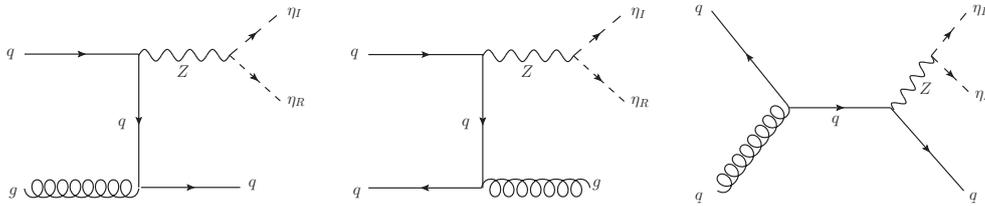


Figura 24 – Diagramas de Feynman ilustrando a produção de eventos $\eta_R \eta_I + j$ mediados pelo Z no LHC.

Realizamos o estudo no LHC levando em consideração todos as restrições teóricas da Sec. 5.4, bem como os limites já estabelecidos nas seções anteriores para os experimentos de detecção direta e pela densidade de relíquia de η_R . Assim, utilizamos o pacote CheckMATE2 (DERCKES et al., 2017), para verificar se as soluções que satisfazem todas as restrições experimentais já estabelecidas anteriormente podem levar a sinais detectáveis de ME no canal monojetato no LHC a $\sqrt{s} = 13$ TeV. Este código permite averiguar se uma determinada configuração de parâmetros do modelo está excluída ou não, reformulando os resultados do modelo simulado em termos das análises existentes do LHC, que incluem automaticamente a simulação e eliminação do *background*. Para o sinal estudado, a análise através da qual o CheckMATE2 impõe os limites ao modelo trabalhado pode ser consultada no trabalho de (AABOUD et al., 2016). No Ap. A fornecemos mais detalhes referentes ao CheckMATE2.

Inicialmente, identificamos dois pontos no espaço de parâmetros que sobrevivem a todos os limites experimentais e teóricos e que, portanto, são viáveis de serem testados no LHC através do CheckMATE2. Esses pontos estão mostrados na Tab. 6. Os valores dos parâmetros relevantes e o espectro escalar correspondente também podem ser verificados. Portanto, vamos analisar duas partículas de ME: uma com massa de 49.09 GeV e outra com massa de 55.92 GeV. Além disso, mostramos na tabela o valor dos observáveis obtidos para cada ponto. A principal diferença entre eles é o valor da massa de H , que é governada por μ_2 e ν_Ω . No entanto, como este escalar pesado é principalmente tripleto, seu acoplamento com os quarks é suprimido, de modo que uma mudança significativa em sua massa não deve levar a uma grande variação na magnitude das seções de choque.

Exibimos na Tab. 7 os resultados do CheckMATE2 para a avaliação do canal $\cancel{E}_T + j$ no contexto do MEST (correspondendo a uma luminosidade integrada de 36.1 fb^{-1} na análise de $\sqrt{s} = 13$ TeV) para os dois pontos da Tab 6. Para este estudo, as seções de choque mostradas na Tab. 7 incluem ambas as contribuições para o estado final monojetato: processos mediados pelo bóson Z Figura 24 e processos mediados pelo Higgs Figura 23, respectivamente.

O principal resultado da Tab. 7 é o valor do parâmetro r

$$r \equiv \frac{S - 1.96\Delta S}{S_{exp}^{95}} \quad (33)$$

calculado pelo CheckMATE2¹, o qual pode ser convertido em um número considerável de eventos

¹ De acordo com as definições do algoritmo e levando em consideração os erros experimentais, um ponto no espaço de

Parâmetros	Benchmark 1	Benchmark 2	Unidades
λ_3	3.64×10^{-5}	-1.64×10^{-5}	-
λ_4	7.02×10^{-7}	-3.29×10^{-7}	-
λ_5	-1.8×10^{-2}	-1.45×10^{-2}	-
λ_η^Ω	-1.32×10^{-5}	-7.11×10^{-6}	-
μ_2	-4.57×10^{-8}	-1.59×10^{-1}	GeV
v_Ω	2.43×10^{-4}	9.21×10^{-1}	GeV
m_η^2	3678.17	2851.39	GeV ²
massa dos escalares			
m_{η_R}	55.92	49.09	GeV
m_{η_I}	65.04	57.38	GeV
m_{h^0}	124.68	125.54	GeV
m_H	425.9	834.45	GeV
Observáveis correspondentes			
Ωh^2	0.0107	0.0129	-
BR($h^0 \rightarrow inv.$)	0.155489	0.12939	-
BR($\mu \rightarrow e\gamma$)	7.33×10^{-29}	8.55×10^{-32}	-
BR($\mu \rightarrow eee$)	3.75×10^{-30}	1.01×10^{-30}	-
CR($\mu^-, Au \rightarrow e^-, Au$)	3.88×10^{-29}	1.40×10^{-29}	-
BR($h^0 \rightarrow \gamma\gamma$)	0.00226748	0.00212008	-
Δa_μ	2.18×10^{-14}	2.15×10^{-14}	-
σ_{SI}	5.953×10^{-10}	4.862×10^{-10}	pb

Tabela 6 – Os *Benchmarks* representam os dois pontos no espaço de parâmetros que sobrevivem ao conjunto de restrições experimentais e teóricas. Portanto, partículas de ME com massas entre 49 – 55 GeV representam uma possibilidade de estudo no contexto do canal. Os parâmetros relevantes no cálculo dos diagramas de Feynman para o estado final $\cancel{E}_T + j$ também estão mostrados.

Quantidade	Benchmark 1	Benchmark 2
$\sigma \pm d\sigma$ [fb]	787.791	1074.62
$S \pm dS$	163.241 ± 6.814	421.3 ± 12.784
r	0.220	0.263

Tabela 7 – Resultados obtidos com o CheckMATE2 baseados na análise do ATLAS para o canal $j + \cancel{E}_T$ a $\sqrt{s} = 13$ TeV.

do sinal depois do corte, S . Esses cortes específicos são implementados pela análise do ATLAS para mapear as regiões associadas a cada escolha de parâmetros e serão descritos posteriormente. Nosso candidato de ME η_R com massa em torno de $\sim 50 - 60$ GeV é escolhido por satisfazer todas as restrições teóricas e experimentais poderia deixar uma assinatura no canal $\cancel{E}_T + j$ no experimento ATLAS. Para isso, em ambos os pontos estudados o CheckMATE2 estabeleceu seu resultado de acordo com a análise que apresentava as seguintes características: jato com $p_T > 250$ GeV e $|\eta| < 2, 4$, separação no plano azimutal de $\Delta\phi(\text{jato}, p_T^{miss}) > 0.4$ entre a direção do momento transversal faltante e o jato selecionado.

Investigamos o comportamento da seção de choque para massas de η_R maiores. Assumimos o acoplamento $|\lambda_{345}|$ no intervalo de $[0.02, 0.9]$ e fixamos os outros parâmetros de acordo com o *Benchmark 1* dado na Tab. 6. Analisamos os processos $\eta_R\eta_R + j$ e $\eta_R\eta_I + j$ separadamente porque eles parâmetros é considerado excluído quando $r \geq 1.5$. Se $r \leq 0.67$, o ponto é classificado como compatível com os resultados experimentais e é identificado como permitido para a configuração dos parâmetros testada. Pontos com $0.67 < r < 1.5$ são considerados “potencialmente excluídos” devido aos erros sistemáticos e teóricos (DOMINGO et al., 2020).

dependem de diferentes parâmetros do modelo e queremos investigar a contribuição de cada evento na seção de choque total do canal.

Na Figura 25 estão mostradas as seções de choque de produção para o estado final $\cancel{E}_T + j$ no LHC a $\sqrt{s} = 13$ (14) TeV. Simulamos os eventos usando o Madgraph5 com um corte inicial em $p_T^{jato} > 100$ GeV, de acordo com as análises recentes desse canal (BELYAEV et al., 2018). Desde que esses processos são mediados pelo Higgs (painel da esquerda) e pelo Z (painel da direita), temos os picos característicos em $m_{\eta_R} \sim m_{h^0}/2$ e $m_{\eta_R} \sim m_Z/2$ respectivamente, o que fornece maiores seções de choque nesses intervalos de massa. Assim, eventos mediados pelo Higgs são dominantes até $m_{\eta_R} \sim 60$ GeV, contribuindo com uma seção de choque de $\sim [700 - 1400]$ fb (13 TeV). Os eventos mediados pelo Z complementam a busca por $pp \rightarrow \eta_R \eta_R + jato$ no LHC, com seções de choque na ordem de $\sim [190 - 80]$. Quando a energia do centro de massa aumenta para 14 TeV, as seções de choque do canal também aumentam em poucos fb. Dessa maneira, percebemos que seria possível detectar a ME escalar com massas até ~ 60 GeV no canal monojetato do LHC.

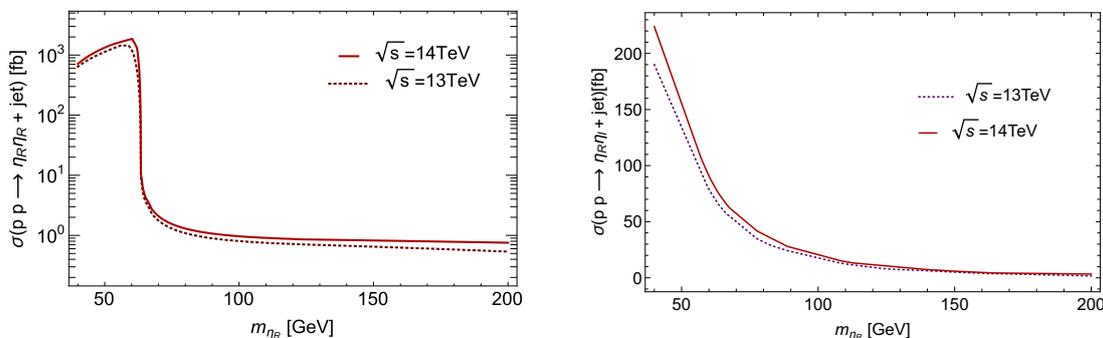


Figura 25 – Seções de choque para o canal monojetato no LHC a $\sqrt{s} = 13$ (14) TeV. O painel da esquerda mostra a contribuição dos processos mediados pelo Higgs $pp \rightarrow \eta_R \eta_R + jato$. O maior valor para a seção de choque é ~ 1400 (1800) fb para $\sqrt{s} = 13$ (14) TeV respectivamente. No painel da direita temos os eventos mediados pelo Z , $pp \rightarrow \eta_R \eta_I + jato$, cuja maior contribuição é ~ 190 (220) fb.

Também é importante enfatizar que existem regiões de parâmetros em que η_I e η_R são relativamente próximas em massa, como mostrado na Figura 26.

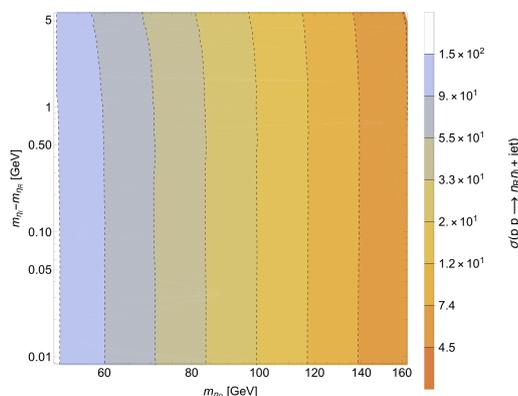


Figura 26 – Diferença de massa $m_{\eta_I} - m_{\eta_R}$ em função da m_{η_R} para eventos monojetato mediados pelo bóson Z , $pp \rightarrow \eta_R \eta_I + j$. As cores representam os valores das seções de choque em fb.

Essa pequena diferença entre a massa de η_R e η_I é necessária para a consistência do modelo, já que a diferença de massa entre essas partículas está intimamente conectada com a pequenez da massa do neutrino, o que requer a violação do número leptônico por meio do valor de λ_5 , conforme visto pelas Eqs. (17) e (18).

Para finalizar, conforme já comentado nas seções anteriores, em função do pequeno acoplamento com os quarks, o escalar neutro pesado H que inicialmente contribui nos diagramas de Feynman da Figura 23 e que no contexto do canal monojetado diferencia o MEST do modelo Escotogênico simples, não influencia significativamente nosso sinal. Já foi mostrado na Ref. (DÍAZ et al., 2017), que a seção de choque de produção de H no LHC é de 3 a 5 ordens de magnitude menor do que a produção do bóson de Higgs, independente da energia do centro de massa. Portanto, nossos resultados para o estado final monojetado no cenário do MEST deve ser coincidente com os resultados que seriam obtidos utilizando a versão simples do Modelo Escotogênico (MA, 2006).

6 MODELO COM FÉRMIONS DE DIMENSÃO CANÔNICA DE MASSA UM

Os campos fermiônicos de *spin* $1/2$ com dimensão canônica de massa um foram inicialmente propostos por Ahluwalia e Grumiller no ano de 2005 (AHLUWALIA; GRUMILLER, 2005). Com esse trabalho nasceram os chamados campos Elko, um acrônimo alemão para *Eigenspinoren des Ladungskojugationsoperator*, cuja tradução é autoespinor do operador conjugação de carga, C , ou seja, esse novo campo que representaremos por λ , satisfaz a relação

$$C\lambda(\mathbf{p}) = \pm\lambda(\mathbf{p}). \quad (1)$$

A construção do campo como uma representação de *spin* $1/2$ é caracterizada pela presença dos espinores como coeficientes de expansão. Esses espinores, como de costume, pertencem ao espaço de representação de Weyl $(0, 1/2) \oplus (1/2, 0)$, de maneira análoga aos espinores de Dirac. A diferença crucial surge na maneira como os dois setores do espaço de representação estão relacionados: na construção dos espinores Elko a paridade não é utilizada, portanto a dinâmica de Dirac não é esperada. No entanto, por tratar-se de uma construção relativística, a equação de Klein Gordon é satisfeita. Como o campo quântico herda tal dinâmica, verifica-se que a dimensão de massa do campo é um. Por ser um autoespinor do operador de conjugação de carga possuindo dimensão de massa um, o Elko é mais um forte candidato a ME.

O campo original do Elko proposto na Ref. (AHLUWALIA; GRUMILLER, 2005) é um objeto quântico que carrega uma representação de subgrupos do grupo de Lorentz $\text{HOM}(2)$ e $\text{SIM}(2)$ (COHEN; GLASHOW, 2006). No entanto, uma modificação mais recente no espinor dual levou a uma teoria dotada de simetria de Lorentz (Poincarè) completa (AHLUWALIA, 2017). Vários trabalhos vem sendo propostos a fim de averiguar a física envolvida tanto na partícula Elko original, quanto na nova proposta do campo. Estudos em cosmologia (PEREIRA; LIMA, 2017), em aceleradores (ALVES et al., 2018)(ALVES; DIAS; CAMPOS, 2014) e em Teoria Quântica de Campos (ROGERIO et al., 2019)(SILVA et al., 2016) evidenciam resultados interessantes e desafiadores, que fornecem motivações suficientes para continuar as pesquisas envolvendo esse campo, até então pouco explorado pela comunidade científica atual. Na próxima seção apresentamos os principais aspectos relacionados a construção desse campo fermiônico. Os aspectos discutidos fornecerão o suporte necessário para a compreensão dos resultados obtidos durante o trabalho de Doutorado e que serão apresentados posteriormente.

6.1 A ESTRUTURA DO ESPINOR DE DIMENSÃO CANÔNICA DE MASSA UM

Antes de começar a construção dos espinores Elko, vale lembrar que os campos quânticos de Dirac e Majorana possuem espinores de Dirac como coeficientes de expansão do campo. Nesse caso, o

espinor de Dirac na representação de Weyl é

$$\psi(\mathbf{p}) = \begin{pmatrix} \phi_R(\mathbf{p}) \\ \phi_L(\mathbf{p}) \end{pmatrix}. \quad (2)$$

A componente de mão direita se transforma de acordo com a relação

$$\phi_R(\mathbf{p}) \longrightarrow e^{1/2\sigma \cdot \mathbf{\Phi}} \phi_R(\mathbf{0}), \quad (3)$$

correspondendo à representação $(1/2, 0)$ do grupo de Lorentz. Já a componente de mão esquerda tem a seguinte transformação,

$$\phi_L(\mathbf{p}) \longrightarrow e^{-1/2\sigma \cdot \mathbf{\Phi}} \phi_L(\mathbf{0}) \quad (4)$$

correspondendo à representação $(0, 1/2)$. A quantidade $\mathbf{\Phi}$ parametriza os *boosts* de Lorentz de tal maneira que $\tanh \mathbf{\Phi} = v/c$, em que v é a velocidade relativa entre os dois referenciais inerciais. Já σ diz respeito as matrizes de Pauli. O importante a ser notado aqui é que para espinores de Dirac, através do operador de paridade podemos passar da componente de mão direita para a de mão esquerda. Ou seja, essas duas componentes tem uma relação estabelecida através da paridade. Veremos adiante que isso não é verificado para as componentes do Elko. Para a construção formal desses espinores, utilizamos o operador de reversão temporal de Wigner para partículas de *spin* $1/2$, dado por

$$\Theta = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Nesse caso, realizamos o complexo conjugado das Eqs. (4) e (3) e multiplicamos pela esquerda pelo operador mostrado na Eq. 5, o que nos fornece o seguinte resultado

$$\Theta \phi_R^*(\mathbf{p}) = e^{-1/2\sigma \cdot \varphi} \Theta \phi_R^*(\mathbf{0}), \quad (6)$$

$$\Theta \phi_L^*(\mathbf{p}) = e^{1/2\sigma \cdot \varphi} \Theta \phi_L^*(\mathbf{0}). \quad (7)$$

Assim, temos que enquanto $\phi_L(\mathbf{p})$ se transforma como um espinor de mão esquerda, $\Theta \phi_L^*(\mathbf{p})$ se transforma como espinor de mão direita. Analogamente, se $\phi_R(\mathbf{p})$ se transforma como um espinor de mão direita, $\Theta \phi_R^*(\mathbf{p})$ se transforma como espinor de mão esquerda.

Em contrapartida com o caso dos espinores de Dirac, onde a conexão entre uma componente e outra se faz por meio do operador paridade, para a construção do novo espinor não é necessário valer-se de nenhum operador de simetria discreta. A estrutura geral dos espinores pertencentes ao espaço de representação $(1/2, 0) \oplus (0, 1/2)$ é obtida utilizando as componentes (6) e (7). Dessa maneira,

$$\lambda(\mathbf{p}) = \begin{pmatrix} (\xi_\lambda \Theta) \phi_L^*(\mathbf{p}) \\ \phi_L(\mathbf{p}) \end{pmatrix}, \quad v(\mathbf{p}) = \begin{pmatrix} \phi_R(\mathbf{p}) \\ (\xi_v \Theta) \phi_R^*(\mathbf{p}) \end{pmatrix}, \quad (8)$$

em que, ξ_λ e ξ_v são fases relativas. Escolhendo a fase relativa ξ_λ como $(\pm i)$ obtemos os espinores que

são autoespinores do operador conjugação de carga com autovalores positivo, os quais chamamos de espinores autoconjugados, e representamos por λ^S , e para o autovalor negativo, temos os chamados espinores anti-autoconjugados, representados por λ^A , conforme pode ser verificado na Eq. (9)

$$C\lambda^S(\mathbf{p}) = \pm\lambda^{S/A}(\mathbf{p}). \quad (9)$$

Nessa situação, a estrutura formal do espinor de dimensão de massa um em seu referencial de repouso é

$$\lambda^S(\mathbf{0}) = \begin{pmatrix} i\Theta\phi_L^*(\mathbf{0}) \\ \phi_L(\mathbf{0}) \end{pmatrix}, \quad \lambda^A(\mathbf{0}) = \begin{pmatrix} -i\Theta\phi_L^*(\mathbf{0}) \\ \phi_L(\mathbf{0}) \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Um aspecto crucial que também difere o Elko de um espinor de Dirac é a helicidade. O novo espinor apresenta helicidade dual, como veremos a seguir.

O operador helicidade é definido como o produto interno entre o operador de *spin* $\vec{\sigma}$ e o vetor unitário $\hat{p} = \vec{p}/|\vec{p}|$. Fisicamente, a helicidade de uma partícula é a projeção do seu *spin* na direção do momento linear. Explicitamente, com o vetor unitário em coordenadas esféricas, temos a seguinte expressão para esse operador

$$\vec{\sigma} \cdot \hat{p} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta e^{-i\varphi} \\ \sin\theta e^{i\varphi} & -\cos\theta \end{pmatrix}, \quad (11)$$

com a respectiva equação de autovalor

$$\vec{\sigma} \cdot \hat{p} |\phi_{R/L}\rangle = \pm |\phi_{R/L}\rangle. \quad (12)$$

De acordo com a Eq. (12), a componente de mão esquerda do espinor tem helicidade

$$\vec{\sigma} \cdot \hat{p} \phi_L^\pm(\mathbf{0}) = \pm \phi_L^\pm(\mathbf{0}), \quad (13)$$

em que $\phi_L^\pm(\mathbf{0})$ são os espinores de Weyl no repouso¹, dados por

$$\phi_L^+(\mathbf{0}) = \sqrt{m} \begin{pmatrix} \cos(\theta/2)e^{-i\varphi/2} \\ \sin(\theta/2)e^{i\varphi/2} \end{pmatrix}, \quad \phi_L^-(\mathbf{0}) = \sqrt{m} \begin{pmatrix} \sin(\theta/2)e^{-i\varphi/2} \\ -\cos(\theta/2)e^{i\varphi/2} \end{pmatrix}. \quad (14)$$

O foco agora é analisar como o autovalor da componente de mão direita ($\Theta\phi_L^\pm$) se comporta. Para isso, é importante enfatizar a seguinte relação,

$$\Theta\sigma_i\Theta^{-1} = -\sigma_i^*. \quad (15)$$

¹ O fator \sqrt{m} aparece porque para partículas com massa nula, os espinores de Weyl na representação $(1/2, 0)$ e $(0, 1/2)$ devem desaparecer já que não existem partículas sem massa em repouso. Consequentemente, o novo espinor possui massa. Além disso, a presença desse termo garante que as amplitudes de espalhamento sejam dimensionalmente corretas.

Conjugando a Eq. (13) obtemos

$$\vec{\sigma}^* \cdot \hat{p}[\phi_L^\pm(\mathbf{0})]^* = \pm[\phi_L^\pm(\mathbf{0})]^*,$$

utilizando a Eq. (15) chegamos em

$$\Theta \vec{\sigma} \Theta^{-1} \cdot \hat{p}[\phi_L^\pm(\mathbf{0})]^* = \mp[\phi_L^\pm(\mathbf{0})]^*.$$

$\Theta^{-1} = -\Theta$, assim

$$-\Theta \vec{\sigma} \Theta \cdot \hat{p}[\phi_L^\pm(\mathbf{0})]^* = \mp[\phi_L^\pm(\mathbf{0})]^*,$$

ou

$$\Theta^{-1} \vec{\sigma} \Theta \cdot \hat{p}[\phi_L^\pm(\mathbf{0})]^* = \mp[\phi_L^\pm(\mathbf{0})]^*.$$

Multiplicando pela esquerda por Θ encontramos

$$\vec{\sigma} \cdot \hat{p} \Theta[\phi_L^\pm(\mathbf{0})]^* = \mp \Theta[\phi_L^\pm(\mathbf{0})]^*. \quad (16)$$

Das relações (13) e (16) observamos que a componente de mão esquerda $\phi_L^\pm(\mathbf{0})$ do espinor possui helicidade oposta à componente de mão direita $\Theta[\phi_L^\pm(\mathbf{0})]^*$. Por esse motivo o Elko é caracterizado como um objeto de helicidade dual. Esse resultado não é observado para os espinores de Dirac, os quais possuem uma única helicidade.

Finalmente, podemos escrever a forma explícita para os 4 espinores Elko em seu referencial de repouso. Assim, temos que

$$\begin{aligned} \lambda_{\{+,-\}}^S(\mathbf{0}) &= \begin{pmatrix} +\sigma_2[\phi_L^-(\mathbf{0})]^* \\ \phi_L^-(\mathbf{0}) \end{pmatrix} \mapsto \begin{pmatrix} \uparrow \\ \downarrow \end{pmatrix}, \\ \lambda_{\{-,+\}}^S(\mathbf{0}) &= \begin{pmatrix} +\sigma_2[\phi_L^+(\mathbf{0})]^* \\ \phi_L^+(\mathbf{0}) \end{pmatrix} \mapsto \begin{pmatrix} \downarrow \\ \uparrow \end{pmatrix}, \\ \lambda_{\{+,-\}}^A(\mathbf{0}) &= \begin{pmatrix} -\sigma_2[\phi_L^-(\mathbf{0})]^* \\ \phi_L^-(\mathbf{0}) \end{pmatrix} \mapsto \begin{pmatrix} \uparrow \\ \downarrow \end{pmatrix}, \\ \lambda_{\{-,+\}}^A(\mathbf{0}) &= \begin{pmatrix} -\sigma_2[\phi_L^+(\mathbf{0})]^* \\ \phi_L^+(\mathbf{0}) \end{pmatrix} \mapsto \begin{pmatrix} \downarrow \\ \uparrow \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (17)$$

A quantidade entre chaves $\{\pm, \mp\}$ está relacionada com a helicidade, representada pictoricamente em

(17). A primeira entrada diz respeito à helicidade da componente de mão direita, conseqüentemente a segunda é relativa à componente de mão esquerda. Aplicando-se um *boost* de Lorentz é possível encontrar o espinor em um momento arbitrário,

$$\begin{aligned}\lambda_{\{+,-\}}^S(\mathbf{p}) &= \sqrt{\frac{E+m}{2m}} \left(1 + \frac{p}{E+m}\right) \lambda_{\{+,-\}}^S(\mathbf{0}), \\ \lambda_{\{-,+\}}^S(\mathbf{p}) &= \sqrt{\frac{E+m}{2m}} \left(1 - \frac{p}{E+m}\right) \lambda_{\{-,+\}}^S(\mathbf{0}), \\ \lambda_{\{+,-\}}^A(\mathbf{p}) &= \sqrt{\frac{E+m}{2m}} \left(1 + \frac{p}{E+m}\right) \lambda_{\{+,-\}}^A(\mathbf{0}), \\ \lambda_{\{-,+\}}^A(\mathbf{p}) &= \sqrt{\frac{E+m}{2m}} \left(1 - \frac{p}{E+m}\right) \lambda_{\{-,+\}}^A(\mathbf{0}).\end{aligned}\tag{18}$$

O conjunto de espinores na Eq. (18) são os chamados espinores Elko, autoespinores do operador conjugação de carga. Diversos trabalhos na área de cosmologia, fenomenologia e Teoria Quântica de Campos apresentam resultados muito importantes utilizando esse campo como candidato a ME (ROGERIO et al., 2019; ALVES et al., 2018; PEREIRA; LIMA, 2017; SILVA et al., 2016).

Entretanto, como mencionado anteriormente, o campo viola a simetria de Lorentz: nas somas de *spin* aparece uma matriz dependente de uma certa direção espacial. Esse aspecto crucial foi solucionado com a proposta de uma deformação no espinor dual, como veremos a seguir.

6.2 ESPINOR DUAL DE DIMENSÃO CANÔNICA DE MASSA UM E SOMAS DE *SPIN*

A construção do dual do espinor é de extrema importância, já que essa quantidade aparece sempre nos cálculos de amplitude de espalhamento representando partículas (ou antipartículas). Além disso, é necessário construir o espinor dual tendo em conta que $\bar{\lambda}_\alpha(\mathbf{p})\lambda_\alpha(\mathbf{p})$ deve ser invariante por qualquer transformação de Lorentz arbitrária. A construção do dual do Elko não é trivial e o leitor interessado pode obter mais detalhes na Ref. (AHLUWALIA; GRUMILLER, 2005). Portanto, a estrutura que garante uma norma invariante de Lorentz é dada por

$$\bar{\lambda}_{\{\mp,\pm\}}^{S/A}(\mathbf{p}) = \pm i [\lambda_{\{\pm,\mp\}}^{S/A}(\mathbf{p})]^\dagger \gamma_0.\tag{19}$$

Um ponto fundamental da Eq. (19) é a troca de helicidade observada nessa expressão. Observamos que o dual de um espinor com helicidade $\{+, -\}$ é obtido através do usual de um espinor com helicidade $\{-, +\}$ e vice versa. Esse comportamento não é visto para o dual do espinor de Dirac. No entanto a estrutura fornecida para o dual na Eq. (19), permite definir uma norma invariante por transformações

de Lorentz e dada por

$$\lambda_{\alpha}^{-S/A}(\mathbf{p})\lambda_{\alpha'}^{S/A}(\mathbf{p}) = \pm 2m\delta_{\alpha\alpha'}. \quad (20)$$

A estrutura do espinor dual também aparece explicitamente nas somas de *spin*, ou equivalentemente, soma sobre os estados de helicidade de uma partícula. Utilizamos essa quantidade no cálculo de amplitudes de espalhamento não polarizadas porque em princípio, não conhecemos a real configuração dos estados de helicidade no processo. Para os espinores autoconjugados a soma de *spin* é obtida através da expressão

$$\sum_{\alpha} \lambda_{\alpha}^S(\mathbf{p})\lambda_{\alpha}^{-S}(\mathbf{p}) = \lambda_{\{+,-\}}^S(\mathbf{p})\lambda_{\{+,-\}}^{-S}(\mathbf{p}) + \lambda_{\{-,+\}}^S(\mathbf{p})\lambda_{\{-,+\}}^{-S}(\mathbf{p}). \quad (21)$$

Uma expressão análoga existe para os espinores anti-autoconjugados. Para realizar os cálculos, a forma explícita dos espinores Elko autoconjugados é

$$\lambda_{\{-,+\}}^S(\mathbf{p}) = B_{-}\sqrt{m} \begin{pmatrix} -i \sin(\theta/2)e^{-i\varphi/2} \\ i \cos(\theta/2)e^{i\varphi/2} \\ \cos(\theta/2)e^{-i\varphi/2} \\ \sin(\theta/2)e^{i\varphi/2} \end{pmatrix}, \quad \lambda_{\{+,-\}}^S(\mathbf{p}) = B_{+}\sqrt{m} \begin{pmatrix} i \cos(\theta/2)e^{-i\varphi/2} \\ i \sin(\theta/2)e^{i\varphi/2} \\ \sin(\theta/2)e^{-i\varphi/2} \\ -\cos(\theta/2)e^{i\varphi/2} \end{pmatrix}. \quad (22)$$

E para os espinores anti-autoconjugados temos:

$$\lambda_{\{-,+\}}^A(\mathbf{p}) = B_{-}\sqrt{m} \begin{pmatrix} i \sin(\theta/2)e^{-i\varphi/2} \\ -i \cos(\theta/2)e^{i\varphi/2} \\ \cos(\theta/2)e^{-i\varphi/2} \\ \sin(\theta/2)e^{i\varphi/2} \end{pmatrix}, \quad \lambda_{\{+,-\}}^A(\mathbf{p}) = B_{+}\sqrt{m} \begin{pmatrix} -i \cos(\theta/2)e^{-i\varphi/2} \\ -i \sin(\theta/2)e^{i\varphi/2} \\ \sin(\theta/2)e^{-i\varphi/2} \\ -\cos(\theta/2)e^{i\varphi/2} \end{pmatrix}. \quad (23)$$

As quantidades B_{\pm} são os *boosts* que antecedem os espinores na Eq. (18). Utilizando as expressões para os espinores duais dadas pela Eq. (19), a relação para as somas de *spin* é:

$$\begin{aligned} \sum_{\alpha} \lambda_{\alpha}^S(\mathbf{p})\lambda_{\alpha}^{-S}(\mathbf{p}) &= \lambda_{\{+,-\}}^S(\mathbf{p})\lambda_{\{+,-\}}^{-S}(\mathbf{p}) + \lambda_{\{-,+\}}^S(\mathbf{p})\lambda_{\{-,+\}}^{-S}(\mathbf{p}) \\ &= -i\lambda_{\{+,-\}}^S(\mathbf{p})\lambda_{\{-,+\}}^{S\dagger}(\mathbf{p})\gamma^0 + i\lambda_{\{-,+\}}^S(\mathbf{p})\lambda_{\{+,-\}}^{S\dagger}(\mathbf{p})\gamma^0. \end{aligned} \quad (24)$$

Substituindo explicitamente os espinores fornecidos pela Eq. (22) na expressão acima e utilizando a

matriz γ^0 na representação de Weyl, temos que a soma de *spin* é

$$\sum_{\alpha} \lambda_{\alpha}^S(\mathbf{p}) \bar{\lambda}_{\alpha}^S(\mathbf{p}) = \begin{pmatrix} m & 0 & 0 & -ime^{-i\varphi} \\ 0 & m & ime^{i\varphi} & 0 \\ 0 & -ime^{-i\varphi} & m & 0 \\ ime^{i\varphi} & 0 & 0 & m \end{pmatrix}, \quad (25)$$

que pode ser reescrita como,

$$\sum_{\alpha} \lambda_{\alpha}^S(\mathbf{p}) \bar{\lambda}_{\alpha}^S(\mathbf{p}) = m(I + \mathcal{G}(\varphi)), \quad (26)$$

em que,

$$\mathcal{G}(\varphi) = i \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -e^{-i\varphi} \\ 0 & 0 & e^{i\varphi} & 0 \\ 0 & -e^{-i\varphi} & 0 & 0 \\ e^{i\varphi} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (27)$$

De forma análoga, procedendo com os cálculos para os espinores anti-autoconjugados encontramos:

$$\sum_{\alpha} \lambda_{\alpha}^A(\mathbf{p}) \bar{\lambda}_{\alpha}^A(\mathbf{p}) = -m(I - \mathcal{G}(\varphi)). \quad (28)$$

Como $\mathcal{G}(\varphi)$ não é covariante de Lorentz, sua ocorrência nas somas de *spin* viola a simetria de Lorentz. No entanto, existe uma liberdade na definição do dual. É possível efetuar uma redefinição de tal maneira que a invariância de Lorentz das relações de ortonormalidade permanecem intactas, mas a covariância de Lorentz das somas de *spin* é obtida. Portanto, a seguinte modificação na definição do espinor dual foi introduzida (AHLUWALIA, 2017):

$$\tilde{\lambda}_{\alpha}^S(k) = \bar{\lambda}_{\alpha}^S(k) \mathcal{A}, \quad \tilde{\lambda}_{\alpha}^A(k) = \bar{\lambda}_{\alpha}^A(k) \mathcal{B}, \quad (29)$$

em que os operadores \mathcal{A} e \mathcal{B} devem ter as seguintes propriedades:

$$\mathcal{A} \tilde{\lambda}_{\alpha}^S(k) = \tilde{\lambda}_{\alpha}^S(k), \quad \mathcal{B} \tilde{\lambda}_{\alpha}^A(k) = \tilde{\lambda}_{\alpha}^A(k). \quad (30)$$

Com o novo dual as relações de ortonormalidade são:

$$\tilde{\lambda}_{\alpha}^S(k) \lambda_{\alpha'}^S(k) = 2m \delta_{\alpha\alpha'} \quad (31)$$

$$\tilde{\lambda}_{\alpha}^A(k) \lambda_{\alpha'}^A(k) = -2m \delta_{\alpha\alpha'} \quad (32)$$

$$\tilde{\lambda}_{\alpha}^S(k) \lambda_{\alpha'}^A(k) = 0 = \tilde{\lambda}_{\alpha}^A(k) \lambda_{\alpha'}^S(k). \quad (33)$$

E as somas de *spin* são alteradas de acordo com

$$\sum_{\alpha} \lambda_{\alpha}^S(\mathbf{p}) \tilde{\lambda}_{\alpha}^S(\mathbf{p}) = m(I + \mathcal{G}(\varphi))\mathcal{A}, \quad (34)$$

$$\sum_{\alpha} \lambda_{\alpha}^A(\mathbf{p}) \tilde{\lambda}_{\alpha}^A(\mathbf{p}) = -m(I - \mathcal{G}(\varphi))\mathcal{B}. \quad (35)$$

Para que as Eqs. (34) e (35) sejam invariantes por transformações de Lorentz, os operadores \mathcal{A} e \mathcal{B} devem ser inversos de $(I + \mathcal{G}(\varphi))$ e $(I - \mathcal{G}(\varphi))$, respectivamente. Para encontrar a inversa utiliza-se o formalismo apresentado nas Refs. (PENROSE, 1955; LEE, 2016a). Nesse caso introduz-se uma deformação $\tau \in \mathfrak{R}$ nas somas de *spin* de maneira que,

$$\sum_{\alpha} \lambda_{\alpha}^S(\mathbf{p}) \tilde{\lambda}_{\alpha}^S(\mathbf{p}) = m(\mathbb{1} + \tau\mathcal{G}(\varphi))\mathcal{A} |_{\tau \rightarrow 1}, \quad (36)$$

$$\sum_{\alpha} \lambda_{\alpha}^A(\mathbf{p}) \tilde{\lambda}_{\alpha}^A(\mathbf{p}) = -m(\mathbb{1} - \tau\mathcal{G}(\varphi))\mathcal{B} |_{\tau \rightarrow 1}. \quad (37)$$

E assim, \mathcal{A} e \mathcal{B} são:

$$\mathcal{A} = 2(\mathbb{1} + \tau\mathcal{G}(\varphi))^{-1} = 2 \left(\frac{\mathbb{1} - \tau\mathcal{G}(\varphi)}{1 - \tau^2} \right) \quad (38)$$

$$\mathcal{B} = 2(\mathbb{1} - \tau\mathcal{G}(\varphi))^{-1} = 2 \left(\frac{\mathbb{1} + \tau\mathcal{G}(\varphi)}{1 - \tau^2} \right). \quad (39)$$

Usando a propriedade de que $G(\varphi)^2 = \mathbb{1}_4$ nas Eqs. (36) e (37) obtemos,

$$\begin{aligned} \sum_{\alpha} \lambda_{\alpha}^S(\mathbf{p}) \tilde{\lambda}_{\alpha}^S(\mathbf{p}) &= 2m(\mathbb{1} + \tau\mathcal{G}(\varphi)) \left(\frac{\mathbb{1} - \tau\mathcal{G}(\varphi)}{1 - \tau^2} \right) |_{\tau \rightarrow 1} \\ &= 2m\mathbb{1} \left(\frac{1 - \tau^2}{1 - \tau^2} \right) = 2m\mathbb{1} \end{aligned} \quad (40)$$

$$\begin{aligned} \sum_{\alpha} \lambda_{\alpha}^A(\mathbf{p}) \tilde{\lambda}_{\alpha}^A(\mathbf{p}) &= -2m(\mathbb{1} - \tau\mathcal{G}(\varphi)) \left(\frac{\mathbb{1} + \tau\mathcal{G}(\varphi)}{1 - \tau^2} \right) |_{\tau \rightarrow 1} \\ &= -2m\mathbb{1} \left(\frac{1 - \tau^2}{1 - \tau^2} \right) = -2m\mathbb{1} \end{aligned} \quad (41)$$

$$(42)$$

Portanto, introduzindo a deformação no dual, a teoria para o espinor de dimensão de massa um é visivelmente invariante de Lorentz. Daqui em diante, passaremos a nos referir ao espinor invariante como MDO (*mass dimension one fermion*). Para a antiga formulação, continuaremos a chamar o campo de Elko. Salientamos no entanto, que ambos possuem dimensão canônica de massa um e que essa nomenclatura é apenas a título de simplificação, quando necessário for. Por exemplo, os acoplamentos permitidos e as regras de Feynman para as linhas externas são as mesmas em ambas as formulações.

6.3 ACOPLAMENTOS PERMITIDOS PARA O CAMPO DE DIMENSÃO DE MASSA UM

Para analisar os acoplamentos permitidos para o novo férmion, precisamos investigar de maneira mais robusta a dimensão de massa desse campo. Uma maneira de fazer isso é verificar qual é o seu lagrangiano livre. Em princípio, por se tratar de um férmion, somos tentados a pensar que ele satisfaz a equação de Dirac e que assim, seu lagrangiano livre corresponde a lagrangiana de um campo fermiônico usual. No entanto, como não foi utilizado nenhum operador de paridade para a construção do espinor de dimensão de massa um, é de se esperar que ele não seja autoespinor do operador $\gamma^\mu p_\mu$. De fato, para analisar se o operador de Dirac aniquila ou não um determinado espinor no espaço dos momentos, é necessário atuar com $\gamma_\mu p^\mu$ em algum dos 4 espinores. Por exemplo, escolhendo atuar com esse operador em $\lambda_{\{-,+\}}^S(\mathbf{p})$ temos

$$\begin{aligned} \gamma_\mu p^\mu \lambda_{\{-,+\}}^S(\mathbf{p}) &= \sqrt{\frac{E+m}{2m}} \left(1 - \frac{p}{E+m}\right) \\ &\times \left(E\gamma_0 + p \begin{pmatrix} 0 & \vec{\sigma} \cdot \hat{p} \\ -\vec{\sigma} \cdot \hat{p} & 0 \end{pmatrix} \right) \lambda_{\{-,+\}}^S(\mathbf{0}). \end{aligned} \quad (43)$$

No entanto, utilizando as Eqs. (13) e (16), chegamos na seguinte igualdade

$$\begin{pmatrix} 0 & \vec{\sigma} \cdot \hat{p} \\ -\vec{\sigma} \cdot \hat{p} & 0 \end{pmatrix} \lambda_{\{-,+\}}^S(\mathbf{0}) = \gamma_0 \lambda_{\{-,+\}}^S(\mathbf{0}). \quad (44)$$

Assim, através da Eq. (44), a Eq. (43) se reduz a

$$\gamma_\mu p^\mu \lambda_{\{-,+\}}^S(\mathbf{p}) = \sqrt{\frac{E+m}{2m}} \left(1 - \frac{p}{E+m}\right) (E+p) \gamma_0 \lambda_{\{-,+\}}^S(\mathbf{0}). \quad (45)$$

Entretanto, a partir da relação $\gamma_0 \lambda_{\{-,+\}}^S(\mathbf{0}) = -i \lambda_{\{+,-\}}^S(\mathbf{0})$ e, levando em conta que

$$\left(1 - \frac{p}{E+m}\right) (E+p) = m \left(1 + \frac{p}{E+m}\right) \quad (46)$$

a atuação do operador de paridade em um espinor autoconjugado produz o seguinte resultado

$$\gamma_\mu p^\mu \lambda_{\{-,+\}}^S(\mathbf{p}) = -im \sqrt{\frac{E+m}{2m}} \left(1 + \frac{p}{E+m}\right) \lambda_{\{+,-\}}^S(\mathbf{0}), \quad (47)$$

que pode ser simplificada utilizando a Eq. (18). Dessa maneira, o resultado final é

$$\gamma_\mu p^\mu \lambda_{\{-,+\}}^S(\mathbf{p}) = -im \lambda_{\{+,-\}}^S(\mathbf{p}). \quad (48)$$

Analogamente, é possível verificar que o resultado da atuação do operador paridade em todos os 4 espinores, fornece as seguintes expressões no espaço dos momentos:

$$\begin{aligned}
\gamma_\mu p^\mu \lambda_{\{-,+\}}^S(\mathbf{p}) &= -im \lambda_{\{-,+\}}^S(\mathbf{p}) \\
\gamma_\mu p^\mu \lambda_{\{+,-\}}^S(\mathbf{p}) &= im \lambda_{\{+,-\}}^S(\mathbf{p}) \\
\gamma_\mu p^\mu \lambda_{\{-,+\}}^A(\mathbf{p}) &= im \lambda_{\{-,+\}}^A(\mathbf{p}) \\
\gamma_\mu p^\mu \lambda_{\{+,-\}}^A(\mathbf{p}) &= -im \lambda_{\{+,-\}}^A(\mathbf{p}).
\end{aligned} \tag{49}$$

Desse modo, o novo férmion não satisfaz a equação de Dirac. O resultado demonstra que o que ocorre quando o operador $\gamma^\mu p_\mu$ atua é apenas uma conexão entre as helicidades $\{-, +\}$, $\{+, -\}$ e vice e versa (AHLUWALIA; GRUMILLER, 2005). Entretanto, tendo em vista que a equação de Klein-Gordon expressa a conservação da energia, ela deve ser satisfeita por qualquer campo quântico. Assim, vamos verificar se o campo de dimensão de massa um também a satisfaz. Para isso, basta atuar com o operador $\gamma_\nu p^\nu$ em alguma das relações mostradas em (49). Arbitrariamente, escolhemos atuar o operador em $\lambda_{\{-,+\}}^S(\mathbf{p})$:

$$\begin{aligned}
\gamma_\nu p^\nu \gamma_\mu p^\mu \lambda_{\{-,+\}}^S(\mathbf{p}) &= -im \gamma_\nu p^\nu \lambda_{\{-,+\}}^S(\mathbf{p}) \\
-(\gamma_\nu \partial^\nu)(\gamma_\mu \partial^\mu) \lambda_{\{-,+\}}^S(\mathbf{p}) &= -im \gamma_\nu p^\nu \lambda_{\{-,+\}}^S(\mathbf{p}) \\
-\frac{1}{2} \{\gamma_\nu, \gamma_\mu\} \partial^\nu \partial^\mu \lambda_{\{-,+\}}^S(\mathbf{p}) &= -im \gamma_\nu p^\nu \lambda_{\{-,+\}}^S(\mathbf{p}) \\
-\eta_{\nu\mu} \partial^\nu \partial^\mu \lambda_{\{-,+\}}^S(\mathbf{p}) &= -im(im \lambda_{\{-,+\}}^S(\mathbf{p})) \\
-\partial_\mu \partial^\mu \lambda_{\{-,+\}}^S(\mathbf{p}) &= m^2 \lambda_{\{-,+\}}^S(\mathbf{p})
\end{aligned} \tag{50}$$

ou seja,

$$(\partial_\mu \partial^\mu + m^2) \lambda_{\{-,+\}}^S(\mathbf{p}) = 0. \tag{51}$$

Atuando com o operador $\gamma_\nu p^\nu$ nos outros 3 espinores verificamos que a equação de Klein-Gordon é satisfeita por todos eles. Portanto, a lagrangiana livre que dará origem a equação de movimento do campo fermiônico proposto é a lagrangiana de Klein-Gordon²:

$$\mathcal{L} = \partial^\mu \bar{\eta}(x) \partial_\mu \eta(x) - m^2 \bar{\eta}(x) \eta(x), \tag{52}$$

evidenciando naturalmente que estamos analisando um campo fermiônico de dimensão de massa um.

Para verificar com quais partículas o novo férmion pode interagir, basta levar em consideração que a dimensão de massa da lagrangiana de interação nas unidades naturais deve ser 4, garantindo assim uma ação adimensional. Portanto, todas as interações com os férmions do MP estão proibidas, visto que tais partículas possuem dimensão de massa $3/2$. As possibilidades de interações renormalizáveis

² A quantidade $\eta(x)$ é o campo quântico do campo, que será obtido posteriormente.

são portanto,

$$\mathcal{L}^f = g_e \bar{\eta}(x) [\gamma^\mu, \gamma^\nu] \eta(x) F_{\mu\nu}(x), \quad (53)$$

$$\mathcal{L}^h = \lambda_E \phi^\dagger(x) \phi(x) \bar{\eta}(x) \eta(x) \quad (54)$$

$$\mathcal{L}^S = \alpha_E [\bar{\eta}(x) \eta(x)]^2 \quad (55)$$

$$\mathcal{L}^H = \varepsilon_E \bar{\eta}(x) \eta(x) H(x) \text{ com, } \varepsilon_E = \lambda_E v \quad (56)$$

que respectivamente são a interação com o tensor eletromagnético, com o dubleto de Higgs, a auto-interação e interação com o Higgs após a quebra espontânea de simetria. Ambas já foram bem estudadas anteriormente nos trabalhos de (ALVES et al., 2018; ALVES; DIAS; CAMPOS, 2014; ALVES et al., 2015). Além dessas interações de dimensão de massa quatro é possível introduzir acoplamentos de Yukawa com neutrinos, as quais possuem dimensão de massa 7/2 (AHLUWALIA, 2017)

$$\mathcal{L}^n = l_1 \phi(x) \bar{\eta}(x) \nu(x) + l_2 \phi(x) \bar{\nu}(x) \eta(x). \quad (57)$$

As constantes l_1 e l_2 são dimensionais e $\nu(x)$ pode ser um campo de Dirac ou Majorana. Essa interação pode ser usada para violar o número leptônico e possivelmente gerar massa para os neutrinos do MP.

6.4 REGRAS DE FEYNMAN

Do ponto de vista da física de partículas a obtenção das regras de Feynman é de crucial importância. Tais regras constituem uma ferramenta básica que pode ser utilizada no cálculo dos observáveis físicos da teoria, como seções de choque e tempos de decaimento. As regras de Feynman para linhas externas em um diagrama de Feynman podem ser derivadas atuando os operadores de campo quântico do férmion nos estados iniciais e finais de um processo de espalhamento. Já o propagador é construído garantindo que a integração da amplitude de propagação do campo em todo o espaço-tempo seja um, ou seja, estabelecendo que em algum ponto do espaço-tempo a partícula está se propagando.

Para a obtenção dessas quantidade precisamos conhecer o operador de campo quântico. Esse objeto é escrito como uma solução de ondas planas, em que os espinores são os coeficientes de expansão. Portanto, a fim de obter as regras de Feynman, vamos evidenciar esse operador para o Elko e estabelecer que tipo de relação os operadores de criação e aniquilação devem satisfazer. Nesse caso, uma solução de ondas planas arbitrária é dada por

$$\eta(x) = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{a(p^\mu)}{2E(\mathbf{p})} \sum_{\beta} [c_{\beta}(\mathbf{p}) \lambda_{\beta}^S(\mathbf{p}) e^{-ip_{\mu}x^{\mu}} + c_{\beta}^{\dagger}(\mathbf{p}) \lambda_{\beta}^A(\mathbf{p}) e^{ip_{\mu}x^{\mu}}] \quad (58)$$

em que $a(p^\mu) \in \mathfrak{R}$ e deve ser determinado. Omitiremos aqui a obtenção desse parâmetro. O leitor interessado pode encontrar todos os passos para a construção do campo em (AHLUWALIA;

GRUMILLER, 2005). Dessa maneira, o campo quântico do Elko é

$$\eta(x) = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2mE(\mathbf{p})}} \sum_{\beta} [c_{\beta}(\mathbf{p}) \lambda_{\beta}^S(\mathbf{p}) e^{-ip_{\mu}x^{\mu}} + c_{\beta}^{\dagger}(\mathbf{p}) \lambda_{\beta}^A(\mathbf{p}) e^{ip_{\mu}x^{\mu}}] \quad (59)$$

com o respectivo dual dado por

$$\bar{\eta}(x) = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2mE(\mathbf{p})}} \sum_{\beta} [c_{\beta}^{\dagger}(\mathbf{p}) \bar{\lambda}_{\beta}^S(\mathbf{p}) e^{ip_{\mu}x^{\mu}} + c_{\beta}(\mathbf{p}) \bar{\lambda}_{\beta}^A(\mathbf{p}) e^{-ip_{\mu}x^{\mu}}]. \quad (60)$$

Para obter o campo do MDO da nova formulação, basta fazer a substituição dos coeficientes de expansão $\bar{\lambda}_{\beta}^S \rightarrow \tilde{\lambda}_{\beta}^S$ na expressão do campo dual.

Um aspecto importante que decorre no cálculo da obtenção do campo quântico são as relações de anticomutação satisfeitas entre os operadores de criação e aniquilação. Nesse caso, para que a Hamiltoniana seja positiva definida elas devem ser tais que,

$$\begin{aligned} \{c_{\beta}(\mathbf{p}), c_{\beta'}^{\dagger}(\mathbf{p}')\} &= (2\pi)^3 \delta^3(\mathbf{p} - \mathbf{p}') \delta_{\beta\beta'} \\ \{c_{\beta}^{\dagger}(\mathbf{p}), c_{\beta'}^{\dagger}(\mathbf{p}')\} &= \{c_{\beta}(\mathbf{p}), c_{\beta'}(\mathbf{p}')\} = 0. \end{aligned} \quad (61)$$

Portanto, novamente estamos no escopo de um campo fermiônico, uma vez que são verificadas as relações típicas de anticomutação.

Para a obtenção do propagador fermiônico, que em um processo de espalhamento representa as linhas internas de um diagrama de Feynman, levamos em conta que amplitude de propagação da partícula é obtida através da expressão

$$\mathcal{Q}(x' - x) = \xi \langle 0 | \eta(x') \bar{\eta}(x) | 0 \rangle \theta(x'^0 - x^0) - \xi \langle 0 | \bar{\eta}(x) \eta(x') | 0 \rangle \theta(x^0 - x'^0). \quad (62)$$

Fisicamente, a amplitude de propagação estabelecida pela Eq. (62) representa uma partícula auto conjugada criada a partir do vácuo em algum ponto arbitrário x do espaço-tempo e propagando-se até x' onde é reabsorvida pelo vácuo. O mesmo raciocínio é válido para a segunda parte da amplitude de propagação, referente a uma partícula anti-autoconjugada.

O fator ξ será encontrado posteriormente, depois de realizar a integral sob todo espaço na Eq. (62) e garantir que esse resultado seja igual a um, assegurando que em algum ponto do espaço-tempo a partícula estará se propagando. A função Heaviside é introduzida a fim de garantir que uma partícula não pode ser destruída antes de ser criada, ou seja, para a primeira parcela por exemplo, essa função garantirá que $t' > t$.

Substituindo a expressão para o campo quântico do Elko na amplitude de propagação e fazendo uma série de manipulações algébricas, chegamos na seguinte expressão

$$\mathcal{Q}(x' - x) = i\xi \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} e^{-ip_{\mu}(x'^{\mu} - x^{\mu})} \left[\frac{\mathbb{1} + \mathcal{G}(\varphi)}{p_{\mu}p^{\mu} - m^2} \right]. \quad (63)$$

Para o MDO foi verificado anteriormente que a matriz $\mathcal{G}(\varphi)$ não aparece nas somas de *spin*, as

quais são utilizadas na construção do propagador. Dessa maneira, para a nova formulação a amplitude é dada por

$$\mathcal{Q}(x' - x) = -m^2 \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} e^{-ip_\mu(x'^\mu - x^\mu)} \left[\frac{\mathbb{1}}{p_\mu p^\mu - m^2 + i\varepsilon} \right], \quad (64)$$

e o propagador de Feynman-Dyson tem a seguinte forma:

$$\begin{aligned} S_{FD}(x' - x) &= -\frac{1}{m^2} \mathcal{Q}(x' - x) \\ S_{FD}(x' - x) &= \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} e^{-ip_\mu(x'^\mu - x^\mu)} \left[\frac{\mathbb{1}}{p_\mu p^\mu - m^2 + i\varepsilon} \right] \end{aligned} \quad (65)$$

que satisfaz,

$$(\partial_\mu \partial^\mu + m^2 \mathbb{1}_4) S_{FD}(x' - x) = -\delta^4(x' - x). \quad (66)$$

Novamente, como consequência direta da Eq.(65), averiguamos que a dimensão canônica de massa do campo é um.

As regras de Feynman para as linhas externas de partículas já foram derivadas com detalhes (DUARTE, 2017). Nesse caso, levando em conta que o estado inicial de um Elko com momento \mathbf{k} e helicidade β' é $|\mathbf{k}, \beta'\rangle$, temos as seguintes expressões para suas linhas externas em um diagrama

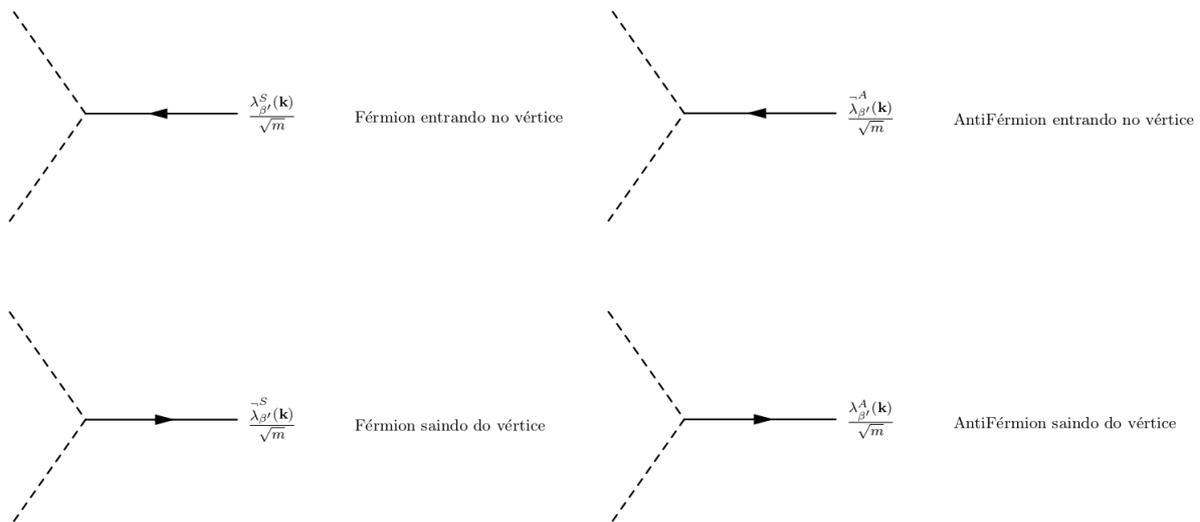


Figura 27 – Regras de Feynman para linhas externas do férmion de $spin$ 1/2 e dimensão de massa um.

Na próxima seção mostraremos um dos resultados obtidos durante o Doutorado e que envolve o estudo de algumas interações permitidas para o Elko.

6.5 UMA ABORDAGEM ALTERNATIVA PARA O ESTUDO DAS INTERAÇÕES DO ELKO

Trabalhos presentes na literatura e que estudam as interações para o Elko apontam para uma possível violação na unitariedade da matriz- S , o que resulta em uma não conservação da probabilidade em

processos de espalhamento. Isso se translada em eventos cuja seções de choque crescem linearmente com a energia do CM (LEE, 2016b), (ALVES et al., 2018). Essa característica pode estar relacionada com os efeitos da matriz $\mathcal{G}(\phi)$ carregada nas somas de *spin* do campo.

Estudamos a autointeração do Elko e sua interação com o bóson de Higgs no eixo de localidade do espinor, escolhido como eixo-*z* (DUARTE et al., 2019). Esse escolha se justifica porque nesse eixo, a teoria é invariante por transformações de Lorentz (AHLUWALIA; LEE; SCHRITT, 2011; LEE, 2010). Assim, esperamos encontrar nesse contexto, amplitudes de espalhamento convergentes, já que as somas de *spin* serão independentes da matriz $\mathcal{G}(\phi)$. Como visto, a formulação atual do Elko é feita utilizando a parametrização do momento em coordenadas esféricas. Entretanto, decidimos realizar o estudo das interações utilizando a parametrização em coordenadas cartesianas, visto que essa é a formulação utilizada nos algoritmos de fenomenologia, como por exemplo o `Madgraph5`. De fato, o espinor Elko foi implementado nesse pacote utilizando a sua descrição em coordenadas cartesianas (DUARTE; DIAS; CAMPOS, 2020).

6.5.1 Espinor Elko no sistema de coordenadas cartesianas

Vimos nas seções anteriores que o espinor Elko é construído em termos de espinores de Weyl com componentes de mão direita e esquerda. Estes por sua vez, são autoespinores do operador de helicidade Σ . Portanto, uma maneira de encontrar a estrutura do Elko no sistema de coordenadas cartesianas é obter inicialmente os autoespinores do operador de helicidade Σ nesse sistema. Portanto, em primeiro lugar vamos definir Σ ,

$$\begin{aligned}\Sigma &\equiv \boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\boldsymbol{p}} \\ \Sigma &= \boldsymbol{\sigma} \cdot \frac{\boldsymbol{p}}{|\boldsymbol{p}|} = \frac{1}{|\boldsymbol{p}|} \begin{pmatrix} p_z & p_x - ip_y \\ p_x + ip_y & -p_z \end{pmatrix}\end{aligned}\quad (67)$$

em que o vetor momento linear é $\boldsymbol{p} = (p_x, p_y, p_z)$ e $|\boldsymbol{p}| = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}$. O objeto $\boldsymbol{\sigma}$ representa as matrizes de Pauli, $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$. Os autovalores de Σ são encontrados de acordo com a relação

$$\det(\Sigma - \lambda \mathbb{1}) = 0 \rightarrow \lambda = \pm 1,$$

o que permite encontrar dois autoestados normalizados $|+\rangle$ e $|-\rangle$, que formarão um conjunto completo de autoestados do operador helicidade, com autovalores ± 1 , respectivamente. Assim,

$$|+\rangle = \frac{1}{|\boldsymbol{p}|} \begin{pmatrix} p_z & p_x - ip_y \\ p_x + ip_y & -p_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = + \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}, \quad (68)$$

e

$$|-\rangle = \frac{1}{|\boldsymbol{p}|} \begin{pmatrix} p_z & p_x - ip_y \\ p_x + ip_y & -p_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ d \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} c \\ d \end{pmatrix}. \quad (69)$$

As Eqs. (68) e (69) podem ser resolvidas para a , b , c e d da seguinte maneira,

$$a = \pm \frac{(p_x - ip_y)}{\sqrt{2|\mathbf{p}|(|\mathbf{p}| - p_z)}}, \quad (70)$$

$$b = \pm \sqrt{\frac{(|\mathbf{p}| - p_z)}{2|\mathbf{p}|}}, \quad (71)$$

$$c = \mp \frac{(p_x - ip_y)}{\sqrt{2|\mathbf{p}|(|\mathbf{p}| + p_z)}}, \quad (72)$$

$$d = \pm \sqrt{\frac{(|\mathbf{p}| + p_z)}{2|\mathbf{p}|}}, \quad (73)$$

assim, os autoestados $|+\rangle$ and $|-\rangle$ no sistema de coordenadas cartesianas são

$$|+\rangle_{\pm} = \pm \frac{1}{\sqrt{2|\mathbf{p}|}} \begin{pmatrix} \frac{(p_x - ip_y)}{\sqrt{|\mathbf{p}| - p_z}} \\ \sqrt{|\mathbf{p}| - p_z} \end{pmatrix}, \quad (74)$$

$$|-\rangle_{\pm} = \pm \frac{1}{\sqrt{2|\mathbf{p}|}} \begin{pmatrix} \frac{(-p_x + ip_y)}{\sqrt{|\mathbf{p}| + p_z}} \\ \sqrt{|\mathbf{p}| + p_z} \end{pmatrix}. \quad (75)$$

Nesse ponto recorreremos a estrutura formal do Elko escrita em termos dos espinores de Weyl fornecidas pelas Eqs. (17). Para sermos mais precisos, as componentes $\phi_L^+(\mathbf{0})$ e $\phi_L^-(\mathbf{0})$ podem ser escritas em termos dos autoestados de Σ de acordo com

$$\phi_L^+(\mathbf{0}) = \sqrt{m}e^{i\vartheta_1}|+\rangle \quad (76)$$

e

$$\phi_L^-(\mathbf{0}) = \sqrt{m}e^{i\vartheta_2}|-\rangle, \quad (77)$$

em que ϑ_1 e ϑ_2 são fases arbitrárias. Uma vez que os autoestados nas Eq. (74) e (75) têm um grau de liberdade codificado nos sinais apresentados no índice inferior ($|\pm\rangle_{\pm}$), podemos escrever quatro diferentes *tipos* ou classificações de espinores de Weyl massivos de mão esquerda, como mostrado abaixo

$$\text{TIPO 1: } [\phi_L^+(\mathbf{0})]_+ = \sqrt{\frac{m}{2|\mathbf{p}|}} \begin{pmatrix} \frac{(p_x - ip_y)}{\sqrt{|\mathbf{p}| - p_z}} \\ \sqrt{|\mathbf{p}| - p_z} \end{pmatrix}, \quad [\phi_L^-(\mathbf{0})]_+ = \sqrt{\frac{m}{2|\mathbf{p}|}} \begin{pmatrix} \frac{(-p_x + ip_y)}{\sqrt{|\mathbf{p}| + p_z}} \\ \sqrt{|\mathbf{p}| + p_z} \end{pmatrix}, \quad (78)$$

$$\text{TIPO 2: } [\phi_L^+(\mathbf{0})]_+ = \sqrt{\frac{m}{2|\mathbf{p}|}} \begin{pmatrix} \frac{(p_x - ip_y)}{\sqrt{|\mathbf{p}| - p_z}} \\ \sqrt{|\mathbf{p}| - p_z} \end{pmatrix}, \quad [\phi_L^-(\mathbf{0})]_- = \sqrt{\frac{m}{2|\mathbf{p}|}} \begin{pmatrix} \frac{(p_x - ip_y)}{\sqrt{|\mathbf{p}| + p_z}} \\ -\sqrt{|\mathbf{p}| + p_z} \end{pmatrix}, \quad (79)$$

$$\text{TIPO 3: } [\phi_L^+(\mathbf{0})]_- = \sqrt{\frac{m}{2|\mathbf{p}|}} \begin{pmatrix} \frac{(-p_x + ip_y)}{\sqrt{|\mathbf{p}| - p_z}} \\ -\sqrt{|\mathbf{p}| - p_z} \end{pmatrix}, \quad [\phi_L^-(\mathbf{0})]_+ = \sqrt{\frac{m}{2|\mathbf{p}|}} \begin{pmatrix} \frac{(-p_x + ip_y)}{\sqrt{|\mathbf{p}| + p_z}} \\ \sqrt{|\mathbf{p}| + p_z} \end{pmatrix}, \quad (80)$$

$$\text{TIPO 4: } [\phi_L^+(\mathbf{0})]_- = \sqrt{\frac{m}{2|\mathbf{p}|}} \begin{pmatrix} \frac{(-p_x + ip_y)}{\sqrt{|\mathbf{p}| - p_z}} \\ -\sqrt{|\mathbf{p}| - p_z} \end{pmatrix}, \quad [\phi_L^-(\mathbf{0})]_- = \sqrt{\frac{m}{2|\mathbf{p}|}} \begin{pmatrix} \frac{(p_x - ip_y)}{\sqrt{|\mathbf{p}| + p_z}} \\ -\sqrt{|\mathbf{p}| + p_z} \end{pmatrix}. \quad (81)$$

Inserindo as componentes (78)-(81) nos espinores definidos na Eq. (17), os Elkos da classificação TIPO I e com momento arbitrário são dados por

$$\lambda_{\{-,+\}}^S(\mathbf{p}) = \sqrt{\frac{m}{2|\mathbf{p}|}} \mathcal{B}_- \begin{pmatrix} -i\sqrt{|\mathbf{p}| - p_z} \\ \frac{(-p_y + ip_x)}{\sqrt{|\mathbf{p}| - p_z}} \\ \frac{(p_x - ip_y)}{\sqrt{|\mathbf{p}| - p_z}} \\ \sqrt{|\mathbf{p}| - p_z} \end{pmatrix}, \quad \lambda_{\{+,-\}}^S(\mathbf{p}) = \sqrt{\frac{m}{2|\mathbf{p}|}} \mathcal{B}_+ \begin{pmatrix} -i\sqrt{|\mathbf{p}| + p_z} \\ \frac{(p_y - ip_x)}{\sqrt{|\mathbf{p}| + p_z}} \\ \frac{(-p_x + ip_y)}{\sqrt{|\mathbf{p}| + p_z}} \\ \sqrt{|\mathbf{p}| + p_z} \end{pmatrix} \quad (82)$$

$$\lambda_{\{-,+\}}^A(\mathbf{p}) = \sqrt{\frac{m}{2|\mathbf{p}|}} \mathcal{B}_- \begin{pmatrix} i\sqrt{|\mathbf{p}| - p_z} \\ \frac{(p_y - ip_x)}{\sqrt{|\mathbf{p}| - p_z}} \\ \frac{(p_x - ip_y)}{\sqrt{|\mathbf{p}| - p_z}} \\ \sqrt{|\mathbf{p}| - p_z} \end{pmatrix}, \quad \lambda_{\{+,-\}}^A(\mathbf{p}) = \sqrt{\frac{m}{2|\mathbf{p}|}} \mathcal{B}_+ \begin{pmatrix} i\sqrt{|\mathbf{p}| + p_z} \\ \frac{(-p_y + ip_x)}{\sqrt{|\mathbf{p}| + p_z}} \\ \frac{(-p_x + ip_y)}{\sqrt{|\mathbf{p}| + p_z}} \\ \sqrt{|\mathbf{p}| + p_z} \end{pmatrix}. \quad (83)$$

Os espinores acima possuem dupla helicidade e satisfazem a relação de conjugação de carga. O fator de *boost* é $\mathcal{B}_\pm = \sqrt{\frac{E+m}{2m}} \left(1 \pm \frac{|\mathbf{p}|}{E+m}\right)$. Evidenciamos que existem mais 3 conjuntos de Elkos, relativos aos TIPOS 2, 3 e 4. No entanto, fixamos a classificação 1 para realizar o trabalho, já que os resultados são os mesmos para todos os outros TIPOS de espinores. Nas próximas seções exploraremos algumas propriedades físicas desses objetos no seu eixo de localidade.

6.5.2 Explorando o Elko no eixo local

O foco agora é obter os espinores Elko ao longo do eixo z , onde acredita-se que ele possa ser local (AHLUWALIA; LEE; SCHRITT, 2011)(LEE, 2010), superando o problema de invariância de Lorentz e localidade; claramente impedindo uma interpretação física concreta. Deste ponto de vista, prosseguimos nossa análise tomando $p_\mu = (p_0, 0, 0, p_z)$. Portanto, fazendo o limite $p_x \rightarrow 0$ e $p_y \rightarrow 0$, obtemos os seguintes espinores locais

$$\text{TIPO 1: } \lambda_{\{-,+\}}^S(\mathbf{p}_z) = \sqrt{m} \mathcal{B}_-^z \begin{pmatrix} 0 \\ i \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_{\{+,-\}}^S(\mathbf{p}_z) = \sqrt{m} \mathcal{B}_+^z \begin{pmatrix} i \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}, \quad (84)$$

$$\lambda_{\{-,+\}}^A(\mathbf{p}_z) = \sqrt{m}\mathcal{B}_-^z \begin{pmatrix} 0 \\ -i \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_{\{+,-\}}^A(\mathbf{p}_z) = \sqrt{m}\mathcal{B}_+^z \begin{pmatrix} -i \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}. \quad (85)$$

Os fatores \mathcal{B}^z representam os *boosts* no eixo- z . Esses espinores coincidem com os que foram apresentados no trabalho de (LEE, 2010) e serão utilizados nas análises apresentadas adiante. Portanto, também encontramos o espinor dual do Elko através da Eq. (19). Logo no eixo de localidade temos

$$\begin{aligned} \text{TYPE 1: } \lambda_{\{-,+\}}^{\bar{S}}(\mathbf{p}_z) &= \sqrt{m}\mathcal{B}_+^z \begin{pmatrix} 0 & -i & 1 & 0 \end{pmatrix}, \\ \lambda_{\{+,-\}}^{\bar{S}}(\mathbf{p}_z) &= \sqrt{m}\mathcal{B}_-^z \begin{pmatrix} -i & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \\ \lambda_{\{-,+\}}^{\bar{A}}(\mathbf{p}_z) &= \sqrt{m}\mathcal{B}_+^z \begin{pmatrix} 0 & -i & -1 & 0 \end{pmatrix}, \\ \lambda_{\{+,-\}}^{\bar{A}}(\mathbf{p}_z) &= \sqrt{m}\mathcal{B}_-^z \begin{pmatrix} -i & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \end{aligned}$$

e como esperado, as relações de ortonormalidade permanecem inalteradas,

$$\bar{\lambda}_\beta^{S/A}(\mathbf{p}_z)\lambda_{\beta'}^{S/A}(\mathbf{p}_z) = \pm 2m\delta_{\beta\beta'}. \quad (86)$$

O próximo passo é avaliar as somas de *spin*. A importância desta grandeza física no escopo do trabalho, reside no fato de ela compor o núcleo das amplitudes espalhamento. Assim, utilizando as estruturas para o espinor usual e dual temos

$$\sum_\beta \lambda_\beta^S(\mathbf{p}_z)\bar{\lambda}_{\beta'}^{\bar{S}}(\mathbf{p}_z) = m(\mathbb{1} + G_z), \quad (87)$$

e

$$\sum_\beta \lambda_\beta^A(\mathbf{p}_z)\bar{\lambda}_{\beta'}^{\bar{A}}(\mathbf{p}_z) = -m(\mathbb{1} - G_z), \quad (88)$$

em que a matriz G_z é dada por

$$G_z = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & i & 0 \\ 0 & -i & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (89)$$

As somas de *spin* encontradas nas Eqs. (87) e (88) mostram que esse caso particular contorna o problema com a invariância de Lorentz para os espinores Elko.

6.5.3 Interação de Yukawa e Autointeração

Uma vez estabelecidas as quantidades físicas necessárias para o cálculo dos observáveis, no contexto desenvolvido, analisaremos a amplitude de espalhamento entre partículas restritas a moverem-se ao longo de um eixo, entre um estado inicial $|i\rangle$, e um estado final $|f\rangle$. O primeiro passo está no cálculo da matriz \mathcal{S} (PESKIN, 2018). Esse objeto descreve a probabilidade de transição entre os estados quânticos mencionados e é dado por

$$|\mathcal{S}_{fi}|^2 = |\langle f|\hat{\mathcal{S}}|i\rangle|^2, \quad (90)$$

em que $\hat{\mathcal{S}} = e^{i\hat{H}t}$ é o operador de evolução temporal que deve ser unitário.

Considerando a Lagrangiana de interação entre o Elko e o Higgs dada por $\mathcal{L}_{int} = \varepsilon_E \bar{\eta}(x)\eta(x)\phi(x)$, calculamos a amplitude de espalhamento para o processo $\eta_\alpha(p) + \eta_{\alpha'}(p') \rightarrow \eta_\beta(k) + \eta_{\beta'}(k')$. Nesse caso, a interação de dois Elkos é mediada por um bóson de Higgs. A dimensão da constante de acoplamento é $[\varepsilon_E] = [\text{massa}]$ e os índices inferiores α, α', β e β' representam a helicidade da partícula que pode ser $\{\pm, \mp\}$. A "nível de árvore" os diagramas de Feynman para os eventos são:

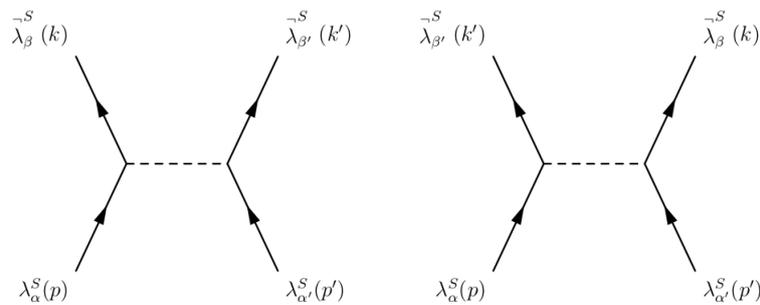


Figura 28 – Espalhamento de Elkos via trocas de bósons de Higgs nos canais t (esquerda) e u (direita). Os espinores λ^S são utilizados para representar partículas.

É importante destacar que estamos em um referencial unidimensional, ou seja, o espalhamento elástico ocorre ao longo do eixo preferencial z , onde os Elkos estão definidos. Assim, os quadrimomentos são

$$\begin{aligned} p^\mu &= \left(\frac{E}{2}, 0, 0, p_z \right), & p'^\mu &= \left(\frac{E}{2}, 0, 0, -p_z \right), \\ k^\mu &= \left(\frac{E}{2}, 0, 0, -k_z \right), & k'^\mu &= \left(\frac{E}{2}, 0, 0, k_z \right), \end{aligned} \quad (91)$$

em que $\mathbf{p} = p_z \hat{z}$, $\mathbf{p}' = -p_z \hat{z}$, $\mathbf{k} = -k_z \hat{z}$ e $\mathbf{k}' = k_z \hat{z}$.

A matriz \mathcal{S}_{fi} pode ser computada utilizando a prescrição

$$\mathcal{S}_{fi} = i(2\pi)^4 \delta^4(p_i - p_f) \mathcal{M}_{fi}, \quad (92)$$

em que \mathcal{M}_{fi} é a amplitude de espalhamento. A partir das regras de Feynman dadas na Figura 27 temos

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{(\eta_\beta \eta_{\beta'}) (\eta_\alpha \eta_{\alpha'})} &= \frac{\varepsilon_E^2}{m^2} \left[\left(\overset{-S}{\lambda}_\beta(\mathbf{k}) \lambda_\alpha^S(\mathbf{p}) \right) \frac{1}{q^2 - m_\phi^2} \left(\overset{-S}{\lambda}_{\beta'}(\mathbf{k}') \lambda_{\alpha'}^S(\mathbf{p}') \right) \right. \\ &\quad \left. - \left(\overset{-S}{\lambda}_{\beta'}(\mathbf{k}') \lambda_\alpha^S(\mathbf{p}) \right) \frac{1}{r^2 - m_\phi^2} \left(\overset{-S}{\lambda}_\beta(\mathbf{k}) \lambda_{\alpha'}^S(\mathbf{p}') \right) \right], \end{aligned} \quad (93)$$

em que $q^\mu = (k^\mu - p^\mu)$ e $r^\mu = (k'^\mu - p^\mu)$ são os quadrimomentos do bóson de Higgs e m_ϕ sua massa. Após algumas manipulações algébricas na Eq. (93), é possível obter a amplitude de espalhamento não polarizada ao quadrado, cuja interpretação física diz respeito a probabilidade de transição entre o estado inicial e final no processo de espalhamento

$$|\overline{\mathcal{M}}|_{(\eta_\beta \eta_{\beta'}) (\eta_\alpha \eta_{\alpha'})}^2 = 16\varepsilon_E^4 \times \left(\frac{1}{(t - m_\phi^2)^2} + \frac{1}{(u - m_\phi^2)^2} - \frac{1}{(t - m_\phi^2)(u - m_\phi^2)} \right), \quad (94)$$

nesse caso $t = (k^\mu - p^\mu)$ e $u = (k'^\mu - p^\mu)$ são chamadas de variáveis de Mandelstam. O resultado obtido evidencia claramente que ao longo do eixo preferencial a interação de Yukawa é unitária: o atributo de convergência no limite de altas energias embutido nas variáveis de Mandelstam, garante a conservação da probabilidade. Estudos mais abrangentes da interação com o bóson de Higgs e os possíveis canais de produção do Elko em colisores de partículas foram realizados (ALVES et al., 2018; ALVES; DIAS; CAMPOS, 2014; ALVES et al., 2015). Aqui, estamos interessados apenas em analisar a probabilidade de espalhamento de Elkos em uma dimensão, confrontando os resultados para os mesmos processos em $(3 + 1)\text{D}$ existentes na literatura.

O Elko é um férmion autointeragente. De acordo com (LEE, 2016b), as amplitudes de espalhamento para os processos advindos da lagrangiana $\mathcal{L}_{int} = g_a(\overline{\eta}(x) \eta(x))^2$ são não unitárias. Nesse caso, g_a é um acoplamento adimensional. Portanto, vamos analisar também o processo de espalhamento dado na Figura 29 quando as partículas são restritas a movimentarem-se unicamente sobre o eixo- z .

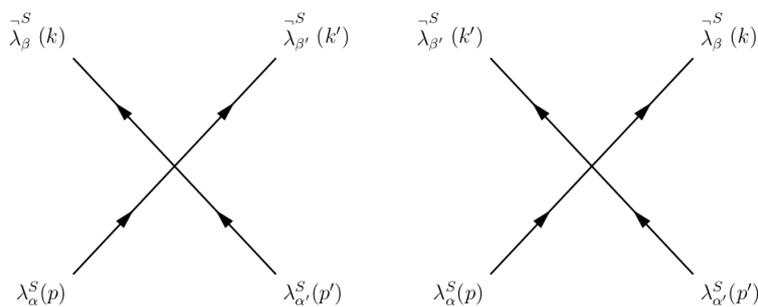


Figura 29 – Diagrama de Feynman para a autointeração do Elko descrevendo o processo $\eta_\alpha(p) + \eta_{\alpha'}(p') \rightarrow \eta_\beta(k) + \eta_{\beta'}(k')$.

Nesse caso a amplitude de transição é

$$\mathcal{M}_{(\eta_\beta\eta_{\beta'}) (\eta_\alpha\eta_{\alpha'})} = \frac{g_a}{m^2} \left[\left(\overset{-S}{\lambda}_\beta(\mathbf{k}) \lambda_\alpha^S(\mathbf{p}) \right) \left(\overset{-S}{\lambda}_{\beta'}(\mathbf{k}') \lambda_{\alpha'}^S(\mathbf{p}') \right) - \left(\overset{-S}{\lambda}_{\beta'}(\mathbf{k}') \lambda_\alpha^S(\mathbf{p}) \right) \left(\overset{-S}{\lambda}_\beta(\mathbf{k}) \lambda_{\alpha'}^S(\mathbf{p}') \right) \right]. \quad (95)$$

De maneira análoga calculamos a amplitude não polarizada ao quadrado, $|\overline{\mathcal{M}}|_{(\eta_\beta\eta_{\beta'}) (\eta_\alpha\eta_{\alpha'})}^2$, a fim de averiguar a unitariedade e após alguns procedimentos obtemos

$$|\overline{\mathcal{M}}|_{(\eta_\beta\eta_{\beta'}) (\eta_\alpha\eta_{\alpha'})}^2 = 16g_a^2, \quad (96)$$

o que mostra claramente uma amplitude independente da massa, dos momentos e da energia.

Assim, os resultados para amplitudes de espalhamento no cenário das interações estudadas, não têm dependência no ângulo azimutal ϕ e não são proporcionais ao momento ou energia do centro de massa. Tais características vêm das somas de *spin* para o campo Elko, que ao longo do eixo privilegiado, é independente dessas grandezas. Assim, como é imposto pela TQC, descobrimos que na primeira ordem de perturbação, a amplitude de probabilidade para duas interações possíveis do Elko é conservada no eixo de localidade da teoria.

É um fato bem estabelecido que a seção de choque, σ , é uma quantidade mensurável que pode ser obtida a partir do cálculo da amplitude de espalhamento, $\sigma \propto |\mathcal{M}_{fi}|^2$. Como as duas amplitudes avaliadas convergem no regime de altas energias, a unitariedade a "nível de árvore" das interações analisadas ao longo do eixo- z tem fortes indícios de ser garantida (HOREJSI, 1994). Por outro lado, a unitariedade da matriz \mathcal{S} é incorporada em todos os níveis perturbativos se o teorema óptico for satisfeito, o que em geral requer o cálculo de *loops* a fim de extrair as respectivas partes imaginárias. Como vimos que na primeira ordem de perturbação, os acoplamentos produzem amplitudes unitárias e que estas, por sua vez, são as maiores contribuições para cada um dos espalhamentos estudados, os cálculos em ordens superiores não devem fornecer uma divergência desses processos em altas energias. Finalmente, a generalização do teorema óptico para uma teoria com N dimensões espaciais é estudada nos trabalhos (BARLETTE; LEITE; ADHIKARI, 2001), reforçando a possibilidade de encontrar unitariedade em qualquer dimensão, o que inclui análises em dimensões inferiores como o nosso caso em $N = 1$.

7 MODELO COM UMA DIMENSÃO EXTRA UNIVERSAL

Teorias que utilizam dimensões extras em sua formulação são amplamente estudadas em física, pois são capazes de explicar algumas das questões não respondidas pelo atual MP. Em particular, as dimensões extras fornecem uma nova perspectiva a partir da qual é possível abordar questões como a natureza da quebra de simetria eletrofraca, a origem do número de gerações dos férmions e a hierarquia em suas massas e a natureza da ME. Nesse sentido, a literatura referente a modelos que apresentam uma ou mais dimensões extras é vasta e vem sendo constantemente atualizada (DATTA; KONG; MATCHEV, 2010)(DEUTSCHMANN; FLACKE; KIM, 2017)(GANGULY; DATTA, 2018).

Um desses modelos é o *Minimal Universal Extra Dimension* (MUED) (CHENG; MATCHEV; SCHMALTZ, 2002), uma extensão do MP cuja geometria consiste em um espaço tempo de Minkowski $(3 + 1)D$ e uma quinta dimensão (y) adicional plana, compactificada em um *orbifold* S^1/Z_2 . Nesse cenário, todas as partículas do MP são promovidas a campos 5D que se propagam em todo o espaço tempo, o *bulk*. Do ponto de vista quadridimensional, as dimensões extras aparecem como modos (ϕ_n) de partículas, as chamadas torres. O modo mais leve, $n = 0$, se identifica com as partículas do MP. Dessa maneira, cada partícula do MP está associada a uma torre de partículas de Kaluza-Klein¹ (KK), correspondentes aos modos mais pesados, tais que o número de KK é $n = 1, 2, 3, \dots$

O único parâmetro livre dessa teoria é o tamanho da dimensão extra R , que define a escala de massa das primeiras excitações KK, ou seja, dos parceiros mais leves dos campos MP. No entanto, por se tratar de uma teoria em 5D, o modelo é não-renormalizável e deve ser considerado uma teoria efetiva, válido até uma escala de energia Λ . Estudos utilizando dados do LHC impõe fortes limites na escala de compactificação (DEUTSCHMANN; FLACKE; KIM, 2017). Valores de $R^{-1} \sim 1.4$ TeV e $\Lambda R = 10$ estão excluídos para este modelo.

Em relação a ME, o modelo MUED possui um candidato que tenta explicar tal componente no Universo: o parceiro mais leve do fóton, o modo $n = 1$ do boson de *gauge* $U(1)_Y$ (γ_1). Levando em consideração os dados de densidade da relíquia, γ_1 reproduz a densidade de relíquia observada quando $R^{-1} \sim 1.25$ TeV (BEURIA et al., 2018).

Nas próximas seções introduziremos o referencial teórico do MUED, fornecendo as bases necessárias para a apresentação da versão minimamente modificada desta teoria desenvolvida durante o Doutorado.

7.1 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA DO MODELO

Inicialmente, chamamos este modelo de Universal porque todos os campos da teoria se propagam em todo o espaço tempo $\mathcal{M} \times X$, em que \mathcal{M} é o espaço plano (4D) de Minkowski e X é o espaço compactado em um *orbifold* $X = S^1/Z_2$, como mostrado na Figura 30. O *orbifold* é obtido identifi-

¹ As propostas de um espaço-tempo com mais de três dimensões espaciais datam da década de 1920, e podem ser apreciadas principalmente por meio dos trabalhos de Kaluza e Klein, na tentativa de unificar as forças da natureza. Por esta razão, teorias com mais de 4 dimensões, nas quais as dimensões extras podem ser compactas, se tornaram conhecidas como teorias de Kaluza-Klein.

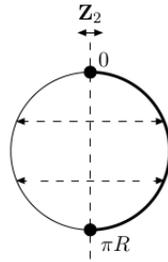


Figura 30 – Orbifold S^1/Z_2 . A região fundamental é $[0, \pi R]$.

cando os pontos da circunferência S^1 através da ação da simetria de paridade \mathbb{Z}_2 , $\mathcal{P}_5 : y \rightarrow -y$. Os pontos finais do *orbifold*, as chamadas branas, $y = 0$, $y = \pi R$, não se transformam através da paridade e são chamados pontos fixos. Dessa maneira, a qualquer campo do modelo podemos associar uma paridade definida com relação a projeção do *orbifold*. Por exemplo, considerando um campo escalar genérico $\phi(x, y)$, a parcela do campo escalar par $\phi^+(x, y)$ pode ser expandido através de modos de Kaluza-Klein como:

$$\phi^+(x, y) = \frac{1}{\sqrt{\pi R}} \phi_0^+(x) + \frac{2}{\sqrt{\pi R}} \sum_{n=1}^{\infty} \phi_n^+(x) \cos \frac{ny}{R} \quad (1)$$

e obedece as condições de Neumann:

$$\left(\frac{\partial \phi^+(x, y)}{\partial y} \right)_{y=0} = \left(\frac{\partial \phi^+(x, y)}{\partial y} \right)_{y=\pi R} = 0; \quad (2)$$

em que x é a coordenada do espaço tempo usual x^μ , R é o tamanho da dimensão extra e n os níveis de Kaluza-Klein (KK). O fator $\sqrt{\pi R}$ garante que após a integração na dimensão extra, a teoria em 4D é renormalizável, ou seja, a lagrangiana associada possui dimensão canônica de massa igual a quatro. O modo escalar do MP corresponde a $n = 0$. Em contraste, a decomposição de KK do campo ímpar é

$$\phi^-(x, y) = \frac{2}{\sqrt{\pi R}} \sum_{n=1}^{\infty} \phi_n^-(x) \sin \frac{ny}{R} \quad (3)$$

que não possui modo zero e obedece as condições de Dirichlet:

$$\phi^-(x, 0) = \phi^-(x, \pi R) = 0. \quad (4)$$

O campo escalar é a soma da parcela par e ímpar. Similarmente é possível associar a paridade \mathcal{P}_5 a cada componente do campo de *gauge* $A_M(x, y)$, $M = 0, 1, 2, 3, 5$. As componentes usuais de A_μ , $\mu = 0, 1, 2, 3$ são escolhidas como par, o que garante a presença do campo de *gauge* A_μ^0 do MP. A

componente A_5 é estabelecida como ímpar. Assim, a expansão de KK para os campos de *gauge* é:

$$A_\mu(x, y) = \frac{1}{\sqrt{\pi R}} [A_\mu^{(0)}(x) + \sqrt{2} \sum_{n \geq 1} A_\mu^{(n)}(x) \cos \frac{ny}{R}], \quad (5)$$

$$A_5(x, y) = \sqrt{\frac{2}{\pi R}} \sum_{n \geq 1} A_5^{(n)}(x) \sin \frac{ny}{R}. \quad (6)$$

Já a decomposição de KK para os férmions é um pouco diferente, uma vez que não há quiralidade em 5D. Os singletos do MP são obtidos a partir da seguinte expansão:

$$\psi_R^+(x, y) = \underbrace{\frac{1}{\sqrt{2\pi R}} \psi_R^0(x)}_{MP} + \frac{1}{\sqrt{\pi R}} \sum_{n=1}^{\infty} \psi_R^n(x) \cos \frac{ny}{R} \quad (7)$$

$$\psi_R^-(x, y) = \frac{1}{\sqrt{\pi R}} \sum_{n=1}^{\infty} \psi_L^n(x) \sin \frac{ny}{R}. \quad (8)$$

Com relação aos dubletos temos

$$\Psi_L^+(x, y) = \underbrace{\frac{1}{\sqrt{2\pi R}} \Psi_L^0(x)}_{MP} + \frac{1}{\sqrt{\pi R}} \sum_{n=1}^{\infty} \Psi_L^n(x) \cos \frac{ny}{R} \quad (9)$$

$$\Psi_L^-(x, y) = \frac{1}{\sqrt{\pi R}} \sum_{n=1}^{\infty} \Psi_R^n(x) \sin \frac{ny}{R}. \quad (10)$$

A partir das Eqs. (7)-(9) observamos que existem modos KK de mão esquerda $\psi_L^n(x)$ que estão associados aos férmions do MP de mão direita $\psi_R^0(x)$ e vice versa — modos KK de mão direita $\Psi_R^n(x)$ associados aos fermions de mão esquerda do MP $\Psi_L^0(x)$. Dessa maneira para as torres de KK, existem singletos e dubletos de mão direita e esquerda. Para uma melhor visualização, o conteúdo fermiônico do modelo MUED está representado na Tab. 8.

Representação $SU(2)_w$	Modo do MP	Modo de KK
Dubleto de Quarks	$q_L(x) = \begin{pmatrix} U_L(x) \\ D_L(x) \end{pmatrix}$	$Q_L^n(x) = \begin{pmatrix} U_L^n(x) \\ D_L^n(x) \end{pmatrix}, Q_R^n(x) = \begin{pmatrix} U_R^n(x) \\ D_R^n(x) \end{pmatrix}$
Dubleto de Léptons	$L_L(x) = \begin{pmatrix} \nu_L(x) \\ E_L(x) \end{pmatrix}$	$L_L^n(x) = \begin{pmatrix} \nu_L^n(x) \\ E_L^n(x) \end{pmatrix}, L_R^n(x) = \begin{pmatrix} \nu_R^n(x) \\ E_R^n(x) \end{pmatrix}$
Singleto de Quarks	$u_R(x)$	$u_R^n(x), u_L^n(x)$
Singleto de Quarks	$d_R(x)$	$d_R^n(x), d_L^n(x)$
Singleto de Léptons	$e_R(x)$	$e_R^n(x), e_L^n(x)$

Tabela 8 – Conteúdo fermiônico do MUED com os respectivos dubletos e singletos. Para os modos de KK existem dubletos de mão direita e singletos de mão esquerda.

Apresentado os principais campos e suas decomposições em termos de modos de KK, podemos

introduzir a lagrangiana total do MUED em 5D:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{Gauge} &= \int_0^{\pi R} dy \left\{ -\frac{1}{4} B_{MN} B^{MN} - \frac{1}{4} W_{MN}^a W^{aMN} - \frac{1}{4} G_{MN}^A G^{AMN} \right\} \\
\mathcal{L}_{GF} &= \int_0^{\pi R} dy \left\{ -\frac{1}{2\xi} (\partial^\mu B_\mu - \xi \partial_5 B_5)^2 - \frac{1}{2\xi} (\partial^\mu W_\mu^a - \xi \partial_5 W_5^a)^2 - \frac{1}{2\xi} (\partial^\mu G_\mu^A - \xi \partial_5 G_5^A)^2 \right\} \\
\mathcal{L}_{Leptons} &= \int_0^{\pi R} dy \left\{ i\bar{L}(x, y) \Gamma^M D_M L(x, y) + i\bar{e}(x, y) \Gamma^M D_M e(x, y) \right\} \\
\mathcal{L}_{quarks} &= \int_0^{\pi R} dy \left\{ i\bar{Q}(x, y) \Gamma^M D_M Q(x, y) + i\bar{u}(x, y) \Gamma^M D_M u(x, y) + i\bar{d}(x, y) \Gamma^M D_M d(x, y) \right\} \\
\mathcal{L}_{Yukawa} &= \int_0^{\pi R} dy \left\{ \lambda_u \bar{Q}(x, y) u(x, y) i\tau^2 H^*(x, y) + \lambda_d \bar{Q}(x, y) d(x, y) H(x, y) \right. \\
&\quad \left. + \lambda_e \bar{L}(x, y) e(x, y) H(x, y) \right\} \\
\mathcal{L}_{Higgs} &= \int_0^{\pi R} dy \left\{ (D_M H(x, y))^\dagger (D_M H(x, y)) + \mu^2 H(x, y)^\dagger H(x, y) - \lambda (H(x, y)^\dagger H(x, y))^2 \right\}.
\end{aligned} \tag{11}$$

A representação da álgebra de Clifford em 5D é tal que

$$\{\Gamma_M, \Gamma_N\} = 2\eta_{MN} \quad \Gamma_\mu = \gamma_\mu, \quad \Gamma_5 = -i\gamma_5.$$

Além disso, $H(x, y)$ é o campo escalar de Higgs em 5D e $B_M = (B_\mu(x, y), B_5(x, y))$, $W_M \equiv W_M^a \tau^a / 2 = (W_\mu(x, y), W_5(x, y))$ e $G_M \equiv G_M^A \lambda^A / 2 = (G_\mu(x, y), G_5(x, y))$ são os campos de *gauge* em 5D, associados aos respectivos grupos de simetria $U(1)_Y$, $SU(2)_W$ e $SU(3)_c$. Nesse caso, τ^a são as matrizes de Pauli e λ^A representam as matrizes de Gell-Mann. Para obter a contrapartida em 4D da lagrangiana (11) é preciso integrar a dimensão extra y . Esse é um procedimento extenso e foge do propósito do trabalho. Assim, recomendamos ao leitor interessado a Ref. (DATTA; KONG; MATCHEV, 2010) para maiores detalhes.

7.2 ESPECTRO DE MASSA E INTERAÇÕES

Devido a contribuição do termo cinemático em 5D as torres de partículas de KK recebem contribuições geométricas em suas massas. Por exemplo a ação de um campo escalar em um espaço de 5D é dada de acordo com

$$\begin{aligned}
\mathcal{S}_{5D} &= \int d^4x \int dy [(\partial^M \Phi)(\partial_M \Phi) - M^2 \Phi \Phi] \\
&= \int d^4x \int dy [(\partial^\mu \Phi)(\partial_\mu \Phi) - (\partial^5 \Phi)(\partial_5 \Phi) - M^2 \Phi \Phi].
\end{aligned} \tag{12}$$

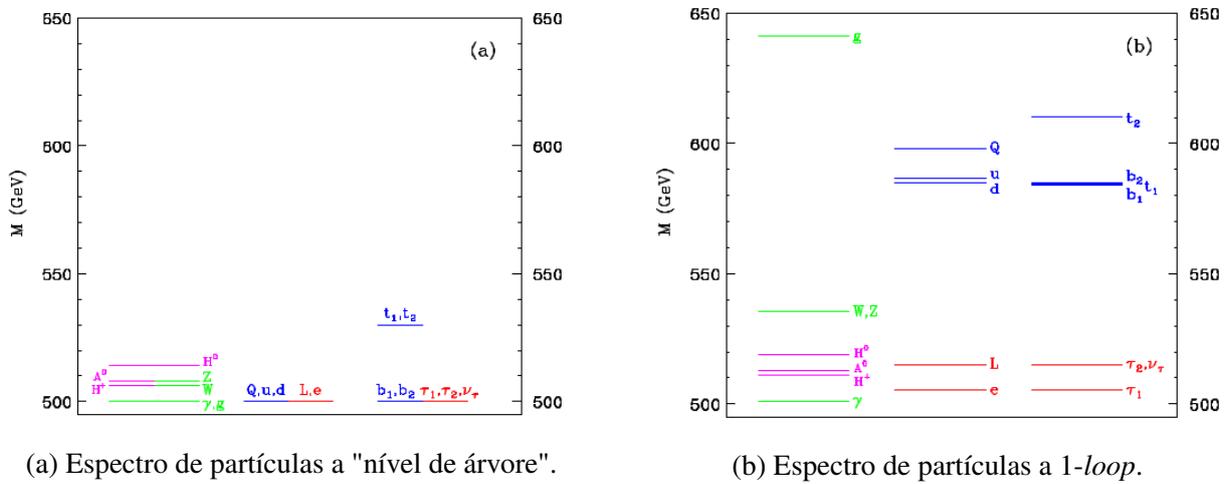
Levando em conta a compactificação em um orbifold, a expansão do campo em termos de funções senos e cossenos pode ser reescrita a partir das Eq. (1) e (3) como

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2\pi R}} \sum_{n=0}^{\infty} \varphi^{(n)}(x^\mu) e^{iny/R} \tag{13}$$

Substituindo a Eq. (13) na Eq. (12) e integrando em y obtemos a ação em 4D:

$$\mathcal{S}_{4D} = \int d^4x \sum_n [(\partial^\mu \varphi^{(n)})(\partial_\mu \varphi^{(n)}) - (M^2 + n^2/R^2)\varphi^{(n)}\varphi^{(n)}]. \quad (14)$$

Assim, a Eq. (14) mostra que a "nível de árvore" existe uma torre de partículas com massas $m_n^2 = (M^2 + n^2/R^2)$. Na Fig. (31a) vemos que o espectro de massa resultante para o primeiro nível de KK no contexto do MUED é altamente degenerado. Dessa maneira vários dos modos $n = 1$ não possuem decaimentos permitidos e são absolutamente estáveis. No entanto, esta conclusão drástica é completamente revertida quando as correções radiativas são levadas em consideração. Como mostrado na Fig.(31b), as diferenças de massa entre os diferentes modos $n = 1$ são suficientemente grandes para permitir decaimentos em cascata para a partícula KK mais leve, neste caso γ_1 .



(a) Espectro de partículas a "nível de árvore".

(b) Espectro de partículas a 1-loop.

Figura 31 – Espectro para o primeiro nível de Kaluza Klein com $R^{-1} = 500$ GeV e $\Lambda R = 20$ (CHENG; MATCHEV; SCHMALTZ, 2002).

Além disso, o momento ao longo da quinta dimensão deve ser quantizado. A relação de energia a seguir mostra que,

$$E^2 = \mathbf{p}^2 + \overbrace{n^2/R^2}^{M^2} + m^2$$

$$E^2 = \mathbf{p}^2 + p_5^2 + m^2, \quad (15)$$

o que equivale a especificar, $p_5 = \frac{n}{R}$, válida apenas quando n é inteiro e positivo.

As interações no *bulk* dos modos de KK são fixadas pelas interações do MP. Após a compactificação, integrando-se sobre a dimensão extra y , recuperam-se as interações no espaço de Minkowski entre os vários modos de KK e suas contrapartidas do MP. Uma vez que a invariância translacional se mantém no *bulk*, todas essas interações conservam duas quantidades: o número de KK (n) e a paridade KK. Vejamos:

- O número de KK se conservam em cada vértice de interação, ou seja, todos os modos $n = 1, 2, 3, \dots$ são produzidos em pares, como mostra a Figura 32.

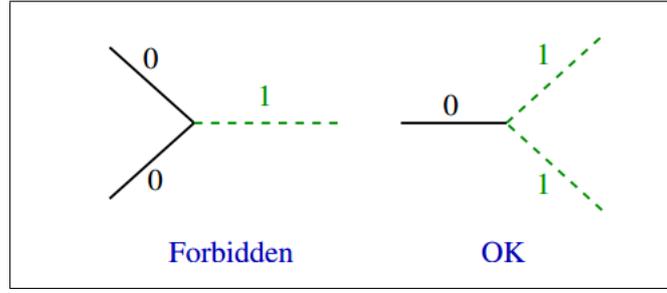


Figura 32 – Produção de pares de partículas no modelo MUED.

- Outra quantidade conservada no modelo MUED é chamada paridade de KK, definida a partir das considerações feitas a seguir: uma translação de πR na coordenada espacial y é uma simetria do *orbifold*. Assim, se n é par temos

$$\begin{aligned}
 \phi^+(x, y) &= \frac{1}{\sqrt{\pi R}} \phi_0^+(x) + \frac{2}{\sqrt{\pi R}} \sum_{k=1} \phi_k^+(x) \cos \frac{2ky}{R}, (y \rightarrow y + \pi R) \\
 \phi^+(x, y + \pi R) &= \frac{1}{\sqrt{\pi R}} \phi_0^+(x) + \frac{2}{\sqrt{\pi R}} \sum_{k=1} \phi_k^+(x) \cos \left(\frac{2ky}{R} + 2k\pi \right) \\
 &= \frac{1}{\sqrt{\pi R}} \phi_0^+(x) + \frac{2}{\sqrt{\pi R}} \sum_{k=1} \phi_k^+(x) \cos \frac{2ky}{R} \cos(2k\pi) \\
 \phi^+(x, y) &= \phi^+(x, y + \pi R) \tag{16}
 \end{aligned}$$

e,

$$\begin{aligned}
 \phi^-(x, y) &= \frac{2}{\sqrt{\pi R}} \sum_{k=1} \phi_k^-(x) \sin \frac{2ky}{R}, (y \rightarrow y + \pi R) \\
 \phi^-(x, y) &= \phi^-(x, y + \pi R). \tag{17}
 \end{aligned}$$

Já quando n é ímpar obtemos

$$\begin{aligned}
 \phi^+(x, y) &= \frac{1}{\sqrt{\pi R}} \phi_0^+(x) + \frac{2}{\sqrt{\pi R}} \sum_{k=1} \phi_k^+(x) \cos \frac{(2k+1)y}{R} \\
 \phi^+(x, y + \pi R) &= \frac{1}{\sqrt{\pi R}} \phi_0^+(x) - \frac{2}{\sqrt{\pi R}} \sum_{k=1} \phi_k^+(x) \cos \frac{(2k+1)y}{R} \tag{18}
 \end{aligned}$$

e,

$$\phi^-(x, y) = -\phi^-(x, y + \pi R). \tag{19}$$

Esse resultado já poderia ser esperado, uma vez que escrevemos os campos com uma paridade definida. Desse modo, se n for par, os modos de KK são invariantes, se n for ímpar, os modos de KK mudam de sinal. Portanto, a paridade KK é dada de acordo com $P = (-1)^n$ e é uma simetria do sistema.

A partir das principais considerações relativas ao modelo MUED, na próxima seção, introduziremos

o modelo proposto já analisado (DIAS; DUARTE; CAMPOS, 2020), o qual corresponde a uma das publicações feitas durante o trabalho de Doutorado.

7.3 VERSÃO MINIMAMENTE MODIFICADA DO MODELO MUED

Desde a proposta da modelo MUED, vários trabalhos estabeleceram limites para os parâmetros livres desta teoria, R e ΛR : com os dados do ATLAS para o estado final com dois léptons e $\sqrt{s} = 8$ TeV, uma escala de compactificação até 900 GeV para $\Lambda R = 40$ foi excluída (CHOUDHURY; GHOSH, 2016). Em contrapartida, limites ainda mais fortes foram encontrados em outro estudo (DEUTSCHMANN; FLACKE; KIM, 2017): através do método de *recasting* de análises do ATLAS e do CMS e considerando que a partícula de ME é o γ_1 , escalas de compactificação de até $R^{-1} = 1500$ GeV para $\Lambda R = 40$ foram excluídas em estados finais com dois léptons. Por outro lado, levando em consideração os dados de densidade de relíquia incluindo todos os canais de coaniquilação e todas as ressonâncias, a ME usual do modelo MUED, γ_1 , reproduz a densidade de relíquia observada apenas se $R^{-1} \sim 1.25$ TeV (BEURIA et al., 2018).

Como podemos ver, são necessários ingredientes adicionais no modelo MUED, os dados devem conciliar ambas informações cosmológicas e os dados de colisores. Portanto, foi explorado no trabalho uma extensão mínima do modelo que inclui operadores efetivos em $(3 + 1)D$ que são adimensionais em $(4 + 1)D$. Focamos especialmente nas interações com momentos dipolo elétrico e magnético e do tipo portais de Higgs (SIGURDSON et al., 2004)(HEISIG et al., 2020).

As novas interações introduzem um novo férmion de Dirac χ , cujo modo de KK $n = 1$ é tratado como um candidato a ME. Com a inclusão desta nova partícula os limites em R^{-1} podem ser menos restritivos de maneira a conciliar informações observacionais e experimentais, no contexto desta versão minimamente modificada. Além disso, como a nova lagrangiana tem dimensão de massa cinco, a teoria quadridimensional obtida é suprimida pelo tamanho da dimensão extra sem a adição de um novo parâmetro. Portanto, esses operadores podem ser portais para comprovar o tamanho da dimensão extra na busca por ME.

Associamos ao modo $n = 0$ de KK do novo férmion χ uma massa abaixo de 1 GeV, nesse caso o cálculo da densidade de relíquia para a ME (χ_1) considera coaniquilações com o γ_1 , já que ambos possuem praticamente a mesma massa.

Nas próximas seções mostraremos os resultados para a análise da ME no contexto do canal $j + \cancel{E}_T$ a $\sqrt{s} = 13$ TeV. Além disso, computaremos a densidade de relíquia, evidenciando uma região no espaço de parâmetro capaz de acomodar ambos os dados. Salientamos ainda que nosso estudo é motivado pelos resultados escassos de nova física no LHC no contexto dos modelos atuais (AABOUD et al., 2016)(VAMI, 2019). Dessa maneira, nossa proposta é conciliar a busca de ME com o cenário de dimensão extra considerando um novo férmion na teoria.

7.3.1 O modelo

Consideramos todos os campos do MP e adicionamos um novo dubleto fermiônico χ , que também se propagada na dimensão extra compactificada no *orbifold* S^1/Z_2 , com região fundamental entre

$0 < y < \pi R$. A ação para o modelo é dada por:

$$\mathcal{S} = \int d^4x \int_0^{\pi R} dy \left(\frac{-i\xi(\pi R)^{3/2}}{2} \bar{\chi} \sigma^{MN} (\mathbb{1} + \Gamma^5) \chi F_{MN} + \xi(\pi R)^2 \bar{\chi} (\mathbb{1} + \Gamma^5) \chi H^\dagger H \right). \quad (20)$$

Na Eq. (20) ξ é uma constante adimensional, H é o dubleto de Higgs e o espinor em 5D $\chi \equiv (\lambda, v)^T$. Os campos λ e v são decompostos da seguinte maneira

$$\begin{aligned} \lambda(x^\mu, y) &= \frac{1}{\sqrt{\pi R}} \left[\lambda_0(x^\mu) + \sqrt{2} \sum_{j \geq 1} [\lambda_j(x^\mu) \cos \frac{ jy }{ R }] \right], \\ v(x^\mu, y) &= \sqrt{\frac{2}{\pi R}} \sum_{j \geq 1} [v_j(x^\mu) \sin \frac{ jy }{ R }]. \end{aligned} \quad (21)$$

O campo λ obedece a condição de contorno de Neumann enquanto v , obedece a condição de Dirichlet. Utilizamos o software `FeynRules` para criar o modelo e obter a lagrangiana em $(3+1)$ D. Portanto, depois de integrar a quinta dimensão e depois da quebra espontânea de simetria, os termos de interação na lagrangiana efetiva em $(3+1)$ D são:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{4D} \supset & \kappa [4(h_0 + v)h_1 \bar{\lambda}_1 \lambda_0 + h_0^2 (\bar{\lambda}_1 \lambda_1 + \bar{\lambda}_0 \lambda_0 + \bar{v}_1 v_1) + 2vh_0 (\bar{\lambda}_1 \lambda_1 + \bar{\lambda}_0 \lambda_0 + \bar{v}_1 v_1) \\ & + \frac{3}{2} h_1^2 \bar{\lambda}_1 \lambda_1 + h_1^2 \bar{\lambda}_0 \lambda_0 + \frac{1}{2} h_1^2 \bar{v}_1 v_1] (\mathbb{1} - i\gamma^5) + \frac{1}{2} \kappa \partial_\nu A_\mu^1 \bar{\lambda}_1 \lambda_0 [\gamma^\nu, \gamma^\mu] (\mathbb{1} - \gamma^5) \\ & + \frac{1}{2} \kappa \partial_\nu A_\mu (\bar{\lambda}_1 \lambda_1 + \bar{v}_1 v_1 + \bar{\lambda}_0 \lambda_0) [\gamma^\nu, \gamma^\mu] (\mathbb{1} - \gamma^5). \end{aligned} \quad (22)$$

Na Eq. (22) foram mantidos somente os dois primeiros modos de KK $n = 0, 1$ para as partículas; o VeV do Higgs é $v = 246$ GeV; as constantes de acoplamento na teoria $(3+1)$ D são naturalmente dependentes da dimensão extra $\kappa \equiv \xi \pi R$. Finalmente, h_1 e A_μ^1 são os primeiros modos do campo de Higgs e do fóton, respectivamente.

A seguir apresentaremos os resultados fenomenológicos associados a partícula de ME, χ_1 . Inicialmente derivamos limites para a sua produção no LHC, a partir do estado final com um jato e \cancel{E}_T e, em seguida, obtivemos a densidade de relíquia, levando em consideração o espaço de parâmetros permitido de acordo com a análise inicial realizada no LHC.

7.3.2 Canal Monojato+ \cancel{E}_T no LHC

A partir da colisão de prótons podemos produzir o modo mais leve do férmion χ a partir dos seguintes processos: $pp \rightarrow \lambda_1 \lambda_1 + g(q)$ e $pp \rightarrow v_1 v_1 + g(q)$, que caracterizam um estado final com um jato e \cancel{E}_T (AABOUD et al., 2016). Os diagramas de Feynman que participam do sinal são mostrados na Figura 33.

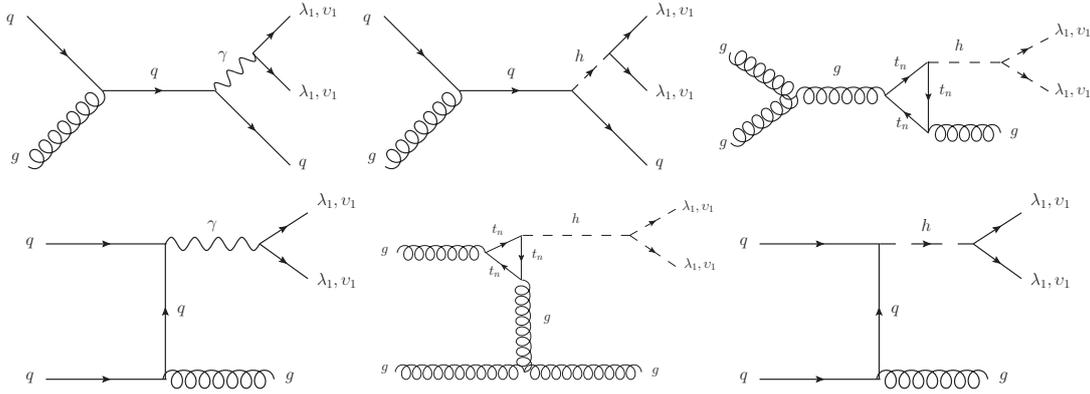


Figura 33 – Diagramas de Feynman relevantes para a produção do estado final $j + \cancel{E}_T$ através do processo $\lambda_1 \lambda_1 + j$ e $\nu_1 \nu_1 + j$ no LHC. A contribuição dominante vem do processo de fusão de glúons.

A ME fermiônica $\chi_1 \equiv (\lambda_1, \nu_1)$ é produzida através do decaimento do fóton ou do Higgs do MP, ambos advindos da interação com quarks ou através de acoplamentos efetivos em processos de fusão de glúons. O vértice efetivo com a contribuição dos parceiros coloridos de KK está mostrado na Figura 33 e foi implementado no pacote Madgraph5 para geração dos eventos. Por sua vez, o vértice de interação entre a ME e os bósons é facilmente obtido derivando funcionalmente a lagrangiana na Eq. (22) em relação aos campos. Assim,

$$\begin{aligned} \Gamma_{\chi_1 \chi_1 h_0} &= 2\kappa v(\gamma_5 + \mathbb{1}), \\ \Gamma_{\chi_1 \chi_1 \gamma} &= \frac{1}{2}\kappa[\not{p}, \gamma^\mu] + \frac{1}{2}\kappa[\gamma^\mu, \not{p}]\gamma^5 \end{aligned} \quad (23)$$

em que p^μ é o quadri-momento do fóton. As propriedades dos eventos do tipo $j + \cancel{E}_T$ no LHC foram discutidas na Subs. 4.4.1 e por razão de simplicidade não repetiremos aqui as características desse canal.

Para simular os eventos $j + \cancel{E}_T$ no LHC, implementamos o modelo no Madgraph5 usando o pacote FeynRules. As ferramentas da colaboração do CheckMATE2 foram utilizadas para verificar para um determinado conjunto de R^{-1} e massas de ME, se o modelo está excluído ou não com um intervalo de confiança de até 95 %. Para isso, o CheckMATE2 compara os dados do modelo MUED minimamente modificado com os resultados da análise experimental do ATLAS fornecida em (AABOUD et al., 2016). Assim, esse algoritmo obtém o número esperado de eventos de sinal S após os cortes e confronta este número diretamente com limite experimental, S_{exp}^{95} , para um erro de sinal dado por ΔS .

Toda a região cinza mostrada na Figura 34 está excluída para eventos $j + \cancel{E}_T$ a $\sqrt{s} = 13$ TeV: uma partícula de χ_1 com massa menor que ~ 820 GeV não pode ser detectada no contexto do sinal escolhido. Como consequência, uma escala de compactificação de até ~ 820 GeV também está proibida, já que $m_{\chi_1}^2 \simeq 1 + (R^{-1})^2$. Já a região amarela representa o espaço de parâmetros permitido para o modelo. Os cortes implementados pelo CheckMate2 para selecionar o sinal nessa região da Figura 34, também foram estabelecidos através dos resultados do detector ATLAS, e são tais que,

- O jato principal deve ter $p_T > 250$ GeV e $\eta < 2.4$;

- a separação no plano azimutal entre o jato e o momento transversal *missing* deve ser $\Delta\phi(jet, p_T^{miss}) > 0.4$
- \cancel{E}_T mínima de 1000 GeV;

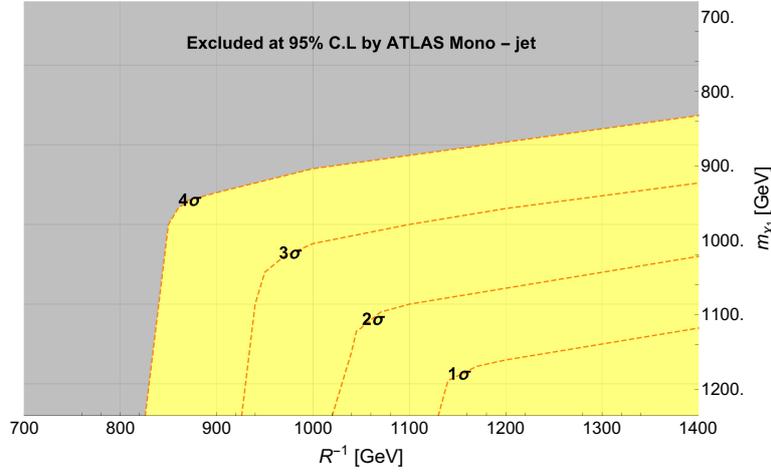


Figura 34 – Restrições no espaço de parâmetros $\{R^{-1}, m_{\chi_1}\}$ para o canal $j + \cancel{E}_T$. De acordo com os dados fornecidos pelo CheckMATE2 toda a região cinza está excluída para a análise feita no LHC a $\sqrt{s} = 13$. As linhas tracejadas laranjas na região amarela permitida representam a significância estatística para a descoberta da ME com uma luminosidade integrada de 30 fb^{-1} e $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ para o mesmo estado final. Todos os resultados são baseados na Ref. (AABOUD et al., 2016).

Agora, será investigado para esta faixa de massa permitida, a significância estatística para encontrar a ME no colisor quando $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$.

Através do corte $p_{T_j} > 550$ nos eventos, é possível aumentar a taxa do sinal em relação aos *backgrounds* de forma conseguir encontrar alguma possibilidade de detecção da ME no LHC. Tal possibilidade é medida através da significância estatística de descoberta da partícula. Na Tab. (9) estão mostrados o número de eventos de sinal, S , para a faixa de massa analisada e o número de eventos dos *backgrounds*, B , após o corte. Considerando este corte, a partir do teste estatístico² dado por

m_{χ_1} (GeV)	S depois do corte
1400	18
1250	46
1100	93
1000	172
900	291
820	474
Background	B depois do corte
Z+jet	4550
W+jet	5023

Tabela 9 – Número de eventos do sinal no canal $pp \rightarrow \chi_1\chi_1 + \text{jato}$ depois de estabelecer o corte $p_{T_j} > 550 \text{ GeV}$. Para cada conjunto de dados do sinal e dos *backgrounds*, foram gerados 50000 eventos.

$\sqrt{2((S+B)\ln(1+S/B)-S)}$, e levando em conta uma luminosidade integrada de 30fb^{-1} , podemos obter a significância estatística da descoberta de ME que está mostrada na Figura 34. O resultado da nossa análise no contexto do canal $j + \cancel{E}_T$ estabelece que partículas χ_1 com massas no intervalo $\sim [820 - 900]$ GeV podem levar a um sinal com evidência de $[3\sigma - 4\sigma]$ no LHC a $\sqrt{s} = 13$ TeV. Ao aumentar a luminosidade integrada, abre-se a possibilidade de um estudo mais detalhado para partículas com massas superiores a 900 GeV, pois neste caso teríamos um número significativo de eventos nesta região, melhorando a significância estatística de descoberta de ME.

Na Figura 35 apresentamos a seção de choque de produção do processo $j + \cancel{E}_T$ no LHC. Mostramos apenas a faixa de valores permitidos de acordo com os dados da análise de exclusão realizada. Para massas de ME no intervalo $\sim [820 - 1000]$ GeV, temos as seções de choque entre $\sim [100 - 200]\text{fb}$, que poderiam estar dentro da sensibilidade deste colisor.

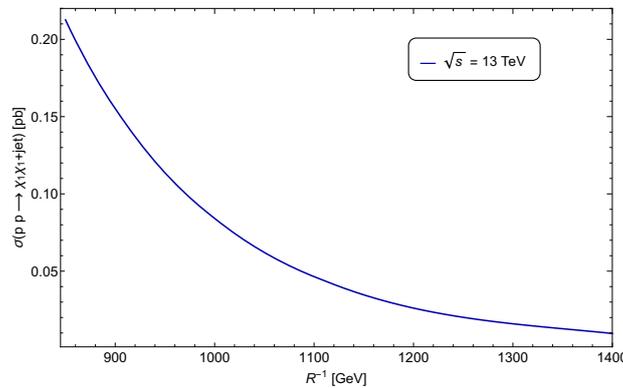


Figura 35 – Seção de choque para o estado final $j + \cancel{E}_T$ no LHC a $\sqrt{s} = 13$ TeV. O férmion χ_1 tem componentes (λ_1, ν_1) na representação $SU(2)$. O valor máximo da seção de choque é 0.2 pb, o que estabelece uma contribuição significativa neste canal.

Mostramos na Figura 35 a seção de choque total, com processos mediados por bósons de Higgs e por fótons. No entanto, enfatizamos que a contribuição dominante vem de eventos mediados por fótons, uma vez que o vértice de interação é dependente do momento desta partícula. Além disso, em nosso modelo a massa da partícula de ME é sempre maior que a metade da massa do Higgs, $m_{\chi_1} \geq \frac{1}{2}M_H$, portanto, não há o decaimento invisível do Higgs e a detecção das partículas de ME em experimentos de colisores tornam-se mais difíceis, uma vez que as seções de choque são muito pequenas quando o Higgs está *off-shell* nesse canal.

7.3.3 Densidade de relíquia

Passaremos à análise da densidade de relíquia cosmológica para a ME fermiônica χ_1 . Como a ME é pesada, todos os canais de aniquilação em partículas do MP estão abertos. Assim, além da aniquilação padrão em quarks, léptons e bósons de gauge, mediadas pelo Higgs ou pelo fóton, também levamos em consideração os efeitos de coaniquilações com γ_1 , já que assumimos que o modo $n = 0$ de χ tem massa menor que 1 GeV. Nesse caso, os processos podem ser mediados pelos novos férmions χ e originam um bóson de Higgs ou um fóton no estado final, envolvendo a contribuição dos vértices

² Utilizamos esse teste estatístico porque quando o número de eventos é relativamente baixo ele fornece uma significância mais apurada quando comparado ao teste padrão $S/\sqrt{S+B}$.

de interação da Eq. (23). Os principais diagramas de Feynman são mostrados na Figura 40. Uma das

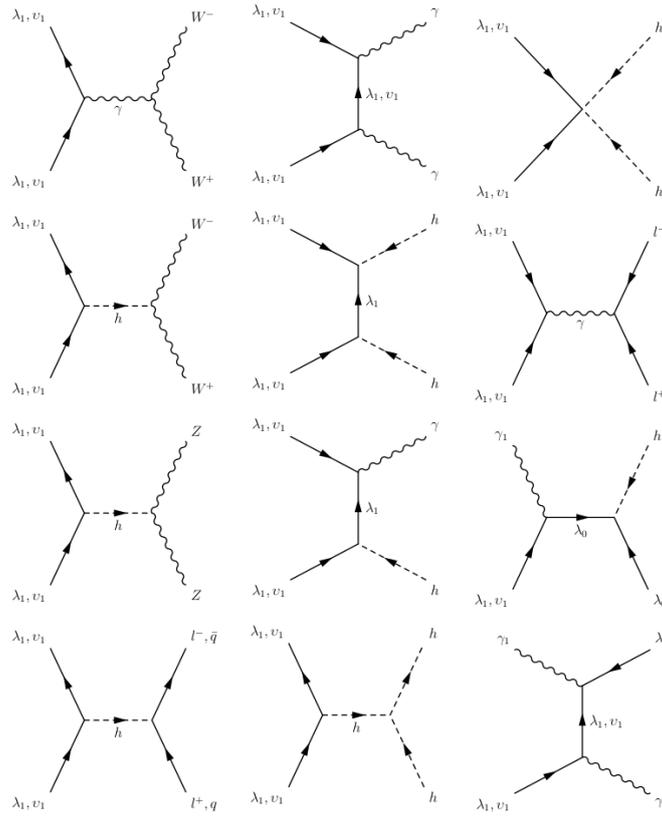


Figura 36 – Aniquilações e coaniquilações relevantes que contribuem na computação da densidade de relíquia de $\chi_1 \equiv (\lambda_1, \nu_1)$.

características do modelo é ter γ_1 como outro candidato a ME. Assim é possível supor que nem toda ME é composta por χ_1 , o que relaxa o vínculo da relíquia. Apresentamos na Figura 37 a abundância de relíquia esperada para a ME fermiônica em função da constante de acoplamento em 4D, $k = \xi\pi R$. Utilizamos o pacote `MadDM v. 3.0` para realizar esse estudo (AMBROGI et al., 2019). De acordo com a análise de descoberta do LHC apresentada na Figura 34, o melhor valor encontrado para R^{-1} foi ~ 850 GeV, por esta razão fixamos esse valor no cálculo da relíquia. Para soluções que estão exatamente na faixa preta, a totalidade da ME pode ser explicada por χ_1 . Portanto, a quantidade correta de ME é obtida para os acoplamentos κ entre $\sim [10^{-4}, 10^{-3}] \text{GeV}^{-1}$. Quando aumentamos κ , também aumentamos σ_{eff} e, como consequência, Ωh^2 diminui proporcionalmente.

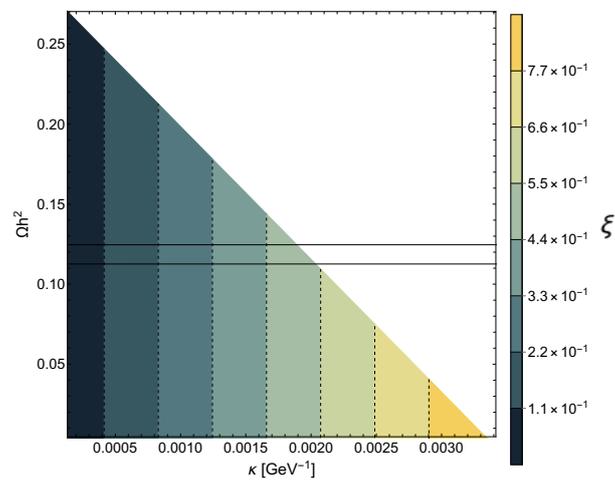


Figura 37 – Abundância de relíquia Ωh^2 como função do acoplamento em 4D, κ . Foi fixado $R^{-1} = 850$ GeV. As cores representam os valores do acoplamento em 5D, ξ . A banda entre linhas pretas mostra o intervalo de densidade de relíquia obtido pela colaboração Planck.

8 CONCLUSÕES E COMENTÁRIOS

Apresentamos agora as conclusões acerca das nossas contribuições originais. Quando conveniente, algumas sugestões sobre novas possibilidades serão dadas, afinal, com a conclusão da tese, esperamos iniciar outra(s) jornada(s) científica(s).

Como mostrado no escopo deste trabalho, várias das teorias além do Modelo Padrão que foram e vem sendo propostas atualmente, possuem como um dos objetivos, a tentativa de esclarecer o enigma da Matéria Escura. É claro que tais modelos precisam respeitar todos os limites experimentais e teóricos vigentes, o que torna a observação dessa partícula um grande desafio. Nesse caso, o paradigma de partículas WIMP's parece ser uma solução atraente ao problema do componente escuro e nesse viés, realizações concretas de modelos WIMP foram desenvolvidas em diferentes teorias, acessíveis a várias estratégias de pesquisa, como as buscas diretas, indiretas e em colisores, cujo *status* atual e perspectivas já foram discutidas no Capítulo 4.

Em particular, algumas destas teorias foram analisadas no nosso trabalho: no Capítulo 5 realizamos um estudo fenomenológico completo da Matéria Escura escalar, η_R , presente no Modelo Escotogênico Singleto+Tripleto. Assumimos essa candidata como uma WIMP e apresentamos uma análise numérica dos sinais esperadas em experimentos de detecção direta e indireta, bem como em colisores de partículas. Identificamos as regiões de parâmetros do modelo em que as previsões para a Matéria Escura estão de acordo com as restrições teóricas e experimentais, provenientes da estabilidade da simetria \mathbb{Z}_2 , dos dados de *Lepton Flavor violation*, oscilação de neutrinos, abundância de relíquia e detecção direta/indireta. Além disso, mostramos as expectativas futuras para os dados provenientes de experimentos de detecção direta e indireta. No caso das buscas diretas, verificamos que a maioria dos resultados permitidos que explicam a abundância total de Matéria Escura no Universo estão localizados apenas em uma região vertical para massas de η_R em torno de $[500 - 600]$ GeV, como pode ser visto na Figura 21. Com relação aos resultados de detecção indireta, encontramos alguns pontos interessantes que poderiam ser testados futuramente pelas colaborações Fermi-LAT e CTA. Por exemplo, regiões em que $m_{\eta_R} \sim 70$ GeV estão dentro da sensibilidade projetada para o Fermi-LAT e regiões para $m_{\eta_R} \geq 500$ GeV, podem ser conciliadas futuramente a partir os dados do CTA para estados finais W^+W^- . Tais limites podem ser verificados na Figura 22.

No que concerne as buscas em colisores, examinamos o canal $j + \cancel{E}_T$ no LHC a $\sqrt{s} = 13$ TeV. Esse sinal apresenta uma contribuição relevante em comparação ao *background* para massas do candidato escalar de até ~ 60 GeV. Contudo, devemos enfatizar que os resultados apresentados para o estudo desse canal devem ser praticamente os mesmos daqueles que seriam encontrados na análise para o modelo Escotogênico simples. Isso ocorre porque a única partícula que poderia diferenciar os diagramas de Feynman dos dois modelos é Higgs pesado H , no entanto, devido a sua fraca interação com os quarks, ele não contribui significativamente nas seções de choque. Diante desse fato, existe a possibilidade de estudar outros canais no contexto do Modelo Escotogênico Singleto+Tripleto na tentativa de diferenciar seu sinal daquele produzido no Escotogênico simples. Por exemplo, os estados finais com $2j + \cancel{E}_T$ e $\ell^+\ell^- + \cancel{E}_T$ possuem contribuições de várias partículas que só estão

presentes na versão do modelo Singleto+Tripleto. Outra possibilidade de estudo no cenário dessa teoria é análise dos parâmetros oblíquos S, T e U, os quais parametrizam os efeitos de uma física nova proveniente dos acoplamentos das partículas do modelo com os bósons Z e W^\pm . Essas novas interações produzem efeitos sobre a polarização do vácuo, o que pode ser transladado em restrições nos observáveis eletrofracos. Assim, o cálculo desses parâmetros e sua comparação direta com os valores experimentais estabeleceria restrições nas massas dos escalares carregados e neutros, por exemplo.

Já no Capítulo 6, apresentamos os resultados obtidos para as amplitudes de espalhamento do Elko em seu eixo de localidade. Mostramos que as Eqs. (94) e (96) garantem a conservação da probabilidade dos processos em que Elkos interagem mediante a troca de bósons de Higgs, bem como para eventos de autointeração dessa partícula. O cerne desse resultado é encontrado analisando o termo de soma de spin da Eq. (87): uma vez calculado com o momento linear da partícula estabelecido sobre o eixo z , esse termo é independente da matriz $\mathcal{G}(\phi)$. Salientamos que essa conclusão já era esperada, pois fica claro que qualquer informação carregada pelas somas de spin é inevitavelmente inserida no resultado da amplitude de espalhamento. Sem embargo, sendo o Elko um objeto ainda pouco explorado na literatura, averiguamos esse resultado para melhor entender como se desenvolve cada termo nas equações, já que nesse caso, trabalhamos com o Elko escrito em termos das coordenadas cartesianas. Outros estudos futuros podem ser realizados tanto para o Elko quanto para o novo espinor de dimensão canônica de massa um (MDO), já que entedemos que ambos os campos por possuírem estruturas formais diferentes, são potencialmente interessantes para novas análises físicas. Por exemplo, podemos utilizar a lagrangiana de interação (57) para gerar massa para os neutrinos do Modelo Padrão através do mecanismo Seesaw Tipo I. Nesse caso, a inclusão de dois neutrinos *right-handed* seriam suficientes para explicar os dados de oscilação. Além disso, assumindo Elko's (MDO's) com massas na ordem de MeV's, seria possível através da lagrangiana de interação da Eq. (53), analisar a produção dos eventos mostrados na Figura 38 no experimento *Deep Underground Neutrino Experiment - near detector* (DUNE-ND) (ROMERI; KELLY; MACHADO, 2019). Os píons neutros produzidos no DUNE decaem principalmente em dois fótons. Um desses fótons pode originar um par de Elko's (MDO's) nesse experimento. Assim, os dados proveniente dessa produção, poderiam ser utilizados para estabelecer restrições na massa da partícula escura e em seu acoplamento g_e com o fóton.

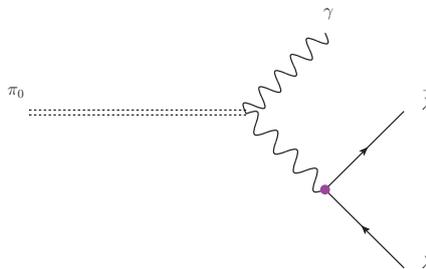


Figura 38 – Os píons neutros são produzidos no DUNE e decaem predominantemente em dois fótons. Assim, através da interação da Eq. (53) percebemos que existe a possibilidade de que partículas escuras de dimensão canônica de massa um sejam produzidas nesse experimento.

No capítulo 7 analisamos fenomenologicamente uma versão minimamente modificada da teoria com uma dimensão extra Universal e um novo candidato fermiônico, χ_1 , a Matéria Escura. A

modificação do modelo inclui operadores do tipo portais de Higgs e momentos de dipolos elétrico e magnético, os quais possuem dimensão canônica de massa cinco.

Utilizando apenas os modos de Kaluza-Klein $n = 0$ e $n = 1$, mostramos o potencial do LHC para observar o novo candidato a Matéria Escura, considerando o canal $j + \cancel{E}_T$ a $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ e luminosidade integrada de 30 fb^{-1} . A partir dos dados do sinal e dos *backgrounds* principais $Z + j$ e $W + j$, verificamos a existência de uma faixa de massa e escala de compactificação, R^{-1} , viável neste novo cenário. Especificamente, para uma escala de compactificação de 850 GeV e para massas χ_1 nessa mesma ordem de magnitude, essa nova partícula fermiônica é uma possível candidata a Matéria Escura pois, se mostrou compatível com a análise em colisores e com a medida de abundância de relíquia efetuada pela colaboração de Planck.

Destacamos que o trabalho apresentado nesta tese teve como objetivo abordar uma das questões em aberto da física moderna no que diz respeito à nossa compreensão das leis fundamentais da natureza. Entretanto a real natureza da Matéria Escura permanece desconhecida. Esperamos que a próxima geração de experimentos e sua complementaridade com as considerações teóricas nos ajude a compreender esse intrigante "enigma escuro".

REFERÊNCIAS

- AABOUD, M. et al. Search for new phenomena in final states with an energetic jet and large missing transverse momentum in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ tev using the atlas detector. **Phys. Rev. D**, v. 94, n. 3, p. 032005, 2016.
- AAD, G. et al. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. **Phys. Lett. B**, v. 716, p. 1–29, 2012.
- AAD, G. et al. Search for a heavy charged boson in events with a charged lepton and missing transverse momentum from pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector. **Phys. Rev. D**, v. 100, n. 5, p. 052013, 2019.
- AALSETH, C. et al. CoGeNT: A Search for Low-Mass Dark Matter using p-type Point Contact Germanium Detectors. **Phys. Rev. D**, v. 88, p. 012002, 2013.
- ABBOTT, B. et al. GW170817: Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral. **Phys. Rev. Lett.**, v. 119, n. 16, p. 161101, 2017.
- 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.
- 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.
- ABDALLAH, H. et al. Search for γ -Ray Line Signals from Dark Matter Annihilations in the Inner Galactic Halo from 10 Years of Observations with H.E.S.S. **Phys. Rev. Lett.**, v. 120, n. 20, p. 201101, 2018.
- ACHARYA, B. S. et al. **Science with the Cherenkov Telescope Array**. [S.l.]: WSP, 2018. ISBN 978-981-327-008-4.
- 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.
- ADRIAN-MARTINEZ, S. et al. First results on dark matter annihilation in the Sun using the ANTARES neutrino telescope. **JCAP**, v. 11, p. 032, 2013.
- ADRIANI, O. et al. Measurement of the flux of primary cosmic ray antiprotons with energies of 60-MeV to 350-GeV in the PAMELA experiment. **JETP Lett.**, v. 96, p. 621–627, 2013.
- AGHANIM, N. et al. Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. **Astron. Astrophys.**, v. 641, p. A6, 2020.
- AHLUWALIA, D. V. The theory of local mass dimension one fermions of spin one half. **Adv. Appl. Clifford Algebras**, v. 27, n. 3, p. 2247–2285, 2017.
- AHLUWALIA, D. V.; GRUMILLER, D. Spin half fermions with mass dimension one: Theory, phenomenology, and dark matter. **JCAP**, v. 07, p. 012, 2005.
- AHLUWALIA, D. V.; LEE, C.-Y.; SCHRITT, D. Self-interacting Elko dark matter with an axis of locality. **Phys. Rev. D**, v. 83, p. 065017, 2011.

- AHNEN, M. et al. Limits to Dark Matter Annihilation Cross-Section from a Combined Analysis of MAGIC and Fermi-LAT Observations of Dwarf Satellite Galaxies. **JCAP**, v. 02, p. 039, 2016.
- 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.
- AKERIB, D. S. et al. Projected WIMP sensitivity of the LUX-ZEPLIN dark matter experiment. **Phys. Rev. D**, v. 101, n. 5, p. 052002, 2020.
- ALLOUL, A. et al. FeynRules 2.0 - A complete toolbox for tree-level phenomenology. **Comput. Phys. Commun.**, v. 185, p. 2250–2300, 2014.
- ALVES, A. et al. Searching for Elko dark matter spinors at the CERN LHC. **Int. J. Mod. Phys. A**, v. 30, n. 01, p. 1550006, 2015.
- ALVES, A.; DIAS, M.; CAMPOS, F. de. Perspectives for an Elko Phenomenology using Monojets at the 14 TeV LHC. **Int. J. Mod. Phys. D**, v. 23, n. 14, p. 1444005, 2014.
- ALVES, A. et al. Constraining Elko Dark Matter at the LHC with Monophoton Events. **EPL**, v. 121, n. 3, p. 31001, 2018.
- ALWALL, J. et al. The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations. **JHEP**, v. 07, p. 079, 2014.
- ALWALL, J. et al. MadGraph 5 : Going Beyond. **JHEP**, v. 06, p. 128, 2011.
- AMARAL, D. et al. Constraints on low-mass, relic dark matter candidates from a surface-operated SuperCDMS single-charge sensitive detector. **Phys. Rev. D**, v. 102, n. 9, p. 091101, 2020.
- AMBROGI, F. et al. MadDM v.3.0: a Comprehensive Tool for Dark Matter Studies. **Phys. Dark Univ.**, v. 24, p. 100249, 2019.
- AMOLE, C. et al. Picasso, coupp and pico-search for dark matter with bubble chambers. In: EDP SCIENCES. **EPJ Web of Conferences**. [S.l.], 2015. v. 95, p. 04020.
- AMOLE, C. et al. Dark Matter Search Results from the PICO-60 C₃F₈ Bubble Chamber. **Phys. Rev. Lett.**, v. 118, n. 25, p. 251301, 2017.
- APPELQUIST, T.; CARAZZONE, J. Infrared singularities and massive fields. **Phys. Rev. D**, American Physical Society, v. 11, p. 2856–2861, May 1975. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.11.2856>>.
- APRILE, E. et al. Dark Matter Search Results from a One Ton-Year Exposure of XENON1T. **Phys. Rev. Lett.**, v. 121, n. 11, p. 111302, 2018.
- AQUINO, P. de et al. ALOHA: Automatic Libraries Of Helicity Amplitudes for Feynman Diagram Computations. **Comput. Phys. Commun.**, v. 183, p. 2254–2263, 2012.
- ARCADI, G. et al. The waning of the wimp? a review of models, searches, and constraints. **Eur. Phys. J. C**, v. 78, n. 3, p. 203, 2018.
- ARGÜELLES, C. A. et al. Search for Dark Matter Annihilation to Neutrinos from the Sun. **PoS, ICRC2019**, p. 527, 2020.
- ATHRON, P. et al. GAMBIT: The Global and Modular Beyond-the-Standard-Model Inference Tool. **Eur. Phys. J. C**, v. 77, n. 11, p. 784, 2017. [Addendum: Eur.Phys.J.C 78, 98 (2018)].

- AUDREN, B. et al. Strongest model-independent bound on the lifetime of Dark Matter. **JCAP**, v. 12, p. 028, 2014.
- ÁVILA, I. M. et al. Phenomenology of scotogenic scalar dark matter. **Eur. Phys. J. C**, v. 80, n. 10, p. 908, 2020.
- BALDINI, A. M. et al. Search for the lepton flavour violating decay $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ with the full dataset of the MEG experiment. **Eur. Phys. J. C**, v. 76, n. 8, p. 434, 2016.
- BARLETTE, V. E.; LEITE, M. M.; ADHIKARI, S. K. Integral equations of scattering in one dimension. **American Journal of Physics**, American Association of Physics Teachers, v. 69, n. 9, p. 1010–1013, 2001.
- BAUER, M.; PLEHN, T. **Yet Another Introduction to Dark Matter: The Particle Physics Approach**. [S.l.]: Springer, 2019. v. 959. (Lecture Notes in Physics, v. 959).
- BEGEMAN, K. G.; BROEILS, A. H.; SANDERS, R. H. Extended rotation curves of spiral galaxies: Dark haloes and modified dynamics. **Mon. Not. Roy. Astron. Soc.**, v. 249, p. 523, 1991.
- BÉLANGER, G. et al. micrOMEGAs5.0 : Freeze-in. **Comput. Phys. Commun.**, v. 231, p. 173–186, 2018.
- BÉLANGER, G. et al. micrOMEGAs4.1: two dark matter candidates. **Comput. Phys. Commun.**, v. 192, p. 322–329, 2015.
- BELLEGARDT, U. et al. Search for the Decay $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$. **Nucl. Phys. B**, v. 299, p. 1–6, 1988.
- BELYAEV, A. et al. Anatomy of the inert two-higgs-doublet model in the light of the lhc and non-lhc dark matter searches. **Phys. Rev. D**, American Physical Society, v. 97, p. 035011, Feb 2018. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.97.035011>>.
- 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.
- BERTL, W. H. et al. A Search for muon to electron conversion in muonic gold. **Eur. Phys. J. C**, v. 47, p. 337–346, 2006.
- BERTONE, G.; HOOPER, D. History of dark matter. **Rev. Mod. Phys.**, v. 90, n. 4, p. 045002, 2018.
- BEURIA, J. et al. LHC Collider Phenomenology of Minimal Universal Extra Dimensions. **Comput. Phys. Commun.**, v. 226, p. 187–205, 2018.
- BILLARD, J.; STRIGARI, L.; FIGUEROA-FELICIANO, E. Implication of neutrino backgrounds on the reach of next generation dark matter direct detection experiments. **Phys. Rev. D**, v. 89, n. 2, p. 023524, 2014.
- BURKERT, A. The structure of dark matter halos in dwarf galaxies. **The Astrophysical Journal Letters**, IOP Publishing, v. 447, n. 1, p. L25, 1995.
- CHARLES, E. et al. Sensitivity Projections for Dark Matter Searches with the Fermi Large Area Telescope. **Phys. Rept.**, v. 636, p. 1–46, 2016.
- CHENG, H.-C.; MATCHEV, K. T.; SCHMALTZ, M. Radiative corrections to Kaluza-Klein masses. **Phys. Rev. D**, v. 66, p. 036005, 2002.
- CHOUDHURY, D.; GHOSH, K. Bounds on Universal Extra Dimension from LHC Run I and II data. **Phys. Lett. B**, v. 763, p. 155–160, 2016.

- CLOWE, D. et al. A direct empirical proof of the existence of dark matter. **Astrophys. J. Lett.**, v. 648, p. L109–L113, 2006.
- COHEN, A. G.; GLASHOW, S. L. Very special relativity. **Phys. Rev. Lett.**, v. 97, p. 021601, 2006.
- COOLEY, J. Overview of Non-Liquid Noble Direct Detection Dark Matter Experiments. **Phys. Dark Univ.**, v. 4, p. 92–97, 2014.
- CROON, D.; MCKEEN, D.; RAJ, N. Gravitational microlensing by dark matter in extended structures. **Phys. Rev. D**, v. 101, n. 8, p. 083013, 2020.
- 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.
- DATTA, A.; KONG, K.; MATCHEV, K. T. Minimal Universal Extra Dimensions in CalcHEP/CompHEP. **New J. Phys.**, v. 12, p. 075017, 2010.
- DEGRANDE, C. et al. UFO - The Universal FeynRules Output. **Comput. Phys. Commun.**, v. 183, p. 1201–1214, 2012.
- DERCKES, D. et al. CheckMATE 2: From the model to the limit. **Comput. Phys. Commun.**, v. 221, p. 383–418, 2017.
- DEUTSCHMANN, N.; FLACKE, T.; KIM, J. S. Current LHC Constraints on Minimal Universal Extra Dimensions. **Phys. Lett. B**, v. 771, p. 515–520, 2017.
- DIAS, M.; DUARTE, L.; CAMPOS, F. de. Revisiting the minimal universal extra dimensions with mass-dimension-five operators. **EPL (Europhysics Letters)**, IOP Publishing, v. 132, n. 6, p. 61001, dec 2020. Disponível em: <<https://doi.org/10.1209/0295-5075/132/61001>>.
- DICUS, D.; STANGE, A.; WILLENBROCK, S. Higgs decay to top quarks at hadron colliders. **Phys. Lett. B**, v. 333, p. 126–131, 1994.
- DINIZ, J. A. F.; HOLANDA, P. C. d. Anisotropias da radiação cósmica de fundo como um observável cosmológico. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, scielo, v. 36, p. 01 – 12, 12 2014. ISSN 1806-1117. Disponível em: <http://www.scielo.br/scielo.php?script=sci_arttext&pid=S1806-11172014000400013&nrm=iso>.
- DOETINCHEM, P. von et al. Status of cosmic-ray antideuteron searches. **PoS, ICRC2015**, p. 1218, 2016.
- DOMINGO, F. et al. Confronting the neutralino and chargino sector of the NMSSM with the multilepton searches at the LHC. **Phys. Rev. D**, v. 101, n. 7, p. 075010, 2020.
- DORO, M. et al. Dark Matter and Fundamental Physics with the Cherenkov Telescope Array. **Astropart. Phys.**, v. 43, p. 189–214, 2013.
- DUARTE, L.; DIAS, M.; CAMPOS, F. de. A tutorial approach on mass dimension one fermions phenomenological analysis. **The European Physical Journal Special Topics**, Springer, v. 229, n. 11, p. 2133–2146, 2020.
- DUARTE, L. et al. An alternative approach concerning elko spinors and the hidden unitarity. **Advances in Applied Clifford Algebras**, Springer, v. 29, n. 4, p. 1–14, 2019.
- DUARTE, L. C. Estudo de sinais de espinores de dimensão canônica de massa um em aceleradores. Universidade Estadual Paulista (UNESP), 2017.

- DUDA, G.; KEMPER, A.; GONDOLO, P. Model Independent Form Factors for Spin Independent Neutralino-Nucleon Scattering from Elastic Electron Scattering Data. **JCAP**, v. 04, p. 012, 2007.
- DÍAZ, M. A. et al. Heavy Higgs Boson Production at Colliders in the Singlet-Triplet Scotogenic Dark Matter Model. **JHEP**, v. 08, p. 017, 2017.
- EINASTO, J. On the construction of a composite model for the galaxy and on the determination of the system of galactic parameters. **Trudy Astrofizicheskogo Instituta Alma-Ata**, v. 5, p. 87–100, 1965.
- EINSTEIN, A. et al. On the electrodynamics of moving bodies. **Annalen der physik**, v. 17, n. 10, p. 891–921, 1905.
- FALKOWSKI, A. et al. Flavourful Z' portal for vector-like neutrino Dark Matter and $R_{K^{(*)}}$. **JHEP**, v. 08, p. 061, 2018.
- FELIZARDO, M. et al. The SIMPLE Phase II Dark Matter Search. **Phys. Rev. D**, v. 89, n. 7, p. 072013, 2014.
- GANGULY, N.; DATTA, A. Exploring non minimal Universal Extra Dimensional Model at the LHC. **JHEP**, v. 10, p. 072, 2018.
- GAVAZZI, R. et al. The Sloan Lens ACS Survey. 4. The mass density profile of early-type galaxies out to 100 effective radii. **Astrophys. J.**, v. 667, p. 176–190, 2007.
- GUNION, J. F.; VEGA, R.; WUDKA, J. Higgs triplets in the standard model. **Phys. Rev. D**, v. 42, p. 1673–1691, 1990.
- HEISIG, J. et al. Probing Higgs-portal dark matter with vector-boson fusion. **JHEP**, v. 03, p. 183, 2020.
- HIRSCH, M. et al. WIMP dark matter as radiative neutrino mass messenger. **JHEP**, v. 10, p. 149, 2013.
- HOREJSI, J. **Introduction to electroweak unification: Standard model from tree unitarity**. [S.l.]: World Scientific, 1994.
- KAPTEYN, J. First Attempt at a Theory of the Arrangement and Motion of the Sidereal System. **Astrophys. J.**, v. 55, p. 302–328, 1922.
- KELSO, C. et al. The impact of baryons on the direct detection of dark matter. **JCAP**, v. 08, p. 071, 2016.
- KING, S. F. Neutrino mass models. **Rept. Prog. Phys.**, v. 67, p. 107–158, 2004.
- KLUCK, H. et al. Latest results of CRESST-III's search for sub-GeV/ c^2 dark matter. **J. Phys. Conf. Ser.**, v. 1468, n. 1, p. 012038, 2020.
- KOOPMANS, L. V. E. The hubble constant from (class) gravitational lenses. **Publ. Astron. Soc. Austral.**, v. 18, p. 179, 2001.
- LEE, C.-Y. Elko in 1+1 dimensions. 11 2010.
- LEE, C.-Y. A lagrangian for mass dimension one fermionic dark matter. **Physics Letters B**, v. 760, p. 164 – 169, 2016. ISSN 0370-2693. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269316303240>>.

- LEE, C.-Y. Symmetries and unitary interactions of mass dimension one fermionic dark matter. **International Journal of Modern Physics A**, World Scientific, v. 31, n. 35, p. 1650187, 2016.
- LEE, S. K. Three paths to particle dark matter. 2012. Disponível em: <<https://resolver.caltech.edu/CaltechTHESIS:05152012-125430182>>.
- MA, E. Verifiable radiative seesaw mechanism of neutrino mass and dark matter. **Phys. Rev.**, D73, p. 077301, 2006.
- MAZZIOTTA, M. et al. Search for dark matter signatures in the cosmic-ray electron and positron spectrum measured by the Fermi Large Area Telescope. **PoS, ICRC2019**, p. 531, 2020.
- MERLE, A.; PLATSCHER, M. Parity Problem of the Scotogenic Neutrino Model. **Phys. Rev. D**, v. 92, n. 9, p. 095002, 2015.
- MERLE, A. et al. Consistency of WIMP Dark Matter as radiative neutrino mass messenger. **JHEP**, v. 07, p. 013, 2016.
- 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.
- NOVAES, S. F. Standard model: An introduction. **arXiv preprint hep-ph/0001283**, 2000.
- OORT, J. H. The force exerted by the stellar system in the direction perpendicular to the galactic plane and some related problems. **Bull. Astron. Inst. Netherlands**, v. 6, p. 249–287, 1932. Disponível em: <<https://cds.cern.ch/record/436532>>.
- PASSARINO, G.; VELTMAN, M. J. G. One Loop Corrections for $e^+ e^-$ Annihilation Into $\mu^+ \mu^-$ in the Weinberg Model. **Nucl. Phys. B**, v. 160, p. 151–207, 1979.
- PENROSE, R. A generalized inverse for matrices. **Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society**, Cambridge University Press, v. 51, n. 3, p. 406–413, 1955.
- PENZIAS, A. A.; WILSON, R. W. A Measurement of excess antenna temperature at 4080-Mc/s. **Astrophys. J.**, v. 142, p. 419–421, 1965.
- PEREIRA, S. H.; LIMA, R. C. Creation of mass dimension one fermionic particles in asymptotically expanding universe. **Int. J. Mod. Phys. D**, v. 26, n. 12, p. 1730028, 2017.
- PESKIN, M. **An introduction to quantum field theory**. [S.l.]: CRC press, 2018.
- PESKIN, M. E.; TAKEUCHI, T. Estimation of oblique electroweak corrections. **Phys. Rev. D**, American Physical Society, v. 46, p. 381–409, Jul 1992. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.46.381>>.
- PIERRE, M. **Dark Matter phenomenology : from simplified WIMP models to refined alternative solutions**. Tese (Doutorado) — Orsay, 2018.
- POINCARÉ, H.; ROYCE, J. The milky way and the theory of gases. Cambridge University Press, p. 523–534, 2014.
- POROD, W.; STAUB, F. SPheno 3.1: Extensions including flavour, CP-phases and models beyond the MSSM. **Comput. Phys. Commun.**, v. 183, p. 2458–2469, 2012.
- QUEIROZ, F. S. Dark Matter Overview: Collider, Direct and Indirect Detection Searches. ARISF, p. 427–436, 2016.

- READ, A. L. Presentation of search results: The CL(s) technique. **J. Phys. G**, v. 28, p. 2693–2704, 2002.
- RESTREPO, D.; RIVERA, A. Phenomenological consistency of the singlet-triplet scotogenic model. **JHEP**, v. 04, p. 134, 2020.
- ROCHA-MORAN, P.; VICENTE, A. Lepton Flavor Violation in the singlet-triplet scotogenic model. **JHEP**, v. 07, p. 078, 2016.
- ROGERIO, R. J. B. et al. Remarks on mass dimension one fermions: The underlying aspects, bilinear forms, Spinor Classification and RIM decomposition. 11 2019.
- ROMERI, V. D.; KELLY, K. J.; MACHADO, P. A. N. DUNE-PRISM Sensitivity to Light Dark Matter. **Phys. Rev. D**, v. 100, n. 9, p. 095010, 2019.
- ROSSI, L.; BRÜNING, O. Introduction to the HL-LHC Project. **Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.**, v. 24, p. 1–17, 2015.
- RUBAKOV, V. A. Cosmology and Dark Matter. In: **2019 European School of High-Energy Physics**. [S.l.: s.n.], 2019.
- RUBIN, V. C.; FORD W.KENT, J. Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions. **Astrophys. J.**, v. 159, p. 379–403, 1970.
- SALAS, P. F. de et al. Status of neutrino oscillations 2018: 3σ hint for normal mass ordering and improved CP sensitivity. **Phys. Lett. B**, v. 782, p. 633–640, 2018.
- SIGURDSON, K. et al. Dark-matter electric and magnetic dipole moments. **Phys. Rev. D**, v. 70, p. 083501, 2004. [Erratum: Phys.Rev.D 73, 089903 (2006)].
- SILVA, J. M. Hoff da et al. On the bilinear covariants associated to mass dimension one spinors. **Eur. Phys. J. C**, v. 76, n. 10, p. 563, 2016.
- SILVERWOOD, H. et al. A realistic assessment of the CTA sensitivity to dark matter annihilation. **JCAP**, v. 03, p. 055, 2015.
- SIQUEIRA, C. M. Matéria Escura no Modelo Padrão Supersimétrico Mínimo. Disponível em: <<https://repositorio.ufpb.br/jspui/handle/tede/9521>>.
- SIRUNYAN, A. M. et al. Search for new physics in the monophoton final state in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. **JHEP**, v. 10, p. 073, 2017.
- STAUB, F. Exploring new models in all detail with SARAH. **Adv. High Energy Phys.**, v. 2015, p. 840780, 2015.
- TANABASHI, M. et al. Review of particle physics: Particle data group. **Physical Review D**, v. 98, 08 2018.
- TAO, Y. et al. Dark Matter Directionality Detection performance of the Micromegas-based μ TPC-MIMAC detector. 3 2020.
- THORNE, K. S.; MISNER, C. W.; WHEELER, J. A. **Gravitation**. [S.l.]: Freeman, 2000.
- UNDAGOITIA, T. M.; RAUCH, L. Dark matter direct-detection experiments. **J. Phys. G**, v. 43, n. 1, p. 013001, 2016.
- VAMI, T. A. Searches for gluinos and squarks. **PoS**, LHCP2019, p. 168, 2019.

VICENTE, A. Computer tools in particle physics. **arXiv preprint arXiv:1507.06349**, 7 2015.

WEINBERG, S. Baryon and Lepton Nonconserving Processes. **Phys. Rev. Lett.**, v. 43, p. 1566–1570, 1979.

WEINBERG, S. **Cosmology**. [S.l.]: Oxford university press, 2008.

ZWICKY, F. On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae. **Astrophys. J.**, v. 86, p. 217–246, 1937.

APÊNDICE A – FERRAMENTAS COMPUTACIONAIS EM FENOMENOLOGIA DE PARTÍCULAS

Atualmente, o estudo fenomenológico de qualquer modelo teórico pode ser realizado graças ao desenvolvimento de inúmeras ferramentas computacionais colaborativas no contexto física de partículas. Portanto, esses códigos são de extrema importância quando o objetivo é estudar a teoria e seus limites experimentais e/ou teóricos. Apresentaremos nesta seção os principais pacotes computacionais que foram fundamentais para o desenvolvimento da tese. Por questão de simplicidade, não disponibilizaremos aqui todos os arquivos de entrada construídos para a análise de cada modelo. Falaremos de maneira geral como os algoritmos funcionam e como implementar e analisar um modelo genérico nesse cenário. Ressaltamos que a adaptação das ferramentas básicas para realizar análises fenomenológicas com os espinores Elko também foram objeto de estudo da tese, publicadas em (DUARTE; DIAS; CAMPOS, 2020).

A.1 FEYNRULES

A ferramenta `FeynRules` (ALLOUL et al., 2014) é um pacote do `Mathematica` que permite a implementação de modelos de física de partículas genéricos. Esse algoritmo computa as regras de Feynman da teoria e fornece uma saída em um formato apropriado que pode ser conectado a vários outros programas, como por exemplo o `CalcHep` (BELYAEV; CHRISTENSEN; PUKHOV, 2013) e o `MadGraph5` (ALWALL et al., 2011). Estes últimos, são geradores de eventos de Monte Carlo que permitem ao usuário simular processos que ocorrem em colisores de partículas, obtendo os respectivos valores das seções de choque. A partir das informações teóricas de um novo modelo, podemos implementá-lo no `FeynRules` construindo um arquivo com as seguintes informações:

- Uma lista definida em `M$GaugeGroups` que deve especificar todos os grupos de *gauge* do modelo;
- Uma lista chamada `M$Parameters` para definir os novos parâmetros do modelo como os acoplamentos e as massas;
- Uma lista denominada `M$ClassesDeclarations` que contém as informações a respeito dos novos campos, que são definidos pelo `FeynRules` de acordo com os seus números quânticos. A Tab. 10 contém a nomenclatura utilizada para implementar férmions, bósons escalares e vetoriais, *ghosts* e campos tensoriais.

<i>Spin</i>	0	1/2	1	2	<i>Ghost</i>
Símbolo	S	F	V	T	U

Tabela 10 – Classes de partículas definidas no `FeynRules`.

- A lagrangiana do modelo, escrita de acordo com as definições do `Mathematica`. Alguns operadores e símbolos especiais comumente encontrados em lagrangianas, podem ser implementados de acordo com a definição da Tab. 11.

$\partial[\varphi, \mu]$	Derivada parcial de φ em relação a coordenada de espaço-tempo x^μ .
<code>ME</code> [μ, ν]	Métrica de Minkowski $\eta_{\mu\nu}$.
<code>Ga</code> [μ], <code>Ga</code> [μ, i, j]	Matrizes de Dirac, $\gamma^\mu, \gamma_{ij}^\mu$.
<code>IndexDelta</code> [i, j]	Delta de Kronecker δ_{ij} .
<code>Eps</code> [a, \dots, b]	Tensor de levi-civita com respeito aos índices a, \dots, b .
<code>FS</code> [A, μ, ν]	Tensor de campo eletromagnético. O índice A relaciona-se ao bóson de <i>gauge</i> e μ, ν são os índices de Lorentz carregado pelo tensor.
<code>ProjP</code> , <code>ProjP</code> [i, j]	Operador de projeção $\frac{1+\gamma^5}{2}, (\frac{1+\gamma^5}{2})_{ij}$.

Tabela 11 – Alguns símbolos/operadores definidos no `FeynRules`.

Todas essas características do novo modelo são implementadas em um arquivo com extensão `.fr` executado pelo `Mathematica`. Uma vez executado, o `FeyRules` fornece os vértices de interação e uma saída com formato *Universal FeynRules Output* (UFO) (DEGRANDE et al., 2012), a qual "traduz" todas as informações sobre o modelo da física de partículas em um módulo Python que pode ser facilmente vinculado a geradores de elementos de matriz existentes, como o `Madgraph5`. Dessa maneira, a saída UFO contém todas as informações sobre o modelo: partículas, interações, propagadores, parâmetros e estrutura dos vértices.

A.2 MADGRAPH5

`Madgraph5` (ALWALL et al., 2011) é um código público escrito na linguagem Python que calcula através do método Monte Carlo, amplitudes de helicidade para processos da física de altas energias, como decaimentos e espalhamentos $2 \rightarrow n$. Novos modelos para serem implementados e analisados nesse algoritmo devem possuir a interface UFO descrita anteriormente. Dessa maneira, o `Madgraph5` constrói o código específico do processo a partir de duas etapas diferentes: determinando os elementos matriciais através do cálculo dos diagramas de Feynman, a fim de definir as respectivas amplitudes de helicidade, utilizando as regras de Feynman especificadas pelo modelo. Nesse caso, as subrotinas para o cálculo das amplitudes de helicidade são obtidas através do pacote *Automatic Libraries Of Helicity Amplitudes* (ALPHA) (AQUINO et al., 2012) que compõe o `Madgraph5`; editando minimamente os blocos de construção do modelo que são independentes do processo, ou seja, atribuindo os valores definidos para as massas e acoplamentos das partículas. Esses blocos modificados chamarão as funções de amplitudes de helicidade para que o cálculo possa ser realizado. Obviamente, essas operações são realizadas automaticamente e o usuário não desempenha nenhuma função nelas.

Para começar a gerar os eventos, o modelo correspondente (chamado aqui `ModeloX`) pode ser importado como: `MG5_aMC> import model ModeloX`. Por exemplo, se o interesse é gerar um par de léptons do MP em associação com ME (denotada por χ) em *Leading Order*¹ (LO) executamos o seguinte comando:

¹ O termo em *Leading order* representa a contribuição dominante no cálculo de uma seção de choque. Portanto, os termos *next-to-leading order* são as contribuições suprimidas de acordo com a potência da constante de acoplamento.

```
MG5_aMC> generate p p > l+ l- chi
```

Quando a geração do processo é concluída, as informações relevantes que estão na memória do computador, precisam ser gravadas no disco. Isso é feito através da sintaxe:

```
MG5_aMC> output Resultado1
```

Em que `Resultado1` é o nome do diretório escolhido pelo usuário, onde todas as operações subsequentes serão realizadas. O estágio de execução (computação da seção de choque) permite realizar uma variedade de tarefas, as mais importantes das quais são a produção dos *unweighted events*² e a plotagem de observáveis físicos definidos pelo usuário. Independentemente do produto final da execução, o Madgraph5 começará integrando a seção de choque gerada e escrita nos comandos anteriores. Nesse caso utilizamos:

```
MG5_aMC> launch
```

Em seguida o usuário pode escolher utilizar uma série de ferramentas, como hadronizar os eventos com o PYTHIA, simular o detector com o DELPHES, entre outros. Após essas etapas, o Madgraph5 computa a seção de choque o que pode demorar alguns minutos, dependendo do processo e do número de eventos solicitados. Para gerar processos em *next-to-leading-order* o procedimento é análogo. A Figura 39 mostra os resultados para a seção de choque de produção de bósons mais jatos obtidos com o Madgraph5.

Process	Syntax	Cross section (pb)						
		LO 13 TeV			NLO 13 TeV			
a.1	$pp \rightarrow W^\pm$	p p > wpm	$1.375 \pm 0.002 \cdot 10^5$	+15.4%	+2.0%	$1.773 \pm 0.007 \cdot 10^5$	+5.2%	+1.9%
a.2	$pp \rightarrow W^\pm j$	p p > wpm j	$2.045 \pm 0.001 \cdot 10^4$	-16.6%	-1.6%	$2.843 \pm 0.010 \cdot 10^4$	-9.4%	-1.6%
a.3	$pp \rightarrow W^\pm jj$	p p > wpm j j	$6.805 \pm 0.015 \cdot 10^3$	+19.7%	+1.4%	$7.786 \pm 0.030 \cdot 10^3$	+5.9%	+1.3%
a.4	$pp \rightarrow W^\pm jjj$	p p > wpm j j j	$1.821 \pm 0.002 \cdot 10^3$	-17.2%	-1.1%	$2.005 \pm 0.008 \cdot 10^3$	-8.0%	-1.1%
a.5	$pp \rightarrow Z$	p p > z	$4.248 \pm 0.005 \cdot 10^4$	+24.5%	+0.8%	$5.410 \pm 0.022 \cdot 10^4$	+2.4%	+0.9%
a.6	$pp \rightarrow Zj$	p p > z j	$7.209 \pm 0.005 \cdot 10^3$	-18.6%	-0.7%	$9.742 \pm 0.035 \cdot 10^3$	-6.0%	-0.8%
a.7	$pp \rightarrow Zjj$	p p > z j j	$2.348 \pm 0.006 \cdot 10^3$	+41.0%	+0.5%	$2.665 \pm 0.010 \cdot 10^3$	+0.9%	+0.6%
a.8	$pp \rightarrow Zjjj$	p p > z j j j	$6.314 \pm 0.008 \cdot 10^2$	-27.1%	-0.5%	$6.996 \pm 0.028 \cdot 10^2$	-6.7%	-0.5%
a.9	$pp \rightarrow \gamma j$	p p > a j	$1.964 \pm 0.001 \cdot 10^4$	+14.6%	+2.0%	$5.218 \pm 0.025 \cdot 10^4$	+4.6%	+1.9%
a.10	$pp \rightarrow \gamma jj$	p p > a j j	$7.815 \pm 0.008 \cdot 10^3$	-15.8%	-1.6%	$1.004 \pm 0.004 \cdot 10^4$	-8.6%	-1.5%

Figura 39 – Exemplos de processos que podem ser gerados no Madgraph5. Mostramos a sintaxe e os respectivos valores de seção de choque a LO e NLO.

Outros comandos básicos para conhecer as partículas do modelo e visualizar os diagramas de Feynman são, respectivamente,

- `display particles`
- `display diagrams`.

O tutorial do Madgraph5 pode ser acessado via comando `MG5_aMC> tutorial`. Desde sua proposta várias versões desse algoritmo já foram disponibilizadas, a mais recente é a `MG5_aMC_v3.3.1`.

² Os eventos são chamados de *unweighted* quando em uma dada amostra, possuem a mesma probabilidade de ocorrência.

A.3 CHECKMATE

Para comparar um novo modelo com os dados mais recentes de teorias testadas no LHC, podemos utilizar o pacote *Check Models At Terascale Energies* CheckMATE (DERCKS et al., 2017). Este código permite determinar se uma dada configuração de parâmetros em um modelo está excluída ou não com um nível de confiança de 95%. Nesse caso, o CheckMATE usa análises experimentais recentes para os mesmos estados finais do modelo testado. Assim, ele mapeia os resultados dos vários sinais estudados no ATLAS e no CMS a $\sqrt{s} = 13(14)$ TeV e impõe limites na nova teoria. Nesse caso, o usuário só precisa fornecer o arquivo do evento (em formato `.hepmc`, `.lhe` ou `.slha`), que pode ser obtido com o Madgraph5, e a seção de choque correspondente, selecionando a análise em relação à qual os arquivos do sinal devem ser testados. A lista com todas as análises implementadas no CheckMATE2 pode ser encontrada na Ref. (DERCKS et al., 2017).

O programa determina quantos eventos no total satisfazem os critérios na região do sinal e armazena essas informações em uma saída legível para cada arquivo de entrada separado. Assim, para cada região do sinal individual das análises escolhidas (que pode ser uma, ou várias), o número total de eventos do sinal, S , é determinado somando os resultados de cada arquivo de entrada. A incerteza ΔS é determinada tanto pela incerteza estatística, dada pelo número de eventos de Monte Carlo, quanto pela incerteza sistemática, que é estimada a partir da incerteza total na seção choque do sinal fornecida pelo usuário. Esses números são então comparados com os resultados da respectiva busca experimental, listadas em (DERCKS et al., 2017). Existem duas maneiras de comparação:

1. Computando a métrica estatística r

$$r \equiv \frac{S - 1.96\Delta S}{S_{\text{Exp}}^{95}}. \quad (1)$$

Nesse caso, S_{Exp}^{95} é o limite de confiança de 95% determinado experimentalmente no sinal. Em geral, o modelo pode ser considerado excluído quando $r \geq 1$ (READ, 2002).

2. O usuário pode solicitar ao código o intervalo de confiança explícito para o sinal fornecido. Tanto a incerteza no sinal quanto no *background* são levadas em consideração como funções de distribuição de probabilidade gaussiana em torno dos valores nominais.

Para iniciar uma análise de exclusão com o CheckMATE, podemos criar um arquivo de dados como mostrado a seguir:

```
## General Options
[Mandatory Parameters]
Name:   Scoto_monojet
Analyses:  atlas_conf_2017_060
[Optional Parameters]
OutputDirectory=/home/laura/CheckMATE/results
OutputExists=add
XSect:   0.04431e+00*PB
```

```
XSectErr: 8.8e-05*PB
Events: MynewScoto55.lhe
```

A opção `Analyses:atlas_conf_2017_060` está relacionada à análise $j + \cancel{E}_T$ a $\sqrt{s} = 13$ TeV. Note que também é necessário fornecer os respectivos valores da seção de choque com o erro associado. Atualmente existem duas versões para o CheckMATE, trabalhamos com sua última versão, a qual conta com os resultados publicados das análises a 13 TeV e alguns resultados para estados finais a $\sqrt{s} = 14$ TeV. Essa versão contém ambos Pythia e Madgraph5 integrados em suas rotinas.

A.4 SARAH

SARAH (STAUB, 2015) é um pacote do Mathematica para construir e analisar modelos de física de partículas. Esse algoritmo calcula todos os vértices, matrizes de massa, equações de *tadpole*, correções de *1-loop*, autoenergias e equações de renormalização do grupo para um determinado modelo. Além disso, ele gera saídas (arquivos modelos) que podem ser conectados aos algoritmos utilizados em fenomenologia de partículas como o CalcHep, MicrOmegas, MadGraph5, entre outros.

Já existem inúmeros modelos implementados no SARAH (VICENTE, 2015). No entanto, para implementar um novo modelo nessa ferramenta precisamos definir três arquivos principais, a saber:

- `model.m`, contém as definições básicas do novo modelo, como lagrangianas, grupos de *gauge*, simetrias globais e VeV's;
- `particles.m`, contém definição das partículas com as respectivas massas e PDG's;
- `parameters.m`, contém informações sobre os parâmetros do modelo, como por exemplo, os acoplamentos.

Após criar todos esses arquivos, o programa pode ser executado pelo Mathematica através da sintaxe:

```
<<$PATH/SARAH-X.Y.Z/SARAH.m;
Start["model"];
```

Uma vez inicializado o SARAH, alguns comandos básicos são `MassMatrix[state]` (calcula a matriz de massa para o autoestado de massa denominado `state`), `TadpoleEquations[EWSB]` (obtem todas as equações de *tadpole* para o modelo), `Vertex[{P1, P2, A1}]` (obtem o vértice de interação entre o conjunto de partículas `P1, P2, A1`). Para obter o modelo UFO utilizado pelo Madgraph executamos o comando `MakeUFO[]`. Enfatizamos que a ferramenta SARAH é altamente eficaz em física de partículas e apresenta várias outras funcionalidades. Indicamos a Ref. (STAUB, 2015) ao leitor interessado.

APÊNDICE B – DIAGRAMAS DE FEYNMAN PARA A ABUNDÂNCIA DE RELÍQUIA E DETECÇÃO DIRETA NO MODELO ESCOTOGÊNICO SINGLETO+TRIPLETO

Apresentamos os diagramas de Feynman que contribuem para a densidade de relíquia cosmológica da ME escalar η_R . A Figura 40 mostra os principais canais de aniquilação e coaniquilação. Existem aniquilações em quarks, léptons e bósons de *gauge* mediadas pelo Higgs, e coaniquilações em bósons W e η^\pm que podem ser mediadas por Z^0 , ou pelos novos férmions χ_σ . Esses canais podem levar a léptons carregados ou neutros no estado final e envolvem a contribuição dos novos Yukawas. Isso é interessante porque esses processos não estão presentes na prescrição simples do Escotogênico, o que nos fornece novas contribuições no cálculo da relíquia.

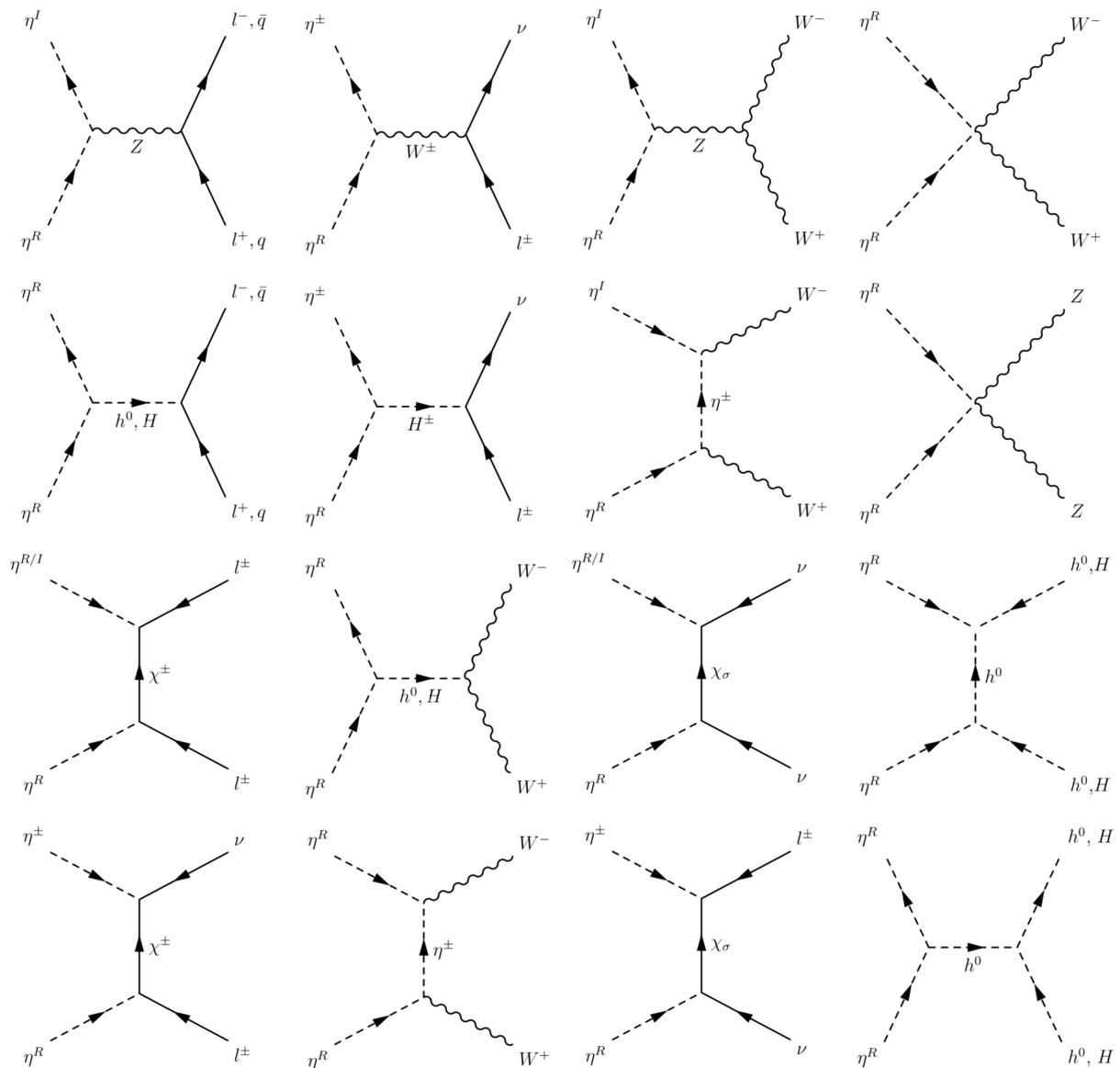


Figura 40 – Aniquilações e coaniquilações relevantes para a abundância de relíquia de η_R .

Os diagramas na Figura 41 contribuem para a seção de choque SI entre ME e nucleon a "nível de árvore". A contribuição do diagrama à direita, mediado pelo bóson Z , é importante apenas quando a

diferença entre as massas dos escalares η_R e η_I é pequena, ou seja, quando λ_5 possui pequenos valores.

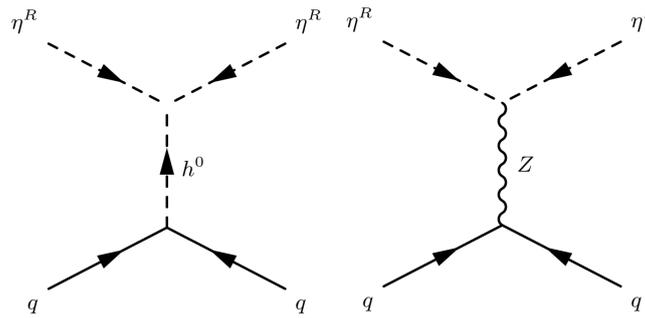


Figura 41 – Diagramas a "nível de árvore" que contribuem para o espalhamento elástico entre η_R e nucleon via Higgs(esquerda) e via Z^0 (direita).

APÊNDICE C – REGRAS DE FEYNMAN RELEVANTES PARA O ESTUDO DA MATÉRIA ESCURA ESCALAR DO MODELO ESCOTOGÊNICO SINGLET+TRIPLETO

A Figura 42 mostra as regras de Feynman mais importantes para as interações da ME escalar no MEST. Todas as assinaturas estudadas na tese, como o espalhamento elástico independente do *spin* entre η_R -nucleon e as buscas no canal $\cancel{E}_T + j$ no LHC, dependem desses acoplamentos.

$$\begin{aligned}
 & \text{Diagram 1: } h_k \text{ (dashed) } \rightarrow \eta_R \text{ (dashed)} + \eta_R \text{ (dashed)} \\
 & \qquad \qquad \qquad = i \left(\frac{1}{2} (-2\lambda_\eta^\Omega v_\Omega + 2\sqrt{2}\mu_2) Z_{k2}^H - (\lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5) v_\phi Z_{k1}^H \right) \\
 & \text{Diagram 2: } Z \text{ (wavy)} \rightarrow \eta_I \text{ (dashed)} + \eta_R \text{ (dashed)} \\
 & \qquad \qquad \qquad = \frac{1}{2} (-g_1 \sin \Theta_W - g_2 \cos \Theta_W) (-p_\mu^{\eta_R} + p_\mu^{\eta_I})
 \end{aligned}$$

Figura 42 – Interações relevantes de η_R . Todos os momentos estão entrando no vértice. Na interação entre os três escalares neutros, Z_{k1}^H e Z_{k2}^H são entradas da matriz que diagonaliza a matriz de massa na Eq. (12) ($k = 1$ refere-se ao Higgs do MP, h^0 , e $k = 2$ ao escalar pesado H). Na interação com o bóson Z , g_1 e g_2 são as constantes de acoplamento eletrofracas associadas aos grupos do MP $U(1)_Y$ e $SU(2)_L$, respectivamente.

Em contraste com o modelo Escotogênico simples, o vértice de interação com o Higgs não é totalmente determinado por λ_{345} , pois contém uma contribuição extra dependente de λ_η^Ω e μ_2 . Já o vértice de interação com o bóson Z depende dos quadrimomentos $p_\mu^{\eta_R}$, $p_\mu^{\eta_I}$ e dos acoplamentos eletrofracos g_1 e g_2 .