



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

Antonio Carlos Oliveira Santos

**Busca por Matéria Escura: Uma análise
fenomenológica, do Planck ao *LHC***

João Pessoa

2019

Antonio Carlos Oliveira Santos

**Busca por Matéria Escura: Uma análise fenomenológica,
do Planck ao *LHC***

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

Universidade Federal da Paraíba

Departamento de Física - Centro de Ciências Exatas e da Natureza

Programa de Pós-Graduação Stricto Sensu em Física

Grupo de Física e Cosmologia das Partículas Elementares

Orientador: Alexandre Alves

João Pessoa

2019

Catálogo na publicação
Seção de Catalogação e Classificação

S237b Santos, Antonio Carlos Oliveira.

Busca por Matéria Escura: Uma análise fenomenológica,
do Planck ao LHC / Antonio Carlos Oliveira Santos. -
João Pessoa, 2019.

160 f. : il.

Orientação: Alexandre Alves.

Tese (Doutorado) - UFPB/CCEN.

1. Matéria Escura. 2. Física de Acelerador. 3.
Classificação de Eventos. 4. Aprendizado de Máquina. 5.
Inteligência Artificial. 6. Violação de Sabor no Setor
Leptônico. I. Alves, Alexandre. II. Título.

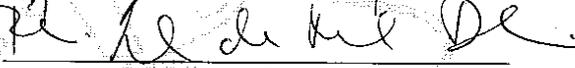
UFPB/BC

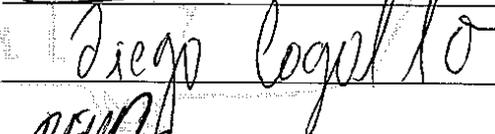
Ata da Sessão Pública da Defesa de Tese de
Doutorado do aluno **Antônio Carlos Oliveira Santos**, candidato ao Título de Doutor em Física na Área de Concentração Física das Partículas Elementares e Campos.

1 Aos vinte e nove dias do mês de agosto do ano de dois mil e dezenove, às 14:00, no
2 Auditório da Pós-Graduação em Física do Centro de Ciências Exatas e da Natureza da
3 Universidade Federal da Paraíba, reuniram-se os membros da Banca Examinadora
4 constituída para examinar o candidato ao grau de Doutor em Física na área de Física das
5 Partículas Elementares e Campos, **Antônio Carlos Oliveira Santos**. A comissão
6 examinadora foi composta pelos professores doutores: *Alexandre Alves* (UFPB),
7 orientador e presidente da banca examinadora, *Fábio Leal de Melo Dahia* (UFPB), *Albert*
8 *Petrov* (UFPB), *Diego Alejandro Cogollo Aponte* (UFCG) e *Rodrigo Holanda* (UFRN).
9 Dando início aos trabalhos, o Prof. Alexandre Alves comunicou aos presentes a finalidade
10 da reunião. A seguir, passou a palavra para que o candidato fizesse, oralmente, a
11 exposição do trabalho de tese intitulado “*Busca por matéria escura: uma análise*
12 *fenomenológica, do Planck ao LHC*”. Concluída a exposição, o candidato foi arguido pela
13 Banca Examinadora, que emitiu o seguinte parecer: “**aprovado**”. Assim sendo, deve a
14 Universidade Federal da Paraíba expedir o respectivo diploma de Doutor em Física na
15 forma da lei. E para constar, eu, Danilo Wilson Lemos Menezes, redigi esta ata que vai
16 assinada por mim e pelos membros da Banca Examinadora. João Pessoa, Paraíba, **29 de**
17 **agosto de 2019.**

18

Prof. Dr. Alexandre Alves
Orientador – PPGF/UFPB
Prof. Dr. Fábio Leal de Melo Dahia
PPGF/UFPB
Prof. Dr. Albert Petrov
PPGF/UFPB
Prof. Dr. Diego Alejandro Cogollo Aponte
UFCG
Prof. Dr. Rodrigo Holanda
UFRN




19

Dedico esta tese à todos que contribuíram, de alguma forma, para meu desenvolvimento.

Agradecimentos

Primeiramente gostaria de agradecer ao meu orientador Prof. Alexandre Alves pela dedicação, incentivo, considerações, instrução e paciência que muito somaram para o desenvolvimento deste trabalho. Faz-se necessário também reconhecer as valiosas contribuições do Prof. Paulo Sérgio, principalmente por seu preciosismo nas disciplinas, e ao Prof. Carlos Pires por sua rica e dinâmica elaboração de ideias e trabalhos (principalmente em suas analogias). Igualmente preciso reconhecer as grandes e generosas instruções do atualmente Prof. Farinaldo Queiroz. Agradeço a CAPES, pelo suporte financeiro.

Também sou grato ao meu orientador de iniciação científica Ailton Fernandes de Macedo Junior e vários professores que participaram de meu desenvolvimento, dentre eles Pedro Hugo, João Antônio Plascak, Maria Luiza Cescato. Igualmente ao Prof. Fabio Maltoni, juntamente com a UCL, *Universite Catholique de Louvain*, por me receber durante o período de doutorado sanduíche.

Agradeço aos meu pais, Antônio Santos e Maggy Paiva, minhas irmãs e avó (Maria de Jesus).

Agradeço incondicionalmente à minha esposa, agradeço também a minha estimada sogrinha (amo de coração).

Reconheço meus amigos de graduação Itallo, Ednardo Ivison, João (“bosquinho”), Tiagos (“boca” e “padre”), Renata (“vida boa”).

Agradeço aos meus amigos de pós-graduação Geilson, Jamerson, Têssio (tession), Pablo e aos demais colegas/amigos da UFPB.

Todos os funcionários da UFPB e UFRN.

Agradeço a Deus.

Ao arxiv, desenvolvedores `python` e ao `abnTEX2` ([ARAUJO, 2015a](#); [ARAUJO, 2015b](#); [ARAUJO, 2015c](#)).

By far the best evidence for dark matter comes from the cosmic microwave background, not from galaxies. It's basically impossible to fit the CMB with just modified gravity; don't get too excited about any particular model until it fits the CMB. (Sean Carroll)

Resumo

Nesta tese analisaremos o problema da Matéria Escura (ME) sob o ponto de vista da Física de Partículas, propondo e investigando modelos de interação para uma nova partícula massiva fracamente interagente (do inglês *WIMP*) que, em princípio, componha todo o conteúdo escuro de matéria do Universo. Analisaremos duas possibilidades. Em uma primeira contribuição, discutiremos a fenomenologia de um férmion de Majorana interagindo unicamente via momento anapolar, ou seja, o mediador entre a ME e as partículas do modelo padrão da física de partículas (MP) é feita através do fóton, partindo de uma Lagrangiana efetiva, mas também estudando este efeito por intermédio de um modelo simplificado, onde o momento anapolar é gerado, em correções radiativas, por escalares carregados eletricamente. Como nossa principal contribuição, verificamos a possibilidade da matéria escura ser produzida e detectada no *LHC* utilizando uma nova abordagem usando algoritmos de Inteligência Artificial. Nossos resultados foram comparados a um futuro experimento de detecção direta (um dos mais restritivos), mostrando o espaço de parâmetros mais efetivo para uma possível descoberta no *LHC*. Em um segundo momento, estudamos a geração do efeito de violação de sabor no setor leptônico (LFV) formado pela ME. Focamos nossa pesquisa na extensão de gauge do modelo padrão $SU(3)_c \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_N$, chamada 3-3-1 com neutrinos de mão direita. Veremos que o novo bóson vetorial neutro (Z') fornece a maior contribuição tanto para a abundância da relíquia, sua produção no Universo primordial, quanto à detecção de forma direta da matéria escura do modelo. Além disto, será mostrado que os futuros experimentos que buscam por LFV (VOENA, 2017; RENGA, 2018), no processo de decaimento $\mu \rightarrow e\gamma$, irão prover vínculos complementares extremamente relevantes para a ME, sendo capazes de sondar grande parte do espaço de parâmetros do modelo (relevante para a física da ME).

Palavras-chave: Matéria Escura. Física de Acelerador. Classificação de Eventos. Aprendizado de Máquina. Inteligência artificial. Violação de Sabor no Setor Leptônico.

Abstract

In this thesis we will analyze the problem of Dark Matter (DM) from the Particle Physics point of view proposing and scrutinizing interaction models for a new weakly interacting massive particle (*WIMP*) considering it as the hole matter content of the dark sector of the Universe. We analyze two possibilities, in a first contribution, we discuss the phenomenology of a Majorana fermion as a dark matter candidate interacting only through the anapole moment, in other words, the mediator is the photon considering an effective Lagrangian, add that we apply a simplified models as well where the anapole moment is generated by loop level due to electric charged scalar. As our main contribution, we examine the possibility of the dark matter be produced and detected in the *LHC* using artificial intelligence algorithms.

We perform a comparison between our results and the prospects of one of the most powerful next-generation experiment which considers the direct detection approaches showing the most effective values for the parameter space that favors collider detection. In a second moment, we studied the lepton flavor violation induced by dark matter. We focus our analysis considering the gauge extension of the standard model $SU(3)_c \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_N$ so-called 3-3-1 with right-handed neutrinos. We will show that the new neutral vector gauge boson (namely Z') gives the major contribution to both the relic abundance, its production in the early Universe, and a possible direct detection interaction for the dark matter in this model. In addition, we will shown that future experiments looking for LFV ([VOENA, 2017](#); [RENGA, 2018](#)), in the decay process $\mu \rightarrow e\gamma$, will provide extremely relevant complementary links to DM, being able to probe much of the model's parameter space (for the DM physics).

Keywords: Dark Matter. Collider Physics. Event Classification. Machine Learning. Artificial Intelligence. Lepton Flavor Violation.

Lista de Publicações

1. Rodrigues, J. G. and **Santos, A. C. O.** and Ferreira, J. G. and de S. Pires, C. A.. *Higgs mass and right-handed sneutrino WIMP in a supersymmetric 3-3-1 model*. Publicado em *Phys. Rev. D* ([PIRES et al., 2016](#)). arXiv:1606.01853;
2. **Santos, A. C. O.** and Vasconcelos, P.. *Lower Mass Bound on the W' mass via Neutrinoless Double Beta Decay in a 3-3-1 Model*. Publicado em *Adv. High Energy Phys.* ([SANTOS; VASCONCELOS, 2018](#)). arXiv:1708.03955;
3. Alves, Alexandre and **Santos, A. C. O.** and Sinha, Kuver. *Collider Detection of Dark Matter Electromagnetic Anapole Moments*. Publicado em *Phys. Rev. D* ([ALVES; SANTOS; SINHA, 2018](#)). arXiv:1710.11290;
4. Arcadi, Giorgio and Ferreira, C. P. and Goertz, Florian and Guzzo, M. M. and Queiroz, Farinaldo S. and **Santos, A. C. O.**. *Lepton Flavor Violation Induced by Dark Matter*. Publicado em *Phys. Rev. D* ([ARCADI et al., 2018b](#)). arXiv:1712.02373;
5. Rodrigues, J. G. and **Santos, A. C. O.** and Ferreira, J. G. and de S. Pires, C. A.. *Neutrino masses, cosmological inflation and dark matter in a $U(1)_{B-L}$ model with type II seesaw mechanism* ([RODRIGUES et al., 2018](#)). Submetido na revista *Physics Letters B*. arXiv:1807.02204.

Lista de ilustrações

- Figura 1 – Gráfico da velocidade de rotação da galáxia de Andrômeda (M31) em função da distância com relação ao seu centro, medidos por Rubin e Ford (Rubin; Ford JR., 1970). O comportamento aproximadamente constante das velocidades medidas, para grandes distâncias, apontou para a existência de um conteúdo não visível de matéria, uma vez que, dada apenas a matéria luminosa, esperava-se uma diminuição da velocidade proporcional ao inverso do quadrado da distância. 29
- Figura 2 – Figura à esquerda: resultado das componentes de matéria necessárias para o correto ajuste da curva das velocidades de rotação de galáxias. Os pontos pretos representam aos dados experimentais da galáxia espiral *NGC 6503*, (FREESE, 2009). A linha pontilhada contínua inferior corresponde ao conteúdo gasoso, já a linha tracejada retrata a quantidade de matéria luminosa contida no disco galáctico (gás mais disco são responsáveis pelo conteúdo total de matéria formada por bárions do sistema). O halo de ME está descrito pela linha tracejada pontilhada. À direita: temos a representação do halo de ME que envolve a galáxia. Figura adaptada de (STRASSLER, 2012). 29
- Figura 3 – Diagrama esquemático das interações dos fótons espalhando elétrons escapando do potencial gravitacional gerado pelas perturbações da densidade de matéria. Na figura da esquerda temos esferas amarelas que representam os elétrons ao serem atraídos pelo poço de potencial gravitacional, fótons os espalham tornando-os livres. Tal efeito resulta em uma oscilação, também chamada de oscilações acústicas (PAN et al., 2016), regiões mais densas ou rarefeitas, também interpretada na figura pelas molas, o que reflete diretamente nos picos mostrados na Fig. 4, sobre o CMB (HU, 2000). Os picos ímpares correspondem à máxima compressão do plasma (com maior amplitude), figura central; enquanto que a máxima rarefação está associada aos picos pares (menores) mostrada na figura à direita. 33

Figura 4	– No topo, gráfico das flutuações na temperatura do Universo medidas do CMB (COLLABORATION, 2013) em função do momento multipolar, Eq.(1.1) e escala angular ($\theta \simeq 180^\circ/\ell$). Na figura inferior, temos um diagrama esquemático do processo de oscilação entre compressão e rarefacção do fluido (matéria+fótons) que gera as flutuações no espectro da temperatura. Compressões levam aos maiores picos (ímpares), regiões de transição levam aos mínimos (vales) e regiões rarefeitas levam aos menores picos (pares, para detalhes ver texto).	35
Figura 5	– Efeito da variação de alguns parâmetros cosmológicos sobre as anisotropias da CMB (HU; DODELSON, 2002). Isso nos mostra o quanto a contribuição de cada componente interfere no ajuste entre a teoria e os dados do CMB, se comparada a Fig. 4.	36
Figura 6	– Ilustração do efeito gravitacional sobre a luz denominado lente gravitacional (TELESCOPE, 2013). Supondo uma fonte luminosa conhecida, quando um objeto massivo passa entre os raios luminosos da fonte os efeitos do potencial gravitacional curvam o espaço (e o tempo) de forma que a luz, que fora do potencial se propaga em linha reta, agora descreve uma curva seguindo a deformação do espaço. À esquerda, temos um diagrama esquemático deste efeito nas grandes escalas e, à direita, o efeito visual característico das lentes gravitacionais que se trata das múltiplas imagens da mesma fonte (tal resultado já é bem conhecido pelos cientistas da área, bem como outros efeitos, para detalhes (Rahvar, 2015)).	37
Figura 7	– Aglomerado da Bala (CLOWE et al., 2006). Na figura da esquerda, temos a foto dos aglomerados, sendo que em verde temos as curvas de nível que convergem para as regiões de maior densidade de massa. À direita, temos uma gravura semelhante a da esquerda, porém incluindo a matéria visível, em vermelho e amarelo, correspondendo ao espectro de emissão de raios-x, e em azul a componente de ME, obtida por meio de simulações, complementando a quantidade de massa necessária para reobter a distribuição da densidade de matéria obtida pela técnica de lentes gravitacionais.	38
Figura 8	– Estruturas do nosso Universo observadas pela colaboração <i>The 2dF Galaxy Redshift Survey</i> ao longo de bilhões de anos luz de distância (SURVEY, 2011).	38
Figura 9	– Tabela elementar do modelo padrão da física de partículas (TANTAU, 2013) (exceto, atualmente pela ME, que ainda não foi categoricamente descoberta).	39

Figura 10 – Gráfico ilustrativo da ordem de interação pela massa dos principais candidatos à ME de diferentes teorias (GARDNER; FULLER, 2013).	40
Figura 11 – Gráfico da taxa de aniquilação da ME, Eq.(1.16), comparada à de expansão do Universo $H(x)$. Quando $\Gamma(x) \lesssim H(x)$ ocorre o <i>freeze-out</i> , neste caso trata-se do valor discriminado na figura acompanhado do ponto em vermelho ($x_f \approx 30$).	44
Figura 12 – Gráfico do x de <i>freeze-out</i> , Eq.(1.30). Temos que $x_f \approx 20 - 40$ o que está em acordo com a literatura. No canto inferior direito está em realce a região entre $m_\chi \approx (150 - 200)$ GeV que mostra o pequeno desnível devido à variação de g_* , que depende da temperatura e se trata basicamente do número das espécies de partículas acopladas ao plasma, como já mencionado no texto.	47
Figura 13 – Gráfico da solução numérica da Eq.(1.20), em particular supondo $n = 0$, para diferentes valores de λ_0 . É possível observar o efeito característico da abundância, via produção térmica, que se deve ao fato de ser inversamente proporcional à seção de choque, sendo a maior representada pela linha verde ($\lambda_0 = 10^7$), e a menor em preto ($\lambda_0 = 10^5$) e em azul tomamos $\lambda_0 = 10^6$. Em vermelho, temos a distribuição de energia das partículas em equilíbrio térmico em função de x ($x = m_\chi/T$), sendo $Y_{\text{EQ}_0} = Y(x = 1)$, valor que, no caso da <i>WIMP</i> , verificamos ser um ponto inicial o suficiente para capturarmos toda dinâmica relevante da produção térmica. Chamamos a atenção para a pequena região onde a ME sai do equilíbrio antes de atingir o <i>freeze-out</i>	48
Figura 14 – Diagrama esquemático do espalhamento <i>WIMP</i> -núcleo, sendo que, o que comumente se mede é a energia depositada no núcleo, também chamada de energia de recuo.	49
Figura 15 – Diagrama esquemático do efeito de um raio cósmico na atmosfera terrestre e o experimento LUX (AKERIB et al., 2017), que fica à 4850 pés de profundidade (aproximadamente 1478 metros). Tais partículas podem atingir os detectores e gerar um sinal semelhante a um de ME. Figura retirada de (HARLAN, 2012). O ponto 1 representa a interação entre o raio cósmico e nossa atmosfera, o 2 com o solo, que filtra boa parte dos estados finais, e 3 a localização do experimento (bem mais protegida).	50
Figura 16 – Comportamento do fator de forma nuclear em função da energia transferida (SCHNEE, 2011). De cima para baixo temos os gráficos para diferentes materiais, <i>Ne</i> ($A = 20$, F segue de forma semelhante), <i>Si</i> ($A = 28$), <i>Ar</i> ($A = 40$), <i>Ge</i> ($A = 73$), <i>Xe</i> (pontilhado, $A = 131$, I também é similar) e <i>W</i> ($A = 183$, tungstênio).	52

Figura 17 – Diagrama esquemático da modulação anual, que se deve ao fato do planeta e, conseqüentemente, nossos detectores estarem se movendo ao longo da galáxia e pelo halo de ME (com velocidade aproximada de 230km/s), figura da esquerda (retirada de (YALE, 2019)). Devido ao movimento de translação terrestre existe um período onde a velocidade relativa entre as <i>WIMPs</i> e os detectores se somam (em junho) e outro em que estas se subtraem (em dezembro) gerando uma variação na amplitude total, lembrando que ainda existe uma angulação adicional do sistema solar em relação ao seu movimento na galáxia (representada na figura da direita, retirada de (FREESE; LISANTI; SAVAGE, 2013)).	54
Figura 18 – Representação da detecção de um possível espalhamento entre uma <i>WIMP</i> e um átomo de xenônio em um dos experimentos <i>Lux</i> ou <i>Xenon</i> (IGNARRA, 2015). Uma partícula colide com o xenônio no estado líquido que o ioniza e também gera fótons, que são prontamente detectados, sinal <i>S1</i> , sendo sua energia aferida. Já os elétrons liberados sofrem ação do campo aplicado, sendo arrastados para cima, onde ao interagir com o xenônio no estado gasoso, novamente emitem fótons que são detectados, e seu espectro obtido. A diferença de tempo na detecção dos sinais <i>S1</i> e <i>S2</i> permite saber a profundidade do evento no líquido.	55
Figura 19 – À esquerda segue o diagrama esquemático (SCHUMANN, 2014) sobre a blindagem da próxima geração de experimentos de detecção direta. À direita temos uma representação do volume de confiança (circundado pela linha tracejada vermelha) para o experimento XENON100 (APRILE et al., 2012).	55
Figura 20 – Limite superior sobre a seção de choque do espalhamento elástico <i>WIMP</i> -núcleon, via interação de contato, do experimento <i>LUX</i> (AKERIB et al., 2017) (figura esquerda) que utiliza como alvo átomos de xenônio. À direita, os resultados mais recentes do experimento <i>Xenon</i> (APRILE et al., 2018).	56
Figura 21 – Diagrama demonstrando uma possível aniquilação de ME (BALTZ et al., 2008) e as interações subsequentes até os estados finais medidos pelos telescópios.	57
Figura 22 – À direita temos o espectro de fótons gerados pela ME aniquilando-se em neutrinos, porém irradiando uma partícula (<i>Z</i> ou <i>W</i>) que eventualmente decai produzindo fótons, mostrado nos diagramas à esquerda. (QUEIROZ; YAGUNA; WENIGER, 2016).	58

Figura 23 – Esquema do produto da colisão entre feixes de prótons (EXPERIMENT, 2015). O feixe cinza representa os protons acelerados, e as linhas amarelas as partículas resultantes da colisão, ao redor temos os detectores do <i>LHC</i> (ATLAS, neste caso).	58
Figura 24 – Escala das estruturas subatômicas (ADVENTURE, 2014).	59
Figura 25 – Mecanismo de produção da ME que permite sua descoberta por meio da energia faltante (BERNREUTHER et al., 2018).	60
Figura 26 – Vista superior da região onde está localizada o <i>LHC</i> (READERS, 2018) e seus constituintes informando a velocidade do feixe de prótons em cada trecho.	61
Figura 27 – Alguns valores padrões das seções de choque de processos do <i>LHC</i> em função da energia de centro de massa dos prótons em colisão (HAN, 2005). Note que o processo $\sigma(b\bar{b})$, que corresponde aos de QCD, possui a maior contribuição para a seção de choque de produção de partículas no <i>LHC</i>	63
Figura 28 – Diagrama das cavidades ressonantes que aceleram os prótons no <i>LHC</i> (REIDT, 2016). Na figura da esquerda temos grupos de cavidades como ocorre no <i>LHC</i> . Na ilustração à direita temos a caracterização do funcionamento de uma cavidade, figura adaptada de (HELMHOLTZ-BERLIN, 2013).	64
Figura 29 – Diagrama dos detectores do <i>CMS</i> . Da esquerda para à direita, inicialmente temos os detector de trilhas que indicam a presença de partículas carregadas, em seguida o calorímetro eletromagnético (seu material denso e amplifica a interação com objetos carregados), posteriormente está colocado o detector hadrônico, que interage mais especificamente com elementos que carregam carga cor, e por fim os detectores de múons.	65
Figura 30 – Referência para os eixos coordenados do <i>LHC</i> (CMSTIKZ, 2018).	67
Figura 31 – Referência para os eixos coordenados (CMSTIKZ, 2018), adicionada a Fig. 30, bem como a relação aproximada entre a pseudo-rapidez (η) e o ângulo (θ).	68
Figura 32 – Os histogramas mostram as distribuições de momento transverso (no topo), energia transversa (centrais) e a massa invariante (gráfico inferior) no plano transverso de um par de léptons (ALVES; SANTOS; SINHA, 2018).	71

Figura 33 – Diagrama geral do processo de espalhamento de hádrons (H), A e B, onde ocorre especificamente uma interação no interior do núcleo, ou seja entre pártons, a e b, na qual cada um corresponde a uma fração do momento total do hádron modelada por meio da densidade $f_{h/H}$. Figura retirada de (CAMPBELL; HUSTON; STIRLING, 2007) (figura da esquerda). Na figura da direita temos o exemplo da produção do par de léptons, resultante da colisão dos hádrons, tal processo é conhecido como <i>Drell-Yan</i> (DOOLING, 2014).	72
Figura 34 – Diagrama sobre uma possível cadeia de processos após uma colisão de prótons no <i>LHC</i> (HöCHE, 2015). Sendo o centro vermelho a primeira colisão entre prótons (dura), sendo as primeiras ramificações também em vermelho (radiação emitida pelos pártons). Em roxo estão postas as reações secundárias, porém ainda na escala da <i>QCD</i> ($\mu \gg \Lambda_{QCD}$). Em azul dispomos a emissão de radiação pelos pártons incidentes. Nas elipses verdes temos o processo de hadronização, pártons produzindo estados ligados que em seguida decaem também emitindo fótons.	74
Figura 35 – Ideia geral sobre o processo de fragmentação. À esquerda temos um estado de quark e anti-quark, imediatamente após uma colisão. À direita temos o efeito da quebra da ligação e criação de um novo par (quark e anti-quark) (PERELSTEIN, 2011).	74
Figura 36 – Exemplo ilustrativo sobre a distribuição do número de eventos gerados pela taxa de produção de jatos (em particular) simulados pelo <i>MadGraph</i> e o <i>Pythia</i> . O <i>MadGraph</i> , em geral pode dar origem a um excesso de eventos em baixas energias, por outro lado, o <i>Pythia</i> tende a gerar muitas emissões de partículas quando no regime em altas energias, isso devido à efeitos de divergências. Uma possível solução decorre em utilizar cada método em determinado intervalo de validade, de forma que na região de transição as distribuições devem permanecer suaves. Figura adaptada de (COLLIDERS, 2009).	75

- Figura 37 – Diagrama esquemático da classificação de eventos. Suponha que o sinal seja representado pelos círculos azuis e o ruído pelos triângulos vermelhos, sendo suas distribuições feitas em relação as variáveis x_1 e x_2 , uma ideia básica para classificação seria introduzir fronteira de classificação, na figura superior para discriminar o sinal consideraremos os eventos na região $x_1 < 1$ e $x_2 < 1$. Outra técnica seria gerar uma fronteira linear (figura superior (b)), ou circular (figura superior (c)). Caso existisse uma função, uma distribuição de probabilidade, que caracterizasse inteiramente o sinal e o ruído, gerando a fronteira perfeita, esta poderia ser aplicada para a tarefa de discriminação, porém tal função geralmente não é acessível. Com o objetivo de achar a melhor divisão várias técnicas foram desenvolvidas, sendo a mostrada na figura inferior direita as regiões formadas por árvores de decisão. As três primeiras figuras foram retiradas de (COWAN, 2013), e a última de (COADOU, 2013). 78
- Figura 38 – Exemplo de uma árvore de decisão. Os pontos de divisão são chamados de nós e as terminações de folhas, sendo S o número de eventos de sinal e B *background* (termo em inglês para ruídos). A quantidade mais abundante em cada folha define se todos os ocorrências dela são discriminadas como de ruído ou sinal. A primeira divisão é gerada pela condição do momento transverso do lépton de maior momento do evento, seguido pelo segundo ($p_{T\ell_2}$) finalizando com a massa invariante (M_{ll}). Figura adaptada de (ROE et al., 2005). 80
- Figura 39 – Gráficos representativos sobre o problema de superajuste. No topo temos amostras (pontos em azul) geradas por uma distribuição que segue a linha laranja, por outro lado a tarefa é gerar um modelo que melhor represente estes dados supondo o desconhecimento da função correta (em laranja). No caso da esquerda temos um modelo linear claramente fraco para descrição do comportamento das amostras. Na coluna central mostramos o que seria o resultado ideal, e a direita o problema de superajuste, onde se gera um modelo super especializado, que não necessariamente irá fornecer bons resultados ao ser incluída novas amostras. Nas figuras inferiores temos uma visualização da fronteira de classificação e seu efeito sobre diferentes grupos de eventos (um durante o treino e outro na fase de teste). E na parte inferior direita temos o comportamento padrão da função erro quando acontece o superajuste, onde os resultados na fase de treinamento (linha azul) são excelentes, porém na de testes (curva verde) são fracos. Figura adaptada de (SCIKIT, 2007; COWAN, 2014). 83

Figura 40 – Demonstração do efeito da taxa de aprendizado na convergência da busca pelo mínimo de uma função de erro da classificação, por exemplo, com $\epsilon_1 > \epsilon_2 > \epsilon_3$	86
Figura 41 – Gráfico esquemático ilustrando o quanto uma busca aleatória pode ser muito mais eficiente que a fixa. Suponha que temos uma variável de maior e menor importância. No gráfico da esquerda onde é feita uma busca fixa observamos que existe a possibilidade de não contemplarmos a região onde os parâmetros são de maior importância (supondo esta importância associada ao pico da curva verde na parte superior do gráfico), por outro lado, a direita, podemos ver que uma busca randômica pode resultar em maior ganho de informação sobre as variáveis de interesse. Figura retirada de (BERGSTRÄ; BENGIO, 2012).	88
Figura 42 – Demonstração do efeito do apontamento do Hyperopt para os melhores valores, neste pequeno exemplo apenas um parâmetro, sendo as três primeiras figuras retiradas de (KOEHRSEN, 2018), e as demais de (BERGSTRÄ, 2013). As três primeiras figuras mostram o efeito da otimização de um algoritmo de forma puramente aleatória em relação à uma variável x . Os dois primeiros gráficos mostram a frequência para cada valor assumido por x sendo que o terceiro mostra que não há uma tendência de melhoramento dos resultados de forma geral. Por outro lado ao aplicar o Hyperopt , é visível a construção de uma nova distribuição em torno dos valores de x que fornecem os melhores resultados (quarto gráfico), ressaltamos que apesar da tendência ele também faz algumas tentativas fora do valor central, permitindo assim evitar mínimos locais (penúltima figura). Por último, está posto um gráfico da evolução da otimização da função <i>Loss</i> considerada.	92
Figura 43 – Gráfico esquemático ilustrando a construção da densidade para as variáveis. O método baseia-se em adicionar gaussianas para as regiões que fornecem os melhores resultados sobre a função a ser otimizada. Podemos ver o efeito geral após o algoritmo ter encontrado 4 pontos que geraram valores superiores aos anteriores (KOPCZYK, 2018), sendo que os valores, anteriormente ótimos, podem ser substituídos por melhores encontrados posteriormente.	93

Figura 44 – Figura ilustrativa sobre a curva ROC (SCHWARTZ, 2012). À esquerda temos as distribuições do sinal (em azul) e ruído (vermelho). Ao escolher um valor de corte para classificação corremos o risco de contaminar um pouco do sinal com amostras do ruído, ou cortar boa parte dos eventos do sinal. Na figura superior temos o caso ideal, onde é possível separar completamente sinal de ruído, note que a curva ROC se torna um quadrado. Na pior das hipóteses, na linha central, temos o sinal completamente misturado ao ruído (neste caso, em particular, é possível notar que existe um maior número de eventos de sinal na região central, portanto um corte formando uma região em torno do centro ainda fornece alguma classificação gerando a curva ROC mostrada a sua direita). Na última linha demonstramos o efeito da escolha da região de corte como os pontos sobre a curva ROC.	93
Figura 45 – Principais diagramas de Feynman que contribuem para o momento anapolar do neutralino $\tilde{\chi}_1^0$. Dentro da correção temos as contribuições de taus e staus (CABRAL-ROSETTI; MONDRAGÓN; REYES-PÉREZ, 2016).	96
Figura 46 – Principais canais de aniquilação da ME, em nível de árvore (supondo o operador efetivo, sendo uma <i>WIMP</i> , diagramas envolvendo interações com dimensões superiores trazem contribuições desprezíveis). Adiante veremos as contribuições via correções radiativas entre a ME e o fóton. Acima temos os únicos diagramas permitidos caso $m_\chi < M_W$ (massa do bóson <i>W</i> do MP) (HO; SCHERRER, 2013) e, abaixo, a contribuição extra, se $m_\chi \geq M_W$, obtida por (GAO; HO; SCHERRER, 2014).	97
Figura 47 – Gráfico dos parâmetros do modelo (HO; SCHERRER, 2013), g , Λ e m_χ os quais fornecem o correto valor para abundância da ME universo, supondo apenas $m_\chi < M_W$	98
Figura 48 – Principais canais para busca por ME via sua produção e detecção por meio do mono-jato (GAO; HO; SCHERRER, 2014).	99
Figura 49 – Gráfico dos parâmetros do modelo (GAO; HO; SCHERRER, 2014), $g_A = g/\Lambda^2$, os quais fornecem o correto valor para abundância da ME universo, $\Omega_\chi h^2 = (0.11933 \pm 0.00091)$. Incluindo $m_\chi \geq M_W$. A linha preta mostra o limite superior sobre o modelo com 95% de nível de confiança para o CMS	100
Figura 50 – Diagrama de Feynman correspondente ao espalhamento WIMP-núcleo. Posteriormente, apresentaremos a contribuição gerada via correções radiativas (ao introduzirmos um modelo simplificado para interação anapolar).	101
Figura 51 – Diagrama de produção da ME no <i>LHC</i> , de acordo com o processo (3.20).	103

Figura 52 – Algumas variáveis relevantes para classificação de eventos, ver detalhes no texto. Mostramos no topo à esquerda a massa invariante para dois léptons, à direita temos \cancel{E}_T -axial. Na segunda linha incluímos as distribuições angulares leptônicas, a esquerda, e os gráficos da energia faltante, a direita. Abaixo expomos a fração da diferença entre p_T e \cancel{E}_T e o histograma do número de jatos em cada evento. E, por fim a massa massa co-transversa. Todos os gráficos estão normalizados para 1 e foram gerados supondo $\Lambda = 1\text{TeV}$ (ALVES; SANTOS; SINHA, 2018). 106

Figura 53 – Gráfico da importância das variáveis em relação ao BDT para classificação de eventos. A relevância dos observáveis remete ao quanto elas são utilizadas na construção das arvores (também é feita uma média sobre todas as arvores) assim como sua contribuição para a melhora da classificação. As diferentes cores aqui empregadas são alusivas aos diferentes conjunto de dados para diferentes valores de massa da ME. Aqui novamente, os resultados foram gerados supondo $\Lambda = 1\text{TeV}$ 108

Figura 54 – Matrizes de confusão: *True label* se refere ao tipo de evento correto, enquanto *predicted label* diz respeito ao resultado obtido pelo BDT, onde *dm* corresponde ao sinal. Na primeira linha horizontal significa que cerca de 73% dos eventos de sinal foram corretamente discriminados, por outro lado em torno de 22% foi dito como *ZZ* (cometendo um erro tipo II, cap.2.4.3). A linha seguinte corresponde aos eventos de *ZZ*, onde 30% foram classificados como sendo sinal (erro tipo I) e 63% como sua real natureza, os demais seguem de forma semelhante. Como podemos ver este tipo de matriz similarmente nos permite ter uma visão geral das características de todos os diferentes tipos de processos. Podemos ver o quanto *WW*, que produz neutrinos e léptons, se assemelha ao *ZZ* dificultando sua distinção (apesar de não trazer prejuízo para a classificação em relação ao sinal). De forma similar com o que acontece entre *ZW* (que possui grande probabilidade de decair produzido hádrons, cerca de 70%) e *tt* (ALVES; SANTOS; SINHA, 2018). 109

Figura 55 – Resultados do BDT: distribuições resultantes da construção do classificador. Probabilidade versus *score*, ou corte (ALVES; SANTOS; SINHA, 2018). 110

- Figura 56 – Resultados do desempenho do BDT: Curva ROC para diferentes canais e diferentes valores de massa da ME supondo incertezas sistemáticas de 5% nas amostras testadas. O eixo das abcissas corresponde à eficácia para o sinal enquanto que no eixo ordenado temos a rejeição do ruído. Neste caso se trata do mesmo BDT, treinado com dados de $m_\chi = 100$ GeV. As curvas vermelha, verde, azul e amarela correspondem a ZZ , WW , ZW e $t\bar{t}$, respectivamente. Como já mencionado no texto o ruído ZZ apresenta a menor área abaixo da curva (AUC). Por outro lado $t\bar{t}$ possui a maior rejeição entre os ruídos, isso devido a grande quantidade de jatos (ALVES; SANTOS; SINHA, 2018). 110
- Figura 57 – No gráfico à esquerda, temos a escala de energia de física nova Λ requerendo 5σ em função da saída do BDT (multiplicada por 100, a mesma do eixo das abcissas da Fig. 55) para $m_\chi = 100$ GeV, supondo 5% de incertezas sistemáticas. Escolhemos um corte de 0.95 sobre a distribuição do BDT. No gráfico à direita está disposta a mesma figura, gerada dez vezes, compilada com os mesmos valores iniciais, porém devido à natureza probabilística da construção do BDT (aprendizagem) e a aleatoriedade dos dados, para o mesmo valor de corte obtemos diferentes resultados de Λ , este procedimento é uma especie de validação cruzada, discutida no Cap. 2. Na pequena tabela ao lado temos os valores numéricos de Λ para o corte de 0.95 (ALVES; SANTOS; SINHA, 2018). 111
- Figura 58 – Limites superiores sobre a escala de energia de física nova para diferentes valores de incerteza sistemática requerendo 5σ . Caso não haja sinal valores acima das curva estarão excluídos. Vale salientar que estes limites podem ser maiores uma vez que, usualmente, limites de exclusão utilizam apenas 2σ (ALVES; SANTOS; SINHA, 2018). 111
- Figura 59 – Resultados comparativos entre os vínculos oriundos do LUX 2016 (AKERIB et al., 2017) juntamente com a projeção do LUX-ZEPLIN (AKERIB et al., 2015), versus limites obtidos pelo $HL-LHC$, em relação a diferentes níveis de incertezas sistemáticas (ALVES; SANTOS; SINHA, 2018). . . 112
- Figura 60 – Domínio de validade da teoria efetiva em relação a Lagrangiana estudada, Eq.(3.3), (ALVES; SANTOS; SINHA, 2018). A linha pontilhada verde se trata dos resultados supondo 20% para incertezas sistemáticas, menores valores das incertezas sistemáticas leva valores ainda maiores de Λ . Por outro lado, a região rosa corresponde ao limite teórico de validade de uma teoria efetiva. Como pode ser observado os resultados desta análise então muito acima da região excluída (ALVES; SANTOS; SINHA, 2018). 113

Figura 61 – Contribuições das correções radiativas para interação anapolar geradas pela Lagrangiana (Eq.(3.24)), figura extraída de (SANDICK; SINHA; TENG, 2016).	114
Figura 62 – Efeitos da massa fermiônica em relação a interação anapolar geradas pelas Eqs. (3.27,3.28). No topo, a esquerda, temos a variação da intensidade do momento anapolar ao supor que este se acopla principalmente ao múon, tau, linha tracejada vermelha, pontos verdes, respectivamente, igualmente admitindo diferentes valores de m_{ME} , 100 GeV, 200 GeV. A figura superior direita mostra $ \mathcal{A} $ com relação a razão entre as massas da ME e o mediador do <i>loop</i> , $\mu_1 = m_{f_1}^2/m_\chi^2$. Neste caso fixamos $\alpha = \pi/4$. O gráfico inferior exhibe a correlação entre o momento anapolar e a variação dos parâmetros (λ, α) , mantendo $\mu_1 = 1,44$ e a ME acoplado principalmente ao lépton tau. A esquerda, de forma semelhante temos um quadro da relação do anapolo com os parâmetros (λ, μ_1) , com $\alpha = \pi/4$	115
Figura 63 – Vínculos sobre os parâmetros (λ, m_χ) do modelo simplificado. Aqui é fixado $\lambda_R = 2\lambda_L$, explicação no texto, e $\alpha = \pi/4$ and $\mu_1 = m_{f_1}^2/m_\chi^2 = 1.44$. Os pontos roxos representam a porção do espaço de parâmetros analisado pelo mono-Z, <i>HL-LHC</i> , supondo 3000 fb^{-1} de luminosidade integrada e, 5% de incertezas sistemáticas. Os pontos em salmão serão analisados pelo futuro experimento LZ, supondo uma panorama otimista de performance do mesmo que seria presumir a ocorrência de apenas um evento de ruído em 1000 dias de exposição de 5,6 toneladas de massa fiducial (ALVES; SANTOS; SINHA, 2018).	116
Figura 64 – Sondagem dos parametros, mais especificamente, em relação ao par (λ, α) do modelo simplificado. É fixado $\lambda_R = 2\lambda_L$, tal abordagem é motivada no texto, também foi mantida $m_\chi = 200 \text{ GeV}$ e $\mu_1 = m_{f_1}^2/m_\chi^2 = 1.44$. Neste gráfico é mantida a mesma alusão de cores (ALVES; SANTOS; SINHA, 2018). Vale salientar que as “regiões cegas”, $\alpha = \pi/8, 7\pi/8$, podem ser sondadas por meio da detecção indireta (SANDICK; SINHA; TENG, 2016).	117
Figura 65 – Vínculos sobre os parâmetros λ_R e λ_L do modelo simplificado, fixando os valores de $m_\chi = 200 \text{ GeV}$, $\mu_1 = m_{f_1}^2/m_\chi^2 = 1.44$ e $\alpha = \pi/4$ (ALVES; SANTOS; SINHA, 2018). A região roxa corresponde a sondada via mono-Z, no <i>HL-LHC</i> , supondo a luminosidade de 3000 fb^{-1} com 5% de incertezas sistemáticas. A região salmão condiz com a sondada pelo futuro experimentoLZ, admitindo uma performance otimistas com um eventos de ruído em 1000 dias de exposição de 5,6 toneladas de material fiducial.	118

Figura 66 – Diagrama de Feynman correspondente à contribuição de ME para violação de sabor. N_i denota um de três férmions neutros, sendo o mais leve a ME, e W' o novo bóson de gauge carregado.	121
Figura 67 – Diagrama de Feynman da contribuição da ME para o LFV. A mistura entre a ME e os férmions padrões geram este efeito. Note que sendo N_1 o mais leve este é o que produz a contribuição mais relevante.	126
Figura 68 – Principais processos que contribuem para a abundância da ME. Os três primeiros associados ao <i>canal-s</i> , mas relevantes, mediados pelo Z' , pelo pseudo-escalar e pelo escalar, respectivamente. O quarto e quinto estão associados ao <i>canal-t</i> de aniquilação e o higgs carregado, respectivamente. Vale ressaltar que o canal <i>canal-t</i> , correspondente aos três primeiros diagramas, são responsáveis pelo processo de espalhamento <i>WIMP</i> -núcleon, porém o ultimo somente aplicando correções radiativas. No caso mediado pelo pseudo-escalar a interação é suprimida pelo momento da ME (FREYTSIS; LIGETI, 2011). Apesar da possível contribuição para detecção direta, apenas o processo mediado pelo Z' se torna relevante dada sua seção de choque.	128
Figura 69 – Abundância da relíquia N_1 , incluindo efeitos de co-aniquilação dos estados mais pesados N_2 e N_3 (porém estes geram menores impactos sobre Ω , apenas modificando a largura das curvas), para diferentes valores da massa do Z' , o que corresponde diretamente à variação de $v_\chi = (2, 3, 4, 5)\text{TeV}$. A linha tracejada corresponde ao valor da abundância relíquia reportada experimentalmente (ARCADI et al., 2018b).	129
Figura 70 – Gráfico que reúne todos os vínculos mencionados até agora, restringindo a massa do novo bóson Z' em função da massa da ME (M_{N_1}) (ARCADI et al., 2018b). Em azul temos os valores da abundância em acordo com os valores experimentais (em verde estão os valores abaixo do necessário). Em vermelho temos a região excluída pelo experimento <i>XENON</i> (APRILE et al., 2018) e em marrom os resultados projetados após dois anos de coleta de dados. As linhas pretas também representam uma área de exclusão inferior (o que está abaixo desta linha está excluído), sendo o valor corrente a linha contínua, e as tracejadas as projeções. Por fim a extensão cinza está excluída por meio da teoria (a ME do modelo é instável nesta combinação de parâmetros).	131
Figura 72 – Diagrama correspondente a conversão $\mu - e$. Próximo a um núcleo, que possui um quark em seu interior, pode ocorrer uma interação cujo único efeito medido se dá pela conversão do múon.	133

Figura 71 – No gráfico à esquerda: em verde temos a região esperada para um sinal de LFV para o modelo aqui estudado (ARCADI et al., 2018b). Observamos uma grande área de sobreposição entre experimentos, porém vemos que existe um grande potencial complementar entre estes. Em azul temos os pontos que fornecem o correto valor para a abundância. Em vermelho a zona excluída pelos experimentos de detecção (em marrom a projeção para mais um ano de coleta de dados). A linha contínua preta delimita a região excluída pelos resultados de acelerador (excluindo o que está a esquerda), sendo as linha tracejadas os resultados projetados. A direita: O mesmo gráfico da esquerda, sem os vínculos, apenas mostrando as regiões geradas por diferentes combinações do produto $\star = |g^{N_1 e^*} g^{N_1 \mu}|$. 134

Lista de tabelas

Tabela 1 – Resultados impondo os limites superiores sobre busca da ME via mono-jato (GAO; HO; SCHERRER, 2014), Fig. 48, sobre o parâmetro g_A	99
Tabela 2 – Diversos operadores fermiônicos para diferentes tipos de interações, na primeira coluna. Na segunda coluna estão postas as classificações quanto a dependência de $spin$. Na coluna restante temos o fator de supressão decorrente da estrutura da Lagrangiana, podendo ser proporcional ao momento transferido no espalhamento ou a velocidade da ME, onde ambos os valores são pequenos, portanto suprimem os resultados finais. Tabela adaptada de (FREYTSIS; LIGETI, 2011). Uma possibilidade além destes operadores seria, por exemplo, supor uma diminuta violação da simetria de Lorentz (KOSTELECKY; LI, 2019), tal efeito aparece em teorias de unificação (entre as forças fundamentais, em particular quanto à gravidade) e de cordas. Entretanto tais modelos possuem vínculos extremamente restritivos, dificultando uma possível fenomenologia da ME. Portanto, estes operadores não serão abordados nesta tese.	102
Tabela 3 – Valores das seções de choque para o sinal juntamente com os principais ruídos após o primeiro corte (Eq.(3.21), discutidos na próxima seção), em unidades de fb, supondo LHC a 13 TeV (ALVES; SANTOS; SINHA, 2018).	104
Tabela 4 – Variáveis escolhidas para exploração pela análise combinada. Valores mínimos na segunda coluna, seguidos pelos valores máximos e o passo de cada intervalo, na última coluna.	107
Tabela 5 – Interações entre Z' e os férmions, sendo g'_V e g'_A os acoplamentos vetorial e vetor-axial, respectivamente, da corrente neutra na Eq.(4.13).	126

Lista de abreviaturas e siglas

CMB	Do inglês <i>Cosmic Microwave Background Radiation</i> , Radiação Cós mica de Fundo.
MP	Modelo Padrão da Física de Partículas.
ME	Matéria Escura.
WIMP	Do inglês <i>Weakly Interacting Massive Particle</i> (Partícula Massiva Fracamente Interagente).
LHC	Do inglês <i>Large Hadron Collider</i> (Grande Colisor de Há drons).
AD	Do inglês <i>Decision Tree</i> (Árvore de Decisão).
BDT	“Árvores de Decisão Reforçadas”. Do inglês <i>Boosted Decision Trees</i> .
ROC	“Característica de Operação do Receptor”. Do inglês <i>Receiver Operating Characteristic</i> .
AUC	“Área Sobre a Curva”. Do inglês <i>Area Under Curve</i> .
LZ	<i>Experimento LUX-ZEPLIN</i> .
MSSM	“Modelo Padrão Supersimétrico Mínimo ”. Do inglês <i>Minimal Supersymmetric Standard Model</i> .
CMS	“Solenoide Compacto de Múons ”. Do inglês <i>The Compact Muon Solenoid</i> .
LFV	“Violação de Sabor Leptônico ”. Do inglês <i>Lepton Flavor Violation</i> .

Sumário

Introdução	28	
1	MATÉRIA ESCURA: ASPECTOS GERAIS	32
1.1	Motivação e Evidências	32
1.2	Cálculo da abundância de Relíquias	40
1.3	Detecção Direta	49
1.4	Detecção Indireta	56
1.5	Produção em aceleradores	57
2	SIMULAÇÃO E CLASSIFICAÇÃO DE EVENTOS	61
2.1	Introdução	61
2.2	Produção de partículas no <i>LHC</i>	62
2.2.1	Detectores	65
2.2.2	Distribuições Cinemáticas	67
2.3	Simulação de Eventos	70
2.4	Classificação de Eventos	76
2.4.1	Árvore de Decisão	79
2.4.2	Método Híbrido	90
2.4.3	Classificação de eventos: Significância Estatística	90
3	MATÉRIA ESCURA ANAPOLAR	94
3.1	Momento Anapolar	94
3.2	Abundância	96
3.3	Resultados anteriores sobre busca de matéria escura anapolar no <i>LHC</i>	98
3.4	Resultados anteriores sobre Detecção direta de WIMPs via fator de forma anapolar	99
3.5	Produção da ME no <i>LHC</i> : mono- Z	102
3.5.1	Variáveis cinemáticas para classificação de eventos	104
3.5.2	Resultados da Análise Multivariada: cortes e BDT	105
3.6	Detecção Direta	111
3.6.1	Modelo Simplificado	113
4	VIOLAÇÃO DE SABOR LEPTÔNICO INDUZIDA PELA MATÉRIA ESCURA	120
4.1	Modelo $SU(3)_c \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_N$	121

4.2	Cálculo da abundância de relíquias	127
5	CONCLUSÃO	135
	REFERÊNCIAS	138
	APÊNDICE	154
	APÊNDICE A – PROPRIEDADES DO MOMENTO ANAPOLAR . . .	155
A.1	Momentos para férmions de Majorana	155
A.2	Limite não relativístico da interação anapolar	156
	APÊNDICE B – FUNÇÃO DE TRÊS PONTOS	158
B.1	Funções $I_{f,3}^{(\pm)1(\pm)2}$	158

Introdução

Nesta tese abordaremos um dos problemas mais intrigantes em aberto que permeia diversas áreas como a astronomia, cosmologia, gravitação, astrofísica e física de partículas: o problema da matéria escura (ME). Esta questão é proveniente de várias medições, originalmente advindas da astronomia via aferições puramente gravitacionais, que apontaram para a existência de um conteúdo de matéria extra não luminosa principalmente em escalas de galáxias e aglomerados de galáxias.

Um dos primeiro indícios que apontaram para a ideia da matéria escura surgiu com o astrônomo Kapteyn (1922) (Kapteyn, J. C., 1922), quando sugeriu a possibilidade da existência de “estrelas escuras” (objetos não luminosos). Ao estudar o movimento de estrelas próximas ao plano galáctico, a dinâmica observada indicava a presença de um conteúdo de matéria além do que era medido (da matéria luminosa). Anos depois, Fritz Zwicky (Zwicky, 1933), ao analisar a dispersão das velocidades dos objetos do aglomerado de Coma, para calcular a massa do sistema, apresentou resultados que apontavam para valores muito acima do predito, considerando apenas os corpos visíveis detectados, novamente corroborando para a existência de um conteúdo adicional de massa que não emitia luz, com objetivo de manter o aglomerado gravitacionalmente ligado. Posteriormente, outras medições continuaram corroborando com as anteriores. Um dos trabalhos mais famosos, medindo velocidades radiais, foi realizado por Rubin e Ford (Rubin; Ford JR., 1970) que também obtiveram curvas de velocidade que destoavam se comparadas ao esperado conforme as leis de Newton, aplicada apenas aos corpos visíveis (Fig. 1).

Basicamente, o problema se deve ao fato de que objetos rotacionando em torno do centro de galáxias espirais apresentam velocidades de rotação, ou dispersão de velocidades (para o caso de aglomerados de galáxias), muito maiores que as previstas pela mecânica Newtoniana (para um sistema em equilíbrio). Porém, ao incluir um volume de matéria interagindo apenas via força gravitacional, os resultados se tornam completamente coerentes com as medidas observacionais. Diferentes dados vêm confirmando estes efeitos. Na Fig. 2 temos um gráfico, mais didático, da velocidade de rotação da galáxia de Andrômeda, onde estão indicadas as componentes estimadas da matéria visível (gases e disco galáctico, formando o conteúdo bariônico¹) e escura (formando um halo, que se trata de um volume

¹Pois a massa destes ingrediente são basicamente compostos de bárions, uma vez que outros tipos de

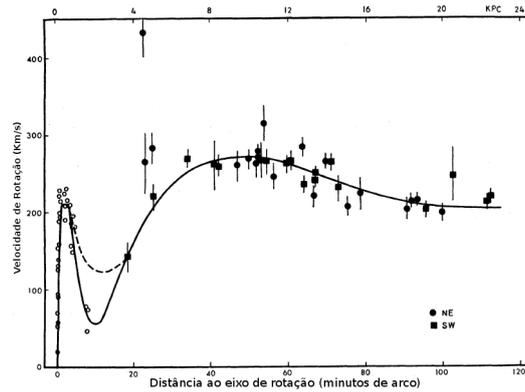


Figura 1 – Gráfico da velocidade de rotação da galáxia de Andrômeda (M31) em função da distância com relação ao seu centro, medidos por Rubin e Ford (Rubin; Ford JR., 1970). O comportamento aproximadamente constante das velocidades medidas, para grandes distâncias, apontou para a existência de um conteúdo não visível de matéria, uma vez que, dada apenas a matéria luminosa, esperava-se uma diminuição da velocidade proporcional ao inverso do quadrado da distância.

formado por matéria escura que circunda a bariônica).

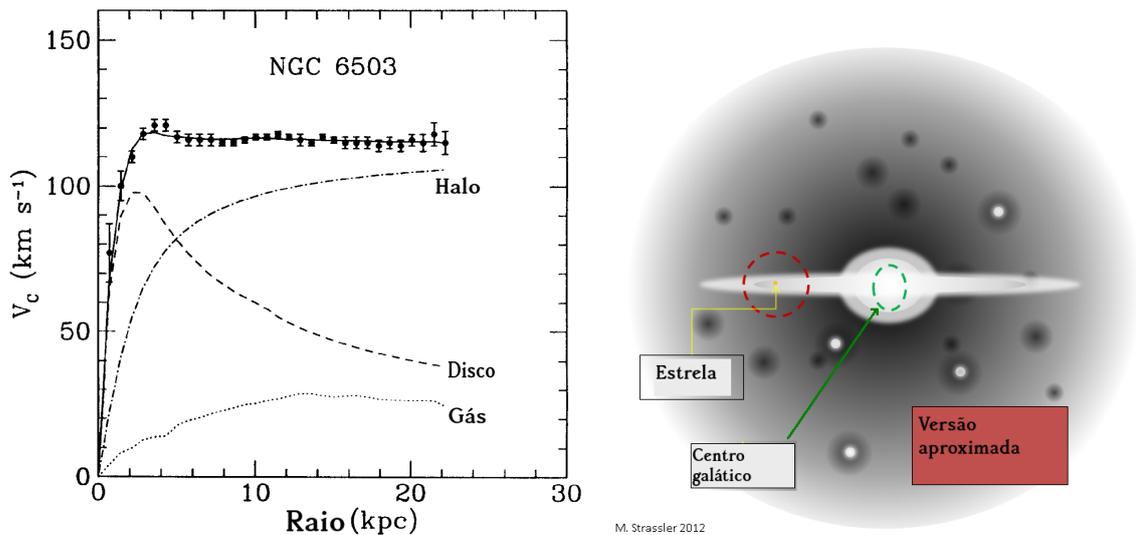


Figura 2 – Figura à esquerda: resultado das componentes de matéria necessárias para o correto ajuste da curva das velocidades de rotação de galáxias. Os pontos pretos representam aos dados experimentais da galáxia espiral *NGC 6503*, (FREESE, 2009). A linha pontilhada contínua inferior corresponde ao conteúdo gasoso, já a linha tracejada retrata a quantidade de matéria luminosa contida no disco galáctico (gás mais disco são responsáveis pelo conteúdo total de matéria formada por bárions do sistema). O halo de ME está descrito pela linha tracejada pontilhada. À direita: temos a representação do halo de ME que envolve a galáxia. Figura adaptada de (STRASSLER, 2012).

Uma explicação possível para estas discrepâncias consiste em supor que a lei da gravitação comportam-se de forma anômala em grandes escalas de distância modificando

férmions, como os elétrons, são muito leves.

a teoria gravitacional de Newton, a chamada teoria da gravitação modificada (do inglês *MOND*). Nesta, basicamente o que se modifica é a aceleração Newtoniana da gravidade (SCARPA, 2006)

$$a_N = a_0 \mu, \quad (1)$$

sendo a_0 uma constante e $\mu = \mu(a/a_0)$ uma função da aceleração que possui no caso assintótico $\mu(a \gg a_0) = 1$.

Diversos modelos de aceleração já foram estudados na literatura. Alguns destes modelos podem explicar a curva de rotação de galáxias, outros dão passos importantes, inclusive na descrição de eventos medidos via efeitos gravitacionais como os oriundos das medições utilizando lentes gravitacionais (BEKENSTEIN, 2006), em particular para o caso do aglomerado da bala, que veremos mais a frente. O modelo, porém, só pode explicar um efeito de cada vez, ou seja, o conjunto de parâmetros que explica uma determinada observação, geralmente não explica outra. Existe uma parte da comunidade científica tentando contornar estes problemas. Detalhes deste tema estão fora do escopo desta tese, para revisões indicamos a referência (SCARPA, 2006).

Introduzidas as principais evidências de matéria escura sob o aspecto principalmente de medidas da astronomia, no próximo capítulo continuaremos apresentando outras importantes fontes contundentes, não apenas da existência da matéria escura, mas também aquelas que indicam sua natureza como partícula a ser descrita pelo formalismo da física de partículas elementares.

Supondo a existência da partícula de ME experimentos foram desenvolvidos objetivando sua detecção, que basicamente são divididos em três tipos: a detecção direta, onde são aferidas medidas do espalhamento entre a ME e os detectores terrestres; detecção indireta, onde são computadas eventos resultantes de processos de aniquilação (ou decaimento) da ME; e por fim sua produção em aceleradores. Este último será um dos focos desta tese. A busca pela ME em aceleradores, em particular realizada pelo no *LHC* (o grande colisor de hádrons), possui grande impacto nesta área de pesquisa.

Neste experimento feixes de prótons são acelerados em sentidos opostos, até velocidades próximas à da luz, colidindo. Os frutos destas colisões são aferidos nos detectores. Nesta etapa, sofisticados algoritmos realizam a chamada reconstrução dos eventos, onde impulsos elétricos gerados nos detectores são traduzidos, produzindo a informação sobre as partículas. O passo seguinte consiste em identificar qual processo gerou as partículas detectadas, baseado em suas características, como tipo de partícula, carga elétrica, 4-momento, etc. Esta tarefa muitas vezes pode ser extremamente difícil. Desta complexidade surge a necessidade do uso de técnicas sofisticadas, que utilizem toda informação disponível para realizar uma classificação com alto nível de acerto, estes são os chamados algoritmos de aprendizagem de máquina. Nestes, por meio de cuidadosas simulações dos processos envolvidos, os algoritmos de aprendizagem conseguem extrair as características destes

eventos, podendo, em seguida, serem utilizados para classificar (identificar) eventos reais no *LHC*. Tais pacotes numéricos têm realizado uma revolução no aumento de eficiência na discriminação de eventos. Um vez que o *LHC* trata-se de um experimento extremamente caro, a melhor classificação de eventos possibilita resultados de forma mais rápida devido à pureza dos dados obtidos, acarretando na economia de recursos. Estas técnicas serão amplamente discutidas ao longo desta tese.

No Capítulo 1, iremos abranger a possível detecção da ME partículas no *LHC* (o grande colisor de *hádrons*). Destacando o método de detecção empregado, em particular, o emprego da sofisticada técnica de aprendizado de máquina, que aprende por meio da simulação dos possíveis ruídos e sinal de produção da ME, um dos principais focos deste trabalho.

Posteriormente, no capítulo terceiro, apresentamos o foco desta tese, discutiremos sobre a ME estudando sua fenomenologia procedendo, unicamente, por meio da interação anapolar, comparando com vínculos da cosmologia, discutidos em trechos anteriores, detecção direta e acelerador, este último trata-se de um dos objetivos deste trabalho, apresentando nosso principal resultado (conteúdo original, publicado em (ALVES; SANTOS; SINHA, 2018)²) que deve-se ao fato de mostrar o quão competitivo pode ser a busca pela ME no *LHC*, em contrapartida aos experimentos de detecção direta, apresentando o espaço de parâmetros mais efetivo para tal, considerando tanto um modelo efetivo quanto um modelo simplificado.

Neste estudo utilizaremos, de forma inovadora, uma técnica híbrida de cortes cinemáticos e árvores de decisão reforçadas para classificação de eventos de ME em relação aos seus ruídos, discriminando a performance de classificação para cada tipo de espécie de forma detalhada, “multiclasse”. Analisaremos os resultados obtidos empregando as principais ferramentas da área de aprendizado de máquina, como a matrizes de confusão, curva característica de operação do receptor (curva ROC, e área sobre ela). Além disto, também implementaremos, sobre nosso método híbrido, o algoritmos de otimização Bayesiana.

Por fim, mostraremos outro importante resultado (ARCADI et al., 2018b) (trabalho no qual o autor desta tese também é coautor), fazendo uso de uma técnica, completamente distinta para busca por ME, que se trata da análise da violação de sabor no setor leptônico induzida pela ME, utilizando resultados atuais e também incluindo projeções de futuros experimentos. Terminamos com nossas conclusões e perspectivas.

²Artigo que inclui o autor desta tese.

Matéria Escura: Aspectos Gerais

Neste capítulo retomaremos a discussão a respeito dos principais aspectos da matéria escura (ME), focando principalmente nas chamadas WIMPs (cerne desta tese), sua motivação e principais aspectos físicos como produção térmica e possíveis formas de detecção.

1.1 Motivação e Evidências

Atualmente, a proposta que apresenta o maior número de sucessos na explicação das diversas observações, tanto em pequenas, quanto em grandes escalas, é o da existência de uma quantidade extra de matéria não luminosa que modifica a dinâmica de interação gravitacional da matéria visível – a esta matéria não luminosa, Fritz Zwicky teria dado o nome de matéria escura¹.

A matéria escura deve consistir de partículas que interagem de forma muito fraca por qualquer força fundamental. Sua existência, até o momento, só pôde ser inferida pelas interações gravitacionais coletivas de uma enorme quantidade de matéria escura espalhada pelo Universo. Como não interage como fótons, é escura, não brilha. Ela também deve ter um tempo de vida médio, pelo menos, tão grande quanto a idade do Universo.

Outra importante evidência de ME é obtida das anisotropias de temperatura do Universo primordial medidas através da Radiação Cósmica de Fundo (do inglês *Cosmic microwave background radiation* (CMB)²). Este se trata de um efeito sofisticado do desacoplamento da interação entre elétrons e fótons. Suponha que no Universo primordial existiram regiões com diferentes quantidades de matéria, incluindo a escura, gerando estreitas anisotropias de massa, ou seja, gravitacionais, tais anisotropias podem ter sido

¹Há controvérsias a respeito disso porém, muitos especialistas da área dizem que Zwicky, de fato, criou o termo matéria escura.

²Poderíamos ter utilizado a sigla CMBR, incluindo a “radiação”, pois tal fenômeno também acontece para neutrinos, por exemplo. Porém, como este processo, gerado pelos neutrino, esta distante de ser medido, o uso da sigla CMB associada ao desacoplamento dos elétrons e fótons pode ser considerada.

geradas por perturbações quânticas amplificada em um período inflacionário, porém, esta discussão está além do escopo deste trabalho, para leitores interessados recomendamos a leitura de (SRIRAMKUMAR, 2009).

Elétrons foram atraídos para estas regiões, assim como prótons, e outras partículas massivas, entretanto, fótons de altas energias espalharam estes elétrons, via espalhamento Thomson, impedindo que estes se aglutinassem³, exemplificado na Fig. 3 como molas gerando efeito de repulsão em um mínimo do potencial. Além disto, sabemos que o Universo está se expandindo de modo que quando a taxa da interação entre fótons e elétrons se torna menor que a de expansão do Universo (fator de expansão de Hubble) a reação deixa de acontecer, o chamado desacoplamento, e os fótons podem, a partir de então, se mover livremente através do Universo. Com isso, fótons das regiões de maior densidade de matéria eram mais quentes do que os que estavam na região mais rarefeita, ou seja, sofreram desvio para o vermelho ou azul dependendo da força gravitacional, ou espalhamento, exercida sobre eles, tal processo ficou impresso na CMB. Este efeito é modelado via equações de fluido descrevendo oscilações acústicas (PAN et al., 2016).

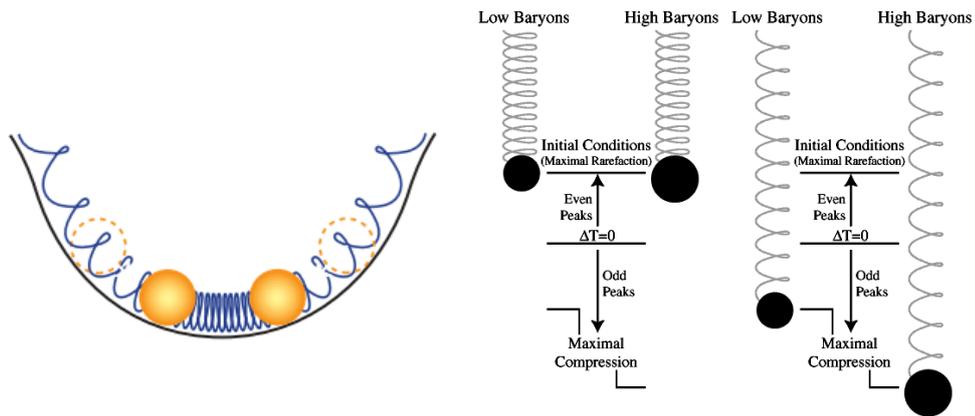


Figura 3 – Diagrama esquemático das interações dos fótons espalhando elétrons escapando do potencial gravitacional gerado pelas perturbações da densidade de matéria. Na figura da esquerda temos esferas amarelas que representam os elétrons ao serem atraídos pelo poço de potencial gravitacional, fótons os espalham tornando-os livres. Tal efeito resulta em uma oscilação, também chamada de oscilações acústicas (PAN et al., 2016), regiões mais densas ou rarefeitas, também interpretada na figura pelas molas, o que reflete diretamente nos picos mostrados na Fig. 4, sobre o CMB (HU, 2000). Os picos ímpares correspondem à máxima compressão do plasma (com maior amplitude), figura central; enquanto que a máxima rarefação está associada aos picos pares (menores) mostrada na figura à direita.

Uma vez que estas flutuações de densidades possuem anisotropias em sua distribuição espacial no Universo, como já mencionando, os fótons livres da CMB também carregam esta assinatura nas flutuações de sua temperatura. Estas oscilações são modeladas por

³Além de retardar a formação de átomos neutros de hidrogênio, $H + \gamma \rightarrow p^+ + e^-$.

ondas sonoras (geradas pelos fluidos formados, neste caso, por radiação, matéria bariônica e escura). Estas podem ser decompostas em diferentes modos de vibração que dependem de seu número de onda. Conforme observamos o “céu”, podemos representá-lo como uma superfície⁴, de forma que cada modo das ondas sonoras do CMB se relacionam com ângulos formados entre um observador na Terra e dois pontos desta superfície, sendo assim, as oscilações em sua temperatura, podem ser descritas via harmônicos esféricos⁵, correspondendo a uma função de correlação de dois pontos, da seguinte maneira (POPOLO, 2007)

$$\frac{\Delta T}{\bar{T}} \equiv \frac{T(\theta, \phi) - \bar{T}}{\bar{T}} = \langle \delta T(\hat{n}) \delta T(\hat{n}') \rangle = \sum_l \sum_m a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi) \propto \frac{\Delta \rho}{\bar{\rho}}, \quad (1.1)$$

ΔT corresponde a variação de temperatura entre dois pontos do “céu”, \bar{T} ao valor médio da temperatura (que segue a distribuição de corpo negro, sendo que as flutuações térmicas são da ordem de 10^{-5}), \hat{n} ao vetor normal à superfície, Y_{lm} aos esféricos harmônicos e a_{lm} às constantes, ambos são aplicados ao ajuste dos dados experimentais, linha verde da Fig. 4, e ρ significa densidade de matéria.

Os picos, mostrados na Fig. 4 carregam uma importante informação relacionada aos conteúdos de energia do universo⁶, dentre eles, a razão entre matéria bariônica e a radiação e da razão da quantidade total de matéria em relação à radiação (HU, 1995), também mostrada na Fig. 5, onde podemos ver claramente o efeito da mudança das abundâncias⁷ dos conteúdos de energia do universo sobre o tamanho dos máximos das anisotropias do CMB. O aumento da quantidade de bárions, por exemplo, gera uma maior compressão gravitacional amplificando os picos iniciais, por outro lado amortece as oscilações para grandes (pequenos) valores de ℓ (θ). Uma excelente descrição da física do CMB de forma analítica está presente em (HU; SUGIYAMA, 1995). Por fim, vale ressaltar que o valor que entra nos gráficos da Fig. 4 corresponde ao quadrado das temperaturas com isso, às regiões de rarefação do fluido, mínimo de energia dos fótons (negativo, em relação à média), contribuem com os picos menores, os picos pares.

A inclusão da componente escura de matéria é essencial para a correta formação de estruturas observadas no cosmo (SURVEY, 2011). Perceba que, combinando as evidências vindas do processo da CMB (que ocorrem no período do Universo primordial), juntamente com a curva de rotação de galáxias (tempo corrente), podemos afirmar que a ME é um conteúdo estável ao longo da evolução do Universo, sendo, por tal motivo, comumente chamada de relíquia.

⁴Sendo a CMB chamada de superfície do último espalhamento.

⁵Descrivendo uma onda (k), em função dos harmônicos esféricos (ℓ, m), $e^{ikx} \leftrightarrow Y_{lm}(\theta, \phi)$, na superfície.

⁶O primeiro da esquerda para direita é o pico impar inicial, de maior compressão do fluido. A segunda elevação consiste no primeiro pico par.

⁷Abundancia se trata da razão entre a densidade de determinado conteúdo de energia do universo pela densidade critica, densidade necessária para tornar o universo plano. Esta grandeza será discutida com detalhe na próxima seção.

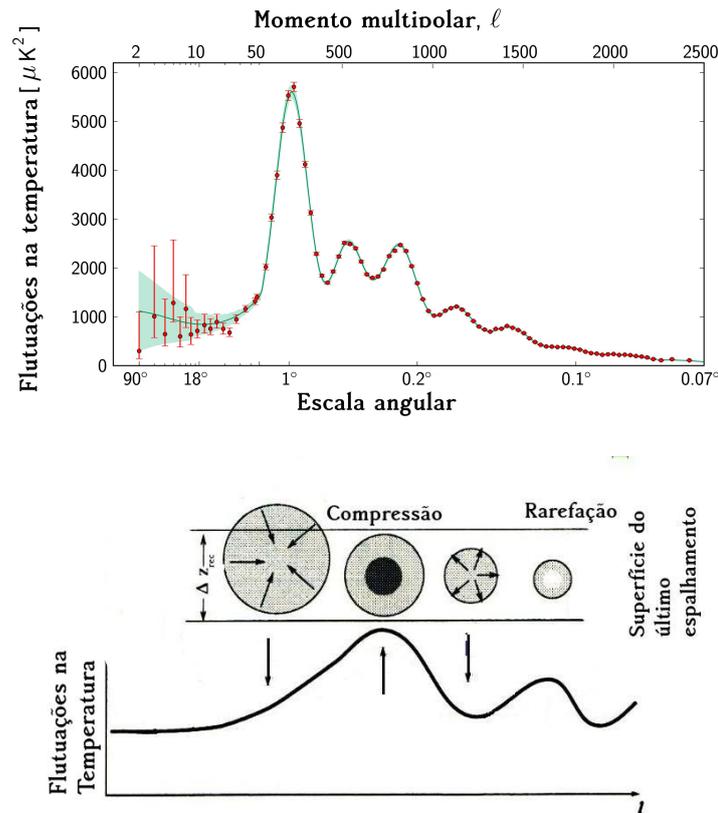


Figura 4 – No topo, gráfico das flutuações na temperatura do Universo medidas do CMB (COLLABORATION, 2013) em função do momento multipolar, Eq.(1.1) e escala angular ($\theta \simeq 180^\circ/\ell$). Na figura inferior, temos um diagrama esquemático do processo de oscilação entre compressão e rarefacção do fluido (matéria+fótons) que gera as flutuações no espectro da temperatura. Compressões levam aos maiores picos (ímpares), regiões de transição levam aos mínimos (vales) e regiões rarefeitas levam aos menores picos (pares, para detalhes ver texto).

A CMB também fornece evidências para a energia escura, uma componente de energia do Universo que, até agora, é modelada via constante de Einstein (KOLB; TURNER, 1990), que ao ser incluída na equação de Friedmann fornece o ingrediente para a expansão acelerada do Universo⁸, este ingrediente abarca cerca de 73% de toda energia do Universo. Para detalhes recomendamos (PATRIGNANI et al., 2016). Na Fig. 5, é possível visualizar o efeito da variação de Ω_Λ na física do CMB, sendo que a posição dos picos um importante ingrediente para o ajuste deste observável. É importante mencionar que estes resultados supõem um valor particular para o parâmetro de Hubble, modificá-lo implica em mudanças na curva da Fig. 5.

Outra relevante contribuição para detecção daME é o da aplicação da técnica de lentes gravitacionais, ver Fig. 6, onde é possível medir a massa de um objeto astronômico via

⁸Tal conclusão foi medida experimentalmente sendo premiada com o Nobel em 2011 (The Nobel Prize, 2011).

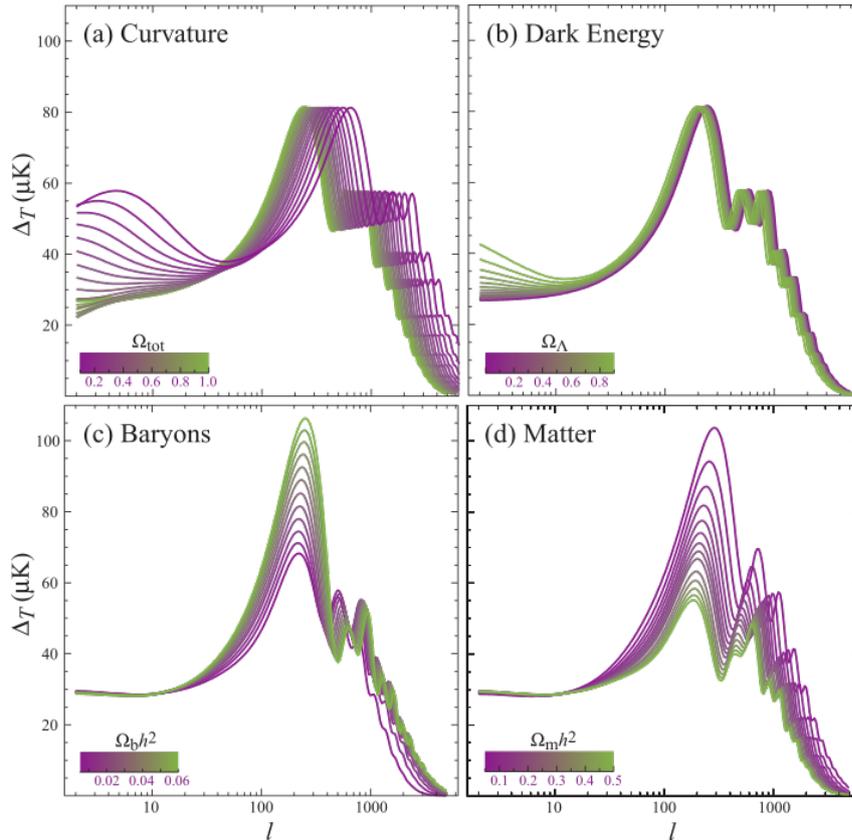


Figura 5 – Efeito da variação de alguns parâmetros cosmológicos sobre as anisotropias da CMB (HU; DODELSON, 2002). Isso nos mostra o quanto a contribuição de cada componente interfere no ajuste entre a teoria e os dados do CMB, se comparada a Fig. 4.

relatividade geral, devido ao efeito do desvio da luz gerado pelo forte potencial gravitacional do meio (este é tão intenso que curva o espaço e o tempo de modo que linhas retas se tornam curvas devido à gravidade).

Uma outra observação fantástica foi o da colisão de dois aglomerados de galáxias, onde foi possível aferir tanto a massa visível do conjunto juntamente com a total utilizando as técnicas de lentes gravitacionais, conforme mostrado na Fig. 7. Basicamente, durante a colisão, a matéria bariônica ao interagir emite raios-X que são medidos e com essa informação é possível aferir a massa bariônica do sistema (CLOWE et al., 2006). O resultado da colisão do aglomerado apontou que as regiões que concentravam a maior densidade de massa, medidas por meio de lentes gravitacionais, diferem da região que contém a matéria bariônica, indicando a existência de ME, que esta representada na Fig. 7 pela região azul (obtida por meio de simulação). Mencionando o próprio título de um dos artigos publicados sobre este evento: “Uma prova empírica direta da existência de matéria escura”, esta é uma das maiores evidências de ME, sendo que, trabalhos anteriores já apontavam para tais sinais (CLOWE; GONZALEZ; MARKEVITCH, 2004).

Então, podemos, agora, enumerar algumas condições básicas que um bom candidato

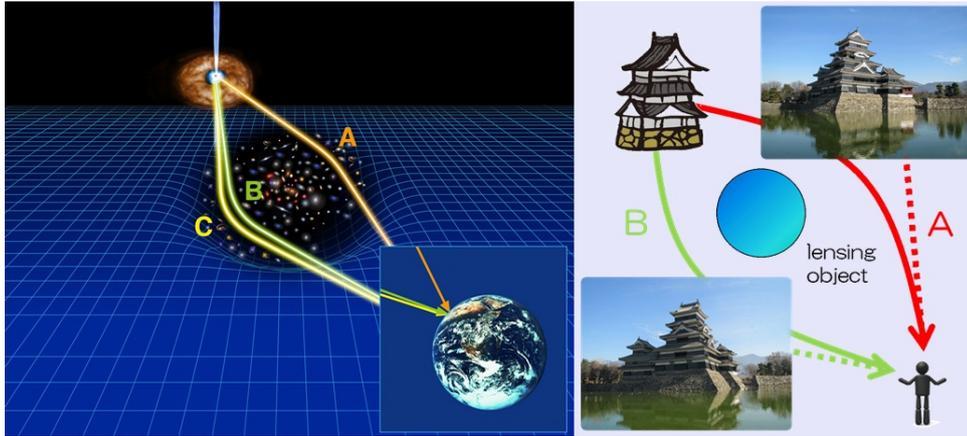


Figura 6 – Ilustração do efeito gravitacional sobre a luz denominado lente gravitacional (TELESCOPE, 2013). Supondo uma fonte luminosa conhecida, quando um objeto massivo passa entre os raios luminosos da fonte os efeitos do potencial gravitacional curvam o espaço (e o tempo) de forma que a luz, que fora do potencial se propaga em linha reta, agora descreve uma curva seguindo a deformação do espaço. À esquerda, temos um diagrama esquemático deste efeito nas grandes escalas e, à direita, o efeito visual característico das lentes gravitacionais que se trata das múltiplas imagens da mesma fonte (tal resultado já é bem conhecido pelos cientistas da área, bem como outros efeitos, para detalhes (Rahvar, 2015)).

a ME precisa ter. A primeira delas é sua abundância, que corresponde a aproximadamente 85% da quantidade de matéria do Universo (ou cerca de 23% da energia total do Universo), oriunda do ajuste da CMB, visto na Fig. 5, que será calculada na Sec. 1.2. Outra exigência associa-se à presença do conteúdo escuro tanto no período do desacoplamento dos fótons como em medições recentes das curvas de rotações de galáxias e colisões de aglomerados, ou seja, a ME é algo perene deste os primórdios até hoje, portanto ela deve ser estável ou com um longo tempo de vida maior que a idade do Universo.

Uma outra condição é ter fraquíssima ou inexistente interação com a luz e também com outras partículas. A ME também precisa ser fria (baixa velocidade ou longo livre caminho médio) no período do desacoplamento dos fótons, isto devido à formação de estruturas, se a ME for muito veloz⁹ ela não é aprisionada nos potenciais gravitacionais gerados pelas pequenas perturbações na distribuição de matéria, postergando a formação das estruturas as quais observamos hoje, conforme Fig. 8. Este último requisito também aponta para a necessidade da ME ser massiva, porém, ainda não há um limite sobre este valor, ao menos do ponto de vista fenomenológico, sabe-se apenas que para férmions devido ao princípio de exclusão de Pauli esta não pode ser menor que $\simeq 2\text{keV}$ (TREMAINE; GUNN, 1979; MADSEN, 1991), por outro lado, modelos em física de partículas, de forma geral, podem indicar limites, por questões de perturbatividade da teoria, ou unitariedade, etc.

⁹Caso seja relativística a ME é chamada de quente.

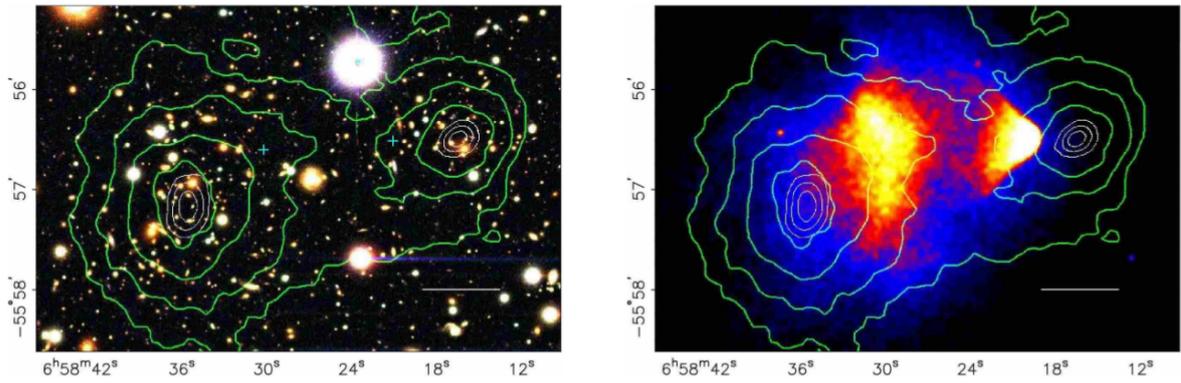


Figura 7 – Aglomerado da Bala (CLOWE et al., 2006). Na figura da esquerda, temos a foto dos aglomerados, sendo que em verde temos as curvas de nível que convergem para as regiões de maior densidade de massa. À direita, temos uma gravura semelhante a da esquerda, porém incluindo a matéria visível, em vermelho e amarelo, correspondendo ao espectro de emissão de raios-x, e em azul a componente de ME, obtida por meio de simulações, complementando a quantidade de massa necessária para reobter a distribuição da densidade de matéria obtida pela técnica de lentes gravitacionais.

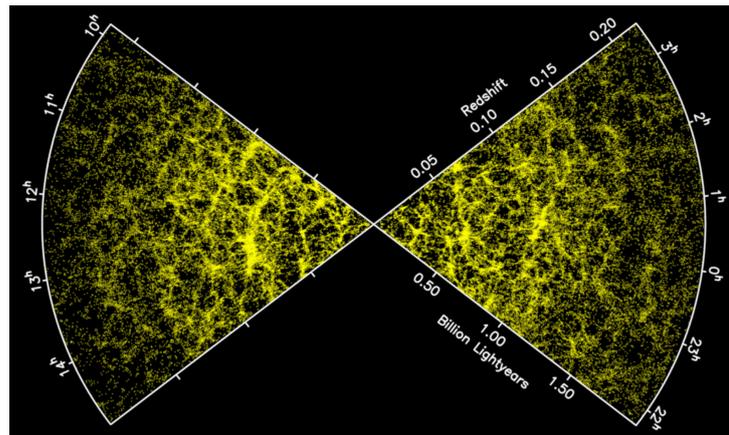


Figura 8 – Estruturas do nosso Universo observadas pela colaboração *The 2dF Galaxy Redshift Survey* ao longo de bilhões de anos luz de distância (SURVEY, 2011).

Atualmente, existem dezenas de modelos que propõem bons candidatos à ME como partícula elementar ou composta, se levarmos em conta pequenos modelos simplificados (como o que utilizaremos no Cap. 3) poderíamos afirmar que existem centenas de modelos. O primeiro que devemos comentar é o próprio modelo padrão da física de partículas (MP), ver Fig. 9. Do ponto de vista das interações eletromagnéticas poderíamos sugerir o neutrino porém, apesar de estável, este é relativístico na época do desacoplamento, postergando a formação de estruturas, além do fato de que sua abundância está muito abaixo da requerida pela CMB.

Um modelo bastante estudado corresponde à versão supersimétrica do MP, o modelo supersimétrico mínimo (MSSM)(BAER; TATA, 2006; JUNGMAN; KAMION-KOWSKI; GRIEST, 1996). A supersimetria prediz que para cada bóson existe um parceiro

supersimétrico, cujo *spin* difere em 1/2, e vice-versa, de forma que temos um conjunto muito maior de partículas que o MP. Este tipo de modelo possui interações que poderiam levar ao decaimento do próton de modo tal que para evitar este efeito catastrófico foi introduzida uma simetria, chamada paridade *R*, que além de garantir a estabilidade do próton também garante a estabilidade da partícula supersimétrica mais leve que se transforma por esta simetria, sendo assim uma ideia natural para um candidato a ME.

Um deles é o *sneutrino*, partícula escalar, o superparceiro do neutrino, porém este já foi descartado pois para gerar a abundância em acordo com a CMB é necessário que algumas reações sejam tão intensas que já estariam excluídas pelos experimentos atuais (detecção direta, Sec. 1.3). Outro candidato é o neutralino, uma combinação fermiônica dos superparceiros dos escalares neutros vindos dos dubletos de Higgs e dos bósons de gauge neutros. O neutralino é um bom candidato à matéria escura fria, pois atende a todos os requisitos para um bom aspirante à ME e possui interações dentro do poder de sondagem dos experimentos atuais.

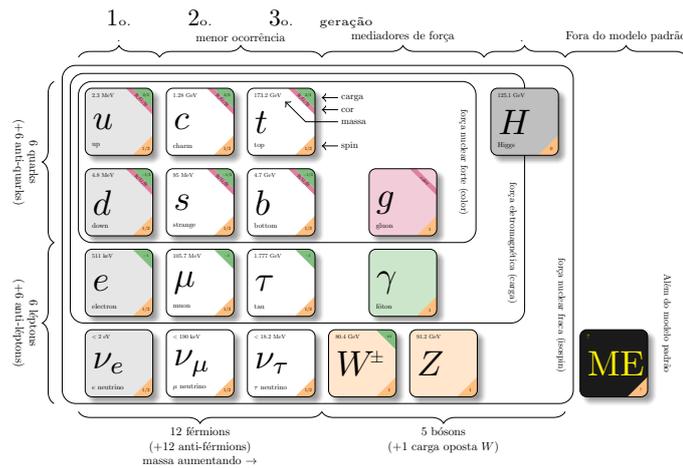


Figura 9 – Tabela elementar do modelo padrão da física de partículas (TANTAU, 2013) (exceto, atualmente pela ME, que ainda não foi categoricamente descoberta).

Por fim, podemos citar também o gravitino, que se origina de teorias supersimétricas da gravidade, este também é um bom candidato, que pode ou não ser detectado dependendo do conjunto de parâmetros utilizados, conforme estudado em (CHOI et al., 2010). Para uma completa revisão de candidatos supersimétricos sugerimos a leitura de (BAER; TATA, 2006; JUNGMAN; KAMIONKOWSKI; GRIEST, 1996).

Existem diversos outros bons candidatos, alguns deles estão representados na Fig. 10, como áxions, modos de vibração de campos de outras dimensões (Kaluza–Klein), neutrino estéril, entre outros. Para os leitores interessados sugerimos as leituras introdutórias e suas referências (BERGSTROM, 2009; DREES, 2018; GARDNER; FULLER, 2013).

À seguir, entraremos nos detalhes dos principais tópicos no que concerne à ME

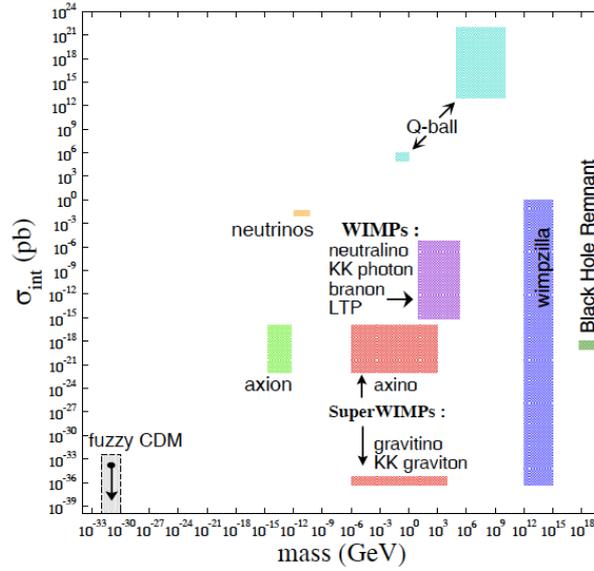


Figura 10 – Gráfico ilustrativo da ordem de interação pela massa dos principais candidatos à ME de diferentes teorias (GARDNER; FULLER, 2013).

como partícula, como os cálculos de sua abundância e tipos de busca: detecção direta, indireta e produção em aceleradores (um dos focos deste trabalho Cap. 3).

1.2 Cálculo da abundância de Relíquias

Veremos nesta seção os ingrediente mais importantes para o completo entendimento sobre o processo de produção térmica da ME tipo *WIMP* (que representaremos também por χ ¹⁰), o chamado “congelamento” (ou do inglês *freeze-out*). Neste cenário, supomos que a matéria escura se encontra em equilíbrio térmico com as partículas do MP no Universo primordial (que formam o plasma, banho térmico),

$$\chi\chi \leftrightarrow \text{MP MP} \quad (1.2)$$

sendo destruída e produzida na mesma taxa de modo que sua quantidade total no Universo é constante. Porém, conforme o Universo expande e esfria o banho térmico deixa de possuir energia suficiente para geração da ME ($T_{\text{plasma}} < m_{\chi}$), que se aniquila em partículas do MP, entretanto, a reação inversa não mais acontece, sua densidade diminui proporcional a $e^{-m_{\chi}/T}$. Desta forma, as partículas de ME se tornam cada vez mais diluídas.

Por outro lado, quando a taxa de expansão do Universo, H , se torna igual ou maior que a da taxa de reação, Γ , o processo para, ou “congela” (Fig. 13), desta forma a abundância de ME se torna constante no Universo. Veremos mais adiante, na Sec. 1.4, que ainda pode haver aniquilação de ME em regiões muito densas do Universo, gerando sinais mensuráveis por detecção indireta.

¹⁰Esta é uma representação largamente utilizada para matéria escura dentro do modelo supersimétrico padrão.

Novamente, ressaltamos que, neste trabalho, iremos nos basear em um dos principais candidatos, as *WIMP* (JUNGMAN; KAMIONKOWSKI; GRIEST, 1996). A seguir, dada a ideia qualitativa, partiremos para a quantitativa, onde descreveremos com boa precisão os cálculos de abundância utilizando argumentos físicos .

Como ponto de partida iremos supor alguns ingredientes básicos, iniciando com o equilíbrio térmico entre o plasma e a ME através de processos de espalhamentos e aniquilações descritas pela equação de Boltzmann, que de forma geral pode ser escrita como

$$\hat{\mathbf{L}}[f] = \mathbf{C}[f] \quad (1.3)$$

onde $\hat{\mathbf{L}}$ é o operador de *Liouville*, que descreve a evolução da função de distribuição pelo espaço de fase, e \mathbf{C} o termo de colisão que refere-se às interações entre a ME com as demais partículas. Estes termos podem levar em consideração muitos detalhes, o que os tornam bem complicados, entretanto, ao aplicar certas condições (veremos que são bastante razoáveis) podemos simplificá-los. Iremos supor que a ME, assim como o plasma primordial, é espacialmente homogênea e isotrópica, de modo que sua distribuição de densidade é $f(|\vec{p}|, t) = f(E, t)$, além de que, o Universo é descrito pela métrica de *Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker*.

Utilizando a densidade de número como sendo a integral sobre o espaço de fase

$$n^{\text{EQ}} = g_i \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} f(E, t), \quad (1.4)$$

sendo que g_i refere-se aos graus de liberdade das partículas com relação ao spin, carga de cor e elétrica, temos que, supondo que no início a ME estava em equilíbrio cinético e químico com o banho,

$$\int \frac{d^3p}{E} \hat{\mathbf{L}}[f] = a^{-3} \frac{d(n_\chi a^3)}{dt} = \frac{g_i}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3p}{E} \mathbf{C}[f] \quad (1.5)$$

onde a é o fator de escala de expansão do Universo ¹¹ (KOLB; TURNER, 1990) e o termo de colisão (lado direito da Eq.(1.3)) $\mathbf{C}[f]$

$$\frac{g_i}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3p}{E} \mathbf{C}[f] = - \int [(\sigma v)_{\chi\chi} dn_\chi dn_\chi + (\sigma v)_{\text{MPMP}} dn_{\text{MP}} dn_{\text{MP}}], \quad (1.6)$$

sendo n_{MP} a densidade de número associada às partículas de MP¹².

Supondo que a variação de σv seja pequena em relação a variação na densidade de número, podemos fatorar a equação anterior, além disso, agregando a ideia de que estamos

¹¹O fator de escala possui papel fundamental nos efeitos de modelagem da expansão do Universo e de sua física. Caso o leitor não seja familiarizado com o tema sugerimos a leitura da referência (KOLB; TURNER, 1990).

¹²Caso tenhamos duas diferentes partículas ficaríamos com χ_1 e χ_2 , mas, por simplicidade, iremos apenas calcular o caso de partículas de mesma natureza, isso não trará prejuízos para a compreensão dos conceitos aqui apresentados.

supondo o equilíbrio entre a ME e as partículas do MP temos que

$$\langle \sigma v \rangle_{\chi\chi} n_{\chi}^{\text{EQ}} n_{\chi}^{\text{EQ}} = \langle \sigma v \rangle_{\text{MPMP}} n_{\text{MP}}^{\text{EQ}} n_{\text{MP}}^{\text{EQ}}, \quad (1.7)$$

onde $\langle \sigma v \rangle$ é a média térmica da seção de choque de aniquilação vezes a velocidade relativa entre as partículas, definida, para um processo $2 \rightarrow 2$, como

$$\langle \sigma v \rangle \equiv \frac{1}{n_1^{(0)} n_2^{(0)}} \int \frac{d^3 p_1}{(2\pi)^3 2E_1} \int \frac{d^3 p_2}{(2\pi)^3 2E_2} \int \frac{d^3 p_3}{(2\pi)^3 2E_3} \int \frac{d^3 p_4}{(2\pi)^3 2E_4} e^{-(E_1+E_2)/T} (2\pi)^4 \delta^3(p_1 + p_2 - p_3 - p_4) \delta(E_1 + E_2 - E_3 - E_4) |\mathcal{M}|^2, \quad (1.8)$$

sendo \mathcal{M} a amplitude do processo, E e p a energia e tri-momento das partículas, respectivamente. Com isto podemos reescrever a Eq.(1.5) da seguinte forma

$$a^{-3} \frac{d(n_{\chi} a^3)}{dt} = \langle \sigma v \rangle (n_{\text{EQ}}^2 - n^2). \quad (1.9)$$

O primeiro termo da Eq.(1.9) pode ser reescrito da seguinte forma

$$a^{-3} \frac{d(n_{\chi} a^3)}{dt} = \dot{n} + 3Hn \quad (1.10)$$

sendo H o parâmetro de Hubble (KOLB; TURNER, 1990) que, durante a era dominada por radiação, onde geralmente as *WIMPs* desacoplam, é definido como

$$H(x)_{\text{rad}} = \sqrt{\frac{8\pi G_N \rho_{\gamma}}{3}} = \sqrt{\frac{8\pi G_N (g_{\star} \frac{\pi^2 T^4}{30})}{3}} = \sqrt{\frac{4\pi^3 G_N g_{\star}}{45}} m^2 x^{-2}, \quad (1.11)$$

onde definimos $x \equiv m/T$ e sendo g_{\star} o número efetivo de graus de liberdade das partículas relativísticas e que nesta época do Universo $T \sim a^{-1}$. Com isto, a Eq.(1.10) fica da seguinte forma

$$a^{-3} \frac{d(n_{\chi} a^3)}{dt} = a^{-3} \frac{d}{dt} \left(\frac{n_{\chi}}{T^3} \overbrace{T^3 a^3}^{\text{const.}} \right) = T^3 \frac{d}{dt} \left(\frac{n_{\chi}}{T^3} \right) \quad (1.12)$$

com $Y \equiv n/T^3$ ¹³. Podemos então reformular a Eq.(1.9) da seguinte forma

$$\begin{aligned} T^3 \frac{d}{dt} \left(\frac{n_{\chi}}{T^3} \right) &= \langle \sigma v \rangle T^6 \left[\left(\frac{n_{\text{EQ}}^2}{T^3} \right) - \left(\frac{n^2}{T^3} \right) \right] \cdot \cdot \\ \frac{d}{dt} \left(\frac{n_{\chi}}{T^3} \right) &= \langle \sigma v \rangle T^3 \left[\left(\frac{n_{\text{EQ}}^2}{T^3} \right) - \left(\frac{n^2}{T^3} \right) \right]. \end{aligned} \quad (1.13)$$

Vale mencionar que utilizaremos a variável $x \equiv m/T$, uma vez que simplifica algumas expressões e facilita a visualização gráfica da evolução do Universo, já que a temperatura do Universo diminui com o tempo.

¹³Em outras referências também é possível encontrar $Y \equiv n/s$, $s(T)$ se trata da entropia, que leva a resultados idênticos e expressões semelhantes, visto que $s \propto T^3$.

Desta forma, reescreveremos a equação anterior da seguinte maneira

$$\frac{dY}{dt} = \frac{dY}{dx} \frac{dx}{dt} = \frac{dY}{dx} \left(-\frac{\dot{T}}{T^2} m \right) = \frac{dY}{dx} x \frac{\dot{a}}{a} = -\frac{dY}{dx} x_N H = -\frac{dY}{dx} \overbrace{\frac{H(x=1)}{x_N}}^{\text{Eq.(1.11)}} \quad (1.14)$$

logo, a Eq.(1.13) fica

$$\begin{aligned} \frac{dY}{dx} &= \frac{x_N}{H(x=1)} \langle \sigma v \rangle T^3 (Y_{\text{EQ}}^2 - Y^2) = \frac{m_N^3 \langle \sigma v \rangle}{H(x=1) m_N^3} T^3 x_N (Y_{\text{EQ}}^2 - Y^2) \\ &= -\frac{\lambda}{x^2} (Y^2 - Y_{\text{EQ}}^2), \quad \lambda \equiv \frac{m_N^3 \langle \sigma v \rangle}{H(x=1)}. \end{aligned} \quad (1.15)$$

Com o objetivo de termos uma ideia mais física das equações obtidas até aqui, podemos reescrever a Eq.(1.15) da seguinte forma

$$\begin{aligned} \frac{dY}{dx} &= \frac{m^3 \langle \sigma v \rangle_0}{H(m) x^2} (Y_{\text{EQ}}^2 - Y^2) = \frac{m^3 \langle \sigma v \rangle_0 Y_{\text{EQ}}}{H(m) x^2} \frac{n_{\text{EQ}}}{m^3 x^{-3}} \left[1 - \left(\frac{Y^2}{Y_{\text{EQ}}^2} \right) \right] \\ &\Rightarrow \frac{x}{Y_{\text{EQ}}} \frac{dY}{dx} = \frac{\langle \sigma v \rangle_0 n_{\text{EQ}}}{H(x)} \left[1 - \left(\frac{Y^2}{Y_{\text{EQ}}^2} \right) \right] = \frac{\Gamma}{H} \left[1 - \left(\frac{Y^2}{Y_{\text{EQ}}^2} \right) \right] \end{aligned} \quad (1.16)$$

sendo $\Gamma \equiv \langle \sigma v \rangle_0 n_{\text{EQ}}$, a taxa de interação, ou seja, o termo Γ/H modula a diferença do desvio do equilíbrio de modo que se $\Gamma \lesssim H$ a aniquilação será cada vez menos efetiva ao ponto de se tornar desprezível, podendo levar a variação de Y a ser nula ($(dY/dx) \sim 0$), congelando seu valor. Esta relação está mostrada na Fig. 11, onde utilizamos as distribuições do equilíbrio, uma vez que basicamente temos $Y(x \lesssim x_f) \approx Y_{\text{EQ}}(x_f)$,

$$n^{(0)} = g_i \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} e^{-E_i/T} = \begin{cases} g_i \left(\frac{m_i T}{2\pi} \right)^{3/2} e^{-m_i/T} & m_i \gg T \\ g_i \frac{T^3}{\pi^2} & m_i \ll T \end{cases}. \quad (1.17)$$

Também, é possível incluir um pouco mais de sofisticação nesta abordagem, ao levar em consideração a dependência da média térmica com a velocidade da ME, ou seja,

$$\langle \sigma v \rangle \propto v^p \quad (1.18)$$

sendo que para *onda-s* (MANDL; SHAW, 1985) temos $p = 0$ e *onda-p* temos $p = 1$. É bastante comum, em uma primeira abordagem, supor uma distribuição de Maxwell-Boltzmann para a ME¹⁴, com isto temos que $v^p \propto \sqrt{T^p} \propto (m/T)^{-p/2} = x^{-p/2}$, deste modo, define-se $\langle \sigma v \rangle \equiv \langle \sigma v \rangle_0 x^{-n}$, sendo $n \equiv p/2$. Então, podemos escrever

$$\lambda_0 = \frac{m^3 \langle \sigma v \rangle_0}{H(m)} = \lambda x^n. \quad (1.19)$$

Com isto, a Eq.(1.15) pode ser escrita como

$$\frac{dY}{dx} = \frac{\lambda_0}{x^{2+n}} (Y_{\text{EQ}}^2 - Y^2), \quad (1.20)$$

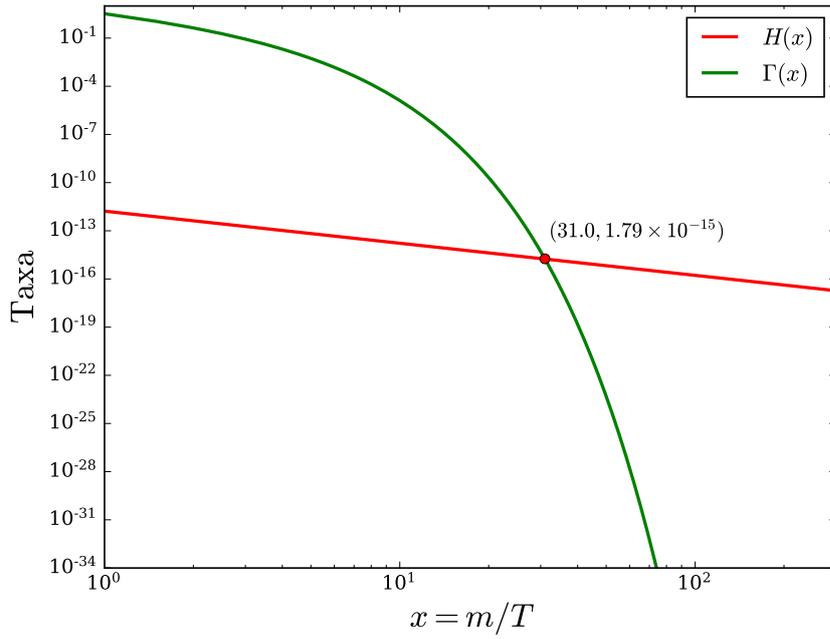


Figura 11 – Gráfico da taxa de aniquilação da ME, Eq.(1.16), comparada à de expansão do Universo $H(x)$. Quando $\Gamma(x) \lesssim H(x)$ ocorre o *freeze-out*, neste caso trata-se do valor discriminado na figura acompanhado do ponto em vermelho ($x_f \approx 30$).

onde n reflete a dependência da interação da ME com a sua velocidade (levando a uma supressão adicional uma vez que esta se propaga com baixas velocidades), ou melhor seu tipo de interação (via *onda-s* ou *onda-p*).

Todas os cálculos e simplificações foram feitos com o objetivo de chegar nesta forma da Eq.(1.20), entretanto, a mesma não possui solução exata, apenas numérica. Por outro lado, podemos obter seu resultado assintótico, de maneira que, em alguns casos, tal procedimento se torna bem razoável, uma vez que a aproximação difere da abordagem numérica em apenas 5%, além de fornecer uma visão bastante didática sobre a produção térmica da ME. Partiremos então, definindo $\Delta = Y - Y_{\text{EQ}}$ (SCHERRER; TURNER, 1986), que nos permite simplificar a equação, além de tornar as ideias mais claras. Desta forma, podemos reescrevê-la como

$$\frac{d\Delta}{dx} = -\frac{d\Delta_{\text{EQ}}}{dx} - \frac{\lambda_0}{x^{2+n}} \Delta (2Y_{\text{EQ}}^2 + \Delta). \quad (1.21)$$

Supondo $x \gg x_f$, o que significa $T \ll T_f$, onde o subscrito f refere-se ao período de desacoplamento, Y_{EQ} se torna muito menor que Y , devido à supressão exponencial, conforme Eq.(1.17), ou seja, $\Delta \approx Y \gg Y_{\text{EQ}}$, então, partindo da Eq.(1.21), temos

$$\frac{d\Delta}{dx} = -\frac{\ll d\Delta/dx}{\overbrace{d\Delta_{\text{EQ}}}^{\ll \Delta}}}{dx} - \frac{\lambda_0}{x^{2+n}} \Delta \left(2 \overbrace{Y_{\text{EQ}}^2}^{\ll \Delta} + \Delta \right) \Rightarrow \frac{d\Delta}{dx} \simeq -\frac{\lambda_0}{x^{2+n}} \Delta^2, \quad (1.22)$$

¹⁴Na verdade, de fato se trata de uma boa aproximação (KOLB; TURNER, 1990).

podemos então realizar a integração nos seguintes limites

$$\int_{\Delta_f(\simeq Y_f)}^{\Delta(\simeq Y_\infty)} \frac{d\Delta}{\Delta^2} \simeq -\lambda_0 \int_{x_f}^{x(\rightarrow\infty)} \frac{1}{x^{2+n}}. \quad (1.23)$$

sendo $x(\rightarrow\infty)$ o valor no período atual. Se $\Gamma \geq H$ ainda podemos ter aniquilação de ME, levando a um valor menor de Y em relação a Y_{EQ} , quando $\Gamma = H$,

$$-\frac{1}{\Delta} \Big|_{\Delta_f(\simeq Y_f)}^{\Delta(\simeq Y_\infty)} = -\left(\frac{1}{Y_\infty} - \frac{1}{Y_f}\right) = -\lambda_0 \left[-\frac{x^{-(n+1)}}{n+1} \right]_{x_f}^{x_\infty}, \quad (1.24)$$

como, $Y_\infty \ll Y_f$, então, $1/Y_\infty \gg 1/Y_f$, da mesma forma, $1/x_\infty \ll 1/x_f$, resultando em,

$$\Delta_\infty = Y_\infty = \frac{n+1}{\lambda_0} x_f^{n+1}. \quad (1.25)$$

Agora calcularemos x_f , quando $x \rightarrow x_f$, Y se torna diferente de Y_{EQ} , por outro lado, um pouco antes do *freeze-out* $\Delta(x_f) \simeq cY_{\text{EQ}}(x)$, sendo $c \sim \mathcal{O}(1)$, substituindo na Eq.(1.21), temos

$$\begin{aligned} \frac{d\Delta}{dx} &= -\frac{d\Delta_{\text{EQ}}}{dx} - \frac{\lambda_0}{x^{2+n}} \Delta (2Y_{\text{EQ}}^2 + \Delta) \xrightarrow[x \gg 3/2, Y \simeq Y_{\text{EQ}}]{\frac{d\Delta}{dx} \ll 1} \frac{d\Delta_{\text{EQ}}}{dx} = -\frac{\lambda_0}{x^{2+n}} \Delta (2Y_{\text{EQ}}^2 + \Delta) \\ & a \left(\frac{3}{2} - x \right) x^{1/2} e^{-x} = -\frac{\lambda_0}{x^{2+n}} c Y_{\text{EQ}} (2Y_{\text{EQ}}^2 + c Y_{\text{EQ}}) \\ & \left(\frac{3}{2x} - 1 \right) \overbrace{a x^{3/2} e^{-x}}^{Y_{\text{EQ}}} = -\frac{\lambda_0}{x^{2+n}} c Y_{\text{EQ}}^2 (2 + c) \\ & \overbrace{\left(\frac{3}{2x} - 1 \right)}{\simeq -1, x \gg 3/2} = -\frac{\lambda_0}{x^{2+n}} c (2 + c) a x^{3/2} e^{-x} \Rightarrow e^{x_f} \simeq \frac{a \lambda_0 c (c+2)}{x_f^{n+1/2}}. \end{aligned} \quad (1.26)$$

sendo $a \equiv g/(2\pi)^{3/2}$. A Eq.(1.26) trata-se de uma equação transcendental, ao reescrevê-la como

$$\begin{aligned} e^{x_f} &\simeq \frac{a \lambda_0 c (c+2)}{x_f^{n+1/2}} \rightarrow x_f^{n+1/2} e^{x_f} = \overbrace{a \lambda_0 c (c+2)}^k \\ x^m e^x &= k \xrightarrow[\text{tirando a raiz}]{\times 1/m} \frac{x}{m} x e^{x/m} = k^{1/m} \rightarrow X e^X = \frac{k^{1/m}}{m}, \end{aligned} \quad (1.27)$$

esta pode ser resolvida utilizando a função de Lambert, \mathcal{W} , (VEBERIC, 2012), uma vez que $Y = X e^X \rightarrow X = \mathcal{W}(Y)$.

Assim utilizando a Eq.(13) de (VEBERIC, 2012), podemos reescrever a Eq.(1.27)

como

$$\begin{aligned}
 \frac{x}{m} &= \mathcal{W}\left(\frac{k^{1/m}}{m}\right) \rightarrow \frac{x}{m} = \ln\left(\frac{k^{1/m}}{m}\right) - \ln\left\{\ln\left(\frac{k^{1/m}}{m}\right) - \ln\left[\ln\left(\frac{k^{1/m}}{m}\right) - \dots\right]\right\} \\
 x &= m \ln\left(\frac{k^{1/m}}{m}\right) - m \ln\left[\ln\left(\frac{k^{1/m}}{m}\right) - \ln(\dots)\right] \\
 x &= \ln k - m \ln m - m \ln[m \ln k - m \ln m - \dots] \\
 x &= \ln k - m \ln\left[m \frac{1}{m} \ln k - m \ln m - \dots\right] \\
 x &= \ln k - \left(n + \frac{1}{2}\right) \ln(\ln k - \dots) \\
 x_f &= \ln[a\lambda_0 c(c+2)] - \left(n + \frac{1}{2}\right) \ln\{\ln[a\lambda_0 c(c+2)]\}. \tag{1.28}
 \end{aligned}$$

De acordo com (KOLB; TURNER, 1990), a melhor condição para c , que fornece o melhor ajuste em relação à solução numérica da Eq.(1.21), é tomarmos $c(c+2) = n+1$, $\forall x \geq 3$, onde os erros ficam em torno de 5%. Lembrando que, da Eq.(1.19),

$$\begin{aligned}
 a\lambda_0 &= \frac{g}{(2\pi)^{3/2}} \frac{m^3 \langle \sigma v \rangle_0}{H(m)} = \frac{g}{(2\pi)^{3/2}} m^3 \left(\frac{8\pi G_N \rho}{3}\right)^{-1/2} \langle \sigma v \rangle_0 \\
 &= \frac{g}{(2\pi)^{3/2}} m^3 \left(\frac{8\pi G_N g_* \frac{\pi^2}{30} T^4}{3}\right)^{-1/2} \langle \sigma v \rangle_0 = \frac{g}{(2\pi)^{3/2}} m^3 \frac{1}{\sqrt{8\pi G_N}} \sqrt{\frac{90}{\pi^2 g_*}} T^{-2} \langle \sigma v \rangle_0 \\
 &= \frac{g}{(2\pi)^{3/2}} m \frac{1}{\sqrt{8\pi G_N}} \sqrt{\frac{90}{\pi^2 g_*}} \left(\frac{m}{T}\right)^2 \Big|_{x=1} \langle \sigma v \rangle_0 = \sqrt{\frac{45}{4\pi^5}} \frac{g}{\sqrt{g_*}} m m_{PL} \langle \sigma v \rangle_0 \tag{1.29}
 \end{aligned}$$

sendo m_{PL} a massa de Planck reduzida, com isso a Eq.(1.28) pode ser expressa como

$$\begin{aligned}
 x_f &= \ln\left[0.197(n+1) \frac{g}{\sqrt{g_*}} m m_{PL} \langle \sigma v \rangle_0\right] - \\
 &\quad \left(n + \frac{1}{2}\right) \ln\left\{\ln\left[0.197(n+1) \frac{g}{\sqrt{g_*}} m m_{PL} \langle \sigma v \rangle_0\right]\right\}, \tag{1.30}
 \end{aligned}$$

cujo comportamento está presente na Fig. 12.

Para finalizar esta seção, precisamos relacionar o que já foi feito até aqui com os resultados experimentais para a abundância da relíquia, esta é definida como a razão entre a densidade crítica do Universo (para que este seja plano¹⁵) e a densidade de energia da ME, ao final do processo de *freeze-out*, ou seja

$$\Omega \equiv \frac{\rho_{ME}}{\rho_{cr}}, \tag{1.31}$$

porém, deve ser incluído o fator de diluição entre o momento que a ME desacopla (no instante t_1) e a época onde ocorre o desacoplamento dos fótons (no instante t_0), isto é feito da seguinte maneira, suponha a expansão adiabática do Universo, a energia total em

¹⁵Diversas medidas concordam que o nosso Universo é plano (PATRIGNANI et al., 2016).

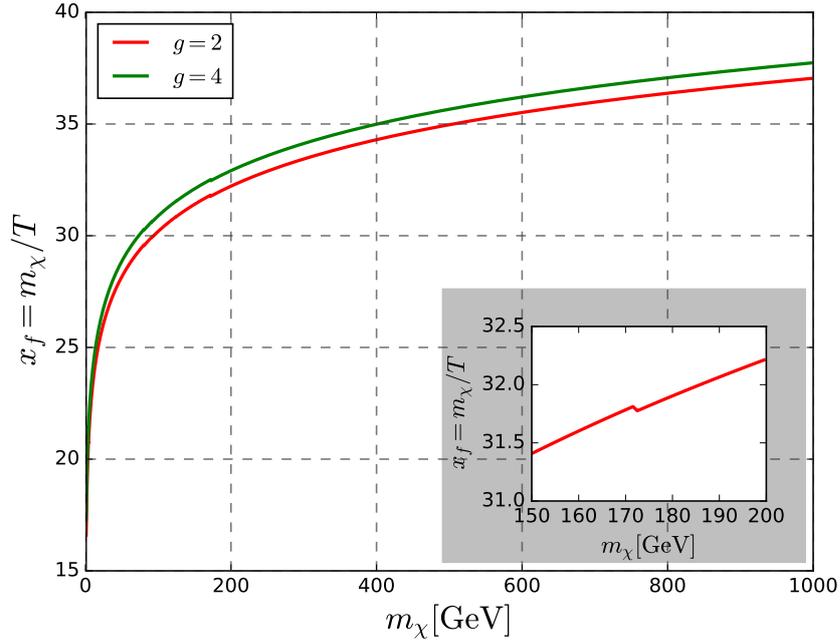


Figura 12 – Gráfico do x de freeze-out, Eq.(1.30). Temos que $x_f \approx 20 - 40$ o que está em acordo com a literatura. No canto inferior direito está em realce a região entre $m_\chi \approx (150 - 200)$ GeV que mostra o pequeno desnível devido à variação de g_* , que depende da temperatura e se trata basicamente do número das espécies de partículas acopladas ao plasma, como já mencionado no texto.

t_1 é a mesma em t_0 ¹⁶, portanto, a densidade de energia pode ser escrita como

$$\rho_{ME_0} a_0^3 = \rho_{ME_1} a_1^3 \therefore \rho_{ME_0} = m_{ME} Y_\infty T_1^3 \left(\frac{a_1}{a_0} \right)^3 = m_{ME} Y_\infty T_0^3 \left(\frac{a_1 T_1}{a_0 T_0} \right)^3, \quad (1.32)$$

onde utilizamos $\rho = mn$ e $Y = n/T^3$. A fração anterior pode ser computada utilizando o cálculo da entropia, supondo que a ME desacopla na era da radiação ($T > 150\text{keV}$), temos

$$s_1 a_1^3 = s_0 a_0^3 \therefore \frac{4\pi^2}{90} g_{*1} T_1^3 a_1^3 = \frac{4\pi^2}{90} g_{*0} T_0^3 a_0^3 \therefore \left(\frac{a_1 T_1}{a_0 T_0} \right)^3 = \frac{g_{*0}}{g_{*1}}. \quad (1.33)$$

Aplicando Eq.(1.33) em Eq.(1.32) e substituindo na Eq.(1.31) ficamos com

$$\begin{aligned} \Omega_{ME} &\equiv \frac{\rho_{ME}}{\rho_{cr}} = \frac{m_{ME} n}{\rho_{cr}} = \frac{m_{ME} \left[Y_\infty T_0^3 \left(\frac{g_{*0}}{g_{*1}} \right) \right]}{\rho_{cr}} \\ &= \frac{m_{ME} \left[\frac{n+1}{\lambda_0} x_f^{n+1} T_0^3 \left(\frac{g_{*0}}{g_{*1}} \right) \right]}{\frac{3H^2}{8\pi G_N M_{Pl}}} = \frac{2.16 \cdot 10^{-11} \text{GeV}^{-2}}{h^2} (n+1) \sqrt{g_*(m)} \frac{x_f}{\langle \sigma v \rangle_0} \left(\frac{g_{*0}}{g_{*1}} \right), \\ \Omega_{ME} h^2 &= 0.11 (n+1) \sqrt{\frac{g_*(m)}{100}} \left(\frac{x_f}{30} \right) \left(\frac{6 \times 10^{-8} \text{GeV}^{-2}}{\langle \sigma v \rangle_0} \right) \left(\frac{g_{*0}}{g_{*1}} \right). \end{aligned} \quad (1.34)$$

Combinada à Eq.(1.30), temos então todos os ingredientes necessários para o cálculo da abundância da ME. Este resultado deve estar em acordo com os dados medidos pelo

¹⁶Lembrando que em cosmologia o tempo atual possui a referência do índice zero (t_0 , ρ_0 , por exemplo).

satélite Planck baseados no CMB, que é igual a $\Omega_{\text{ME}}h^2 = 0.1198 \pm 0.0012$ (AGHANIM et al., 2018). Na Fig. 13, dispomos o gráfico da solução numérica da Eq.(1.20), considerando a média térmica e g_{*1} constante, a ser substituída na primeira linha da Eq.(1.34). Assim, podemos ver toda física do processo de congelamento discutido até aqui. No início, a ME está em equilíbrio com o plasma, porém com a diminuição da temperatura, as partículas do MP deixam de ter energia suficiente para produzir a ME, sendo assim a quantidade de ME vai se degradando proporcionalmente ao fator de Boltzmann, de acordo com a Eq.(1.17). Por outro lado, conforme a taxa de expansão do Universo supera a de interação da aniquilação a reação cessa, congelando a densidade de ME no Universo, note que, um pouco antes do *freeze-out* a ME ainda sai do equilíbrio.

Perceba também que, tanto na solução aproximada quanto na numérica, uma das características da produção térmica está relacionada ao fato da abundancia ser inversamente proporcional à seção de choque ($\Omega h^2 \sim 1/\langle\sigma v\rangle_0$). Quanto maior a seção de choque maior a taxa de interação, por consequência, a ME passa mais tempo se aniquilando, diminuindo assim sua densidade, atrasando a condição de *freeze-out* ($H(x) > \Gamma(x)$).

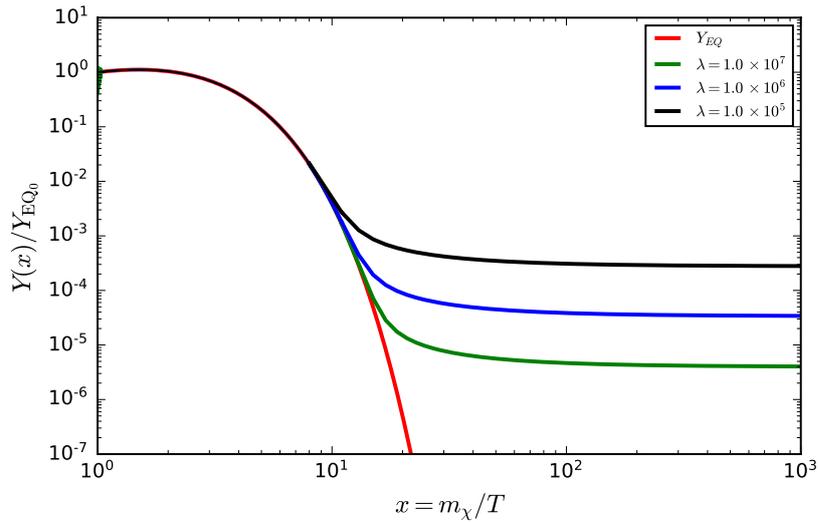


Figura 13 – Gráfico da solução numérica da Eq.(1.20), em particular supondo $n = 0$, para diferentes valores de λ_0 . É possível observar o efeito característico da abundância, via produção térmica, que se deve ao fato de ser inversamente proporcional à seção de choque, sendo a maior representada pela linha verde ($\lambda_0 = 10^7$), e a menor em preto ($\lambda_0 = 10^5$) e em azul tomamos $\lambda_0 = 10^6$. Em vermelho, temos a distribuição de energia das partículas em equilíbrio térmico em função de x ($x = m_\chi/T$), sendo $Y_{\text{EQ}_0} = Y(x = 1)$, valor que, no caso da *WIMP*, verificamos ser um ponto inicial o suficiente para capturarmos toda dinâmica relevante da produção térmica. Chamamos a atenção para a pequena região onde a ME sai do equilíbrio antes de atingir o *freeze-out*.

Na próxima seção, discutiremos uma das principais formas de busca pela ME, que são as mais relevantes fontes de vínculos para os modelos de física de partículas que propõem candidatos à ME, que são os experimentos de detecção direta.

1.3 Detecção Direta

Uma das formas mais importantes de busca por ME é a detecção direta. Por meio desta, é possível revelar diversas de suas propriedades, como sua massa e spin (QUEIROZ; RODEJOHANN; YAGUNA, 2017). Em linhas gerais, trata-se de obter informação sobre a ME por meio da medida do espalhamento direto entre a ME e o núcleo atômico de um detector terrestre, conforme a Fig. 14. O resultado de tal espalhamento pode gerar no detector a produção de fótons (que é amplificada por fotomultiplicadores), fônons (detectáveis via materiais supercondutores) ou ionização do átomo (muitos experimentos possuem campos magnéticos que “arrastam” os elétrons para seus detectores).

Este tipo experimento deve ser blindado de raios cósmicos que resultariam em um grande ruído nos detetores gerando sinais semelhantes aos da matéria escura, como por exemplo, raios que produzem múons ou nêutrons, ver Fig. 15, pois interagem com os detectores muitas vezes na mesma escala de energia que o esperado para uma interação com *WIMPs*. Por isso, experimentos como o LUX e o Xenon são realizados no subsolo (AKERIB et al., 2017; APRILE E., 2012; AKERIB et al., 2015).

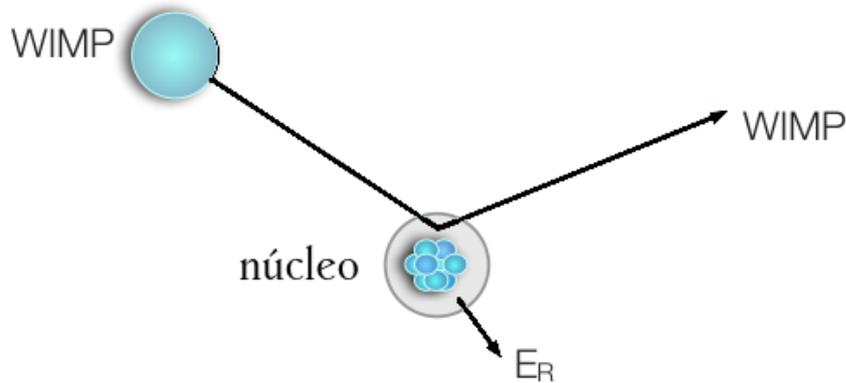


Figura 14 – Diagrama esquemático do espalhamento *WIMP*-núcleo, sendo que, o que comumente se mede é a energia depositada no núcleo, também chamada de energia de recuo.

O método de detecção baseia-se na medida da energia depositada nos detetores gerada pelo espalhamento. Supondo uma *WIMP* com massa de aproximadamente 100 GeV e velocidade de $v_{ME} \approx 220 \text{ km s}^{-1} = 0.75 \times 10^{-3} c$ (PLEHN, 2017), o momento médio aproximado transferido no espalhamento *WIMP*-núcleon, calculado $\langle E_R \rangle = E_0 = \frac{1}{2} m_{ME} v^2 = \frac{1}{2} 100 \text{ GeV} \times (0.75 \times 10^{-3} c)^2 \approx 30 \text{ keV}$, seria

$$q = \sqrt{2m_N E_R} \rightarrow \sqrt{2(\sim 100 \text{ GeV})(10 - 30) \text{ keV}} \sim (45 - 77) \text{ keV}, \quad (1.35)$$

e isso fornece uma ideia aproximada do intervalo de energia que um experimento precisa focar sua sensibilidade.

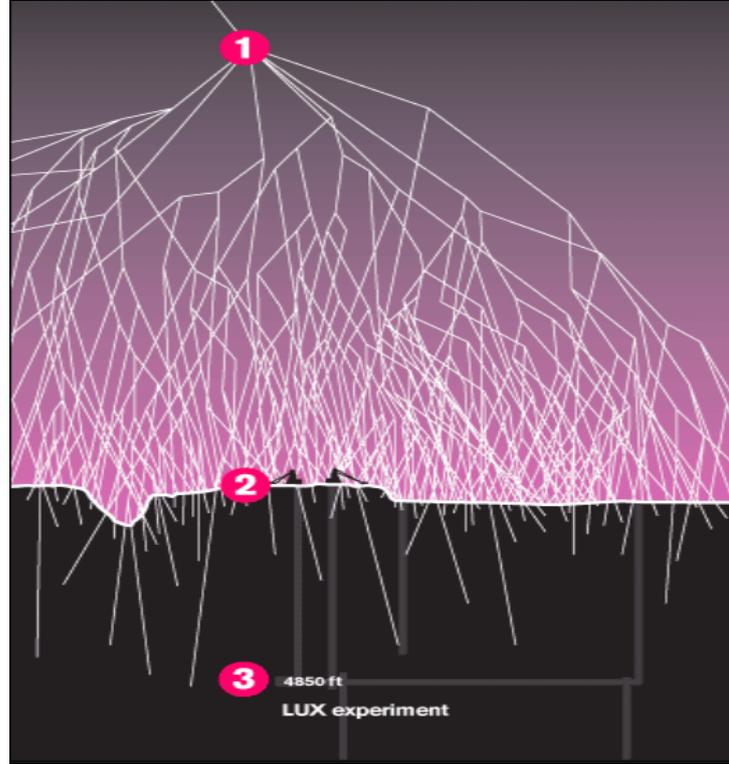


Figura 15 – Diagrama esquemático do efeito de um raio cósmico na atmosfera terrestre e o experimento LUX (AKERIB et al., 2017), que fica à 4850 pés de profundidade (aproximadamente 1478 metros). Tais partículas podem atingir os detectores e gerar um sinal semelhante a um de ME. Figura retirada de (HARLAN, 2012). O ponto 1 representa a interação entre o raio cósmico e nossa atmosfera, o 2 com o solo, que filtra boa parte dos estados finais, e 3 a localização do experimento (bem mais protegida).

A taxa de energia do espectro de recuo nuclear dR/dE_R , é dada conforme (UNDAGOITIA; RAUCH, 2016)

$$\frac{dR}{dE}(E, t) \propto n_A \times \frac{\rho_{ME}}{m_{ME}} \times \sigma_{MN} \times \langle v \rangle \quad (1.36)$$

↑ Experimento ↑ Modelo de interação ↑ Astrofísica

sendo n_A a densidade alvo do detector (característica experimental), o perfil de densidade (ρ_{ME}) bem como a velocidade da ME vem do estudo astrofísico, da curva de rotação de nossa galáxia que também pode ser comparado, por exemplo, a simulação da formação de estruturas, sendo o valor mais utilizado na literatura na posição da Terra de $\rho_{\odot} \simeq 0.4 \text{ GeVcm}^{-3}$ (BERTONE; HOOPER; SILK, 2005; BAHCALL; SCHMIDT; SONEIRA, 1983), enquanto a seção de choque (σ_{MN}) e massa surge do modelo de interação entre a ME e constituintes dos núcleons. A equação anterior pode ser propriamente escrita da seguinte forma (UNDAGOITIA; RAUCH, 2016)

$$\frac{dR}{dE}(E, t) = \frac{\rho_{ME}}{m_{ME}m_A} \int d^3v v f(\mathbf{v}, t) \frac{d\sigma_{MN}}{dE}(E, v), \quad (1.37)$$

onde $\frac{d\sigma_{MN}}{dE}$ corresponde à seção de choque diferencial, sendo m_{ME} e σ_{MN} valores a serem medidos pelo experimento, m_A a massa do nucleon, v a velocidade da ME, $f(\mathbf{v}, t)$ a sua distribuição de velocidade (BHATTACHARJEE et al., 2013) e ρ_{ME} a densidade da ME no *halo*, todos no referencial de repouso do detector. Note que o efeito de translação do planeta também interfere na velocidade total do sistema detector-ME.

No limite não-relativístico, podemos escrever a seção de choque diferencial utilizando a regra de ouro de Fermi,

$$\frac{d\sigma_{MN}}{dE}(E, v) = \frac{1}{\pi v_{ME}} |\overline{\mathcal{M}_N}|^2 = \frac{m_A}{2\mu_A^2 v^2} [\sigma_0^{SI} F_{SI}^2(E) + \sigma_0^{SD} F_{SD}^2(E)]. \quad (1.38)$$

Na equação anterior, \mathcal{M}_N refere-se à amplitude de espalhamento considerando efeitos de física nuclear do espalhamento ME-núcleo, $F(E)$ é o fator de forma oriundo da física nuclear, que modela a interação da matéria escura com a estrutura interna dos átomos do detector. Sendo o raio nuclear aproximadamente $r_n \approx A^{1/3}$ fm temos, (LEWIN; SMITH, 1996),

$$\lambda_{ME} = \frac{\hbar}{q} = \frac{\hbar c}{\sqrt{2M_A c^2 E_R}} < A^{1/3} \text{ fm} \quad \therefore \quad E_R > \frac{2 \times 10^4}{A^{5/3}} \text{ keV} \sim 100 \text{ keV}, \quad (1.39)$$

ou seja, caso $E_R < 100$ keV temos um espalhamento coerente, a interação se dá como se o núcleo fosse um objeto único modulada pelo fator de forma. Cada tipo de material utilizado para o detector possui uma função um pouco diferente ajustada aos dados experimentais, alguns resultados típicos estão apresentados na Fig. 16.

Podemos observar que núcleos mais pesados devem buscar por menores limiares de energia, caso contrário sofrerão com esta supressão. Com relação à seção de choque diferencial, Eq.(1.37), é possível separar a contribuição do fator de forma da seguinte maneira

$$\sigma = \int_0^{4\mu^2 v^2} d|\vec{q}|^2 \frac{d\sigma}{d|\vec{q}|^2} = \int F^2(|\vec{q}|) \frac{d\sigma_{q=0}}{d\vec{q}} = \frac{\sigma_{q=0}}{4\mu^2 v^2} \int d|\vec{q}|^2 F^2(|\vec{q}|), \quad (1.40)$$

sendo $\sigma_{q=0} \equiv \sigma_0$ a seção de choque supondo momento transferido nulo, conforme Eq.(1.38). O fator de forma para interações nucleares independente de spin é igual à (LEWIN; SMITH, 1996)

$$F(q) = \int d^3r \rho(r) e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}}, \quad (1.41)$$

onde $\rho(r)$ é a densidade de carga do núcleo.

Em geral, o momento transferido no espalhamento ME-núcleon é pequeno nos experimentos de detecção direta, de modo que pode-se obter os vínculos supondo uma interação efetiva (ou interação de contato). Esta interação pode ser modelada pela seguinte Lagrangiana de teoria efetiva (aplicável nesta baixa escala de energia trocada) não

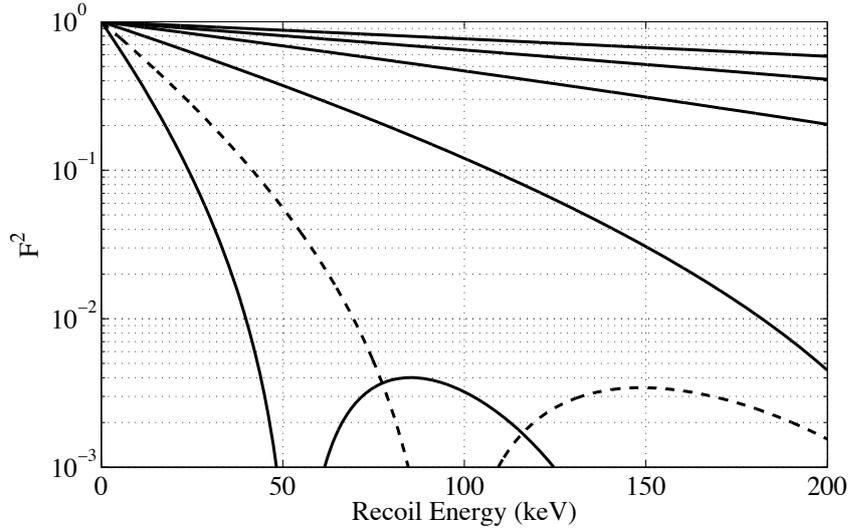


Figura 16 – Comportamento do fator de forma nuclear em função da energia transferida (SCHNEE, 2011). De cima para baixo temos os gráficos para diferentes materiais, *Ne* ($A = 20$, F segue de forma semelhante), *Si* ($A = 28$), *Ar* ($A = 40$), *Ge* ($A = 73$), *Xe* (pontilhado, $A = 131$, I também é similar) e *W* ($A = 183$, tungstênio).

renormalizável, assumindo que a interação mais forte ocorre com os quarks do núcleon¹⁷, então

$$\mathcal{L}_{CI} = \alpha_q \bar{\chi} \chi \bar{q} q, \quad (1.42)$$

sendo a ME representada com χ .

A matriz de espalhamento (MANDL; SHAW, 1985) desta Lagrangiana pode ser escrita como

$$\mathcal{M}_{if} \delta^{(4)}(p_1 + p_2 - p_3 - p_4) = \sum_q \int d^4x \alpha_q \langle \chi_f, N_f | \bar{\chi}(x) \chi(x) \bar{q}(x) q(x) | \chi_i, N_i \rangle, \quad (1.43)$$

sendo $|N\rangle$ o estado do núcleo no repouso. É possível mostrar que, para pequenos valores de momento trocado, a Eq.(1.43) fica da seguinte forma

$$\mathcal{M}_{if} = \sum_q \alpha_q \langle N_f | \bar{q} q | N_i \rangle \langle \chi_f | \bar{\chi} \chi | \chi_i \rangle, \quad (1.44)$$

de maneira que o elemento de matriz nuclear é igual a (CHENG, 1988),

$$\langle N_f | \bar{q} q | N_i \rangle = \begin{cases} m_N f_q^{n,p} & \text{para } q = u, d, s \\ \frac{2}{27} m_N \left(1 - \sum_{q=u,d,s} f_q^{n,p} \right) & \text{para } q = c, b, t \end{cases} \quad (1.45)$$

onde

$$\frac{f_p}{m_p} = \sum_{q=u,d,s} \alpha_q \frac{f_q^p}{m_p} + \frac{2}{27} \left(1 - \sum_{q=u,d,s} f_q^p \right) \sum_{q=c,d,t} \frac{\alpha_q}{m_q} \quad (1.46)$$

¹⁷Uma vez que interações entre *WIMPs* e glúons, em nível de árvore, são não renormalizáveis, estas não são consideradas em primeira análise.

com f_p associado aos prótons e f_n a nêutrons sendo escrito de forma semelhante, de (ELLIS; FERSTL; OLIVE, 2000) temos $f_u^p = 0.020 \pm 0.004$, $f_d^p = 0.026 \pm 0.005$, $f_u^n = 0.014 \pm 0.003$ e $f_d^n = 0.118 \pm 0.062$. Somando sobre todo o núcleo, a Eq.(1.44) se torna

$$\mathcal{M}_{if} = 4m_{\text{ME}}m_A [Zf_p + (A - Z)f_n] \quad (1.47)$$

cuja seção de choque, para momento transferido nulo, fica

$$\sigma(q \approx 0) = \frac{4\mu^2}{\pi} [Zf_p + (A - Z)f_n]^2 \quad (1.48)$$

isso para interação *spin* independente. Uma vez que neste trabalho iremos apenas utilizar vínculos provenientes da interação independente de *spin*, para o leitor interessado no caso dependente de *spin* deixamos a seguinte referência (BARGER; KEUNG; SHAUGHNESSY, 2008) que discute de forma bastante ampla este tema.

Outro importante efeito que repercute sobre a taxa de eventos, ou equivalentemente em seu espectro, se trata da modulação anual, ver Fig. 17. Devido ao movimento do planeta em torno do Sol temos uma variação da velocidade relativa entre a ME e os detectores terrestres, gerando uma modulação sobre a taxa de eventos (FREESE; LISANTI; SAVAGE, 2013; LEWIN; SMITH, 1996; SCHNEE, 2011)

$$\frac{dR}{dE_R}(E, t) \approx R_0 + R_m \times \cos \left[\frac{2\pi(t - t_0)}{T} \right], \quad (1.49)$$

sendo R_0 a amplitude média temporal e R_m a contribuição gerada pela modulação anual dada a variação de velocidade e, portanto, energia, sendo o pico em junho e o vale em dezembro. Por outro lado, esta variação é bem pequena em relação a taxa de $R(E)$, de modo que, geralmente, não é computado na maioria dos experimentos de detecção direta.

O principal experimento que tenta medir este efeito é o DAMA (BERNABEI et al., 2018), que reporta um sinal compatível com o de matéria escura com um alto nível de significância estatística, por outro lado, nenhum outro experimento conseguiu confirmar tal sinal até então. Outros experimentos recente, utilizando um aparato de detecção semelhante ao DAMA, como COSINE (ADHIKARI et al., 2018) e ANAIS (AMARE et al., 2018), não encontraram nenhum sinal de modulação anual compatível com a hipótese de ME¹⁸. Além disso, também recentemente, foi publicada uma provável resposta com respeito a um ruído no experimento DAMA que não foi levado em consideração e que pode gerar o sinal medido (FERENC et al., 2019).

Um vez introduzida a ideia geral sobre a detecção direta, incluindo comentários sobre os diversos tipos de detectores, e espalhamento, juntamente com o efeito da modulação anual, a seguir, iremos discutir em mais detalhes, alguns experimentos que utilizam xenônio,

¹⁸Apesar de que estes ainda não possuem tempo de exposição suficientes para, de fato, refutar o sinal apresentado pelo DAMA.

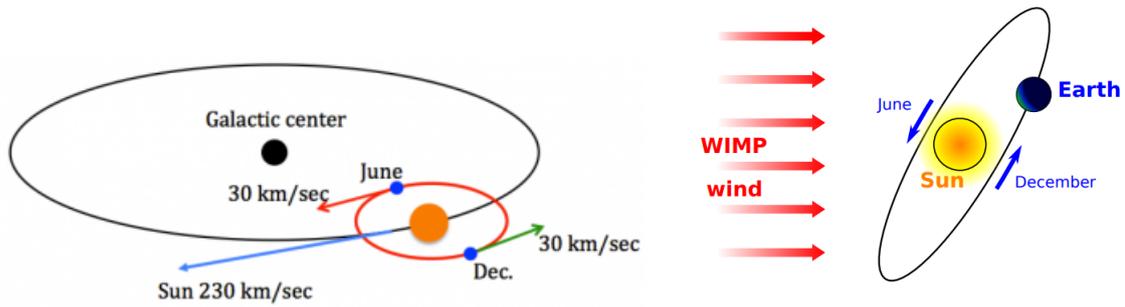


Figura 17 – Diagrama esquemático da modulação anual, que se deve ao fato do planeta e, conseqüentemente, nossos detectores estarem se movendo ao longo da galáxia e pelo halo de ME (com velocidade aproximada de 230km/s), figura da esquerda (retirada de (YALE, 2019)). Devido ao movimento de translação terrestre existe um período onde a velocidade relativa entre as *WIMPs* e os detectores se somam (em junho) e outro em que estas se subtraem (em dezembro) gerando uma variação na amplitude total, lembrando que ainda existe uma angulação adicional do sistema solar em relação ao seu movimento na galáxia (representada na figura da direita, retirada de (FREESE; LISANTI; SAVAGE, 2013)).

como o LUX (SILVA, 2017) e o XENON (APRILE et al., 2018), que serão utilizados ao longo desta tese, para discussão de outros experimentos sugerimos a leitura de (KANG et al., 2018).

Experimentos com detectores de Xenônio

Experimentos que utilizam xenônio (Xe) como alvo possuem grande apelo na busca pela ME. Dentre algumas motivações esta o fato de que a seção de choque *WIMP*-núcleo, Eq.(1.48), é proporcional à massa atômica quadrática ($\sigma_0 \propto A^2$), ou seja, este tipo de átomo amplifica a probabilidade de uma possível interação com a ME. Além disso, este gás nobre, pouco interagente eletromagneticamente, é bastante estável, seus decaimentos radioativos são ínfimos e bem descritos (o que reduz possíveis ruídos), tornando-o um excelente alvo a ser utilizado.

O aparato mais utilizado atualmente está descrito na Fig. 18. Com relação ao método de detecção, suponha um espalhamento de uma partícula de ME com os átomos de Xe , admita que inicialmente ocorreu na região líquida do detector, ocasionando a ionização de elétrons e produção de fótons. Os fótons são inicialmente detectados (sinal $S1$), enquanto os elétrons são arrastados devido a um campo magnético aplicado permanentemente no experimento. Os elétrons em seguida passam para a parte gasosa produzindo fótons gerando um segundo sinal (sinal $S2$). O experimento LUX, por exemplo, possui 122 fotomultiplicadores que, combinados à informação do tempo decorrido entre os sinais $S1$ e $S2$, conseguem computar a profundidade onde ocorreu o espalhamento, bem como a posição, por meio da distribuição do sinal ao longo dos detectores. Somada ao conhecimento

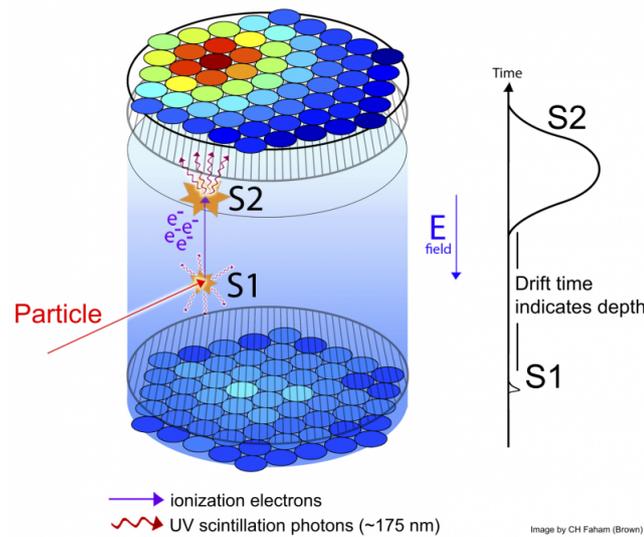


Figura 18 – Representação da detecção de um possível espalhamento entre uma *WIMP* e um átomo de xenônio em um dos experimentos *Lux* ou *Xenon* (IGNARRA, 2015). Uma partícula colide com o xenônio no estado líquido que o ioniza e também gera fótons, que são prontamente detectados, sinal *S1*, sendo sua energia aferida. Já os elétrons liberados sofrem ação do campo aplicado, sendo arrastados para cima, onde ao interagir com o xenônio no estado gasoso, novamente emitem fótons que são detectados, e seu espectro obtido. A diferença de tempo na detecção dos sinais *S1* e *S2* permite saber a profundidade do evento no líquido.

da energia depositada é possível identificar se o evento foi gerado pela ME ou pelo ruído (colisão de um nêutron, por exemplo).

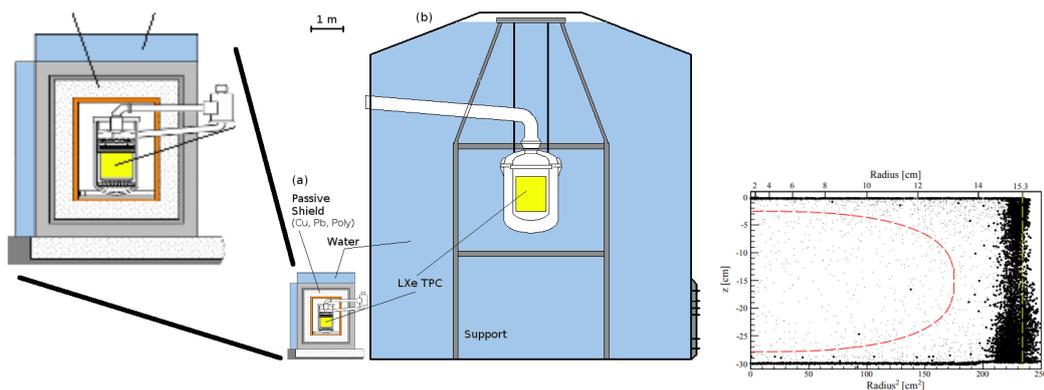


Figura 19 – À esquerda segue o diagrama esquemático (SCHUMANN, 2014) sobre a blindagem da próxima geração de experimentos de detecção direta. À direita temos uma representação do volume de confiança (circundado pela linha tracejada vermelha) para o experimento XENON100 (APRILE et al., 2012).

Como mencionado no início da seção, estes experimentos são localizados em regiões subterrâneas com objetivo de gerar barreiras naturais contra raios cósmicos. Ademais, parte do material é utilizado como escudo, conforme Fig. 19. Como pode ser visto, boa parte do ruído se concentra nas bordas, por gerarem múltiplos espalhamentos. Adicionado a isto,

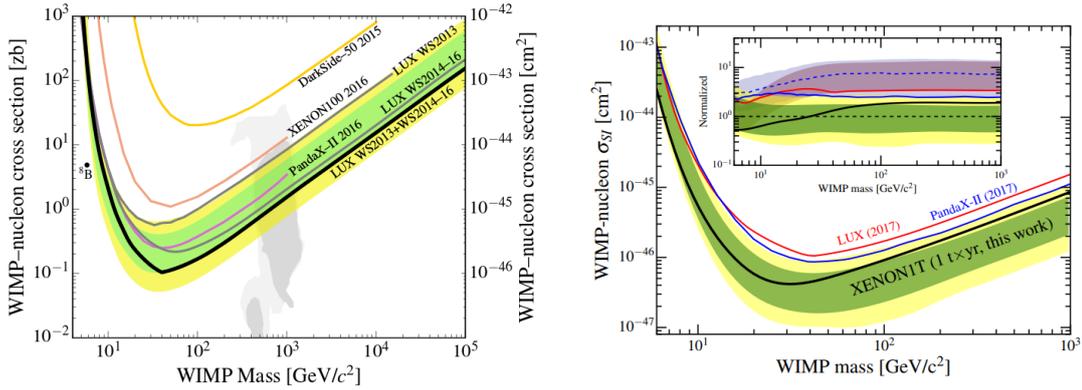


Figura 20 – Limite superior sobre a seção de choque do espalhamento elástico $WIMP$ -núcleon, via interação de contato, do experimento LUX (AKERIB et al., 2017) (figura esquerda) que utiliza como alvo átomos de xenônio. À direita, os resultados mais recentes do experimento $Xenon$ (APRILE et al., 2018).

experimentos recentes incluem escudos, como água, ótimo contra raios cósmicos, assim como placas de cobre, chumbo e materiais plásticos (cintiladores), que atuam para detectar raios cósmicos e outros ruídos radioativos, uma vez que, sendo as $WIMPs$ fracamente interagentes, esperamos que elas ultrapassem toda a blindagem e interajam com o Xe (em um único espalhamento). Caso eventos de ME não sejam detectados, são reportados limites superiores sobre as seções de choque sensíveis ao experimento, uma típica curva de exclusão está demonstrada na Fig. 20. Para uma descrição em pormenores do experimento, recomenda-se a leitura de (UNDAGOITIA; RAUCH, 2016; AKERIB et al., 2018).

Na seção subsequente, iremos tratar de outra importante técnica para detecção de ME, a detecção indireta.

1.4 Detecção Indireta

Outra forma de detecção de ME é a indireta, onde buscamos observar resultados de uma possível aniquilação ou decaimento de ME provenientes de regiões do espaço ricas em matéria escura, representada na Fig. 21.

O principal observável para detecção indireta é o espectro do fluxo de partículas detectado

$$\Phi(E, \psi) = \underbrace{\int d\ell \rho [r(\ell, \psi)]}_{\equiv J} \underbrace{\frac{\langle \sigma_{ME} v \rangle}{8\pi m_{ME}^2} \frac{dN}{dE}}_{\text{Física de Partículas}}, \quad (1.50)$$

sendo σ_{ME} a seção de choque de aniquilação, $\frac{dN}{dE}$ é o espectro de energia dos produtos gerados pela aniquilação ou decaimento da ME (no caso o termo $\langle \sigma_{ME} v \rangle$ precisa ser substituído pela largura de decaimento, $2\Gamma_{ME}$). Os estados finais de aniquilação ou decaimento medidos são partículas estáveis, como fótons, elétrons, anti-matéria e neutrinos.

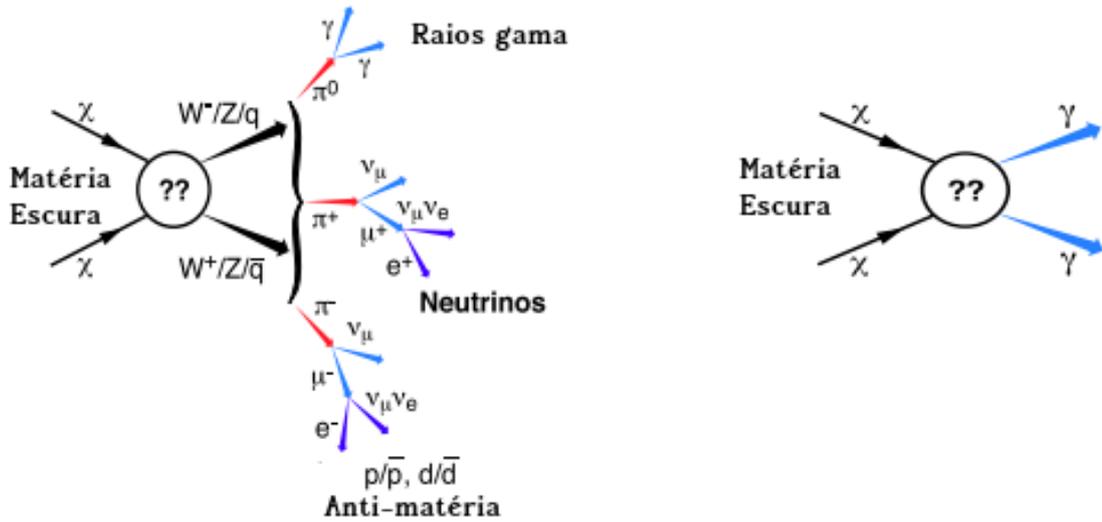


Figura 21 – Diagrama demonstrando uma possível aniquilação de ME (BALTZ et al., 2008) e as interações subsequentes até os estados finais medidos pelos telescópios.

Partículas neutras, como fótons e neutrinos, são ótimos candidatos para detecções de ME, pois viajam livres da influência dos campos magnéticos do meio interestelar. Com relação às anti-partículas, estas possuem certo benefício pois não há produção primária desta pelas fontes astrofísicas conhecidas, entretanto, é necessário incluir efeitos de propagação no meio, uma vez que podem haver campos eletromagnéticos gerando perdas por emissão síncrotron, etc, para mais detalhes (CIRELLI et al., 2011). Por fim, J é o chamado *fator J* que leva em consideração a distribuição de ME no meio.

Uma vez que, para cada partícula gerada pela ME obtemos um espectro característico, Fig. 22, podemos, para uma dada fonte astrofísica (que irá contribuir com um ρ ¹⁹ diferente para o fluxo, Eq.(1.50)), identificar se o espectro observado foi gerado pela ME, ou outra fonte, como, por exemplo, pulsares, para mais informações recomendamos a leitura de (MALYSHEV; CHOLIS; GELFAND, 2009). Experimentos de detecção indireta englobam satélites, balões e telescópios terrestres (SLATYER, 2018).

A seguir iremos fazer uma breve introdução sobre busca de ME em aceleradores, uma vez que este tópico será mais profundamente discutido no próximo capítulo.

1.5 Produção em aceleradores

Em aceleradores, como o grande colisor de hádrons (*LHC*), temos a colisão entre feixes de prótons produzindo uma enorme quantidade de partículas, exemplificadas na Fig. 23. Estas podem depositar energia nos detectores permitindo sua identificação e posterior cálculo de propriedades, como sua distribuição angular, carga, energia depositada em

¹⁹Que irá depender da distribuição de ME no meio.

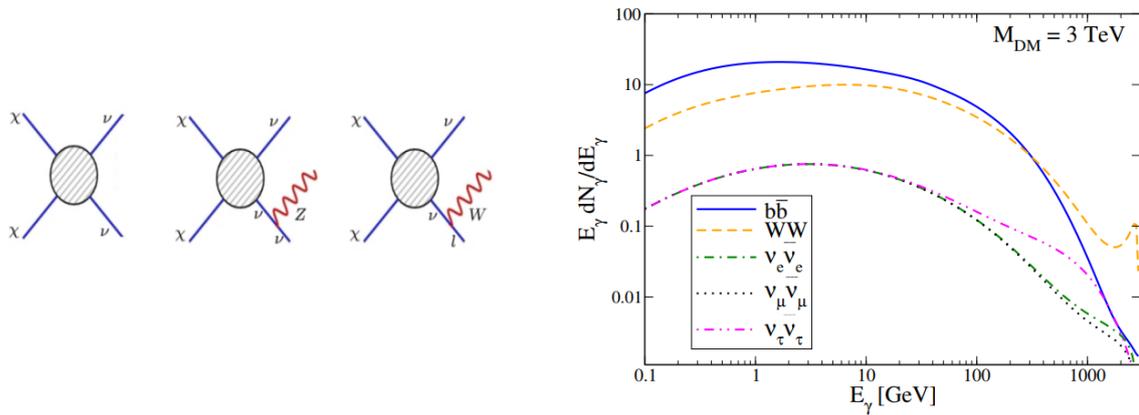


Figura 22 – À direita temos o espectro de fótons gerados pela ME aniquilando-se em neutrinos, porém irradiando uma partícula (Z ou W) que eventualmente decai produzindo fótons, mostrado nos diagramas à esquerda. (QUEIROZ; YAGUNA; WENIGER, 2016).

cada parte dos detectores, etc. Além disso, como já introduzido na Sec. 1.3, partículas com energia cada vez maiores podem sondar regiões cada vez mais profundas dentro do núcleo atômico. Como exemplo, sendo $\lambda/2\pi = \hbar c/pc \approx 197 [\text{MeV fm}]/p [\text{MeV}c]$, o chamado comprimento de onda de *de Broglie*, então $p \approx 300 \text{ GeV}$ possibilita a sondagem de distâncias de $0.7 \text{ am} (= 10^{-18}\text{m})$, conforme Fig. 24, que recai na escala de elétrons e quarks.

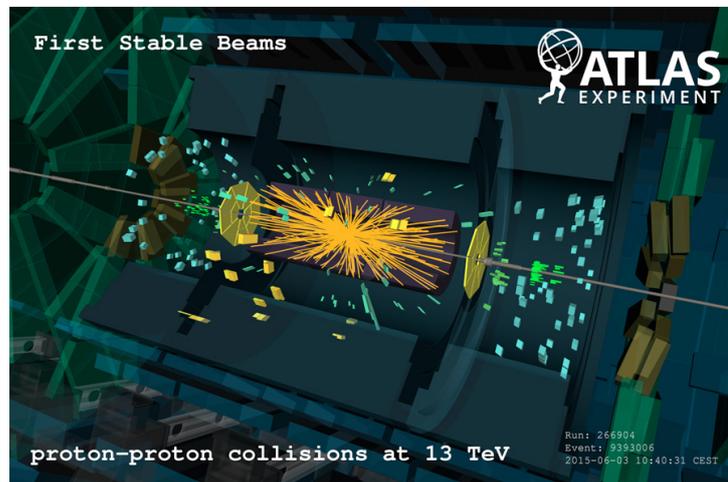


Figura 23 – Esquema do produto da colisão entre feixes de prótons (EXPERIMENT, 2015). O feixe cinza representa os prótons acelerados, e as linhas amarelas as partículas resultantes da colisão, ao redor temos os detectores do *LHC* (ATLAS, neste caso).

Ao longo das décadas, aceleradores cada vez mais sensíveis e potentes foram construídos, ver Fig. 24, permitindo que se adentrasse de forma cada vez mais profunda na matéria. Este aumento em sensibilidade permitiu que em 2012 fosse detectada no *LHC* a última partícula do conteúdo do MP, o bóson de Higgs (THE...,). O *LHC* possui 7

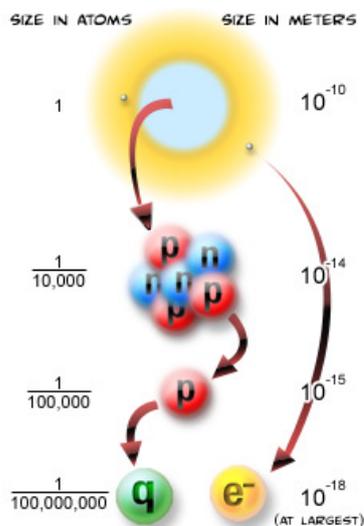


Figura 24 – Escala das estruturas subatômicas (ADVENTURE, 2014).

detectores, o *ATLAS* (AAD et al., 2010), o *CMS* (BUTLER, 2017), que são os maiores, além dos menores, *ALICE*, *LHCb* (AAIJ et al., 2018), *TOTEM* (ANTCHEV et al., 2019), *LHCf* (ANTCHEV et al., 2019) e *MoEDAL* (MITSOU, 2017). Cada um foi construído de forma diferente, com materiais distintos, uma vez que eles atuam de forma a testar resultados obtidos pelos outros, como por exemplo, o *ATLAS* e *CMS*, que possuem um papel importante na busca por ME, para informações sobre os detectores recomendamos a leitura de (EXPERIMENTS, ; DISSERTORI, 2010).

Retornando ao problema da ME, esta pode ser produzida após a colisão de feixes de prótons no *LHC*, ver Fig. 25. Porém, de forma semelhante aos neutrinos, esta não é detectável, sua presença é identificada por meio da energia faltante computada através dos princípios das leis de conservação. Prótons são acelerados ao longo do eixo \hat{z} ²⁰. Entretanto, após a colisão, partículas são geradas com momento não nulo no plano transversal, de modo que, a soma total deve ser nula por conservação.

Por outro lado, os detectores podem medir eventos que aparentemente violam esta conservação, mas, na verdade, está relacionado ao fato de que algumas partículas podem passar sem deixar rastro no detector, muitas vezes devido a possuírem baixa probabilidade de interação, como é o caso da matéria escura. Porém, ao calcular a energia que falta é possível em alguns casos, devido ao aspecto característico do espectro de cada partícula, identificar com precisão se foi gerado um neutrino ou ME.

No próximo capítulo, iremos discutir sobre alguns procedimentos de identificação de processos, dado o sinal deixado nos detectores. Mostraremos que, para classificação se faz necessário o profundo conhecimento da física envolvida, porém, também mostraremos que a utilização de ferramentas computacionais é fundamental, uma vez que os processos

²⁰Perceba que, no plano perpendicular (xy) as partículas do feixe possuem momento nulo.

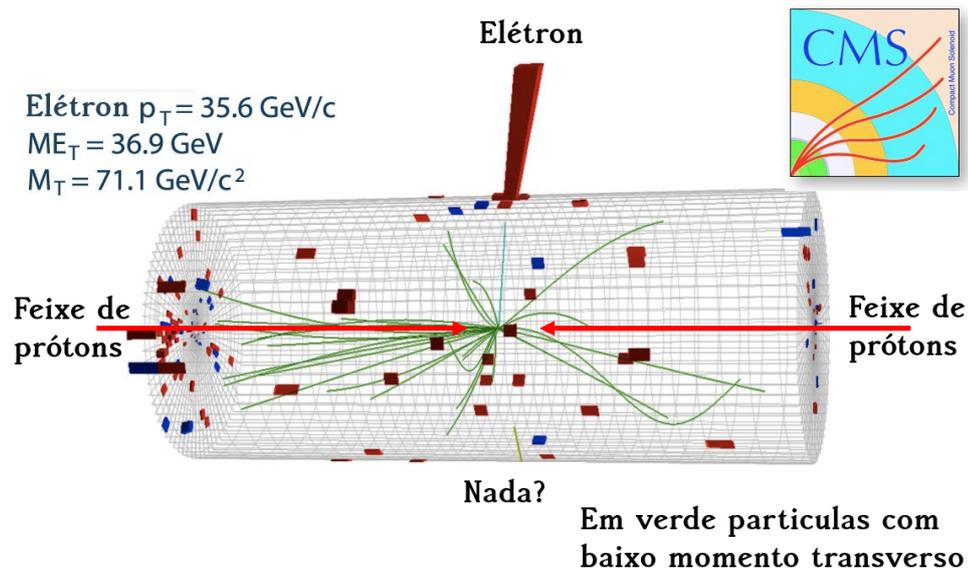


Figura 25 – Mecanismo de produção da ME que permite sua descoberta por meio da energia faltante (BERNREUTHER et al., 2018).

envolvidos, além de sofisticados, possuem muitos graus de liberdade.

Simulação e Classificação de Eventos

2.1 Introdução

Vimos no capítulo anterior algumas características da ME do tipo *WIMP* que nos dão uma ideia geral sobre possíveis meios de detecção – a direta, a indireta e em aceleradores. No caso dos aceleradores, a ME não pode ser diretamente observada porém, é possível obter o espectro de seu momento transverso à partir do momento transverso total das partículas visíveis, possibilitando, assim, a classificação dos eventos de colisão nas classes sinal e ruído. Neste capítulo descreveremos os detalhes desta classificação em fenomenologia de partículas elementares.

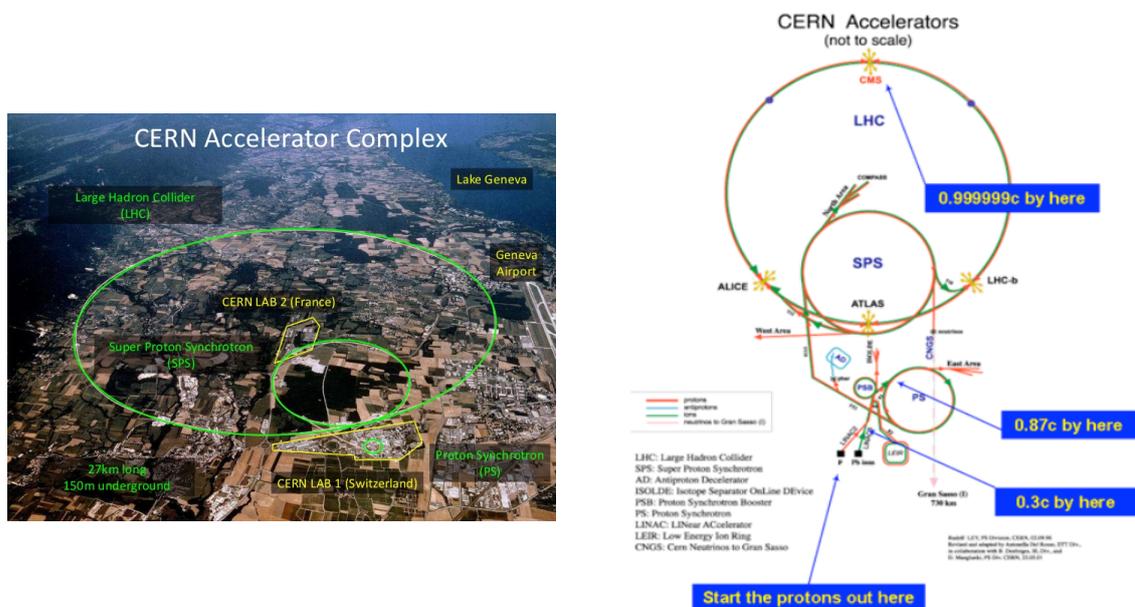


Figura 26 – Vista superior da região onde está localizada o *LHC* (READERS, 2018) e seus constituintes informando a velocidade do feixe de prótons em cada trecho.

2.2 Produção de partículas no *LHC*

O *LHC*, Fig. 26, é um acelerador de hádrons de 27 km de circunferência localizado entre a Suíça e a França. Cada feixe contém grupos de prótons espaçados de 7.5 metros, correspondendo a um intervalo de 25 ns entre os grupos, onde cada feixe contém 2808 grupos de 1.15×10^{11} prótons (LHC-CLOSER, 2015) cada¹.

Apesar da enorme quantidade de prótons, seu volume efetivo é bastante pequeno, levando a uma probabilidade de colisão igualmente pequena. A área efetiva da colisão próton-próton é da ordem de dezenas de mb². Um processo típico de interação eletro-frac, a produção de bósons W , por outro lado, possui uma seção de choque de produção de

$$\sigma(pp \rightarrow W) \sim G_F \sim \frac{g^2}{m_W^2} \sim \frac{1}{(\text{GeV})^2} = 1 \text{ nb}, \quad (2.1)$$

que é bem maior que a produção de ME esperada no *LHC*, algo da ordem de décimos de fb ou menor.

Dada a probabilidade de interação e o tempo de funcionamento do experimento podemos calcular o número de eventos esperados para um processo da seguinte maneira

$$N_{\text{colisões}} = \epsilon \times \sigma \times \mathcal{L}_{\text{int}}, \quad (2.2)$$

onde ϵ inclui a eficiência do detector, σ é a seção de choque da colisão e \mathcal{L}_{int} a luminosidade integrada, que se trata do número de colisões por metro quadrado por segundo, definida por $\mathcal{L}_{\text{int}} = \int \mathcal{L} dt$, com \mathcal{L} referindo-se à luminosidade instantânea. Vale salientar que $\mathcal{L} \propto fn_1n_2/a$, onde f é a frequência de produção de cada feixe, n_1 e n_2 o número de prótons dos feixes incidentes e a a área transversal efetiva de cada feixe.

Voltando ao exemplo da produção do bóson W , dados $\sigma(pp \rightarrow W)$, teríamos em um ano ($T \sim 10^7 s$), considerando a luminosidade típica do *LHC* de $10 \text{ Hz nb}^{-1} = 10^{34} (\text{cm}^2 \cdot \text{s})^2$, o equivalente à 10^8 eventos por ano (conforme $N \approx (\mathcal{L} \cdot T) \cdot \sigma$). Para o caso de uma *WIMP* típica, $\sigma \sim 1 \text{ fb}$ esperamos 10^2 eventos por ano. Isso mostra, comparativamente, o quão raro são os eventos associados à produção de *WIMPs*, demonstrando a importância das técnicas de sua detecção para melhor aquisição destes dados.

As seções de choque de produção de partículas dependem da energia dos prótons (carregando momento P_i) que, no referencial do laboratório, são dadas por $E_{CM_{pp}} = (P_1 + P_2)^2 = \sqrt{s}$. No início do experimento, essa energia era de 7 TeV, passando em seguida a 8 TeV. Nos últimos anos, o *LHC* operou a uma energia bem maior, de 13 TeV, já quase atingindo 14 TeV, sua energia projetada. Nesse momento, o *LHC* passa por uma atualização geral para funcionar num regime de alta luminosidade.

¹A título de curiosidade, um fio de cabelo possui um raio de 30 micrômetros, ou seja, sua área é de aproximadamente $3 \times 10^{-8} \text{ m}^2 = 3 \times 10^{21} \text{ b}$.

² $1 \text{ cm}^2 = 10^{24} \text{ barn} = 10^{27} \text{ mb} = 10^{36} \text{ pb} = 10^{39} \text{ fb} = 10^{42} \text{ ab}$.

Na Fig. 27 mostramos algumas seções de choque características do *LHC* bem como sua dependência com o aumento da energia de centro de massa dos prótons.

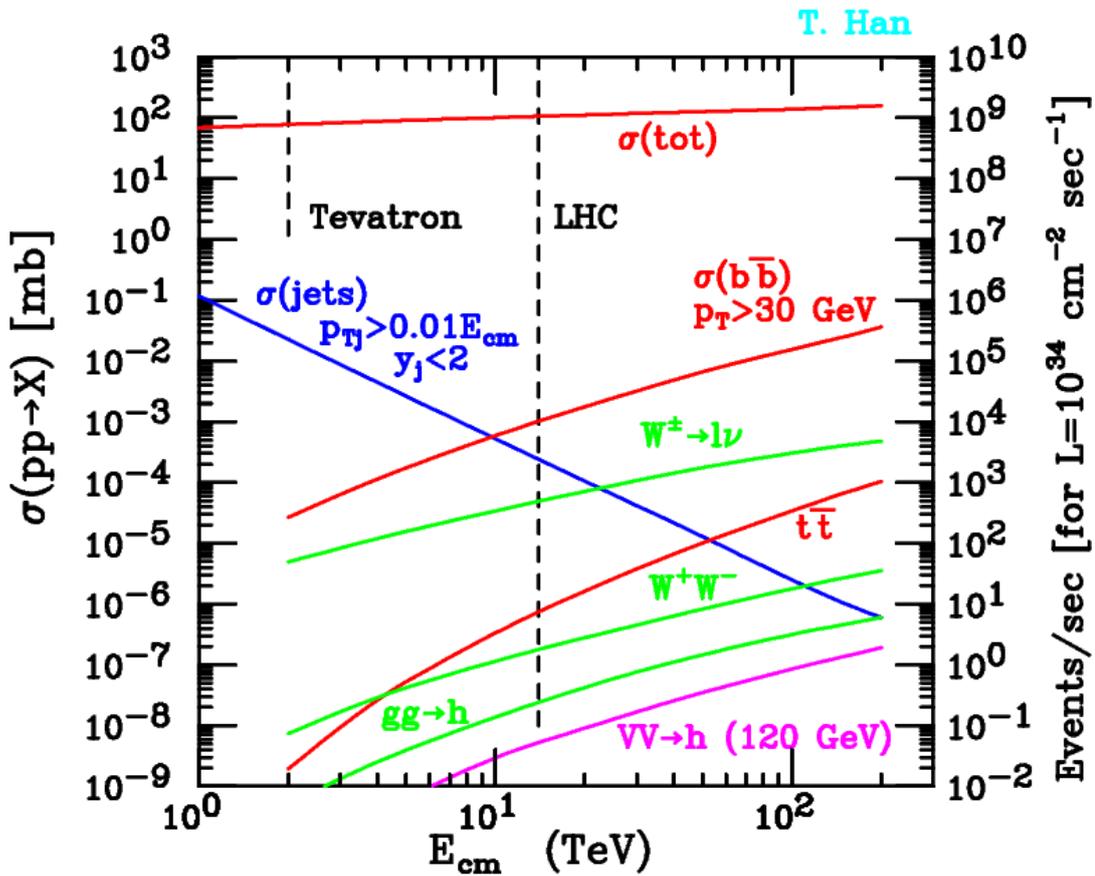


Figura 27 – Alguns valores padrões das seções de choque de processos do *LHC* em função da energia de centro de massa dos prótons em colisão (HAN, 2005). Note que o processo $\sigma(b\bar{b})$, que corresponde aos de QCD, possui a maior contribuição para a seção de choque de produção de partículas no *LHC*.

É interessante notar que o *LHC* é um acelerador de próton (colide prótons com prótons, pp), ao invés de colidir prótons com anti-prótons ($p\bar{p}$), como o Tevatron. A razão disso é que o *LHC* foi projetado para ser um acelerador de grande luminosidade integrada, onde a taxa de colisão por unidade de tempo seja grande o suficiente para acumular uma boa quantidade de eventos raros. Produzir anti-átomos de hidrogênio leva tempo, o que diminui a luminosidade do acelerador³. Outra possibilidade seria utilizar elétrons e pósitrons, porém, num acelerador circular, partículas carregadas emitem radiação síncrotron de intensidade $\Delta E \propto (1/R)(E/m)^4$, de modo que quanto maior o raio do acelerador e a massa da partícula, menor será a perda de energia. Por essa razão, aceleradores e^+e^- tendem a ser lineares, ao passo que os hadrônicos, circulares. Isso, contudo, não é uma regra rígida. Há projetos de construção de futuros aceleradores e^+e^- circulares no próprio

³Esta é uma das razões pela qual o Tevatron não descobriu o Higgs, pois este acelerador utilizava a colisão de prótons e anti-prótons, conseqüentemente não conseguiu adquirir a luminosidade necessária para tal.

túnel do *LHC*, o FCC-ee (TEHRANI et al., 2019). Nesse caso, o objetivo é fazer Física de precisão, com uma grande quantidade de dados, ainda que o feixe atinja apenas algumas centenas de GeV de energia.

Um outro aspecto do *LHC* que nos ajuda a entender como é importante o uso eficiente dos dados na procura de nova física é o seu custo de operação. Cada dia de experimentos custa milhões de euros. A energia elétrica utilizada para manter as instalações funcionando equivale a de uma pequena cidade. Portanto, a utilização de energia no acelerador precisa ser altamente otimizada o que justifica o uso de super-condutores ao longo de todo o tubo do acelerador.

Para acelerar prótons o *LHC* utiliza o sistema de cavidades ressoantes. Combinando a frequência de oscilação dos campos elétricos oscilantes com o formato da cavidade, as ondas entram em ressonância amplificando-as sendo, em seguida, fornecida para aceleração das partículas. Um efeito interessante decorre das pequenas flutuações em sua amplitude. A correta combinação entre as frequências de oscilação permite que um fluxo, inicialmente contínuo, de prótons formem feixes, sendo este grupos acelerados progressivamente. Por fim precisamos mencionar a presença de diversos magnetos que atuam evitando que os feixes saiam pela tangente ao colisor, possibilitando a manutenção da trajetória curva (CERN, 2019; ANASTASIOU C.; BAUDIS; CHIOCHIA, 2010). Para uma descrição mais profunda do processo de aceleração dos feixes de prótons sugerimos a leitura de (RUSSENSCHUCK; VANDONI, 2004). Este procedimento está demonstrado na Fig. 28.

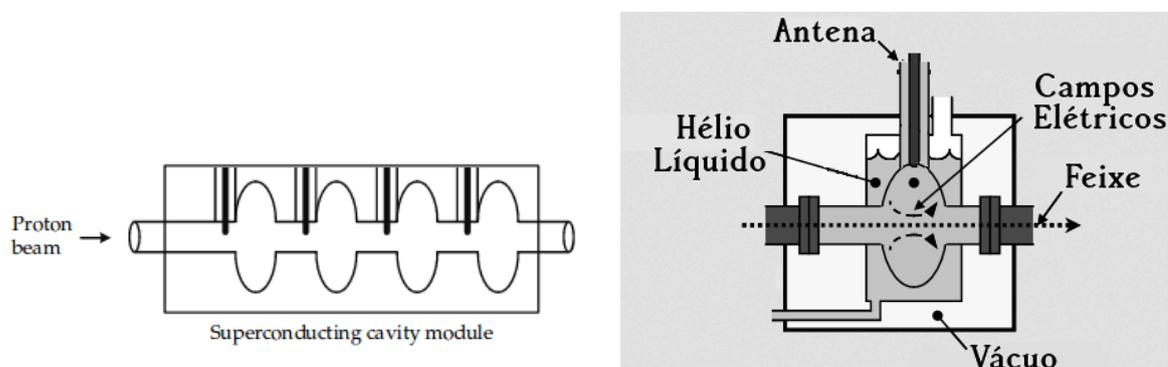


Figura 28 – Diagrama das cavidades ressonantes que aceleram os prótons no *LHC* (REIDT, 2016). Na figura da esquerda temos grupos de cavidades como ocorre no *LHC*. Na ilustração à direita temos a caracterização do funcionamento de uma cavidade, figura adaptada de (HELMHOLTZ-BERLIN, 2013).

Até então, discutimos que o *LHC* acelera prótons e que ao colidirem produzem diversas outras partículas, porém não comentamos como esta detecção é feita, qual a estrutura dos detectores, além disso não comentamos sobre como as partículas são identificadas. A seguir comentaremos sobre a estrutura dos detectores, prosseguindo com a discussão sobre os chamados algoritmos de classificação de eventos.

2.2.1 Detectores

O *LHC* possui diversos detectores dispostos em forma cilíndrica, cada um deles especializado numa espécie de partícula, como mostramos na Fig. 29. A parte mais interna consiste no detector de trilhas (ou traços, *tracking system*) que tem por objetivo determinar a direção das partículas carregadas pela aplicação de um forte campo magnético.

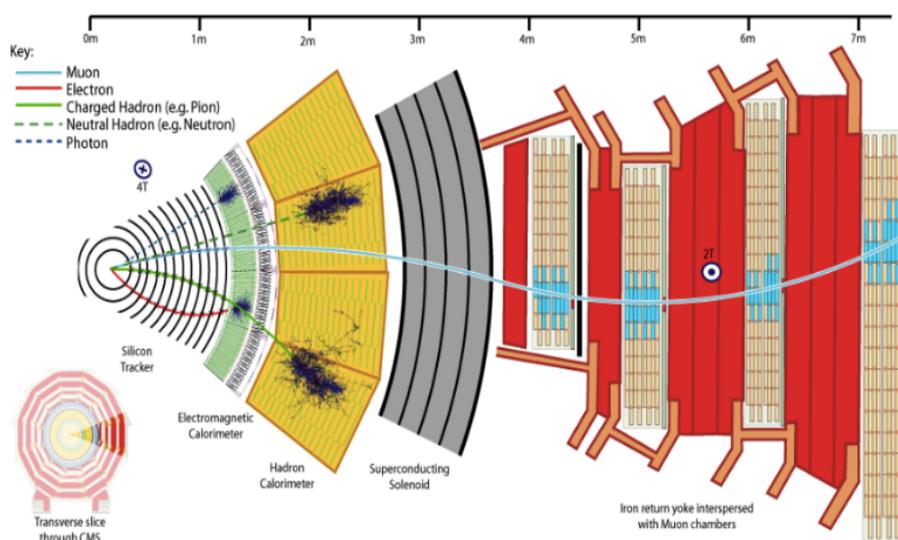


Figura 29 – Diagrama dos detectores do *CMS*. Da esquerda para à direita, inicialmente temos o detector de trilhas que indicam a presença de partículas carregadas, em seguida o calorímetro eletromagnético (seu material denso e amplifica a interação com objetos carregados), posteriormente está colocado o detector hadrônico, que interage mais especificamente com elementos que carregam carga cor, e por fim os detectores de múons.

Na sequência estão dispostos os calorímetros, primeiramente o eletromagnético (ECAL), cujos materiais foram desenvolvidos de forma a amplificar a interação com partículas carregadas eletromagneticamente, parando as partículas geradas nas colisões. Neste meio, inclusive, as partículas podem se deslocar com velocidades maiores que as dos fótons no meio, o que gera emissão de radiação Cherenkov, o que também contribui para classificação de eventos.

Para distinguir um elétron de um fóton, uma vez que ambos geram sinal no ECAL, conforme mostrado na Fig. 29, podemos utilizar o seguinte procedimento: elétrons (ou qualquer partícula carregada eletricamente) deixam um rastro curvo no detector de trilhas, enquanto que os fótons não, portanto, a combinação dos sinais deixados nos detector de trilhas e no calorímetro, permite determinar uma dada espécie de partícula.

Após o calorímetro eletromagnético, temos o calorímetro hadrônico (HCAL), cuja função é parar os hádrons que constituem os jatos após a hadronização de quarks eventualmente produzidos na colisão ou que restam após o espalhamento inelástico dos prótons.

De forma semelhante, na Fig. 29 temos trajetórias de hádrons neutros e carregados, que deixam uma trajetória linear, linha tracejada verde, e curvilínea, linha contínua verde, respectivamente. Nesse caso, como se distingue, por exemplo, um próton de um nêutron? Prótons depositam suas energias no HCAL, assim como os nêutrons, porém, estes últimos não deixam um rastro no tracker, ao passo que os prótons, deixam rastros.

Por último, após todas as outras camadas, estão os detectores de múons, que são muito mais pesados que os elétrons, transferindo menos energia em uma colisão no ECAL. Como não interagem via força forte, passam pelo HCAL, vindo finalmente a depositarem algum traço no último estágio do detector, a câmara de múons. Todo este aparato também está imerso em campos magnéticos que amplificam efeitos de deflexão em caso de objetos carregados, facilitando sua detecção.

Pacotes de prótons se cruzam no ponto de colisão a uma taxa de 40 MHz no *LHC*. Uma grande quantidade das colisões que ocorrem é de pouco interesse para os tipos de fenômenos que se pretendem estudar no experimento, a saber, a produção de partículas pesadas associadas a uma escala de energia de TeV – a escala passível de nova Física passível de escrutínio no *LHC*. Muitos eventos de colisão produzem apenas partículas de baixa energia associadas a interações do modelo padrão. Uma primeira seleção de eventos é, então, efetuada antes mesmo dos eventos serem gravados nos HDs das colaborações. Esta primeira seleção é feita diretamente pelo hardware, através de portas lógicas eletrônicas de modo a diminuir a taxa de eventos candidatos, essa primeira seleção é chamada de gatilho (trigger). Não mais do que algumas dezenas de kHz de eventos, de fato, são gravados para posterior análise. Para se ter uma ideia da importância do sistema de gatilho, a produção de bósons de Higgs ocorre a uma taxa de 0.01 Hz. Logo, o sistema de gatilho é uma primeira e essencial fase de um longo processo de seleção de eventos.

Após as seleções prévias dos gatilhos, os sinais deixados através dos diversos detectores passam por algoritmos que identificam quais partículas foram produzidas, suas energias e momentos, carga, etc, são os algoritmos de reconstrução, para uma introdução recomendamos a leitura de (CHATRCHYAN et al., 2014; SWAIN; KONAR, 2016; MANKEL, 2004; ALBRECHT; BLOOM, 2018).

Todas estas medições, naturalmente, têm incertezas estatísticas e sistemáticas associadas, incluindo a da própria identidade da partícula. Dessa forma, um múon, por exemplo, pode ser confundido com um elétron apesar da ótima performance de cada sub-detector especializado em cada espécie.

Um espécie de partícula onde a determinação de identidade é particularmente difícil é o quark. Um quark livre nunca é observado na Natureza, apenas em estados ligados com mais um (mésons) ou dois quarks (bárions). Esse fenômeno, conhecido por liberdade assintótica, é uma característica das interações fortes. Basicamente, como a força forte cresce com a distância, ao distanciarem-se um do outro, um par de quarks armazena

energia potencial suficiente para a criação de um novo par de quarks de forma que o estado ligado tem sempre carga de cor nula.

Esta característica das interações fortes leva ao processo de hadronização dos quarks. O processo inicia-se com um quark produzido na colisão dos prótons e termina com um conjunto de partículas neutras por carga de cor. A evolução espaço-temporal deste processo assemelha-se a um spray de aerossol, um jato de partículas. Saber qual tipo de quark ou glúon iniciou o processo que levou a um jato é bastante difícil e essa é uma área onde se empregam técnicas de inteligência artificial com bastante frequência (GUEST; CRANMER; WHITESON, 2018). Todas estas eficiências de identificação devem ser levadas em conta numa análise de produção de partículas e são incorporadas no fator ϵ da Eq.(2.2).

Nossas análises, nessa tese, estão no final da cadeia de seleção e tem por objetivo principal identificar o evento que originou as partículas detectadas e classificá-la em uma de duas classes: sinal ou ruído (*background*). Para tanto, utilizaremos várias observáveis relevantes para a discriminação de eventos de colisão que serão discutidas à seguir.

2.2.2 Distribuições Cinemáticas

Vamos apresentar, agora, os observáveis que serão usados na análise de classificação de eventos no Cap. 3. Como vimos na seção anterior, as propriedades básicas das partículas obtidas nos detectores são suas energias e 3-momentos, além de suas identidades.

Supondo que as partículas são aceleradas a 13 TeV temos dois prótons viajando em direções opostas, cada um com energia de 6.5 TeV, cujos 4-momentos podem ser escritos, no referencial do laboratório, como na Fig. 30,

$$p_1^\mu = (6.5 \text{ TeV}, 0, 0, 6.5 \text{ TeV}), \quad p_2^\mu = (6.5 \text{ TeV}, 0, 0, -6.5 \text{ TeV}), \quad (2.3)$$

onde $p^\mu = (E, p_x, p_y, p_z)$.

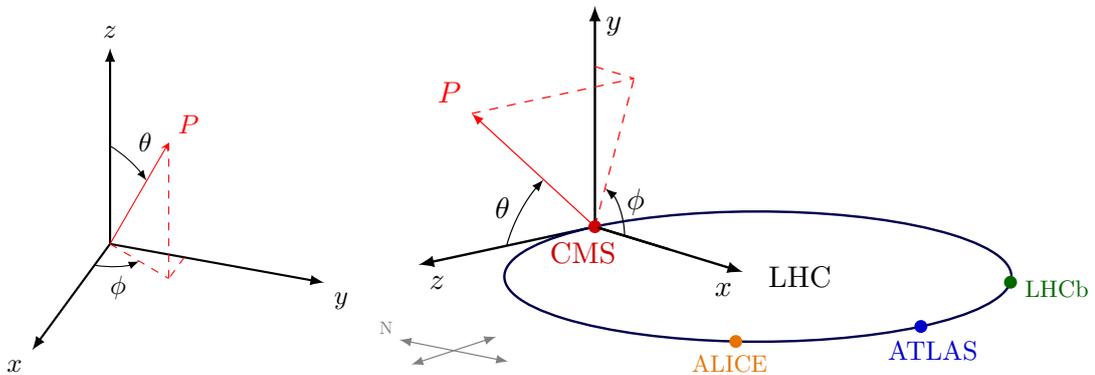


Figura 30 – Referência para os eixos coordenados do LHC (CMSTIKZ, 2018).

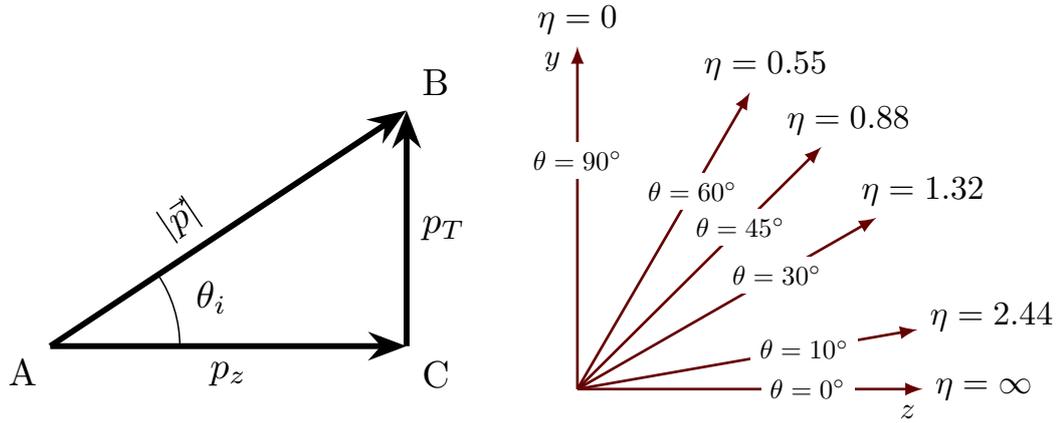


Figura 31 – Referência para os eixos coordenados (CMSTIKZ, 2018), adicionada a Fig. 30, bem como a relação aproximada entre a pseudo-rapidez (η) e o ângulo (θ).

O momento no plano transverso, que é invariante sobre as transformações de Lorentz, é definido por

$$\vec{p}_T \equiv (p_x, p_y), \quad p_T = |\vec{p}_T|. \quad (2.4)$$

Com isso temos que o ângulo azimutal pode ser obtido da seguinte maneira

$$\phi \equiv \tan^{-1} \frac{p_x}{p_y}. \quad (2.5)$$

Outra grandeza bastante útil é a rapidez, definida por

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right), \quad (2.6)$$

onde E é a energia da partícula e p_z a componente z do seu momento que, por definição, está na direção do feixe de prótons. No regime relativístico, onde podemos desprezar as massas das partículas, $p_z \approx E \cos \theta$, onde θ é o ângulo entre o 3-momento da partícula e o eixo- z , o chamado ângulo de espalhamento. Nesse regime, podemos, então escrever uma aproximação para a rapidez, também chamada de pseudo-rapidez

$$\eta \equiv \ln \cot \frac{\theta}{2}. \quad (2.7)$$

Ambas são invariantes por *boosts* e correlacionadas com o ângulo de espalhamento. Uma ideia geométrica sobre a rapidez é representada na Fig. 31. Note que partículas de grande momento transverso tem rapidez pequena, uma vez que $\theta \approx \pi/2$ neste caso.

Outra observável, também invariante por *boosts*, que iremos empregar é a distância entre duas partículas de momentos p_1 e p_2 no plano transverso ao eixo feixe de prótons e que pode ser parametrizado por η . Tal distância é definida por

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2}, \quad (2.8)$$

onde $\Delta\eta = \eta_2 - \eta_1$ e $\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$.

Variáveis básicas

Além de p_T , η e ΔR , que acabamos de descrever, as seguintes duas variáveis irão compor um conjunto de observáveis que denominamos de *observáveis básicas*. Estes dois observáveis à seguir caracterizam o desbalanço de energia e momento de um evento associado à produção de matéria escura e neutrinos:

- \cancel{p}_T (momento transverso faltante): Em processos de colisão onde há produção de neutrinos ou matéria escura, o momento transverso destas partículas pode ser reconstruído pela soma dos momentos transversos das partículas visíveis \vec{p}_{T_i} (CMS Collaboration, 2011)

$$\cancel{p}_T + \sum_i \vec{p}_{T_i} = 0; \quad (2.9)$$

- \cancel{E}_T (energia transversa faltante): A energia depositada na direção transversa ao eixo do feixe, também reconstruída através das partículas visíveis

$$\cancel{E}_T \equiv |\cancel{p}_T|. \quad (2.10)$$

Combinações destas variáveis e das componentes dos 4-momentos das partículas observáveis serão utilizadas para a classificação dos eventos nas duas classes – sinal e ruído. Estas variáveis, construídas à partir das básicas descritas aqui, serão denominadas variáveis de alto nível e serão discutidas na próxima seção.

Veremos à seguir que combinações entre estas possibilitam, por exemplo, identificar se um par de léptons, foi originário de um decaimento do bóson Z , W , ou alguma outra partícula, através de uma composição chamada de massa invariante que faz parte dos observáveis chamados de variáveis de alto nível.

Variáveis de alto nível

A princípio, conhecer a energia das partículas e suas direções poderia ser suficiente para classificar que tipo de processo gerou um determinado estado final. Em (BALDI; SADOWSKI; WHITESON, 2014), a classificação de eventos de produção de bósons de Higgs pesados e também de partículas supersimétricas é feita de forma muito eficiente utilizando-se tão somente as energias e momentos das partículas visíveis do processo utilizando-se redes neurais profundas. Entretanto, muitas vezes, apenas estas informações não são suficientes para uma classificação precisa.

Um exemplo disso é o da produção de $\ell^+\ell^- + \cancel{E}_T$, um dos processos estudados nesta tese. Na Fig. 32, mostramos algumas distribuições cinemáticas de um sinal de matéria escura de massa 100 GeV e dos seus respectivos *backgrounds* no LHC 13 TeV. Nos painéis superiores vemos que as distribuições de momento transverso dos dois léptons

não discerne muito bem entre o sinal e os *backgrounds*. O mesmo podemos dizer sobre as energias transversas, mostradas nos painéis centrais da Fig. 32, ainda que o momento transverso do lépton menos energético, E_{T_2} , já possua alguma informação relevante acerca dos *backgrounds* de $t\bar{t}$. O painel inferior mostra uma variável de alto nível, a massa invariante do par de léptons. Nesse caso, a distribuição dos *backgrounds* que possuem um bóson Z , que são os dominantes, mostram uma ressonância na massa do Z , tornando a classificação destes eventos bem mais fácil, cuja massa invariante é definida da seguinte forma

$$M_{\ell\ell} = \sqrt{E_{\ell\ell}^2 - |\vec{p}_{\ell\ell}|^2}, \quad (2.11)$$

onde $E_{\ell\ell}$ é a soma da energia dos léptons e $\vec{p}_{\ell\ell}$ a soma dos seus 3-momentos.

Podemos ver, no último painel da Fig. 32, o pico no valor da massa do bóson Z em eventos onde pares ZZ e ZW são produzidos na colisão. Os sinais, por outro lado, não possuem tal estrutura ressonante e isso torna o discernimento do sinal em relação a eventos com um bóson Z bem mais fácil. Contudo, outros tipos de ruído que não possuem um bóson Z também não possuem estrutura ressonante.

Muitas vezes a combinação entre as variáveis fundamentais nos fornece uma visão mais clara, que permite identificar melhor qual evento originou tal resultado. Em nossa análise sobre a matéria escura anapolar, iremos utilizar outras distribuições que serão apresentadas, também, no Cap. 3.

Na próxima seção discutiremos sobre a simulação de eventos.

2.3 Simulação de Eventos

Nesta seção iremos abordar a simulação computacional de eventos para realização das análises de acelerador. Sua principal motivação se deve à enorme complexidade do processos que ocorrem no *LHC*, iniciando com o cálculo das múltiplas colisões entre prótons, assim como as dezenas de partículas resultantes e suas interações com as centenas de detectores. Tais fatores inviabilizam o uso único de cálculos analíticos, tornando fundamental o uso dos recursos numéricos computacionais.

É bem conhecido na física que os fenômenos quânticos são intrinsecamente aleatórios, de modo que podemos calcular possíveis resultados de interações apenas em termos de probabilidades. Adicionado a isto, outro importante ingrediente trata-se do fato de que o *LHC* acelera prótons, sendo necessário um profundo conhecimento e modelagem das interações entre prótons em suas colisões. Sabemos que estas partículas, também chamadas de hádrons, são compostas por quarks e glúons e que a teoria aplicada para descrição de suas interações é chamada de modelo partônico (PATRIGNANI et al., 2016) ajustado por meio de medições experimentais que informam em detalhes, por exemplo, a distribuição

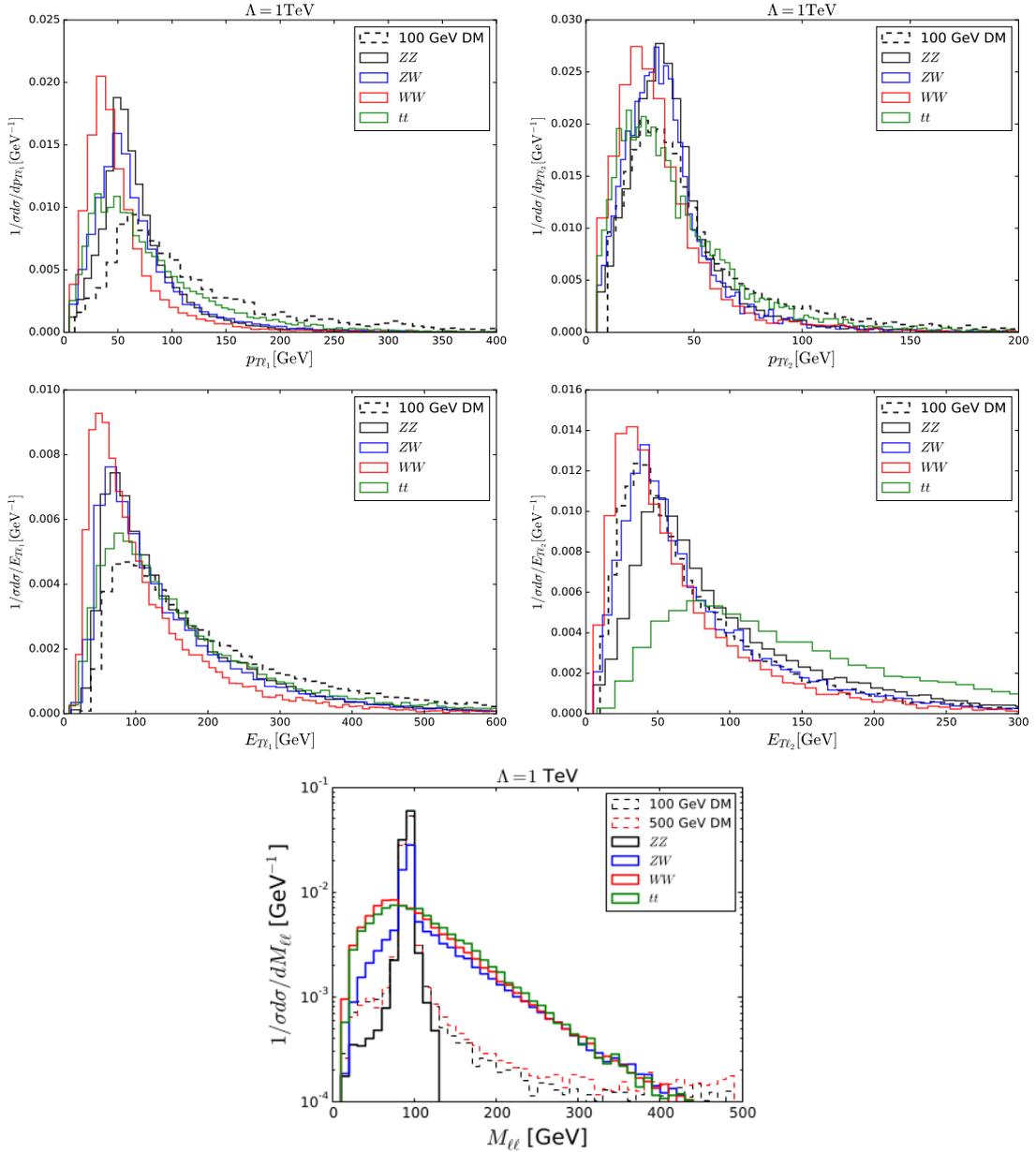


Figura 32 – Os histogramas mostram as distribuições de momento transversal (no topo), energia transversal (centrais) e a massa invariante (gráfico inferior) no plano transversal de um par de léptons (ALVES; SANTOS; SINHA, 2018).

do momento dos quarks, anti-quarks e glúons dentro do próton que depende da energia da colisão.

No *LHC* a energia de centro de massa dos prótons alcança cerca de uma dezena de TeVs, nesta escala de energia as interações acontecem dentro das subestruturas do próton, envolvendo os quarks e glúons, coletivamente chamados de pártons. Se a fração de energia carregada pelos pártons for grande, o espalhamento é duro (do inglês “hard scattering”) (CAMPBELL; HUSTON; STIRLING, 2007; GREINER et al., 2002).

Suponha que estamos interessados em estudar o processo $q\bar{q} \rightarrow e^+e^-$, ver Fig. 33,

dada uma colisão de prótons devemos então calcular

$$\sigma_{AB} = \int dx_a dx_b f_{q/p}(x_a, \mu_F^2) f_{\bar{q}/p}(x_b, \mu_F^2) [\hat{\sigma}_0 + \alpha_S(\mu_R^2) \hat{\sigma}_1 + \dots]_{ab \rightarrow X} \quad (2.12)$$

sendo x_a e x_b as frações de momento dos prótons (p) carregados pelos pártons, uma para cada próton, $f_{q/p}(x_a, \mu)$ e $f_{\bar{q}/p}(x_b, \mu)$ correspondem às distribuições de probabilidade em função da fração do momento carregado em relação a escala de energia de fatorização μ_F , escalas distintas onde processos de curto ou longo alcance possuem maior relevância, sendo que, para cada alvo existem diferentes distribuições para f à serem ajustadas ao experimento, μ_R equivale à escala de renormalização da constante de acoplamento da QCD.

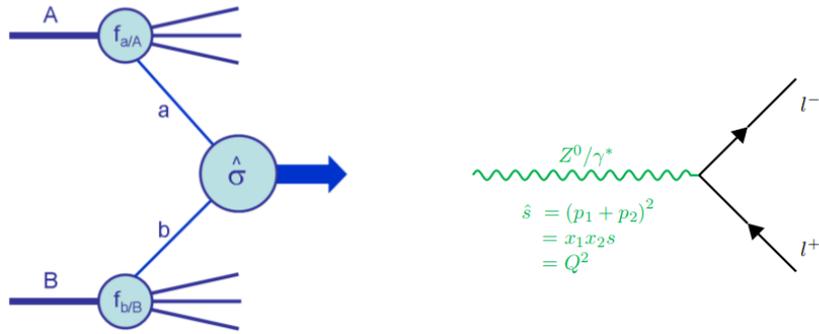


Figura 33 – Diagrama geral do processo de espalhamento de hádrons (H), A e B, onde ocorre especificamente uma interação no interior do núcleo, ou seja entre pártons, a e b, na qual cada um corresponde a uma fração do momento total do hádron modelada por meio da densidade $f_{h/H}$. Figura retirada de (CAMPBELL; HUSTON; STIRLING, 2007) (figura da esquerda). Na figura da direita temos o exemplo da produção do par de léptons, resultante da colisão dos hádrons, tal processo é conhecido como *Drell-Yan* (DOOLING, 2014).

Com relação a seção de choque dentro da integral, Eq.(2.12), podemos citar, por exemplo, o processo mediado pelo fóton e pelo bóson Z (espalhamento chamado Drell-Yan), $q\bar{q} \rightarrow \gamma^*, Z \rightarrow e^+e^-$ (BAUR et al., 2002), que pode ser calculado da seguinte maneira

$$d\hat{\sigma}^{(0)} = dP_{2f} \frac{1}{12} \sum |\mathcal{A}_\gamma^0 + \mathcal{A}_Z^0|^2(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}), \quad (2.13)$$

sendo dP_{2f} o elemento do espaço de fase de dois corpos, $\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}$ as variáveis de Mandelstam, lembrando que $\hat{s} = x_a x_b s$ com s igual a energia do centro de massa dos hádrons (no LHC $\sqrt{s} = 13$ TeV). Os elementos da matriz de espalhamento em nível de árvore podem ser

escritos da seguinte forma

$$\begin{aligned}\sum |\mathcal{A}_\gamma^0|^2 &= 8 Q_q^2 Q_l^2 (4\pi\alpha)^2 \frac{(\hat{t}^2 + \hat{u}^2)}{\hat{s}^2}, \\ \sum |\mathcal{A}_Z^0|^2 &= 8 \frac{|\chi(\hat{s})|^2}{\hat{s}^2} \left[(v_q^2 + a_q^2)(v_l^2 + a_l^2)(\hat{t}^2 + \hat{u}^2) - 4v_q a_q v_l a_l (\hat{t}^2 - \hat{u}^2) \right], \\ \sum 2\mathcal{R}e(\mathcal{A}_Z^0 \mathcal{A}_\gamma^{0*}) &= 16 Q_q Q_l a_q a_l (4\pi\alpha) \left[v_q v_l (\hat{t}^2 + \hat{u}^2) - a_q a_l (\hat{t}^2 - \hat{u}^2) \right] \frac{\mathcal{R}e\chi(\hat{s})}{\hat{s}^2} \quad (2.14)\end{aligned}$$

onde $\chi(\hat{s}) = 4\pi\alpha \hat{s}/(\hat{s} - M_c^2)$, $\mathcal{R}e[M_c^2(\hat{s} = M_Z^2)] = M_Z^2$, $f = \ell, q$; $a_f = I_f^3/2s_w c_w$, $v_f = (1/2s_w c_w)(I_f^3 - 2s_w^2 Q_f)$, Q_f corresponde à carga elétrica, I_f^3 à terceira componente do *isospin* e α à constante de estrutura fina.

Sabemos que a teoria da *QCD*, cromodinâmica quântica, possui um caráter bastante interessante em baixas energias, pois seu acoplamento de interação se torna maior que um, inviabilizando o uso de formalismos perturbativos (este aspecto será discutido mais a frente), por outro lado em altas energias a teoria pode ser modelada de forma perturbativa (liberdade assintótica).

Como mencionado anteriormente, no *LHC*, prótons colidem em altíssima energia de modos que $\mu \gg \Lambda_{QCD}$, escala onde a *QCD* se torna perturbativa, que ocorre justamente na escala do espalhamento duro, de alta troca de momento durante a reação, este é o primeiro nível do cálculo da Eq.(2.12). Porém, como primeiro fator de dificuldade devemos lembrar que desta colisão deve-se computar todos os possíveis estados que contribuem para o diagrama $qq' \rightarrow e^+e^-$, técnicas numéricas podem tornar este cálculo muito mais geral e rápido, utilizando principalmente as técnicas de integração de Monte Carlo (DOBBS et al., 2004).

Após o cálculo do chamado espalhamento duro, caso partículas pesadas instáveis sejam produzidas seu decaimento deve ser computado, isso para cada uma produzida. Devemos lembrar que, mesmo antes da colisão ou depois, os pártons podem emitir radiação, principalmente glúons, representado basicamente pelas linhas vermelhas da Fig. 34, as chamadas radiações de estado inicial ou final (do inglês *initial state radiation*, ISR, e *final state radiation*, FSR), recordando que deve-se calcular as possíveis interações destes com os estados finais antes de serem detectadas. O passo seguinte, igualmente relevante, devido à produção de outros pártons é chamada de hadronização e aglomeração.

É conhecida da cromodinâmica quântica que quarks e glúons não são observados livres, mas sim confinados em estados ligados de hádrons (mésons ou bárions), este efeito é conhecido como confinamento (GREENSITE, 2003). No início do processo, após a colisão, quarks podem ser gerados com altíssimas energias ($\mu \gg \Lambda_{QCD}$) de modo que as ligações entre eles podem ser rompidas, o que violaria o teorema do confinamento, desta forma é mais rentável para a natureza gerar do vácuo um novo par de partícula e antipartícula, ao invés de manter a ligação entre quarks que se distanciam com grandes

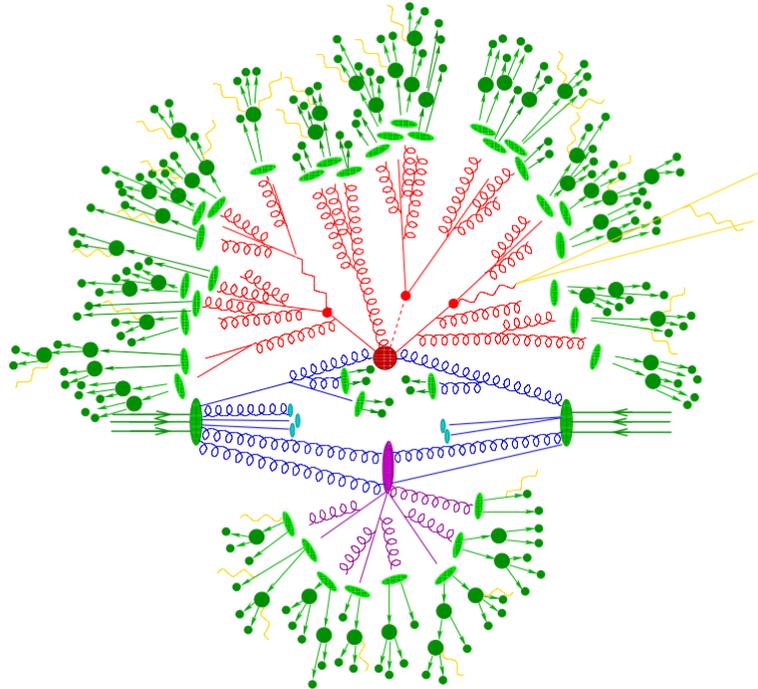


Figura 34 – Diagrama sobre uma possível cadeia de processos após uma colisão de prótons no *LHC* (HöCHE, 2015). Sendo o centro vermelho a primeira colisão entre prótons (dura), sendo as primeiras ramificações também em vermelho (radiação emitida pelos partons). Em roxo estão postas as reações secundárias, porém ainda na escala da *QCD* ($\mu \gg \Lambda_{QCD}$). Em azul dispomos a emissão de radiação pelos partons incidentes. Nas elipses verdes temos o processo de hadronização, partons produzindo estados ligados que em seguida decaem também emitindo fótons.

velocidades, este é o chamado processo de fragmentação, ver Fig. 35, que é basicamente modelado empiricamente. Este procedimento é utilizado pelo pacote computacional *Pythia* (SJOSTRAND; MRENNNA; SKANDS, 2006; SJOSTRAND; MRENNNA; SKANDS, 2008). Existem outros modelos (e pacotes numéricos), para leituras posteriores indicamos (LIN et al., 2005; KUPCO, 1998; GRECO; KO; LEVAI, 2003; SA et al., 2012). Como consequência, uma grande quantidade de novos estados ligados podem ser produzidos. Do ponto de vista do cálculo analítico seria impraticável calcular todos estes efeitos.

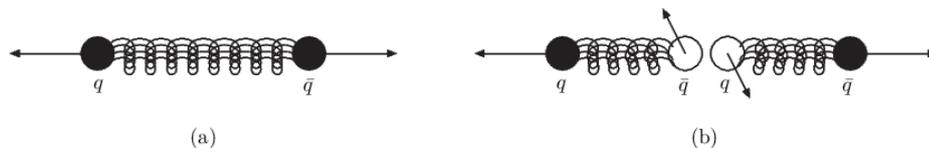


Figura 35 – Ideia geral sobre o processo de fragmentação. À esquerda temos um estado de quark e anti-quark, imediatamente após uma colisão. À direita temos o efeito da quebra da ligação e criação de um novo par (quark e anti-quark) (PERELSTEIN, 2011).

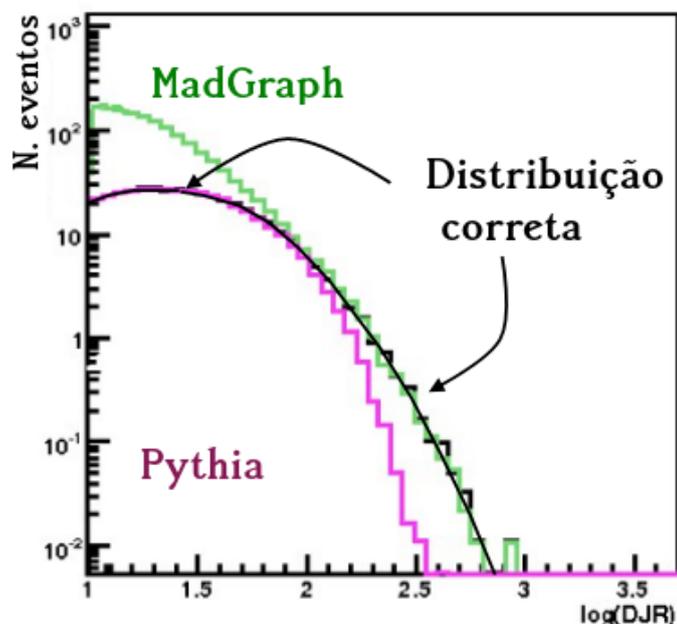


Figura 36 – Exemplo ilustrativo sobre a distribuição do número de eventos gerados pela taxa de produção de jatos (em particular) simulados pelo MadGraph e o Pythia. O MadGraph, em geral pode dar origem a um excesso de eventos em baixas energias, por outro lado, o Pythia tende a gerar muitas emissões de partículas quando no regime em altas energias, isso devido à efeitos de divergências. Uma possível solução decorre em utilizar cada método em determinado intervalo de validade, de forma que na região de transição as distribuições devem permanecer suaves. Figura adaptada de (COLLIDERS, 2009).

Vale salientar, que cada pacote numérico possui um domínio de validade, uma vez que as técnicas numéricas aplicadas para o cálculo do espalhamento duro (realizada pelo MadGraph) não são as mesmas aplicadas na hadronização (Pythia), devido a efeitos de divergência. Entretanto, durante a simulação de eventos, em nível partônico duro e de hadronização, existe uma região de interseção nas escalas de energia entre estes dois níveis, pode acontecer de cada um dos algoritmos simulem eventos para uma mesma faixa de energia gerando uma dupla contagem, para evitar isso, definimos a escala de energia a qual cada algoritmo ficará restrito, o procedimento mais utilizado para tal é chamado de método MLM (MANGANO et al., 2007), representado na Fig. 36.

Por fim, são simuladas as interações com os detectores, o que corresponde à propagação das partículas pelos diversos materiais que os compõem. A resposta do detector é um processo aleatório que envolve, por exemplo, ionizações, múltiplos espalhamentos, entre outros. Para simulação da passagem de uma partícula é necessário conhecer além da propagação das sub-partículas geradas no meio também sua geometria, materiais envolvidos, eficiência de resposta relacionada à detecção da energia depositada, etc. Portanto, a simulação dos detectores pode corresponder ao processo mais demorado da simulação de eventos. Quanto mais detalhada a física de interação, subestruturas dos materiais, número de passos a serem considerados na propagação de cada partícula, efeitos dos campos

magnéticos, ... mais demorados os cálculos.

Um dos pacotes numéricos mais realísticos para simulação de efeitos de detector é o **GEANT4** (AGOSTINELLI et al., 2003). Apesar de robusto e largamente utilizado pela colaboração do *LHC*, este é bastante custoso com relação ao tempo de processamento, ou recurso de *hardware*. Por outro lado, para o caso de estudos que não exijam um alto nível de detalhamento, é possível tornar esta simulação mais rápida utilizando modelagens de forma parametrizada que consistem em, por exemplo, ao invés de calcular o espalhamento com partes específicas de um detector, pode-se aplicar um modelo do efeito esperado por este espalhamento em um material, obtido por cálculos teóricos, ou previamente gerados por algum simulador mais realístico como o **GEANT4**. Esta abordagem possui ótima concordância com as respostas reais do *LHC*. Tal procedimento é implementado pelo pacote **Delphes** (FAVEREAU et al., 2014). Neste, são incluídos efeitos das interações das partículas com os campos magnéticos, por exemplo, como ocorre nos detectores de trilhas; tipos de materiais empregados (sólidos e gasosos), subestruturas aplicadas, métodos de detecção para os principais tipos de partículas, entre outros. Para uma completa descrição do *programa* ver (FAVEREAU et al., 2014). Utilizamos esta ferramenta em nosso trabalho apresentado no Cap. 3.

O passo seguinte é chamado de reconstrução do evento, que geralmente é realizado juntamente com a simulação dos efeitos do detector. Estes algoritmos são responsáveis por identificar quais partículas passaram pelo detector (e suas propriedades fundamentais), lembrando que inicialmente temos apenas diversos sinais da intensidade de energia depositada e suas localizações. Neste trabalho utilizamos o pacote **Delphes** que também possui as rotinas de reconstrução que incluem, por exemplo, efeitos da eficiência na reconstrução e identificação de partículas como, por exemplo, a de jatos (utilizando o código **FASTJET** (CACCIARI; SALAM; SOYEZ, 2011)), taus, elétrons, etc.

A seguir trataremos da classificação de eventos, ponto fundamental para o trabalho desenvolvido nesta tese apresentado no Cap. 3.

2.4 Classificação de Eventos

Vamos discutir, agora, as técnicas de classificação de eventos tomando a produção de matéria escura como exemplo. Conforme discutido anteriormente, a ME não deixa traços nos detectores, por outro lado, através da medida da energia faltante, juntamente com as distribuições das outras partículas visíveis associadas (espectro, momento no plano transversal, ângulos, etc), é possível estudar eventos associados a uma possível produção de ME. Na Fig. 32 mostramos a distribuição (normalizada) do momento e energia transversos dos léptons produzidos juntos com a ME no processo $pp \rightarrow Z + \gamma^* \rightarrow \ell^+ \ell^- + \chi\bar{\chi}$, utilizando o **MadGraph** (ALWALL et al., 2014), em preto tracejado, e os eventos associados puramente

ao MP, que formam um ruído que pode ser confundido com o de ME, são eles

- $ZZ(\gamma^*) \rightarrow \ell^+\ell^- + \nu_\ell\bar{\nu}_\ell$,
- $W^+W^- \rightarrow \ell_1^+\ell_2^- + \nu_{\ell_1}\bar{\nu}_{\ell_2}$,
- $ZW \rightarrow \ell_1^\pm\ell_2^\mp\ell_3^\pm + \nu_{\ell_3}$, e
- $t\bar{t} \rightarrow W^+W^-b\bar{b} \rightarrow \ell_1^+\ell_2^- + \nu_\ell\bar{\nu}_\ell + jj$.

Um claro problema associado a produção de ME se deve ao fato desta ser, possivelmente, uma partícula fracamente interagente portanto sua seção de choque, ou seja a probabilidade de ocorrência, é muito pequena gerando poucos eventos conforme verificado pela Eq.(2.2).

A tarefa de busca pela ME no *LHC* consiste em, basicamente, distinguir entre os tipos de eventos, ruídos e sinal, exemplificados de forma intuitiva na Fig. 37 usando as distribuições cinemáticas do sinal (em outras palavras conhecendo as características do sinal) e dos ruídos. Tal distinção baseia-se em achar uma região, num espaço multidimensional de variáveis cinemáticas, onde tenhamos mais eventos de sinal do que ruído. Este excesso de eventos deve ser estatisticamente relevante, ou seja, um teste de hipóteses deve ser aplicado de modo a se avaliar a chance de que o ruído tenha flutuado a ponto de imitar o sinal. Quanto menor for esta chance, tanto maior será a evidência do sinal.

Tomemos $P(\mathbf{x}|s)$ como a distribuição de probabilidade associada ao sinal para cada valor de um conjunto de parâmetros \mathbf{x} , e $P(\mathbf{x}|b)$ para o ruído, o objetivo é achar regiões que concentrem uma maioria de sinal ou de ruído, definindo uma função que delimite esta área, por exemplo, estabelecendo $y(\mathbf{x}) = y_{cut}$, tal que excluirmos eventos caso $y(\mathbf{x}) < y_{cut}$ ou $y(\mathbf{x}) > y_{cut}$. Este procedimento é chamado de “corte”. Vale salientar que, geralmente, é impossível separar completamente o sinal do ruído, porém é factível separar o suficiente para que o ruído possua o mínimo de efeitos sobre as medições do sinal de interesse. A medida largamente aceita para conclusão, por exemplo, de descoberta da ME no *LHC* seria de que para um dado excesso de eventos a probabilidade de ser gerado pelo ruído seja igual ou menor que 2.9×10^{-7} (também chamado de 5σ , tal métrica será discutida na próxima seção), apesar de parecer um valor extremamente pequeno, de fato é alcançado como por exemplo na descoberta do bóson de Higgs (ver figura 9 de (AAD et al., 2012)).

Voltando ao problema da seleção de eventos este pode se basear em um teste estatístico, pois existe um teorema conhecido da estatística fornecendo uma prova, para o caso unidimensional, para a seleção da melhor região onde se define o sinal em relação ao ruído que é dada pelo lema de *Neyman–Pearson*, provando que dado o nível de rejeição exigido para o ruído podemos obter uma região $\mathbf{x} \in w$ onde somos capazes obter o máximo de eficiência de aquisição do sinal, isso é obtido através da razão entre as probabilidades

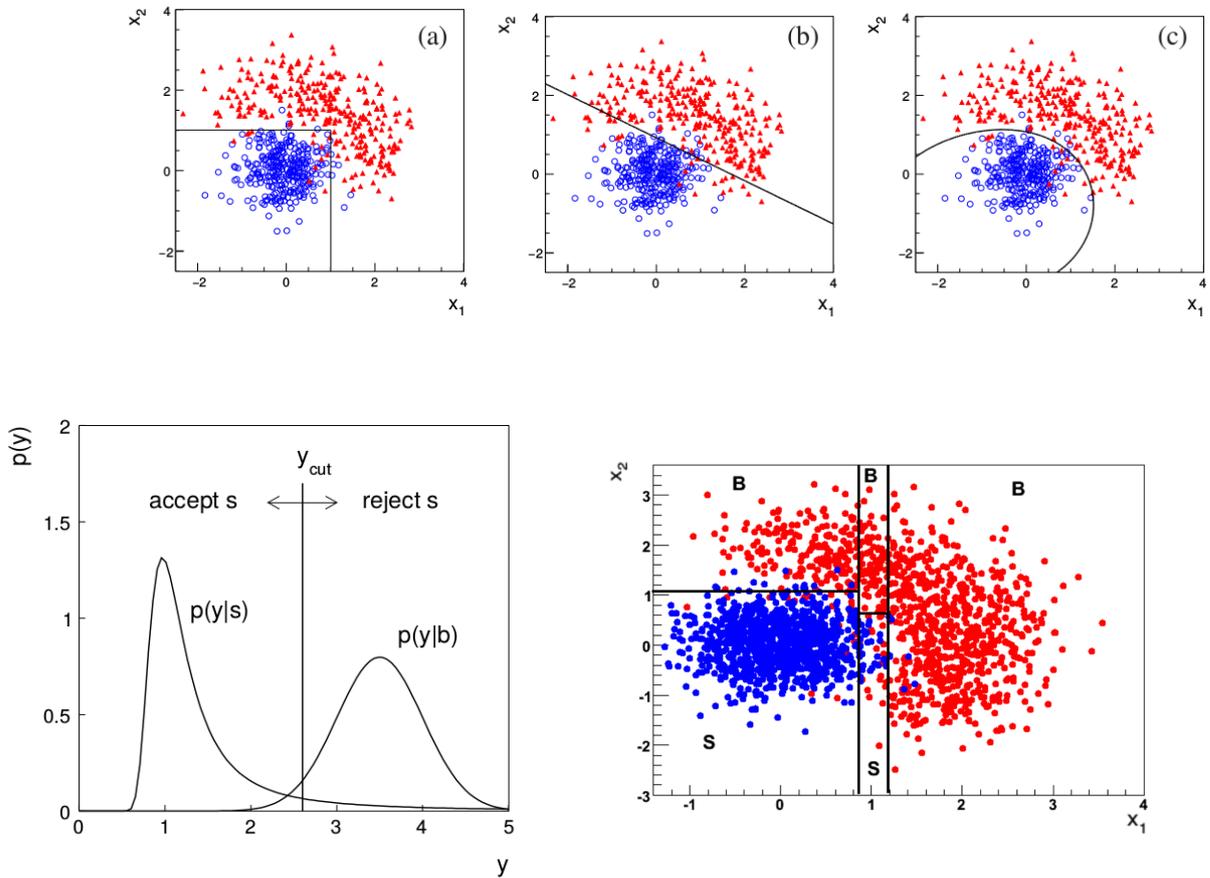


Figura 37 – Diagrama esquemático da classificação de eventos. Suponha que o sinal seja representado pelos círculos azuis e o ruído pelos triângulos vermelhos, sendo suas distribuições feitas em relação as variáveis x_1 e x_2 , uma ideia básica para classificação seria introduzir fronteira de classificação, na figura superior para discriminar o sinal consideraremos os eventos na região $x_1 < 1$ e $x_2 < 1$. Outra técnica seria gerar uma fronteira linear (figura superior (b)), ou circular (figura superior (c)). Caso existisse uma função, uma distribuição de probabilidade, que caracterizasse inteiramente o sinal e o ruído, gerando a fronteira perfeita, esta poderia ser aplicada para a tarefa de discriminação, porém tal função geralmente não é acessível. Com o objetivo de achar a melhor divisão várias técnicas foram desenvolvidas, sendo a mostrada na figura inferior direita as regiões formadas por árvores de decisão. As três primeiras figuras foram retiradas de (COWAN, 2013), e a última de (COADOU, 2013).

(do inglês *likelihood ratio*),

$$y(\mathbf{x}) = \frac{P(\mathbf{x}|s)}{P(\mathbf{x}|b)} \tag{2.15}$$

selecionando um valor maior ou igual ao nível de eficiência requerido. Por outro lado, na maioria dos casos, as expressões $P(\mathbf{x}|s)$ ou $P(\mathbf{x}|b)$ são impossíveis de serem obtidas. Como vimos anteriormente, o cálculo dos observáveis de uma colisão envolve um grande número de graus de liberdade tornando esta tarefa praticamente impossível. O procedimento mais

utilizado concerne em simular eventos, e baseado nas distribuições é possível utilizar por tentativa e erro cortes sobre os observáveis (ou seja aplicando as ideias da Fig. 37, no caso real, Fig. 32). Este procedimento pode ser feito, de forma “ingênua”, simplesmente realizando uma busca de forma a variar os cortes, por um valor fixo (busca em laços), ou de forma aleatória.

Por outro lado, técnicas mais eficientes vêm sendo desenvolvidas em outros ramos da ciência, principalmente estatística de decisão que realizam uma busca tentando otimizar, ou melhor, decidir, qual o melhor critério de corte, esta é uma das principais tarefas inicialmente aplicadas ao aprendizado de máquina que iremos discutir na seção seguinte. Estes algoritmos são chamados de aprendizado de máquina pois o mesmo código pode ser aplicado em diferentes tarefas, alimentando-o com dados do problema, seja ele relacionado à busca pelo melhor conjunto de cortes sobre eventos de ME no acelerador, ou obtenção de um diagnóstico a partir dos dados de resultados de exames, ou identificação de uma nova estrela, etc, um mesmo algoritmo pode desempenhar diversas tarefas. Esta plasticidade sugere o nome de aprendizado de máquina, pois o mesmo código permite a máquina aprender diferentes problemas, geralmente sendo aplicada em problemas de regressão (modelagem, similar a ideia de regressão linear, gerando um modelo que se ajuste a dados) e classificação que é claramente o problema que estamos interessados nesta tese, discriminar entre eventos de ME em relação aos ruídos do MP.

A seguir iremos discutir um pouco mais sobre os algoritmos de aprendizado de máquina focados na classificação de eventos, em particular o algoritmo de árvore de decisão reforçadas (do inglês *Boosted Decision Trees*, BDT).

2.4.1 Árvore de Decisão

Nesta seção, discutiremos as chamadas árvores de decisão (AD) bem como o mecanismo de reforço que permitiu que esta técnica se tornasse realmente competitiva ao ponto de ser uma das principais aplicações na classificação de eventos atualmente (AAD et al., 2015; USAI, 2015; PAGANINI, 2018; AABOUD et al., 2018).

A ideia básica, se trata de um simples conjunto de perguntas com respostas, sim ou não, representadas na Fig. 38. Aplicando diversas perguntas, inclusive podendo repeti-las (considerando outros valores diferentes dos testados anteriormente), o algoritmo vai separando os eventos, de modo que, ao término da fase chamada de *treinamento*, o tipo de evento mais comum em cada grupo de perguntas classifica aquele grupo.

Podemos introduzir algumas definições, utilizando a Fig. 38 como base. Onde há divisão da árvore chamamos de nodos (representados por elipses) e, após todas as divisões, temos as folhas (retratados por quadrados). O objetivo da árvore é gerar folhas de sinal e ruído de modo que, ao final, dado os observáveis de um evento este deve ser corretamente

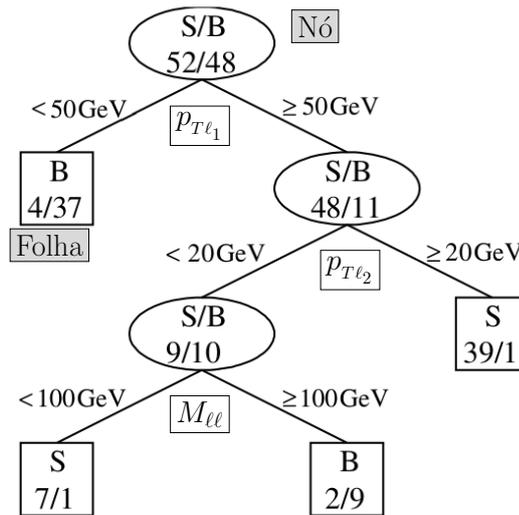


Figura 38 – Exemplo de uma árvore de decisão. Os pontos de divisão são chamados de nós e as terminações de folhas, sendo S o número de eventos de sinal e B *background* (termo em inglês para ruídos). A quantidade mais abundante em casa folha define se todos as ocorrências dela são discriminadas como de ruído ou sinal. A primeira divisão é gerada pela condição do momento transversal do lépton de maior momento do evento, seguido pelo segundo ($p_{T\ell_2}$) finalizando com a massa invariante ($M_{\ell\ell}$). Figura adaptada de (ROE et al., 2005).

classificado como sinal ou ruído, ou seja, se devido às suas características, o evento termine numa folha definida como sinal será classificado como sinal, caso contrário, ruído. Para $p_{T\ell_1} < 50$ GeV, Fig. 38, podemos observar uma única folha à esquerda, sendo que há 37 eventos de ruído (*background*= B), para 4 de sinal, isso classifica a folha como de ruído, isto é, quando aplicarmos esta árvore a um novo conjunto de dados, se o evento cair na folha de ruído ele será classificado como tal. O leitor já deve ter se perguntado como o algoritmo “aprende”? Basicamente, para AD, este se trata de um método denominado aprendizado supervisionado (o *treino* mencionado anteriormente), isso significa que inicialmente devemos indicar a para máquina quais eventos se tratam de sinal ou ruído introduzindo alguma referência⁴, de modo que, ao final da construção, a árvore é verificada quanto ao nível de acerto na classificação (discutiremos em breve as medidas que mensuram este acerto ou erro), caso o nível de acerto tenha sido baixo o processo é reiniciado, ou seja, o objetivo é maximizar uma função que caracteriza o acerto na predição.

As etapas da construção da árvore, de forma simplificada, pode ser dividida em duas: treino, onde se utiliza um conjunto de dados para ajustar os parâmetros da árvore (selecionando que observáveis utilizar e em que valores realizar os cortes, por exemplo) e teste, quando é posta a prova, sua predição é comparada com o resultado correto, caso haja erros no resultado (acima de um limite) o processo é repetido. Existem diferentes

⁴No algoritmo discutido aqui, o **XGBoost**, esta referência pode ser um número, por exemplo, 0 para o sinal e 1 para o ruído um, 2 para o ruído dois, assim por diante.

técnicas para construção da árvore de decisão e ajuste de parâmetros. Aqui iremos focar no algoritmo chamado XGBoost (CHEN; GUESTRIN, 2016), um pacote numérico recente que mostrou-se bastante competitivo (CHALLENGE, 2014) e de fácil aplicação (escrito em linguagem de programação *Python*), discutiremos sobre ele a seguir.

XGBoost - Árvore de Decisão Reforçadas (BDT)

O XGBoost se trata de empregar um conjunto de árvores de decisão com o objetivo de fortalecer a classificação final. Ele constrói recursivamente várias árvores focando onde as anteriores demonstraram baixo desempenho. Cada árvore em si é chamada de classificador fraco, porém o conjunto de árvores tornam a classificação muito mais robusta e geral. Antes de continuar a discussão qualitativa sobre a técnica vamos apresentar uma formulação mais quantitativa necessária para melhor compreensão deste algoritmo.

Podemos representar nossos dados por n vetores \mathbf{x} (sendo que cada elemento de (x_i) carrega um observável relevante do evento i) e rótulos (cada rótulo guarda a informação sobre o tipo de evento simulado, podendo, por exemplo $y_i = 1$ indicar sinal e $y > 1$ para os ruídos), de forma geral é comum escrever um novo vetor contendo observáveis e sua referência, $\mathcal{D} = (\mathbf{x}_i, y)$. O objetivo do BDT será criar uma função que, para um conjunto \mathbf{x} , forneça um y correto. Assim, o modelo para a predição de \hat{y}_j dado \mathbf{x}_j ⁵ pode ser escrito como

$$\hat{y}_j = \phi(\mathbf{x}_j) = \sum_{k=1}^K f_k(\mathbf{x}_j) \quad (2.16)$$

K é o número de funções e f_k , a ser definida mais adiante, carrega a informação de cada árvore.

Como mencionamos anteriormente as árvores terminam em folhas que na verdade podem ser vistas como áreas, conforme o último gráfico da Fig. 37, geradas pelas perguntas realizadas sobre os observáveis, os eventos que passam por um conjunto de perguntas terminam numa folha 1, as que não passam terminam numa folha 2, ou nó, assim por diante, até uma folha T , cada folha pode ser vista como uma matriz, folha i numa árvore k .

O objetivo do BDT é minimizar alguma função que metrifique a diferença entre a predição e o valor correto de cada classe, em particular para o XGBoost

$$Obj(\phi) = \sum_i l(y_i, \hat{y}_i) + \sum_K \Omega(f_k), \quad (2.17)$$

$l(y_i, \hat{y}_i)$, também chamada, do inglês, de *Loss Function*, sua tradução direta seria função perda e $\Omega(f_k)$ se trata do termo de regularização, que serão detalhados a seguir.

⁵Em nossa representação utilizaremos, i para o número de elementos em \mathbf{x} (observáveis), sendo que temos j eventos a serem classificados.

A função de perda, pode ser definida de várias formas, por exemplo, como o desvio quadrático

$$l(y_i, \hat{y}_i) = (y_i - \hat{y}_i)^2. \quad (2.18)$$

O termo de regularização, Ω , é a função que mensura a complexidade do modelo (que está diretamente relacionada com o T , número de regiões), definido como⁶

$$\Omega = \gamma T + \frac{1}{2} \lambda \sum_{j=1}^T w_j^2, \quad (2.19)$$

o primeiro termo, chamado de termo de regularização “L1”, abrange o número total de regiões, ou seja, o quão grande é o modelo, multiplicado por uma constante, que se trata de um parâmetro livre. O segundo termo, de regularização “L2”, abarca, tanto a quantidade de regiões, quanto também considera os scores⁷, sendo que atribuir altos valores para os pesos equivale a dar igual importância para todas as folhas (mesmo em diferentes árvores), note que isto está errado, pois é observado que as primeiras árvores possuem maior poder classificatório e as demais apenas complementam. w_i se trata de uma função peso, ou *score*, que será definida mais a frente, basicamente está relacionada com a classificação obtida por região.

Devemos enfatizar que um dos principais aspectos dos termos de regularização consistem em evitar o super treinamento (ou super ajuste, mais conhecido pela sua denominação em inglês *overfitting* ou *overtraining*), ver Fig. 39, que se trata de modelos super especializados que geralmente se aplicam a uma única situação, não sendo capazes de discriminar outros conjuntos de eventos (em outras palavras seria como se o BDT decorasse os valores, mas não aprendesse), isto é o oposto ao termo generalização, onde o algoritmo aprende as características gerais dos dados permitindo, assim, uma robusta classificação em diferentes grupos de dados. Mais a frente mencionaremos especificamente outros mecanismos que evitam o supertreino, por exemplo o das validações cruzadas.

Retomando a Eq.(2.17), precisamos ressaltar um dos pontos de maior sucesso, que definem o nome de AD reforçadas (*boosted*), que se trata do procedimento de treinamento do modelo (árvores) de forma aditiva, ou seja, a cada interação t uma nova árvore (f) é adicionada afim de melhorar a performance onde o conjunto anterior obteve os resultados mais fracos. Suponha, então, $\hat{y}_i \rightarrow \hat{y}_i^{(t)}$ com sendo a predição i na interação t , assim a Eq.(2.17) pode ser reescrita em função da interação anterior da seguinte forma

$$Obj(\phi)^{(t)} = \sum_{i=1}^n l(y_i, \hat{y}_i^{(t-1)} + f_t(\mathbf{x}_i)) + \Omega(f_t), \quad (2.20)$$

lembrando que o somatório de i até n corre sobre número de amostras de treino (cada amostra i , em um total de n , requer uma predição). Com isto, prosseguiremos com a

⁶Note que, sendo um problema de minimização, $l(y_i, \hat{y}_i)$ deve ser escolhida de forma a ser diferenciável.

⁷Veremos que se relaciona com a importância de uma dada região dado seu poder classificatório.

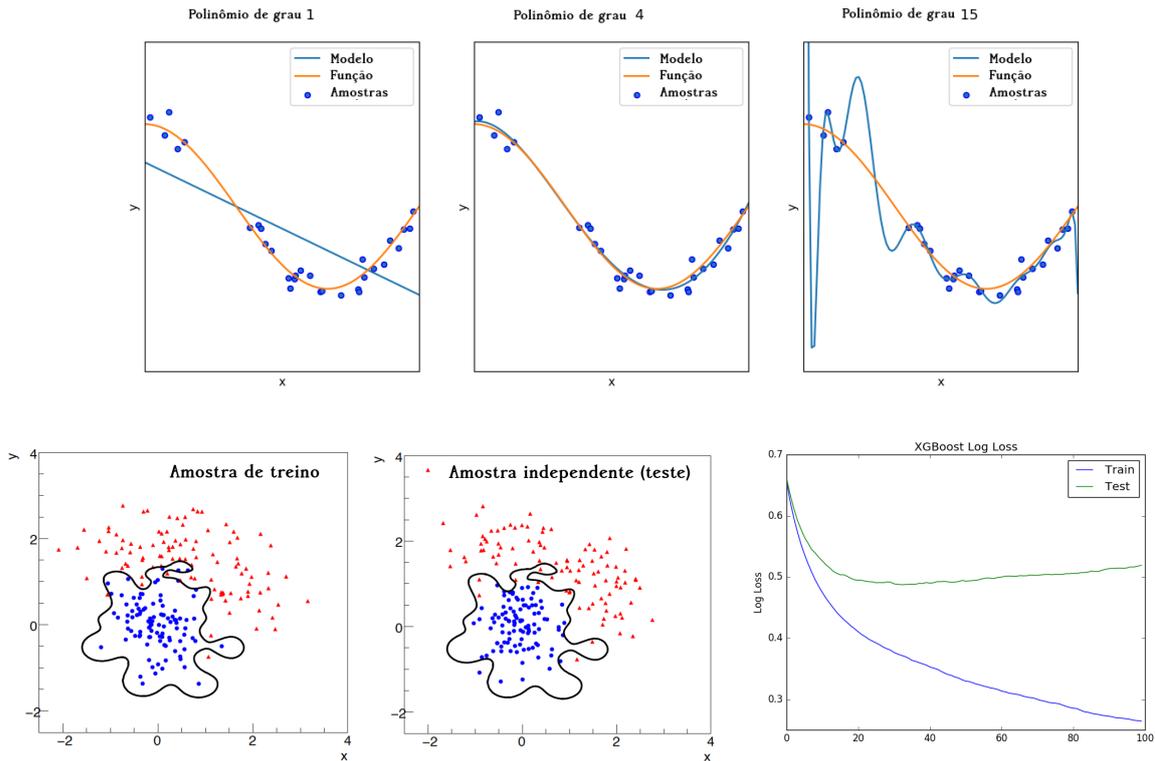


Figura 39 – Gráficos representativos sobre o problema de superajuste. No topo temos amostras (pontos em azul) geradas por uma distribuição que segue a linha laranja, por outro lado a tarefa é gerar um modelo que melhor represente estes dados supondo o desconhecimento da função correta (em laranja). No caso da esquerda temos um modelo linear claramente fraco para descrição do comportamento das amostras. Na coluna central mostramos o que seria o resultado ideal, e a direita o problema de superajuste, onde se gera um modelo super especializado, que não necessariamente irá fornecer bons resultados ao ser incluída novas amostras. Nas figuras inferiores temos uma visualização da fronteira de classificação e seu efeito sobre diferentes grupos de eventos (um durante o treino e outro na fase de teste). E na parte inferior direita temos o comportamento padrão da função erro quando acontece o superajuste, onde os resultados na fase de treinamento (linha azul) são excelentes, porém na de testes (curva verde) são fracos. Figura adaptada de (SCIKIT, 2007; COWAN, 2014).

minimização desta função, entretanto, esta tarefa pode ser computacionalmente difícil, de modo que, em primeira aproximação, utiliza-se sua expansão até a segunda ordem

$$Obj(\phi)^{(t)} \simeq \sum_{i=1}^n \left[l(y_i, \hat{y}^{(t-1)}) + g_i f_t(\mathbf{x}_i) + \frac{1}{2} h_i f_t^2(\mathbf{x}_i) \right] + \Omega(f_t), \quad (2.21)$$

sendo $g_i = \partial_{\hat{y}^{(t-1)}} l(y_i, \hat{y}^{(t-1)})$ e $h_i = \partial_{\hat{y}^{(t-1)}}^2 l(y_i, \hat{y}^{(t-1)})$. Ainda buscando a otimização de $Obj(\phi)$ podemos ignorar a parte constante, de modo que a equação anterior pode ser escrita como

$$Obj_{\tilde{}}(\phi)^{(t)} \simeq \sum_{i=1}^n \left[g_i f_t(\mathbf{x}_i) + \frac{1}{2} h_i f_t^2(\mathbf{x}_i) \right] + \Omega(f_t). \quad (2.22)$$

O código inclui gradativamente f_t de forma a minimizar Eq.(2.22), sendo o número de árvores definido pelo usuário (mais a frente mostraremos técnicas para o melhor ajuste destes parâmetros livres). Aqui lembramos que cada AD forma regiões Ts (baseados em x_i) e em seguida associa um *score* (w_q) para cada uma delas, criando um mapa $q : \mathbb{R}^d \rightarrow \{1, 2, \dots, T\}$ endereçando os valores de \mathbf{w} para cada região, tal que, f_t será definido como

$$f_t(\mathbf{x}) = w_q(\mathbf{x}) \quad (2.23)$$

portanto cada $f_t(\mathbf{x})$ representa, de certa forma, uma árvore “t”, uma vez que q está diretamente ligada a sua estrutura, sendo w_q calculado também de forma a minimizar $Obj\tilde{j}(\phi)$ que será mostrado mais à frente. Com isso, substituindo a Eq.(2.19) e Eq.(2.23) na Eq.(2.22), obtemos

$$Obj\tilde{j}(\phi)^{(t)} = \sum_{i=1}^n \left[g_i f_t(\mathbf{x}_i) + \frac{1}{2} h_i f_t^2(\mathbf{x}_i) \right] + \gamma T + \frac{1}{2} \lambda \sum_{j=1}^T w_j^2, \quad (2.24)$$

onde, novamente, alertamos que n corresponde ao número total de amostras e j (correndo sobre T) representa as regiões em uma árvore, esta notação, devido à simples substituição da Eq.(2.19), precisa ser reescrita de modo a relacionar o número de amostras na AD da interação, portanto, para tornar nossa notação coesa, podemos definir o conjunto $I_j = \{i | q(\mathbf{x}) = j\}$ de forma que I_j é o conjunto de amostras de \mathbf{x}_i na região j . Portanto, a Eq.(2.24) fica da seguinte maneira

$$Obj\tilde{j}(\phi)^{(t)} = \sum_{j=1}^T \left[\left(\sum_{i \in I_j} g_i \right) w_j + \frac{1}{2} \left(\sum_{i \in I_j} h_i + \lambda \right) w_j^2 \right] + \gamma T. \quad (2.25)$$

Por fim, conforme (CHEN; GUESTRIN, 2016), é possível obter uma equação para w_j , supondo um $q(\mathbf{x})$ fixo, de forma a minimizar $Obj\tilde{j}(\phi)^{(t)}$,

$$\begin{aligned} \frac{\partial Obj\tilde{j}(\phi)^{(t)}}{\partial w^*} &= \left(\sum_{i \in I_j} g_i \right) + \frac{1}{2} \left(\sum_{i \in I_j} h_i + \lambda \right) w_j^* = 0 \\ w_j^* &= - \frac{\sum_{i \in I_j} g_i}{\sum_{i \in I_j} h_i + \lambda} \end{aligned} \quad (2.26)$$

ou seja, w_j é obtido focalizando a minimização da função objetivo, para uma dada árvore. Este algoritmo não consegue por primeiros princípios saber qual a melhor estrutura da árvore, porém uma vez construída temos os w 's que minimizam os erros associados à esta, lembrando que se trata da mesma variável que aparece na Eq.(2.19). Podemos aplicar a Eq.(2.26) na Eq.(2.25) que pode ser reescrita como

$$Obj\tilde{j}(\phi)^{(t)} = \sum_{j=1}^T \left\{ \left(\sum_{i \in I_j} g_i \right) \left[- \frac{\sum_{i \in I_j} g_i}{\sum_{i \in I_j} h_i + \lambda} \right] + \frac{1}{2} \left(\sum_{i \in I_j} h_i + \lambda \right) \left[- \frac{\sum_{i \in I_j} g_i}{\sum_{i \in I_j} h_i + \lambda} \right]^2 \right\} + \gamma T$$

$$Obj_{\tilde{j}}(\phi)^{(t)} = -\frac{1}{2} \sum_{j=1}^T \frac{(\sum_{i \in I_j} g_i)^2}{\sum_{i \in I_j} h_i + \lambda} + \gamma T. \quad (2.27)$$

O passo seguinte se dá em obter uma relação que estime a melhoria gerada pela criação de uma divisão. Suponha uma folha que se torna um nó, teremos então um I_E , associado a folha “esquerda”, e I_D , folha direita,

$$Obj_{\tilde{j}}(\phi)_{split} = \frac{1}{2} \left[\frac{(\sum_{i \in I_L} g_i)^2}{\sum_{i \in I_L} h_i + \lambda} + \frac{(\sum_{i \in I_R} g_i)^2}{\sum_{i \in I_R} h_i + \lambda} - \frac{(\sum_{i \in I} g_i)^2}{\sum_{i \in I} h_i + \lambda} \right] - \gamma, \quad (2.28)$$

note que o primeiro e o segundo termo atribuem valores positivos para a divisão (conversão de nó em folhas), enquanto terceiro termo subtrai levando em consideração ao caso de não haver separação (manter a folha) e por fim o quarto termo que penaliza o fato de que introduzindo uma nova divisão estamos tornando o modelo mais complexo (o que poderia levar a um super treino). O objetivo é criar folhas com o máximo de pureza, ou seja, com apenas eventos do sinal ou do ruído. Perceba que, para uma dada estrutura de árvore $q(\mathbf{x})$, os w^* , Eq.(2.26), são calculados de forma a minimizar a função erro. Entretanto existem alguns casos em que mesmo assim, podem haver divisões onde Eq.(2.28) gera valores negativos, pois $q(\mathbf{x})$ e w^* não englobam o parâmetro γ , por exemplo, de modo que se a Eq.(2.28) seja negativa as folhas decorrentes disto serão excluídas e seu nó voltará a ser uma folha, este procedimento é chamado de poda (ou do inglês *pruning*), visto que o XGBoost constrói toda a árvore e depois verifica tal condição.

Vimos então, de forma geral, as funções mais importantes deste algoritmo, como a predição pode ser observada como uma função, Eq.(2.16), da adição de modelos (árvores de decisão), focalizados na minimização da função, Eq.(2.20), que mensura o desvio entre a predição e o correto valor da classe, além de agregar possíveis efeitos prejudiciais da construção de modelos super especializados (*overfitting*). Introduzimos a ideia o do sub treino, caso o modelo se torne tão simples que não aprende as características de interesse, também exemplificado na Fig. 39, isso pode ser gerado no caso de um valor grande para o parâmetro γ . Por último, mostramos como o algoritmo calcula os pesos que minimizam a função objetivo juntamente com a forma de mensurar a efetividade da conversão de nós em folhas. Vejamos de forma geral os parâmetros mais importante do algoritmo:

- Taxa de aprendizado (**learning_rate**): após cada interação, introdução de uma nova árvore, temos $y^{(t)} = y^{(t-1)} + \epsilon f_t(\mathbf{x}_i)$, lembrando que $f_t(\mathbf{x}_i)$ é uma função de w , Eq.(2.23), os pesos são multiplicados por este parâmetros (< 1). Sendo um processo de minimização este controla o passo da derivada rumo ao mínimo de Eq.(2.21). Ou seja o tamanho de ϵ faz variar a convergência para o mínimo, ver Fig. 40.
- Número de árvores (**n_trees** ou **n_estimators**): Número máximo de árvores, lembrando que valores pequenos levam a resultados fracos, por outro lado, em excesso pode levar a efeitos de superajuste Fig. 38;

- γ : introduzido na Eq.(2.19) que, na prática introduz um fator para restringir a criação de novas divisões, o que tornaria folhas em nós com novas folhas.
- Profundidade máxima (`max_depth`): O tamanho máximo da árvore pode ser definido pelo usuário (sua profundidade leva a um aumento considerável de memória);
- Mínimo para ramificação: Valor mínimo da soma de pesos de uma folha para que esta possa se transformar em um nó (ou seja possa gerar novas folhas);
- Subamostra (`subsample`): Número de amostras (quantidade de dados) disponíveis para cada árvore, lembramos que os dados são limitados, portanto podemos restringir o número de dados para cada árvore, isso por outro lado pode evitar problemas como o superajuste (“overtraining”);
- Amostras por árvore (`colsample by tree`): Número de variáveis por árvore;
- Amostras por nível (`colsample by level`): Número de variáveis disponíveis para cada nodo;
- Lambda (λ): Termo introduzido na Eq.(2.19) objetivando a redução da complexidade do modelo escolhido.

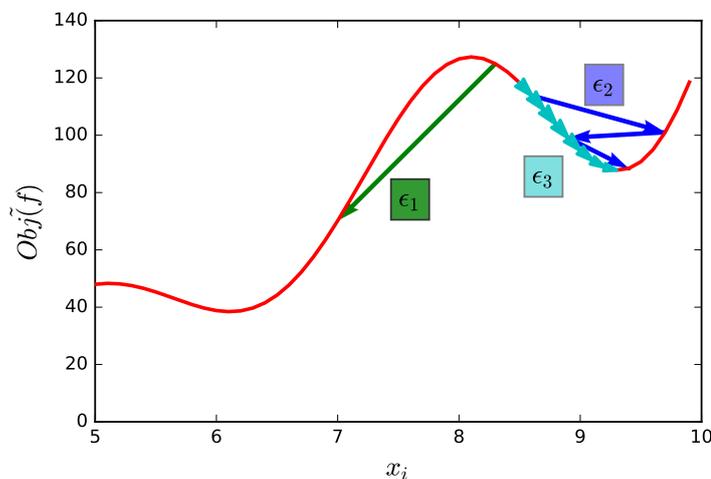


Figura 40 – Demonstração do efeito da taxa de aprendizado na convergência da busca pelo mínimo de uma função de erro da classificação, por exemplo, com $\epsilon_1 > \epsilon_2 > \epsilon_3$

Por fim precisamos comentar sobre um procedimento muito importante, aplicável as árvores de decisão, chamado de validação cruzada (do inglês *cross validation*). É possível dividir os dados em partes com objetivo de gerar uma verificação cruzada, apurando se o modelo possui poder de classificação de forma geral, ou seja, não depende de um conjunto de dados em particular (evitando o super ajuste). Para o leitor interessado neste procedimento, em particular aplicado ao XGBoost, propomos a leitura de (BROWNLEE,

2016a). Para outros detalhes, como por exemplo a melhora no formato de escrita dos dados de entrada e algumas outras práticas, recomendamos a leitura de (BROWNLEE, 2016b).

Aplicaremos o algoritmo do `XGBoost` no Cap. 3 para solução do problema de classificação entre eventos de ME. Contudo, como vimos acima, temos alguns parâmetros a serem ajustados para maximização dos resultados, Sec. 2.4.1. Alertamos ao leitor que estas variáveis dependem de cada problema, de forma que, a primeira vista as duas abordagens mais comuns se tratam de fazer uma varredura sobre possíveis combinações dos parâmetros de forma gradual ou aleatória. Na próxima seção, mostraremos uma ferramenta largamente utilizada nos algoritmos de aprendizagem de máquina que otimiza tal tarefa de forma muito eficiente.

Otimização do `XGBoost`

Como mencionamos anteriormente, podemos utilizar árvores de decisão para classificação de eventos no *LHC*, sendo que neste trabalho, em particular, aplicaremos o `XGBoost` devido ao seu vasto sucesso em tal tarefa sendo ao mesmo tempo leve, do ponto de vista computacional, e de fácil uso, sendo escrito em linguagem `python`. No entanto, vimos que este algoritmo possui diversos parâmetros a serem ajustados com o objetivo de melhorar o resultado final de discriminação de eventos. O procedimento mais aplicado, caso não haja um conhecimento prévio que guie para algum conjunto de valores em particular, se dá em fazer uma varredura sobre os possíveis valores aplicando algum incremento fixo ou de forma aleatória. É conhecido na literatura de forma empírica que a busca *randômica* fornece resultados muitas vezes melhores que os via busca fixa, ver Fig. 41. Neste trabalho, iremos utilizar um método que atualmente vêm sendo muito empregados em aprendizado de máquina que se trata do procedimento de otimização Bayesiana implementado em linguagem de programação `python` na rotina chamada *Hyperopt* (BERGSTRA; BENGIO, 2012). Discutiremos a ideia geral do algoritmo a seguir.

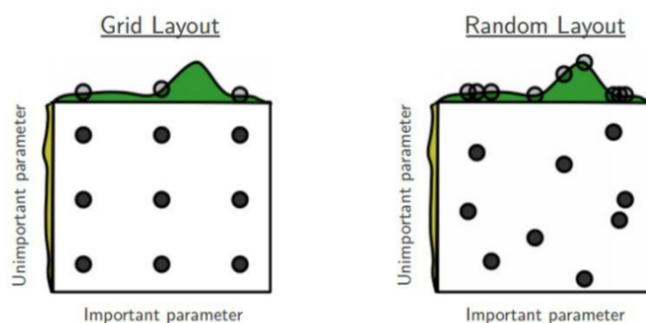


Figura 41 – Gráfico esquemático ilustrando o quanto uma busca aleatória pode ser muito mais eficiente que a fixa. Suponha que temos uma variável de maior e menor importância. No gráfico da esquerda onde é feita uma busca fixa observamos que existe a possibilidade de não contemplarmos a região onde os parâmetros são de maior importância (supondo esta importância associada ao pico da curva verde na parte superior do gráfico), por outro lado, a direita, podemos ver que uma busca randômica pode resultar em maior ganho de informação sobre as variáveis de interesse. Figura retirada de (BERGSTRA; BENGIO, 2012).

O **Hyperopt** baseia-se em uma ideia geral conhecida da engenharia⁸ chamada de metamodelos, ou do inglês *surrogate model*. Suponha que temos um algoritmo cujo cálculo consuma um tempo bastante razoável de execução aplicado a um problema de otimização, este, por exemplo, pode tratar-se de cada tentativa de ajuste dos parâmetros do **XGBoost**, objetivando a minimização de uma função erro. Aplicado a este tipo de problema foram desenvolvidos códigos atuando, por exemplo, no **XGBoost** “tentando” aprender o efeito da variação do número de árvores, e outras variáveis, nos resultados obtidos na classificação de eventos, ao mesmo tempo “guiando” os valores dos parâmetros das próximas interações objetivando a minimização dos erros do classificador. Esta é a função do **Hyperopt**. O usuário informa quais parâmetros serão otimizados. Também é disponibilizado algumas distribuições para variação dos parâmetros a serem escolhidos (BERGSTRA; BENGIO, 2012).

A verdadeira contribuição do algoritmo se dá em atribuir maior importância a combinação de parâmetros que fornecem os melhores resultados, sendo que se o usuário escolhe uma distribuição inicial como sendo uniforme, o algoritmo tenderá para uma conversão para gaussiana centralizada no conjunto de valores que geram os melhores resultados (BERGSTRA; BENGIO, 2012), ou seja, o algoritmo inicia, por exemplo, supondo uma distribuição uniforme de importância, porém ao longo das interações este vai construindo distribuições (para tentativa dos valores dos parâmetros) focadas em torno dos números que otimizam os resultados, ver Fig. 42. O algoritmo do **Hyperopt** baseia-se

⁸Por exemplo na tentativa de buscar o melhor formato aerodinâmico para um carro.

na função da melhora do valor esperado, ou do inglês *Expected improvement* (EI),

$$\text{EI}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \max(y^* - y) p(y|x) dy \quad (2.29)$$

sendo y^* o melhor valor encontrado anteriormente (o qual queremos minimizar), y o valor da interação corrente e $p(y|x)$ é a distribuição de probabilidade (sendo construída ao longo das interações) do valor y dada a ocorrência da x . Aplicando o teorema de Bayes temos $p(y|x) = p(x|y)p(y)/p(x)$, de modo que, $p(x|y)$ é obtido da seguinte forma

$$p(x|y) = \begin{cases} l(x) & \text{if } y < y^* \\ g(x) & \text{if } y > y^*, \end{cases} \quad (2.30)$$

ou seja, caso o conjunto de parâmetros x_i gere um y menor que um valor anterior $y < y^*$ este será adicionado a densidade $l(x)$, caso contrário será incluso em $g(x)$. Os cálculos de $p(y)$ e $p(x)$ serão mostrados a seguir.

O Hyperopt substitui, em particular, a distribuição uniforme por uma mistura de gaussianas, Fig. 43, baseadas em resultados de observações anteriores $\mathcal{B} = \{x^{(1)}, \dots, x^{(K)}\}$. O código privilegia regiões em que $y < y^*$, formando $l(x)$ tal que as gaussianas são construídas com as regiões que fornecem os melhores resultados localizadas no principal quartil da gaussiana de acordo com $p(y < y^*) = \gamma$, com $p(y)$ também construída durante as interações. Podemos aplicar esta ideias na Eq.(2.29) da seguinte forma

$$\text{EI}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} (y^* - y) p(y|x) dy = \int_{-\infty}^{\infty} (y^* - y) \frac{p(x|y)p(y)}{p(x)} dy \quad (2.31)$$

lembrando que $p(y < y^*) = \gamma$, temos que

$$\begin{aligned} p(x) &= \int_{\mathbb{R}} p(x|y)p(y) dy = \int_{-\infty}^{y^*} p(x|y)p(y) dy + \int_{y^*}^{\infty} p(x|y)p(y) dy \\ &\stackrel{\text{Eq.(2.30)}}{=} \int_{-\infty}^{y^*} \underbrace{l(x)}_{\gamma} p(y) dy + \int_{y^*}^{\infty} \underbrace{g(x)}_{1-\gamma} p(y) dy = \gamma l(x) + g(x)(1 - \gamma) \end{aligned} \quad (2.32)$$

substituindo esta na Eq.(2.31), obtemos

$$\begin{aligned} \text{EI}(x) &= \frac{1}{p(x)} \int_{-\infty}^{y^*} (y^* - y) p(x|y)p(y) dy = \frac{1}{p(x)} \int_{-\infty}^{y^*} (y^* - y) l(x) p(y) dy = \\ &= \frac{l(x)}{p(x)} \left[y^* \int_{-\infty}^{y^*} p(y) dy - \int_{-\infty}^{y^*} y p(y) dy \right] = \frac{l(x)}{p(x)} \left[y^* \gamma - \int_{-\infty}^{y^*} y p(y) dy \right] \\ &= \frac{l(x)}{\gamma l(x) + g(x)(1 - \gamma)} \left[y^* \gamma - \int_{-\infty}^{y^*} y p(y) dy \right] = \frac{y^* \gamma - \int_{-\infty}^{y^*} y p(y) dy}{\gamma + \frac{g(x)}{l(x)}(1 - \gamma)} \end{aligned} \quad (2.33)$$

ou seja, $\text{EI}(x) \propto \left(\gamma + \frac{g(x)}{l(x)}(1 - \gamma) \right)^{-1}$, de modo que a fim de maximizar $\text{EI}(x)$ devemos procurar valores de x que possuam maiores $l(x)$ e mínimos $g(x)$. O resultado deste

procedimento leva a uma espécie de otimização aleatória refletindo em resultados como mostrados na Fig. 42.

Vimos nesta seção o algoritmo, de forma geral, do `Hyperopt`. Sua aplicação é bastante simples, para uma introdução sugerimos a leitura de (MIOR, 2013), e para o caso um pouco mais avançado, com aplicação no `XGBoost`, (VECMANIS, 2017).

A seguir iremos apresentar a técnica híbrida utilizada no Cap. 3, em (ALVES; SANTOS; SINHA, 2018) que combina a busca por cortes juntamente com o `XGBoost` otimizada pelo `Hyperopt`.

2.4.2 Método Híbrido

Até agora, sobre a classificação, mencionamos técnicas como cortes e árvores de decisão de maneira separada, porém elas podem ser aplicadas de forma combinada. Este procedimento foi primeiramente apresentado em (ALVES; GHOSH; SINHA, 2017). Inicialmente é definido um conjunto de cortes e os eventos resultantes são passados para o `XGBoost`, que aprende e apresenta sua categorização. A ideia geral é fazer uma primeira “limpeza” excluindo parte do ruído, aplicando cortes suaves, entregando para as árvores dados já um pouco mais refinados diminuindo seu trabalho, focando nas partes mais importantes. Vale salientar que os cortes devem ser leves, ou seja, caso poucos eventos sobrem para a AD esta não aprende, apresentando resultados fracos. Ou seja, deve haver um sincronismo, este, é entregue pelo `Hyperopt`. Podemos colocar juntamente com os parâmetros do `XGBoost` as variáveis dos cortes bem como o intervalo de testes. Esta combinação se torna perfeita. Adiante conectaremos de forma um pouco mais prática como aplicamos ao `XGBoost`, juntamente com o `Hyperopt`, o problema da classificação de eventos em física de partículas.

2.4.3 Classificação de eventos: Significância Estatística

Mencionamos na Sec. 2.4, que hipoteticamente ao produzir ME no *LHC* por meio das características dos objetos detectados deve-se corretamente discriminar os eventos do sinal em relação aos ruídos gerados por eventos do MP. Isso pode ser feito, por exemplo, via cortes, conforme Fig. 37, árvore de decisão (Fig. 38), etc. Aqui apontamos um detalhe importante. Mencionamos que o `XGBoost` se trata de um função que objetiva minimizar, por exemplo, uma função erro.

Em física de partículas para haver a conclusão de descoberta de uma nova partícula é requerido os 5σ , Sec. 2.4. De modo que em principio poderíamos tentar colocar este parâmetro físico⁹, como objetivo de minimização das árvores de decisão, por outro lado, é

⁹Como a significância é sempre positiva, ou nula, se queremos maximizá-la, utilizando uma técnica de minimização, podemos então minimizar $-N_\sigma$.

conhecido que tal procedimento não gera os melhores resultados, porém funções criadas para abranger os erros das ferramentas de aprendizado de máquina descrevem melhor os erros geradas por elas, ou seja, as funções erro desenvolvidas pelos especialistas de aprendizado geralmente apresentam melhores resultados durante o processo de aprendizado da máquina. Portanto, aqui estamos usando um método híbrido de cortes aplicados juntamente com o XGBoost, descrito em (ALVES; GHOSH; SINHA, 2017). Assim utilizamos a função `mlogloss` (COLLIER, 2015);

$$\text{mlogloss} = -\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M y_{ij} \log p_{ij} \quad (2.34)$$

onde N corresponde ao número de amostras, M à quantidade de classes, y à variável binária que informa se o valor predito para classe j coincide com o valor correto da ocorrência i e p_{ij} à distribuição de probabilidade da escolha da classe j para a ocorrência i ; a ser minimizada pelas árvores de decisão (abarca os erros associados à classificação), e a significância estatística à ser maximizada pelo Hyperopt (aplicado ao conjunto cortes+XGBoost), (Li; Ma, 1983),

$$N_{\sigma} = \begin{cases} 2^{\frac{1}{2}} \sqrt{(s+b) \log \left[\left(1 + \frac{1}{b\epsilon^2}\right) \frac{s+b}{s+b+1/\epsilon^2} \right] + \frac{1}{\epsilon^2} \log \left[\frac{b+1/\epsilon^2}{s+b+1/\epsilon^2} \right]}, & \epsilon > 0 \\ 2^{\frac{1}{2}} \sqrt{-s + (s+b) \log \left(1 + \frac{s}{b}\right)}, & \epsilon = 0 \end{cases} \quad (2.35)$$

sendo s o número de eventos do sinal e b os do ruído e ϵ a incerteza sistemática associada ao número de eventos de *backgrounds* (que inclui efeitos de reconstrução de eventos, etc). Esta é a métrica a qual o Hyperopt irá otimizar. Vale salientar, conforme discutido em (Li; Ma, 1983; ALVES; SINHA, 2015), que a Eq.(2.35) fornece uma melhor estimativa da significância de modo a não superestimar ou subestimar a significância.

Por completeza, podemos mencionar outras métricas importantes na área de aprendizado de máquina. Um delas é a chamada de Característica de Operação do Receptor (*COR*), ou do inglês *Receiver Operating Characteristic* (ROC), ela mensura o quão bem o algoritmo consegue discriminar entre o sinal e o ruído, ver Fig. 44. Esta leva em consideração dois tipos de erro, quando o classificador aponta um evento do ruído como sinal (o chamado *erro tipo I*) e quando o sinal é discriminado como ruído (*erro tipo II*). O ideal seria que a curva ROC seguisse o formato de um quadrado (retângulo), ver Fig. 44. Note que, sendo assim, a área sobre a curva ROC também pode ser utilizada como métrica sendo seu valor máximo igual a um. Por fim, devemos mencionar a matriz de confusão. Esta apresenta a taxa de acerto e erro da classificação de cada classe, incluindo as que recaem no erro tipo I e II, veremos no Cap. 3.

Com isso concluímos este capítulo de introdução às técnicas de simulação e classificação de eventos. Com este arcabouço podemos prosseguir com a apresentação dos artigos originais desenvolvidos neste trabalho, nos capítulos terceiro e quarto.

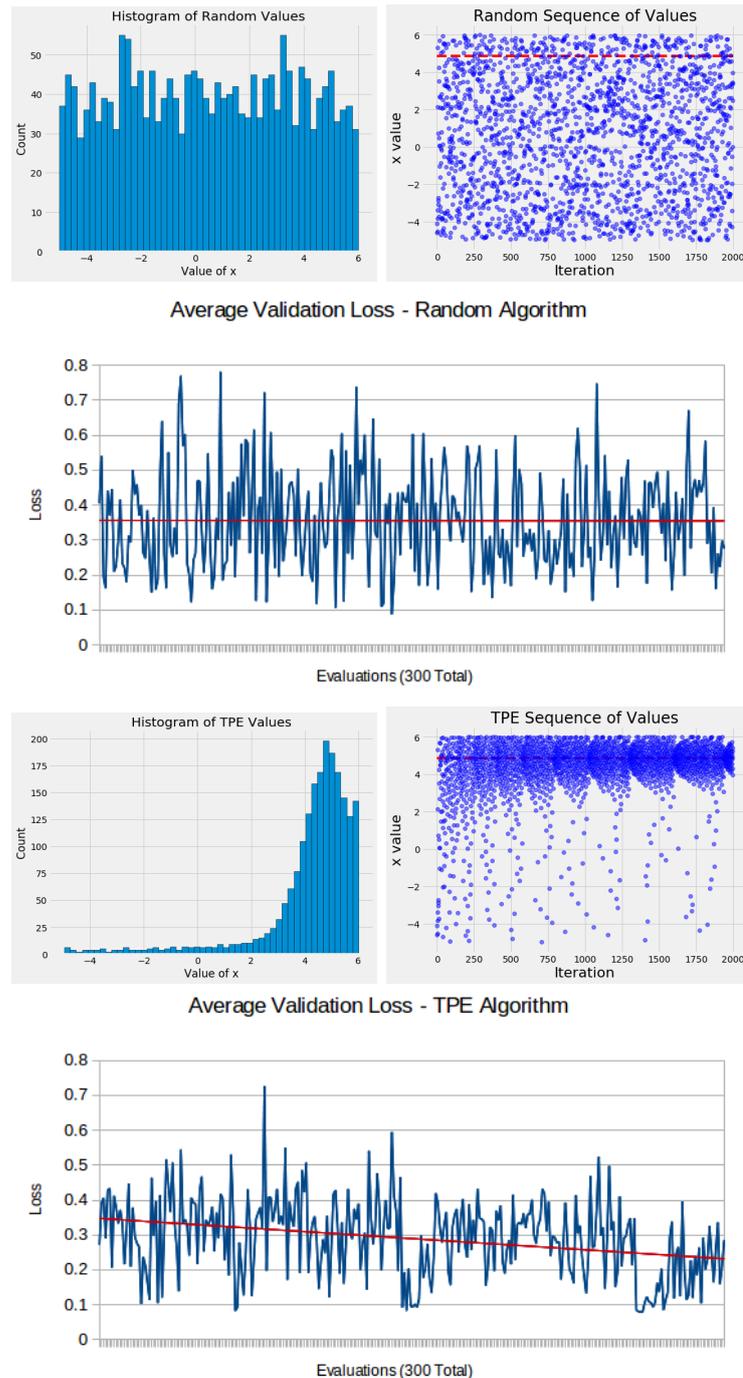


Figura 42 – Demonstração do efeito do apontamento do **Hyperopt** para os melhores valores, neste pequeno exemplo apenas um parâmetro, sendo as três primeiras figuras retiradas de (KOEHRSEN, 2018), e as demais de (BERGSTRA, 2013). As três primeira figuras mostram o efeito da otimização de um algoritmo de forma puramente aleatória em relação à uma variável x . O dois primeiros gráficos mostram a frequência para cada valor assumido por x sendo que o terceiro mostra que não há uma tendência de melhoramento dos resultados de forma geral. Por outro lado ao aplicar o **Hyperopt**, é visível a construção de uma nova distribuição em torno dos valores de x que fornecem os melhores resultados (quarto gráfico), ressaltamos que apesar da tendencia ele também faz algumas tentativas fora do valor central, permitindo assim evitar mínimos locais (penúltima figura). Por último, esta posto um gráfico da evolução da otimização da função *Loss* considerada.

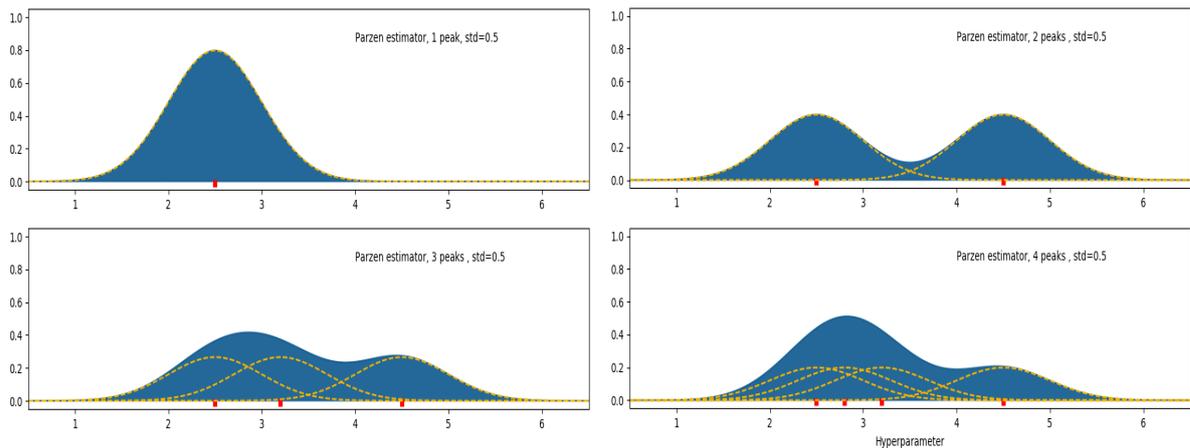


Figura 43 – Gráfico esquemático ilustrando a construção da densidade para as variáveis. O método baseia-se em adicionar gaussianas para as regiões que fornecem os melhores resultados sobre a função a ser otimizada. Podemos ver o efeito geral após o algoritmo ter encontrado 4 pontos que geraram valores superiores aos anteriores (KOPCZYK, 2018), sendo que os valores, anteriormente ótimos, podem ser substituídos por melhores encontrados posteriormente.

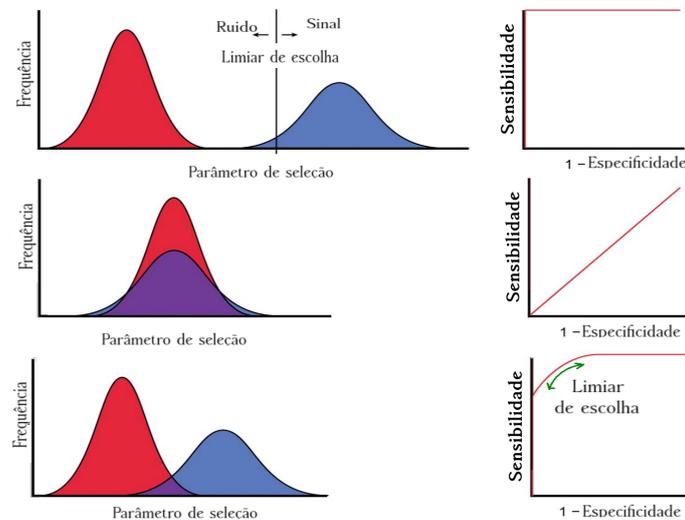


Figura 44 – Figura ilustrativa sobre a curva ROC (SCHWARTZ, 2012). À esquerda temos as distribuições do sinal (em azul) e ruído (vermelho). Ao escolher um valor de corte para classificação corremos o risco de contaminar um pouco do sinal com amostras do ruído, ou cortar boa parte dos eventos do sinal. Na figura superior temos o caso ideal, onde é possível separar completamente sinal de ruído, note que a curva ROC se torna um quadrado. Na pior das hipóteses, na linha central, temos o sinal completamente misturado ao ruído (neste caso, em particular, é possível notar que existe um maior número de eventos de sinal na região central, portanto um corte formando uma região em torno do centro ainda fornece alguma classificação gerando a curva ROC mostrada a sua direita). Na última linha demonstramos o efeito da escolha da região de corte como os pontos sobre a curva ROC.

Matéria Escura Anapolar

Existem diversos modelos que supõem determinados tipos de interações conectando a ME com o modelo padrão da física de partículas, aqui será analisada a possibilidade da produção e consequente detecção da matéria escura interagindo unicamente com o MP via momento anapolar no *LHC*. Este capítulo inicia-se introduzindo todos os possíveis fatores de forma eletromagnéticos, sendo que o único permitido para uma férmion de Majorana trata-se do anapolar. Em seguida será mostrada uma visão geral, baseadas em literaturas anteriores, sobre a produção térmica deste candidato juntamente com análises no tocante a detecção direta. Dito isto, sucederá uma análise buscando vínculos oriundos do *LHC*, onde serão aplicadas técnicas multivariadas de aprendizado de máquina (BDT juntamente com métodos Bayesianos de otimização), sendo esta comparada diretamente com os vínculos provenientes da seção anterior (detecção direta) (ALVES; SANTOS; SINHA, 2018).

3.1 Momento Anapolar

O momento anapolar refere-se ao único fator de forma eletromagnético permitido, teoricamente, para férmions de Majorana. Esta interação foi inicialmente proposta por Zeldovich (ZEL'DOVICH, 1958), motivado pela descoberta da violação de CP (carga e paridade) das interações fracas (PATRIGNANI et al., 2016; KUMAR, 2011; GINGES; FLAMBAUM, 2004). A palavra “anapole” possui origem grega e significa “sem polo” (*ana* ≃ negação), pois classicamente é gerada pela soma de momentos elétrico e dipolar em um toroide, originários da expansão multipolar. Uma vez que a radiação destas duas componentes possuem amplitudes semelhantes, mas, fora de fase, de modo que a superposição destas se cancelam, ou seja, ocorre uma interferência destrutiva, tornando a radiação resultante invisível (MIROSHNICHENKO et al., 2018; BARYSHNIKOVA et al., 2019). Do ponto de vista quântico, de forma geral, é possível escrever todos os admissíveis¹ fatores

¹supondo, por exemplo, invariância de Lorentz, de gauge e independência linear.

de forma associados a corrente eletromagnética da seguinte maneira (KAYSER, 1982)

$$\begin{aligned} \bar{u}(p_1)\mathcal{O}^\mu(q)u(p_2) &= \bar{u}(p_1)\left\{F_1(q^2)\gamma^\mu + \frac{i\sigma^{\mu\nu}}{2m}q_\nu F_2(q^2) + i\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}\frac{\sigma_{\alpha\beta}}{4m}q_\nu F_3(q^2)\right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2m}\left(q^\mu - \frac{q^2}{2m}\gamma^\mu\right)\gamma_5 F_4(q^2)\right\}u(p_2). \end{aligned} \quad (3.1)$$

sendo $q^\beta \equiv p_1^\beta - p_2^\beta$ e m a massa do férmion de Majorana. Além disso os fatores de forma devem ser hermitianos, então $F_i(q^2)^\dagger = F_i(q^2)$. No Apêndice A incluímos alguns aspectos da física do momento anapolar clássico, como seu Hamiltoniano e termo de momento no eletromagnetismo. No limite onde o momento transferido tende a zero ($q^2 \rightarrow 0$), os fatores de forma carregam a informação das principais propriedades das interações eletromagnéticas, são elas a carga elétrica ($F_1(0) = Q$), o momento anômalo magnético (sendo $[F_1(0) + F_2(0)]/2m = \mu$ o momento magnético), o momento de dipolo elétrico ($-F_3(0)/2m = d$) e o momento anapolar ($F_4(0) = a$). Por meio das identidades de Gordon (GREINER, 1997), é possível reescrever a equação anterior de maneira ainda mais familiar,

$$\mathcal{L} \supset \frac{d_M}{2}\bar{\chi}\sigma^{\mu\nu}\chi F_{\mu\nu} + \frac{d_E}{2}\bar{\chi}\sigma^{\mu\nu}\gamma^5\chi F_{\mu\nu} + \mathcal{A}\bar{\chi}\gamma^\mu\gamma^5\chi\partial^\nu F_{\mu\nu}, \quad (3.2)$$

sendo, d_M , d_E , e \mathcal{A} o momento magnético, elétrico e anapolar, respectivamente. Portanto, uma vez que $\psi = \psi^c$, para partículas de Majorana, é demonstrado no Apêndice A que, para este caso, apenas o momento anapolar é permitido, supondo a existência de violação da simetria de paridade.

Aqui, analisaremos as interações da matéria escura via momento anapolar descrita pela seguinte Lagrangiana² efetiva, não renormalizável, de dimensão 6

$$\begin{aligned} \mathcal{A} &\equiv \frac{g}{\Lambda^2} \\ \mathcal{L}_{\text{eff,anapole}} &= \frac{g}{\Lambda^2}\bar{\chi}\gamma^\mu\gamma^5\chi\partial^\nu F_{\mu\nu}. \end{aligned} \quad (3.3)$$

Também se faz importante mencionar um tipo de interação em particular, $\bar{\chi}\gamma^\mu\gamma^5\chi A'_\mu$, neste caso, A'_μ não poderia ser o fóton do MP, pois haveria violação da invariância de gauge (HO; SCHERRER, 2013).

Por fim, podemos apontar dois exemplos interessantes relacionados com a violação da simetria discreta de paridade em teorias completas, onde o momento anapolar está presente. O primeiro exemplo se apresenta no modelo padrão que viola paridade nas interações nucleares (fraca) devido às misturas entre os acoplamentos vetoriais e axiais, aqui postos de forma efetiva da seguinte maneira (GINGES; FLAMBAUM, 2004)

$$\mathcal{L}_C = \frac{G}{\sqrt{2}}\sum_N \left[C_{1N}\bar{e}\gamma_\mu\gamma_5 e\bar{N}\gamma^\mu N + C_{2N}\bar{e}\gamma_\mu e\bar{N}\gamma^\mu\gamma_5 N \right], \quad (3.4)$$

²Lembrando que adiante será proposto um modelo mínimo, inspirado em supersimetria (CABRAL-ROSETTI; MONDRAGÓN; REYES-PÉREZ, 2016), onde tal interação é feita via escalares carregados (ALVES; SANTOS; SINHA, 2018).

sendo $G = 1.027 \times 10^{-5}/m_p^2$, a constante de Fermi das interações fracas e N se trata do espinor dos núcleons somados sobre todos os prótons (p) e nêutrons do núcleo. Para outras leituras podemos citar (MIROSHNICHENKO et al., 2015). O segundo exemplo está relacionado aos chamados modelos completos, onde temos o supersimétrico mínimo (CABRAL-ROSETTI; MONDRAGÓN; REYES-PÉREZ, 2016) que possui diversas contribuições, sendo as dominantes apresentadas na Fig. 45.

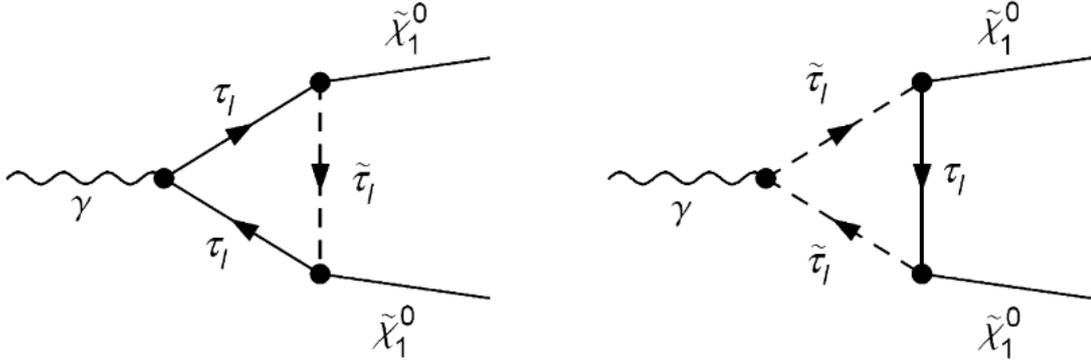


Figura 45 – Principais diagramas de Feynman que contribuem para o momento anapolar do neutralino $\tilde{\chi}_1^0$. Dentro da correção temos as contribuições de taus e staus (CABRAL-ROSETTI; MONDRAGÓN; REYES-PÉREZ, 2016).

A seguir serão apresentados os cálculos de alguns dos principais observáveis da ME em questão, sua abundância e seções de choque *WIMP-nucleon* para detecção direta.

3.2 Abundância

A ME deste modelo, em princípio, pode ser produzida termicamente, como mencionado em na Sec. 1.2, por meio da aniquilação via $\bar{\chi}\chi \rightarrow \bar{f}f$, quando cinematicamente permitida, ou produzindo fótons, conforme Fig. 46. A media térmica, como vimos na Eq.(1.8), resultante fica da seguinte forma, (HO; SCHERRER, 2013),

$$\langle \sigma_{\chi\bar{\chi} \rightarrow f\bar{f}} v_{\text{rel}} \rangle = \frac{4g^2\alpha m_\chi^2}{\Lambda^4} \left(\frac{T}{m_\chi} \right), \quad (3.5)$$

sendo $\alpha = e^2/4\pi \approx 1/137$ (a constante de estrutura fina), T a temperatura do banho térmico, m_χ a massa da ME, g a constante de acoplamento e Λ a escala de energia de física nova.

Em um trabalho mais amplo, realizado por (GAO; HO; SCHERRER, 2014), $m_\chi \geq M_W$ foi estudado, considerando os canais de aniquilação dos bósons de gauge. Aplicando as regras de Feynman para o processo $\bar{\chi}\chi \rightarrow W^+W^-$, utilizando a “Regra de Ouro de Fermi”, e tomando o limite não-relativístico, a seção de choque fica da seguinte

forma

$$\sigma_{\chi\chi \rightarrow W^+W^-} v_{\text{rel}} = \frac{2}{3} g_A^2 \alpha m_\chi^2 (1-y)^{\frac{3}{2}} (4y+20+3y^{-1}) v_{\text{rel}}^2, \quad (3.6)$$

onde v_{rel} é a velocidade relativa entre as duas partículas de ME se aniquilando e $y \equiv m_W^2/m_\chi^2$. Desta forma, é possível expressar a media térmica somando sobre os férmions do MP, incluindo as contribuições dos canais t e u, feita por (GAO; HO; SCHERRER, 2014),

$$\sum_{m_f < m_\chi} \langle \sigma_{\chi\bar{\chi} \rightarrow f\bar{f}} v_{\text{rel}} \rangle = \sigma_0 \left(\frac{T}{m_\chi} \right), \quad (3.7)$$

sendo σ_0 igual a

$$\sigma_0 = \frac{4 g^2 \alpha m_\chi^2}{\Lambda^4} N_f, \quad (3.8)$$

N_f corresponde ao número de canais de aniquilação permitidos para $m_\chi < m_f$, que se relaciona com a carga da partícula que, para o caso dos quarks, recebe um fator extra devido ao número de cores.

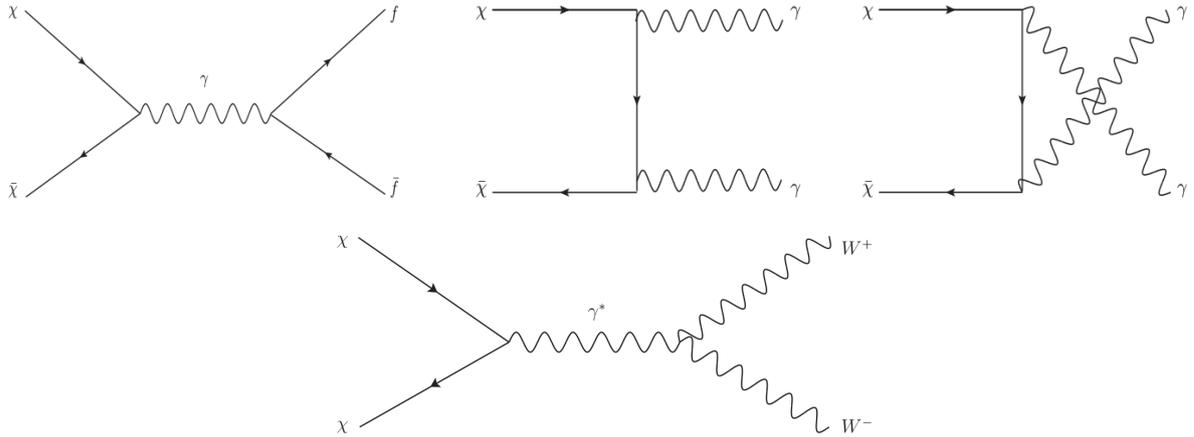


Figura 46 – Principais canais de aniquilação da ME, em nível de árvore (supondo o operador efetivo, sendo uma *WIMP*, diagramas envolvendo interações com dimensões superiores trazem contribuições desprezíveis). Adiante veremos as contribuições via correções radiativas entre a ME e o fóton. Acima temos os únicos diagramas permitidos caso $m_\chi < M_W$ (massa do bóson W do MP) (HO; SCHERRER, 2013) e, abaixo, a contribuição extra, se $m_\chi \geq M_W$, obtida por (GAO; HO; SCHERRER, 2014).

A equação para a abundância de relíquias a ser comparada com os dados experimentais

$$\Omega_\chi h^2 = (2.14 \times 10^9) \frac{x_f^2 (\text{GeV})^{-1}}{g_*^{1/2} M_{Pl} \sigma_0}, \quad (3.9)$$

que é válida apenas para o caso de $m_\chi > m_e$. A constante h é o parâmetro de Hubble em unidades de $100 \text{ km sec}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, g_* é o número de graus de liberdade relativísticos quando a ME sai do equilíbrio térmico, Eq.(3.75) da referência (KOLB; TURNER, 1990). Como

mostrado no Cap. 1, x_f , o mesmo da Eq.(1.30), aqui fixo na temperatura de freeze-out, tem a seguinte forma

$$x_f = \ln \left[0.076 \left(\frac{g_\chi}{g_*^{1/2}} \right) M_{Pl} m_\chi \sigma_0 \right] - \frac{3}{2} \ln \left\{ \ln \left[0.076 \left(\frac{g_\chi}{g_*^{1/2}} \right) M_{Pl} m_\chi \sigma_0 \right] \right\}, \quad (3.10)$$

em particular para férmions de Majorana temos $g_\chi = 2$. Neste tipo de abordagem supõe-se que esta partícula compreende todo conteúdo de ME do universo, o que significa que deve estar em acordo com os dados do satélite Planck (AGHANIM et al., 2018) $\Omega_\chi h^2 = 0.11933 \pm 0.00091$ ³. Para o caso $m_\chi < m_W$ temos os resultados mostrados na Fig. 47. Já para a hipótese $m_\chi \geq m_W$ os resultados estão apresentados na Fig. 1, porém por ser um trabalho mais amplo, que estudou vínculos de colisor, apresentaremos este resultado na próxima seção.

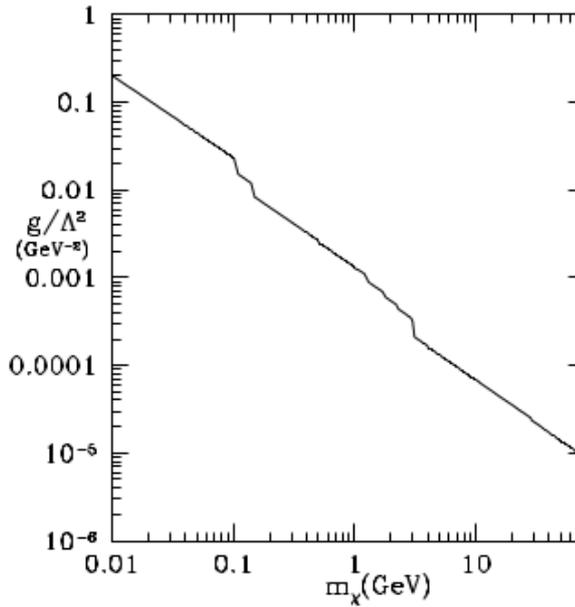


Figura 47 – Gráfico dos parâmetros do modelo (HO; SCHERRER, 2013), g , Λ e m_χ os quais fornecem o correto valor para abundância da ME universo, supondo apenas $m_\chi < M_W$.

3.3 Resultados anteriores sobre busca de matéria escura anapolar no LHC

No trabalho feito por Gao, Yu and Ho, e outros, (GAO; HO; SCHERRER, 2014), foi realizado um estudo da produção da ME via mono-jato

$$pp \rightarrow \chi\chi + j \quad (3.11)$$

³No momento da publicação do artigo os resultados sobre abundância de matéria escuras era advindo do satélite *WMAP* (Komatsu, 2011).

baseado na análise da colaboração do CMS (CMS, 2013; ATLAS, 2012), considerando luminosidade de 19.5 fb^{-1} . Aplicando cortes sobre as variáveis cinemáticas, presentes na Tab.(1), $g_A = g/\Lambda^2$ foi vinculado combinando os resultados de ausência de sinal da ME no CMS com a solução da Eq.(3.9) juntamente com a Eq.(3.10), exigindo que $\Omega_\chi h^2 = (0.11933 \pm 0.00091)$, o que permitiu excluir interações da ME anapolar para valores de $m_\chi \lesssim 100 \text{ GeV}$, conforme mostrado na Fig. 49. Vale mencionar que estes resultados são para 95% de nível de confiança, o que significa aproximadamente 2σ , lembramos que nesta tese foi requisitado o mínimo necessário para descoberta, ou seja 5σ . Também precisamos lembrar que à análise realizada mais à frente será considerando um diferente canal de detecção da matéria escura, o mono-Z, que possui um sinal um pouco menos intenso porém, por ser mais limpo, apresenta potencial de descoberta bastante relevante e competitivo sendo então fortemente motivado para análise além do fato que iremos sondar m_χ com valores entre 100 GeV e 500 GeV. Passaremos, agora, à revisão de literatura sobre a detecção direta de matéria escura anapolar.

Experimento	Cortes sobre $/E_T$	Valores permitidos g_A^*
CMS 8 TeV, 19.5 fb^{-1} (CMS, 2013)	$\cancel{E}_T > 450 \text{ GeV}, \eta_j < 2.4$	$4 \times 10^{-6} @ 95\% \text{ C.L.}$
ATLAS 8 TeV, 10.5 fb^{-1} (ATLAS, 2012)	$\cancel{E}_T > 220 \text{ GeV}, \eta_j < 2.0$	$6 \times 10^{-6} @ 95\% \text{ C.L.}$

Tabela 1 – Resultados impondo os limites superiores sobre busca da ME via mono-jato (GAO; HO; SCHERRER, 2014), Fig. 48, sobre o parâmetro g_A .

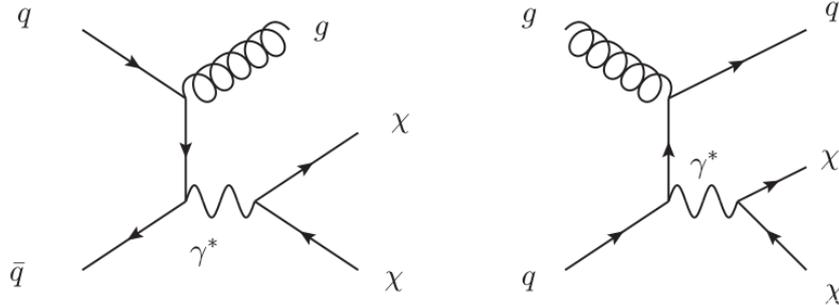


Figura 48 – Principais canais para busca por ME via sua produção e detecção por meio do mono-jato (GAO; HO; SCHERRER, 2014).

3.4 Resultados anteriores sobre Detecção direta de WIMPs via fator de forma anapolar

Como já mencionado no Cap. 1.3, uma possível forma de detecção da ME se dá via espalhamento WIMP-núcleon⁴, pois, estes experimentos possuem maior sensibilidade

⁴Prótons ou nêutrons

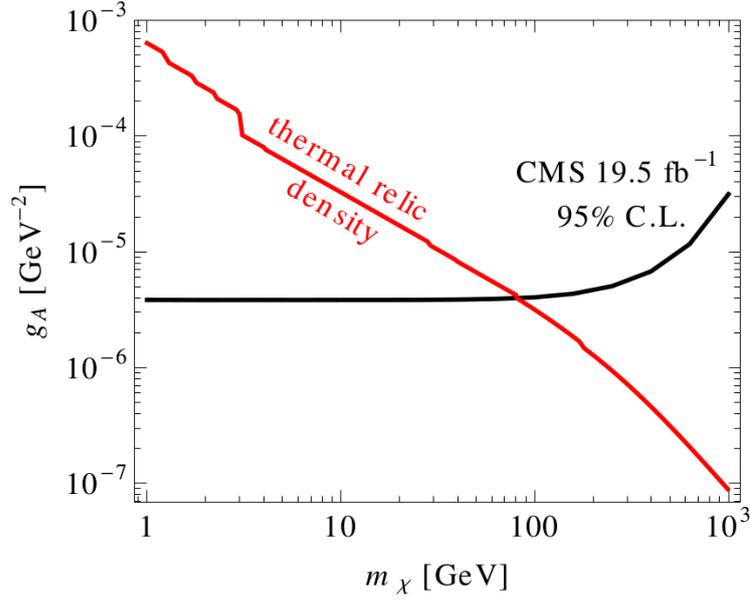


Figura 49 – Gráfico dos parâmetros do modelo (GAO; HO; SCHERRER, 2014), $g_A = g/\Lambda^2$, os quais fornecem o correto valor para abundância da ME universo, $\Omega_\chi h^2 = (0.11933 \pm 0.00091)$. Incluindo $m_\chi \geq M_W$. A linha preta mostra o limite superior sobre o modelo com 95% de nível de confiança para o CMS

para uma matéria escura na escala de dezenas de GeVs (ESSIG; MARDON; VOLANSKY, 2012).

Neste modelo seção de choque de espalhamento é calculada aplicando as regras de Feynman correspondentes ao diagrama da Fig. 50, computada em (HO; SCHERRER, 2013) e é dada por

$$\sigma = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{g}{\Lambda^2} \right)^2 Z^2 e^2 M_{\chi N}^2 v^2 \left(1 + \frac{2 M_{\chi N}^2}{m_N^2} \right), \quad (3.12)$$

onde m_N e Z as massas e carga nucleares, respectivamente, v é a velocidade da ME no referencial do laboratório (o que significa em relação ao referencial de repouso do núcleo), $M_{\chi N} = m_\chi m_N / (m_\chi + m_N)$ é a massa reduzida entre o núcleo e a ME. Com isso podemos obter a seção de choque diferencial, conforme Eq.(1.38) e Eq.(1.40)

$$\frac{d\sigma}{dE_R} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{g}{\Lambda^2} \right)^2 Z^2 e^2 m_N \left\{ 1 - \left(1 - \frac{2 M_{\chi N}^2}{m_N^2} \right) \frac{m_N E_R}{2 M_{\chi N}^2 v^2} \right\} |F_c(E_R)|^2, \quad (3.13)$$

aqui E_R é a energia do recuo nuclear, sendo que o valor característico, para o intervalo de massa aqui utilizado fica em torno de (1 – 100) keV, $F_c(E_R)$ corresponde ao fator de forma que carrega a informação de perda de coerência para grandes valores de momento transferido, ver Sec. 1.3.

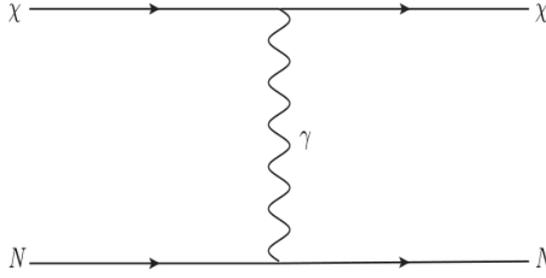


Figura 50 – Diagrama de Feynman correspondente ao espalhamento WIMP-núcleo. Posteriormente, apresentaremos a contribuição gerada via correções radiativas (ao introduzirmos um modelo simplificado para interação anapolar).

A taxa diferencial de espalhamento em relação à energia de recuo é calculada por

$$\frac{dR}{dE_R} = N_A \frac{\rho_\chi}{m_\chi} \int_{v_{min}(E_R)}^{v_{max}} dv f(v) v \frac{d\sigma}{dE_R}, \quad (3.14)$$

onde a integração deve iniciar nas menores velocidades, suficientes para gerar um espalhamento detectável no núcleon, até a velocidade de escape da ME em relação ao sistema solar e do Halo somada com a velocidade relativa entre a Terra e o Halo, calculado no referencial do laboratório. Aqui se faz necessário fazer uma importante observação sobre a taxa de espalhamento das *WIMPs* “padrões”, Cap. 1.3, se comparados aos espalhamentos via interação anapolar, resultados característicos, como mostrado na Fig. 20, são calculados para o caso específico da *WIMP* via interação de contato (PANJI, 2014),

$$\mathcal{L}_{SI}^N = \lambda_{CI}^N \bar{\chi} \chi \bar{N} N, \quad (3.15)$$

sendo λ_{SI}^N o fator de intensidade da interação, ver também Eq.(1.42), e o subscrito *CI* remete a interação de contato⁵, a estrutura da equação acima difere da Eq.(3.3), de modo que é preciso reescalar os limites supondo o tipo de interação anapolar. Para isso iniciamos calculando a razão

$$\mathcal{R} = \frac{(dR/dE_R)_{\text{anapole}}}{(dR/dE_R)_{CI}}, \quad (3.16)$$

sendo $dR/dE_{R_{CI}}$ composto pelas Eqs.(3.13,3.14), com relação a interação de contato

$$\left(\frac{d\sigma}{dE_R} \right)_{CI} = \frac{A^2 \sigma_n m_N}{2v^2 M_{\chi N}^2} |F_c(E_R)|^2, \quad (3.17)$$

onde A é o número total de nucleons do núcleo alvo, σ_n a seção de choque WIMP-nucleon, de igual intensidade entre prótons e nêutrons. Usualmente nos experimentos de busca por WIMP desta natureza se vincula σ_n . De posse destes ingredientes podemos reescrever a Eq.(3.16) da seguinte maneira

$$\mathcal{R} = 4\alpha \left(\frac{g}{\Lambda^2} \right)^2 \left(\frac{1}{\sigma_n} \right) \left(\frac{Z}{A} \right)^2 M_{\chi N}^2 \left[\frac{I_1}{I_0} + \left(\frac{1}{m_N} - \frac{m_N}{2M_{\chi N}^2} \right) E_R \right], \quad (3.18)$$

⁵Do inglês *Contact Interaction*.

Operador	SI / SD	Termo de Supressão
$\bar{\chi}\chi\bar{q}q$	SI	—
$\bar{\chi}i\gamma^5\chi\bar{q}q$	SI	q^2
$\bar{\chi}\chi\bar{q}i\gamma^5q$	SD	q^2
$\bar{\chi}\gamma^5\chi\bar{q}\gamma^5q$	SD	q^4
$\bar{\chi}\gamma^\mu\chi\bar{q}\gamma_\mu q$	SI	—
$\bar{\chi}\gamma^\mu\gamma^5\chi\bar{q}\gamma_\mu q$	SI	v^2
$\bar{\chi}\gamma^\mu\chi\bar{q}\gamma_\mu\gamma^5q$	SD	q^2
$\bar{\chi}\gamma^\mu\gamma^5\chi\bar{q}\gamma_\mu\gamma^5q$	SD	v^2 or q^2
$\bar{\chi}\sigma^{\mu\nu}\chi\bar{q}\sigma_{\mu\nu}q$	SD	—
$\bar{\chi}i\sigma^{\mu\nu}\gamma^5\chi\bar{q}\sigma_{\mu\nu}q$	SI	q^2

Tabela 2 – Diversos operadores fermiônicos para diferentes tipos de interações, na primeira coluna. Na segunda coluna estão postas as classificações quanto a dependência de *spin*. Na coluna restante temos o fator de supressão decorrente da estrutura da Lagrangiana, podendo ser proporcional ao momento transferido no espalhamento ou a velocidade da ME, onde ambos os valores são pequenos, portanto suprimem os resultados finais. Tabela adaptada de (FREYTSIS; LIGETI, 2011). Uma possibilidade além destes operadores seria, por exemplo, supor uma diminuta violação da simetria de Lorentz (KOSTELECKY; LI, 2019), tal efeito aparece em teorias de unificação (entre as forças fundamentais, em particular quanto à gravidade) e de cordas. Entretanto tais modelos possuem vínculos extremamente restritivos, dificultando uma possível fenomenologia da ME. Portanto, estes operadores não serão abordados nesta tese.

sendo

$$I_1 = \int_{v_{min}(E_R)}^{v_{max}} dv f(v)v, \quad e \quad I_0 = \int_{v_{min}(E_R)}^{v_{max}} dv f(v)\frac{1}{v}. \quad (3.19)$$

note que a proporcionalidade da velocidade, v ou $1/v$, se origina das Eqs.(3.13,3.17,3.14), lembrando que devido à interação anapolar, que mistura estruturas vetoriais com pseudo-vetoriais, temos o aparecimento de fatores extras da velocidade da ME, conforme Tab.(2). A seguir será detalhada a principal contribuição deste trabalho, uma análise sobre a possível produção e detecção da matéria escura via fator de forma anapolar no canal mono- Z .

3.5 Produção da ME no LHC : mono- Z

Um possível canal para produção e busca pela matéria escura anapolar é o canal mono- Z , com o subsequente decaimento do bóson Z em léptons carregados

$$pp \rightarrow Z + \gamma^* \rightarrow \ell^+\ell^- + \chi\bar{\chi}, \quad (3.20)$$

conforme Fig. 51, sendo $\ell = \mu, e$. Este canal apesar de possuir uma seção de choque menor comparada ao mono-jato tem menos *backgrounds* do MP, o que facilita a separação do sinal.

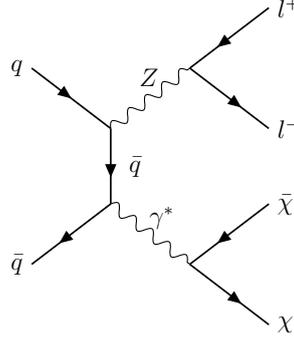


Figura 51 – Diagrama de produção da ME no *LHC*, de acordo com o processo (3.20).

Os *backgrounds* irreduzíveis para este canal de busca são

- $ZZ(\gamma^*) \rightarrow \ell^+ \ell^- + \nu_\ell \bar{\nu}_\ell$, e
- $W^+ W^- \rightarrow \ell_1^+ \ell_2^- + \nu_{\ell_1} \bar{\nu}_{\ell_2}$,

e os reduzíveis são

- $ZW \rightarrow \ell_1^\pm \ell_2^\mp \ell_3^\pm + \nu_{\ell_3}$, e
- $t\bar{t} \rightarrow W^+ W^- b\bar{b} \rightarrow \ell_1^+ \ell_2^- + \nu_\ell \bar{\nu}_\ell + jj$.

Outros *backgrounds*, como o $\tau^+ \tau^-$ cujos decaimentos leptônicos levam a um estado final com léptons leves e energia faltante (ver (LARA et al., 2018)) e Wt , que possui um estado final semelhante ao $t\bar{t}$, possuem seções de choque pequenas e podem ser desprezadas. Os valores das seções de choque de produção do sinal e dos *backgrounds* estão apresentados na Tab.(3).

Para os eventos simulados foi considerado o *LHC* com energia de centro de massa 13 TeV, onde iniciamos implementando o modelo da matéria escura utilizando o pacote *FeynRules* (ALLOUL et al., 2014), que fornece as regras de Feynman para o simulador de eventos o qual utilizamos o *MadGraph* (ALWALL et al., 2014) em nível de árvore requerendo um jato extra (com objetivo de simular os efeitos da radiação de QCD). A conexão entre o nível partônico e hadrônico foi realizada via método MLM (MANGANO et al., 2007), sendo a hadronização simulada utilizando o programa *Pythia6* (SJOSTRAND; MRENNNA; SKANDS, 2006; SJOSTRAND; MRENNNA; SKANDS, 2008). Também utilizamos o *Delphes3.3* (FAVEREAU et al., 2014) para inclusão de efeitos do detector e *FastJet* (CACCIARI; SALAM; SOYEZ, 2012) para reconstrução de jatos, utilizando o algoritmo *anti- k_T* (CACCIARI; SALAM; SOYEZ, 2008) em seus valores padrões. Em nossa análise supomos à luminosidade de 3ab^{-1} , *LHC* no regime de alta luminosidade, de modo a extrapolar nossos resultados até o fim do experimento, lembrando que simulamos os casos de m_χ entre 100 GeV e 500 GeV com $\Lambda = 1\text{ TeV}$. É importante mencionar também

Signals	100 GeV	200 GeV	300 GeV	400 GeV	500 GeV
$\sigma(\text{fb})$	0.143	0.119	0.095	0.073	0.056
Backgrounds	ZZ	WW	ZW	$t\bar{t}$	Wt
$\sigma(\text{fb})$	152.4	1.5×10^3	236.2	1.4×10^4	584.9

Tabela 3 – Valores das seções de choque para o sinal juntamente com os principais ruídos após o primeiro corte (Eq.(3.21), discutidos na próxima seção), em unidades de fb, supondo LHC a 13 TeV (ALVES; SANTOS; SINHA, 2018).

que em toda simulação dos eventos exigimos os seguintes cortes básicos levando em conta as exigências dos gatilhos dos detetores, conforme já explicado na Sec. 2.2.1,

$$p_T(\ell) > 20 \text{ GeV}, \quad |\eta_\ell| < 2.5, \quad \Delta R_{\ell\ell} > 0.4, \quad \cancel{E} > 20 \text{ GeV} \quad (3.21)$$

sendo que os demais cortes serão avaliados pela otimização Bayesiana.

A seguir iremos mostrar nossa análise para classificação de eventos, onde iremos apresentar algumas variáveis a fim de melhor caracterizar sinal em relação aos ruídos do MP.

3.5.1 Variáveis cinemáticas para classificação de eventos

Discutimos nesta seção as variáveis cinemáticas usadas para selecionar os eventos de sinal nas análises de corte e também de aprendizado de máquina utilizando BDTs. A maior parte destas variáveis foi utilizada em (ALVES; SINHA, 2015), onde a produção de matéria escura é analisada no canal mono- Z em um contexto de teorias efetivas. A escolha das variáveis foi feita por meio de um cuidadoso estudo de referências anteriores uma vez que estas trouxeram, geralmente de forma isolada, ganhos no poder de classificação. Os observáveis foram escolhidos em acordo com o estudo anterior em (ALVES; SINHA, 2015) são:

- Energia faltante \cancel{E}_T . Fig. 52, candidatos a ME mais pesados apresentam um espectro mais duro⁶ que o ruído.
- A massa invariante do par de léptons carregados, que neste modelo fornece boa caracterização dos eventos na produção ressoante dos bósons do MP.
- $\cancel{E}_T \times \cos(\Delta\phi(\vec{E}_T^{miss}, \vec{p}_T^Z))$ se trata da projeção de \vec{E}_T^{miss} na direção oposta a do bóson Z , denominada \cancel{E}_T -axial (AAD et al., 2013), sendo $\Delta\phi$ o ângulo entre os vetores bidimensionais \vec{E}_T^{miss} e o momento transversal \vec{p}_T^Z do bóson Z (CARPENTER et al., 2013).

⁶Tal denominação refere-se, originalmente, a um espectro de fótons (nas frequências de raios X e gama), onde duro significa partículas com mais alta frequência, que no caso do histograma de fótons este irá ter maior população de eventos com maior energia, conforme \cancel{E}_T na Fig. 52.

- $|\cancel{E}_T - p_T^Z|/p_T^Z$ corresponde a fração da diferença entre p_T e \cancel{E}_T que atua de forma complementar a \cancel{E}_T -axial (AAD et al., 2013).
- $\Delta\phi(\ell^+, \ell^-)$ é a separação angular entre dois léptons em relação ao eixo \hat{x} Fig. 30.
- $\alpha_T = E_T(\ell_2)/M_T$, sendo $E_T(\ell_2)$ a energia transversa do lépton de menor energia transversa do par leptônico $\ell^+\ell^-$, e a *massa transversa* $M_T = \sqrt{(E_{T1} + E_{T2})^2 - (p_{x1} + p_{x2})^2 - (p_{y1} + p_{y2})^2}$ (EDELHÄUSER et al., 2015).
- $\cos(\theta^*)$ (BARR, 2006), aqui θ^* é uma variável invariante de Lorentz $\cos(\theta^*) = \tanh\left(\frac{\eta_{\ell^+} - \eta_{\ell^-}}{2}\right)$ fortemente correlacionada com o ângulo de espalhamento do bóson Z no referencial do laboratório, neste caso. Esta variável já foi amplamente utilizada nos estudos de decaimentos de partículas supersimétricas e o ângulo entre elas, léptons + \cancel{E}_T (BARR, 2006), ou ainda sbottoms se comparados a jatos de bótons + \cancel{E}_T (ALVES; EBOLI, 2007).
- $M_{Tc} = \sqrt{2(\vec{p}_{T\ell} \cdot \vec{p}_{T\ell} + p_{T\ell} p_{T\ell})}$, refere-se à massa co-transversa, invariante com respeito a boosts longitudinais e rotações em relação aos eixo do feixe (\hat{z}), além disso, possui poder de classificação para jatos de QCD (TOVEY, 2008) e pode ser utilizada para obtenção da massa dos produtos visíveis de decaimentos originários de partículas supersimétricas.
- Número de léptons (n_ℓ). Esta variável vale, tipicamente, 3 para o ruído redutível de WZ e, 2 para eventos de sinal.
- n_j , o número de jatos. Os decaimentos provenientes do quark top geram ao menos um jato duro, portanto, esta variável pode discernir ruídos redutíveis como $t\bar{t}$, single-top e tW .

Na Fig. 52 podemos ver que a ME produz eventos mais energéticos se comparados com o ruído (em relação a \cancel{E}_T e p_{miss}^T) que, de modo paralelo, remete a um bom discriminante no tocante a sua projeção axial \cancel{E}_T . O número de jatos e léptons também serão ajustados via otimização Bayesiana.

Com isso finalizamos esta apresentação de nossos dados simulados. A seguir mostraremos nossos resultados: classificação e a performance do BDT.

3.5.2 Resultados da Análise Multivariada: cortes e BDT

Iniciamos esta análise dividindo os dados simulados em duas partes, 2/3 para o treino do BDT e o restante para o teste. Foram simulados cerca de 300.000 eventos de cada classe totalizando em torno de 1.5 milhões. É interessante ressaltar, que neste trabalho o BDT foi treinado utilizando o conjunto de dados onde a ME possui valor de massa

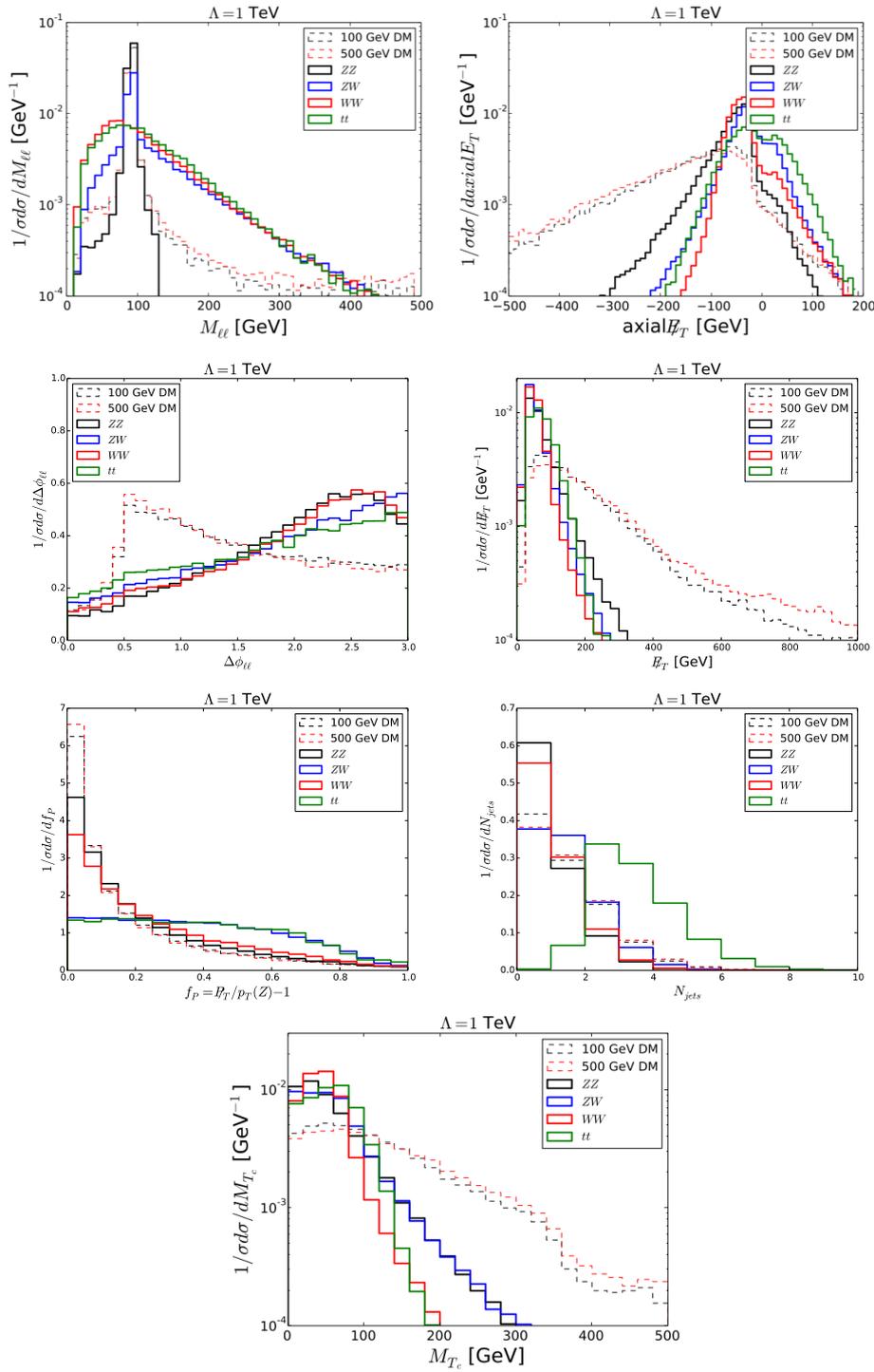


Figura 52 – Algumas variáveis relevantes para classificação de eventos, ver detalhes no texto. Mostramos no topo à esquerda a massa invariante para dois léptons, à direita temos E_T -axial. Na segunda linha incluímos as distribuições angulares leptônicas, a esquerda, e os gráficos da energia faltante, a direita. Abaixo expomos a fração da diferença entre p_T e E_T e o histograma do número de jatos em cada evento. E, por fim a massa massa co-transversa. Todos os gráficos estão normalizados para 1 e foram gerados supondo $\Lambda = 1 \text{ TeV}$ (ALVES; SANTOS; SINHA, 2018).

de 100 GeV, isso porque se trata do espectro que mais se confunde entre sinal e ruído (menores valores de massa da matéria escura, (100 – 200) GeV), portanto se torna bastante razoável prever que este é o valor mais difícil de ser classificado. Com isso esperamos que o modelo apresente boas respostas para candidatos a matéria escura mais pesada, sendo esta mais fácil de ser classificada. Vale igualmente enfatizar que já existem técnicas mais elaboradas baseadas em redes neurais profundas que permitem um aprendizado mais geral, por exemplo, um único modelo (rede neural) é capaz de aprender o espectro para cada valor de massa (BALDI et al., 2016), sendo treinado com os dados simulados de diferentes valores de massa de ME.

Na Tab.(4) é mostrado o espaço de valores sondados para as variáveis utilizadas, que foram apresentadas na seção anterior, na análise combinada entre cortes e parâmetros do BDT. É de suma importância aplicar apenas cortes leves antes do BDT, com objetivo de prover eventos suficientes para o treinamento da árvore de decisão, caso contrário o mesmo terá uma performance inferior.

Variavel	min	max	passo
$\cancel{E}_T(>)$	50	150	1
$n_j(\leq)$	0	8	1
N. arvores (\geq)	70	250	1
Profundidade máxima (\leq)	5	10	1
Taxa de aprendizado (=)	0.01	0.5	0.02
Peso mínimo para divisão (\leq)	1	10	1.

Tabela 4 – Variáveis escolhidas para exploração pela análise combinada. Valores mínimos na segunda coluna, seguidos pelos valores máximos e o passo de cada intervalo, na última coluna.

Aqui, discutiremos os resultados no que concerne à performance do BDT treinado com os dados de $m_{ME} = 100$ GeV aplicado em combinação com o algoritmo de otimização (BERGSTRÄJ., 2013), Sec. 2.4.1.

Iniciamos pelos resultados da Fig. 53 onde temos a importância relativa entre as variáveis estudadas, isso significa quais delas possuem maior poder de classificação para às árvores de decisão ao gerar uma nova ramificação, este resultado é obtido diretamente do algoritmo do BDT (XGBoost).

Uma das métricas para avaliação de resultados se trata da matriz de confusão (ver Cap. 2.4.3), normalizada, Fig. 54. Podemos constatar, de fato, que o ruído o qual gera maior ambiguidade se trata do ZZ , onde cerca de 30% dos eventos deste são classificados como sinal (erro tipo I), além do próprio erro na classificação do sinal como ruído (erro tipo II) que fica em torno de 22%. Os demais processos apesar de serem confundidos entre os ruídos, como por exemplo WW e ZZ .

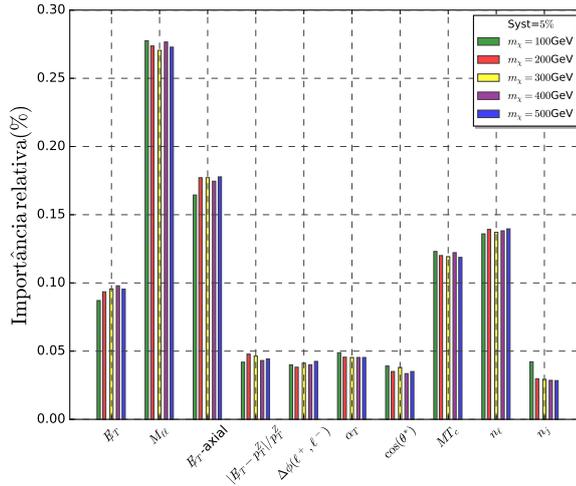


Figura 53 – Gráfico da importância das variáveis em relação ao BDT para classificação de eventos. A relevância dos observáveis remete ao quanto elas são utilizadas na construção das árvores (também é feita uma média sobre todas as árvores) assim como sua contribuição para a melhora da classificação. As diferentes cores aqui empregadas são alusivas aos diferentes conjunto de dados para diferentes valores de massa da ME. Aqui novamente, os resultados foram gerados supondo $\Lambda = 1\text{TeV}$.

Outro importante indicador de rendimento se trata da curva ROC, Cap. 2.4.3. Esta métrica relaciona o limite entre eficiência na seleção de eventos do sinal e rejeição dos eventos do ruído. Por exemplo, caso queiramos excluir o máximo de eventos do ruído podemos, porém, do mesmo modo, lamentavelmente, descartar uma boa parte dos eventos do sinal. O limite ideal deste custo benefício se dá quando curva ROC tende a um retângulo, ver Fig. 44, cujas curvas passariam pelo canto superior direito (ao final reta tracejada inclinada), e a área abaixo da curva (AUC) tende a 1. Tal medida está diretamente ligada a construção de PDFs aproximadas aprendidas pelo classificador que, neste trabalho, estão representadas na Fig. 55. Como discutido no Sec. 2.4, a partir dela podemos aplicar cortes, em nosso caso, sobre a variável *score* (ou *BDT output cut* = $100 \times \text{score}$, ver Fig. 57), e para cada valor desta, teremos diferentes resultados sobre a eficiência de aquisição dos eventos do sinal e rejeição do ruído.

Na Fig. 56, retornando à curva ROC, temos os resultados para o BDT onde, novamente, observamos que o processo ZZ possui o menor valor de AUC o que reflete em uma menor rejeição. Podemos claramente observar o melhor desempenho do classificador para o caso da ME mais pesadas, como já esperado. Vale salientar a ótima performance na classificação dos eventos de $t\bar{t}$, onde maior número de jatos contribui bastante neste trabalho, já no caso do ZW , é o número de léptons que colabora para o bom resultado. Estas variáveis foram ajustadas pelo algoritmo do BDT.

Do ponto de vista da física, a escolha do valor para o corte das distribuições resultantes, Fig. 55, reflete diretamente no potencial de descoberta da ME deste modelo

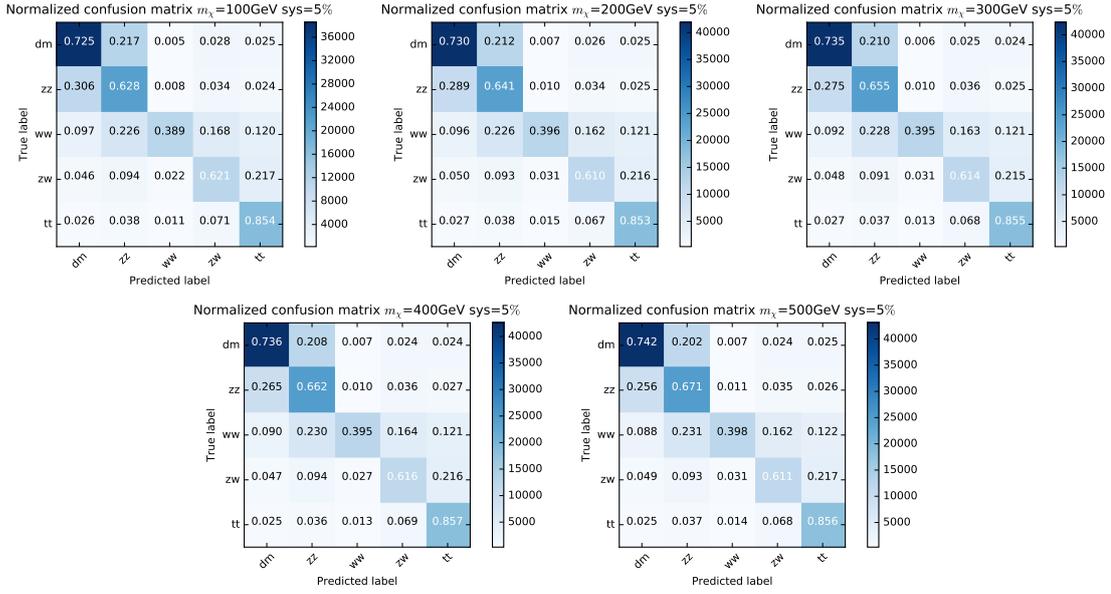


Figura 54 – Matrizes de confusão: *True label* se refere ao tipo de evento correto, enquanto *predicted label* diz respeito ao resultado obtido pelo BDT, onde *dm* corresponde ao sinal. Na primeira linha horizontal significa que cerca de 73% dos eventos de sinal foram corretamente discriminados, por outro lado em torno de 22% foi dito como *ZZ* (cometendo um erro tipo II, cap.2.4.3). A linha seguinte corresponde aos eventos de *ZZ*, onde 30% foram classificados como sendo sinal (erro tipo I) e 63% como sua real natureza, os demais seguem de forma semelhante. Como podemos ver este tipo de matriz similarmente nos permite ter uma visão geral das características de todos os diferentes tipos de processos. Podemos ver o quanto *WW*, que produz neutrinos e léptons, se assemelha ao *ZZ* dificultando sua distinção (apesar de não trazer prejuízo para a classificação em relação ao sinal). De forma similar com o que acontece entre *ZW* (que possui grande probabilidade de decair produzido hádrõs, cerca de 70%) e *tt* (ALVES; SANTOS; SINHA, 2018).

em alcançar os 5σ . Isto se relaciona diretamente com a luminosidade necessária bem como a seção de choque da produção dos eventos, que depende diretamente da escala de energia de física nova (Λ , Eq.(3.3)). Na Fig. 57 temos a escala de energia necessária para chegar aos 5σ em função do *score* (multiplicado por 100) do classificador. Aqui, escolhemos o corte igual a 0.95, além disso os resultados apresentam flutuações significativas em sua eficiência, consequentemente tornando-os igualmente voláteis. Dito isto, na Eq.(3.3), são apresentados os limites supondo diferentes valores das incertezas, para uma luminosidade fixa em 3000fb^{-1} , em relação a diferentes valores da massa da ME. Uma vez que o desempenho do método aumenta com o valor da massa (o sinal se torna mais distinto do que os *backgrounds*, principalmente com relação ao *ZZ*), por outro lado, com a diminuição da seção de choque de produção, Tab.(3), menos eventos são gerados e, portanto leva a uma diminuição na estatística e consequente decréscimo da escala de energia a ser sondada. Então, supondo um nível de incerteza de 1%, ver Eq.(2.35), a ME anapolar ($m_{\text{ME}} = 100\text{GeV}$) poderia ser descoberta (5σ) para valores de Λ acima de 1.1 TeV,

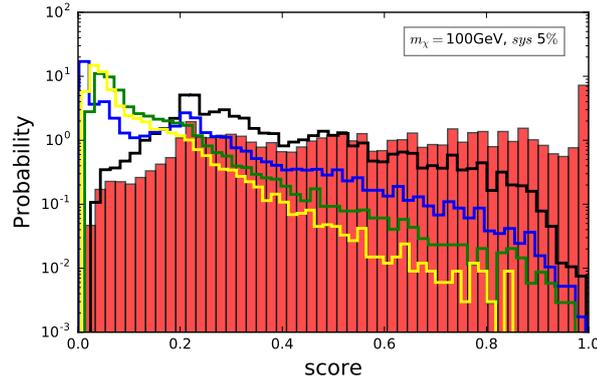


Figura 55 – Resultados do BDT: distribuições resultantes da construção do classificador. Probabilidade versus *score*, ou corte (ALVES; SANTOS; SINHA, 2018).

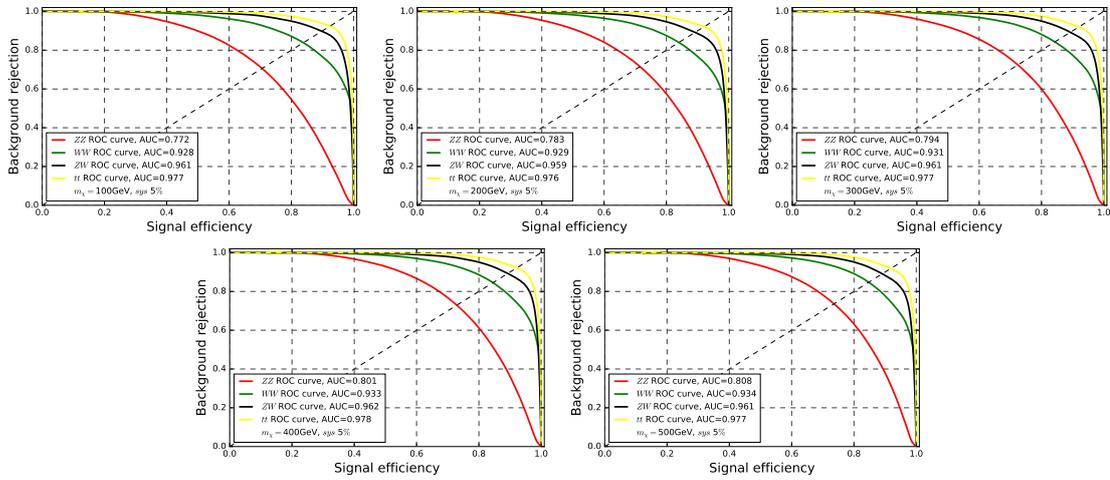


Figura 56 – Resultados do desempenho do BDT: Curva ROC para diferentes canais e diferentes valores de massa da ME supondo incertezas sistemáticas de 5% nas amostras testadas. O eixo das abcissas corresponde à eficácia para o sinal enquanto que no eixo ordenado temos a rejeição do ruído. Neste caso se trata do mesmo BDT, treinado com dados de $m_\chi = 100$ GeV. As curvas vermelha, verde, azul e amarela correspondem a ZZ , WW , ZW e $t\bar{t}$, respectivamente. Como já mencionado no texto o ruído ZZ apresenta a menor área abaixo da curva (AUC). Por outro lado $t\bar{t}$ possui a maior rejeição entre os ruídos, isso devido a grande quantidade de jatos (ALVES; SANTOS; SINHA, 2018).

conforme Fig. 58, enquanto que no caso de 5% a descoberta ainda é possível em torno de $\Lambda \sim 1.1$ TeV. Além disto, temos uma degradação de aproximadamente 200 GeV sobre Λ em função das incertezas. Lembrando que aqui estamos realizando uma análise chamada de *mono-Z*, ver Fig. 51, o que nos permite aplicar cortes mais suaves sobre \cancel{E}_T demonstrado em (NAKAHAMA, 2015). A seguir, introduziremos uma forma de comparação entre os vínculos obtidos aqui com os provenientes da busca pela ME via detecção direta.

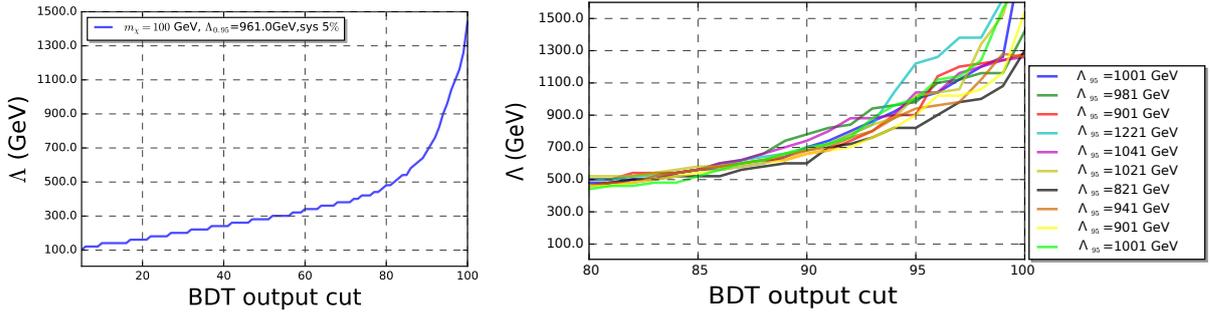


Figura 57 – No gráfico à esquerda, temos a escala de energia de física nova Λ requerendo 5σ em função da saída do BDT (multiplicada por 100, a mesma do eixo das abcissas da Fig. 55) para $m_\chi = 100$ GeV, supondo 5% de incertezas sistemáticas. Escolhemos um corte de 0.95 sobre a distribuição do BDT. No gráfico à direita está disposta a mesma figura, gerada dez vezes, compilada com os mesmos valores iniciais, porém devido à natureza probabilística da construção do BDT (aprendizagem) e a aleatoriedade dos dados, para o mesmo valor de corte obtemos diferentes resultados de Λ , este procedimento é uma especie de validação cruzada, discutida no Cap. 2. Na pequena tabela ao lado temos os valores numéricos de Λ para o corte de 0.95 (ALVES; SANTOS; SINHA, 2018).

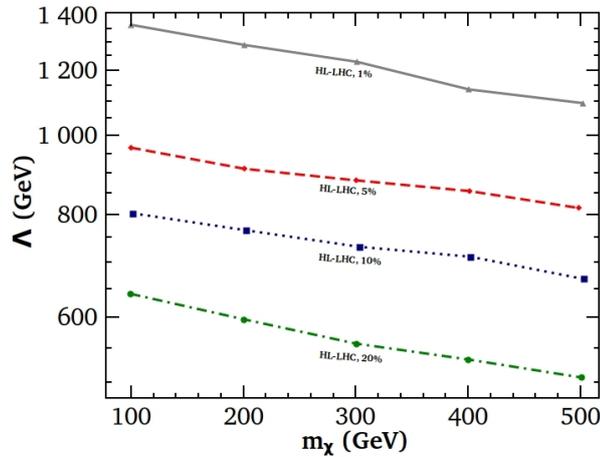


Figura 58 – Limites superiores sobre a escala de energia de física nova para diferentes valores de incerteza sistemática requerendo 5σ . Caso não haja sinal valores acima das curva estarão excluídos. Vale salientar que estes limites podem ser maiores uma vez que, usualmente, limites de exclusão utilizam apenas 2σ (ALVES; SANTOS; SINHA, 2018).

3.6 Detecção Direta

Nesta seção combinaremos vínculos da Sec. 3.4 com os provenientes do *LHC*, Cap. 3.5.2, Fig. 58. Vimos que para uma ME de massa aproximadamente $\mathcal{O}(100$ GeV) com recuo nuclear em torno de (10 – 30) keV, Eq.(1.35), o momento transferido devido ao espalhamento ME-núcleon fica por volta de

$$\sqrt{|q^2|} \approx |\mathbf{q}| \approx (50 \sim 80)\text{MeV}. \quad (3.22)$$

Novamente, utilizaremos a Lagrangiana efetiva (SANDICK; SINHA; TENG, 2016),

$$\mathcal{L}_{\text{DM-nucleus}} = \frac{i\mathcal{A}}{2} \bar{\chi} \gamma^\mu \gamma^5 \chi \partial^\nu F_{\mu\nu} + eA_\mu J^\mu, \quad (3.23)$$

aqui J^μ se trata do operador da corrente nuclear e \mathcal{A} se trata do acoplamento efetivo, conforme Eq.(3.3), ou uma Lagrangiana proveniente de um modelo simplificado, como abordado em (IBARRA; YAGUNA; ZAPATA, 2016). De acordo com (SANDICK; SINHA; TENG, 2016; IBARRA; YAGUNA; ZAPATA, 2016), \mathcal{A} pode conter alguma dependência com q^2 , por outro lado desprezar esta correlação leva apenas a um erro de aproximadamente 5% (ALVES; SANTOS; SINHA, 2018). Com isso, utilizando as Eqs.(3.13, 3.14,3.16) podemos comparar com o resultados, por exemplo, do experimento LUX (AKERIB et al., 2017), e além disso, como mostrado também na Sec. 1.3, podemos estimar a seção de choque a ser sondada pelos futuros experimentos baseados no tempo de exposição e número de eventos esperados para o caso de $m_{\text{ME}} \sim \mathcal{O}(100)\text{GeV}$. Tomando uma aproximação, supondo a medição de apenas um evento devido a um possível ruído durante 1000 dias de exposição de 5.6 toneladas de massa fiducial, ver Sec. 1.3, experimento LUX-ZEPLIN (LZ) (figura 12.3.6 da referência (AKERIB et al., 2015)), obtemos $\mathcal{A}/\mu_N \sim 4 \times 10^{-7} \text{ fm}$, Fig. 59, sendo $\mu_N = e\hbar/2m_p$. Por outro lado, em uma estimativa mais “conservadora” obtemos $\mathcal{A}/\mu_N \sim 1 \times 10^{-6} \text{ fm}$ (IBARRA; YAGUNA; ZAPATA, 2016) o que tornaria nossa análise ainda mais competitiva.

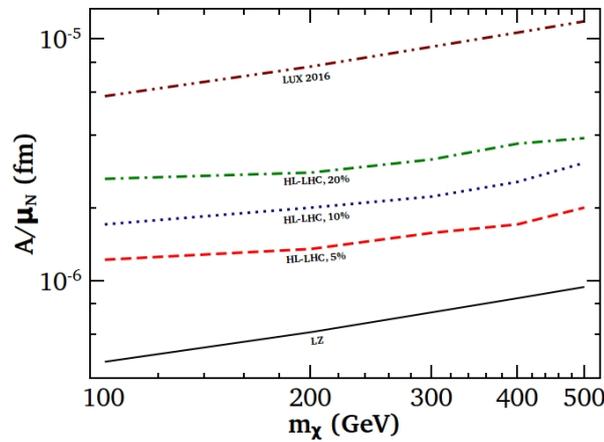


Figura 59 – Resultados comparativos entre os vínculos oriundos do LUX 2016 (AKERIB et al., 2017) juntamente com a projeção do LUX-ZEPLIN (AKERIB et al., 2015), versus limites obtidos pelo *HL-LHC*, em relação a diferentes níveis de incertezas sistemáticas (ALVES; SANTOS; SINHA, 2018).

Na Fig. 59 temos um gráfico do momento anapolar (em unidades do Magnéton Nuclear, μ_N) em função da massa da ME (100 – 500) GeV, o resultado do experimento LUX esta representado pela linha tracejada duplamente pontilhada vermelha, e a projeção do LZ esta na linha preta contínua. Já nas linhas tracejada (vermelha), pontilhada (azul) e tracejada pontilhada (verde) representam os vínculos do *HL-LHC* para 5%, 10% e 20% de nível de incertezas sistemáticas, respectivamente. Como podemos ver nossos vínculos

(colisor) são bastante expressivos com relação ao do experimento LUX. Por outro lado, os resultados do LZ superam a busca em colisor, porém, neste caso, apenas se conseguir alcançar suas projeções mais otimistas, além disso buscas combinadas em outros canais de forma complementar, como estudos de mono-jatos, por exemplo, poderiam tornar os vínculos do *LHC* ainda mais competitivos. Por fim, vale a pena comentar sobre a validade da teoria efetiva aplicada aqui. Conforme (GOODMAN et al., 2010), temos que esta teoria é válida apenas se $m_{\text{med}} \geq 2m_{\text{ME}}$, sendo m_{med} a massa de um possível mediador da interação. A escala de energia de física nova se relaciona com a massa do mediador via $\Lambda \sim m_{\text{ME}}/\sqrt{g_1 g_2}$, sendo g_1 e g_2 acoplamentos de Yukawa, que devem obedecer ao vínculo de perturbatividade, $g_1 g_2 \leq (4\pi)^2$, sendo assim as teorias efetivas devem respeitar a inequação $\Lambda \geq m_{\text{ME}}/2\pi$ (BUSONI et al., 2014). Nesta análise nosso regime encontra-se bastante distante da região excluída por este vínculo, conforme Fig. 60. Veremos a seguir uma aplicação da análise efetiva feita aqui para um modelo simplificado (SANDICK; SINHA; TENG, 2016).

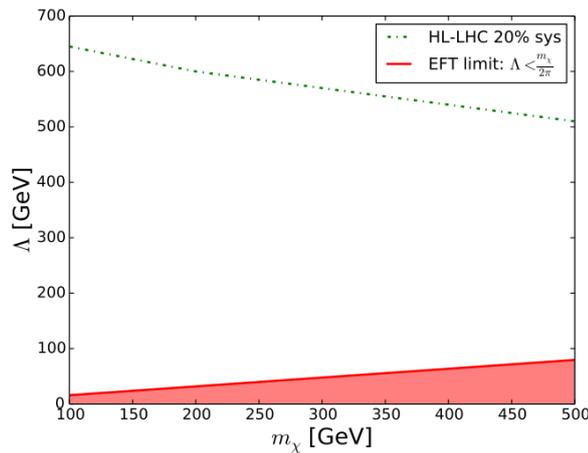


Figura 60 – Domínio de validade da teoria efetiva em relação a Lagrangiana estudada, Eq.(3.3), (ALVES; SANTOS; SINHA, 2018). A linha pontilhada verde se trata dos resultados supondo 20% para incertezas sistemáticas, menores valores das incertezas sistemáticas leva valores ainda maiores de Λ . Por outro lado, a região rosa corresponde ao limite teórico de validade de uma teoria efetiva. Como pode ser observado os resultados desta análise então muito acima da região excluída (ALVES; SANTOS; SINHA, 2018).

3.6.1 Modelo Simplificado

Nesta seção, iremos aplicar os vínculos obtidos na seção anterior a um modelo simplificado. Neste trabalho foi escolhido um modelo inspirado no supersimétrico mínimo (CABRAL-ROSETTI; MONDRAGÓN; REYES-PÉREZ, 2016), além disso foi feita uma primeira análise por meio de vínculos de detecção direta e indireta (SANDICK; SINHA; TENG, 2016). Aqui a interação anapolar é realizada via escalares carregados (\tilde{f}_L, \tilde{f}_R), ver

Fig. 61, de acordo com a seguinte Lagrangiana

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = \lambda_L \tilde{f}_L^* \bar{\chi} P_L f + \lambda_R \tilde{f}_R^* \bar{\chi} P_R f + \text{c.c.} . \quad (3.24)$$

supondo a massa de $m_{\tilde{f}} \sim 250$ GeV nossa escala de física nova fica em torno de $\Lambda \sim 800$ GeV. Conjuntamente é possível admitir uma mistura não nula (ângulo α) entre os escalares entre suas massas e estados de quiralidade

$$\begin{pmatrix} \tilde{f}_1 \\ \tilde{f}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{f}_L \\ \tilde{f}_R \end{pmatrix} . \quad (3.25)$$

aqui representaremos os estados de massa como \tilde{f}_i , onde $i = 1, 2$. A diagonalização da matriz (3.25) está calculada em (SANDICK; SINHA; TENG, 2016). Com isso temos que os parâmetros livres deste modelo são m_χ , $m_{\tilde{f}_1}$, $m_{\tilde{f}_2}$ e m_f . Na Fig. 61 podemos ver as

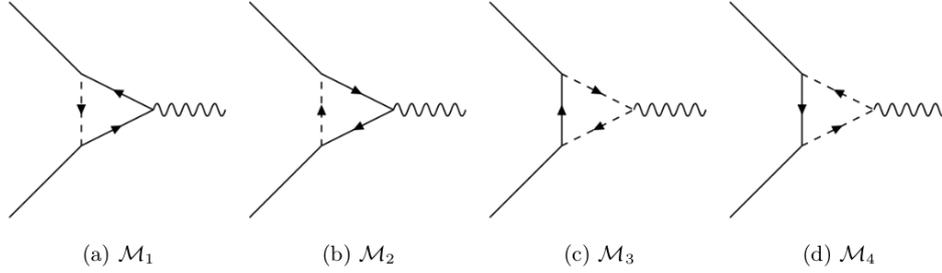


Figura 61 – Contribuições das correções radiativas para interação anapolar geradas pela Lagrangiana (Eq.(3.24)), figura extraída de (SANDICK; SINHA; TENG, 2016).

contribuições radiativas, diagramas de triângulo, cuja amplitude total do espalhamento, fora da camada de massa, fica da seguinte forma

$$\mathcal{M}^\mu = i\mathcal{A}(q^2) \bar{u}(p') \left(q^2 \gamma^\mu - \not{q} q^\mu \right) \gamma^5 u(p) , \quad (3.26)$$

sendo p e p' a partícula de ME entrando e saindo, respectivamente, e o momento transferido denotado por $q = p' - p$ e $\mathcal{A}(q^2)$ ⁷ o momento anapolar igual a

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(q^2) = e & \left(|\lambda_L|^2 \cos^2 \alpha - |\lambda_R|^2 \sin^2 \alpha \right) X_1(q^2) \\ & + e \left(|\lambda_L|^2 \sin^2 \alpha - |\lambda_R|^2 \cos^2 \alpha \right) X_2(q^2) , \end{aligned} \quad (3.27)$$

$X_{1,2}$ se tratam das funções das correções radiativas de três pontos calculadas em (SANDICK; SINHA; TENG, 2016). Supondo uma matéria escura tipo *WIMP* temos que $|\mathbf{q}|^2 \ll m_f^2$ e $|\mathbf{q}|^2 \ll m_{\tilde{f}_i}^2$

$$X_i[q^2 = 0] \longrightarrow \frac{1}{96\pi^2 m_\chi^2} \left[\frac{3\mu_i - 3\delta + 1}{\sqrt{\Delta_i}} \operatorname{arctanh} \left(\frac{\sqrt{\Delta_i}}{\mu_i + \delta - 1} \right) - \frac{3}{2} \log \left(\frac{\mu_i}{\delta} \right) \right] , \quad (3.28)$$

⁷Lembrando que este é o mesmo fator definido anteriormente para uma teoria efetiva, Eq.(3.3).

em que $\Delta_i = (\mu_i - \delta - 1)^2 - 4\delta$, $\delta = m_f^2/m_\chi^2$ e $\mu_1 = m_{\tilde{f}_1}^2/m_\chi^2$, $\mu_2 = m_{\tilde{f}_2}^2/m_\chi^2$, $\delta = \frac{m_f^2}{m_\chi^2}$. Já para o caso onde o mediador seja pesado, $\mu_i \gg 1$, X_i tende a zero com $\mu_i^{-1} \log \mu_i$, ver Fig. 62, topo à direita. Por outro lado, caso a massa da ME e de \tilde{f} for pequena então X_i aumenta, e se $(\mu_i - 1) \sim \delta \ll 1$ obtemos

$$X_i \sim \frac{1}{96\pi^2 m_\chi^2} \left[\frac{\pi}{\sqrt{\delta}} - \frac{3}{2} \log \frac{1}{\delta} \right]. \quad (3.29)$$

Conforme podemos ver, Fig. 62, a interação anapolar se torna mais intensa caso os férmions

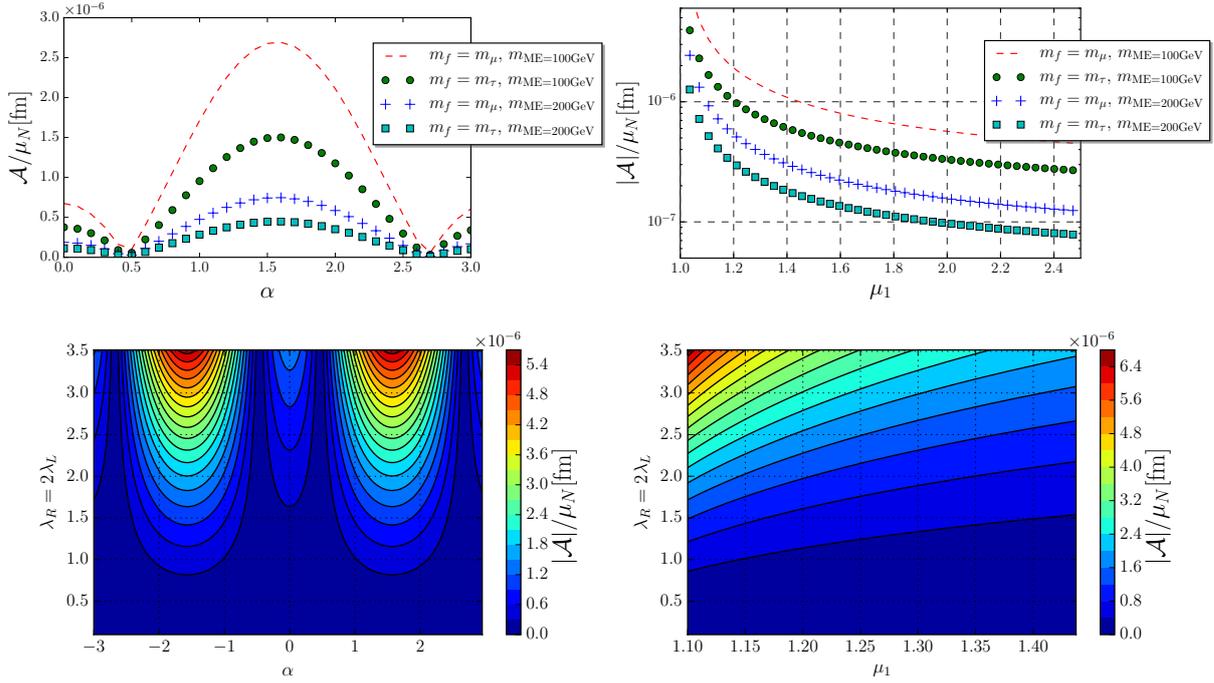


Figura 62 – Efeitos da massa fermiônica em relação a interação anapolar geradas pelas Eqs. (3.27,3.28). No topo, a esquerda, temos a variação da intensidade do momento anapolar ao supor que este se acopla principalmente ao múon, tau, linha tracejada vermelha, pontos verdes, respectivamente, igualmente admitindo diferentes valores de m_{ME} , 100 GeV, 200 GeV. A figura superior direita mostra $|\mathcal{A}|$ com relação a razão entre as massas da ME e o mediador do loop, $\mu_1 = m_{\tilde{f}_1}^2/m_\chi^2$. Neste caso fixamos $\alpha = \pi/4$. O gráfico inferior exhibe a correlação entre o momento anapolar e a variação dos parâmetros (λ, α) , mantendo $\mu_1 = 1,44$ e a ME acoplando principalmente ao lépton tau. A esquerda, de forma semelhante temos um quadro da relação do anapolo com os parâmetros (λ, μ_1) , com $\alpha = \pi/4$.

que entram na correlação sejam o múon ou tau. Antes da discussão sobre estes resultados é possível fazer um parêntesis e comentar sobre esta análise de modelo simplificado com a teoria efetiva, sendo assim temos que

$$\begin{aligned} \Lambda^2 &\sim 96\pi m_{\tilde{f}_1}^2, \\ g &\sim \mu_1/\sqrt{\delta} \sim \mathcal{O}(1), \end{aligned} \quad (3.30)$$

ou seja, quanto mais suprimida, a correção radiativa, mais válida se torna a comparação entre a versão simplificada e a teoria efetiva.

Retornando para análise do modelo simplificado, na Fig. 63, temos um gráfico de λ em relação a m_χ , (100 – 200) GeV, supondo $\lambda_R = 2\lambda_L$, tal escolha é relevante pois nessa situação este modelo simplificado tende ao caso do MSSM, onde a ME seria tipo bino (BAER; TATA, 2006) acoplado com os sléptons leves, neste caso teríamos $|\lambda_L| = \sqrt{2}|Y_L|$ e $|\lambda_R| = \sqrt{2}|Y_R|$, sendo g a constante eletro-frac e $|Y_L| = 1/2$ e $|Y_R| = 1$. Será mantido $\alpha = \pi/4$ e $\mu_1 = m_{\tilde{f}_1}^2/m_\chi^2 = 1,44$, com \tilde{f}_1 um pouco abaixo de 100 GeV. Neste resultado estão postos apenas os resultados do *HL-LHC* e a projeção do LZ, pois os provenientes do LUX são muito fracos para a interação anapolar. Na região roxa temos o espaço de

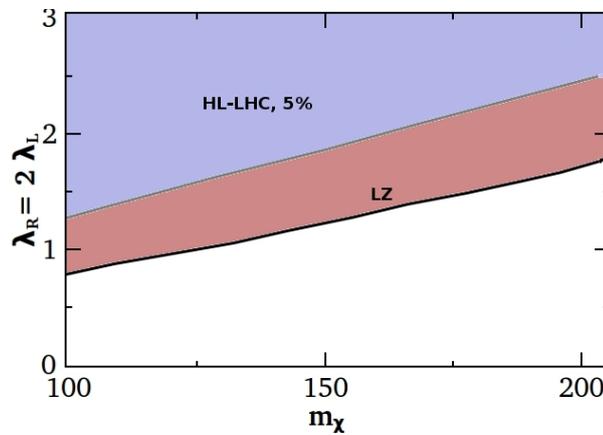


Figura 63 – Vínculos sobre os parâmetros (λ, m_χ) do modelo simplificado. Aqui é fixado $\lambda_R = 2\lambda_L$, explicação no texto, e $\alpha = \pi/4$ and $\mu_1 = m_{\tilde{f}_1}^2/m_\chi^2 = 1.44$. Os pontos roxos representam a porção do espaço de parâmetros analisado pelo *mono-Z*, *HL-LHC*, supondo 3000 fb^{-1} de luminosidade integrada e, 5% de incertezas sistemáticas. Os pontos em salmão serão analisados pelo futuro experimento LZ, supondo uma panorama otimista de performance do mesmo que seria presumir a ocorrência de apenas um evento de ruído em 1000 dias de exposição de 5,6 toneladas de massa fiducial (ALVES; SANTOS; SINHA, 2018).

parâmetros a ser sondado pelo *HL-LHC* via *mono-Z*, supondo luminosidade de 3000 fb^{-1} e 5% de incertezas sistemáticas. A região salmão compreende o conjunto de pontos explorados pelo LZ, prevendo um panorama mais otimista, supondo apenas um evento de ruído em 1000 dias de exposição te 5,6 toneladas de material fiducial. Como era de se esperar baixos valores de μ_1 , o que significa que o escalar se torna mais leve que a ME, leva a resultados maiores de \mathcal{A} , possibilitando maior sondagem do espaço de parâmetros, por outro lado, grandes valores de μ_1 levam a menor intensidade do momento anapolar o que diminui o poder da descoberta desta ME por meio desta interação, diante disso buscas no *LHC* pelo escalar carregado se tornam mais eficazes. Em seguida, conforme Eq.(3.27), o ângulo α claramente contribui para \mathcal{A} , cuja dependência está demonstrada na Fig. 64. Neste gráfico são mantidos fixos os valores das massas da ME ($m_\chi = 200 \text{ GeV}$) e do mediador escalar

mais leve, novamente aplicando $\mu_1 = m_{\tilde{f}_1}^2/m_\chi^2 = 1.44$, utilizando a mesma referência para as cores. Nesta figura, surge a presença de pontos cegos isso em $\alpha = \pi/8, 7\pi/8$, os quais o momento anapolar se torna extremamente suprimido, Eq.(3.27), em (SANDICK; SINHA; TENG, 2016) é demonstrado que esta região pode ser explorada apenas via detecção indireta, Sec. 1.4. Podemos indicar que diminuir μ_1 leva ao aumento da contribuição anapolar permitindo maiores vínculos sobre (λ, α) além de tornar os pontos cegos menores, outra possibilidade se trata do aumento da massa da ME, porém isso apenas tornaria a seção de choque menor tornando os vínculos menos restritivos. Por último, na Fig. 65, é posto o espaço de parâmetros (λ_R, λ_L) , supondo $m_\chi = 200$ GeV, $\alpha = \pi/4$, and $\mu_1 = 1.44$, mantendo a mesma alusão de cores. A região não sondada se dá em torno de $\lambda_R \sim \lambda_L$, supondo $\alpha = \pi/4$, esta região, do mesmo modo, pode ser sondada via detecção indireta (SANDICK; SINHA; TENG, 2016).

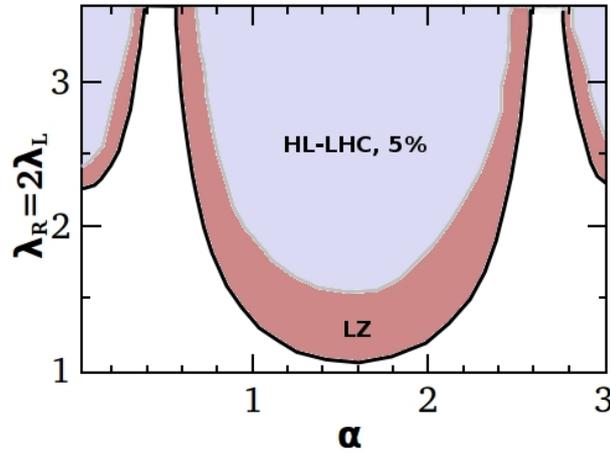


Figura 64 – Sondagem dos parâmetros, mais especificamente, em relação ao par (λ, α) do modelo simplificado. É fixado $\lambda_R = 2\lambda_L$, tal abordagem é motivada no texto, também foi mantida $m_\chi = 200$ GeV e $\mu_1 = m_{\tilde{f}_1}^2/m_\chi^2 = 1.44$. Neste gráfico é mantida a mesma alusão de cores (ALVES; SANTOS; SINHA, 2018). Vale salientar que as “regiões cegas”, $\alpha = \pi/8, 7\pi/8$, podem ser sondadas por meio da detecção indireta (SANDICK; SINHA; TENG, 2016).

Conclusão do Capítulo

Neste capítulo estudamos o potencial de descoberta da ME, férmion de Majorana, interagindo via momento anapolar, no *HL-LHC* comparando com os vínculos dos experimentos LUX e *LUX-ZEPPELIN* de detecção direta. Tal busca foi realizada via canal de produção leptônica mediada pelo bóson Z (mono- Z) levando em conta diferentes níveis de incertezas sistemáticas. Uma minuciosa busca por variáveis cinemáticas que melhor agregassem informações sobre as diferentes características entre sinal e ruídos foi realizada e com isso foram obtidos cenários positivos sobre a possível descoberta desta ME pelo *LHC*. Para isso foi necessária a aplicação de técnicas combinadas de otimização de cortes juntamente com o uso da técnica de árvores de decisão (BDT), resultando numa

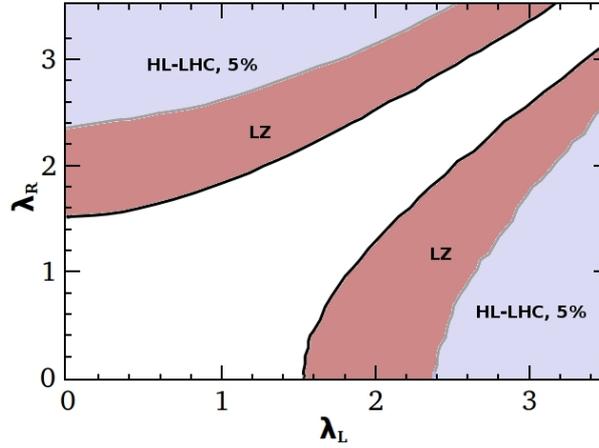


Figura 65 – Vínculos sobre os parâmetros λ_R e λ_L do modelo simplificado, fixando os valores de $m_\chi = 200$ GeV, $\mu_1 = m_{\tilde{f}_1}^2/m_\chi^2 = 1.44$ e $\alpha = \pi/4$ (ALVES; SANTOS; SINHA, 2018). A região roxa corresponde a sondada via mono- Z , no $HL-LHC$, supondo a luminosidade de 3000 fb^{-1} com 5% de incertezas sistemáticas. A região salmão condiz com a sondada pelo futuro experimento LZ, admitindo uma performance otimistas com um eventos de ruído em 1000 dias de exposição de 5,6 toneladas de material fiducial.

classificação conjunta para cada classe de eventos. O primeiro resultado desta análise, Fig. 63, mostra que supondo 1% (5%) de incertezas sistemáticas Λ pode ser sondado acima de 1,1 TeV (≈ 1 TeV). Por outro lado, aumentando tais incertezas o potencial da sondagem de física nova diminui, sendo que entre 5% a 10% e 10% a 20%, Λ decresce por volta de 200 GeV, isso exigindo 5σ . Restringindo g/Λ , proveniente da Eq.(3.3), podemos, da mesma forma, confrontar com os vínculos de experimentos de detecção direta. Na Fig. 59, temos os resultados comparativos o qual é observado o potencial desta análise, onde pode ser superada, numa primeira vista, no panorama mais otimista da próxima geração de experimentos de detecção direta (AKERIB et al., 2015), isso admitindo 3000fb^{-1} .

Por fim, foi realizada uma conexão entre a teoria efetiva e o modelo simplificado inspirado no MSSM, em que a ME se trata de um férmion de Majorana, acoplado com escalares carregados ($\tilde{f}_{L,R}$, neutros por cor), de massa m_f . Tal acoplamento dá origem ao termo de correção radiativa que se acopla ao fóton por meio do momento de anapolo magnético. Com isso foi explorado o espaço de parâmetros a ser sondado por estes experimentos, Figs 63-65. Vale salientar que $HL-LHC$ com luminosidade igual a 3000fb^{-1} está prevista para o ano de 2035 (<<https://project-hl-lhc-industry.web.cern.ch/content/project-schedule>>), por outro lado o experimento LZ está previsto para iniciar funcionamento em 2020 (MOUNT et al., 2017). Especificamente, para o caso do anapolo, os vínculos se comparados à interação de contato das $WIMPs$, são entre 4 a 5 vezes menores, nossos gráficos foram feitos supondo uma performance mais otimista, de modo que uma análise mais rigorosa poderia tornar seus limites próximos ao resultados esperados do $HL-LHC$ com 10% de incertezas sistemáticas. Por isso, a complementariedade entre os

experimentos terá um papel fundamental, onde caso a ME seja detectada de forma direta o *LHC* pode ser então guiado por estes resultados para sondar de forma mais abrangente o espaço de parâmetros.

Violação de Sabor Leptônico Induzida pela Matéria Escura

Neste capítulo, discutiremos sobre a violação de sabor (LFV) induzida pela matéria escura via correção radiativa (ARCADI et al., 2018b)¹, em particular, em um modelo 3-3-1 com neutrinos de mão direita. Sabor é uma denominação que classifica os seis diferentes quarks do modelo padrão e também as gerações leptônicas, conforme Fig. 9. Podemos explicitar a ideia chave através de um exemplo. Suponha um múon, este decai via interações padrões em elétron, anti-neutrino do elétron e um neutrino do múon, $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$, ou seja, tendo um múon no início e um neutrino do múon no final conservamos então o sabor múon, além de ter um elétron e um anti-neutrino do elétron que anulam o sabor total do elétron, lembrando que o neutrino carrega a mesma propriedade, e sua anti-partícula traz o equivalente ao negativo desta. Por outro lado, alguns modelos predizem decaimentos como $\mu^- \rightarrow e^- \gamma$, exemplificado na Fig. 66. Vale ressaltar que, no modelo que abordaremos, esta reação ocorre apenas por meio de correções radiativas². Note que sem a presença do neutrino do múon e do anti-neutrino do elétron quebramos este atributo, é disto que se trata a violação de sabor.

À seguir, descreveremos um modelo no qual o candidato à ME gera a violação de sabor. Discutiremos a simetria que garante a estabilidade da ME, prosseguindo com os cálculos dos observáveis como abundância de relíquia e seção de choque *WIMP*-núcleon. Discutiremos algumas imposições sobre acoplamentos e valores para a massa das partículas vindas de aceleradores seguindo com o cálculo dos observáveis relevantes à violação de sabor

¹Autores incluindo o desta tese “Arcadi, Giorgio; Ferreira, C. P.; Goertz, Florian; Guzzo, M. M.; Queiroz, Farinaldo S. e Santos, A. C. O.”.

²Em um sentido bem prático, correções radiativas, se tratam de correções teóricas que surgem ao considerarmos termos de ordem superior da expansão da matriz \hat{S} (de espalhamento, do inglês *scattering*), por exemplo, da quantização de operadores, ou, correções às funções de correlação, em integrais de caminho; dando origem a múltiplos propagadores, ligando partículas incidentes às propagadas livres, após alguma interação, espalhamento ou decaimento.

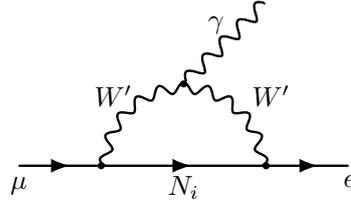


Figura 66 – Diagrama de Feynman correspondente à contribuição de ME para violação de sabor. N_i denota um de três férmions neutros, sendo o mais leve a ME, e W' o novo bóson de gauge carregado.

induzida pela ME, comparando com resultados experimentais atuais e futuros, destacando a importância da análise complementar entre os diferentes observáveis.

4.1 Modelo $SU(3)_c \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_N$

O MP é um dos modelos mais bem sucedidos da física, por outro lado, apesar de suas excelentes previsões, ele não explica alguns fenômenos, como o da matéria escura (BERTONE; HOOPER; SILK, 2005), massa de neutrinos (KLINKHAMER, 2013), a possível existência do período inflacionário (LIDDLE, 1999), assimetria entre matéria e anti-matéria (CLINE, 2018), etc. Além disso, também não aponta respostas para algumas das mais curiosas manifestações da natureza, como a existência de apenas três famílias de quarks e léptons, assim como a quantização da carga elétrica, entre outras.

Dito isto, podemos considerar o MP como um modelo efetivo, ou seja, faz parte de uma teoria mais fundamental em mais altas energias que possui um espectro ainda mais amplo de partículas. Assim sendo, podemos introduzir o modelo $SU(3)_c \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$ (também chamado de 3-3-1) como um passo além em relação ao MP (PISANO; PLEITEZ, 1992; VALLE; SINGER, 1983; FRAMPTON, 1992) e que fornece respostas às questões introduzidas acima, tais como número de gerações de férmions (FOOT; LONG; TRAN, 1994), quantização da carga elétrica (PIRES; RAVINEZ, 1998), massa de neutrinos (DIAS; PIRES; SILVA, 2005)³, inflação (FERREIRA et al., 2017) e bariogênese (PHONG et al., 2015).

Nesta proposta, o grupo $SU(2)_L$ do MP é estendido para o $SU(3)_L$, de modo que fundamentalmente teremos tripletos ao invés de dubletos se transformando por uma simetria equivalente a do isospin (LANGACKER, 2010). Também, devido a isto, ao invés do dubleto de Higgs temos tripletos de escalares, Eq.(4.4), e, de forma semelhante, temos tripletos de férmions no setor de matéria. Portanto, ao estender os dubletos leptônicos sua nova componente fermiônica pode ser um candidato à ME.

À seguir, iremos descrever mais detalhadamente as características do modelo

³Estes são apenas alguns exemplos, a bibliografia destes temas são amplas, o leitor interessado pode procurar pelas referências presentes nos artigos citados.

estudado neste trabalho, apresentando todo seu conteúdo, operador de carga elétrica, quebra espontânea de simetria, candidato à matéria escura e seus observáveis bem como a troca de sabor e seus vínculos experimentais.

Operador carga elétrica

Os diferentes modelos 3-3-1 podem ser classificados por meio do seu operador de carga elétrica (PONCE; FLOREZ; SANCHEZ, 2002). Por definição, este operador é determinado pela combinação linear dos geradores diagonais do grupo em questão, desta forma, teremos

$$\frac{\hat{Q}}{e} = \frac{1}{2}(\lambda_3 + \eta\lambda_8) + N\mathbb{1} \quad (4.1)$$

sendo $\lambda_{3,8}$ os geradores do $SU(3)$ e $\mathbb{1}$ o operador identidade. Citando um exemplo, suponha o tripleto de léptons, Eq.(4.2). Para recuperar o MP podemos alocar a primeira componente do tripleto fermiônico do $SU(3)_L$ como o neutrino padrão (comuta com o operador carga elétrica), para isto devemos supor $\eta = -\sqrt{3}(2N + 1)$, o que leva a possibilidade da terceira componente do tripleto ser neutra, implicando em $N = -1/3$, e, conseqüentemente, $\eta = -1/\sqrt{3}$ ⁴. Veremos adiante a descrição do conteúdo de matéria.

Conteúdo de matéria

O setor leptônico está distribuído em três famílias de tripletos, de quiralidade esquerda, compostos pelo neutrino (ν_a), pelo lépton carregado eletricamente (do Modelo Padrão, e_a) e o novo férmion (N_a), que futuramente será definido como a ME, portanto neutro, juntamente com suas componentes de mão direita, temos então

$$\begin{aligned} f_{aL} &= \begin{pmatrix} \nu_a \\ e_a \\ N_a \end{pmatrix}_L \sim (1, 3, -1/3) \\ e_{aR} &\sim (1, 1, -1), N_{aR} \sim (1, 1, 0), \end{aligned} \quad (4.2)$$

sendo o índice a correspondente às três gerações. Os valores entre parênteses equivalem aos números quânticos associados às respectivas transformações sob os grupos de gauge $SU(3)_c \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_N$, sendo, por exemplo, os tripletos leptônicos singletos pelo grupo de cor, tripletos sob $SU(3)_L$ e também possuem “hipercarga” ($U(1)_N$) igual a $-1/3$.

No tocante aos tripletos de quarks é necessário ter cuidado quanto ao cancelamento de anomalias (DIAS; MONTERO; PLEITEZ, 2006; DONG; LONG, 2006), duas famílias

⁴Como mencionado em (PONCE; FLOREZ; SANCHEZ, 2002), o operador de carga elétrica não possui uma única definição, ele pode ser fixado objetivando o cancelamento de anomalias juntamente com a distribuição das cargas nos tripletos, por exemplo, modificando o operador poderíamos ter férmions carregados eletricamente ao invés de neutros (na terceira componente leptônica), este é um dos argumentos do porquê dizemos que este operador define o modelo.

se transformam por $\sim (3, \bar{3}, 0)$ e a restante de acordo com $\sim (3, 3, 1/3)$, a mesma ideia se aplica igualmente aos singletos de mão direita

$$\begin{aligned}
Q_{iL} &= \begin{pmatrix} d_i \\ -u_i \\ D_i \end{pmatrix}_L \sim (3, \bar{3}, 0), \\
u_{iR} &\sim (3, 1, 2/3), \quad d_{iR} \sim (3, 1, -1/3), \quad D_{iR} \sim (3, 1, -1/3), \\
Q_{3L} &= \begin{pmatrix} u_3 \\ d_3 \\ U_3 \end{pmatrix}_L \sim (3, 3, 1/3), \\
u_{3R} &\sim (3, 1, 2/3), \quad d_{3R} \sim (3, 1, -1/3), \quad U_{3R} \sim (3, 1, 2/3),
\end{aligned} \tag{4.3}$$

com $i = 1, 2$ e sendo U_3 , D_1 e D_2 quarks exóticos pesados com a mesma carga elétrica dos padrões. Estes quarks exóticos possuem as seguintes cargas elétricas $\hat{Q}(U_3) = 2/3$, D_1 e D_2 portam cargas iguais a $-1/3$, além de número bariônico igual a $1/3$ e leptônico igual a um, essas características os classificam como “leptoquarks” (PATRIGNANI et al., 2016). Prosseguiremos agora introduzindo o setor escalar do modelo.

Conteúdo de escalares

Com respeito aos tripletos escalares realçamos a necessidade da reprodução das características do MP, ou seja, para que haja a quebra de $SU(3)_L \otimes U(1)_N$ em $U(1)_{em}$ é necessário que existam três tripletos de escalares

$$\begin{aligned}
\eta &= \begin{pmatrix} \eta^0 \\ \eta^- \\ \eta'^0 \end{pmatrix} \sim (1, 3, -1/3), \quad \rho = \begin{pmatrix} \rho^+ \\ \rho^0 \\ \rho'^+ \end{pmatrix} \sim (1, 3, 2/3), \\
\chi &= \begin{pmatrix} \chi^0 \\ \chi^- \\ \chi'^0 \end{pmatrix} \sim (1, 3, -1/3),
\end{aligned} \tag{4.4}$$

que obedecem ao seguinte potencial

$$\begin{aligned}
V(\eta, \rho, \chi) &= \mu_\chi^2 \chi^2 + \mu_\eta^2 \eta^2 + \mu_\rho^2 \rho^2 + \lambda_1 \chi^4 + \lambda_2 \eta^4 + \lambda_3 \rho^4 + \lambda_4 (\chi^\dagger \chi)(\eta^\dagger \eta) + \\
&\quad \lambda_5 (\chi^\dagger \chi)(\rho^\dagger \rho) + \lambda_6 (\eta^\dagger \eta)(\rho^\dagger \rho) + \lambda_7 (\chi^\dagger \eta)(\eta^\dagger \chi) + \lambda_8 (\chi^\dagger \rho)(\rho^\dagger \chi) + \\
&\quad \lambda_9 (\eta^\dagger \rho)(\rho^\dagger \eta) - \frac{f}{\sqrt{2}} \epsilon^{ijk} \eta_i \rho_j \chi_k + \text{H.c.}
\end{aligned} \tag{4.5}$$

Para a quebra espontânea de simetria, supomos que os seguintes escalares desenvolvem valor esperado do vácuo $(\eta^0, \rho^0, \chi'^0) \rightarrow (v_\eta, v_\rho, v_{\chi'})$. Por simplicidade será utilizado

$v_\eta = v_\rho$. Com isto, teremos uma matriz de massa para os escalares CP-par com autovalores S_1 , S_2 e H

$$\begin{aligned} M_{S_1}^2 &= \frac{1}{2} \left(\frac{v^2}{2} + 4v_{\chi'}^2 \lambda_1 \right) \\ M_{S_2}^2 &= \frac{1}{2} \left[v_{\chi'}^2 + 2v^2(\lambda_2 + \lambda_3 - \lambda_6) \right] \\ M_H^2 &= v^2 (\lambda_2 + \lambda_3 + \lambda_6), \end{aligned} \quad (4.6)$$

sendo H o bóson de Higgs ($M_H = 125$ GeV) com $\sqrt{2}v = 246$ GeV, com $v^2 = v_\eta^2 + v_\rho^2$ (MIZUKOSHI et al., 2011), $v_{\chi'}$ será tomado como parâmetro livre, porém, como veremos em breve, precisa ser da ordem de TeV, devido aos vínculos de experimentos, como o *LHC*. Portanto, uma primeira abordagem se dá em supor que estas partículas são muito pesadas para serem produzidas e descobertas, desta forma um alto valor de $v_{\chi'}$ também eleva M_{S_1} , conforme dependência quadrática presente na Eq.(4.6).

Em relação aos escalares CP-ímpares temos

$$M_{P_1}^2 = \frac{1}{2} \left(v_{\chi'}^2 + \frac{v^2}{2} \right), \quad (4.7)$$

já a mistura entre χ^0 e $\eta^{0'}$ acarreta em ϕ_1 ,

$$M_{\phi_1}^2 = \frac{(\lambda_7 + 1/2)}{2} (v^2 + v_{\chi'}^2). \quad (4.8)$$

o segundo auto-estado desta mistura trata-se de um bóson de Goldstone absorvido pelo bóson de gauge U^0 . Os bósons escalares carregados possuem duas matrizes desacopladas, misturando χ^- com ρ'^- , e outra combinando η^- e ρ^- , obtemos então

$$\begin{aligned} M_{h_1^-} &= \frac{\lambda_8 + 1/2}{2} (v_{\chi'}^2 + v^2), \\ M_{h_2^-} &= \frac{v_{\chi'}^2}{2} + \lambda_9 v^2, \end{aligned} \quad (4.9)$$

além de cinco bósons de Goldstone, sem massa, que são adicionados aos novos graus de liberdade dos bósons vetoriais desta teoria que comentaremos a seguir.

Setor de Gauge

Sendo uma extensão do grupo de simetria $SU(3)_L$ este modelo possui $N^2 - 1 = 8$ bósons vetoriais, sendo a quebra de simetria realizada da seguinte forma, através dos escalares χ , η e ρ

$$\begin{aligned} SU(3)_c \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X \\ \downarrow \langle \chi \rangle \end{aligned} \quad (4.10)$$

$$\begin{aligned} SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \\ \downarrow \langle \eta \rangle \langle \rho \rangle \end{aligned} \quad (4.11)$$

$$SU(3)_c \otimes U(1)_{em}.$$

Ao adquirirem valor esperado do vácuo, $\chi^{0'}$, η^0 e ρ^0 , os novos bósons de gauge obtêm os seguintes autovalores de massa (PROFUMO; QUEIROZ, 2014)

$$\begin{aligned} M_{W'^{\pm}}^2 &= M_{U^0}^2 = \frac{1}{4}g^2(v_{\chi'}^2 + v^2) \\ M_{Z'}^2 &= \frac{g^2}{4(3 - 4s_W^2)}[4c_W^2v_{\chi'}^2 + \frac{v^2}{c_W^2} + \frac{v^2(1 - 2s_W^2)^2}{c_W^2}], \end{aligned} \quad (4.12)$$

sendo $s_W^2 = 1 - c_W^2 \approx 0.23$ o quadrado do seno do ângulo de Weinberg. Ressaltando que os bóson Z' e o U^0 correspondem aos novos bósons de gauge eletricamente neutros. Ao supor $v_{\chi'} \gg v$ e $\lambda_1 = 1$, podemos escrever $M_{Z'} \simeq 0.4v_{\chi'}$ e $M_{W'} \simeq 0.32v_{\chi'}$, assim como $M_{P_1} = 0.7v_{\chi'}$ e $M_{S_1} \simeq 1.4v_{\chi'}$, o que será útil em nossas estimativas acerca dos valores permitidos para estes parâmetros após impormos os vínculos experimentais, que serão discutidos mais a frente.

Neste trabalho, as interações relevantes para geração da violação de sabor são originadas a partir da seguinte Lagrangiana

$$\begin{aligned} \mathcal{L} \supset & -\frac{g}{\sqrt{2}} [\bar{N}_{aL}\gamma^\mu \ell_{aL}W'_\mu{}^{++} + \bar{\nu}_{aL}\gamma^\mu N_{aL}U_\mu^0] \\ & -\frac{g}{\sqrt{2}} [\bar{U}_{3L}\gamma^\mu d_{3L}W'_\mu{}^{++} + \bar{u}_{iL}\gamma^\mu D_{iL}W'_\mu{}^{++}] \\ & -\frac{g}{2\cos\theta_W} \sum_f [\bar{f}\gamma^\mu (g'_V + g'_A\gamma^5)f Z'_\mu], \end{aligned} \quad (4.13)$$

com $\ell = e, \mu, \tau$, f corresponde aos férmions e $g'_{V/A}$ são os acoplamentos vetoriais e vetor axiais, conforme Tab.(5). Destacamos que os termos associados aos novos bósons de gauge W'^{\pm} e $U^{0,\dagger}$ sempre aparecem com novos férmions, como os quarks exóticos (U_3, D_i) e N , devido à simetria que garante a estabilidade da ME, que introduziremos mais a frente. Prosseguiremos discutindo a geração de massa para os férmions.

Massa dos férmions

Neste trabalho todos os termos de massa fermiônica são de Dirac e gerados via Lagrangiana de Yukawa (MIZUKOSHI et al., 2011)

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}^Y &= \alpha_{ij}\bar{Q}_{iL}\chi^*D_{jR} + f_{33}\bar{Q}_{3L}\chi U_{3R} + g_{ia}\bar{Q}_{iL}\eta^*d_{aR} \\ &+ h_{3a}\bar{Q}_{3L}\eta u_{aR} + g_{3a}\bar{Q}_{3L}\rho d_{aR} + h_{ia}\bar{Q}_{iL}\rho^*u_{aR} \\ &+ G_{ab}\bar{f}_{aL}\rho e_{bR} + g'_{ab}\bar{f}_{aL}\chi N_{bR} + \text{h.c.}, \end{aligned} \quad (4.14)$$

desta forma conseguimos reproduzir integralmente os valores das massas dos férmion do MP. Além disto, também é gerada a massa para a ME,

$$M_{N_1} = g'_{11}v_{\chi'}/\sqrt{2}. \quad (4.15)$$

Interação	g'_V	g'_A
$Z' \bar{u}u, \bar{c}c$	$\frac{3 - 8 \sin^2 \theta_W}{6\sqrt{3 - 4 \sin^2 \theta_W}}$	$-\frac{1}{2\sqrt{3 - 4 \sin^2 \theta_W}}$
$Z' \bar{t}t$	$\frac{3 + 2 \sin^2 \theta_W}{6\sqrt{3 - 4 \sin^2 \theta_W}}$	$-\frac{1 - 2 \sin^2 \theta_W}{2\sqrt{3 - 4 \sin^2 \theta_W}}$
$Z' \bar{d}d, \bar{s}s$	$\frac{3 - 2 \sin^2 \theta_W}{6\sqrt{3 - 4 \sin^2 \theta_W}}$	$-\frac{3 - 6 \sin^2 \theta_W}{6\sqrt{3 - 4 \sin^2 \theta_W}}$
$Z' \bar{b}b$	$\frac{3 - 4 \sin^2 \theta_W}{6\sqrt{3 - 4 \sin^2 \theta_W}}$	$-\frac{1}{2\sqrt{3 - 4 \sin^2 \theta_W}}$
$Z' \bar{\ell}\ell$	$\frac{-1 + 4 \sin^2 \theta_W}{2\sqrt{3 - 4 \sin^2 \theta_W}}$	$\frac{1}{2\sqrt{3 - 4 \sin^2 \theta_W}}$
$Z' \bar{N}_i N_i$	$\frac{4\sqrt{3 - 4 \sin^2 \theta_W}}{9}$	$-\frac{4\sqrt{3 - 4 \sin^2 \theta_W}}{9}$
$Z' \bar{\nu}_\ell \nu_\ell$	$\frac{\sqrt{3 - 4 \sin^2 \theta_W}}{18}$	$-\frac{\sqrt{3 - 4 \sin^2 \theta_W}}{18}$

Tabela 5 – Interações entre Z' e os férmions, sendo g'_V e g'_A os acoplamentos vetorial e vetor-axial, respectivamente, da corrente neutra na Eq.(4.13).

Uma vez que o acoplamento g' é livre, em princípio, pode haver mistura entre os estados da ME, N_i , sendo $i = 1, 2, 3$, que é fundamental, pois são os termos não diagonais que possibilitam a mudança de sabor na corrente carregada, conforme Fig. 67,

$$\left(\bar{N}'_{1e} \quad \bar{N}'_2 \quad \bar{N}'_3 \right) \cdot \mathcal{G} \cdot \gamma^\mu \cdot \begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \end{pmatrix} \cdot W'_\mu \Rightarrow \mathcal{G} = \begin{pmatrix} g'_{1e} & g'_{1\mu} & g'_{1\tau} \\ g'_{2e} & g'_{2\mu} & g'_{2\tau} \\ g'_{3e} & g'_{3\mu} & g'_{3\tau} \end{pmatrix}, \quad (4.16)$$

o que torna possível o processo de decaimento $\mu \rightarrow e\gamma$. Deve-se ressaltar que devemos supor $g' < 1$, caso contrário a ME será mais pesada que o bóson W' ($M_{W'} \simeq 0.32v_{\chi'}$), o que levaria ao decaimento do candidato, Eq.(4.13). Adiante discutiremos a estabilidade da ME neste modelo.

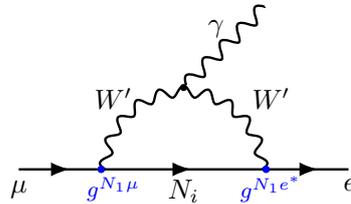


Figura 67 – Diagrama de Feynman da contribuição da ME para o LFV. A mistura entre a ME e os férmions padrões geram este efeito. Note que sendo N_1 o mais leve este é o que produz a contribuição mais relevante.

Estabilidade da Matéria Escura

Inspirado pelos modelos supersimétricos, onde temos o uso da simetria de paridade para assegurar a estabilidade da ME, $P = (-1)^{3(B-L)-2s}$, sendo B o número bariônico, L o leptônico e s o spin da partícula, temos então, a seguinte regra para os campos que são

impares sob esta transformação

$$(N_i, D_1, D_2, U_3, \rho'^+, \eta'^0, \chi^0, \chi^-, W', U) \rightarrow -1, \quad (4.17)$$

os demais se transformam trivialmente. Esta simetria garante que a partícula impar mais leve seja estável⁵, obviamente, em nosso caso refere-se à N_i (em particular N_1). A seguir será abordada a produção térmica da ME deste modelo.

4.2 Cálculo da abundância de relíquias

Com relação à abundância da relíquia N_1 , aplicamos a produção térmica usual (conforme vimos no Cap. 1.2), ou seja, “ N ” é uma *WIMP*. M_{N_1} é a massa da partícula mais leve que se transforma pela Eq.(4.17). Destacamos que as misturas não diagonais geram contribuições desprezíveis na massa da ME, de modo que, a fenomenologia a ser aplicada aqui está em concordância com (PROFUMO; QUEIROZ, 2014). Lembramos, igualmente, que a contribuição deste trabalho se dá em analisar estes resultados com a possível inclusão da violação de sabor obedecendo aos vínculos oriundos da busca por ME.

Prosseguindo, na Fig. 68, temos os principais canais de aniquilação que contribuem para a abundância da relíquias. Os três primeiros, mais relevantes (PROFUMO; QUEIROZ, 2014), procedem via canal- s de aniquilação, mediados pelo bóson vetorial Z' , o pseudo-escalar P_1 e o escalar S_1 . Acerca do canal- t , estes são mediados pelo W' e o escalar carregado, h_1^+ . Ainda sobre os canais de aniquilação mais relevantes, a seção de choque de aniquilação mediada pelo Z' foi previamente calculada em (ALVES et al., 2017b; ARCADI et al., 2018a),

$$\langle \sigma v_{N_1} \rangle (N_1 \bar{N}_1 \rightarrow Z' \rightarrow f \bar{f}) \simeq \frac{n_c \sqrt{1 - \frac{m_f^2}{M_{N_1}^2}}}{2\pi M_{Z'}^4 (4M_{N_1}^2 - M_{Z'}^2)^2} \left\{ g_{fA}'^2 \left[2g_{N_1 V}'^2 M_{Z'}^4 (M_{N_1}^2 - m_f^2) + g_{N_1 A}'^2 m_f^2 (4M_{N_1}^2 - M_{Z'}^2)^2 \right] + g_{N_1 V}'^2 g_{fV}^2 M_{Z'}^4 (2M_{N_1}^2 + m_f^2) \right\}, \quad (4.18)$$

cujos acoplamentos estão dispostos na Tab.(5), sendo v_{N_1} a velocidade relativa entre as duas partículas de ME e n_c refere-se ao número de cores.

Do mesmo modo, temos a seção de choque para o mediador pseudo-escalar (BERLIN; HOOPER; MCDERMOTT, 2014)

$$\langle \sigma v_{N_1} \rangle (N_1 \bar{N}_1 \rightarrow P_1 \rightarrow f \bar{f}) \simeq \frac{m_f^2 |\lambda_N|^2 M_{N_1} \sqrt{M_{N_1}^2 - m_f^2}}{2\pi v^2 (M_{P_1}^2 - 4M_{N_1}^2)^2}, \quad (4.19)$$

⁵É comum na literatura utilizar as siglas LOP, do inglês (*Lightest Odd Particle* ou *lightest supersymmetric particle* (LSP) para a ME.

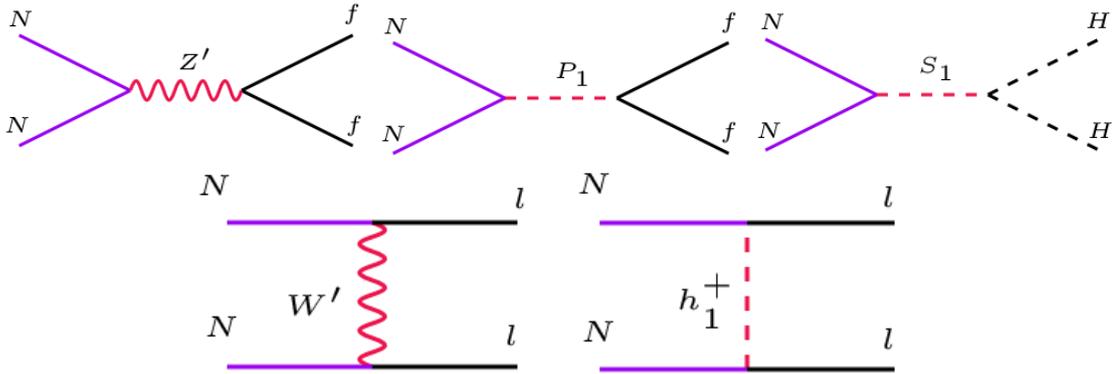


Figura 68 – Principais processos que contribuem para a abundância da ME. Os três primeiros associados ao *canal-s*, mas relevantes, mediados pelo Z' , pelo pseudo-escalar e pelo escalar, respectivamente. O quarto e quinto estão associados ao *canal-t* de aniquilação e o higgs carregado, respectivamente. Vale ressaltar que o canal *canal-t*, correspondente aos três primeiros diagramas, são responsáveis pelo processo de espalhamento *WIMP*-núcleon, porém o ultimo somente aplicando correções radiativas. No caso mediado pelo pseudo-escalar a interação é suprimida pelo momento da ME (FREYTSIS; LIGETI, 2011). Apesar da possível contribuição para detecção direta, apenas o processo mediado pelo Z' se torna relevante dada sua seção de choque.

λ_N é definido como $M_{N_1}/(\sqrt{2}v_{\chi'})$. Caso $M_{N_1} \simeq M_{Z'}/2, M_{N_1} \simeq M_{P_1}/2$ ou $M_{N_1} \simeq M_{S_1}/2$ teremos uma produção ressonante, que significa um pico na seção de choque de aniquilação. Por outro lado, uma vez que estamos supondo, por questão de estabilidade, $M_{N_1} < M_{W'}$, e lembrando que $M_{Z'} \simeq 0.4v_{\chi'}$, $M_{P_1} \simeq 0.7v_{\chi'}$ e $M_{S_1} \simeq 1.4v_{\chi'}$, ou seja, basicamente o Z' é o mediador mais leve e, portanto responsável, pelo canal de produção ressonante mais relevante para ME, uma vez que $\langle\sigma v\rangle \sim 1/M_{Z',P_1}^2$. Veremos mais a frente que vínculos oriundos de aceleradores impõem um limite inferior sobre a massa do Z' de $M_{Z'} > 4.1$ TeV o que leva a $v_{\chi'} \gtrsim 10$ TeV, também resultando em $M_{S_1} > 14$ TeV e $M_{P_1} > 7$ TeV. Como já visto anteriormente no Cap. 1.2, sobre o cálculo da abundância de relíquia podemos estimar o resultado assintótico utilizando a seguinte equação

$$\Omega_N h^2 \approx 0.1 \frac{x_F}{20} \sqrt{\frac{80}{g_*}} \left(\frac{3 \times 10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}}{\langle\sigma v\rangle} \right), \quad (4.20)$$

lembrando que x_F toma valores entre 20 – 30, para o caso de *WIMPs* ver Fig. 12, e $g_* \sim 80$. De fato, o cálculo mais preciso requer resolver a equação de Boltzmann, Eq.(1.20), numericamente, para isso foi utilizado o pacote numérico *Micromegas* (BELANGER et al., 2007; BELANGER et al., 2009).

Na Fig. 69, temos os resultados da abundância de relíquias em função da massa da ME calculados numericamente. No gráfico, supomos os seguinte valores para massa do Z' , $M_{Z'} = 800$ GeV (azul escuro), $M_{Z'} = 1.2$ TeV (vermelho), $M_{Z'} = 1.6$ TeV (em verde) e $M_{Z'} = 2$ TeV (azul claro). A linha preta tracejada diz respeito ao valor experimental medido pelo satélite Planck (AGHANIM et al., 2018), abaixo da linha tracejada seria

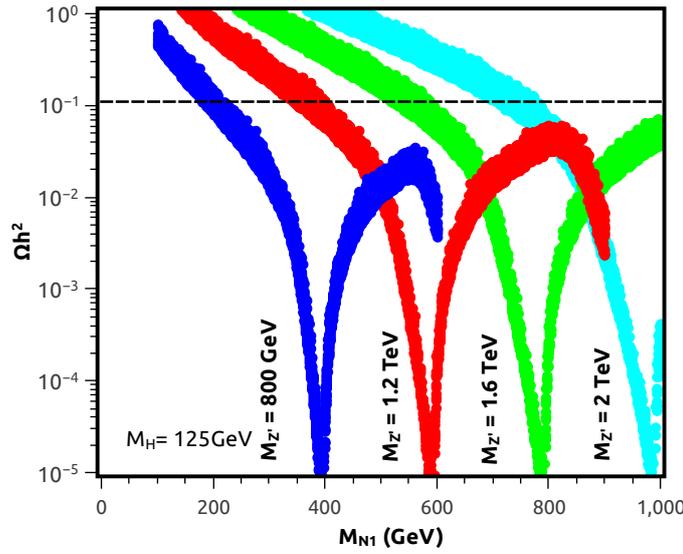


Figura 69 – Abundância da relíquia N_1 , incluindo efeitos de co-aniquiação dos estados mais pesados N_2 e N_3 (porém estes geram menores impactos sobre Ω , apenas modificando a largura das curvas), para diferentes valores da massa do Z' , o que corresponde diretamente à variação de $v_\chi = (2, 3, 4, 5)$ TeV. A linha tracejada corresponde ao valor da abundância relíquia reportada experimentalmente (ARCADI et al., 2018b).

necessário propor uma componente extra de ME que contribuísse para o restante de $\Omega_{ME}h^2$ (BHATTACHARYA et al., 2013; ESCH; KLASSEN; YAGUNA, 2014; BERNAL et al., 2018), por outro lado caso tenhamos uma superabundância, ou este modelo estaria excluído, ou poderíamos aplicar algum mecanismo de produção de entropia (KOLB; TURNER, 1990; BEZRUKOV; HETTMANSPERGER; LINDNER, 2010; HASENKAMP; KERSTEN, 2010; NEMEVSEK; SENJANOVIC; ZHANG, 2012), por exemplo.

De volta ao gráfico, perceba o formato característico das curvas da abundância que possuem uma aparência bastante característica devido a produção ressonante via Z' e P_1 , porém, para este último, devido ao limite na massa $M_{N_1} < M_{W'}$, temos um corte no espaço de parâmetros, de modo que, no caso $M_{Z'} = 800$ GeV, temos $v_\chi \simeq 2$ TeV, e $M_{N_1} \lesssim 640$ GeV, a ressonância ($2M_{N_1} = M_{P_1}$) do pseudo-escalar P_1 ocorreria em $M \sim 700$ GeV, pois $M_{P_1} \sim 1400$ GeV. A largura das curvas está associada à variação do acoplamento de Yukawa da ME e da pequena variação dos parâmetros associados ao acoplamento efetivo entre o Z' com o conteúdo de partículas, tal comportamento é facilmente visualizado para o caso do modelo simplificado da extensão abeliana $B-L$ mostrada na figura 1 de (OKADA; OKADA, 2016). Novamente, lembramos que estes resultados são apenas uma visão inicial do comportamento da produção térmica, mais à frente iremos adicionar os vínculos restantes, como os de aceleradores, detecção direta de ME, e LFV.

Vínculos de Aceleradores

Aqui focaremos nos dados que restringem o novo bóson de gauge Z' , que são mais limitativos. Utilizaremos os resultados da busca do novo bóson de gauge neutro por meio de um sinal de produção via estados finais em diléptons ($pp \rightarrow Z' \rightarrow l^\pm l^\mp$) no *LHC*, com 36.1 fb^{-1} e 13 TeV (COLLABORATION, 2016). Devido a não descoberta de nenhum sinal além do MP, foi computado um limite inferior sobre o valor de sua massa, $M_{Z'} > 4.1 \text{ TeV}$ (ALVES et al., 2017a), linha contínua preta na Fig. 70. A projeção destes resultados para as luminosidades de 100 fb^{-1} e 1 ab^{-1} levam a $M_{Z'} > 4.9 \text{ TeV}$ e $M_{Z'} > 6.1 \text{ TeV}$, respectivamente, linhas pretas tracejadas, Fig. 70. Adiante, será tratada a possível detecção desta *WIMP* através do espalhamento com núcleons.

Detecção Direita

Neste modelo, a maior contribuição para uma possível detecção de ME por meio do espalhamento *WIMP*-núcleon se dá via canal- t mediado pelo bóson Z' independente de *spin*, os demais geram contribuições desprezíveis acima de 100 GeV (ARCADI et al., 2018c).

De forma geral, a seção de choque de espalhamento *WIMP*-núcleon, amplamente estudada (diferentemente do caso anapolar), pode ser escrita como, (ELLIS; FERSTL; OLIVE, 2000; CERDENO; GREEN, 2010),

$$\sigma^{SI} \approx \frac{\mu_{Nn}^2}{\pi} \left[\frac{Z f_p + (A - Z) f_n}{A} \right]^2, \quad (4.21)$$

conforme Eq.(1.48), sendo

$$f_p \equiv \frac{1}{M_{Z'}^2} (2g'_{uV} + g'_{dV}), \quad (4.22)$$

e

$$f_n \equiv \frac{1}{M_{Z'}^2} (g'_{uV} + 2g'_{dV}), \quad (4.23)$$

$\mu_{\chi n}$ se trata da massa reduzida, idêntica ao que foi visto na Eq.(3.12), g'_{uV} e g'_{dV} novamente se tratam dos acoplamentos vectoriais que conectam N_i aos quarks *up* e *down* via $Z' - q - q$ com $N - N - Z'$, de acordo com a Tab.(5), por fim $q = u, d$, A e Z correspondem à massa e ao número atômico do núcleo do alvo (podemos ver que núcleos pesados são favorecidos neste tipo de busca, com a exceção dos resultados apresentados na análise presente em (YAGUNA, 2017)).

A Fig. 70, corresponde ao espaço de parâmetros permitidos para a massa do bóson Z' em função da massa matéria escura, onde estão dispostos todos os vínculos apresentados até agora (incluindo alguns resultados projetados). As linhas em azul escuro representam o valor correto requerido para abundância, em verde claro temos a região que fornece abundância abaixo do reportado experimentalmente e em branco a região superabundante.

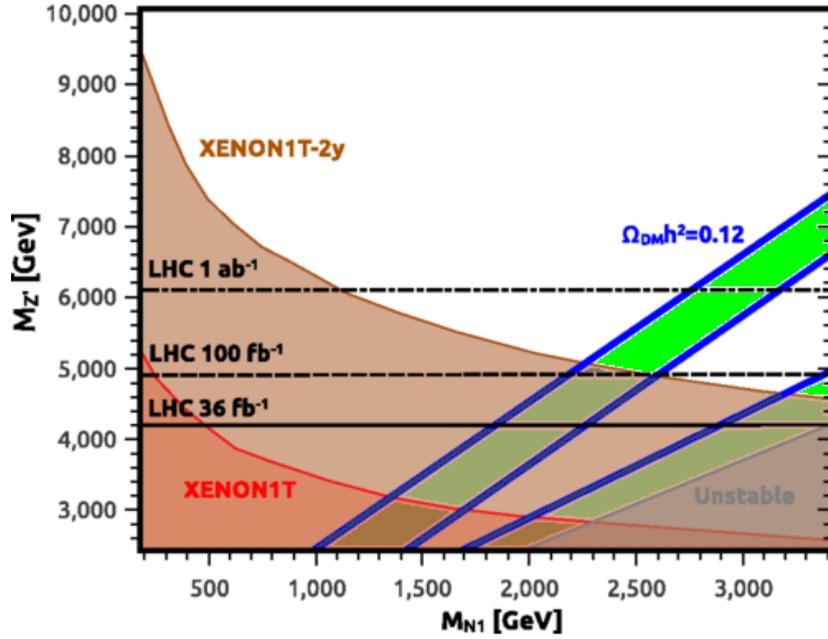


Figura 70 – Gráfico que reúne todos os vínculos mencionados até agora, restringindo a massa do novo bóson Z' em função da massa da ME (M_{N1}) (ARCADI et al., 2018b). Em azul temos os valores da abundância em acordo com os valores experimentais (em verde estão os valores abaixo do necessário). Em vermelho temos a região excluída pelo experimento XENON (APRILE et al., 2018) e em marrom os resultados projetados após dois anos de coleta de dados. As linhas pretas também representam uma área de exclusão inferior (o que está abaixo desta linha está excluído), sendo o valor corrente a linha contínua, e as tracejadas as projeções. Por fim a extensão cinza está excluída por meio da teoria (a ME do modelo é instável nesta combinação de parâmetros).

É possível observar claramente como a região dentro dos vínculos do Planck seguem uma relação linear devido à forte contribuição da aniquilação ressonante, $M_{N1} \approx M_{Z'}/2$, com referência às duas primeiras linhas superiores, e $M_{P1} \approx M_{Z'}/2$ na terceira, próximo da região de instabilidade, a pequena região inferior à direita, $M_{N1} \approx M_{W'}$, como discutido na Sec. 4.2. A superfície em vermelho refere-se a região já sondada pelo experimento Xenon (APRILE et al., 2017) e a área transparente marrom condiz com as projeções futuras após dois anos de funcionamento do mesmo experimento. As linhas pretas, contínua, tracejada, e tracejada pontilhada, dizem respeito aos vínculos do LHC, buscando pelo bóson Z' , atualmente, projetados para 100 fb^{-1} e 1 ab^{-1} , respectivamente, como discutidos anteriormente, Sec. 4.2. Na próxima seção discutiremos a principal contribuição deste trabalho a violação de sabor gerada via ME.

Violação de Sabor Induzida pela ME

A violação de sabor leptônico, assim como massa de neutrinos e ME, é um indício de física nova. Esta busca é realizada, por exemplo, procurando desvios em relação ao

decaimento do múon, onde o MP prevê que $\approx 100\%$ dos múons decaem em $\mu \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ (PATRIGNANI et al., 2016). Sabemos da oscilação de neutrinos (FUKUDA et al., 1998; AHMAD et al., 2001) que este fenômeno de troca de sabor leptônico ocorre em nossa natureza, porém tal efeito ainda não foi observado entre os léptons carregados.

No modelo discutido, a LFV pode ser gerada pelo processo mostrado na Fig. 67, a razão de ramificação do decaimento $\mu \rightarrow e\gamma$ neste modelo é, de acordo com (LINDNER; PLATSCHER; QUEIROZ, 2018)

$$\text{Br}(\mu \rightarrow e\gamma) = \frac{3(4\pi)^3 \alpha_{em}}{4G_F^2} (|A_{e\mu}^M|^2 + |A_{e\mu}^E|^2) \quad (4.24)$$

onde,

$$\begin{aligned} A_{e\mu}^M &= \frac{-1}{(4\pi)^2} (g^{N_1 e^*} g^{N_1 \mu} I_{N_1,3}^{++} + g^{N_1 e^*} g^{N_1 \mu} I_{N_1,3}^{+-}) \\ A_{e\mu}^E &= \frac{i}{(4\pi)^2} (g^{N_1 e^*} g^{N_1 \mu} I_{N_1,3}^{-+} + g^{N_1 e^*} g^{N_1 \mu} I_{N_1,3}^{--}), \end{aligned} \quad (4.25)$$

em que $I_{N_1,3}^{\pm\pm}$ se trata de uma integral do loop dada em (LINDNER; PLATSCHER; QUEIROZ, 2018), posta no Apêndice B. Podemos ter uma visão mais intuitiva da física envolvida supondo o caso limite $M_{N_1} \equiv M_{W'}$ onde a Eq.(4.24) pode ser escrita da seguinte forma

$$\text{Br}(\mu \rightarrow e\gamma) = 1.6 \times \left(\frac{1 \text{ TeV}}{M_{W'}} \right)^4 |g^{N_1 e^*} g^{N_1 \mu}|^2. \quad (4.26)$$

Neste trabalho, utilizamos a solução numérica das Eqs.(4.24,4.25) aplicando um vínculo superior atual $\text{Br}(\mu \rightarrow e\gamma) < 4.2 \times 10^{-13}$ (PATRIGNANI et al., 2016), incluindo o limite de sensibilidade dos resultados projetados $\text{Br}(\mu \rightarrow e\gamma) \approx 10^{-14}$ (VOENA, 2017; RENG, 2018). Nossos gráficos finais sobre LFV estão presentes na Fig. 71. A física do processo estudado aqui pode ser resumida em três parâmetros⁶: a massa da ME, a massa do Z' (referindo-se na verdade ao W' , utilizando a relação $M_{W'} \simeq 0.8M_{Z'}$) e o produto dos elementos da matriz de mistura, $|g^{N_1 e^*} g^{N_1 \mu}|$, conforme Eq.(4.25).

Resolvendo a Eq.(4.25) numericamente temos a região verde, Fig. 71 à esquerda, entre os limites $4.2 \times 10^{-13} < \text{Br}(\mu \rightarrow e\gamma) < 10^{-14}$ como o espaço de parâmetros à ser sondado por (VOENA, 2017; RENG, 2018). Em conjunto, foram inclusos os vínculos provenientes da abundância (as linhas azuis fornecem valores em concordância com os resultados experimentais (PATRIGNANI et al., 2016)) e detecção direta (as cores seguem o mesmo padrão da Fig. 70). É possível verificar que os próximos experimentos serão capazes de sondar boa parte do espaço de parâmetros sobre LFV mediado pela ME, indo além do próprio *LHC* ao máximo de sua luminosidade ($3ab^{-1}$). É interessante ver a complementariedade entre as buscas, detecção direta e LFV, uma vez que praticamente

⁶Aqui, estão sendo apontados unicamente os acoplamentos livres do modelo.

excluem todos os valores do modelo que fornecem a abundância correta, supondo os maiores valores dos produtos dos acoplamentos em questão, por outro lado menores valores recaem nas buscas via espalhamento *WIMP*-núcleon (*Xenon*). A maior parte da região da abundância relíquia apontada pelo Planck será sondada por um destes experimentos, sem esquecer do *LHC*, que restringe o espaço de parâmetros restante. Portanto no futuro próximo, caso a ME interaja por meio deste modelo teremos um sinal. Vale ressaltar que o valor aqui posto, $|g^{N_1 e^*} g^{N_1 \mu}| = 10^{-3.8}$, foi escolhido por abranger boa parte da abundancia de relíquias obtida o que permite uma interessante correlação entre a ME e a violação de sabor gerada por ela.

Na Fig. 71 à direita temos, em particular, apenas o espaço de parâmetros para diferentes valores do produto $|g^{N_1 e^*} g^{N_1 \mu}|$, $10^{-3.0}$, $10^{-3.3}$ e $10^{-3.8}$, demonstrando, de forma mais clara, o comportamento das restrições sobre LFV vindos da razão de ramificação em função dos acoplamentos de mistura.

Enfatizamos, também, que existem outros processos na mesma linha que restringem LFV, todavia, possuem menor poder de exclusão, que se tratam dos processos $\mu \rightarrow 3e$, uma vez que $\text{Br}(\mu \rightarrow eee) \sim \frac{1}{160} \text{Br}(\mu \rightarrow e\gamma)$ (LINDNER; PLATSCHER; QUEIROZ, 2018), assim como processos de conversão⁷, ver Fig. 72, $\text{CR}(\mu - e) \sim \frac{1}{200} \text{Br}(\mu \rightarrow e\gamma)$, onde os resultados atuais (projetados) são de 10^{-12} (10^{-16}).

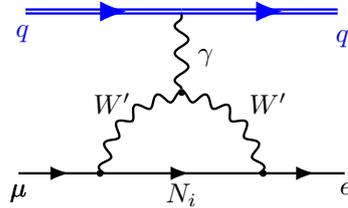


Figura 72 – Diagrama correspondente a conversão $\mu - e$. Próximo a um núcleo, que possui um quark em seu interior, pode ocorrer uma interação cujo único efeito medido se dá pela conversão do múon.

Conclusão do Capítulo

Neste capítulo, analisamos a possível produção da violação de sabor leptônico induzida pela ME em um modelo completo além do MP, a extensão de gauge 3-3-1. Apresentamos a teoria demonstrando seu operador de carga, conteúdo de partículas e mecanismo de quebra espontânea de simetria. Introduzimos a simetria que garante a estabilidade da ME. Foi computado, numericamente, os observáveis de ME, incluindo abundância e seção de choque *WIMP*-núcleon por meio do código numérico *Micromegas*. Mostramos um interessante cenário onde, tando a LFV, quanto os observáveis de ME es-

⁷Na presença de outra partícula, núcleo atômico (por exemplo), um fóton virtual pode ser trocado de modo que, ao final do processo, apenas o decaimento $\mu \rightarrow e$ é observado, sendo assim o corre a “conversão”, *CR*

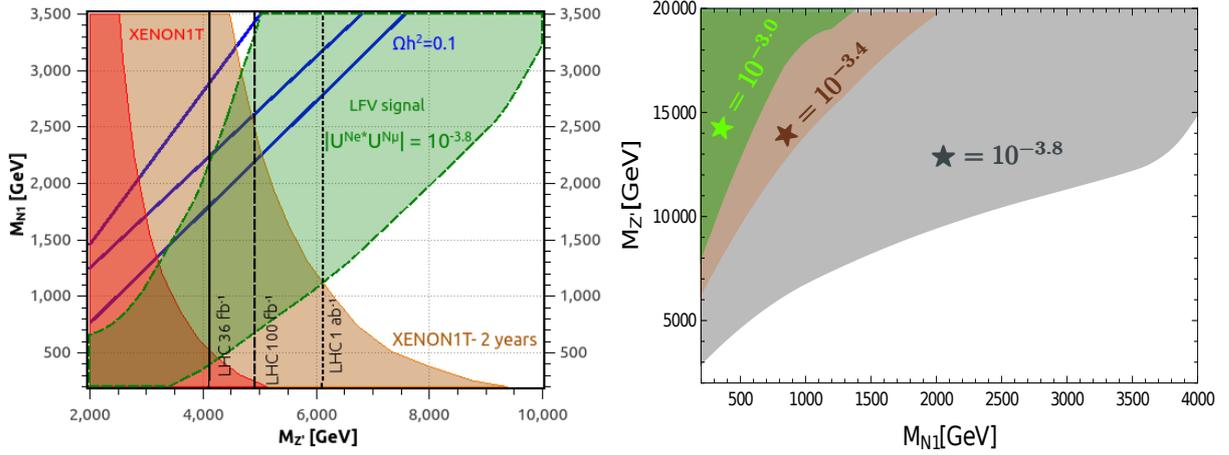


Figura 71 – No gráfico à esquerda: em verde temos a região esperada para um sinal de LFV para o modelo aqui estudado (ARCADI et al., 2018b). Observamos uma grande área de sobreposição entre experimentos, porém vemos que existe um grande potencial complementar entre estes. Em azul temos os pontos que fornecem o correto valor para a abundância. Em vermelho a zona excluída pelos experimentos de detecção (em marrom a projeção para mais um ano de coleta de dados). A linha contínua preta delimita a região excluída pelos resultados de acelerador (excluindo o que está a esquerda), sendo as linha tracejadas os resultados projetados. A direita: O mesmo gráfico da esquerda, sem os vínculos, apenas mostrando as regiões geradas por diferentes combinações do produto $\star = |g^{N1e^*}g^{N1\mu}|$.

tão em consonância e que este panorama poderá ser sondado pela próxima geração de experimentos. Vimos que, basicamente, a abundância da ME é gerada via portal vetorial (Z') ou escalar (principalmente pelo P_1) e que sua possível descoberta via detecção direta que ocorre predominantemente por meio da interação mediada pelo Z' . Observamos que o caso $|g^{N1e^*}g^{N1\mu}| = 10^{-3.8}$ será um dos mais vinculados, sendo, de forma complementar sondado também pelo LHC (100 fb^{-1}) para valores de $M_{Z'} < 6 \text{ TeV}$. Analisamos que tanto os processos de conversão $e - \mu$ quando o de LFV $\mu \rightarrow eee$ não possuem papéis relevantes.

CAPÍTULO 5

Conclusão

O problema da busca pela matéria escura tornou-se um dos maiores quebra-cabeças da ciência, envolvendo diversas áreas e experimentos, uma vez que constitui cerca de 80% de todo conteúdo de matéria de universo (PATRIGNANI et al., 2016) e sua natureza permanece desconhecida.

Nesta tese, usamos uma técnica conjunta de cortes retangulares cinemáticos e árvores de decisão na busca pela matéria escura no *LHC*, determinando os valores limites sobre a escala de energia Λ correspondente à interação efetiva anapolar de um férmion de Majorana (candidato à matéria escura) com fótons. Estudamos o potencial de descoberta do *LHC* para este tipo de matéria escura no canal mono- Z usando técnicas de aprendizado de máquina para uma melhor classificação de eventos de sinal e de ruído. Nossos resultados mostraram que, considerando um nível de incertezas sistemáticas na normalização dos backgrounds de 1% e massas de matéria escura entre 100 e 500 GeV, interações tais que $\Lambda < 1100$ GeV podem ser descobertas no *LHC* após 3 ab^{-1} . Considerando 5% de incertezas sistemáticas, o resultado anterior cai para $\Lambda < 900$ GeV. De forma geral, maiores incertezas sistemáticas diminuem sensivelmente a significância estatística do sinal, contudo, tal efeito deletério é atenuado pelo algoritmo de ajuste fino de cortes sistemáticos que desenvolvemos nesta tese, uma vez que é capaz de aprender quais cortes produzem maior razão sinal/ruídos. Os resultados obtidos são competitivos quando comparados às projeções do futuro experimento de detecção direta LZ (MOUNT et al., 2017). Por outro lado, isso nos mostrou como o *LHC* pode desempenhar um papel complementar, juntamente com os experimentos de detecção direta, na obtenção de dados acerca da natureza da matéria escura.

Além de um modelo efetivo de interação anapolar, também vinculamos um modelo simplificado, inspirado em supersimetria, onde o momento anapolar é gerado via correções radiativas, determinando a região do espaço de parâmetros no qual a matéria escura anapolar pode ser potencialmente descoberta no *LHC* ou no Lux-Zeppelin. Supondo $\lambda_R = 2\lambda_L$, $m_\chi = 200$ GeV, $\mu_1 = m_{f_1}^2/m_\chi^2 = 1.44$ (veja Sec. 3.6.1), temos a configuração

que fornece a maior combinação de valores entre λ e α ao alcance do *LHC* e *LZ* quando α assume o valor de 1.6, que corresponde à região sombreada na Fig. 64.

Com relação a futuros projetos sobre a matéria escura anapolar, deve-se verificar o potencial de busca em outros canais, possivelmente utilizando análise multivariada e aplicada à procura pela matéria escura no *LHC* (Atlas, CMS). Além da análise de possível descoberta de física além do modelo padrão de futuros aceleradores como o LHeC, FCC-eh e FCC-ee, os dois primeiros colidem elétrons e prótons, com energia de centro de massa iguais a 1.3 TeV e 3.5 TeV, respectivamente, para detalhes de ambos ver (KUZE, 2018), enquanto o FCC-ee colide elétrons e pósitrons com energia de centro de massa projetados para 90 GeV, 160 GeV, 240 GeV até 350 GeV, para detalhes (D'ENTERRIA, 2017), estes funcionarão dentro do FCC-hh, projeto de expansão do *LHC* que irá colidir prótons com energia de centro de massa de 100 TeV, tendo uma enorme capacidade para sondar nova física e, portanto, sendo um experimento fundamental de pesquisa.

Do ponto de vista das aplicações de Inteligência Artificial, analisamos o potencial do ajuste fino de cortes retangulares com o treinamento de árvores de decisão obtendo um grande ganho de significância estatística em nossas análises fenomenológicas levando em conta incertezas sistemáticas na normalização dos backgrounds aos processos de colisão estudados na tese. O uso de algoritmos de aprendizado de máquina no ajuste fino e integrado entre cortes cinemáticos e treinamento de algoritmos de classificação, por si só, abre grandes possibilidades de pesquisa em fenomenologia de partículas.

Na segunda parte desta tese, estudamos a física da violação de sabor induzida por interações de matéria escura no modelo 3-3-1 com neutrinos de mão direita (ARCADI et al., 2018b). Tal análise do setor escuro deste modelo foi realizada de forma pioneira, ao combinar vínculos da violação de sabor aos parâmetros associados à matéria escura, além dos novos bósons de gauge neutro (Z') e carregados (W'^{\pm}) do 3-3-1. Realizamos cálculos da abundância de relíquias (seu resultado assintótico e exato, este último obtido numericamente), verificando que o canal de produção mais importante se dá, basicamente, via interação com o Z' , assim como sua seção de choque de espalhamento *WIMP*-núcleon e razão de ramificação do processo que viola sabor leptônico. De posse destes dados, realizamos uma investigação de forma complementar observando que os próximos experimentos de detecção direta e busca por sinais de LFV terão o poder de sondar praticamente todo o espaço de parâmetros entre $M'_Z \sim (2 - 10)$ TeV por $M_{N_1} \sim (0.2 - 3)$ TeV. Vimos que para valores de $M'_Z < 6$ TeV todo o espaço de parâmetros M_Z, M_{N_1} será sondado.

Este trabalho abre um leque de perspectivas para análises sobre vínculos sobre a matéria escura que induz à violação de sabor leptônico em outros modelos, como modelos com dois dubletos (BELL; BUSONI; SANDERSON, 2018), tripletos (FIASCHI; KLASSEN; MAY, 2018), inerte (HONOREZ; YAGUNA, 2010), etc.

Por fim, ressaltamos nesta tese a importância que análises complementares entre vários experimentos tem na procura e vinculação de modelos de matéria escura. Podemos mencionar como a busca de ME via LFV pode atuar de forma ainda mais importante em relação aos experimentos de detecção direta. Conforme (FENG et al., 2011), foi mostrado que no caso de haver uma interação que viole *iso-spin* (a grosso modo, caso a ME interaja de forma diferente entre prótons e nêutrons), tal efeito pode levar a supressão da seção de choque *WIMP*-núcleon, de forma à tornar a busca da ME via LFV ainda mais relevante, tal interação esta presente no modelo 3-3-1, conforme Eq.(4.22) e Eq.(4.23). Portanto, a existência deste efeito precisa ser analisado em futuros trabalhos.

Referências

- AABOUD, M. et al. Measurements of b-jet tagging efficiency with the ATLAS detector using $t\bar{t}$ events at $\sqrt{s} = 13$ TeV. JHEP, v. 08, p. 089, 2018. Citado na página 79.
- AAD, G. et al. Performance of the ATLAS Detector using First Collision Data. JHEP, v. 09, p. 056, 2010. Citado na página 59.
- 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., B716, p. 1–29, 2012. Citado na página 77.
- AAD, G. et al. Measurement of ZZ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV and limits on anomalous ZZZ and $ZZ\gamma$ couplings with the ATLAS detector. JHEP, v. 03, p. 128, 2013. Citado 2 vezes nas páginas 104 e 105.
- AAD, G. et al. Search for s -channel single top-quark production in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector. Phys. Lett., B740, p. 118–136, 2015. Citado na página 79.
- AAIJ, R. et al. Physics case for an LHCb Upgrade II - Opportunities in flavour physics, and beyond, in the HL-LHC era. 2018. Citado na página 59.
- ADHIKARI, G. et al. The COSINE-100 Data Acquisition System. JINST, v. 13, n. 09, p. P09006, 2018. Citado na página 53.
- ADVENTURE, P. Particle adventure. 2014. Disponível em: <<http://www.particleadventure.org/scale.html>>. Acesso em: 04 feb. 2019. Citado 2 vezes nas páginas 14 e 59.
- AGHANIM, N. et al. Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. 2018. Citado 3 vezes nas páginas 48, 98 e 128.
- AGOSTINELLI, S. et al. GEANT4: A Simulation toolkit. Nucl. Instrum. Meth., A506, p. 250–303, 2003. Citado na página 76.
- AHMAD, Q. R. et al. Measurement of the rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ interactions produced by 8B solar neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory. Phys. Rev. Lett., v. 87, p. 071301, 2001. Citado na página 132.
- AKERIB, D. S. et al. LUX-ZEPLIN (LZ) Conceptual Design Report. 2015. Citado 4 vezes nas páginas 20, 49, 112 e 118.
- AKERIB, D. S. et al. Results from a search for dark matter in the complete LUX exposure. Phys. Rev. Lett., v. 118, n. 2, p. 021303, 2017. Citado 7 vezes nas páginas 12, 13, 20, 49, 50, 56 e 112.

- AKERIB, D. S. et al. Liquid xenon scintillation measurements and pulse shape discrimination in the LUX dark matter detector. Phys. Rev., D97, n. 11, p. 112002, 2018. Citado na página 56.
- ALBRECHT, J.; BLOOM, E. a. HEP Community White Paper on Software trigger and event reconstruction. arXiv e-prints, Feb 2018. Citado na página 66.
- ALLOUL, A. et al. FeynRules 2.0 - A complete toolbox for tree-level phenomenology. Comput. Phys. Commun., v. 185, p. 2250–2300, 2014. Citado na página 103.
- ALVES, A. et al. Matter-parity as a residual gauge symmetry: Probing a theory of cosmological dark matter. Phys. Lett., B772, p. 825–831, 2017. Citado na página 130.
- ALVES, A. et al. Augury of darkness: the low-mass dark Z' portal. JHEP, v. 04, p. 164, 2017. Citado na página 127.
- ALVES, A.; EBOLI, O. Unravelling the sbottom spin at the CERN LHC. Phys. Rev., D75, p. 115013, 2007. Citado na página 105.
- ALVES, A.; GHOSH, T.; SINHA, K. Can We Discover Double Higgs Production at the LHC? Phys. Rev., D96, n. 3, p. 035022, 2017. Citado 2 vezes nas páginas 90 e 91.
- ALVES, A.; SANTOS, A. C. O.; SINHA, K. Collider Detection of Dark Matter Electromagnetic Anapole Moments. Phys. Rev., D97, n. 5, p. 055023, 2018. Citado 21 vezes nas páginas 9, 14, 19, 20, 21, 24, 31, 71, 90, 94, 95, 104, 106, 109, 110, 111, 112, 113, 116, 117 e 118.
- ALVES, A.; SINHA, K. Searches for Dark Matter at the LHC: A Multivariate Analysis in the Mono- Z Channel. Phys. Rev., D92, n. 11, p. 115013, 2015. Citado 2 vezes nas páginas 91 e 104.
- 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. Citado 2 vezes nas páginas 76 e 103.
- AMARE, J. et al. Analysis of backgrounds for the ANAIS-112 dark matter experiment. 2018. Citado na página 53.
- ANASTASIOU C.; BAUDIS, L.; CHIOCHIA, V. Phenomenology of Particle Physics I. 2010. Disponível em: <<http://edu.itp.phys.ethz.ch/hs10/ppp1/>>. Acesso em: 12 jul. 2019. Citado na página 64.
- ANTCHEV, G. et al. First measurement of elastic, inelastic and total cross-section at $\sqrt{s} = 13$ TeV by TOTEM and overview of cross-section data at LHC energies. Eur. Phys. J., C79, n. 2, p. 103, 2019. Citado na página 59.
- APRILE, E. et al. Dark Matter Results from 225 Live Days of XENON100 Data. Phys. Rev. Lett., v. 109, p. 181301, 2012. Citado 2 vezes nas páginas 13 e 55.
- APRILE, E. et al. First Dark Matter Search Results from the XENON1T Experiment. Phys. Rev. Lett., v. 119, n. 18, p. 181301, 2017. Citado na página 131.
- 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. Citado 5 vezes nas páginas 13, 22, 54, 56 e 131.

APRILE E., E. a. Dark matter results from 225 live days of xenon100 data. Phys. Rev. Lett., v. 109, p. 181301, Nov 2012. Citado na página 49.

ARAUJO, L. C. A classe abntex2: Modelo canônico de trabalhos acadêmicos brasileiros compatível com as normas ABNT NBR 14724:2011, ABNT NBR 6024:2012 e outras. [S.l.], 2015. Disponível em: <<http://www.abntex.net.br/>>. Citado na página 5.

ARAUJO, L. C. O pacote abntex2cite: Estilos bibliográficos compatíveis com a ABNT NBR 6023. [S.l.], 2015. Disponível em: <<http://www.abntex.net.br/>>. Citado na página 5.

ARAUJO, L. C. O pacote abntex2cite: tópicos específicos da ABNT NBR 10520:2002 e o estilo bibliográfico alfabético (sistema autor-data). [S.l.], 2015. Disponível em: <<http://www.abntex.net.br/>>. Citado na página 5.

ARCADI, G. et al. The waning of the WIMP? A review of models, searches, and constraints. Eur. Phys. J., C78, n. 3, p. 203, 2018. Citado na página 127.

ARCADI, G. et al. Lepton Flavor Violation Induced by Dark Matter. Phys. Rev., D97, n. 7, p. 075022, 2018. Citado 9 vezes nas páginas 9, 22, 23, 31, 120, 129, 131, 134 e 136.

ARCADI, G. et al. Pseudoscalar Mediators: A WIMP model at the Neutrino Floor. JCAP, v. 1803, n. 03, p. 042, 2018. Citado na página 130.

ATLAS. Search for New Phenomena in Monojet plus Missing Transverse Momentum Final States using 10fb-1 of pp Collisions at $\sqrt{s}=8$ TeV with the ATLAS detector at the LHC. ATLAS-CONF-2012-147, 2012. Disponível em: <<http://cds.cern.ch/record/1493486>>. Acesso em: 19 set 2018. Citado na página 99.

BAER, H.; TATA, X. Weak scale supersymmetry: From superfields to scattering events. Cambridge University Press, 2006. ISBN 0521290317, 9780521290319, 9780511190117, 9780521290319, 9780521857864. Disponível em: <<http://www.cambridge.org/9780521290319>>. Citado 3 vezes nas páginas 38, 39 e 116.

BAHCALL, J. N.; SCHMIDT, M.; SONEIRA, R. M. The Galactic Spheroid. Astrophys. J., v. 265, p. 730–747, 1983. Citado na página 50.

BALDI, P. et al. Parameterized neural networks for high-energy physics. Eur. Phys. J., C76, n. 5, p. 235, 2016. Citado na página 107.

BALDI, P.; SADOWSKI, P.; WHITESON, D. Searching for Exotic Particles in High-Energy Physics with Deep Learning. Nature Commun., v. 5, p. 4308, 2014. Citado na página 69.

BALTZ, E. A. et al. Pre-launch estimates for GLAST sensitivity to Dark Matter annihilation signals. JCAP, v. 0807, p. 013, 2008. Citado 2 vezes nas páginas 13 e 57.

BARGER, V.; KEUNG, W.-Y.; SHAUGHNESSY, G. Spin Dependence of Dark Matter Scattering. Phys. Rev., D78, p. 056007, 2008. Citado na página 53.

BARR, A. J. Measuring slepton spin at the LHC. JHEP, v. 02, p. 042, 2006. Citado na página 105.

- BARYSHNIKOVA, K. V. et al. Optical anapoles: Concepts and applications. Advanced Optical Materials, v. 7, n. 14, p. 1801350, 2019. Disponível em: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/adom.201801350>. Citado na página 94.
- BAUR, U. et al. Electroweak radiative corrections to neutral current Drell-Yan processes at hadron colliders. Phys. Rev., D65, p. 033007, 2002. Citado na página 72.
- BEKENSTEIN, J. D. The Modified Newtonian Dynamics: MOND and its implications for new physics. Contemp. Phys., v. 47, p. 387, 2006. Citado na página 30.
- BELANGER, G. et al. MicrOMEGAs 2.0: A Program to calculate the relic density of dark matter in a generic model. Comput. Phys. Commun., v. 176, p. 367–382, 2007. Citado na página 128.
- BELANGER, G. et al. Dark matter direct detection rate in a generic model with micrOMEGAs 2.2. Comput. Phys. Commun., v. 180, p. 747–767, 2009. Citado na página 128.
- BELL, N. F.; BUSONI, G.; SANDERSON, I. W. Two Higgs Doublet Dark Matter Portal. JCAP, v. 1801, n. 01, p. 015, 2018. Citado na página 136.
- BERGSTRA. Hyper-parameter optimization for scikit-learn. 2013. Disponível em: <https://hyperopt.github.io/hyperopt-sklearn/>. Acesso em: 04 feb. 2019. Citado 2 vezes nas páginas 17 e 92.
- BERGSTRA, J.; BENGIO, Y. Random search for hyper-parameter optimization. J. Mach. Learn. Res., p. 281–305, fev. 2012. ISSN 1532-4435. Disponível em: <http://dl.acm.org/citation.cfm?id=2188385.2188395>. Citado 3 vezes nas páginas 17, 87 e 88.
- BERGSTRA J., Y. D. C. D. D. Making a Science of Model Search: Hyperparameter Optimization in Hundreds of Dimensions for Vision Architectures. Proc. of the 30th International Conference on Machine Learning (ICML 2013), 2013. Citado na página 107.
- BERGSTROM, L. Dark Matter Candidates. New J. Phys., v. 11, p. 105006, 2009. Citado na página 39.
- BERLIN, A.; HOOPER, D.; MCDERMOTT, S. D. Simplified Dark Matter Models for the Galactic Center Gamma-Ray Excess. Phys. Rev., D89, n. 11, p. 115022, 2014. Citado na página 127.
- BERNABEI, R. et al. First Model Independent Results from DAMA/LIBRA–Phase2. Universe, v. 4, n. 11, p. 116, 2018. Citado na página 53.
- BERNAL, N. et al. Two-component dark matter and a massless neutrino in a new $B - L$ model. 2018. Citado na página 129.
- BERNREUTHER, E. et al. Actual Physics behind Mono-X. SciPost Phys., v. 5, n. 4, p. 034, 2018. Citado 2 vezes nas páginas 14 e 60.
- BERTONE, G.; HOOPER, D.; SILK, J. Particle dark matter: Evidence, candidates and constraints. Phys. Rept., v. 405, p. 279–390, 2005. Citado 2 vezes nas páginas 50 e 121.

BEZRUKOV, F.; HETTMANSPERGER, H.; LINDNER, M. keV sterile neutrino Dark Matter in gauge extensions of the Standard Model. Phys. Rev., D81, p. 085032, 2010. Citado na página 129.

BHATTACHARJEE, P. et al. Sizing-up the WIMPs of Milky Way : Deriving the velocity distribution of Galactic Dark Matter particles from the rotation curve data. Phys. Rev., D87, p. 083525, 2013. Citado na página 51.

BHATTACHARYA, S. et al. Two-Component Dark Matter. JHEP, v. 10, p. 158, 2013. Citado na página 129.

BROWNLEE, J. How to Evaluate Gradient Boosting Models with XGBoost in Python. 2016. Disponível em: <<https://machinelearningmastery.com/evaluate-gradient-boosting-models-xgboost-python/>>. Acesso em: 04 feb. 2019. Citado na página 87.

BROWNLEE, J. XGBoost in Python (Stochastic Gradient Boosting). 2016. Disponível em: <<https://machinelearningmastery.com/start-here/#xgboost>>. Acesso em: 04 feb. 2019. Citado na página 87.

BUSONI, G. et al. On the Validity of the Effective Field Theory for Dark Matter Searches at the LHC. Phys. Lett., B728, p. 412–421, 2014. Citado na página 113.

BUTLER, J. N. Highlights and Perspectives from the CMS Experiment. In: 5th Large Hadron Collider Physics Conference (LHCP 2017) Shanghai, China, May 15-20, 2017. [s.n.], 2017. Disponível em: <<http://lss.fnal.gov/archive/preprint/fermilab-conf-17-366-cms.shtml>>. Citado na página 59.

CABRAL-ROSETTI, L. G.; MONDRAGÓN, M.; REYES-PÉREZ, E. Anapole moment of the lightest neutralino in the cMSSM. Nucl. Phys., B907, p. 1–17, 2016. Citado 4 vezes nas páginas 18, 95, 96 e 113.

CACCIARI, M.; SALAM, G. P.; SOYEZ, G. The anti- k_t jet clustering algorithm. JHEP, v. 04, p. 063, 2008. Citado na página 103.

CACCIARI, M.; SALAM, G. P.; SOYEZ, G. FastJet user manual. Eur. Phys. J. C, v. 72, n. arXiv:1111.6097. CERN-PH-TH-2011-297, p. 1896. 69 p, Nov 2011. Citado na página 76.

CACCIARI, M.; SALAM, G. P.; SOYEZ, G. FastJet User Manual. Eur. Phys. J., C72, p. 1896, 2012. Citado na página 103.

CAMPBELL, J. M.; HUSTON, J. W.; STIRLING, W. J. Hard Interactions of Quarks and Gluons: A Primer for LHC Physics. Rept. Prog. Phys., v. 70, p. 89, 2007. Citado 3 vezes nas páginas 15, 71 e 72.

CARPENTER, L. M. et al. Collider searches for dark matter in events with a Z boson and missing energy. Phys. Rev., D87, n. 7, p. 074005, 2013. Citado na página 104.

CERDENO, D. G.; GREEN, A. M. Direct detection of WIMPs. p. 347–369, 2010. Citado na página 130.

CERN. How an accelerator works. 2019. Disponível em: <<https://home.cern/science/accelerators/how-accelerator-works>>. Acesso em: 19 abr. 2019. Citado na página 64.

- CHALLENGE, H. B. M. L. Higgs Boson Machine Learning Challenge. 2014. Citado na página 81.
- CHATRCHYAN, S. et al. Description and performance of track and primary-vertex reconstruction with the CMS tracker. JINST, v. 9, n. 10, p. P10009, 2014. Citado na página 66.
- CHEN, T.; GUESTRIN, C. Xgboost: A scalable tree boosting system. CoRR, abs/1603.02754, 2016. Disponível em: <<http://arxiv.org/abs/1603.02754>>. Citado 2 vezes nas páginas 81 e 84.
- CHENG, T. P. Chiral Symmetry and the Higgs Nucleon Coupling. Phys. Rev., D38, p. 2869, 1988. Citado na página 52.
- CHOI, K.-Y. et al. Indirect detection of gravitino dark matter including its three-body decays. JCAP, v. 1010, p. 033, 2010. Citado na página 39.
- CIRELLI, M. et al. PPPC 4 DM ID: A Poor Particle Physicist Cookbook for Dark Matter Indirect Detection. JCAP, v. 1103, p. 051, 2011. [Erratum: JCAP1210,E01(2012)]. Citado na página 57.
- CLINE, J. M. TASI Lectures on Early Universe Cosmology: Inflation, Baryogenesis and Dark Matter. 2018. Citado na página 121.
- CLOWE, D. et al. A direct empirical proof of the existence of dark matter. Astrophys. J., v. 648, p. L109–L113, 2006. Citado 3 vezes nas páginas 11, 36 e 38.
- CLOWE, D.; GONZALEZ, A.; MARKEVITCH, M. Weak lensing mass reconstruction of the interacting cluster 1E0657-558: Direct evidence for the existence of dark matter. Astrophys. J., v. 604, p. 596–603, 2004. Citado na página 36.
- CMS. Search for new physics in monojet events in pp collisions at $\sqrt{s}=8$ TeV. CMS-PAS-EXO-12-048, 2013. Disponível em: <<http://cds.cern.ch/record/1525585?ln=en>>. Acesso em: 19 set 2018. Citado na página 99.
- CMS Collaboration. Missing transverse energy performance of the CMS detector. Journal of Instrumentation, v. 6, p. 9001, Sep 2011. Citado na página 69.
- CMSTIKZ. How to draw diagrams in LaTeX with TikZ. 2018. Disponível em: <https://wiki.physik.uzh.ch/cms/latex:example_spherical_coordinates>. Acesso em: 2 out. 2018. Citado 3 vezes nas páginas 14, 67 e 68.
- COADOU, Y. Boosted decision trees and applications. EPJ, v. 02004, 2013. Disponível em: <https://www.epj-conferences.org/articles/epjconf/abs/2013/16/epjconf_sos2012_02004/epjconf_sos2012_02004.html>. Citado 2 vezes nas páginas 16 e 78.
- COLLABORATION, P. Planck power spectrum. 2013. Citado 2 vezes nas páginas 11 e 35.
- COLLABORATION, T. A. Search for new high-mass resonances in the dilepton final state using proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector. 2016. Citado na página 130.

- COLLIDERS, J. M. H. Jet Matching at Hadron Colliders. 2009. Disponível em: <https://www.ipmu.jp/sites/default/files/webfm/pdfs/FocusWeek_10>. Acesso em: 2 out. 2018. Citado 2 vezes nas páginas 15 e 75.
- COLLIER, A. B. Making Sense of Logarithmic Loss. 2015. Disponível em: <<https://datawookie.netlify.com/blog/2015/12/making-sense-of-logarithmic-loss/>>. Acesso em: 04 feb. 2019. Citado na página 91.
- COWAN, G. Statistics for Searches at the LHC. In: Proceedings, 69th Scottish Universities Summer School in Physics : LHC Phenomenology (SUSSP69): St. Andrews, Scotland, August 19-September 1, 2012. [S.l.: s.n.], 2013. p. 321–355. Citado 2 vezes nas páginas 16 e 78.
- COWAN, G. Statistics Methods in Particle Physics. 2014. Disponível em: <<https://indico.ihep.ac.cn/event/4127/contribution/22>>. Acesso em: 04 feb. 2019. Citado 2 vezes nas páginas 16 e 83.
- D'ENTERRIA, D. Physics at the FCC-ee. In: Proceedings, 17th Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics: Moscow, Russia, August 20-26, 2015. [S.l.: s.n.], 2017. p. 182–191. Citado na página 136.
- DIAS, A. G.; MONTERO, J. C.; PLEITEZ, V. Closing the SU(3)(L) x U(1)(X) symmetry at electroweak scale. Phys. Rev., D73, p. 113004, 2006. Citado na página 122.
- DIAS, A. G.; PIRES, C. A. de S.; SILVA, P. S. Rodrigues da. Naturally light right-handed neutrinos in a 3-3-1 model. Phys. Lett., B628, p. 85–92, 2005. Citado na página 121.
- DISSERTORI, G. LHC Detectors and Early Physics. In: Proceedings, 65th Scottish Universities Summer School in Physics: LHC Physics (SUSSP65): St. Andrews, UK, August 16-29, 2009. [S.l.: s.n.], 2010. p. 197–230. Citado na página 59.
- DOBBS, M. A. et al. Les Houches guidebook to Monte Carlo generators for hadron collider physics. In: Physics at TeV colliders. Proceedings, Workshop, Les Houches, France, May 26-June 3, 2003. [s.n.], 2004. p. 411–459. Disponível em: <http://lss.fnal.gov/cgi-bin/find_paper.pl?conf-04-183>. Citado na página 73.
- DONG, P. V.; LONG, H. N. Electric charge quantization in SU(3)(C) x SU(3)(L) x U(1)(X) models. Int. J. Mod. Phys., A21, p. 6677–6692, 2006. Citado na página 122.
- DOOLING, S. K. Differential Cross Section Measurement of Drell-Yan Production and associated Jets with the CMS Experiment at the LHC. Tese (Doutorado) — U. Hamburg, Dept. Phys., 2014. Disponível em: <<http://www-library.desy.de/cgi-bin/showprep.pl?thesis15-002>>. Citado 2 vezes nas páginas 15 e 72.
- DREES, M. Dark Matter Theory. In: 39th International Conference on High Energy Physics (ICHEP 2018) Seoul, Korea, July 4-11, 2018. [S.l.: s.n.], 2018. Citado na página 39.
- EDELHÄUSER et al. Simplified models for same-spin new physics scenarios. JHEP, v. 04, p. 146, 2015. Citado na página 105.

- ELLIS, J. R.; FERSTL, A.; OLIVE, K. A. Reevaluation of the elastic scattering of supersymmetric dark matter. Phys. Lett., B481, p. 304–314, 2000. Citado 2 vezes nas páginas 53 e 130.
- ESCH, S.; KLASSEN, M.; YAGUNA, C. E. A minimal model for two-component dark matter. JHEP, v. 09, p. 108, 2014. Citado na página 129.
- ESSIG, R.; MARDON, J.; VOLANSKY, T. Direct Detection of Sub-GeV Dark Matter. Phys. Rev., D85, p. 076007, 2012. Citado na página 100.
- EXPERIMENT, A. Atlas Experiment: LHC Run 2. 2015. Disponível em: <<http://atlasexperiment.org/LHC-and-ATLAS-Restart/>>. Acesso em: 04 feb. 2019. Citado 2 vezes nas páginas 14 e 58.
- EXPERIMENTS. Disponível em: <<https://home.cern/science/experiments>>. Acesso em: 04 feb. 2019. Citado na página 59.
- FAVEREAU, J. de et al. DELPHES 3, A modular framework for fast simulation of a generic collider experiment. JHEP, v. 02, p. 057, 2014. Citado 2 vezes nas páginas 76 e 103.
- FENG, J. L. et al. Isospin-violating dark matter. Phys. Lett., B703, p. 124–127, 2011. Citado na página 137.
- FERENC, D. et al. Helium Migration through Photomultiplier Tubes – The Probable Cause of the DAMA Seasonal Variation Effect. 2019. Citado na página 53.
- FERREIRA, J. G. et al. Embedding cosmological inflation, axion dark matter and seesaw mechanism in a 3-3-1 gauge model. Phys. Lett., B771, p. 199–205, 2017. Citado na página 121.
- FIASCHI, J.; KLASSEN, M.; MAY, S. Singlet-doublet fermion and triplet scalar dark matter with radiative neutrino masses. 2018. Citado na página 136.
- FOOT, R.; LONG, H. N.; TRAN, T. A. $SU(3)_L \otimes U(1)_N$ and $SU(4)_L \otimes U(1)_N$ gauge models with right-handed neutrinos. Phys. Rev., D50, n. 1, p. R34–R38, 1994. Citado na página 121.
- FRAMPTON, P. H. Chiral dilepton model and the flavor question. Phys. Rev. Lett., v. 69, p. 2889–2891, 1992. Citado na página 121.
- FREESE, K. Review of Observational Evidence for Dark Matter in the Universe and in upcoming searches for Dark Stars. EAS Publ. Ser., v. 36, p. 113–126, 2009. Citado 2 vezes nas páginas 10 e 29.
- FREESE, K.; LISANTI, M.; SAVAGE, C. Colloquium: Annual modulation of dark matter. Rev. Mod. Phys., v. 85, p. 1561–1581, 2013. Citado 3 vezes nas páginas 13, 53 e 54.
- FREYTSIS, M.; LIGETI, Z. On dark matter models with uniquely spin-dependent detection possibilities. Phys. Rev., D83, p. 115009, 2011. Citado 4 vezes nas páginas 22, 24, 102 e 128.
- FUKUDA, Y. et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. Phys. Rev. Lett., v. 81, p. 1562–1567, 1998. Citado na página 132.

GAO, Y.; HO, C. M.; SCHERRER, R. J. Anapole Dark Matter at the LHC. Phys. Rev., D89, n. 4, p. 045006, 2014. Citado 7 vezes nas páginas 18, 24, 96, 97, 98, 99 e 100.

GARDNER, S.; FULLER, G. Dark Matter Studies Entrain Nuclear Physics. Prog. Part. Nucl. Phys., v. 71, p. 167–184, 2013. Citado 3 vezes nas páginas 12, 39 e 40.

GINGES, J. S. M.; FLAMBAUM, V. V. Violations of fundamental symmetries in atoms and tests of unification theories of elementary particles. Phys. Rept., v. 397, p. 63–154, 2004. Citado 2 vezes nas páginas 94 e 95.

GOODMAN, J. et al. Constraints on dark matter from colliders. Phys. Rev. D, v. 82, p. 116010, 2010. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.82.116010>>. Citado na página 113.

GRECO, V.; KO, C. M.; LEVAI, P. Parton coalescence and anti-proton / pion anomaly at RHIC. Phys. Rev. Lett., v. 90, p. 202302, 2003. Citado na página 74.

GREENSITE, J. The Confinement problem in lattice gauge theory. Prog. Part. Nucl. Phys., v. 51, p. 1, 2003. Citado na página 73.

GREINER, W. Relativistic Quantum Mechanics, Wave Equations. 2. ed. [S.l.]: Springer-Verlag, 1997. ISBN 3-540-61621-7. Citado na página 95.

GREINER, W. et al. Quantum Chromodynamics. Springer, 2002. (Physics and astronomy online library). ISBN 97835406666103. Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=gzYHNhp9KTIC>>. Citado na página 71.

GUEST, D.; CRANMER, K.; WHITESON, D. Deep Learning and its Application to LHC Physics. 2018. Citado na página 67.

HAN, T. Collider phenomenology: Basic knowledge and techniques. In: Physics in D ≥ 4 . Proceedings, Theoretical Advanced Study Institute in elementary particle physics, TASI 2004, Boulder, USA, June 6-July 2, 2004. [S.l.: s.n.], 2005. p. 407–454. Citado 2 vezes nas páginas 14 e 63.

HARLAN, B. Dark matter search goes deep underground. 2012. Disponível em: <<https://www.symmetrymagazine.org/article/april-2012/dark-matter-search-goes-deep-underground-in-south-dakota>>. Acesso em: 04 fev. 2019. Citado 2 vezes nas páginas 12 e 50.

HASENKAMP, J.; KERSTEN, J. Leptogenesis, Gravitino Dark Matter and Entropy Production. Phys. Rev., D82, p. 115029, 2010. Citado na página 129.

HELMHOLTZ-BERLIN. Superconducting radio frequency. 2013. Disponível em: <https://www.helmholtz-berlin.de/media/media/grossgeraete/srf/00_what_ist_srf.pdf>. Acesso em: 19 abr. 2019. Citado 2 vezes nas páginas 14 e 64.

HO, C. M.; SCHERRER, R. J. Anapole Dark Matter. Phys. Lett., B722, p. 341–346, 2013. Citado 6 vezes nas páginas 18, 95, 96, 97, 98 e 100.

HONOREZ, L. L.; YAGUNA, C. E. The inert doublet model of dark matter revisited. JHEP, v. 09, p. 046, 2010. Citado na página 136.

HU, W. CMB anisotropies: A Decadal survey. 2000. Citado 2 vezes nas páginas 10 e 33.

- HU, W.; DODELSON, S. Cosmic microwave background anisotropies. Ann. Rev. Astron. Astrophys., v. 40, p. 171–216, 2002. Citado 2 vezes nas páginas 11 e 36.
- HU, W.; SUGIYAMA, N. Anisotropies in the cosmic microwave background: An Analytic approach. Astrophys. J., v. 444, p. 489–506, 1995. Citado na página 34.
- HU, W. T. Wandering in the Background: A CMB Explorer. Tese (Doutorado) — UC, Berkeley, 1995. Citado na página 34.
- HÖCHE, S. Introduction to parton-shower event generators. p. 235–295, 2015. Citado 2 vezes nas páginas 15 e 74.
- IBARRA, A.; YAGUNA, C. E.; ZAPATA, O. Direct Detection of Fermion Dark Matter in the Radiative Seesaw Model. Phys. Rev., D93, n. 3, p. 035012, 2016. Citado na página 112.
- IGNARRA, C. Let there be light upon the dark: digging deeper for dark matter with LUX. 2015. Disponível em: <<https://kipac.stanford.edu/highlights/let-there-be-light-upon-dark-digging-deeper-dark-matter-lux>>. Acesso em: 04 feb. 2019. Citado 2 vezes nas páginas 13 e 55.
- JEANS, J. H. The motions of stars in a kapteyn universe. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, v. 82, p. 122–132, 1922. Nenhuma citação no texto.
- JUNGMAN, G.; KAMIONKOWSKI, M.; GRIEST, K. Supersymmetric dark matter. Phys. Rept., v. 267, p. 195–373, 1996. Citado 3 vezes nas páginas 38, 39 e 41.
- KANG, S. et al. Present and projected sensitivities of Dark Matter direct detection experiments to effective WIMP-nucleus couplings. 2018. Citado na página 54.
- Kapteyn, J. C. First Attempt at a Theory of the Arrangement and Motion of the Sidereal System. Astrophysical J., v. 55, p. 302–328, 1922. Citado na página 28.
- KAYSER, B. Majorana neutrinos and their electromagnetic properties. Phys. Rev. D, American Physical Society, v. 26, p. 1662–1670, Oct 1982. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.26.1662>>. Citado na página 95.
- KLINKHAMER, F. R. Neutrino mass and the Standard Model. Mod. Phys. Lett., A28, p. 1350010, 2013. Citado na página 121.
- KOEHRSEN, W. An Introductory Example of Bayesian Optimization in Python with Hyperopt. 2018. Disponível em: <<https://towardsdatascience.com/an-introductory-example-of-bayesian-optimization-in-python-with-hyperopt-aae40ff4ff0>>. Acesso em: 04 feb. 2019. Citado 2 vezes nas páginas 17 e 92.
- KOLB, E. W.; TURNER, M. S. The Early Universe. Front. Phys., v. 69, p. 1–547, 1990. Citado 7 vezes nas páginas 35, 41, 42, 44, 46, 97 e 129.
- Komatsu, E. e. a. Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation. ApJS, v. 192, p. 18, 2011. Citado na página 98.
- KOPCZYK, D. Hyperparameter optimization: Explanation of automatized algorithms. 2018. Disponível em: <<http://dkopczyk.quantee.co.uk/hyperparameter-optimization/>>. Acesso em: 04 feb. 2019. Citado 2 vezes nas páginas 17 e 93.

KOSTELECKY, V. A.; LI, Z. Gauge field theories with lorentz-violating operators of arbitrary dimension. Phys. Rev., D99, n. 5, p. 056016, 2019. Citado 2 vezes nas páginas 24 e 102.

KUMAR, K. S. Parity violation and standard model tests. Journal of Physics: Conference Series, v. 295, n. 1, p. 012007, 2011. Citado na página 94.

KUPCO, A. Cluster hadronization in HERWIG 5.9. In: Monte Carlo generators for HERA physics. Proceedings, Workshop, Hamburg, Germany, 1998-1999. [S.l.: s.n.], 1998. p. 292–300. Citado na página 74.

KUZE, M. Energy-Frontier Lepton-Hadron Collisions at CERN: the LHeC and the FCC-eh. Int. J. Mod. Phys. Conf. Ser., v. 46, p. 1860081, 2018. Citado na página 136.

LANGACKER, P. The standard model and beyond. [s.n.], 2010. ISBN 9781420079067. Disponível em: <http://www.taylorandfrancis.com/shopping_cart/search/search.asp?search=978-1-4200-7906-7>. Citado na página 121.

LARA, I. et al. Looking for the left sneutrino LSP with displaced-vertex searches. Phys. Rev., D98, n. 7, p. 075004, 2018. Citado na página 103.

LEWIN, J. D.; SMITH, P. F. Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil. Astropart. Phys., v. 6, p. 87–112, 1996. Citado 2 vezes nas páginas 51 e 53.

LHC-CLOSER. LHC p collisions: Taking a closer look at LHC. [S.l.], 2015. Disponível em: <https://www.lhc-closer.es/taking_a_closer_look_at_lhc/0.lhc_p_collision>. Acesso em: 04 fev. 2019. Citado na página 62.

Li, T.-P.; Ma, Y.-Q. Analysis methods for results in gamma-ray astronomy. APJ, v. 272, p. 317–324, set. 1983. Citado na página 91.

LIDDLE, A. R. An Introduction to cosmological inflation. In: Proceedings, Summer School in High-energy physics and cosmology: Trieste, Italy, June 29-July 17, 1998. [S.l.: s.n.], 1999. p. 260–295. Citado na página 121.

LIN, Z.-W. et al. A Multi-phase transport model for relativistic heavy ion collisions. Phys. Rev., C72, p. 064901, 2005. Citado na página 74.

LINDNER, M.; PLATSCHER, M.; QUEIROZ, F. S. A Call for New Physics : The Muon Anomalous Magnetic Moment and Lepton Flavor Violation. Phys. Rept., v. 731, p. 1–82, 2018. Citado 3 vezes nas páginas 132, 133 e 158.

MADSEN, J. Generalized Tremaine-Gunn limits for bosons and fermions. Phys. Rev., D44, p. 999–1006, 1991. Citado na página 37.

MALYSHEV, D.; CHOLIS, I.; GELFAND, J. Pulsars versus Dark Matter Interpretation of ATIC/PAMELA. Phys. Rev., D80, p. 063005, 2009. Citado na página 57.

MANDL, F.; SHAW, G. QUANTUM FIELD THEORY. [S.l.: s.n.], 1985. Citado 2 vezes nas páginas 43 e 52.

MANGANO, M. L. et al. Matching matrix elements and shower evolution for top-quark production in hadronic collisions. JHEP, v. 01, p. 013, 2007. Citado 2 vezes nas páginas 75 e 103.

MANDEL, R. Pattern recognition and event reconstruction in particle physics experiments. Reports on Progress in Physics, v. 67, p. 553–622, Apr 2004. Citado na página 66.

MIOR, M. github-hyperopt: FMin. 2013. Disponível em: <<https://github.com/hyperopt/hyperopt/wiki/FMin>>. Acesso em: 04 feb. 2019. Citado na página 90.

MIROSHNICHENKO, A. et al. Nonradiating anapole modes in dielectric nanoparticles. v. 6, 08 2015. Citado na página 96.

MIROSHNICHENKO, A. E. et al. Nonradiating anapole modes in dielectric nanoparticles. Nature communications, v. 6, n. 8069, p. 8, 2018. Disponível em: <<https://www.nature.com/articles/ncomms9069>>. Citado na página 94.

MITSOU, V. A. The MoEDAL experiment at the LHC: status and results. J. Phys. Conf. Ser., v. 873, n. 1, p. 012010, 2017. Citado na página 59.

MIZUKOSHI, J. K. et al. WIMPs in a 3-3-1 model with heavy Sterile neutrinos. Phys. Rev., D83, p. 065024, 2011. Citado 2 vezes nas páginas 124 e 125.

MOUNT, B. J. et al. LUX-ZEPLIN (LZ) Technical Design Report. 2017. Citado 2 vezes nas páginas 118 e 135.

NAKAHAMA, Y. The atlas trigger system: Ready for run-2. Journal of Physics: Conference Series, v. 664, n. 8, p. 082037, 2015. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/1742-6596/664/i=8/a=082037>>. Citado na página 110.

NEMEVESEK, M.; SENJANOVIC, G.; ZHANG, Y. Warm Dark Matter in Low Scale Left-Right Theory. JCAP, v. 1207, p. 006, 2012. Citado na página 129.

OKADA, N.; OKADA, S. Z'_{BL} portal dark matter and LHC Run-2 results. Phys. Rev., D93, n. 7, p. 075003, 2016. Citado na página 129.

PAGANINI, M. Machine Learning Algorithms for b -Jet Tagging at the ATLAS Experiment. J. Phys. Conf. Ser., v. 1085, n. 4, p. 042031, 2018. Citado na página 79.

PAN, Z. et al. Cosmic Microwave Background Acoustic Peak Locations. Mon. Not. Roy. Astron. Soc., v. 459, n. 3, p. 2513–2524, 2016. Citado 2 vezes nas páginas 10 e 33.

PANCI, P. New Directions in Direct Dark Matter Searches. Adv. High Energy Phys., v. 2014, p. 681312, 2014. Citado na página 101.

PATRIGNANI, C. et al. Review of Particle Physics. Chin. Phys., C40, n. 10, p. 100001, 2016. Citado 7 vezes nas páginas 35, 46, 70, 94, 123, 132 e 135.

PERELSTEIN, M. Introduction to Collider Physics. In: Physics of the large and the small, TASI 09, proceedings of the Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics, Boulder, Colorado, USA, 1-26 June 2009. [S.l.: s.n.], 2011. p. 421–486. Citado 2 vezes nas páginas 15 e 74.

PESKIN, M. E.; SCHROEDER, D. V. An Introduction to quantum field theory. Reading, USA: Addison-Wesley, 1995. ISBN 9780201503975, 0201503972. Disponível em: <<http://www.slac.stanford.edu/~mpeskin/QFT.html>>. Citado 2 vezes nas páginas 156 e 158.

- PHONG, V. Q. et al. Electroweak phase transition in the economical 3-3-1 model. Eur. Phys. J., C75, n. 7, p. 342, 2015. Citado na página 121.
- PIRES, C. A. de S.; RAVINEZ, O. P. Charge quantization in a chiral bilepton gauge model. Phys. Rev., D58, p. 035008, 1998. [Phys. Rev.D58,35008(1998)]. Citado na página 121.
- PIRES, C. A. de S. et al. Higgs mass and right-handed sneutrino WIMP in a supersymmetric 3-3-1 model. Phys. Rev., D94, n. 5, p. 055014, 2016. Citado na página 9.
- PISANO, F.; PLEITEZ, V. An SU(3) x U(1) model for electroweak interactions. Phys. Rev., D46, p. 410–417, 1992. Citado na página 121.
- PLEHN, T. Yet Another Introduction to Dark Matter. 2017. Citado na página 49.
- PONCE, W. A.; FLOREZ, J. B.; SANCHEZ, L. A. Analysis of SU(3)(c) x SU(3)(L) x U(1)(X) local gauge theory. Int. J. Mod. Phys., A17, p. 643–660, 2002. Citado na página 122.
- POPOLO, A. D. Dark matter and structure formation a review. Astron. Rep., v. 51, p. 169–196, 2007. Citado na página 34.
- PROFUMO, S.; QUEIROZ, F. S. Constraining the Z' mass in 331 models using direct dark matter detection. Eur. Phys. J., C74, n. 7, p. 2960, 2014. Citado 2 vezes nas páginas 125 e 127.
- QUEIROZ, F. S.; RODEJOHANN, W.; YAGUNA, C. E. Is the dark matter particle its own antiparticle? Phys. Rev., D95, n. 9, p. 095010, 2017. Citado na página 49.
- QUEIROZ, F. S.; YAGUNA, C. E.; WENIGER, C. Gamma-ray Limits on Neutrino Lines. JCAP, v. 1605, n. 05, p. 050, 2016. Citado 2 vezes nas páginas 13 e 58.
- Rahvar, S. Gravitational microlensing I: A unique astrophysical tool. International J. of Modern Physics D, v. 24, n. 7, p. 1530020, Apr 2015. Citado 2 vezes nas páginas 11 e 37.
- READERS, E. Cern Large Hadron Collider. [S.l.], 2018. Disponível em: <<https://www.elitereaders.com/wp-content/uploads/2015/11/6-CERN-LHC-location.jpg>>. Acesso em: 04 feb. 2019. Citado 2 vezes nas páginas 14 e 61.
- REIDT, F. Studies for the ALICE Inner Tracking System Upgrade. Tese (Doutorado) — Heidelberg U., 2016. Citado 2 vezes nas páginas 14 e 64.
- RENGA, F. The quest for $\mu \rightarrow e\gamma$: present and future. Hyperfine Interact., v. 239, n. 1, p. 58, 2018. Citado 3 vezes nas páginas 7, 8 e 132.
- RODRIGUES, J. G. et al. Neutrino masses, cosmological inflation and dark matter in a $U(1)_{B-L}$ model with type II seesaw mechanism. 2018. Citado na página 9.
- ROE, B. P. et al. Boosted decision trees, an alternative to artificial neural networks. Nucl. Instrum. Meth., A543, n. 2-3, p. 577–584, 2005. Citado 2 vezes nas páginas 16 e 80.
- Rubin, V. C.; Ford JR., W. K. Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions. American Journal of Physics, v. 159, p. 379, fev. 1970. Citado 3 vezes nas páginas 10, 28 e 29.

- RUSSENSCHUCK, S.; VANDONI, G. (Ed.). CAS-CERN Accelerator School: Superconductive and cryogenics for accelerators and detectors, Erice, Italy, 8-17 May 2002: Proceedings. [s.n.], 2004. Disponível em: <<http://doc.cern.ch/cernrep/2004/2004-008/2004-008.html>>. Citado na página 64.
- SA, B.-H. et al. PACIAE 2.0: An Updated parton and hadron cascade model (program) for the relativistic nuclear collisions. Comput. Phys. Commun., v. 183, p. 333–346, 2012. Citado na página 74.
- SANDICK, P.; SINHA, K.; TENG, F. Simplified Dark Matter Models with Charged Mediators: Prospects for Direct Detection. JHEP, v. 10, p. 018, 2016. Citado 5 vezes nas páginas 21, 112, 113, 114 e 117.
- SANTOS, A. C. O.; VASCONCELOS, P. Lower Mass Bound on the W' mass via Neutrinoless Double Beta Decay in a 3-3-1 Model. Adv. High Energy Phys., v. 2018, p. 9132381, 2018. Citado na página 9.
- SCARPA, R. Modified newtonian dynamics, an introductory review. AIP Conf. Proc., v. 822, n. 1, p. 253–265, 2006. Citado na página 30.
- SCHERRER, R. J.; TURNER, M. S. On the Relic, Cosmic Abundance of Stable Weakly Interacting Massive Particles. Phys. Rev., D33, p. 1585, 1986. [Erratum: Phys. Rev.D34,3263(1986)]. Citado na página 44.
- SCHNEE, R. W. Introduction to dark matter experiments. In: Physics of the large and the small, TASI 09, proceedings of the Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics, Boulder, Colorado, USA, 1-26 June 2009. [S.l.: s.n.], 2011. p. 775–829. Citado 3 vezes nas páginas 12, 52 e 53.
- SCHUMANN, M. Dual-Phase Liquid Xenon Detectors for Dark Matter Searches. JINST, v. 9, p. C08004, 2014. Citado 2 vezes nas páginas 13 e 55.
- SCHWARTZ, D. Prediction of lysine post-translational modifications using bioinformatic tools. Essays In Biochemistry, v. 52, p. 165–177, 2012. Citado 2 vezes nas páginas 18 e 93.
- SCIKIT. Underfitting vs. Overfitting. 2007. Disponível em: <https://scikit-learn.org/stable/auto_examples/model_selection/plot_underfitting_overfitting.html>. Acesso em: 04 feb. 2019. Citado 2 vezes nas páginas 16 e 83.
- SILVA, C. F. P. da. Dark Matter Searches with LUX. In: Proceedings, 52nd Rencontres de Moriond on Very High Energy Phenomena in the Universe: La Thuile, Italy, March 18-25, 2017. [S.l.: s.n.], 2017. p. 199–209. Citado na página 54.
- SJOSTRAND, T.; MRENNA, S.; SKANDS, P. Z. PYTHIA 6.4 Physics and Manual. JHEP, v. 05, p. 026, 2006. Citado 2 vezes nas páginas 74 e 103.
- SJOSTRAND, T.; MRENNA, S.; SKANDS, P. Z. A Brief Introduction to PYTHIA 8.1. Comput. Phys. Commun., v. 178, p. 852–867, 2008. Citado 2 vezes nas páginas 74 e 103.
- SLATYER, T. R. Indirect Detection of Dark Matter. In: Proceedings, Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics : Anticipating the Next Discoveries in Particle Physics (TASI 2016): Boulder, CO, USA, June 6-July 1, 2016. [S.l.: s.n.], 2018. p. 297–353. Citado na página 57.

- SRIRAMKUMAR, L. An introduction to inflation and cosmological perturbation theory. 2009. Citado na página 33.
- STRASSLER, M. Dark Matter: Now You See It, Now You Don't. 2012. Disponível em: <<https://profmattstrassler.com/2012/04/20/dark-matter-now-you-see-it-now-you-dont/>>. Acesso em: 19 abr. 2019. Citado 2 vezes nas páginas 10 e 29.
- SURVEY, T. 2dF G. R. The 2dF Galaxy Redshift Survey. 2011. Disponível em: <<https://www.roe.ac.uk/~jap/2df/>>. Acesso em: 17 abr. 2019. Citado 3 vezes nas páginas 11, 34 e 38.
- SWAIN, A. K.; KONAR, P. Mass determination and event reconstruction at Large Hadron Collider. Springer Proc. Phys., v. 174, p. 599–603, 2016. Citado na página 66.
- TANTAU, T. Graph Drawing in TikZ. Springer Berlin Heidelberg, Springer-Verlag, p. 517–528, 2013. Citado 2 vezes nas páginas 11 e 39.
- TEHRANI, N. A. et al. FCC-ee: Your Questions Answered. In: BLONDEL, A.; JANOT, P. (Ed.). CERN Council Open Symposium on the Update of European Strategy for Particle Physics (EPPSU) Granada, Spain, May 13-16, 2019. [S.l.: s.n.], 2019. Citado na página 64.
- TELESCOPE, S. Observations of the Outflow from an Active Galactic Nucleus. 2013. Disponível em: <<https://subarutelescope.org/Pressrelease/2013/02/18/index.html>>. Acesso em: 04 feb. 2019. Citado 2 vezes nas páginas 11 e 37.
- THE Higgs boson. Citado na página 58.
- The Nobel Prize. The Nobel Prize in Physics 2011. 2011. Disponível em: <<https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2011/summary/>>. Acesso em: 17 abr. 2019. Citado na página 35.
- TOVEY, D. R. On measuring the masses of pair-produced semi-invisibly decaying particles at hadron colliders. JHEP, v. 04, p. 034, 2008. Citado na página 105.
- TREMAINE, S.; GUNN, J. E. Dynamical role of light neutral leptons in cosmology. Phys. Rev. Lett., American Physical Society, v. 42, p. 407–410, Feb 1979. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.42.407>>. Citado na página 37.
- UNDAGOITIA, T. M.; RAUCH, L. Dark matter direct-detection experiments. J. Phys., G43, n. 1, p. 013001, 2016. Citado 2 vezes nas páginas 50 e 56.
- USAI, E. Boosted top: experimental tools overview. In: Proceedings, 7th International Workshop on Top Quark Physics (TOP2014): Cannes, France, September 28-October 3, 2014. [S.l.: s.n.], 2015. Citado na página 79.
- VALLE, J. W. F.; SINGER, M. Lepton Number Violation With Quasi Dirac Neutrinos. Phys. Rev., D28, p. 540, 1983. Citado na página 121.
- VEBERIC, D. Lambert W Function for Applications in Physics. Comput. Phys. Commun., v. 183, p. 2622–2628, 2012. Citado na página 45.
- VECMANIS, K. Using Hyperopt to Train Machine Learning Algorithm. 2017. Disponível em: <https://www.vanaurum.ai/code_portfolio/hyperopt-machine-learning-01/>. Acesso em: 04 feb. 2019. Citado na página 90.

- VOENA, C. Status and prospects of charged lepton flavor violation searches with the MEG-II experiment. PoS, NuFact2017, p. 104, 2017. Citado 3 vezes nas páginas 7, 8 e 132.
- WHITCOMB, K. M.; LATIMER, D. C. Scattering from a quantum anapole at low energies. Am. J. Phys., v. 85, p. 932, 2017. Citado na página 156.
- YAGUNA, C. E. Isospin-violating dark matter in the light of recent data. Phys. Rev., D95, n. 5, p. 055015, 2017. Citado na página 130.
- YALE. Annual Modulation of Dark Matter. 2019. Disponível em: <<https://cosine.yale.edu/about-us/annual-modulation-dark-matter>>. Acesso em: 17 abr. 2019. Citado 2 vezes nas páginas 13 e 54.
- ZEL'DOVICH, I. B. Electromagnetic interaction with parity violation. Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics, v. 6, p. 1184, 1958. Citado na página 94.
- Zwicky, F. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. Helvetica Physica Acta, v. 6, p. 110–127, 1933. Citado na página 28.

APÊNDICE

Propriedades do momento anapolar

A.1 Momentos para férmions de Majorana

Pode ser demonstrado que para um férmion de Majorana o único momento eletromagnético permitido, teoricamente, se trata do momento anapolar, isto é feito utilizando a condição deste férmion de ser a sua própria antipartícula, $\psi = \psi^c$ o que leva à igualdade $\bar{\psi}^c \Gamma \psi^c = \bar{\psi} \Gamma \psi$, onde $\Gamma \in \mathcal{S}$, tal que, \mathcal{S} é o conjunto de matrizes gamas, $\mathcal{S} = \{\mathbb{1}, \gamma^5, \gamma^\mu, \gamma^\mu \gamma^5, \sigma^{\mu\nu}\}$, assim

$$\begin{aligned}
 \bar{\psi}^c \Gamma \psi^c &= \left(-\psi^T \hat{C}^{-1}\right)_a \Gamma_{ab} \left(\hat{C} \bar{\psi}^T\right)_b = -\psi_d \left(i\gamma^0 \gamma^2\right)_{da} \Gamma_{ab} \left(-i\gamma^0 \gamma^2\right)_{bc} \bar{\psi}_c^T \\
 &= \left(\gamma^0 \gamma^2\right)_{da} \psi_d \bar{\psi}_c \Gamma_{ab} \left(\gamma^0 \gamma^2\right)_{bc} = \bar{\psi}_c \left(\gamma^0 \gamma^2\right)_{da} \Gamma_{ab} \left(\gamma^0 \gamma^2\right)_{bc} \psi_d \\
 &= \bar{\psi}_c \left(\gamma^0 \gamma^2\right)_{cb} \Gamma_{ab} \left(\gamma^0 \gamma^2\right)_{ad} \psi_d = \bar{\psi} \gamma^0 \gamma^2 \Gamma^T \gamma^0 \gamma^2 \psi \\
 &= -\bar{\psi} \gamma^2 \gamma^0 \Gamma^T \gamma^0 \gamma^2 \psi,
 \end{aligned} \tag{A.1}$$

dessa maneira, precisamos avaliar os resultados de $-\gamma^2 \gamma^0 \Gamma^T \gamma^0 \gamma^2$. Analisando $\Gamma = \mathbb{1}$, temos apenas o produto direto das matrizes gama, porém, aqui, este termo não é relevante (corresponde à interação de Yukawa). Em relação a $\Gamma = \gamma_5$, interação pseudoescalar, lembrando que $\gamma_5^T = \gamma_5$, é possível obter

$$-\gamma^2 \gamma^0 \gamma^5 \gamma^0 \gamma^2 = \gamma^2 \gamma^5 \gamma^2 = \gamma^5. \tag{A.2}$$

Para o caso $\gamma^{\mu T}$ utilizando a igualdade $\gamma^{\mu T} = \gamma^0 \gamma^2 \gamma^\mu \gamma^2 \gamma^0$, o resultado fica

$$-\gamma^2 \gamma^0 \gamma^{\mu T} \gamma^0 \gamma^2 = -\gamma^2 \gamma^0 \left(\gamma^0 \gamma^2 \gamma^\mu \gamma^2 \gamma^0\right) \gamma^0 \gamma^2 = -\gamma^\mu. \tag{A.3}$$

Quanto a $(\gamma^\mu \gamma^5)^T$, encontra-se

$$-\gamma^2 \gamma^0 \left(\gamma^\mu \gamma^5\right)^T \gamma^0 \gamma^2 = -\gamma^2 \gamma^0 \gamma^5 \left(\gamma^\mu\right)^T \gamma^0 \gamma^2 = -\gamma^5 (+\gamma^\mu) = \gamma^\mu \gamma^5. \tag{A.4}$$

Em resumo,

$$\bar{\psi}^c \Gamma \psi^c = \bar{\psi} \Gamma \psi = \begin{cases} +\bar{\psi} \psi, & \Gamma = \mathbb{1} \\ -\bar{\psi} \gamma^5 \psi, & \Gamma = \gamma^5 \\ -\bar{\psi} \gamma^\mu \psi, & \Gamma = \gamma^\mu \\ +\bar{\psi} \gamma^\mu \gamma^5 \psi, & \Gamma = \gamma^\mu \gamma^5 \\ -\bar{\psi} \sigma^{\mu\nu} \psi, & \sigma^{\mu\nu}. \end{cases} \quad (\text{A.5})$$

Ou seja o único momento eletromagnético não nulo, teoricamente, para um férmion de Majorana é o anapolar. Adicionado a isto é demonstrável que a interação anapolar viola a simetria de paridade, pois, no caso de $\hat{P} = i\gamma^0$,

$$\bar{\psi} \gamma^\mu \gamma^5 \psi \xrightarrow{\hat{P}} \bar{\psi} (-i\gamma^0) \gamma^\mu \gamma^5 (i\gamma^0) \psi = -\bar{\psi} \overbrace{\gamma^0 \gamma^\mu \gamma^0}^{\gamma^{\mu T} = \eta^{\mu\mu} \gamma^\mu} \gamma^5 \psi = -\eta^{\mu\mu} \bar{\psi} \gamma^\mu \gamma^5 \psi = \begin{cases} -\bar{\psi} \gamma^\mu \gamma^5 \psi, & \mu = 0 \\ \bar{\psi} \gamma^\mu \gamma^5 \psi, & \mu = 1, 2, 3. \end{cases} \quad (\text{A.6})$$

o que caracteriza a interação pseudovetorial.

A.2 Limite não relativístico da interação anapolar

Podemos aplicar o limite de baixas energias para a Lagrangiana 3.3 com objetivo de reproduzir o resultado da interação anapolar “clássica”, para isso, primeiramente, calculando o termo da corrente, seguindo como referência (PESKIN; SCHROEDER, 1995; WHITCOMB; LATIMER, 2017), a expansão feita na Eq.6.36 (da referência), temos

$$\begin{aligned} & \frac{g}{\Lambda^2} \bar{\chi} \gamma^\mu \gamma^5 \chi \\ &= \frac{g}{\Lambda^2} \sqrt{m} \left(\left(1 - \frac{\mathbf{p}' \cdot \boldsymbol{\sigma}}{2m} \right) \xi'^{\dagger} \quad \left(1 + \frac{\mathbf{p}' \cdot \boldsymbol{\sigma}}{2m} \right) \xi'^c \right) \begin{pmatrix} 0 & \mathbb{1} \\ \mathbb{1} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ -\sigma^i & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -\mathbb{1} & 0 \\ 0 & \mathbb{1} \end{pmatrix} \times \\ & \sqrt{m} \begin{pmatrix} \left(1 - \frac{\mathbf{p} \cdot \boldsymbol{\sigma}}{2m} \right) \xi \\ \left(1 + \frac{\mathbf{p} \cdot \boldsymbol{\sigma}}{2m} \right) \xi^{\dagger c} \end{pmatrix} \\ &= \frac{g}{\Lambda^2} 2m \left(\xi'^{\dagger} \sigma^i \xi \right), \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

aqui estamos utilizando as matrizes gama na base quiral. Sabendo que $\langle \hat{S}^i \rangle = 2m \frac{\boldsymbol{\sigma}}{2}$, onde $\boldsymbol{\sigma} = \xi'^{\dagger} \boldsymbol{\sigma}^i \xi$ são as matrizes de spin. Com relação ao campo $F_{\mu\nu}$, novamente calculando em relação ao termo de corrente, $\mu > 0$ temos, por exemplo

$$\partial^\nu F_{\mu\nu} = \partial_0 F^{01} + \partial_1 F^{11} + \partial_2 F^{21} + \partial_3 F^{31} = -\partial_t E_1 + (\nabla \times B)_1 = \mathbf{j}_1. \quad (\text{A.8})$$

incluindo as demais componentes e agregando a equação anterior com a Eq.(A.7) obtemos a relação

$$\frac{g}{\Lambda^2} \bar{\chi} \gamma^\mu \gamma^5 \chi \partial^\nu F_{\mu\nu} \xrightarrow{NR} \frac{g}{\Lambda^2} \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{j}. \quad (\text{A.9})$$

Fora do meio $|\mathbf{j}| = 0$, ou, de forma equivalente $q^2 = q_\mu q^\mu = 0$ ($\square A_\mu = 0$) o que significa que o fóton não tem massa, mas em um meio $q^2 \neq 0$.

De posse destes ingredientes finalizamos este apêndice.

APÊNDICE B

Função de três pontos

B.1 Funções $I_{f,3}^{(\pm)_1(\pm)_2}$

Com o objetivo de obter a contribuição de *loop*, Fig. 67, da Eq.(4.25) precisamos do termo correspondente ao propagador deste decaimento do múon, este fica contido em $A_{e\mu}^M \rightarrow I_{f,3}^{(\pm)_1(\pm)_2}$, dada em (LINDNER; PLATSCHER; QUEIROZ, 2018), que se trata de

$$\begin{aligned}
I_{f,3}^{(\pm)_1(\pm)_2} &\equiv I_{f,3} \left[m_i, (\pm)_1 m_j, (\pm)_2 m_{N_f}, m_W \right] \\
&= \int d^3 \mathbf{X} \left[-xz m_i^2 - xy m_j^2 + (1-x)m_W^2 + x m_{N_f}^2 \right]^{-1} \times \\
&\quad \times \left\{ -(\pm)_2 3(1-x) \frac{m_{N_f}}{m_i} + (y + 2z(1-x)) + (\pm)_1 \frac{m_j}{m_i} (z + 2y(1-x)) \right. \\
&\quad + \frac{m_i^2}{m_W^2} \left[x \left((\pm)_1 (1-y) \frac{m_j}{m_i} - z \right) \left(z + (\pm)_1 y \frac{m_j}{m_i} + (\pm)_2 \frac{m_{N_f}}{m_i} \right) \left((\pm)_1 y \frac{m_j}{m_i} - (1-z) \right) \right. \\
&\quad + xy \left(1 - (\pm)_2 \frac{m_{N_f}}{m_i} \right) \left(\frac{m_j^2}{m_i^2} (1-y) - z \right) \\
&\quad \left. \left. + xz \left(+(\pm)_1 \frac{m_j}{m_i} - (\pm)_2 \frac{m_{N_f}}{m_i} \right) \left((1-z) - y \frac{m_j^2}{m_i^2} \right) \right] \right\} \\
&\quad + m_W^{-2} \left[x(1-z) (\pm)_1 x(1-y) \frac{m_j}{m_i} - (\pm)_2 x \frac{m_{N_f}}{m_i} + y \left(1 - (\pm)_2 \frac{m_{N_f}}{m_i} \right) \right. \\
&\quad \left. + z \left((\pm)_1 \frac{m_j}{m_i} - (\pm)_2 \frac{m_{N_f}}{m_i} \right) \right] \\
&\quad - m_W^{-2} \left[(1-3x) \left((\pm)_2 \frac{m_{N_f}}{m_i} - (1-z) - (\pm)_1 (1-y) \frac{m_j}{m_i} \right) - xz - (\pm)_1 xy \frac{m_j}{m_i} \right. \\
&\quad \left. + \left((\pm)_2 \frac{m_{N_f}}{m_i} - 1 \right) (1-3y) \left((\pm)_2 \frac{m_{N_f}}{m_i} - (\pm)_1 \frac{m_j}{m_i} \right) (1+3z) \right] \times \\
&\quad \times \log \left(\frac{m_W^2}{-xz m_i^2 - xy m_j^2 + (1-x)m_W^2 + x m_{N_f}^2} \right) \tag{B.1}
\end{aligned}$$

sendo x , y e z os parâmetros de Feynman, capítulo 6 da referência (PESKIN; SCHROEDER, 1995), m_i e m_j correspondem ao fermion (real) inicial e final, além de m_W que refere-se ao

bóson carregado de gauge que entra no *loop*.