

Estudo da Produção de Monojatos no LHC como Sinal da Existência de Matéria Escura

Elison Barroso de Sousa, Eduardo de Moraes Gregores
Universidade Federal do ABC, Centro de Ciências Naturais e Humanas
(Dated: 12 de dezembro de 2018)

Neste estudo foram utilizados geradores de eventos para simular a produção de Matéria Escura em reações envolvendo aceleradores de partículas, em particular no colisor LHC do CERN. As reações foram simuladas com o Pythia, MadGraph e Delphes, sendo posteriormente analisadas com o ROOT. Foi possível identificar qualitativamente as regiões que detêm uma maior probabilidade de se encontrar o sinal quando comparado com o background.

I. INTRODUÇÃO

O acelerador de partículas *Large Hadron Collider* (LHC) da *European Organization for Nuclear Research* (CERN) [1] foi construído com o intuito de estudar as interações fundamentais da natureza. Por toda a extensão do LHC estão situados quatro experimentos: ALICE, ATLAS, CMS e LHCb. Um dos grandes marcos do CMS [2] foi a descoberta do bóson de Higgs [3], que por muito tempo foi considerado o maior desafio da Física Experimental de Altas Energias. Vale destacar que o experimento CMS foi projetado para ser uma máquina de descobertas, permitindo explorar e identificar eventos de uma nova física, além da prevista pelo Modelo Padrão (MP). Por essa razão, e aliado a uma série de indícios teóricos e observacionais, os experimentos do LHC estão empenhados em testar modelos teóricos além do MP. Dentre os mais promissores têm-se os modelos de Supersimetria e os modelos simplificados de Matéria Escura (ME).

Esta pesquisa tem como objetivo a realização de estudos relevantes para a procura por mono-X no LHC. Tais estudos tem como base os modelos simplificados que possuem um candidato a ME e um mediador. Processos com glúons foram estudados por serem relevantes para o caso em que o mediador se acopla preferencialmente aos quarks da terceira geração e em particular ao quark top, o que permitiu estudar os sinais gerados com falta de momento transversal contendo jatos.

A. MODELO PADRÃO

O Modelo Padrão das partículas fundamentais e suas interações é a teoria que descreve os fenômenos subnucleares. Ele tem sido amplamente confirmado pelos dados experimentais nas últimas décadas [4]. Este modelo e a teoria da relatividade geral constituem os pilares fundamentais da atual compreensão física da natureza. O MP possui duas partes, a primeira é a cromodinâmica quântica e a segunda o modelo eletro-fraco. Este modelo inclui o mecanismo de Higgs, que tem como consequência a existência de um escalar elementar chamado bóson de Higgs, a chave para explicar a origem da massa das partículas elementares da natureza [5].

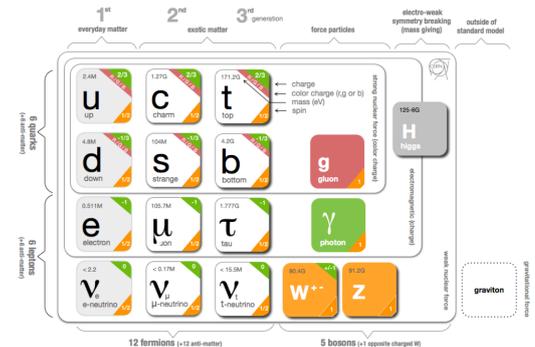


Figura 1. As partículas do Modelo Padrão. ^a

^a <https://webfest.web.cern.ch/content/standard-model-standard-infographic>.

Como a Figura 1 nos mostra, existem diversas partículas conhecidas. É importante notar que para cada uma delas há também uma antipartícula, não representada. As partículas do Modelo Padrão são classificadas em dois grupos: os bósons e os férmions.

Os férmions são as partículas que constituem a matéria. Eles são divididos em quarks e léptons. Existem seis “sabores” de quarks: up, down, charm, strange, top e o bottom. Os quarks são as partículas que formam os hádrons e são definidos por possuírem carga de cor. De forma semelhante à carga elétrica, a carga de cor possui estados definidos por vermelho, verde e azul. Entretanto, diferente de seus constituintes, os hádrons possuem carga de cor neutra, o que ocorre de duas formas distintas: um quark pode se juntar a um antiquark e formar mésons, ou três quarks (ou antiquarks) podem se unir para formar bárions. Quanto aos léptons, eles não possuem carga de cor. Entretanto, metade deles possuem carga elétrica; são o elétron e seus “análogos” mais pesados, o múon e o tau. Os demais léptons são chamados de neutrinos. Do mais leve ao mais pesado, são eles: o neutrino do elétron, o neutrino do múon e o neutrino do tau.

Os bósons são partículas responsáveis pelas interações. Eles são os mediadores de três das quatro interações fundamentais que se conhece. O fóton medeia a interação eletromagnética. O glúon medeia a interação forte, responsável pela interação entre os quarks. As partículas W e Z medeiam a interação fraca. O bóson de Higgs foi a

última partícula do modelo a ser descoberta. Sua função é fornecer massa às demais partículas do modelo. A interação gravitacional é a única não incluída no Modelo Padrão. Uni-la ao modelo é um atual desafio da física.

B. MATÉRIA ESCURA

Alguns modelos de ME procuram explicar, dentro da perspectiva da física de partículas, os fenômenos descritos por observações astronômicas que não encontram explicação dentro do conhecimento atual. Um exemplo claro destas observações astronômicas foi a realizada em 1933, por Fritz Zwicky [6], que notou que o aglomerado de galáxias Coma possuía uma massa gravitacional aproximadamente 400 vezes maior que a esperada para aquela luminosidade. Zwicky inferiu a existência de uma “Dunkle Materie”, ou Matéria Escura. Outro indício da existência de ME foi notado em 1974, por Ostriker, Yahil & Peebles [7]. Por meio da diferença no *Red Shift* eles verificaram uma certa peculiaridade ao medir as velocidades de rotação em galáxias espirais. Os resultados obtidos mostraram que a velocidade não decaí proporcionalmente à luminosidade, contrariando as leis desenvolvidas pelo astrônomo e matemático alemão Johannes Kepler. De forma resumida, a matéria que conseguimos ver não consegue explicar o fato de que a velocidade em locais periféricos é maior do que a esperada pela teoria.

Também é importante ressaltar que a partir de análises da radiação de micro-ondas de *background* feitas pela sonda WMAP da NASA [8], as características previstas para a ME foram confirmadas e as proporções de matéria no universo foram estimadas [9]. Segundo tais medidas, 4% do universo consiste em matéria usual e 24% consiste em ME. Os 72% de energia remanescentes são chamados de energia escura.

Sob as poucas informações que se tem, constroem-se os modelos atuais para ME. Neles, ela não interage com ondas eletromagnéticas, tampouco possui carga de cor ou carga elétrica, não é bariônica, não é relativística e deve ser estável. Considerando essas características, um novo tipo de partícula foi proposto, a WIMP (*Weakly Interacting Massive Particle*). Como o nome sugere, elas são partículas massivas que interagem apenas gravitacionalmente, com pouca intensidade. Para a formulação dos chamados modelos simplificados [10], além da ME possuir as características das WIMPs, deve existir uma nova partícula massiva que medeia a interação entre o MP e a ME. Desta forma, a busca por ME no LHC é feita por meio de sua produção associada à partículas do MP, tornando-as possivelmente identificáveis através do momento transversal faltante dessas reações. Tais buscas levam o nome de Mono-X, onde X pode representar jatos hadrônicos, fótons, bósons W, Z ou Higgs.

Embora não seja o objetivo desta pesquisa, existem abordagens alternativas aos modelos simplificados, descritos por *Effective Field Theories*. Contudo, vale ressaltar que ambas abordagens fundamentam-se apenas no

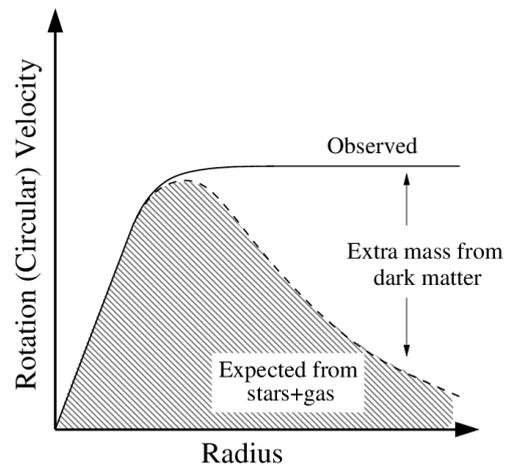


Figura 2. Representação da velocidade orbital de estrelas e nuvens de gás em função da distância ao centro da galáxia. Note que a velocidade não diminui ao aumentar a distância ao centro, contrariando o que era esperado. A discrepância entre as duas curvas indicam a presença de uma enorme quantidade de matéria não visível. ^a

^a <http://mosdef.astro.berkeley.edu/for-the-public/public/galaxy-masses>.

acoplamento do mediador com quarks da terceira geração, em particular com o quark top. Tal preferência é justificada devido à não observação da ME nas atuais colisões próton-próton do LHC - por serem eventos extremamente raros, é completamente plausível pressupor que tal produção esteja associada à partículas mais pesadas e com difícil produção.

No modelo simplificado utilizado neste trabalho [11], as partículas de ME (χ) são férmions de Dirac. Suas lagrangianas livres são:

$$\mathcal{L}_{free}^{DM} = \bar{\chi} (i\cancel{\partial} - m_{\chi}) \chi$$

Já o mediador, pode ser escolhido como um campo escalar (Y_0) ou um campo vetorial (Y_1). No caso escalar, que será estudado nessa pesquisa, a lagrangiana do mediador é:

$$\mathcal{L}_{free}^{Y_0} = \frac{1}{2} \left[(\partial_{\mu} Y_0)^2 - (m_{Y_0} Y_0)^2 \right]$$

Como a lagrangiana da interação entre Y_0 e os férmions do modelo padrão é dada preferencialmente com os quarks da terceira geração (em particular com o quark top), ela é normalizada pelo acoplamento de Yukawa ($y^f = \frac{m_f}{v}$).

$$\mathcal{L}_{SM}^{Y_0} = \sum_{f \text{ férmions}} \bar{f} \left(\frac{y^f g_v}{\sqrt{2}} \right) f Y_0 \cong \bar{t} \left(\frac{y^t g_t}{\sqrt{2}} \right) t Y_0$$

Considerando também a interação do mediador com a ME (χ) e o caso pseudo-escalar, i.e., o caso onde existe uma quebra na simetria de paridade, a lagrangiana da

interação se torna

$$\mathcal{L}_{DM}^{Y_0} = \bar{\chi} (g_{DM}^S + ig_{DM}^P \gamma^5) \chi Y_0$$

$$\mathcal{L}_{SM}^{Y_0} = \bar{t} \frac{y^t}{\sqrt{2}} (g_t^S + ig_t^P \gamma^5) t Y_0$$

A lagrangiana da natureza então seria:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + \bar{\chi} (i\not{\partial} - m_\chi) \chi + \frac{1}{2} \left[(\partial_\mu Y_0)^2 - (m_{Y_0} Y_0)^2 \right] - \bar{\chi} (g_{DM}^S + ig_{DM}^P \gamma^5) \chi Y_0 - \bar{t} \frac{y^t}{\sqrt{2}} (g_t^S + ig_t^P \gamma^5) t Y_0$$

É importante ressaltar que tanto as constantes de acoplamento quanto as variáveis do mediador e da ME podem ser extraídas de predições teóricas de modelos mais concretos [12].

C. CMS

O LHC é o maior e mais poderoso acelerador de partículas já construído. Ele acelera prótons em velocidades próximas da luz, colidindo-os em quatro localizações de seu anel de 27 km de extensão. Nestes quatro pontos, parte da energia é transformada em massa e é onde atuam os quatro principais experimentos do LHC, dentre eles, o *Compact Muon Solenoid* (CMS). Apesar da maioria das partículas produzidas nas colisões serem instáveis, elas se transformam rapidamente em partículas estáveis que podem ser detectadas. O CMS funciona identificando e medindo o momento e energia dessas partículas. Além do CMS possuir uma estrutura projetada para detectar múons, ele também detém um dos mais poderosos solenoides já construídos. Seus elementos medem as propriedades das partículas de diferentes formas. A primeira forma se dá através da deflexão das partículas. Cargas positivas e negativas defletem em trajetórias opostas, tornando possível a identificação da carga de cada partícula. Além disso é possível estimar o momento de cada uma delas, afinal, partículas com momento mais significativo devem defletir menos. A segunda forma de extrair as características das partículas se dá através do *tracking system*. Defletir partículas não é o suficiente, é necessário identificar precisamente o caminho feito pelas partículas defletidas. Feito de silício e constituído por aproximadamente 75 milhões de sensores eletrônicos organizados em camadas concêntricas, o *tracking system* é capaz de identificar as trajetórias das partículas carregadas quando elas o atravessam. Quando uma partícula carregada atravessa uma camada do *tracking system*, ela reage eletromagneticamente com o silício. Os impactos agrupados podem identificar a trajetória da partícula. A terceira forma de se obter informação se dá à partir da medição da energia das partículas produzidas. Essa medição é feita por dois tipos de calorímetros. O primeiro é o Calorímetro Eletromagnético (ECAL), responsável pela

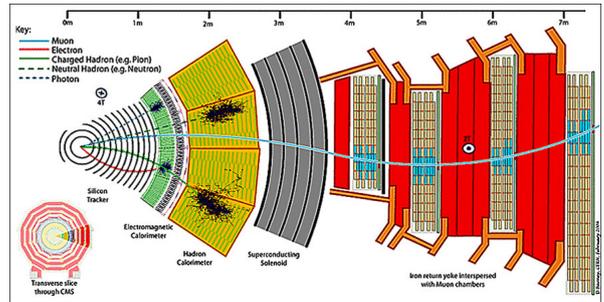


Figura 3. O detector CMS possui uma forma cilíndrica com inúmeras camadas concêntricas repletas de componentes. Esses componentes determinam as propriedades das partículas produzidas em cada colisão dos eventos. ^a

^a <https://cms.cern/detector>.

medição da energia de elétrons e fótons. O ECAL é constituído por tungstato de chumbo, um tipo de cristal que cintila quando elétrons ou fótons colidem com ele. Vale destacar que o ECAL detém completamente os elétrons e fótons, produzindo cintilações que são posteriormente transformadas em sinais elétricos amplificados possíveis de ser analisados. Após o ECAL, encontra-se o Calorímetro Hadrônico (HCAL), responsável por medir a energia dos hádrons. Ele consegue medir a posição, energia e tempo de chegada das partículas através de dois tipos de camadas alternadas, a de absorção e de cintilação. Fibras ópticas especiais coletam a luz produzida e analogamente ao ECAL convertem e amplificam o sinal. Vale ressaltar que a energia somada consecutivamente sob as camadas do HCAL constituem as chamadas *towers*. A última partícula que o CMS detecta é o múon. Os múons são partículas da família do elétron, embora eles sejam 200 vezes mais massivos. Essa massa é responsável pela não detecção nos calorímetros. Por essa razão eles possuem seus próprios detectores, as chamadas câmaras de múons. [13]

Medir a energia total das partículas detectáveis é um processo crítico, pois através dessa medição é possível obter indiretamente as informações de outras partículas que não deixam rastros no detector, como por exemplo, as de ME.

II. METODOLOGIA

Simulações foram realizadas utilizando modelos simplificados de ME implementados computacionalmente no MADGRAPH [14], que permite o encadeamento do cálculo dos elementos de matriz com a geração dos eventos de Monte Carlo em nível partônico e sua posterior hadronização nos estados finais através das rotinas do PYTHIA [15]. Posteriormente à produção dos estados finais, foi simulada a detecção das partículas com o DELPHES [16], uma estrutura em C++ que inclui um *tracking system* embutido em um campo magnético, calorímetros e um sistema de múons. O DELPHES é interfaceado com o for-

mato LHE e gera resultados observáveis como léptons isolados, energia transversal faltante e uma coleção de jatos, o que facilita eventuais análises com ROOT [17].

A Figura 4 é a representação de uma colisão $g + g \rightarrow t + \bar{t} + H$, onde os quarks top tiveram um decaimento hadrônico e o outro semi-leptônico. Observe que a parte dura do processo é realizada pelo MADGRAPH. Já o chuvaio partônico, a hadronização dos pártons, o decaimento hadrônico e as interações secundárias são realizadas pelo PYTHIA. A simulação da detecção é realizada pelo DELPHES.

A. MADGRAPH

O MADGRAPH é uma plataforma que permite o cálculo automatizado a nível de árvore (LO) e na aproximação seguinte (NLO) de seções de choque diferenciais e seu acoplamento com os chuvaios partônicos que lhe deram origem. O MADGRAPH, como um gerador de eventos em nível partônico, e o PYTHIA, como um gerador de estados finais de objetos detectáveis, podem também atuar de forma integrada. Assim, elementos de matriz exatos, a convolução com funções de estrutura hadrônica, decaimentos, hadronização dos pártons e a evolução do chuvaio partônico podem ser integrados, realizando os estágios básicos das simulações das reações a altas energias. Além disso o MADGRAPH é uma ferramenta consideravelmente fácil de se usar; com apenas poucas linhas é possível gerar o evento desejado.

As linhas a seguir são exemplos das utilizadas em uma simulação.

```
1 generate p p > z > mu+ mu-
2 output z
3 launch z
```

A primeira linha é para indicar o evento, neste caso foi escolhida a geração do bóson Z com posterior decaimento em um par de múons através de colisões próton-próton. A segunda linha cria a saída para o código que irá gerar o evento. Por fim, a terceira linha executa a simulação.

No MADGRAPH também é possível importar novos modelos físicos e realizar as devidas simulações. Para isso, antes das três linhas citadas acima, é necessário importar o modelo com o comando “**import model**”, precedido do nome do modelo. Atualmente, os modelos usados têm o formato Universal FEYNRULES Output (UFO), um modelo universal para geradores automáticos de elementos matriciais no nível de árvore. [18]

B. PYTHIA

O PYTHIA é um gerador de eventos de física de altas energias que inclui os modelos físicos capazes de simular os estados finais de eventos. Os modelos contidos neste programa derivam tanto da teoria como da fenomenologia da física de altas energias, fazendo com que ele seja

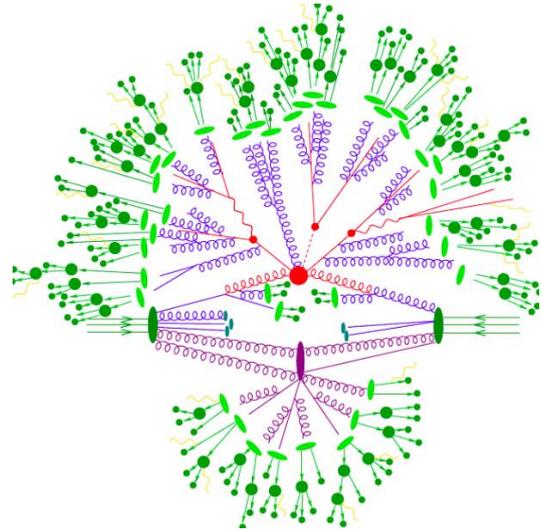


Figura 4. Representação de uma colisão. Geradores dos elementos de matriz simulam a parte “dura” do processo e são representados pela cor vermelha. A cor azul representa o chuvaio partônico produzido pela radiação de estados iniciais e finais. As interações secundárias são representadas pela cor roxa. A hadronização dos pártons é representada pela cor verde e o decaimento hadrônico instável pelo verde escuro. Por fim, a cor amarela representa a radiação eletromagnética da QED. ^a

^a <https://sciencenode.org/feature/sherpa-and-open-science-grid-predicting-emergence-jets.php>.

largamente utilizado por físicos do LHC devido à sua confiabilidade. A utilização de geradores ganha destaque na física experimental quando se passa a ter necessidade de testar modelos descritos pela teoria e testar novas estratégias de busca. A linguagem utilizada atualmente para gerar os eventos é o C++, e as simulações são garantidas pelas ferramentas que o Pythia oferece. O programa deve possuir três estágios principais:

Inicialização: Assim como qualquer programa em C++, deve conter todos os pacotes que serão utilizados declarados em um preâmbulo. Nesta etapa também cria-se a função principal que deverá conter o objeto Pythia com qual deseja-se trabalhar. Em seguida, definem-se os parâmetros iniciais da colisão; como energia do feixe, partículas que irão colidir, etc.

Loop: É a parte do programa que vai gerar o próximo evento dentro da simulação. É um procedimento que permite escolher a quantidade de eventos.

Finalização: Retorna o zero da função principal. Além disso, também disponibiliza algumas informações de fim de programa, como estatísticas e erros que ocorreram durante todo o processo da simulação.

C. DELPHES

O DELPHES é uma biblioteca em C++ capaz de simular a resposta de um detector em colisões próton-próton. A simulação inclui um *tracking system* imerso em um campo magnético, calorímetros hadrônicos e eletromagnéticos e um sistema de identificação de múons. Todos esses elementos são organizados concentricamente em uma simetria cilíndrica sob o eixo da colisão. O usuário pode especificar o volume do detector, a segmentação dos calorímetros e a força do campo magnético uniforme. O DELPHES é interfaceado no formato LHE e gera resultados observáveis como léptons isolados, energia transversal faltante e coleção de jatos. É importante destacar que o DELPHES conta com alguns pacotes externos. Por exemplo, o procedimento de formação dos jatos é realizado através do pacote FASTJET, que possui inúmeras ferramentas para manipulação de jatos. [19]

D. ROOT

O ROOT é uma ferramenta elaborada por pesquisadores do CERN. Ela foi iniciada devido a necessidade de novos métodos de programação para a analisar grandes quantidades de dados de forma mais simples. O ROOT permite a análise de dados através da construção de histogramas, gráficos e ajuste de curvas com eficiência e detalhes que facilitam todo o trabalho. A extração das características cinemáticas dos estados finais da reação se dá através da utilização de objetos da classe TTree. Objetos desta classe possuem uma lista de galhos independentes, cada galho (ou *branch*) tem uma própria definição e áreas de armazenamento temporário. Temos como exemplos de *branches* o momento transversal das partículas, o estado e a energia. Arquivos do tipo LHE foram propostos para armazenar informações dos processos produzidos por geradores de eventos da física de altas energias, e como já citado, o DELPHES trabalha interfaceado nesse tipo de arquivo, gerando *branches* para léptons isolados, energia transversal faltante e jatos.

A importância e utilidade do ROOT são ressaltadas quando em 4 de julho de 2012, toda a análise realizada e os gráficos dos experimentos do ATLAS e do CMS mostrando a descoberta do bóson de Higgs foram apresentados utilizando-se o ROOT [20].

III. RESULTADOS

Antes de iniciar o estudo da produção de monojetos como sinal da existência de ME, é fundamental verificar a correta instalação e utilização das ferramentas computacionais necessárias para essa simulação. Para tanto, essa pesquisa se dividiu em duas etapas: a verificação das ferramentas utilizadas e a simulação da produção de ME.

A. VERIFICAÇÃO

Com o intuito de verificar a correta instalação e manuseio dos geradores MADGRAPH e PYTHIA, foram realizadas simulações que fossem capaz de retornar valores já conhecidos experimentalmente. A simulação escolhida foi próton-próton, gerando um bóson Z com posterior decaimento em um par de múons. Já as grandezas escolhidas foram a massa e largura de decaimento. Portanto, extrair as variáveis cinemáticas dos múons que decaem do Z e construir um histograma com a massa invariante deles foi fundamental. Segundo a teoria, para extrair as informações do bóson Z é necessário fazer o ajuste da função Lorentziana nesse histograma. Este ajuste foi realizado conjuntamente com o estudo da mistura $Z + \text{fóton}$, conforme mostra a Figura 6.

Para confirmar se os valores obtidos correspondem com os mais atuais, eles foram comparados com os apresentados no PDG (Particle Data Group) [21] e como é possível notar na Tabela I, os valores obtidos pelo ajuste correspondem bem com o esperado. Com a correta instalação do MADGRAPH confirmada, resta continuar os estudos da produção de ME.

B. SIMULAÇÃO

O estudo da produção de monojetos no LHC como sinal da existência de ME foi baseado nas publicações mais recentes da colaboração CMS [22]. Como citado anteriormente, tais buscas incluem eventos com jatos provenientes de decaimentos hadrônicos dos bósons Z e W ; uma vez que tais eventos possuem jatos e energia transversal faltante. Essas publicações mostram que a significância de ambos é grande, i.e., aproximadamente 90% do *background* é proveniente exclusivamente deles. Portanto, foi necessário estimar um *background* que incluísse eventos com jatos provenientes do decaimento hadrônico dos bósons Z e W . As reações estudadas foram:

$$\begin{aligned} pp &\rightarrow Z + \text{jatos}, \text{ com } Z \rightarrow \nu\bar{\nu} \\ pp &\rightarrow W^+ + \text{jatos}, \text{ com } W^+ \rightarrow l^+\nu \\ pp &\rightarrow W^- + \text{jatos}, \text{ com } W^- \rightarrow l^-\bar{\nu} \end{aligned}$$

Para o sinal, foi simulada a reação próton-próton indo em jatos e o mediador da ME, que posteriormente decaiu nos dois férmions ($\chi\bar{\chi}$), conforme a Figura 7. É relevante ressaltar que $pp \rightarrow \chi\bar{\chi} + \text{jatos}$ não é limitada apenas por uma reação, sendo possível a sua produção através da colisão de glúons, quarks e suas combinações. Lembrando, claro, que o mediador de ME sempre deve estar associado ao quark top.

Agora que as reações já foram escolhidas, basta importar o novo modelo físico de ME no MADGRAPH e simular as colisões como se todas elas existissem na natureza. O modelo escolhido para ser importado nessa pesquisa foi o DMSimp_s_spin0 e ele encontra-se na referência [23].

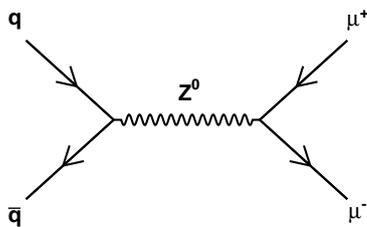


Figura 5. Diagrama típico da reação simulada na verificação.

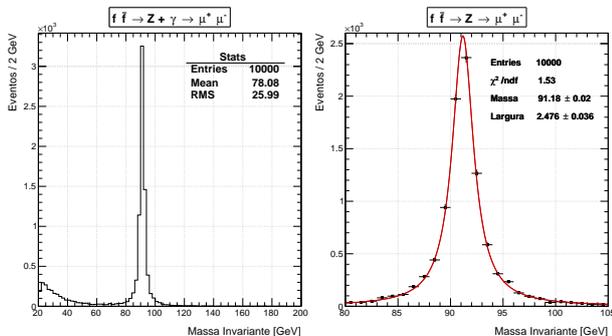


Figura 6. Massa invariante dos pares de múons e o ajuste da Lorentziana no pico do Z

É importante salientar que antes de gerar a simulação, o MADGRAPH disponibiliza uma lista de programas e ferramentas de análise para escolher. Todas as simulações nessa pesquisa foram realizadas utilizando o PYTHIA8 como programa para o chuva partônico e hadronização e o DELPHES como simulador do detector. Posteriormente à escolha dos programas, é possível definir os parâmetros de cada reação. A variedade de parâmetros é grande, sendo possível alterar desde o número de eventos desejado até o algoritmo de construção dos jatos. Para cada reação desta pesquisa foram simulados quarenta mil eventos, com uma energia de 13 TeV, um corte para o momento transversal dos jatos de 20 GeV e o algoritmo de construção de jatos Anti-KT [24], com $R = 0.5$. Para o sinal foi necessário incluir as partículas de ME no *Neutrino Filter* do *Delphes Card*. As constantes de acoplamento e a massa do mediador e das partículas de ME do arquivo UFO importado permaneceram inalteradas. Por fim, feitas as simulações e com as características cinemáticas dos estados finais das reações na padronização do Acordo de Les Houches [25], foi possível produzir as *Trees* do ROOT e estudar através de histogramas o comportamento dos eventos contendo os jatos.

Em um primeiro momento, foi interessante observar como os jatos estão sendo reconstruídos pelo DELPHES e principalmente se estão bem relacionados com as partículas de estado final geradas pelo PYTHIA. Como as variáveis indicadoras de posição do detector são a pseudo-rapidez η e o ângulo φ , foram comparadas as posições (φ, η) das partículas de estado final da *Tree* do PYTHIA com as posições dos jatos construídos pelo DELPHES.

	Massa [GeV]	Largura [GeV]
FIT	91.18 ± 0.02	2.48 ± 0.04
PDG	91.188 ± 0.002	2.495 ± 0.002

Tabela I. Valores obtidos para o Z e o apresentado no PDG.

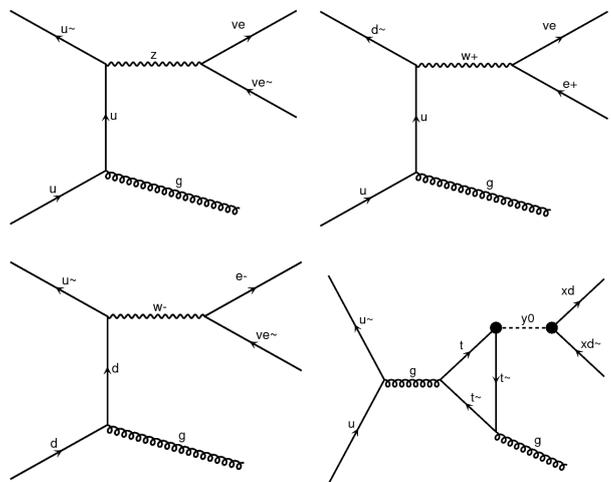


Figura 7. Diagramas de Feynman para algumas das reações do sinal e *background*.

Vale destacar que os eventos selecionados para essa análise foram os dos jatos com maior momento transversal e que além da posição (φ, η) , também foi levado em conta a energia de cada uma das partículas. Na Figura 8 é possível observar que os tamanhos das torres e dos quadrados representam a quantidade de energia depositada no detector.

Entretanto, o intuito desta pesquisa é estudar o comportamento do sinal e do *background*. Portanto, as distribuições de momento transversal dos jatos, a energia faltante e o número total de jatos produzidos nos eventos com os jatos de maior momento transversal foram levados em conta. Como trata-se de uma comparação de reações distintas, cada histograma gerado foi normalizado pela sua respectiva seção de choque e número total de eventos. Realizando a soma dos eventos pertencentes ao *background* e comparando-os com os eventos do sinal, foram obtidas as distribuições mostradas nas Figuras 9, 10 e 11.

IV. CONCLUSÃO

O primeiro elemento notável da análise se resume basicamente a raridade com que os eventos do sinal ocorrem quando comparados com os do *background*. Isso se dá principalmente pelo fato do sinal ter sido multiplicado por mil e mesmo assim permanecer menor que o *background* para maior parte do espaço de fase. Entretanto, isso já era esperado, uma vez que o modelo simplificado utilizado nesta pesquisa se baseia no acoplamento do me-

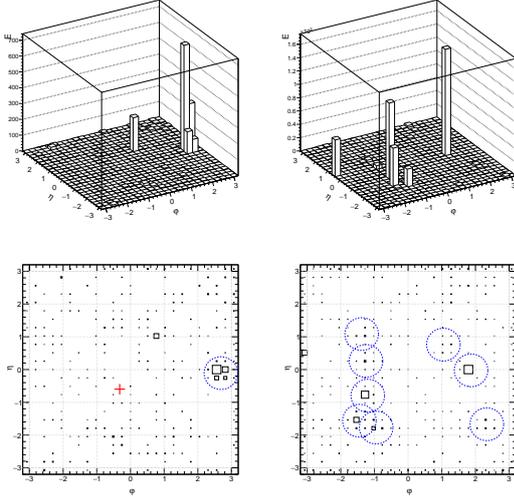


Figura 8. Representações da energia depositada no detector. Círculos caracterizam os jatos reconstruídos pelo DELPHES e a cruz a energia faltante da reação. À esquerda temos um evento com monojato e a direita os efeitos da inclusão de radiação proveniente dos estados iniciais e do chuveiro partônico.

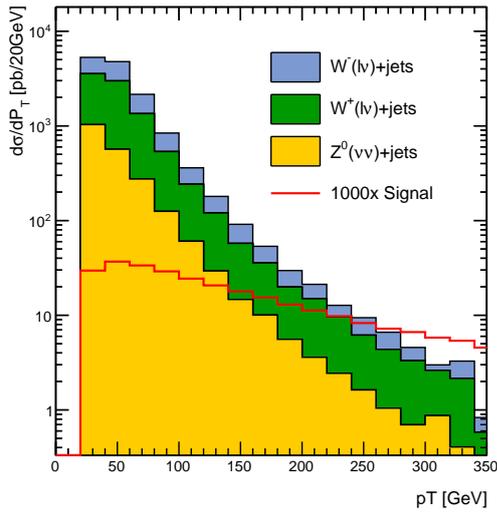


Figura 9. Distribuição do momento transversal dos jatos provenientes dos eventos do sinal e do *background*.

diador da ME com o quark top. Contudo, embora seja o esperado, tal afirmação apenas reforça a veracidade desta pesquisa, afinal, se a produção de partículas de ME fosse abundante no LHC, elas já teriam sido descobertas. O segundo ponto a ser levantado é que o sinal possui uma inclinação muito menor que o *background* nas Figuras 9 e 10. Esse é um forte indício de que a região do sinal é muito mais forte que o *background* em eventos cuja

energia faltante ou momento transversal são altamente energéticos. O terceiro ponto é observado na Figura 11, onde percebe-se que para eventos com mais jatos, a re-

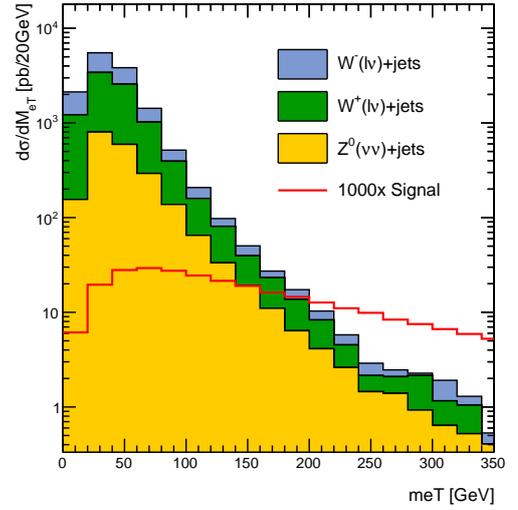


Figura 10. Distribuição da energia faltante nos eventos do sinal e do *background* que continham pelo menos um jato.

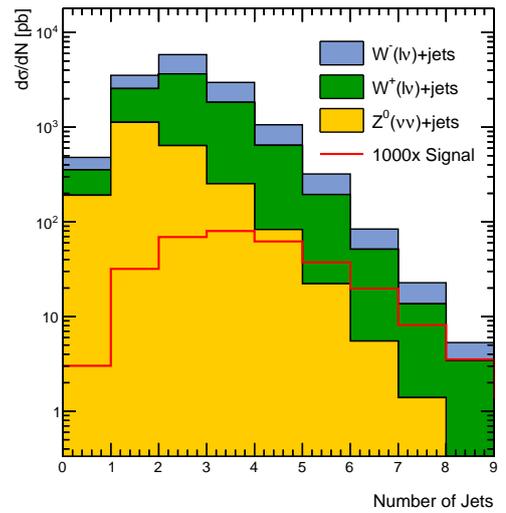


Figura 11. Distribuição do número total de jatos nos eventos do sinal e do *background*.

ção do sinal é pouco menor que o *background*. Logo, é possível concluir que os eventos que possuem mais jatos e que tenham momento transversal e energia faltante altamente energéticos, detêm uma maior probabilidade de se encontrar o sinal quando comparado com o *background*.

-
- [1] CERN: The European Organization for Nuclear Research, <http://public.web.cern.ch/public/Welcome.html>.
- [2] SPRACE: São Paulo Research and Analysis Center, <http://www.sprace.org.br/SPRACE>.
- [3] S. Chatrchyan et al. [CMS Collaboration], “*Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*”, Physics Letters B716, 30 (2012).
- [4] SPRACE: São Paulo Research and Analysis Center, <https://www.sprace.org.br/divulgacao/o-que-e-o-modelo-padrao>.
- [5] Pimenta, J.J.M.; Belussi, L.F.B.; Natti, E.R.T. and Natti, P.L. “*O bóson de Higgs*” Rev. Bras. Ensino Fis. 2013, vol.35, n.2, pp.1-14. ISSN 1806-1117. <http://dx.doi.org/10.1590/S1806-11172013000200006>.
- [6] F. Zwicky, “*Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln*”, Acta Physica Helvetica 6, 110 (1933).
- [7] J. P. Ostriker, P. J. E. Peebles e A. Yahil, “*The size and mass of galaxies, and the mass of the universe*”, Astrophysical Journal 193, L1 (1974).
- [8] WMAP Collaboration, “*Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Three Year Results: Implications for Cosmology*”, Astrophysical Journal Suppl. 170, 377 (2007).
- [9] M. Peskin, “*Dark Matter and Particle Physics*”, J. Phys. Soc. Jap. 76, 111017 (2007).
- [10] J. Abdallah et al., “*Simplified Models for Dark Matter and Missing Energy Searches at the LHC*”, (2014), arXiv:1409.2893 [hep-ph].
- [11] O. Mattelaer e E. Vryonidou, “*Dark matter production through loop-induced processes at the LHC: the s-channel mediator case*”, Eur. Phys. J. C 75, no. 9, 436 (2015), arXiv:1508.00564 [hep-ph].
- [12] Buckley, Matthew & Feld, David & Goncalves, Dorival. “*Scalar Simplified Models for Dark Matter*”. Physical Review D 91, 10.1103 (2014).
- [13] The CMS collaboration, “About CMS”. <https://cms.cern/detector>
- [14] MADGRAPH5: <http://madgraph.hep.uiuc.edu>.
- [15] T. Sjöstrand, S. Mrenna and P. Skands, JHEP05 026 (2006); Idem, Comput. Phys. Comm. 178 (2008) 852., <http://home.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html>.
- [16] The DELPHES collaboration, de Favereau, J., Delaere, C. et al. J. High Energ. Phys. (2014) 2014: 57. [https://doi.org/10.1007/JHEP02\(2014\)057](https://doi.org/10.1007/JHEP02(2014)057).
- [17] ROOT: A Data Analysis Framework, R. Brun e F. Rademakers, Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. A389, 81 (1997). <http://root.cern.ch/>
- [18] C. Degrande, C. Duhr, B. Fuks, D. Gelscheid, O. Mattelaer, T. Reiter, “*UFO - The Universal FeynRules Output*”, arXiv:1108.2040.
- [19] M. Cacciari, G.P. Salam and G. Soyez, Eur.Phys.J. C72 1896 (2012), arXiv:1111.6097.
- [20] ROOT: A Data Analysis Framework, “*Higgs plots*” <https://root.cern.ch/higgs-plots>.
- [21] C. Patrignani et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C40, 100001 (2016) and 2017 update.
- [22] The CMS collaboration, Sirunyan, A.M., Tumasyan, A. et al. J. High Energ. Phys. (2018) 2018: 27. [https://doi.org/10.1007/JHEP06\(2018\)027](https://doi.org/10.1007/JHEP06(2018)027).
- [23] FeynRules Files: <http://feynrules.irmp.ucl.ac.be/wiki/DMSimp>.
- [24] M. Cacciari, G. P. Salam and G. Soyez, “*The anti-kt jet clustering algorithm*”, JHEP 04 (2008) 063, arXiv:0802.1189.
- [25] J. Alwall et al., “*A standard format for Les Houches Event Files*”, (2006), arXiv:0609017 [hep-ph].