



Universidade do Estado do Rio de Janeiro
Centro de Tecnologia e Ciências
Instituto de Física Armando Dias Tavares

Thales Menezes de Oliveira

**Identificação de pares de fótons utilizando informações aneladas
de calorimetria para a busca por ALPs no ATLAS**

Rio de Janeiro

2021

Thales Menezes de Oliveira

Identificação de pares de fótons utilizando informações aneladas de calorimetria para a busca por ALPs no ATLAS



Dissertação apresentada, como requisito parcial para obtenção do título de Mestre, ao Programa de Pós-Graduação em Física, da Universidade do Estado do Rio de Janeiro.

Orientadora: Prof.^a Dra. Marcia Begalli

Coorientadora: Prof.^a Dra. Yara do Amaral Coutinho

Rio de Janeiro

2021

CATALOGAÇÃO NA FONTE
UERJ/ REDE SIRIUS / BIBLIOTECA CTC/D

O48i Oliveira, Thales Menezes de.
Identificação de pares de fótons utilizando informações aneladas de calorimetria para a busca por ALPs no ATLAS / Thales Menezes de Oliveira. - 2021.
170 f. : il.

Orientadora: Marcia Begalli.
Coorientadora: Yara do Amaral Coutinho.
Dissertação (mestrado) - Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Instituto de Física Armando Dias Tavares.

1. Fótons – Aprendizado do computador - Teses. 2. Higgs, Bósons de – Teses. 3. Áxions – Teses. 4. Modelo padrão (Física nuclear) – Teses. 5. Calorimetria – Teses. I. Begalli, Marcia. II. Coutinho, Yara do Amaral. III. Universidade do Estado do Rio de Janeiro. Instituto de Física Armando Dias Tavares. IV. Título.

CDU 539.122:004.85

Bibliotecária: Teresa da Silva CRB7/5209

Autorizo, apenas para fins acadêmicos e científicos, a reprodução total ou parcial desta dissertação, desde que citada a fonte.

Assinatura

Data

Thales Menezes de Oliveira

Identificação de pares de fótons utilizando informações aneladas de calorimetria para a busca por ALPs no ATLAS

Dissertação apresentada, como requisito parcial para obtenção do título de Mestre, ao Programa de Pós-Graduação em Física, da Universidade do Estado do Rio de Janeiro.

Aprovada em 20 de Agosto de 2021.

Banca Examinadora:

Prof.^a Dra. Marcia Begalli (Orientadora)
Instituto de Física Armando Dias Tavares - UERJ

Prof.^a Dra. Yara do Amaral Coutinho (Coorientadora)
Universidade Federal do Rio de Janeiro

Prof.^a Dra. Helena Malbouisson
Instituto de Física Armando Dias Tavares - UERJ

Prof. Dr. Wagner de Paula Carvalho
Instituto de Física Armando Dias Tavares - UERJ

Prof. Dr. Marco Leite Lisboa
Universidade de São Paulo

Prof. Dr. André Nepomuceno
Universidade Federal Fluminense

Rio de Janeiro

2021

AGRADECIMENTOS

Gostaria de realizar um agradecimento especial a minha família, em particular a minha mãe e meu pai, por me proporcionarem as ferramentas necessárias para a minha evolução no mundo acadêmico, para o qual este texto corresponde à mais um passo na direção de meus objetivos.

Gostaria também de agradecer as minhas orientadoras Yara do Amaral Coutinho e Marcia Begalli, que me acompanham desde o começo de minha graduação, na qual eu iniciei a minha jornada no mundo da física de partículas e altas energias, e minha colaboração com o Experimento ATLAS.

Aos professores Bertrand Laforge, pela proposição deste trabalho, e José Seixas, pelo apoio no desenvolvimento e discussões semanais. As reuniões realizadas para o desenvolvimento deste trabalho me propiciaram uma experiência bastante proveitosa em um grupo de física no Experimento ATLAS. Cabe aqui também um agradecimento a Alexander Leopold, Juan Lieber e Micael Araújo, pela ajuda e discussões referentes a parte operacional necessária.

Gostaria de realizar um agradecimento especial a Mariana Soeiro pela companhia e aprendizado em minhas experiências, em especial para com este trabalho e tudo o que o envolveu.

O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) - Código de Financiamento 001.

RESUMO

OLIVEIRA, T.M. *Identificação de pares de fótons utilizando informações aneladas de calorimetria para a busca por ALPs no ATLAS*. 2021. 170 f. Dissertação (Mestrado em Física) – Instituto de Física Armando Dias Tavares, Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2021.

Apesar de todo o sucesso do Modelo Padrão (MP) na física de partículas, diversos fenômenos continuam não resolvidos, entre eles, vale destacar, a assimetria bariônica, a natureza da matéria escura e o problema CP forte. Estas questões levantam a ideia de que qualquer desvio entre as previsões do MP e as medidas experimentais, abre espaço para contribuições de nova física, onde partículas menos estabelecidas, como o bóson de Higgs podem desempenhar papel importante na relação entre a matéria ordinária e aquela não carregada para as interações do MP. Para modelos estendidos, como os de dois dubletos de Higgs, ou 2HDM, novas análises para os decaimentos exóticos do bóson de Higgs do MP, em estados mais leves, podem ser estudadas no LHC, em especial com partículas do tipo axion, e suas generalizações, que podem ser consideradas como candidatos a matéria escura. Embora bem motivado, o estudo do decaimento de escalares leves em pares de fótons é afetado pela resolução angular dos detectores. Para partículas leves e com um grande fator de boost ($\beta_a \approx 1$), a produção de fótons ocorre com um pequeno ângulo de abertura, de forma que a granularidade das células do detector do ATLAS pode não permitir a separação em dois objetos. Para lidar com a limitação de resolução, técnicas que envolvem a descrição dos desenvolvimentos lateral e longitudinal dos chuveiros destes fótons se faz proveitosa. A técnica de deposição de energia em anéis, ou de anelamento, utiliza-se da estrutura cônica do chuveiro, para o fornecimento de informações com relação às características dos fótons que produzem estes chuveiros. Este trabalho está sendo desenvolvido em colaboração com grupo H/ γ do ATLAS, liderado pelo Prof. Bertrand Laforge, LPNHE (Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Énergies). Este projeto tem como objetivo o desenvolvimento de uma ferramenta baseada em técnicas de *Machine Learning* para a identificação de pares de fótons, utilizando a informação dos anéis das duas células mais energéticas de um dado *cluster*, como *input*. Para a preparação dos dois conjuntos, o algoritmo de construção de anéis, presente na seção de reconstrução do *framework* Athena, fora adaptado para tal propósito. Para este estudo foram utilizadas amostras de fótons isolados, e provenientes do decaimento de um méson π^0 , de forma a “simular” o decaimento de uma partícula leve, como o ALP, em um par de fótons. Neste estudo foram avaliadas as performances de diferentes modelos de *AutoEncoders*, redes neurais desenvolvidas para tarefas de reconstrução. A abordagem de duas sementes e a aplicação de redes neurais, podem ser utilizadas para o aperfeiçoamento dos algoritmos de reconstrução de fótons e jatos, no Experimento ATLAS, bem como para análises envolvendo decaimentos de novas partículas em pares de fótons, acompanhando os estudos atuais envolvendo a detecção da matéria escura nos aceleradores.

Palavras-chave: Fótons. Partículas do tipo áxion. Experimento ATLAS. Redes Neurais.

ABSTRACT

OLIVEIRA, T.M. *Photons' pair identification using ringed calorimetry information for ALP search in ATLAS*. 2021. 170 f. Dissertação (Mestrado em Física) – Instituto de Física Armando Dias Tavares, Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2021.

Despite all the success of the Standard Model (SM) in particle physics, several phenomena remain unresolved, among them, it is worth mentioning, the baryonic asymmetry, the nature of the dark matter and the strong CP problem. These questions raise the idea that any deviation between the SM predictions and the experimental measurements opens room for new physics contributions. In this sense, less established particles such as the Higgs boson can have an important role in the relationship between ordinary and the matter which is uncharged for the SM interactions. For extended models, such as Two-Higgs doublet, 2HDM, new analyses for the exotic decays of the MP Higgs boson, in lighter states, can be studied at the LHC, especially with axion-like particles, and their generalizations, which can be considered as dark matter candidates. Although well motivated, the study of the decay of light scalars into photon pairs is affected by the angular resolution of the detectors. For light particles with a large boost factor ($\beta_a \approx 1$), photon production occurs with a small opening angle, so the granularity of the ATLAS detector cells does not allow separation into two objects. To deal with the limitation on the resolution, techniques that involve the description of the lateral and longitudinal developments of the showers of these photons are useful. The technique of deposition of energy in rings, or annealing technique, exploits the conical structure of the shower development, to provide information regarding the characteristics of the photons that produce these showers. This work is being developed in collaboration with the H/ γ ATLAS group, led by Prof. Bertrand Laforge from the LPNHE (Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Énergies). The project aims to develop a tool based on Machine Learning techniques for the identification of photon pairs, using information from the rings of the two most energetic cells of a given cluster, such as input. For the preparation of the two sets, the rings building algorithm, stored in the reconstruction section of the Athena framework, was adapted for this purpose. For this study samples of isolated photons, and from the decay of a π^0 meson were used, in order to “simulate” the decay of a light particle, such as ALP, in a photon pair. In this study, the performances of different models of *AutoEncoders*, neural networks developed for reconstruction tasks, were evaluated. The two seeds approach and the application of neural networks can be used to improve the photon and jet reconstruction algorithms in the ATLAS Experiment. It can be also used for analyses with decays of new particles in photon pairs, following the current studies involving the detection of dark matter in accelerators.

Keywords: Photons. Axion-Like-Particle. ATLAS Experiment. Neural Networks.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1	- Modelo Padrão das partículas elementares.	20
Figura 2	- Diagramas de primeira ordem em loops que contribuem para o momento magnético anômalo do múon.	35
Figura 3	- Diagramas de Feynman contribuintes para o canal $H \rightarrow Z\gamma$	37
Figura 4	- Razões de ramificação para um bóson de Higgs de massa 125 GeV.	38
Figura 5	- Razão entre os limites observados e esperados para a seção de choque de produção para o decaimento de um bóson de Higgs padrão no canal $H \rightarrow Z\gamma$ e o valor previsto pelo MP.	39
Figura 6	- A razão $\Gamma(h \rightarrow Za)/\Gamma(h \rightarrow Z\gamma)_{SM}$ como função do acoplamento entre o bóson Z e o Higgs, para diferentes valores de massa da partícula a	41
Figura 7	- Complexo de aceleradores do CERN, com destaque para o LHC, e seus quatro experimentos principais.	42
Figura 8	- Número médio de interações por <i>bunch crossing</i> , ao longo dos anos.	44
Figura 9	- Experimento ATLAS e seus detectores.	46
Figura 10	- Sistema de coordenadas cilíndricas, baseada nos ângulos azimutal (ϕ) e polar (θ), do detector ATLAS.	47
Figura 11	- Sistema magnético do Experimento ATLAS.	50
Figura 12	- Detector Interno (ID) e seus subsistemas.	50
Figura 13	- Calorímetros do Experimento ATLAS.	58
Figura 14	- Esquema de um módulo do LAr, com a sua segmentação em termos de η e ϕ , e comprimento em termos de X_0	59
Figura 15	- Espectrômetro de Múons e seus subsistemas.	62
Figura 16	- Um aglomerado de células, ou <i>cluster</i> , construído a partir do esquema 4-2-0.	65
Figura 17	- Probabilidade de conversão de um fóton em função da sua distância ao tubo do feixe para diferentes valores de η	67
Figura 18	- Esquema para a ilustração para o formato anelado das deposições de energia.	69
Figura 19	- Esquema de funcionamento do algoritmo de anelamento para a extração da base de informação anelada.	72
Figura 20	- Histograma ROOT com a variável <i>ringsE</i> , obtida do container de <i>RingSets</i>	78
Figura 21	- Perfil de deposição média de energia por anel para $E_\gamma < 100$ GeV, para candidatos a fótons provenientes da amostra de π^0	82
Figura 22	- Perfil de deposição média de energia por anel para $E_\gamma > 100$ GeV, para candidatos a fótons provenientes da amostra de π^0	83

Figura 23 - Perfil de deposição média de energia por anel para $ \eta < 1,37$, para candidatos a fótons provenientes da amostra de π^0	85
Figura 24 - Perfil de deposição média de energia por anel para $1,37 < \eta < 4,9$, para candidatos a fótons provenientes da amostra de π^0	86
Figura 25 - Perfil de deposição média de energia por anel para $E_\gamma < 100$ GeV, para candidatos a fótons provenientes da amostra de <i>single-γ</i>	88
Figura 26 - Perfil de deposição média de energia por anel para $E_\gamma > 100$ GeV, para candidatos a fótons provenientes da amostra de <i>single-γ</i>	89
Figura 27 - Perfil de deposição média de energia por anel para $ \eta < 1,37$, para candidatos a fótons provenientes da amostra de <i>single-γ</i>	90
Figura 28 - Perfil de deposição média de energia por anel para $1,37 < \eta < 4,9$, para candidatos a fótons provenientes da amostra de <i>single-γ</i>	91
Figura 29 - Correlação entre a energia do candidato a fóton e da sua representação em anéis, para candidatos provenientes da amostra de π^0 , com $E_\gamma < 100$ GeV.	94
Figura 30 - Correlação entre a energia do candidato a fóton e da sua representação em anéis, para candidatos provenientes da amostra de π^0 , com $E_\gamma > 100$ GeV.	95
Figura 31 - Correlação entre a energia do candidato a fóton e da sua representação em anéis, para candidatos provenientes da amostra de <i>single-γ</i> , com $E_\gamma < 100$ GeV.	96
Figura 32 - Correlação entre a energia do candidato a fóton e da sua representação em anéis, para candidatos provenientes da amostra de <i>single-γ</i> , com $E_\gamma > 100$ GeV.	97
Figura 33 - Correlação entre a energia do candidato a fóton e da sua representação em anéis, para candidatos provenientes da amostra de π^0 , com $ \eta < 1,37$	99
Figura 34 - Correlação entre a energia do candidato a fóton e da sua representação em anéis, para candidatos provenientes da amostra de π^0 , com $ \eta > 1,37$	100
Figura 35 - Correlação entre a energia do candidato a fóton e da sua representação em anéis, para candidatos provenientes da amostra de <i>single-γ</i> , com $ \eta < 1,37$	101
Figura 36 - Correlação entre a energia do candidato a fóton e da sua representação em anéis, para candidatos provenientes da amostra de <i>single-γ</i> , com $ \eta > 1,37$	102
Figura 37 - Esquema da composição de um <i>Autoencoder</i> , com as suas funções de codificação e decodificação, juntamente com a camada de gargalo (<i>bottleneck</i>).	104

Figura 38 - Resultados para a saída de cada um dos modelos, juntamente com a representação de entrada. Os resultados são mostrados para cada um dos <i>splits</i> da validação cruzada, para a semente 1.	111
Figura 39 - Resultados para a saída de cada um dos modelos, juntamente com a representação de entrada. Os resultados são mostrados para cada um dos <i>splits</i> da validação cruzada, para a semente 2.	112
Figura 40 - Comparação dos resultados médios, entre os cinco <i>splits</i> , para cada um dos modelos, juntamente com a representação de entrada, representada pela distribuição em preto.	113
Figura 41 - Distribuição do erro de reconstrução para cada anel, para os 5 modelos. Os resultados são mostrados para cada uma dos <i>splits</i> da validação cruzada, para a semente 1.	114
Figura 42 - Distribuição do erro de reconstrução para cada anel, para os 5 modelos. Os resultados são mostrados para cada uma dos <i>splits</i> da validação cruzada, para a semente 2.	115
Figura 43 - Distribuição do erro de reconstrução relativo para cada anel, para os 5 modelos. Os resultados são mostrados para cada uma dos <i>splits</i> da validação cruzada, para a semente 1.	117
Figura 44 - Distribuição do erro de reconstrução relativo para cada anel, para os 5 modelos. Os resultados são mostrados para cada uma dos <i>splits</i> da validação cruzada, para a semente 2.	118
Figura 45 - Esquema das camadas do LAr, e o desenvolvimento do chuveiro eletromagnético para <i>prompt</i> e <i>fake</i> fótons.	146
Figura 46 - Ilustração das variáveis discriminantes utilizadas para a identificação dos fótons.	149
Figura 47 - Correlação entre a energia do candidato a fóton e da sua representação em anéis, para candidatos provenientes da amostra de π^0 , com $E_\gamma < 100$ GeV.	152
Figura 48 - Correlação entre a energia do candidato a fóton e da sua representação em anéis, para candidatos provenientes da amostra de π^0 , com $E_\gamma > 100$ GeV.	153
Figura 49 - Correlação entre a energia do candidato a fóton e da sua representação em anéis, para candidatos provenientes da amostra de <i>single-γ</i> , com $E_\gamma < 100$	154
Figura 50 - Correlação entre a energia do candidato a fóton e da sua representação em anéis, para candidatos provenientes da amostra de <i>single-γ</i> , com $E_\gamma > 100$ GeV.	155
Figura 51 - Correlação entre a energia do candidato a fóton e da sua representação em anéis, para candidatos provenientes da amostra de π^0 , com $ \eta < 1.37$	157

Figura 52 - Correlação entre a energia do candidato a fóton e da sua representação em anéis, para candidatos provenientes da amostra de π^0 , com $ \eta > 1.37$.	158
Figura 53 - Correlação entre a energia do candidato a fóton e da sua representação em anéis, para candidatos provenientes da amostra de <i>single-γ</i> , com $ \eta < 1.37$.	159
Figura 54 - Correlação entre a energia do candidato a fóton e da sua representação em anéis, para candidatos provenientes da amostra de <i>single-γ</i> , com $ \eta > 1.37$.	160
Figura 55 - Erro de treinamento para cada um dos <i>splits</i> , para cada um dos modelos, da validação cruzada, para a semente 1.	162
Figura 56 - Erro de treinamento para cada um dos <i>splits</i> , para cada um dos modelos, da validação cruzada, para a semente 2.	163
Figura 57 - Esquema de uma rede neural artificial com duas camadas escondidas.	165

LISTA DE TABELAS

Tabela 1	- Descrição das amostragens longitudinais dos calorímetros eletromagnético e hadrônico, seguindo a nomenclatura padrão do ATLAS. A tabela ainda contém os passos de anelamento $h_{\eta,l}$ e $h_{\phi,l}$, assim como a quantidade de anéis para cada uma das camadas.	70
Tabela 2	- Amostras de dados para os processos $single-\gamma$ e π^0	79
Tabela 3	- Valores médios de R para as amostras de π^0 e $single-\gamma$, para os intervalos de energia definidos na seção 7.1.	93
Tabela 4	- Valores médios de R para as amostras de π^0 e $single-\gamma$, para os intervalos de $ \eta $ definidos na seção 7.2.	98
Tabela 5	- Arquitetura dos modelos de AEs utilizados.	107
Tabela 6	- Separação dos dados para os conjuntos de treino, validação e teste, incluindo os dados das amostras de π^0 e $single-\gamma$	109
Tabela 7	- Erro de reconstrução sobre todos os anéis, para a primeira semente $seed1$.	116
Tabela 8	- Erro de reconstrução sobre todos os anéis, para a primeira semente $seed2$.	116
Tabela 9	- Erro de reconstrução relativo para os dois primeiros anéis das camadas PS, EM1 e EM2, e do primeiro anel para as camadas hadrônicas e a EM3. A coluna denominada <i>input</i> , refere-se ao valor médio da fração de energia do anel. Os resultados desta tabela foram obtidos para a primeira semente ($seed1$).	119
Tabela 10	- Erro de reconstrução relativo para os dois primeiros anéis das camadas PS, EM1 e EM2, e do primeiro anel para as camadas hadrônicas e a EM3. O coluna denominada <i>input</i> , refere-se ao valor de médio de entrada para o anel. Os resultados desta tabela foram obtidos para a segunda semente ($seed2$).	120
Tabela 11	- Definição do tamanhos $\Delta\eta \times \Delta\phi$ dos <i>clusters</i> para os candidatos a elétrons e fótons.	143
Tabela 12	- Valores médios de R para as amostras de π^0 e $single-\gamma$, para os intervalos de energia definidos na seção 7.1	151
Tabela 13	- Valores médios de R para as amostras de π^0 e $single-\gamma$, para os intervalos de $ \eta $ definidos na seção 7.2	156

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

QFT	Quantum Field Theory
2HDM	Two-Higgs Doublet Model
SUSY	Supersymmetry
CDM	Cold Dark Matter
WDM	Warm Dark Matter
HDM	Hot Dark Matter
MP	Modelo Padrão
SM	Standard Model
BSM	Beyond Standard Model
ALP	Axion-Like Particle
EWBG	Electroweak Baryogenesis
EWSB	Electroweak Symmetry Breaking
CP	Charge-Parity
PQ	Peccei-Quinn
WIMP	Weakly Interacting Massive Particles
LSS	Large Scale Structure
SN	Supernovae
HB	Horizontal Branch
LSW	Light Shining Through Wall
BR	Branching Ratio
VEV	Vacuum Expectation Value
LLP	Long Lived Particle
SSB	Spontaneous Symmetry Breaking
ESB	Explicit Symmetry Breaking
QCD	Quantum Chromodynamics
QED	Quantum Electrodynamics
GUT	Grand Unification Theory
CERN	European Laboratory for Particle Physics
LHC	Large Hadron Collider
ATLAS	A Toroidal LHC Apparatus
CMS	Compact Muon Solenoid
ALICE	A Large Ion Collider Experiment
LEP	Large Electron-Positron Collider
LHCb	Large Hadron Collider Beauty Experiment
CDF	Collider Detector at Fermilab
SLAC	Stanford Linear Accelerator Center

MET	Missing Transverse Energy
IBL	Insertable B-layer
SCT	Semi Conductor Tracker
TRT	Transition Radiation Tracker
ID	Inner Detector
LAr	Liquid Argon Calorimeter
TileCal	Hadronic Tile Calorimeter
EMEC	Electromagnetic End-Cap
ECAL	Electromagnetic Calorimeter
HCAL	Hadronic Calorimeter
HEC	Hadronic End-Cap
FCAL	Forward Calorimeter
MIP	Minimum Ionizing Particle
MDT	Monitored Drift Tubes
CSC	Cathode Strip Chambers
RPC	Resistive Plate Chambers
TGC	Thin Gap Chamber
TDAQ	Trigger and Data Acquisition
HLT	High-Level Trigger
EF	Event Filter
NR	Neural Ringer
ML	Machine Learning
ANN	Artificial Neural Network
DNN	Deep Neural Network
CNN	Convolutional Neural Network
PCA	Principal Component Analysis
DAE	Deep AutoEncoders
MSE	Mean Squared Error
RMS	Root Mean Square

SUMÁRIO

	INTRODUÇÃO	16
1	MODELO PADRÃO	18
1.1	Conteúdo de Partículas	19
1.2	Interações fundamentais	20
1.2.1	<u>Setor Eletrofraco</u>	21
1.2.2	<u>Cromodinâmica Quântica</u>	22
1.3	Questões em aberto	23
2	O AXION E A MATÉRIA ESCURA	28
2.1	O problema $U(1)$ e o termo θ	28
2.2	Solução do problema $U(1)$	29
2.3	Mecanismo de Peccei-Quinn	29
2.4	Matéria Escura	31
2.5	Classificação da Matéria Escura	32
2.5.1	<u>Cold Dark Matter (CDM)</u>	32
2.5.2	<u>Hot Dark Matter (HDM)</u>	33
2.5.3	<u>Warm Dark Matter (WDM)</u>	33
2.5.4	<u>Axions como Matéria Escura</u>	34
2.6	<i>Axion-Like-Particle</i> (ALP)	34
2.6.1	<u>Momento magnético anômalo do múon</u>	35
3	DECAIMENTOS EXÓTICOS DO BÓSON DE HIGGS	37
3.1	O canal $h \rightarrow Z\gamma$ e o potencial de nova física	37
3.2	Decaimentos exóticos para o Higgs do MP	40
3.3	Decaimentos Exóticos envolvendo ALPs	40
4	EXPERIMENTO ATLAS	42
4.1	O LHC e seus experimentos	42
4.2	O <i>High-Luminosity</i> LHC (HL-LHC)	45
4.3	O Experimento ATLAS	46
4.3.1	<u>Sistema de Coordenadas</u>	47
4.3.2	<u>Rapidez</u>	48
4.3.3	<u>Pseudorapidez e Parâmetro de Raio</u>	48
4.4	Sistema Magnético	49
4.5	Detector Interno	50
4.5.1	<u>Detector de Pixels</u>	51
4.5.2	<u>Semiconductor Tracker</u>	52
4.5.3	<u>Transition Radiation Tracker</u>	52
4.6	Calorimetria	53

4.7	Chuveiros Eletromagnéticos	54
4.8	Chuveiros Hadrônicos	55
4.9	Resolução de energia de um calorímetro	56
4.10	Calorímetro Eletromagnético (LAr)	57
4.11	Calorímetro Hadrônico (TileCal)	61
4.12	Calorímetro Frontal (FCAL)	61
4.13	Espectrômetro de Múons	62
4.14	Sistema de <i>Trigger</i>	63
4.15	Reconstrução de objetos físicos com o detector ATLAS	64
4.16	Formação de clusters topológicos	64
4.17	Reconstrução de Fótons no ATLAS	66
5	DESCRIÇÃO DE CHUVEIROS DE PARTÍCULAS A PARTIR DE ANÉIS	68
5.1	Informação Anelada de Calorimetria	68
5.2	Extração de <i>features</i> , a soma em anéis	69
5.3	Operação do algoritmo de anelamento	71
5.4	Os anéis como variáveis discriminantes	72
5.5	O Algoritmo <i>NeuralRinger</i>	73
5.6	<i>NeuralRinger Offline</i>	73
6	ADAPTAÇÃO DO ALGORITMO DE ANELAMENTO	74
6.1	Eventos de Monte Carlo e os dados no ATLAS	74
6.2	Algoritmo de construção de anéis no Athena	75
6.3	Inclusão de duas sementes para o algoritmo de construção de anéis	76
6.4	Amostras de dados	78
7	RESULTADOS - PERFIL DE DEPOSIÇÃO DE ENERGIA	80
7.1	Intervalos de Energia - π^0	81
7.2	Intervalos de $ \eta - \pi^0$	84
7.3	Intervalos de Energia - <i>single-γ</i>	87
7.4	Intervalos de $ \eta - \textit{single-}\gamma$	90
8	RESULTADOS - CORRESPONDÊNCIA ENTRE A ENERGIA DO CANDIDATO E SUA REPRESENTAÇÃO EM ANÉIS	92
8.1	Energia	93
8.2	Pseudorapidez - $ \eta $	98
9	AUTOENCODERS - MODELOS UTILIZADOS	103
9.1	Aprendizado não supervisionado	103
9.2	<i>AutoEncoders</i>	104
9.3	Aplicações	105
9.4	Construção dos AutoEncoders	106
9.4.1	<u>Dados utilizados</u>	106

9.4.2	<u>Definição dos Modelos</u>	107
9.4.3	<u>Compilação do Modelo</u>	108
9.4.4	<u>Treinamento do Modelo</u>	108
9.4.5	<u>Avaliação do Modelo</u>	109
9.4.6	<u>Erro de Reconstrução</u>	109
9.4.7	<u>Erro de Reconstrução relativo</u>	110
10	RESULTADOS - AUTOENCODERS	111
10.1	Comparação entre o <i>input</i> e o <i>output</i> da rede neural	111
10.2	Erro de reconstrução	114
10.3	Erro de reconstrução relativo	117
10.4	Erro de Reconstrução - Anéis relevantes	119
	CONCLUSÃO	121
	REFERÊNCIAS	124
	APÊNDICE A – Quebra de simetria e suas consequências	131
	APÊNDICE B – Reconstrução de fótons no Experimento ATLAS	140
	APÊNDICE C – Resultados - Correspondência entre a energia do candidato e sua representação em anéis	150
	APÊNDICE D – Erro de Treinamento	161
	APÊNDICE E – Introdução à redes neurais	164

INTRODUÇÃO

Apesar de todo o sucesso do Modelo Padrão (MP) na física de partículas, diversos fenômenos continuam não resolvidos, entre eles, vale destacar, a assimetria bariônica, a natureza da matéria escura e o problema CP forte. Estas questões levantam a ideia de que qualquer desvio entre as previsões do MP e as medidas experimentais abrem espaço para contribuições de nova física.

O estudo das propriedades do bóson de Higgs corresponde a um dos tópicos mais importantes para o estudo da física além do MP (BSM), tendo em vista que este é considerado como o portal mais promissor para a conexão entre a matéria ordinária e aquela não carregada para as interações do MP. A partir da adição de dubletos ao setor escalar do MP, as soluções de algumas das questões não resolvidas citadas no parágrafo anterior podem ser acomodadas em um modelo mais geral, desde que este reproduza a fenomenologia do MP no regime de baixas energias.

Para modelos estendidos, em especial o 2HDM (Modelo de Dois Dubletos de Higgs) (BRANCO et al., 2012), novas análises para os decaimentos exóticos do bóson de Higgs do MP, em estados mais leves, podem ser estudadas no LHC. Estes decaimentos podem incluir partículas do tipo axion, proposta para solução do problema CP forte, via mecanismo de Peccei-Quinn (PECCEI, 2008), de forma que o seu caráter escalar e massa reduzida o coloca como um promissor candidato a matéria escura.

A generalização do modelo de axions, permite o estudo de sua massa (m_a) e constante de decaimento (f_a) em um espaço de parâmetros, introduzindo o conceito de Axion-Like Particle (ALP), com intervalos de massa acessíveis para o estudo utilizando detectores de partículas, como o LHC.

Ao ALP ainda pode ser associada a resolução do problema do momento magnético anômalo do múon. Este surge da diferença de 3.6σ entre a medida experimental e a sua previsão pelo MP, que poderia ser explicada a partir do seu acoplamento com ALPs, além de fótons (CHANG et al., 2001).

Embora bem motivado, o estudo do decaimento de escalares leves em pares de fótons é afetado pela resolução angular dos detectores. Para partículas leves e com um grande fator de boost ($\beta_a \approx 1$), a produção de fótons ocorre com um pequeno ângulo de abertura, de forma que a granularidade das células do detector do ATLAS não permite a separação em dois objetos.

A técnica padrão do ATLAS para a reconstrução e identificação de partículas, baseada nas informações do calorímetro, utiliza-se das chamadas variáveis discriminantes, responsáveis por descrever os desenvolvimentos lateral e longitudinal de um chuveiro de partículas no interior do calorímetro.

Uma outra técnica que permite estudar estes objetos, consiste na deposição de

energia em anéis, ou anelamento, que utiliza o formato cônico do desenvolvimento do chuveiro de partículas. A partir da deposição de sua energia nas células, utilizando-se de anéis concêntricos de tamanho definido, que se estendem do *Pre-Sampler* ao calorímetro hadrônico.

O algoritmo de construção de anéis é componente do *NeuralRinger*, desenvolvido pelo grupo do LPS-COPPE (UFRJ), para a identificação *online* de elétrons no HLT (*High Level Trigger*) *T2Calo*, utilizando um *ensemble* de redes neurais.

Como preparação para a futura utilização em redes neurais, o algoritmo de construção de anéis, localizado na seção de reconstrução do *framework* Athena, o principal repositório para análise do Experimento ATLAS, foi adaptado para a construção do conjunto de anéis para cada uma das duas células mais energéticas de um *cluster* de um candidato a fóton, produzidos no decaimento de um ALP no ATLAS.

Em um momento posterior, as informações desses dois conjuntos de anéis serão utilizadas como *input* para cinco modelos de rede neural, chamados de *AutoEncoders*, que possuem como objetivo obter uma representação codificada deste conjunto de dados, a partir da redução do seu número de dimensões. Estes modelos terão sua performance avaliada, a partir do erro de reconstrução, que permite a quantificação da distância entre a representação original dos dados e aquela reconstruída pelos *AutoEncoders*.

A identificação destes pares de fótons altamente colimados no ATLAS abre espaço para o estudo de partículas leves, em decaimentos com fótons no estado final, como os ALPs, ou outros possíveis candidatos a matéria escura. Este estudo, desenvolvido em colaboração com grupo do H/ γ do ATLAS, liderado pelo Prof. Bertrand Laforge, do LPNHE (*Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Énergies*), possibilita a aplicação de uma abordagem utilizando aprendizado de máquinas para a busca de resoluções para os problemas em aberto do MP, acompanhando os estudos atuais envolvendo a detecção da matéria escura nos aceleradores.

1 MODELO PADRÃO

O Modelo Padrão das Partículas Elementares (MP) é formulado a partir de uma teoria quântica de campos (QFT), e corresponde, atualmente, ao modelo com o maior acordo com os dados experimentais, para a descrição das partículas elementares e da natureza de suas interações fundamentais.

As partículas são divididas em três grupos principais: léptons, quarks e bósons de gauge, os dois primeiros são férmions, partículas de spin semi-inteiro e componentes de matéria, enquanto os bósons de gauge possuem spin inteiro e correspondem às partículas trocadas durante as interações fundamentais. No contexto das teorias de gauge do MP, estes bósons podem ser divididos em escalares ou vetoriais, dependendo do seu spin.

As interações fundamentais descritas pelo MP podem ser divididas em, setor eletrofraco, que contém o setor do Higgs, e o setor forte. A interação eletrofraca consiste na teoria combinada entre a força nuclear fraca e a interação eletromagnética, enquanto a teoria da interação nuclear forte é chamada de Cromodinâmica Quântica (QCD).

Embora a interação gravitacional seja considerada fundamental, ela não é explicada pelo MP, já que, até o momento, não existe uma teoria quantizada para essa interação. No contexto de uma teoria de gauge, a partícula mediadora para a interação gravitacional é chamada de gráviton, prevista com massa nula e spin 2.

O MP pode ser formulado em termos de densidades de Lagrangeana, ou simplesmente Lagrangeana, (\mathcal{L}), já que esta corresponde a um escalar a partir do qual todas as propriedades da teoria podem ser extraídas. A Lagrangeana (\mathcal{L}) de um sistema contém toda a informação sobre a sua dinâmica, gerando as equações de movimento, que podem ser obtidas a partir do Princípio da Mínima Ação, ou de Hamilton, em completa analogia ao realizado para a Mecânica Clássica.

Iniciando da Lagrangeana para uma partícula livre, composta apenas pelo termo cinético, as interações dos campos das partículas podem ser deduzidas a partir do requerimento de que os sistemas descritos por essa Lagrangeana sejam invariantes sob específicas simetrias de gauge, em outras palavras, um conjunto de transformações que mantém as equações de movimento inalteradas.

O procedimento de calibre (gauge) de uma teoria consiste em torná-la invariante por uma transformação local de gauge, dependente do espaço-tempo, a partir da substituição da derivada ordinária (∂_μ), dependente da métrica do espaço, pela derivada covariante (D_μ), de forma a tornar a teoria independente para diferentes pontos do espaço-tempo.

O MP é invariante sob transformações $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, onde o subscrito Y corresponde à hipercarga, geradora da transformação $U(1)_Y$, enquanto o subscrito L denota a representação fundamental do $SU(2)_L$ em estados de mão esquerda, e o subscrito C corresponde à carga de cor, geradora da transformação $SU(3)_C$. O primeiro grupo

corresponde à invariância interna de gauge da QCD, e os outros dois grupos correspondem ao setor eletrofraco. Lembrando que o grupo U(1) corresponde a uma invariância por uma transformação de fase, dada por:

$$\phi \rightarrow \phi' = e^{\pm i\Lambda} \phi \quad (1)$$

onde, $\Lambda \equiv \Lambda(x, t)$, e os grupos SU(n) associados ao Grupo Especial Unitário, composto por n matrizes unitárias de dimensão n x n, correspondente aos $n^2 - 1$ geradores das transformações deste grupo.

Portanto, a derivada covariante (D^μ) do MP pode ser dada por:

$$D^\mu = \partial^\mu - ig_1 \frac{Y}{2} B^\mu - ig_2 \frac{\tau_i}{2} B_i^\mu - ig_3 \frac{\lambda_a}{2} G_a^\mu \quad (2)$$

As quantidades g_1 , g_2 e g_3 correspondem, respectivamente, às constantes de acoplamento da interação eletromagnética, fraca e forte. Os geradores das transformações em U(1)_Y, SU(2)_L e para o SU(3)_C são, respectivamente, Y, que corresponde à hipercarga, as matrizes de Pauli τ_i e as matrizes de Gell-Mann λ_a

1.1 Conteúdo de Partículas

O Modelo Padrão contém 12 férmions elementares, 6 destes correspondem aos léptons e os outros 6 aos quarks. Para cada um desses férmions, existe uma antipartícula correspondente com mesma massa e números quânticos conjugados, como carga elétrica e número leptônico ou bariônico. A figura 1 apresenta um esquema do Modelo Padrão.

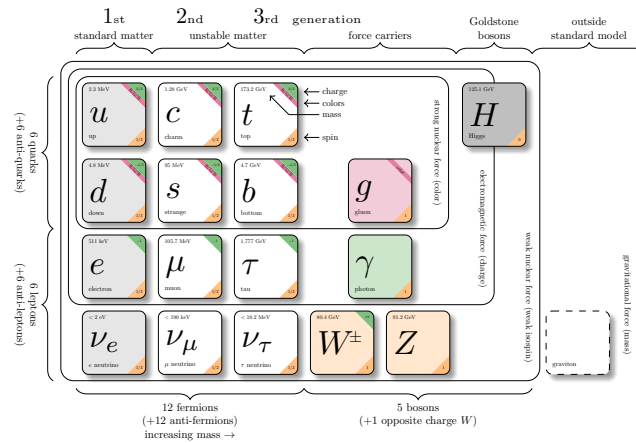
Os léptons são classificados em três dubletos esquerdos, no espaço de isospin fraco (*weak isospin*), ou gerações, uma vez confirmada pelo *Large Electron-Positron Collider* (LEP), a existência de apenas três gerações de neutrinos (MELE, 2015). Cada um desses dubletos é composto por um lépton carregado e seu respectivo neutrino, respeitando a seguinte relação de massa $m_e < m_\mu < m_\tau$.

Originalmente, no contexto do MP, os neutrinos possuem massa nula, contudo, com a recente descoberta do fenômeno da oscilação de neutrinos entre seus autoestados de sabor (KAJITA, 2006), indica-se que estes possuem massa.

Elétrons (e^-), múons (μ^-) e taus (τ^-) possuem carga elétrica $-e$, onde e corresponde à carga elétrica fundamental, enquanto os neutrinos possuem carga elétrica nula, resultando na sua interação apenas via força fraca, o que dificulta a sua interação com a matéria, e a sua consequente detecção em experimentos.

Os seis férmions restantes são chamados de quarks, com seis sabores distintos, denominados u, d, s, c, b e t, e de forma análoga aos léptons, podem ser divididos em três gerações, porém estes carregam carga elétrica fracionária, onde $Q_{u,c,t} = +2e/3$ e $Q_{d,s,b} = -e/3$.

Figura 1 - Modelo Padrão das partículas elementares.



Fonte: BURGARD, 2016

Os quarks carregam um número quântico adicional, chamado de carga de cor, um análogo da carga elétrica trocado na interação forte, contudo, nenhum quark livre foi observado até hoje, o que indica a existência de uma mecanismo que impossibilite a sua existência como objeto isolado. Os quarks podem apenas ser observados em estados ligados, chamados de mésons ($q\bar{q}$) e bárions (qqq or $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$), embora o quark top, devido à sua massa e seu tempo de vida, decaia antes de se fragmentar, formando estados ligados com outros quarks, no processo chamado de hadronização. A carga de cor é um número quântico conservado em interações fortes e eletromagnéticas.

Adicionalmente aos férmions, o MP também contém bósons, ou mais precisamente, bósons de gauge vetoriais ($J = 1$), γ , W^\pm , Z , glúons, e o bóson de Higgs, um escalar ($J = 0$), e teremos, possivelmente, bósons de gauge tensoriais ($J = 2$), já que, segundo o MP, uma teoria quantizada para a gravitação envolveria um mediador de spin 2. Esses bósons de gauge correspondem às partículas trocadas durante as interações fundamentais, que serão detalhadas a seguir.

1.2 Interações fundamentais

As três interações fundamentais da matéria são descritas a partir de teorias de gauge. No contexto destas teorias, a interação entre duas partículas carregadas, ocorre a partir da troca de uma terceira, chamada de bósons de gauge.

1.2.1 Setor Eletrofraco

O setor eletrofraco do MP contém a unificação das interações eletromagnética e fraca, descritas pela Eletrodinâmica Quântica (QED), a partir do grupo de gauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. O subscrito Y é um número quântico que gera as transformações de gauge referentes ao grupo U(1) e denota a hipercarga, definida como:

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (3)$$

onde Q é a carga elétrica e I_3 a terceira componente do isospin fraco, lembrando que Y e I_3 são diferentes para férmions de mão direita (RH) e de mão esquerda (LH), e também que os neutrinos são observados apenas em estados de mão esquerda, e portanto, Y e I_3 não são definidos para neutrinos de mão direita.

Os férmions, de spin $\frac{1}{2}$, possuem dois estados possíveis de helicidade: os férmions de mão direita, nos quais a componente do spin está no mesmo sentido do momento \vec{p} da partícula, e os de mão esquerda, para os quais a componente do spin e o momento \vec{p} estão em sentidos opostos.

O subscrito L denota que o grupo SU(2) atua apenas em estados de mão esquerda, lembrando que o MP trata de maneira diferente partículas de mão direita e mão esquerda. As teorias que fazem a diferenciação entre os estados de helicidade, lembrando que no limite $E \gg m$, chiralidade e helicidade são coincidentes, são chamadas de teorias chirais, portanto, o setor eletrofraco do MP possui um caráter chiral, enquanto a QCD, não possui essa característica, tendo assim um caráter vetorial.

As interações envolvendo os bósons W^\pm são chamadas de interações de corrente carregada (CC), contudo não são as únicas possíveis para interação fraca. É possível, a partir da Lagrangeana, identificar os campos referentes à interação de corrente neutra (NC), mediada pelo bóson Z^0 , e também a interação eletromagnética, mediada pelo fóton. Entretanto, vale ressaltar que a interação de corrente neutra conserva sabor, enquanto a de corrente carregada não, devido à carga elétrica do bóson W^\pm .

Os quarks também interagem via força fraca, mais especificamente através da interação de corrente carregada, que pode ser resumida na conhecida matriz Cabbibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM). (TANABASHI et al., 2018)

$$\begin{bmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0,97420 \pm 0,00021 & 0,2243 \pm 0,0005 & 0,00394 \pm 0,0036 \\ 0,218 \pm 0,004 & 0,997 \pm 0,017 & 0,0422 \pm 0,0008 \\ 0,0081 \pm 0,0005 & 0,0394 \pm 0,0023 & 1,019 \pm 0,025 \end{bmatrix}$$

A matriz CKM fornece os valores para as misturas entre os quarks, com destaque para os termos da diagonal principal, dominantes entre os quarks da mesma geração, indicando que o potencial de interação é maior para quarks da mesma família. Cabe

notar que a emissão ou absorção de um bóson W^\pm altera o sabor do quark para outro da mesma família, correspondendo ao termo da diagonal principal, ou para membros das outras famílias, correspondendo aos termos fora da diagonal, sendo esta uma propriedade única das interações fracas.

Por conta do comportamento quase diagonal da matriz CKM, é conveniente expressá-la como uma expansão de um parâmetro $\lambda = \sin \theta_c = 0,225$. Essa representação é chamada de parametrização de Wolfenstein (WOLFENSTEIN, 1983), onde a matriz CKM pode ser escrita em termos de quatro parâmetros reais λ , A , ρ e η , permitindo identificar o termo de violação CP para o MP.

$$\begin{bmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{bmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4)$$

Para a violação CP no setor hadrônico, a matriz CKM deve conter uma fase irreduzível complexa, que corresponde a um valor não nulo para o parâmetro η .

Os parâmetros de Wolfenstein são determinados a partir de um ajuste global para todas as medidas disponíveis, além da imposição dos vínculos do MP, como, por exemplo, a existência de apenas três gerações de matéria. (TANABASHI et al., 2018)

$$\lambda = 0,22453 \pm 0,00044 \quad \rho = 0.122^{+0,018}_{-0,017} \quad A = 0,836 \pm 0,015 \quad \eta = 0,355^{+0,012}_{-0,011}$$

Enquanto a Lagrangeana do setor eletrofraco é invariante sob transformações internas de gauge, os termos de massa não são invariantes sob estas, em outras palavras, a inclusão dos termos de massa quebra a simetria interna da Lagrangeana, portanto, se faz necessário algum mecanismo que seja responsável pela geração de massa das partículas.

1.2.2 Cromodinâmica Quântica

A Cromodinâmica quântica corresponde à teoria de gauge responsável pela descrição das interações fortes, ou de cor, que pode ser representada pela Lagrangeana dada pela equação (4).

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{\Psi}_i(i\gamma^\mu D_\mu - m)\Psi_i - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}. \quad (4)$$

onde o primeiro termo é responsável pelos campos fermiônicos, o segundo se refere à interação dos bósons de gauge, sendo G o campo dos glúons, e g_3 a constante de acoplamento, vide equação (2).

$$G_{\mu\nu} = d_\mu G_\nu - d_\nu G_\mu - ig_3[G_\mu, G_\nu] \quad (5)$$

Vale lembrar que a QCD corresponde à uma teoria de gauge não-Abeliana, ou seja, os campos podem interagir entre si, constituindo uma fonte para a própria interação, de forma que o glúon possua carga de cor, sendo bi-colores. Embora a QCD tenha sido construída de maneira análoga à QED, o fóton, mediador da interação eletromagnética, não possui carga elétrica e portanto não participa da interação.

A constante de acoplamento g_3 é significativamente grande para distâncias $r > 1$ fm, e diminui conforme o momento transferido pelos glúons aumenta ou a distância r diminui, o que levará ao comportamento chamado de liberdade assintótica, descartando a resolução em um regime perturbativo.

A liberdade assintótica permite que os quarks confinados dentro dos hádrons sejam considerados livres, já que as forças atuantes sobre eles são muito menores, quando comparadas àquelas presentes na tentativa de separação de um estado ligado.

O confinamento da cor consiste no mecanismo pelo qual as partículas com carga de cor, associadas ao grupo $SU(3)_C$ não sejam observadas de maneira isolada, o que explicaria a não observação de quarks isolados na Natureza, estes seriam observados apenas em estados de singletos de cor.

A energia contida pelo campo de glúons aumenta linearmente com a separação entre os quarks, desta forma, o trabalho necessário para separar duas cargas de cor tende ao infinito, dando origem ao mecanismo de confinamento. Conforme a energia é fornecida ao campo, ela se torna suficiente para que um par quark-antiquark seja criado, consistindo em um mecanismo de geração de massa para partículas não elementares, e para o contexto de um colisor de hádrons como o LHC, um mecanismo de geração de jatos.

1.3 Questões em aberto

Contribuições de nova física são necessárias para responder as questões em aberto da Física de Partículas, como a massa dos neutrinos e suas oscilações, a bariogênese e a natureza da matéria escura. Uma possibilidade viável para estas resoluções é chamada de física do setor escondido *Hidden Sector*, que contém novas partículas de massa abaixo da escala eletrofraca ($\nu \approx 246$ GeV), que acoplam muito fracamente com o MP através dos operadores de portais, que permitem a interação entre as partículas do MP e as não carregadas para as suas interações.

As contribuições de nova física compreendidas em um intervalo de massa eV-TeV podem ser sensíveis a:

- Experimentos sensíveis à nova física no limite de massa inferior a eV e fracamente acopladas com as partículas do MP: Buscas experimentais por axions e *Axion-Like Particles*;

- Experimentos sensíveis à nova física no intervalo de massa MeV-GeV e fracamente acoplados com o MP: Experimentos baseados em aceleradores que podem explorar uma grande variedade de feixes de alta intensidade e energia, disponíveis ou propostos no CERN;
- Experimentos sensíveis à nova física no intervalo de TeV e fortemente acopladas às partículas do MP: Experimentos que buscam por processos extremamente raros ou proibidos teoricamente, que podem ser produzidos a partir de feixes de alta intensidade.

As possibilidades pertinentes ao MP acima da escala eletrofraca devem ser seriamente consideradas. A teoria do MP é renormalizável, e as massas medidas para o bóson de Higgs e para o quark top caem em uma estreita região de parâmetros, onde a consistência do MP não requer novas partículas para altas escalas de energia, possivelmente até a escala de Planck (DEGRASSI et al., 2012), (BEZRUKOV et al., 2012). Entretanto, muitas partículas e interações não conhecidas são necessárias para a explicação de fenômenos ainda não resolvidos na física de partículas, astrofísica e cosmologia.

- **Abundância de matéria e ausência de anti-matéria**

Toda a estrutura observável do Universo é composta por matéria, e poucos indícios de uma presença significativa de anti-matéria. A abundância de matéria sobre a anti-matéria é conhecida como assimetria bariônica, e pode ser explicada por processos no início do Universo responsáveis pela violação da conservação de número bariônico, assim como das simetrias C e CP, além de ocorrerem fora do equilíbrio térmico. Estas condições, propostas por Sakharov, (SAKHAROV, 1991) são necessárias para a geração da assimetria bariônica, desde que assumidas determinadas condições iniciais de equilíbrio e a conservação CPT. Contudo, a violação CP e as condições fora do equilíbrio não podem ser acomodadas sem a extensão do MP. Em particular, o entendimento sobre o mecanismo de Higgs indica que a transição de fase eletrofraca não corresponde a transição forte de primeira ordem, e portanto não pode ser responsável pela geração da assimetria bariônica.

- **Matéria Escura**

Observações sobre a dinâmica das galáxias e a radiação cósmica de fundo (*Cosmic Microwave Background Radiation* ou CMBR), fornecem evidências de que as partículas do MP não são abundantes o suficiente para corresponder à toda a matéria presente no Universo (ADE et al., 2016),(KOMATSU et al., 2009). A estabilidade de galáxias espirais e o comportamento de suas curvas de rotação indicam a existência de uma componente adicional de matéria agrupada às galáxias (OORT, 1932). Esta componente adicional contém uma fração significativa da massa total da galáxia e possui uma extensão espacial maior do que a matéria visível. Observações

da CMBR (SUNYAEV, 1974) fornecem informações sobre as propriedades do Universo atravessado por estes fótons, desde a época de seu desacoplamento durante a recombinação. Por fim, estas observações indicam que a matéria descrita pelo MP corresponde a apenas 5% da presente no Universo visível, e existe um adicional de 25% que aparenta ser matéria escura, fria, e não relativística.

- **Inflação e Energia Escura**

Adicionalmente, as observações da CMBR indicam que o Universo atravessou um período de inflação exponencial e atualmente está passando por um segundo período de expansão acelerada (RUBIN; HEITLAUF, 2020). O MP não fornece explicação para nenhum destes dois períodos. O primeiro período inflacionário foi proposto como solução para o problema do horizonte, enquanto o segundo pode ter sua causa atribuída à energia escura.

Em adição às evidências descritas anteriormente, existem outras, indicando que partes do modelo não são completamente compreendidas. Tipicamente, estas contribuições surgem de ajustes finos em determinados parâmetros, que são difíceis de encaixar no contexto do MP.

- **Ajuste fino da massa do bóson de Higgs**

O bóson de Higgs é o único campo escalar presente no MP. Em contraste com as outras partículas observadas, uma forma de proteger a massa do campo escalar do Higgs de correções quânticas para uma maior escala de energia sem a necessidade de um ajuste fino não é conhecida. Possíveis soluções incluem uma supersimetria para baixas escalas de energia e a existência de dimensões extras.

- **Problema CP forte**

Não existe razão para esperar que o setor forte do MP deva respeitar a simetria CP. Sem um ajuste fino, este nível de violação CP produziria um momento de dipólo elétrico para o nêutron em um nível observável (DZUBA; FLAMBAUM, 2012). Diferente de outros problemas que necessitam um ajuste fino, discutido anteriormente, não parece ser possível a construção de um argumento que explique o grau de violação CP tão pequeno no setor forte ($\theta < 10^{-10}$). A explicação mais comum para o grau deste ajuste fino consiste na introdução de um campo pseudoescalar, o axion, responsável pelo relaxamento dinâmico do grau de violação CP para valores pequenos (PECCEI, 2008). Para um valor de massa apropriado para o campo do axion, este pode fazer parte da composição da matéria escura presente no Universo.

Existe uma grande variedade de modelos teóricos na tentativa de resolver algumas destas questões que motivam contribuições de nova física. Estes modelos podem introduzir novos campos escalares e fermiônicos, produzindo partículas leves ou pesadas,

dependendo da teoria e das questões. Existem um conjunto de teorias que objetivam modificar minimamente o MP, enquanto continuam endereçando as motivações para nova física, descritas anteriormente, assim como abordagens que independem dos modelos, que tentam parametrizar todas as possíveis formas de nova física que podem estender os setores do MP. Algumas das classes mais populares de modelos teóricos para contribuições além do Modelo padrão, (BSM) serão expostas a seguir:

- **Nova física para escala de energia de TeV**

Para a existência de uma escala de energia intermediária entre a escala eletrofraca ($v \approx 246$ GeV) e a de Planck ($\approx 10^{19}$ GeV), existe a necessidade de um mecanismo de proteção para a massa do Higgs das correções quânticas. A possibilidade mais comum é a introdução da supersimetria, entretanto, sinais desta simetria não foram encontrados pelos experimentos do LHC, indicando que, se esta simetria está presente na natureza, deve ser restaurada a uma escala de energia muito maior daquelas atingidas pelos colisores atuais.

- **Modelos de matéria escura com WIMPs**

A ideia que a matéria escura é um remanescente do início quente do Universo motiva a existência de interações não gravitacionais entre a matéria ordinária e a escura. Um destes exemplos envolve uma partícula pesada com massa entre 100 e 1000 GeV, que interage através da força fraca, estas partículas são chamadas de *Weakly Interacting Massive Particles* ou WIMPs, entretanto nenhuma partícula desta natureza foi observada, até o momento. Contudo, uma origem térmica é igualmente consistente para o caso da matéria escura não ser uma WIMP, de forma que qualquer candidato a matéria escura com massa entre MeV e TeV pode alcançar a correta *relic density* a partir da sua aniquilação com a matéria do MP.

- **Modelos de matéria escura com axions**

Os axions são outros candidatos a matéria escura, e responsáveis pela solução do problema da violação CP na QCD. Os axions são suficientemente leves para não serem produzidos a partir de interações térmicas, a partir de mecanismos de desalinhamento ou gravitacionais. De maneira alternativa, os axions podem ser pesados e produzidos no início do Universo, de forma que modelos mínimos de axions fazem relação entre sua massa e sua constante de acoplamento. Para o relaxamento desta condição, a teoria pode ser generalizada para os chamados *Axion-Like Particles* (ALP), e esta generalização também pode ser motivada a partir da teoria de cordas. A procura por axions e ALPs na região de massa inferior a eV consiste de uma série de diferentes técnicas experimentais, como haloscópios, helioscópios solares (INOUE et al., 2008) (ARIK et al., 2009) e experimentos de laboratório como os *Light-Shining-Through a wall* (LSW), enquanto ALPs com massas na faixa de MeV-GeV podem ser produzidos e possivelmente detectados em aceleradores (MILLEA;

KNOX; FIELDS, 2015) (MIMASU; SANZ, 2015) (JAECKEL; SPANNOWSKY, 2016).

Até este momento, o foco está na descoberta de novas partículas com massas a partir da escala eletrofraca e com acoplamentos significativos com partículas do MP. Uma outra possibilidade viável, e até este ponto pouco explorada, consiste em partículas responsáveis pela explicação de fenômenos além do MP, abaixo da escala eletrofraca, e que possuem difícil detecção por interagirem muito fracamente com as partículas do MP, estas partículas podem estar relacionadas com o chamado setor escuro. Devido aos seus pequenos acoplamentos, uma fonte de alta intensidade é necessária para produzir estas partículas em uma taxa detectável. Estas fontes podem ser astrofísicas, *lasers*, ou até aceleradores com feixes de alta luminosidade.

As partículas deste setor escondido e mediadores para o MP podem ser leves e possuírem um grande tempo de vida, interagindo com os campos do MP apenas através da força fraca. Essas partículas consistem em singletos sob as interações de gauge do MP e os seus acoplamentos com as partículas do MP surgem a partir de uma mistura entre os campos deste setor escondido com um operador “portal” do MP, sendo o bóson de Higgs o mais promissor destes.

2 O AXION E A MATÉRIA ESCURA

O objetivo deste capítulo é apresentar a proposição do axion e do *Axion-Like Particle* (ALP), a partir do problema CP forte, assim como a matéria escura com as suas classificações.

Para a resolução do problema CP forte, foi proposto o chamado mecanismo de Peccei-Quinn (PQ), resultando em uma partícula chamada axion, um pseudobóson de Nambu-Goldstone, que pode ser considerado como um candidato à matéria escura. Este capítulo terá como objetivo tratar sobre estes assuntos.

2.1 O problema U(1) e o termo θ

No apêndice A, serão tratadas algumas simetrias respeitadas pela QCD, em particular, para uma \mathcal{L}_{QCD} com n sabores para os quarks. A simetria $SU(n)_L \otimes SU(n)_R$ é respeitada no limite com os quarks de massa nula, contudo, esta simetria é espontaneamente quebrada pelo estado de vácuo, resultando no grupo de isospin $SU(n)_I$.

A Lagrangeana da QCD também respeita uma simetria bastante interessante, a simetria global exata $U(1)_B$, correspondente à conservação do número bariônico, sendo esta observada experimentalmente. A partir das duas simetrias citadas até aqui é possível definir uma terceira, dada por $SU(2)_I \otimes U(1)_B = U(2)_V$, onde V se refere à parte vetorial desta simetria, que, na verdade, faz parte de uma simetria ainda maior para o limite no qual os quarks possuem massa nula, sendo definida por $U(2)_V \otimes U(2)_A$.

Como mencionado no parágrafo anterior, a parte vetorial é realizada na Natureza, entretanto a parte axial, dada por $SU(2)_A \otimes U(1)_A = U(2)_A$ não, contudo, mais detalhes destas simetrias estão além do escopo deste texto.

A simetria $U(1)_A$ consiste em uma simetria exata, que pode ser dada pelas transformações

$$\psi \rightarrow \psi' = e^{i\alpha\gamma^5} \psi \tag{6}$$

$$\bar{\psi} \rightarrow \bar{\psi}' = e^{i\alpha\gamma^5} \bar{\psi} \tag{7}$$

Como esta simetria não foi quebrada de maneira espontânea e nem direta, os bósons de Goldstone não podem ser encontrados, portanto, é possível concluir que ela foi violada puramente pela quantização da teoria. A quebra anômala da simetria $U(1)_A$ e a subsequente ausência de um bóson de Goldstone associado ao gerador desta violação é conhecido como problema U(1).

2.2 Solução do problema U(1)

O problema U(1) pode ser solucionado a partir da definição de um estado de vácuo mais elaborado para a QCD, uma detalhada discussão sobre este tema está além do objetivo deste texto. A definição de um novo estado de vácuo necessita que um termo seja adicionado à Lagrangeana da QCD, dado por

$$\mathcal{L}_\theta = \theta \frac{g_S^2}{32\pi^2} G_a^{\mu\nu} G_{\mu\nu}^a \quad (8)$$

O operador $G\tilde{G}$, viola a simetria de paridade e consequentemente viola CP, tornando a QCD uma teoria não mais invariante por CP. Entretanto, nenhuma indicação da violação CP nas interações fortes foi observada até hoje, e de forma mais precisa, de acordo com limites experimentais, $\theta < 10^{-10}$.

A não observação da violação CP nas interações fortes consiste em um novo problema, chamado de problema CP forte. Uma solução proposta para o problema CP forte consiste no mecanismo de Peccei-Quinn, que será detalhado a partir da próxima seção.

2.3 Mecanismo de Peccei-Quinn

As primeiras soluções para o problema CP forte foram construídas a partir da consideração de que a simetria CP pudesse ser espontaneamente quebrada no MP, contudo, as observações experimentais indicavam um grande acordo com o modelo CKM, onde a simetria CP não é violada de maneira espontânea, e sim diretamente.

O Mecanismo de Peccei-Quinn (PECCEI, 2008) baseia-se no fato de que simetrias globais do tipo chiral são quebradas de maneira dinâmica, produzindo termos anômalos proporcionais a um parâmetro θ . O mecanismo consiste em tornar a Lagrangeana do MP como invariante sob uma nova simetria global chiral, chamada de $U(1)_{PQ}$, que pode ser dada por

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + \mathcal{L}_{\bar{\theta}} + \mathcal{L}_a \quad (9)$$

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + \bar{\theta} \frac{g_S^2}{32\pi^2} G_i^{\mu\nu} \tilde{G}_{\mu\nu}^i - \frac{1}{2} (\partial_\mu a) (\partial^\mu a) + \mathcal{L}_{int} + \xi \frac{a}{f_a} \frac{g_S^2}{32\pi^2} G_i^{\mu\nu} \tilde{G}_{\mu\nu}^i \quad (10)$$

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} - \frac{1}{2} (\partial_\mu a) (\partial^\mu a) + \mathcal{L}_{int} + \left(\bar{\theta} + \xi \frac{a}{f_a} \right) \frac{g_S^2}{32\pi^2} G_i^{\mu\nu} \tilde{G}_{\mu\nu}^i \quad (11)$$

onde \mathcal{L}_a corresponde à Lagrangeana para o campo do axion, contendo também a sua constante de decaimento, dada por f_a , e $\mathcal{L}_{\bar{\theta}}$ ao novo estado de vácuo não-trivial da QCD, e \mathcal{L}_{int} , que envolve termos de interação.

Além da definição de uma nova simetria para a Lagrangeana do MP, temos a sua

quebra de maneira espontânea, o que, por consequência, acarreta na geração de um bóson de Goldstone, por definição, não massivo, chamado de axion.

O axion corresponde ao campo pseudoescalar a com a seguinte transformação por simetria de *shift*,

$$a \rightarrow a + \alpha f_a \quad (12)$$

sob a simetria $U(1)_{PQ}$, onde α é uma constante arbitrária, e f_a corresponde à constante de decaimento do axion, onde esta constante define a escala de quebra espontânea da simetria $U(1)_{PQ}$.

A partir da transformação da equação (12), é possível concluir que uma transformação axial para um *shift* no campo pseudoescalar a pode remover a dependência da teoria com relação ao termo $\bar{\theta}$, o que indica que o ângulo de vácuo, anteriormente $\bar{\theta}$, passa a ser denotado por

$$\bar{\theta} \rightarrow \bar{\theta} + \frac{\xi \langle a \rangle}{f_a} \quad (13)$$

onde $\langle a \rangle$ corresponde ao valor esperado no vácuo para o campo do axion, e f_a à escala da violação espontânea da simetria $U(1)_{PQ}$.

A violação espontânea da simetria $U(1)_{PQ}$ resulta em um bóson de Goldstone, contudo, devido à não-trivialidade do vácuo, lembrando que a estrutura de vácuo da QCD foi alterada de forma a resolver o problema U(1), esta simetria também é quebrada de maneira explícita. O axion, anteriormente sem massa, passa a ser um pseudobóson de Goldstone e adquire massa, mesmo que muito pequena, além de adquirir um potencial efetivo não trivial.

Com a Lagrangeana dada pela equação (11), o objetivo agora passa a ser minimizar o potencial, periódico com relação ao ângulo do vácuo, dado por:

$$V_{eff} \propto \cos \left(\bar{\theta} + \xi \frac{\langle a \rangle}{f_a} \right) \quad (14)$$

Para o argumento da função harmônica igual a zero, ou igual a π , temos um estado estacionário, contudo Peccei-Quinn mostrou que apenas o valor nulo constitui a escolha correta, tal que

$$\bar{\theta} + \xi \frac{\langle a \rangle}{f_a} = 0 \Leftrightarrow \langle a \rangle = -\bar{\theta} \frac{f_a}{\xi} \quad (15)$$

A partir deste resultado é possível observar que, conforme a evolução do campo do axion, e o mínimo do potencial é atingido, a dependência da Lagrangeana no termo $\bar{\theta}$ é removida, e com isso, o problema CP forte é solucionado. Em resumo, o mecanismo de Peccei-Quinn consiste na alteração do parâmetro fixo $\bar{\theta}$ por uma variável dinâmica que conserva CP, o campo do axion.

2.4 Matéria Escura

A composição do Universo pode ser dividida em três elementos principais. O primeiro e mais conhecido destes consiste na matéria ordinária, responsável pela formação de átomos, estrelas, planetas e galáxias e que constitui menos de 5% da composição total. Os 95% restantes são divididos entre a matéria escura, que pode ser considerada como a matéria não carregada para as interações do MP, e a energia escura, considerada como a energia do espaço vazio, embora o termo vazio não possua o significado trivial no contexto da Teoria Quântica de Campos (QFT). A energia escura é considerada a responsável pela expansão acelerada do Universo.

Embora constituam a maior porção da composição do Universo que conhecemos, por volta de 68% para a energia escura e $\approx 26\%$ para a matéria escura, estas duas consistem em dois dos maiores tópicos de física menos compreendidos até o momento, onde até o MP não é capaz de fornecer alguma evidência razoável para a sua natureza ou origem.

Alguns modelos indicam que a matéria escura pode interagir através da força fraca, além da gravitacional, as chamadas *Weakly Interacting Massive Particles*, ou WIMPs, que consistem em um dos candidatos mais promissores à matéria escura. No contexto cosmológico, ela pode ser entendida como a massa não detectada do Universo, e evidências para a sua existência envolvem observações em escalas galáticas e extra-galáticas, como nos experimentos para a observação da grande estrutura do Universo (LSS).

O aspecto mais importante para o entendimento da evolução do Universo consiste na comparação entre a taxa de interações Γ e a taxa de expansão do Universo, dada pela constante de Hubble H . O equilíbrio térmico local é atingido antes do efeito da expansão se tornar relevante, em outras palavras, a taxa de interações das partículas é muito maior do que a taxa de expansão. Conforme o resfriamento do Universo, a taxa de interações diminui até o ponto onde ela é comparável à taxa de expansão, o que acarreta no desacoplamento das partículas do banho térmico, onde esse tempo de desacoplamento é diferente para cada partícula, devido às suas diferentes massas.

Conforme o resfriamento do Universo, a temperatura T do Universo se torna comparável com a massa das partículas até o momento em que $T \ll m$, onde estas partículas deixam de ser relativísticas e sua função distribuição é suprimida exponencialmente.

Após essa supressão, temos que estas partículas, agora não relativísticas, deixam de contribuir para a densidade e pressão do plasma primordial do Universo, e estas se tornam dominadas por partículas relativísticas, ou seja, por radiação, composta apenas por fótons, e possivelmente neutrinos, caracterizando as eras dominadas por matéria ou radiação.

A partir deste desacoplamento, se o equilíbrio fosse mantido até os dias de hoje, o Universo seria dominado por fótons, já que todas as partículas que possuíssem massa

seriam exponencialmente suprimidas conforme a diminuição da temperatura do Universo, contudo, isso não corresponde às observações atuais.

Esse desacordo entre as previsões e as observações se deve aos desvios com relação ao equilíbrio o que leva ao *freeze-out* das partículas massivas. Para altas temperaturas $T \gg m$, a abundância das partículas no Universo segue o seu valor de equilíbrio, contudo, para baixas temperaturas, $T \ll m$, as partículas passam a manter uma densidade maior do que aquela prevista pela equação de Boltzmann. Este fenômeno é chamado de *freeze-out*, enquanto a densidade atingida pelas partículas em baixas temperaturas é chamada de *relic density*.

2.5 Classificação da Matéria Escura

Embora constitua um tópico para o estudo de física de partículas no contexto cosmológico, ele fornece uma boa maneira de entender as classificações para a matéria escura, que pode ser dividida em três tipos principais: *hot*, *cold* e *warm* (TANABASHI et al., 2018).

A classificação da matéria escura possui relação direta entre a sua massa e sua temperatura de desacoplamento do plasma do Universo primordial, em outras palavras, esse desacoplamento significa o momento onde essas partículas param de interagir, e sua taxa de interações se torna comparável à taxa de expansão do Universo.

2.5.1 Cold Dark Matter (CDM)

Para a massa de uma partícula de matéria escura muito maior do que a sua temperatura de desacoplamento ($m \gg T_d$), é chamada de matéria escura fria (*Cold Dark Matter* - CDM). São partículas não relativísticas no seu tempo de desacoplamento, e portanto, são massivas no contexto do início do Universo.

A existência da CDM faz parte do Modelo Padrão da cosmologia, chamado de Λ CDM, fornecendo boas previsões sobre a grande estrutura do Universo, embora, também seja prevista a abundância de galáxias pequenas no Universo, algo que contradiz as observações atuais.

Dois candidatos principais para a CDM consistem nas WIMPs, partículas hipotéticas pesadas ($10 \text{ GeV} < m < 1000 \text{ GeV}$), sem interações *via* força forte e eletromagnética, embora possa interagir a partir da força fraca e possivelmente através de novas interações fundamentais. Uma outra classe promissora corresponde às partículas do tipo axion, que serão descritas com mais detalhes na próxima seção.

No início do Universo, qualquer partícula de matéria escura seria produzida aos

pares, e também aniquilada em pares, até o momento em que o Universo esfrie abaixo de uma certa temperatura crítica. Nesse ponto, a taxa de aniquilação dessas partículas diminui conforme a expansão do Universo, fazendo com que a densidade de partículas diminua, até um certo ponto, de forma que a densidade presente atualmente é conhecida como *relic density*.

A seção de choque prevista para as aniquilações necessária para a reprodução da densidade da matéria escura, é descrita muito bem pelas interações fracas, o que torna as WIMPs como interessantes candidatos para a matéria escura.

2.5.2 Hot Dark Matter (HDM)

A matéria escura “quente” (*Hot Dark Matter* - HDM) consiste de partículas que satisfazem $m < T_d$, o que significa que elas eram relativísticas no momento de seu desacoplamento, e também são definidas a partir de sua massa, no limite $m < 1$ eV. Essa escala de massa consiste na temperatura na qual a densidade de energia do Universo deixa de ser dominada por contribuições de radiação para ser dominada por matéria, consistindo no período de transição entre estas duas eras.

Para a HDM, a estrutura do Universo seria formada primeiro por estruturas com grandes escalas. Essa previsão consiste em uma contradição ao observado atualmente, onde há a indicação da formação de estruturas de pequena escala primeiro. O modelo HDM para a matéria escura não é capaz de explicar essa formação, indicando que este não é responsável por uma fração relevante para a densidade da matéria escura.

Os candidatos mais interessantes para o modelo HDM são os neutrinos, sendo considerados como fortes candidatos para este tipo de partícula. É sabido que os neutrinos são abundantes no Universo, o que indica que elas possuem massas muito pequenas, o que acontece para o neutrino do elétron ($m_{\nu_e} \sim eV$). Entretanto modelos com os neutrinos como HDM também não são capazes de explicar as estruturas de pequena escala do Universo.

2.5.3 Warm Dark Matter (WDM)

A matéria escura “morna” (*Warm Dark Matter* - WDM), são partículas intermediárias com relação aos modelo HDM e CDM, com $m < T_d$, onde $m < 1$ eV. Essas partículas foram relativísticas no tempo de seu desacoplamento, mas não relativísticas para a temperatura onde o Universo pode ser considerado igualmente dominado por matéria e radiação, o que ocorre para $m \approx 1$ eV.

Os modelos WDM compartilham o êxito na explicação da grande estrutura do

Universo, assim como CDM, e a partir de simulações, consiste no melhor modelo para a explicação da pequena estrutura do Universo. Alguns dos candidatos para WDM consiste em WIMPs não termais e gravitinos, o parceiro supersimétrico do gráviton.

2.5.4 Axions como Matéria Escura

Devido ao seu caráter pseudoescalar, e interação apenas através da interação gravitacional, a classe de partículas do tipo axion, ou ALPs, constitui um candidato bastante promissor para a matéria escura.

Os axions poderiam ser produzidos termicamente no início do Universo, enquanto axions hadrônicos seriam produzidos a partir de reações de Primarkoff com os quarks componentes do plasma primordial de quarks e glúons, esse axions seriam leves e constituiriam candidatos a HDM.

Embora seja possível correlacionar os axions com candidatos a HDM, sabemos que esta não possui grande relevância para a densidade de matéria escura, portanto, pode não ser de grande valor estudar esse tipo de contribuição. Em razão disso, o axion como um candidato CDM é mais seriamente considerado e sua produção poderia estar associada a duas importantes transições de fase.

A primeira corresponde à transição de fase ocorrida quando a simetria $U(1)_{PQ}$ é espontaneamente quebrada, para $T = f_a = T_{PQ}$, com, $10^{10} \text{ GeV} < f_a < 10^{12} \text{ GeV}$, indicando a sua produção após a época da Grande Unificação, período no qual ocorre a separação entre as interações eletrofraca e forte.

A segunda transição de fase corresponde à transição de fase da QCD, que ocorre para $T \approx T_{QCD} \approx 150 \text{ MeV}$, quando as interações fortes entre os quarks e glúons se tornam importantes, a partir da formação de estados ligados (GROSS; PISARSKI; YAFFE, 1981).

2.6 *Axion-Like-Particle* (ALP)

Até aqui foi apresentado o axion como solução natural do problema CP forte, que pode ser chamada de axion da QCD, contudo, esta partícula consiste em apenas uma de uma classe de proposição mais geral, que inclui os ALPs.

O axion da QCD possui uma relação fixa entre a sua massa m_a e sua constante de decaimento f_a , consistindo assim em um modelo bastante restrito. Em modelos mais gerais é permitido que esses dois parâmetros sejam independentes, podendo ser estudados em um espaço de parâmetros maior. Para estes modelos, o axion passa a ser chamado de *Axion-Like-Particle*, que será designado daqui para frente simplesmente de ALP. Esta partícula consiste em um pseudoescalar leve, e um pseudobóson de Nambu-Goldstone de

uma nova quebra espontânea de uma simetria global, proposto em extensões do MP, que também pode ser associada ao momento magnético anômalo do múon.

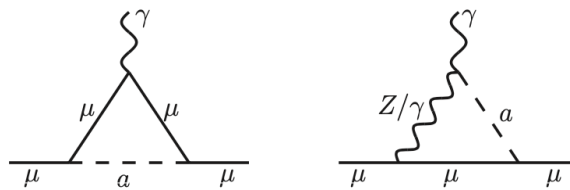
Na seção 2.3 foi mostrado a solução do problema CP forte a partir do mecanismo de Peccei-Quinn e a conseqüente proposição de uma nova partícula, o axion da QCD, contudo, ele está presente em extensões do MP. Essas partículas em geral possuem massa abaixo da escala eletrofraca, podendo ser pseudoescalares mediadores entre uma possível nova interação fundamental entre as partículas do MP e o setor não carregado.

2.6.1 Momento magnético anômalo do múon

O persistente desvio da medida para o valor do momento magnético anômalo do múon, denotado por $a_\mu = (g - 2)_\mu/2$ é dado por $a_\mu^{\text{exp}} - a_\mu^{\text{SM}} = (251 \pm 59) \times 10^{-11}$ difere de zero por 4.2σ (ABI et al., 2021), fornecendo um dos maiores potenciais para contribuições de nova física, onde esta e outras anomalias poderiam ser explicadas a partir da presença de novos estados escalares ou pseudoescalares.

Essa discrepância pode ser atribuída ao acoplamento dos ALPs com os fótons (CHANG et al., 2001). Até a primeira ordem de loops, ocorre a produção de contribuições para o momento magnético anômalo do múon, como pode ser visto pelos diagramas da figura 2.

Figura 2 - Diagramas de primeira ordem em loops que contribuem para o momento magnético anômalo do múon.



Fonte: BAUER; NEUBERT; THAMM, 2017, p.19.

Os ALPs tem sido procurados de maneira direta e indireta por experimentos com colisores de partículas (KLEBAN; RABADAN, 2005). A produção dos ALPs está associada com fótons, jatos e os bósons de gauge eletrofracos (MIMASU; SANZ, 2015; JAECKEL; SPANNOVSKY, 2016; KNAPEN et al., 2017; BRIVIO et al., 2017), contudo, as buscas por decaimentos do bóson Z em um pseudoescalar e um fóton já foram realizadas pelo LEP, enquanto o LHC fornece limites para a massa do ALP, limitada pela escala eletrofraca. (JAECKEL; SPANNOVSKY, 2016), (ACCIARRI et al., 1995), (DJOUADI; ZERWAS; ZUNFT, 1991), (RUPAK; SIMMONS, 1995)

A produção de pseudoescalares leves envolvendo decaimentos exóticos do Higgs já

foram propostas (DOBRESU; LANDSBERG; MATCHEV, 2001; DRAPER; MCKEEN, 2012; CURTIN et al., 2014), em especial no canal de decaimento $h \rightarrow aa$, enquanto estudos envolvendo o canal $h \rightarrow Za$ foram pouco explorados até o momento. A busca por ressonâncias pesadas envolvendo o bóson Z e um pseudoescalar já foram realizadas (KHACHATRYAN et al., 2016).

A razão para a ausência destes estudos se deve à supressão do canal $h \rightarrow Za$ no limite de desacoplamento nos modelos com dois dubletos de Higgs, conhecidos como *Two-Higgs Doublet Models*, ou 2HDM e alguns modelos particulares envolvendo SUSY.

3 DECAIMENTOS EXÓTICOS DO BÓSON DE HIGGS

Em julho de 2012, uma nova partícula foi descoberta pelos experimentos ATLAS (AAD et al., 2012) e CMS (CHATRCHYAN et al., 2012). As propriedades observadas para esta partícula, como seus acoplamentos com férmions e bósons, seu spin e paridade ((AAD, 2013) e (CHATRCHYAN, 2013b)) são consistentes com aquelas previstas pelo MP para um bóson de Higgs com massa da ordem 125 GeV (AAD, 2013).

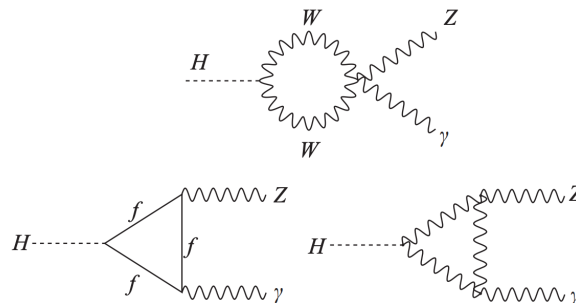
O bóson de Higgs desempenha um papel fundamental na física do MP, além de impactar um grande alcance para a física além do MP (BSM). A sua descoberta fornece um vasto programa experimental que inclui a medida de seu acoplamento com as partículas do MP, e a busca por estados adicionais do tipo Higgs, ou a busca de decaimentos exóticos, desses novos estados, ou do Higgs do MP.

O Higgs do MP tem potencial para ser um mediador, e possivelmente o único, entre a matéria ordinária e aquela não carregada para as interações do MP (setor escondido), entretanto, ele possui um pequena largura de decaimento, da ordem de $\Gamma_h \simeq 4,07 \text{ MeV}$ (TANABASHI et al., 2018), de forma que, qualquer variação desta largura pode abrir espaço para uma miríade de novos decaimentos envolvendo estados leves.

3.1 O canal $h \rightarrow Z\gamma$ e o potencial de nova física

Os decaimentos do bóson de Higgs no canal $h \rightarrow Z\gamma$ consistem de um loop com bósons W, de maneira similar ao que ocorre com o canal $h \rightarrow \gamma\gamma$, como pode ser visto na figura 3.

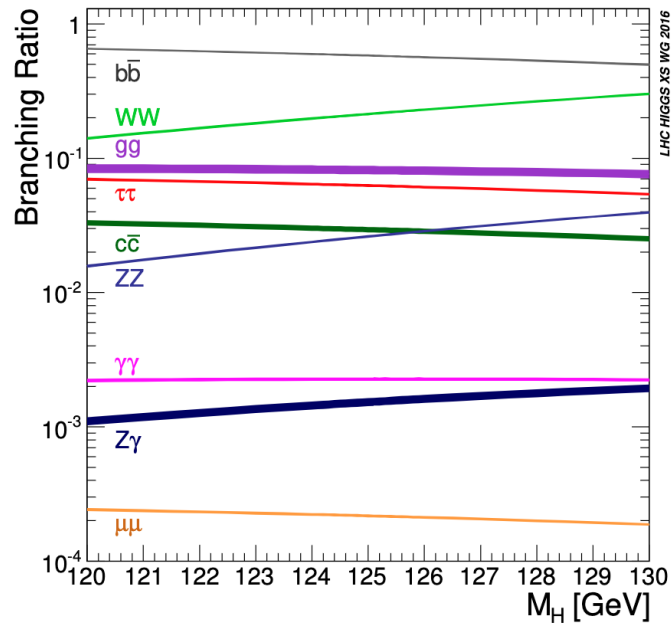
Figura 3 - Diagramas de Feynman contribuintes para o canal $H \rightarrow Z\gamma$.



Fonte: CHATRCHYAN; KHACHATRYAN, 2013a, p.1.

A razão de ramificação para o canal $h \rightarrow Z\gamma$ para o Higgs do MP é dado por $B(h \rightarrow Z\gamma) = 1,6 \times 10^{-3}$, comparável a $B(h \rightarrow \gamma\gamma) = 2,3 \times 10^{-3}$, como podem ser vistos na figura 4.

Figura 4 - Razões de ramificação para um bóson de Higgs de massa 125 GeV.

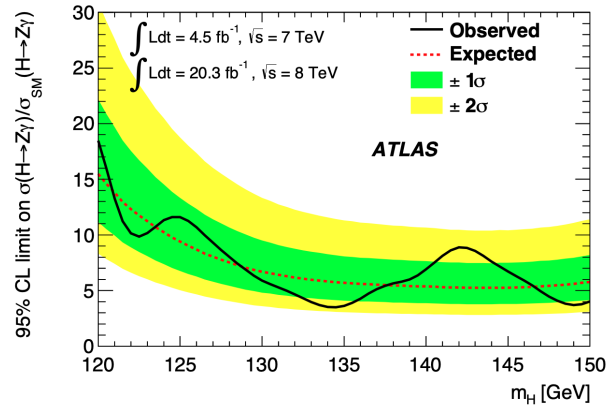


Fonte: SILVERMAN, 2012

Possíveis modificações no acoplamento $h \rightarrow Z\gamma$ relativas às previsões do MP requerem um escalar neutro de uma diferente origem ((LOW; LYKKEN; SHAUGHNESSY, 2011)), como previsto em modelos com a adição de escalares carregados, leptóns ou bósons vetoriais acoplados com o Higgs e trocados no loop $h \rightarrow Z\gamma$ ((CHIANG; YAGYU, 2013),(CHEN et al., 2013) e (CARENA; LOW; WAGNER, 2012)).

A determinação das larguras de decaimento para os canais $h \rightarrow Z\gamma$ e $h \rightarrow \gamma\gamma$ estabelecem estes modos de decaimentos para o Higgs. O estabelecimento de todos os modos de decaimento é necessário para a confirmação do Higgs como o previsto pelo MP, ou a necessidade de algum outro modelo. Portanto, a descoberta do canal $h \rightarrow Z\gamma$ e as medidas de precisão e de sua largura de decaimento, é um dos principais objetivos para as próximas tomadas de dados do LHC, em especial para o regime de alta luminosidade, que será brevemente descrito na seção 4.2.

Figura 5 - Razão entre os limites observados e esperados para a seção de choque de produção para o decaimento de um bóson de Higgs padrão no canal $H \rightarrow Z\gamma$ e o valor previsto pelo MP.



Fonte: AAD, 2014, p.7.

Na figura 5, é possível observar que, para um bóson de Higgs com massa de 125 GeV, os limites observados, para a razão entre as seções de choque esperada e medida para o canal $h \rightarrow Z\gamma$ são onze e nove vezes, respectivamente, maior do que aquelas previstas pelo MP. Este excesso para os valores dos limites superiores indica uma janela promissora para contribuições de nova física, envolvendo novos escalares leves associados ao decaimento $h \rightarrow Z\gamma$.

Os limites da figura 5 foram obtidos para os dados do Run I, com $\sqrt{s} = 7$ e 8 TeV, ao passo que as mesmas medidas foram realizadas para os dados do Run II, com $\sqrt{s} = 13$ TeV, de forma que, para os dados atuais, o limite observado para as seções de choque medida corresponde à 3,6 vezes aquela prevista pelo MP (AAD, 2020).

3.2 Decaimentos exóticos para o Higgs do MP

O estudo dos decaimentos exóticos do bóson de Higgs são pouco limitados pelas análises existentes, devido ao processo dominante de produção para o Higgs, a fusão de glúons (ggF) produzi-los praticamente no repouso, sem objetos associados a ele. A busca por decaimento além do MP constitui um componente importante do programa experimental do LHC e de futuros colisores.

A análise de decaimentos exóticos do Higgs em baixas energias enfrenta o problema da grande quantidade de eventos de fundo, ou *background*, podendo estar abaixo dos cortes usuais feitos pelo ATLAS, de forma que análises dedicadas necessitem da procura de um novo processo físico como evento de sinal.

Para o decaimento exótico do Higgs do MP, três hipóteses são tomadas.

1) O bóson de Higgs observado com $m_h = 125$ GeV é o principal responsável pela violação da simetria eletrofraca. Para modelos com escalares adicionais, é necessário que a sua fenomenologia reproduza a do MP, para o regime de baixas energias, de forma a sempre existir um escalar com o spin e a paridade do Higgs do MP. Para modelos com setores escalares mais complexos do que o MP, a busca por bósons de Higgs adicionais precisa explorar maiores valores para a sua massa.

2) O bóson de Higgs observado pode decair em partículas além do MP, permitindo a descoberta de novas partículas, fracamente acopladas, que tenham os decaimentos exóticos do Higgs como principal modo de produção no LHC.

3) O decaimento exótico para o bóson de Higgs de massa 125 GeV em duas partículas neutras além do MP. Para razões de ramificação comparáveis àquelas envolvendo partículas do MP, o decaimento em partículas exóticas deve ser iniciado com um decaimento de dois corpos. Modos de decaimento envolvendo partículas leves podem ser originados em loops e são capazes de alterar as larguras de decaimentos do Higgs do MP, em especial para os modos com fótons no estado final, $h \rightarrow Z\gamma$ e $h \rightarrow \gamma\gamma$.

3.3 Decaimentos Exóticos envolvendo ALPs

A presença de acoplamentos do ALP com partículas do MP abre espaço para uma variedade de decaimentos exóticos para o bóson de Higgs, que podem ser descobertos durante a próxima tomada de dados, de alta luminosidade, do LHC, o *High-Luminosity LHC* (HL-LHC).

Os modos de decaimento mais relevantes para o estudo do acoplamento do ALP com partículas do MP correspondem aos modos $h \rightarrow Za$ e $h \rightarrow aa$, com atenção especial para o modo $h \rightarrow Za$.

Embora bem motivado, o estudo de novos escalares leves pode ser limitado pelo

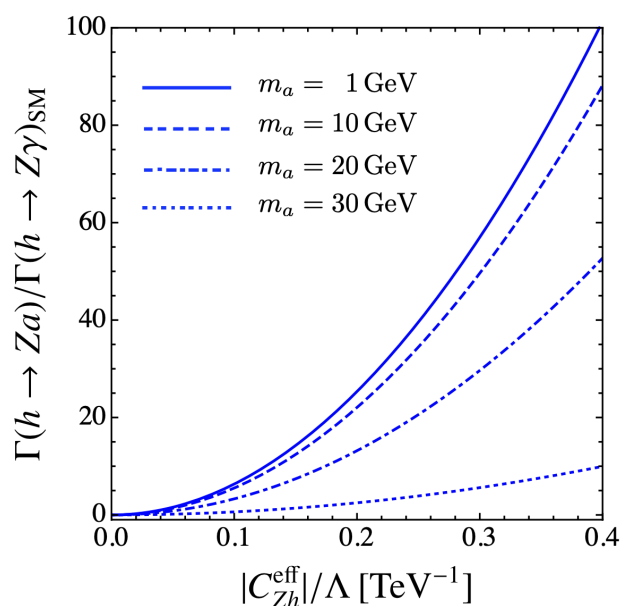
aparato operacional fornecido pelos atuais detectores, em especial a resolução angular, e o tamanho de suas células. Desta forma, pares de fótons provenientes de partículas muito leves podem ser identificados e reconstruídos como um único fóton pelo detector, tornando impossível a resolução dos dois objetos, acarretando em um excesso nas larguras de decaimento para canais com fótons único no estado final.

Por conta desta limitação para a reconstrução de pares de fótons colimados, para certas regiões do espaço de parâmetros, decaimentos do tipo $h \rightarrow Za$ com $a \rightarrow \gamma\gamma$, podem ser reconstruídos no canal $h \rightarrow Z\gamma$, podendo ser considerado como contribuição de nova física para este modo de decaimento, como apresentado na seção 3.1.

Este aumento na taxa de decaimento do canal $h \rightarrow Z\gamma$, indica a necessidade de uma abordagem, que forneça um melhor entendimento de pares de fótons colimados. A possibilidade de identificação destes pares de fótons pode fornecer um aumento de sensibilidade para as análises do ATLAS com busca por contribuições de nova física, principalmente para partículas leves com decaimentos dominantes em pares de fótons, em especial quando este modo é o único possível.

A figura 6 mostra a razão entre a largura de decaimento do canal $h \rightarrow Za$, dada por $\Gamma(h \rightarrow Za)$, e do canal padrão $h \rightarrow Z\gamma$, em função dos acoplamentos entre os bósons Z e h, onde $|C_{Zh}^{\text{eff}}|$ corresponde ao acoplamento efetivo entre os bósons, e Λ à escala de nova física. Esta relação indica um esperado excesso para esta razão, para maiores valores de acoplamento Zh e para partículas com menores massas, dentro do limite cinemático acessível do decaimento $h \rightarrow Z\gamma$.

Figura 6 - A razão $\Gamma(h \rightarrow Za)/\Gamma(h \rightarrow Z\gamma)_{SM}$ como função do acoplamento entre o bóson Z e o Higgs, para diferentes valores de massa da partícula a .

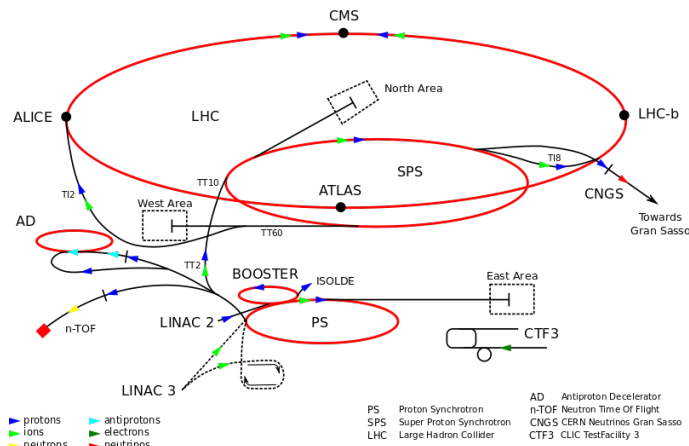


4 EXPERIMENTO ATLAS

4.1 O LHC e seus experimentos

O LHC (*Large Hadron Collider*) é um acelerador circular de partículas com 27 km de perímetro, localizado no CERN (*European Organization for Nuclear Research*). O LHC consiste no estágio final de aceleração de um sistema de aceleradores, como pode ser visto na figura 7.

Figura 7 - Complexo de aceleradores do CERN, com destaque para o LHC, e seus quatro experimentos principais.



Fonte: WENNINGER, 2015, p.350.

A aceleração dos prótons é realizada em diferentes seções de forma a aumentar a sua energia e momento, enquanto os magnetos são responsáveis pela focalização do feixe.

Cavidades supercondutoras de radio frequência (RF) aceleram os prótons com um gradiente de 16 MV/m, de forma que os prótons devem ser agrupados em pacotes ou *bunches*. Estes pacotes de partículas viajam em sentidos opostos até o momento de sua colisão em quatro pontos do acelerador, que correspondem aos experimentos ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*), CMS (*Compact Muon Solenoid*), ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) e o LHCb (*A Large Hadron Collider Beauty*).

Os experimentos ATLAS e CMS são de propósito geral, sendo capazes de estudar todos os tópicos de física acessíveis à sua energia de centro de massa. O experimento ALICE é dedicado ao estudo do plasma de quarks e glúons criado a partir de colisões de íons pesados, como próton-chumbo ou chumbo-chumbo. E por último, o LHCb é dedicado ao estudo de violação CP a partir de medidas de precisão, além de decaimentos exóticos de hádrons-B e buscas por nova física no setor do quark b.

Os prótons são mantidos em uma trajetória circular a partir de aproximadamente 2000 dipólos supercondutores, que fornecem um campo magnético de 8,4 T, enquanto por

volta de 500 quadrupólos magnéticos focalizam o feixe de prótons.

Para a manutenção deste campo magnético, os supercondutores são resfriados a uma temperatura de 1,9 K, com hélio superfluido. Para correções mais precisas da trajetória do feixe, magnetos de ordem superior, como sextupólos, octupólos, também são utilizados.

Para a obtenção de medidas com alta precisão, para eventos físicos de interesse, que geralmente possuem pequenos valores de seção de choque, um colisor de partículas deve operar com uma alta taxa de eventos, que pode ser entendida a partir do conceito de luminosidade.

A luminosidade instantânea expressa o número de interações por unidade de área e tempo. Para um colisor de partículas, essa quantidade depende do número de pacotes por feixe, N_c , o número de partículas por pacote, n_1 e n_2 , a área de colisão entre os dois pacotes, A , e a frequência de revolução f , que depende do perímetro do acelerador. Por fim, a luminosidade instantânea pode ser dada por:

$$\mathcal{L} = f \frac{N_c n_1 n_2}{A} \quad (16)$$

onde, para colisões entre feixes simétricos, a área A pode ser definida por

$$A = 4\pi\sigma_x\sigma_y \quad (17)$$

onde σ_x e σ_y correspondem à largura dos feixes nos planos x e y , respectivamente.

A luminosidade integrada, é definida como a integral da luminosidade instantânea, na forma:

$$L = \int \mathcal{L} dt \quad (18)$$

A luminosidade integrada é geralmente utilizada para expressar o tamanho de um conjunto de dados, sendo relacionada com o número esperado de ocorrências, N , de um certo processo físico e sua probabilidade de ocorrência, a partir da sua seção de choque σ , na forma:

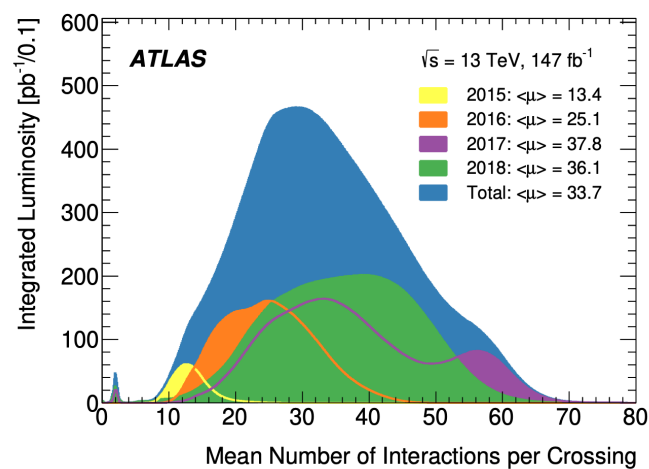
$$N = \sigma \int \mathcal{L} dt \quad (19)$$

onde o aumento da luminosidade instantânea proporciona o aumento dos eventos físicos de interesse, sendo importante para o estudo de eventos físicos mais raros.

As primeiras colisões do LHC ocorreram em 2009 com uma energia de centro de massa de $\sqrt{s} = 900$ GeV, aumentada para $\sqrt{s} = 7$ TeV em 2010 e 2011. No ano de 2012 a energia de centro de massa alcançou $\sqrt{s} = 8$ TeV, com as colisões ocorrendo a cada 50 ns. No ano de 2015 houve novamente uma mudança na energia de centro de massa, para $\sqrt{s} = 13$ TeV, e uma diminuição no intervalo entre as colisões, que passou a ser de 25 ns.

Em cada cruzamento dos feixes, ou *bunch crossing* pelo menos um par de prótons pode colidir, de forma que a probabilidade de observação de uma certa quantidade de interações entre estes prótons pode ser modelada por uma distribuição de Poisson. Para um número fixo de pacotes colidindo, o número de prótons por pacote e a sua colimação determina o valor da média da distribuição de Poisson, proporcional à luminosidade instantânea. Desde as primeiras colisões, o número médio de interações por *bunch crossing* aumenta, alcançando um valor de médio de $\langle\mu\rangle = 38,0$ em 2017, como pode ser visto na figura 8.

Figura 8 - Número médio de interações por *bunch crossing*, ao longo dos anos.



Fonte: AAD, 2019, p.5.

4.2 O *High-Luminosity* LHC (HL-LHC)

Durante a LS1 (*Long Shutdown 1*), de 2013 a 2014, o LHC sofreu uma série de alterações, como, por exemplo, o aumento da energia de centro de massa, de 8 TeV para 13 TeV, o número de pacotes por feixe, de 1380 para 2808, e também a redução de tempo entre os pacotes, de 50 ns para 25 ns. Com essas modificações, a luminosidade instantânea alcançou um valor nominal de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ em 2015, permitindo uma luminosidade integrada de 150 fb^{-1} ao final do *Run II*, em 2018.

Durante a LS2, de 2019 até 2021, o LHC está sendo preparado para dobrar o valor nominal da luminosidade instantânea, atingindo $\mathcal{L} = 2 - 3 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, ampliando o número de interações de 55 para 80 por *bunch crossing* com 25 ns de intervalo entre os pacotes. Essa modificação será possível graças à integração do Linac4 no complexo de injeção de feixe e a alteração da energia do *PS Booster*, para a redução da emitância do feixe, além de uma melhora no sistema de colimação do LHC.

A *Phase-II Upgrade* está prevista para acontecer durante a LS3 depois de 2024, e consiste no passo final em direção ao regime de alta luminosidade do LHC, chamado de *High-Luminosity* (HL-LHC). Com o aperfeiçoamento das cavidades de aceleração e dos magnetos, o HL-LHC será capaz de fornecer um valor de pico para a luminosidade instantânea de $\mathcal{L} = 5 - 7,5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ com até 200 interações por "bunch crossing", permitindo a obtenção de dados de até 3000 fb^{-1} .

Uma maior luminosidade possibilita o aumento da produção da quantidade de dados, o que permite a maior ocorrência de procesos físicos com uma pequena seção de choque. Esta maior disponibilidade de eventos, favorece o estudo de processos mais raros, inclusive com contribuições de nova física.

Para o regime de alta luminosidade, ocorrerá o aumento do número de colisões, de forma que neste período, 140 colisões ocorrerão a cada *bunch crossing*, em comparação com as 40 da última tomada de dados. De forma a atender esta demanda, o feixe deverá ser mais intenso e mais focalizado, onde, novos quadrupólos magnéticos serão instalados em cada lado dos experimentos ATLAS e CMS para a focalização dos *bunches* antes da colisão. Estes magnetos supercondutores serão compostos por uma mistura de nióbio e estanho, utilizado pela primeira vez em um acelerador de partículas, fornecendo um campo magnético de 12 T, em comparação com os 8 T atuais.

Uma nova ótica para um feixe mais intenso e focalizado possibilitará uma maior taxa de colisões durante o tempo de vida do feixe. Para curvar a trajetória deste feixe, os supercondutores fornecerão aos *bunches* um momento transversal antes de sua colisão, resultando em uma maior área de interação dos dois pacotes, tornando a colisão entre os dois feixes mais provável.

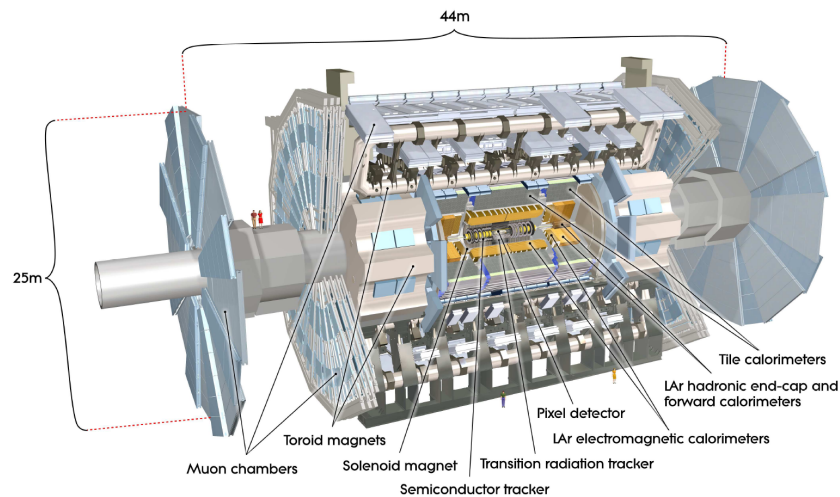
A performance do HL-LHC irá contar com o aprimoramento da cadeia de injeção dos feixes. Um novo acelerador linear, chamado de *Linac4*, o primeiro na cadeia, está em

fase de testes e tem como objetivo a substituição do existente *Linac2*. O Linac não será o único acelerador que sofrerá mudanças, o *PS Booster*, *Proton Synchotron* (PS) e *Super Proton Synchotron* (SPS) também sofrerão alterações para o novo regime.

4.3 O Experimento ATLAS

O Experimento ATLAS (AAD, 2008) é de propósito geral, com um peso total de 7000 toneladas, um comprimento de 44 m e diâmetro de 25 m. Um esquema do detector ATLAS e seus subsistemas podem ser vistos na figura 9.

Figura 9 - Experimento ATLAS e seus detectores.



Fonte: AAD, 2008, p.4.

O experimento ATLAS possui geometria cilíndrica com seus sub-detectores dispostos em cilindros concêntricos e discos, ou tampas, de forma a cobrir todo o ângulo sólido ao redor do ponto de interação. O primeiro destes detectores é o Detector Interno, ou de traços, responsável pela reconstrução da trajetória das partículas carregadas e pela medida do seu momento, a partir de sua curvatura em um campo magnético solenoidal de 2 T.

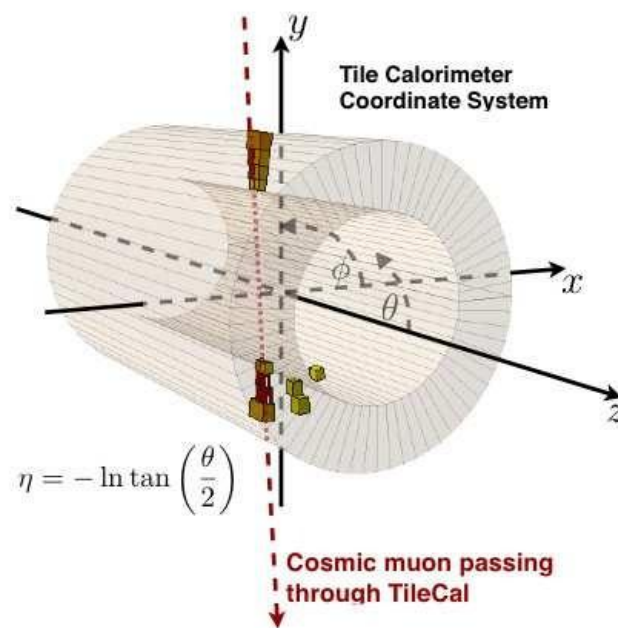
O sistema de calorimetria é composto de um calorímetro eletromagnético e um hadrônico, construídos ao redor do Detector Interno, com o objetivo de medir a energia de elétrons, fótons e hádrons, a partir da detecção dos chuveiros produzidos a partir da interação das partículas incidentes com o material dos calorímetros.

A parte mais externa do detector ATLAS consiste no espectrômetro ou câmara de múons, imerso em um campo magnético toroidal, consistindo em um sistema de traços para a detecção de múons.

4.3.1 Sistema de Coordenadas

O detector ATLAS possui um sistema de coordenadas cilíndricas próprio, baseado nas variáveis η e ϕ , como esquematizado na Figura 10. O ângulo azimutal ϕ é definido como sendo formado pela projeção da trajetória da partícula no plano perpendicular ao eixo formado pela direção do feixe, no ponto da colisão, que marca o centro do sistema. O ângulo polar θ como sendo formado entre a direção do feixe e a trajetória da partícula.

Figura 10 - Sistema de coordenadas cilíndricas, baseada nos ângulos azimutal (ϕ) e polar (θ), do detector ATLAS.



Fonte: MOURA JUNIOR, 2014, p.11.

4.3.2 Rapidez

A rapidez (y) é uma quantidade importante para o estudo da física nos aceleradores, devido à velocidade das partículas incidentes participantes da colisão, estarem na direção do eixo do feixe.

Essa propriedade leva à definição de quantidades referentes aos *boosts* dos referenciais em repouso dos observadores que se movem paralelas ao eixo do feixe. Para o caso de um acelerador, o *boost* de Lorentz é feito na direção z , correspondente à direção do feixe. A rapidez pode ser definida pela equação (20):

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \quad (20)$$

onde E corresponde à energia da partícula e p_z à componente z do seu momento.

Para o regime altamente relativístico, onde $p \gg m$, temos a aproximação da equação (20) dada por (21):

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{\cos^2(\theta/2) + m^2/4p^2 + \dots}{\sin^2(\theta/2) + m^2/4p^2 + \dots} \simeq -\ln \tan(\theta/2) \quad (21)$$

A rapidez é uma grandeza relacionada ao ângulo entre o plano transversal e a direção da emissão do produto da colisão. Por definição, a rapidez é nula quando a partícula se movimenta de maneira transversal ao eixo do feixe, e tende ao infinito quando esta se movimenta perto do eixo do feixe e na mesma direção.

4.3.3 Pseudorapidez e Parâmetro de Raio

É possível definir uma outra quantidade similar à rapidez para a medida de partículas muito energéticas, a pseudorapidez (η), definida como:

$$\eta \equiv -\ln \tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \quad (22)$$

A pseudorapidez (η) é especialmente importante para colisões com hádrons, onde por conta da composição dos prótons, as interações raramente possuem o centro de massa coincidente com o referencial em repouso do detector. Embora, para colisões com altas energias, a rapidez e a pseudorapidez sejam praticamente iguais, a obtenção da segunda é mais simples, pois depende apenas do ângulo polar θ , como pode ser visto na equação (22).

A partir da pseudorapidez (η) e do ângulo azimutal (ϕ) podemos definir uma nova quantidade correspondente à distância das partículas no plano η - ϕ , chamada de parâmetro de raio (ΔR), que será utilizada posteriormente para a definição do cone dos jatos.

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} \quad (23)$$

4.4 Sistema Magnético

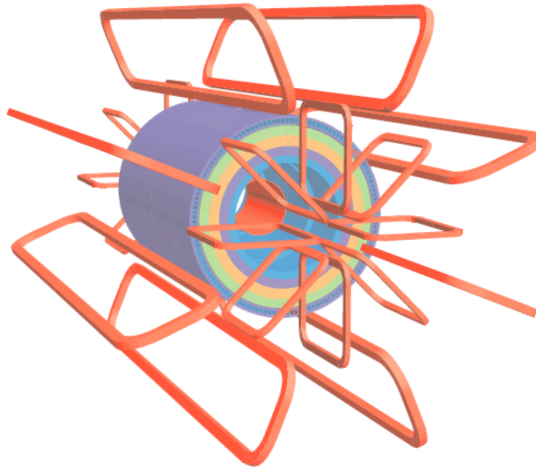
O sistema magnético do ATLAS é composto de quatro magnetos supercondutores, resfriados com hélio líquido a uma temperatura de 4,5 K, desenvolvidos para fornecer um campo ortogonal à trajetória da partícula. O sistema magnético é composto por um solenóide central, localizado entre o *Inner Detector* (ID) e o calorímetro eletromagnético, e três toróides, um em cada *end-cap*, e o terceiro no barril, como mostrado na Figura 12.

Esse sistema híbrido de magnetos possui a vantagem de estender a cobertura em pseudorapidez ($|\eta| < 3$), sendo capaz de manter um campo magnético nulo nos calorímetros, onde a sua presença afetaria a performance destes.

O solenóide central fica localizado entre o Detector Interno e o calorímetro eletromagnético, fornecendo um campo magnético de 2 T paralelo ao eixo do feixe, com a função de curvar a trajetória das partículas na direção azimutal ϕ dentro da aceitação do sistema de traços.

O sistema toroidal é responsável pelo campo magnético que curva a trajetória das partículas que chegam na câmara de múons. O sistema consiste de duas tampas ou *end-caps* nas extremidades do detector e um barril toroidal centrado ao redor dos calorímetros. Cada toróide é composto de 8 bobinas retangulares dipostas na direção radial do eixo do feixe. O campo magnético varia de 0,15 T a 2,5 T na região do barril, e de 0,2 T até 3,5 T nas regiões dos *end-caps*, orientados na direção ϕ curvando as partículas na direção η na câmara de múons.

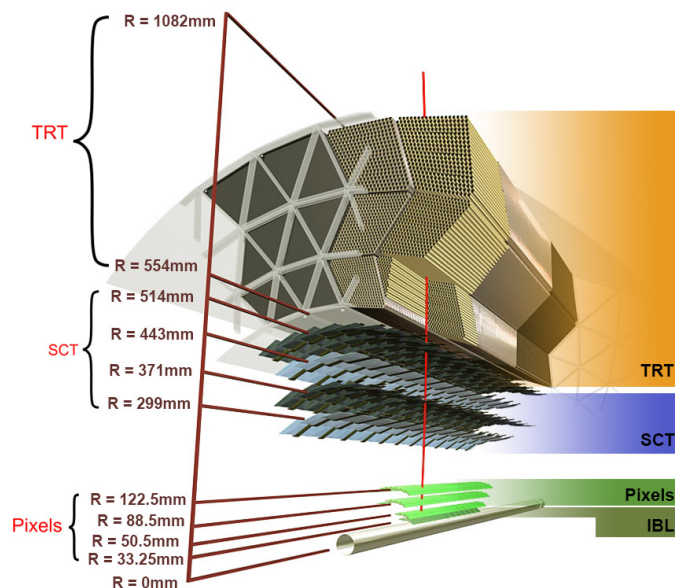
Figura 11 - Sistema magnético do Experimento ATLAS.



Fonte: AAD, 2008, p.20.

4.5 Detector Interno

Figura 12 - Detector Interno (ID) e seus subsistemas.



Fonte: AAD, 2008, p.55.

O Detector Interno (ID) do ATLAS, como pode ser visto na Figura 12, é desenvolvido para fornecer um reconhecimento hermético e robusto de padrões, além de uma boa resolução na medida do momento de partículas carregadas dentro de sua cobertura de pseudorapidez ($|\eta| < 3$), para faixas de momento transverso de GeV a TeV.

O sistema de traços é capaz de reconstruir precisamente os vértices primários, para a distinção entre vértices de *hard-scattering* daqueles de empilhamento, ou *pile-up*, além

dos vértices secundários, para a identificação de hádrons B e fótons convertidos. A sua fina granularidade permite uma medida precisa da curvatura do traço deixado pela partícula no campo magnético solenoidal de 2 T, mesmo com uma alta densidade de partículas.

Para o sistema de traços também é necessário a presença mínima de material, de forma a afetar minimamente a medida de energia do calorímetro e para a otimização da resolução nas medidas do momento e do vértice de partículas com baixo momento. De forma a alcançar esses requerimentos, o ID consiste de três sub-detectores que exploram diferentes técnicas e tecnologias: o detector de pixels, o *Semiconductor Tracker* (SCT) e *Transition Radiation Tracker* (TRT).

O detector de pixels e os SCTs são detectores de estado sólido compostos com silício. Esses dispositivos podem fornecer uma alta granularidade e medidas de posição com grande precisão. O terceiro dos detectores é o TRT, composto de finos cilindros preenchidos com uma mistura de gases, permitindo a coleção de um grande número de medidas enquanto trabalha de maneira contínua. A precisão relativa dos três subsistemas é comparável, de forma que nenhuma das medidas dos três sub-detectores domina a resolução da medida do momento.

4.5.1 Detector de Pixels

O detector de pixels (*Pixel Detector*) é a parte mais interna do ID, sendo o primeiro a ser atravessado pelas partículas produzidas na colisão, e portanto possui a melhor resolução espacial dos sub detectores. É posicionado próximo do eixo do feixe, em um raio de 31 mm até 123 mm, e possui cobertura em pseudorapidez de $|\eta| < 2.5$.

Composto por pixels de silício, dispostos em quatro camadas cilíndricas na região do barril, posicionadas a uma distância radial de 33,25 mm, 50,5 mm, 88,5 mm e 122,5 mm do eixo do feixe. Os dois *end-caps* são compostos de três discos, dispostos em distâncias de 49,5 mm, 58,0 mm e 65,0 mm. Os sensores são segmentados no plano R- ϕ e na coordenada z e, são caracterizados por uma resolução intrínseca para a posição dos *hits* de $\sim 12 \mu\text{m}$, ao longo do plano R- ϕ e $\sim 72 \mu\text{m}$ de resolução ao longo da coordenada z, para a primeira camada, e 115 μm para as outras três camadas. Desta forma, e com esta configuração, o *Pixel Detector* é capaz de fornecer pelo menos quatro *hits* precisos para a reconstrução de traços na proximidade do ponto de interação.

A camada mais interna do barril é chamada de *Insertable B-layer* (IBL), instalada para o Run II, entre um novo tubo menor para o feixe e a primeira camada do *Pixel Detector*. A IBL permite restaurar a eficiência do procedimento de *tracking* e *b-tagging* do *Pixel Detector*, deterioradas pela radiação. O IBL foi projetado para um pico de luminosidade de $\mathcal{L} = 1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, excedida durante o Run II. Pela proximidade ao ponto de interação permite o aperfeiçoamento da precisão na medida dos vértices e do

parâmetro de impacto.

4.5.2 Semiconductor Tracker

O *Semiconductor Tracker* (SCT) é localizado no intervalo $299 \text{ mm} < r < 514 \text{ mm}$, onde r é a distância radial do tubo do feixe, e é composto de oito camadas de microtiras de silício na região do barril e nove camadas na região *end-cap*.

As camadas do barril são organizadas em 4 cilindros, compostos de duas camadas de sensores montados *back-to-back*, com um ângulo estéreo de 40 mrad. São localizados em 30 cm, 37 cm, 44 cm e 51 cm do ponto de interação, sendo capazes de fornecer 4 pontos espaciais adicionais para cada traço. A resolução intrínseca das tiras é de $\sim 16 \mu\text{m}$ ao longo do plano $R-\phi$ e $580 \mu\text{m}$ ao longo da coordenada z .

O SCT contribui para a resolução do parâmetro de impacto, momento das partículas, e a posição na coordenada z do vértice, e, por conta de sua alta granularidade, desempenha papel fundamental para o reconhecimento de padrões. Devido à sua proximidade ao tubo do feixe, o *Pixel Detector* e o SCT, são expostos a uma grande quantidade de radiação, acarretando uma degradação em sua performance, necessitando de reposições a cada *upgrade* ou nova tomada de dados.

O SCT utiliza diferentes formatos de sensores para as regiões do barril e do *end-cap*, com sobreposição de sensores na área de material ativo. Para a região do barril os sensores possuem formato retangular, enquanto os sensores dos *end-caps* são trapezoidais com tiras radiais. Estes sensores contém 768 células de leitura com separação de $80 \mu\text{m}$ e 6,4 cm de comprimento, ligados juntos por um fio, com comprimento ativo de 12,8 cm.

A leitura binária dos módulos SCT limita a resolução espacial por sensor da ordem de $23 \mu\text{m}$, sendo a medida espacial criada a partir de uma posição em duas dimensões das tiras, com $800 \mu\text{m}$ de resolução para a segunda coordenada.

4.5.3 Transition Radiation Tracker

O *Transition Radiation Tracker* (TRT) é a parte mais externa dos três subsistemas do Detector Interno, localizado no intervalo $554 \text{ mm} < r < 1082 \text{ mm}$, fornecendo até 36 pontos adicionais com uma resolução intrínseca para a posição dos *hits* de $\sim 130 \mu\text{m}$ no plano $R-\phi$.

O TRT funciona como uma *drift chamber*, medindo o tempo de arrasto das cargas elétricas produzidas pelas partículas que a cruzam, e como um detector de radiação de transição, para a identificação de fótons e elétrons. Compostos por 370 mil tubos de 4 mm de diâmetro, preenchidos com uma mistura de 80% Ar e 20% CO_2 .

A região do barril é composta por 50000 tubos paralelos ao eixo do feixe, enquanto no *end-cap* temos 320000 tubos, dispostos de maneira radial. Os espaços entre os tubos são preenchidos com fibras de um polímero para o barril e folhas para os *end-caps*, para a criação da radiação de transição.

O gás no interior dos tubos é ionizado a partir da passagem de uma partícula, enquanto a diferença de potencial aplicada entre a superfície do tubo e do fio permite a coleção dos *clusters* ionizados. A medida do tempo necessário pelo *cluster* para alcançar o fio pode ser interpretado como a distância entre o traço e o fio, como por exemplo o raio do arrasto, caracterizado por uma resolução espacial da ordem de $170 \mu\text{m}$.

A radiação de transição é emitida quando uma partícula carregada altamente relativística ($\gamma > 10^3$) atravessa a borda entre materiais de diferentes constantes dielétricas. Os fótons da radiação de transição são absorvidos pelos átomos de Ar e depositam energia adicional na mistura de gás, levando a sinais de leitura significativamente mais altos, com uma amplitude que pode exceder o limiar de 6 keV. Esta funcionalidade fornece um poder discriminativo suficiente para a distinção entre elétrons e píons para energias entre 1 e 200 GeV, sendo parte importante dos critérios de seleção para a identificação de elétrons.

O TRT é capaz de fornecer até 30 *hits* por traço, permitindo a sua reconstrução contínua, desempenhando um importante papel para a resolução na medida do momento, para a cobertura $|\eta| < 1,0$ para a região barril e $1,0 < |\eta| < 2,0$ para a região dos *end-caps*.

4.6 Calorimetria

Antes da descrição do sistema de calorimetria do Experimento ATLAS, se faz proveitosa uma descrição sobre a técnica utilizada para a detecção de partículas, levando em conta que o calorímetro eletromagnético será de crucial importância para este estudo.

A medida de energia depositada por uma partícula em um calorímetro é baseada na coleta da energia das partículas secundárias, produzidas a partir da interação da partícula incidente com o material denso do detector.

A produção de partículas secundárias é chamada de chuva. Este processo de geração de partículas continua até a energia destas ser baixa o suficiente para serem absorvidas pelo material do detector. A energia dessas partículas secundárias é coletada a partir da detecção de luz, produzidas por materiais cintiladores ou pela produção de cargas elétricas a partir da ionização de materiais gasosos, ou líquidos.

Os calorímetros podem ser classificados em dois tipos, baseados diretamente em sua construção:

- **Calorímetros de Amostragem:** Para este tipo de calorímetros, o material passivo, ou absorvedor, responsável pela degradação da energia da partícula, e o mate-

rial ativo, responsável pelo fornecimento de um sinal mensurável, são dispostos de maneira intercalada. Os calorímetros do Experimento ATLAS são do tipo de amostragem, com argônio líquido (LAr) e cintiladores de poliestireno como materiais ativos, e chumbo, ferro e cobre como materiais passivos;

- **Calorímetros Homogêneos:** Para este tipo de calorímetro, o material utilizado para a sua construção possui as características necessárias para a contenção e detecção da energia depositada. A principal vantagem dos calorímetros homogêneos é a total coleta da energia depositada no calorímetro, enquanto para os de amostragem, uma parte da energia, depositada no material passivo, é perdida. O calorímetro eletromagnético do Experimento CMS (*Compact Muon Solenoid*) é homogêneo, utilizando cristais de PbWO_4 como material.

O tamanho e a configuração geométrica de um calorímetro depende do seu propósito, como tipo de partícula a ser detectada, bem como o intervalo de energia destas.

4.7 Chuveiros Eletromagnéticos

Para altas energias, os fótons interagem com a matéria primariamente a partir da produção de pares ($\gamma \rightarrow e^+e^-$), desde que $E_\gamma > 2m_e$. Para elétrons de alta energia, estes interagem a partir da emissão da radiação de bremsstrahlung, ou radiação de freamento. Estes fótons secundários são capazes de produzir outros pares, iniciando a cadeia de processos novamente. Estes dois processos continuam até a energia dos fótons de bremsstrahlung possuírem energia inferior ao limiar necessário para a produção de pares, ou quando os elétrons secundários atingem a energia na qual a perda por ionização é equivalente à perda por bremsstrahlung, encerrando a produção de novas partículas, e conseqüentemente o chuveiro.

Este limiar é chamado de energia crítica E_c , que pode ser parametrizada como:

$$E_c = \frac{610 \text{ MeV}}{Z + 1,24} \quad (24)$$

onde Z é o número atômico do material.

Para a caracterização do desenvolvimento de um chuveiro eletromagnético, temos a sua profundidade e largura. A profundidade do chuveiro quantifica a espessura do material necessário para a contenção de 95% do perfil longitudinal da energia do chuveiro, que pode ser parametrizada por:

$$L(95\%) \approx t_{\max} + 0,08Z + 9,6 = \left[\ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right) + C_j \right] + 0,08Z + 9,6X_0 \quad (25)$$

onde E_0 é a energia da partícula incidente e $C_j = -0,5$ para elétrons e $C_j = -1,0$ para

fótons. A quantidade $L(95\%)$ pode ser descrita em termos de unidades de comprimento de radiação X_0 , definido como:

$$X_0 = \frac{716,4 \times A}{Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})} [g.cm^{-2}] \quad (26)$$

onde Z é o número atômico e A o número de massa.

O comprimento de radiação (X_0) representa a quantidade necessária para reduzir a energia de um feixe de elétrons por um fator e . Para o caso dos fótons, esta grandeza pode ser definida como $7/9$ da distância média atravessada para a produção de um par elétron-pósitron. Por exemplo, para o calorímetro eletromagnético do ATLAS, que utiliza o argônio líquido (LAr) como material ativo, e o chumbo (Pb), como material passivo, temos que:

$$E_c^{\text{LAr}} = 32,84 \text{ MeV}, X_0^{\text{LAr}} = 14 \text{ cm}; \quad (27)$$

$$E_c^{\text{Pb}} = 7,43 \text{ MeV}, X_0^{\text{Pb}} = 0,56 \text{ cm}. \quad (28)$$

Considerando um elétron com $E = 100 \text{ GeV}$, a profundidade do seu chuveiro no LAr e no chumbo podem ser obtidas por:

$$L^{\text{LAr}}(95\%) \approx 260 \text{ cm}; \quad (29)$$

$$L^{\text{Pb}}(95\%) \approx 15 \text{ cm}; \quad (30)$$

Um outro parâmetro importante para o estudo dos chuveiros de elétrons e fótons, é o chamado raio de Molière (R_M). Este parâmetro caracteriza o desenvolvimento lateral do chuveiro, e será importante no capítulo 6. Como 95% de um chuveiro eletromagnético está contido em um cone de raio $2R_M$, este pode ser definido como:

$$R_M = \frac{21 \text{ MeV}}{E_c} X_0 \quad (31)$$

É interessante notar que a largura de um chuveiro eletromagnético não depende da energia da partícula incidente, apenas das propriedades do material que forma o calorímetro.

4.8 Chuveiros Hadrônicos

Um hádron de alta energia é capaz de produzir um chuveiro de partículas secundárias, entretanto os processos para esta produção são diferentes daqueles presentes em um chuveiro eletromagnético. Os chuveiros hadrônicos podem ser divididos em duas diferentes contribuições, ou componentes:

- **Componente Eletromagnética:** Corresponde a um valor entre 30% e 60% da energia total, proveniente dos decaimentos em pares de fótons de mésons π^0 e η , gerados no processo de absorção;
- **Componente Hadrônica:** Corresponde aos processos restantes, como a produção de nêutrons de baixa energia ou prótons de fragmentação. A principal diferença entre as duas componentes é que alguma fração da energia da componente hadrônica não contribui para os sinais. Esta energia invisível é devido, principalmente, à energia de ligação entre os nucleons, e representa até 40% da energia total, sem origem eletromagnética.

O parâmetro que descreve o desenvolvimento do chuveiro hadrônico é o comprimento de interação nuclear λ_i , análogo ao comprimento de radiação X_0 , e pode ser aproximado por:

$$\lambda \approx 35A^{1/3}[g.cm^{-2}] \quad (32)$$

Portanto, 95% da energia longitudinal de um chuveiro hadrônico é contido em:

$$t_{95\%} = t_{\max} + 2\lambda E^{0,13}, \quad (33)$$

onde

$$t_{\max} = 0.2\ln(E/1 \text{ GeV}) + 0,7\lambda \quad (34)$$

Considerando LAr e chumbo como materiais ativo e passivo, e um pión incidente com $E_\pi = 100 \text{ GeV}$, é possível obter:

$$\lambda_{\text{LAr}} = 85,77 \text{ cm and } t_{95\%}^{\text{LAr}} \approx 450 \text{ cm.} \quad (35)$$

$$\lambda_{\text{Pb}} = 17,59 \text{ cm and } t_{95\%}^{\text{Pb}} \approx 90 \text{ cm.} \quad (36)$$

É interessante notar que $\lambda \gg X_0$, já que a espessura de chumbo necessária para conter longitudinalmente o chuveiro de um pión com $E_\pi = 100 \text{ GeV}$ é 6 vezes maior do que para um elétron com 100 GeV de energia. Portanto, para um experimento de detecção de partículas, o calorímetro eletromagnético é construído no interior do hadrônico.

4.9 Resolução de energia de um calorímetro

Uma importante quantidade para a definição da performance de um calorímetro é a sua resolução de energia, parametrizada por três contribuições distintas, dada por:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (37)$$

onde \oplus significa a soma em quadratura.

O termo a é chamado de estocástico que leva em consideração as flutuações na deposição de energia por evento, o termo b , que inclui a contribuição do ruído eletrônico, e por último o termo constante c , dependente das não uniformidades do detector.

Para um calorímetro de amostragem, a energia depositada no meio ativo flutua evento por evento, devido à disposição intercalada entre as camadas do material ativo e passivo. A resolução de energia em um calorímetro de amostragem é limitada pelo número de partículas (N) que atravessam o material ativo, sendo proporcional a:

$$N \propto \frac{E}{d} \quad (38)$$

onde d é a espessura da camada do material passivo.

Considerando as interações das partículas secundárias com o material ativo:

$$\frac{\sigma}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{N}} = \sqrt{\frac{d}{E_0}} \quad (39)$$

Outro fator importante para a contribuição ao termo estocástico é a fração de amostragem (*sampling fraction*), definida como:

$$f_{\text{samp}} = \frac{E_{mip}(\text{active})}{E_{mip}(\text{active}) + E_{mip}(\text{passive})} \quad (40)$$

onde $E_{mip}(\text{active})$ e $E_{mip}(\text{passive})$ correspondem às energias depositadas por uma *minimum ionizing particle* (MIP), nos materiais ativo e passivo, respectivamente. Considerando f_{samp} , a resolução pode ser descrita por:

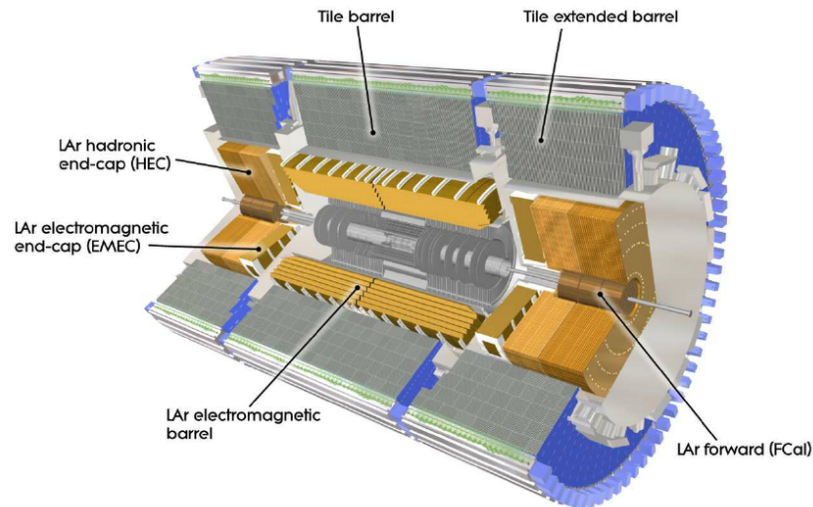
$$\frac{\sigma(E)}{E} \propto \sqrt{\frac{d}{f_{\text{samp}}}} \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (41)$$

A resolução de energia típica de um calorímetro eletromagnético de amostragem está em um intervalo de 5-20%/√ $E(\text{GeV})$.

4.10 Calorímetro Eletromagnético (LAr)

O calorímetro eletromagnético do Experimento ATLAS, ou simplesmente LAr, possui 6,65 metros de comprimento, e raio externo de 2,25 metros. É composto por um barril central, o *Electromagnetic Barrel* (EMB), com cobertura em pseudorapidez de $|\eta| < 1.4$, e dois *end-caps*, *Electromagnetic End-cap* (EMEC), com cobertura $1.4 < |\eta| < 3.2$.

Figura 13 - Calorímetros do Experimento ATLAS.



Fonte: AAD, 2008, p.8.

A região do barril consiste em duas metades separadas em $z = 0$, e cada um dos *end-caps* é dividido em dois discos coaxiais, o primeiro cobrindo $1.4 < |\eta| < 2.5$, e o segundo $2.5 < |\eta| < 3.2$. A região de transição entre o barril e os *end-caps* é conhecida como *crack region*, contendo material inativo, ou morto, bem como a divisão física entre os módulos. Em geral esta região é removida das análises físicas envolvendo elétrons e fótons. A figura 12 mostra a disposição dos calorímetros do Experimento ATLAS.

O LAr consiste em um calorímetro de amostragem, feito de camadas de 2 mm de argônio líquido como material ativo, intercaladas com eletrodos de cobre, responsáveis pela coleta das cargas de ionização geradas pelo chuvaire eletromagnético. O material passivo é o chumbo, com espessura de 1,5 mm, para $|\eta| < 0.8$, ou 1,13 mm para $|\eta| > 0.8$, colados a uma chapa de aço inoxidável com 0,2 mm de espessura, para melhorar a sua resistência mecânica.

O argônio líquido foi escolhido como material ativo devido ao seu comportamento linear intrínseco, alta capacidade de ionização e estabilidade, permitindo um sinal limpo para as análises. Uma outra característica valiosa é a sua resistência à radiação, sendo bastante robusto para a utilização na região frontal e naquelas próximas ao ponto de interação ($\eta \approx 4,9$).

O material passivo é diferente para cada uma das regiões. Para obter uma cobertura total em ϕ , e na diminuição de zonas cegas, o material é disposto na geometria de um acordeão. Ao longo das placas de chumbo, os eletrodos de cobre são adicionados de forma a permitir a visualização em 3 dimensões da deposição de energia das partículas.

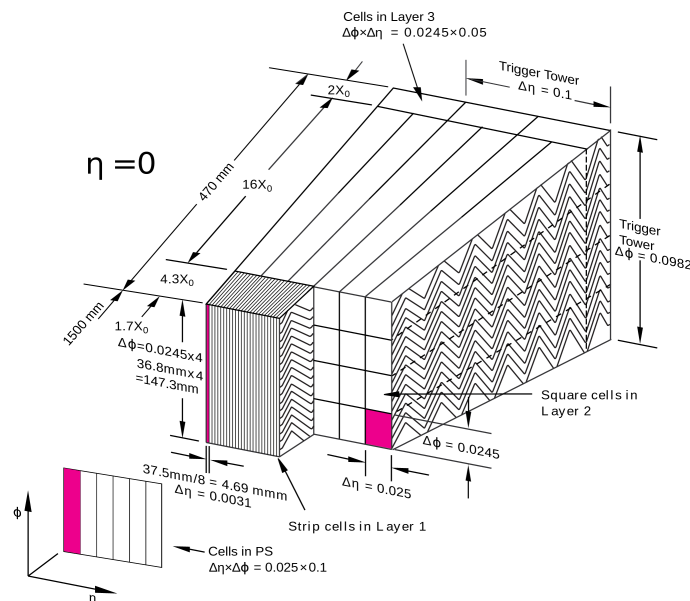
O calorímetro é segmentado em 190000 células ao longo de η e ϕ , e é composto de 4 camadas longitudinais para o registro preciso do desenvolvimento longitudinal do chuvaire. Com o aumento de η , é interessante notar o decrescimento da granularidade,

ou seja, do tamanho de suas células. A granularidade em ϕ da primeira camada é a mais fina do calorímetro, isto é necessário devido à presença do campo magnético do solenóide, responsável por curvar a trajetória das partículas no interior do chuveiro.

Para aumentar a precisão na medida da energia do calorímetro, é necessário diminuir a quantidade de material anterior à ele. A presença de material deteriora a resolução de energia e da medida da posição do parâmetro de impacto. Para diminuir esses problemas, foi adicionado um calorímetro pré amostrador, o *Pre-Sampler* (PS), contendo apenas material ativo, com o objetivo de obter uma estimativa da energia perdida no material anterior ao LAr.

Um esquema dos módulos do LAr com detalhes sobre granularidade, segmentação e comprimento pode ser visto na figura 14.

Figura 14 - Esquema de um módulo do LAr, com a sua segmentação em termos de η e ϕ , e comprimento em termos de X_0 .



Fonte: AAD, 2008, p.114.

Seguindo o esquema da figura 14, o calorímetro eletromagnético do ATLAS, o LAr, pode ser dividido em:

- **Presampler (PS):** Módulo fino, com uma espessura de 1,1 cm, localizado no interior do solenóide, a fim de permitir a correção de energia devido às perdas de energia antes que a partícula atingisse o calorímetro, com cobertura de $|\eta| < 1,8$;
- **EM1:** Caracterizada por tiras de fina granularidade em η , possui segmentação $\Delta\eta \times \Delta\phi \approx (0,0031 \times 0,098)$, fornecendo uma medida precisa da posição da partícula em η . Essa precisão é fundamental para os fótons, que não possuem sua trajetória reconstruída pelo ID, e para a associação entre os traços das partículas e seus chuveiros. O principal objetivo da EM1 é fornecer poder discrimina-

tivo entre fótons e mésons π^0 , que possuem o modo de decaimento em um par de fótons $BR(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = (98,823 \pm 0,034)\%$ (TANABASHI et al., 2018). Como $m_{\pi^0} = 134,9768 \pm 0,0005$ MeV (TANABASHI et al., 2018), os chuveiros produzidos pelos fótons possuem um pequeno ângulo de abertura entre eles, de forma que a fina granularidade do EM1 permite a discriminação destes chuveiros, desempenhando um papel importante na identificação de fótons. A camada EM1 corresponde a $4,3 X_0$, ou $6 X_0$, se considerarmos a extensão do PS.

- **EM2:** Responsável pela absorção da maior parte da energia dos chuveiros eletromagnéticos, e portanto, a mais extensa das camadas. Possui granularidade $\Delta\eta \times \Delta\phi \approx (0,025 \times 0,0245)$, o que permite um bom balanço entre a contenção lateral do chuveiro e a limitação do ruído eletrônico proveniente do *pile-up*. A EM2 possui espessura de $16 X_0$, se estendendo até $22 X_0$, a partir do PS.
- **EM3:** Com granularidade $\Delta\eta \times \Delta\phi \approx (0,025 \times 0,0245)$, é menos robusta do que as camadas anteriores, devido a necessidade apenas da contenção da parte final do chuveiro. A camada EM3 fornece poder discriminativo para chuveiros de alta energia, contribuindo para a discriminação fóton/elétron e jatos. A EM3 possui espessura de $2 X_0$.

A resolução de energia do LAr é dada por:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (42)$$

Onde:

- O termo estocástico, ou de amostragem, (a/\sqrt{E}) , é devido à variações evento por evento na energia depositada no argônio líquido, induzidas por flutuações no desenvolvimento do chuveiro, na energia depositada em materiais inativos do calorímetro e nos vazamentos lateral e longitudinal da energia do *cluster*. Estimado como $10\%/\sqrt{E}$ no barril, $15\%/\sqrt{E}$ no *end-cap*.
- O termo de ruído (b/\sqrt{E}) , possui relação com o ruído eletrônico da cadeia de leitura das células do calorímetros que formam um *cluster*. Tomada de dados dedicadas indicam $b \approx 300$ MeV por *cluster*. O termo de ruído é significativo apenas para partículas com baixa energia, da ordem de $E < 10$ GeV.
- O termo constante (c) , é devido às não uniformidades do calorímetro. Testes dedicados realizados anteriormente ao período de tomada de dados indica $c = 0,7\%$.

Para baixas energias, a resolução é limitada pelo ruído proveniente do *pile-up*, enquanto para altas energias, o termo constante limita a performance do detector, por conta da dependência inversa da energia para os outros dois termos, resultando em:

$$\frac{\sigma(E)}{E} \approx \frac{10\% \div 17\%}{\sqrt{E}} \oplus 0,7\% \quad (43)$$

4.11 Calorímetro Hadrônico (TileCal)

O calorímetroadrônico do ATLAS consiste de quatro subsistemas, que possuem cobertura total em pseudorapidez, até $|\eta| \approx 4,9$, utilizando diferentes técnicas para melhor atender os diferentes requisitos e ambientes de radiação para um grande intervalo de pseudorapidez. Os quatro subsistemas correspondem ao barril, o *TileBarrel*, um barril estendido de cada lado do principal, *Tile Extended Barrel*, os *end-caps* hadrônicos, *Hadronic End-Caps* (HEC) e o calorímetro frontal, *Forward Calorimeter* (FCAL), como pode ser visto na figura 13. O principal parâmetro para o desenvolvimento de um calorímetro hadrônico é sua espessura, com mais de onze comprimentos de interação nuclear λ_I , fornecendo uma boa contenção dos chuveiros hadrônicos, minimizando vazamentos para a câmara de múons.

O barril possui cobertura em pseudorapidez de $|\eta| < 1,0$, enquanto para o barril estendido, $0,8 < |\eta| < 1,7$. Os dois detectores são compostos de telhas cintilantes como material ativo e aço como material passivo, dispostos em três camadas. A luz produzida a partir da cintilação do material ativo com a interação das partículas é transmitida através de fibras ópticas e enviadas para duas fotomultiplicadoras.

O HEC possui cobertura de $1,5 < |\eta| < 3,2$, superpondo com o barril estendido, consistindo de dois aros cilíndricos, cada um com diferentes granularidades, dispostos atrás do calorímetro eletromagnético. Para os *end-caps*, o material passivo utilizado é o cobre e o argônio líquido corresponde ao material ativo.

4.12 Calorímetro Frontal (FCAL)

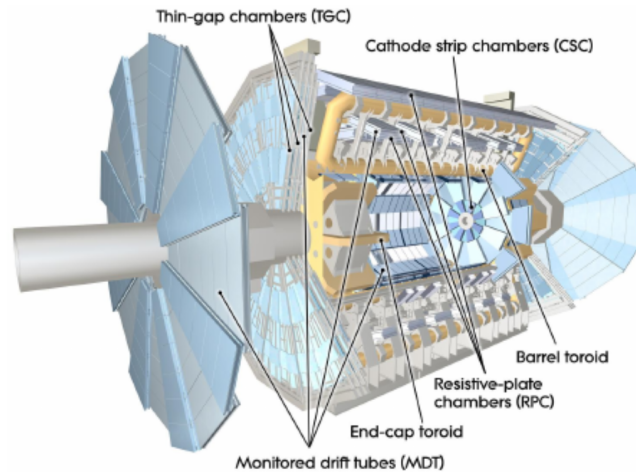
O calorímetro frontal (FCAL) cobre a região mais frontal do calorímetro, mais próxima do eixo do feixe ($3,2 < |\eta| < 4,9$), caracterizada por estar sujeita a um grande fluxo de partículas. O FCAL possui uma profundidade de $\approx 10\lambda$, sendo composto por três camadas de material em cada *end-cap*, com argônio líquido como material ativo. A primeira camada é utilizada como um calorímetro eletromagnético, utilizando cobre como material passivo. As outras duas camadas funcionam como um calorímetro hadrônico, utilizando o tungstênio como material absorvedor.

A resolução de energia típica do FCAL é dada por:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\% \quad (44)$$

4.13 Espectrômetro de Múons

Figura 15 - Espectrômetro de Múons e seus subsistemas.



Fonte: AAD, 2008, p.11.

Os múons são partículas que interagem muito pouco com a matéria, conhecidas como *minimum ionizing particle* (MIP), e com vida média igual a $2 \mu\text{s}$ e com alto momentum, são as únicas partículas carregadas capazes de atravessar todos os detectores do experimento ATLAS, podendo ser detectados em um sistema dedicado.

O Espectrômetro de Múons, como mostrado na figura 15, fornece medidas de momento com alta resolução mesmo no regime de altas energias, a partir da curvatura da trajetória devido ao campo magnético fornecido pelo toróide. Sendo capaz de fornecer medidas independentes dos outros detectores, é um componente importante para um rápido *trigger* de eventos. Possui cobertura de $|\eta| < 2,7$.

Os traços dos múons são medidos em dois tipos de câmaras de precisão, as *Monitored Drift Tubes* (MDT) na região do barril e as *Cathode Strip Chambers* (CSC) na região dos *end-caps*. Em adição às câmaras de precisão, temos detectores utilizados para o *trigger* rápido dos eventos com múons para $|\eta| < 2,4$, as *Resistive Plate Chambers* (RPC) para a região do barril e as *Thin Gap Chambers* (TGC) para a região dos *end-caps*.

Devido ao grande fluxo de partículas para regiões com maiores valores de $|\eta|$, a camada mais interna dos *end-caps* ($2,0 < |\eta| < 2,7$) utiliza as CSCs, que consistem em câmaras de fios múltiplos *multi-wire chambers* orientadas radialmente, onde a sua alta taxa de leitura, possibilita o alcance de grandes taxas de aquisição.

As RPCs são utilizadas na região do barril para tarefas de *trigger* para os múons na região $|\eta| < 1,05$, explorando a sua boa resolução espacial e temporal, permitindo a discriminação dos múons de diferentes *bunch crossings*. Uma unidade básica de uma RPC

consiste em uma pequena abertura preenchida com uma mistura de gases formada por duas placas resistivas paralelas.

Para a região dos *end-caps*, $1,05 < |\eta| < 2,7$ para medidas de precisão e $1,05 < |\eta| < 2,4$ para propósitos de trigger, as TGCs fornecem uma boa resolução temporal. As TGCs são baseadas na mesma técnica utilizada para as CSCs, operando com um gás altamente reativo/extinção de CO₂ e n-pentano, com fios dispostos paralelamente aos fios das MDTs a fim de fornecer informações para o *trigger*. As TGCs também são utilizadas para medidas na coordenada ϕ do traço para complementar as medidas realizadas pelas MDTs.

4.14 Sistema de *Trigger*

O Experimento ATLAS opera com um grande número de colisões, impossibilitando o registro de toda a informação produzida, sendo necessário algum sistema de filtragem, para a aquisição apenas dos dados mais relevantes. Para a luminosidade instantânea de $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, o detector é exposto a um cruzamento de feixes, ou *bunch crossing*, a cada 25 ns, com um número médio de colisões da ordem de 25.

O sistema de filtragem, ou de *trigger*, é construído para reduzir a taxa de eventos de 40 MHz para ≈ 1 kHz, que corresponde à máxima taxa de dados que pode ser processada.

Os sistemas de filtragem *online* possuem uma hierarquia de seleção, de forma que os estágios iniciais são validados pelos posteriores. Essa hierarquia é desenvolvida de forma que os níveis mais baixos façam a sua seleção baseados critérios mais simples e com menos tempo para a tomada de decisões. Os estágios superiores possuem critérios de seleção mais robustos com mais tempo para a tomada de decisão, atuando apenas nas seleções feitas pelos estados anteriores.

O sistema de trigger do ATLAS é composto de um nível baseado em hardware, chamado de *Level 1 Trigger* (L1), utilizando informações dos calorímetros e da câmara de múons. O L1 busca por objetos, como elétrons, fótons, múons ou jatos, com um alto momento transversal, assim como por altos valores de energia transversal perdida e total. Para cada evento, é definida uma região de interesse (RoI), onde a seleção identifica determinadas características. A tomada de decisão do L1 é caracterizada por uma latência de $\approx 2,5 \mu\text{s}$, reduzindo a taxa de eventos até 100 kHz.

O *High Level Trigger* (HLT) é baseado em software. A partir da utilização das informações da RoI e do L1, é capaz de explorar toda a granularidade do detector, com algoritmos *offline* voltados para reconstrução de objetos. O HLT é capaz de reduzir a taxa de saída para alguns kHz, com um tempo de processamento da ordem 4 s.

4.15 Reconstrução de objetos físicos com o detector ATLAS

O constante aumento da produção de dados e o conseqüente aumento do número de análises, motivou o desenvolvimento de infraestruturas mais complexas, para o atendimento das necessidades de cada análise. Para um experimento de grande escala como o ATLAS, se faz necessário todo um sistema dedicado à reconstrução *offline* dos dados, responsável por fornecer informações de alto nível para simulações ou colisões reais no detector.

O processamento destas informações inicia com os dados crus (*Raw Data*), de baixo nível, obtidos dos sensores dos detectores presentes no ATLAS, selecionados pelo *trigger*. Sequencialmente, as informações de nível mais alto são produzidas até que os objetos físicos básicos, como elétrons, fótons e múons, empregados nos canais de análise sejam gerados.

Para o caso de elétrons e fótons, em especial o último, que consiste em um objeto físico de interesse neste trabalho, as informações são tratadas por algoritmos específicos de processamento para a geração de informações de mais alto nível. O Detector Interno (ID), fornece os traços para as partículas carregadas, enquanto para o Sistema de Calorimetria, temos os *clusters*, aglomerados de células com depósito de energia da partícula incidente.

O processo segue para a combinação destas informações de mais alto nível em um candidato a fóton ou elétron. Estes candidatos ainda passam por mais alguns processamentos objetivando calibrações de energia, geração de grandezas físicas e também dos anéis de energia, que serão mencionados futuramente neste trabalho.

No experimento ATLAS, os algoritmos referentes aos processos de reconstrução, e o próprio algoritmo de reconstrução, estão contidos no *framework* Athena. Este ainda contém o sistema de *trigger*, geradores de eventos de Monte Carlo (MC), algoritmos para a integração com o Geant4, para a digitalização dos eventos simulados, entre outros.

4.16 Formação de clusters topológicos

A coleção de sinais do calorímetro provenientes de uma colisão de altas energias pode ser agrupada em *clusters*, que pode ser definido como um aglomerado de células conectadas de maneira topológica, sem restrição de tamanho. Esta técnica consiste em uma tentativa de extrair o sinal a partir do *background* de ruído eletrônico e outras fontes de flutuação para o valor da energia, como o empilhamento de sinais, ou *pile-up*, devido ao grande número de colisões por segundo.

Essa estratégia é bastante efetiva para o ambiente do ATLAS, cujos calorímetros possuem alta granularidade. A combinação de uma leitura na direção transversal finalmente segmentada, com uma disposição de camadas de leitura de maneira longitudinal

permite a construção de padrões espaciais para os eventos de sinal, removendo contribuições insignificantes induzidas pelo ruído.

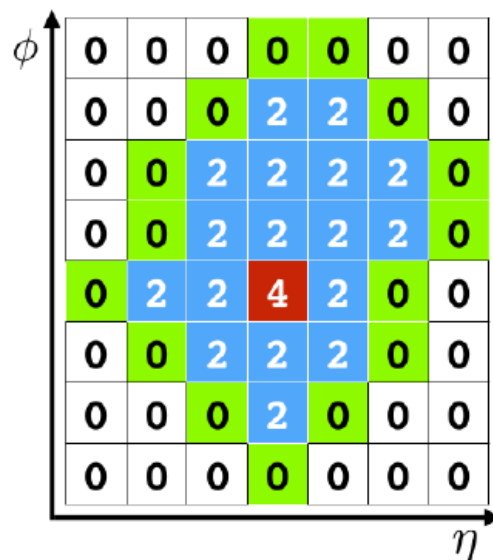
A extração do sinal é possível a partir da reconstrução de objetos tridimensionais, oriundos da formação dos chuviros resultantes das interações das partículas com o material do calorímetro.

Portanto, a ideia de clusterização topológica consiste no agrupamento de células adjacentes que possuem um valor significativo de energia em comparação com o valor esperado para o ruído, resultando em *clusters* sem tamanho definido. Estes podem se estender por diferentes camadas e calorímetros, em contrapartida aos clusters de tamanho fixo, produzidos pelos algoritmos do tipo *sliding-window*.

A construção dos *clusters* topológicos inicia a partir de uma lista de células semente que possuem uma relação sinal-ruído acima de um certo limiar, $(S/N)_{semente} > 4$ para o esquema 4-2-0 (AAD, 2016). Para células adjacentes, podendo ser na mesma camada ou não, a relação sinal-ruído deve respeitar $(S/N)_{vizinho} > 2$ (4-2-0). O último passo de adição de novas células pode garantir a inclusão da parte final dos chuviros ao cluster, a depender do limiar escolhido.

A utilização do esquema 4-2-0 fornece uma boa supressão ao ruído, já que o limiar necessário de relação sinal-ruído para as células do perímetro do *cluster* é semelhante ao produzido pelo ruído. Essa supressão implícita do ruído proveniente do algoritmo de clusterização aumenta a performance do calorímetro, como por exemplo as resoluções de energia e de espaço na presença de *pile-up*. Um esquema da técnica de clusterização para o esquema 4-2-0 pode ser visto na figura 16.

Figura 16 - Um aglomerado de células, ou *cluster*, construído a partir do esquema 4-2-0.



Fonte: O autor, 2021

Uma das principais motivações para a técnicas de clusterização de células consiste na reconstrução de chuveiros de partículas isoladas com a maior precisão possível em termos de energia e formato do chuveiro. Inicialmente é esperado uma alta eficiência dos algoritmos de clusterização para a reconstrução de um único *cluster*, para cada partícula incidente no calorímetro, especialmente para chuveiros densos e altamente compactados no calorímetro eletromagnético.

Os chuveiros hadrônicos estão sujeitos a número maior de flutuações intrínsecas devido à sua composição não fundamental, acarretando em maiores variações no formato e no tamanho destes chuveiros. Os hádrons produzidos a partir de interações inelásticas no desenvolvimento do chuveiro podem produzir novos chuveiros fora da vizinhança da célula que contém a interação inicial, o que faz com que os *topo-clusters* possuam apenas uma fração da energia do chuveiro hadrônico.

Os mésons π^0 com altas energias ao interagirem com o detector em uma direção fixa podem produzir apenas um *topo-cluster*, devido a colimação dos chuveiros eletromagnéticos dos fótons provenientes do seu decaimento. Esta alta colimação indica uma distância angular muito pequena entre eles, o que pode ser um grande problema se esta estiver abaixo da resolução angular do calorímetro, tornando menos provável a resolução dos dois fótons.

4.17 Reconstrução de Fótons no ATLAS

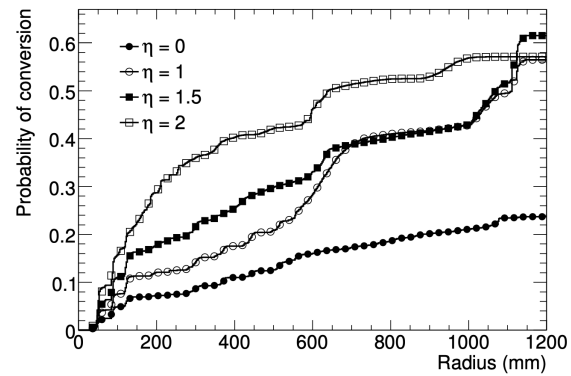
Na região central do detector ($|\eta| < 2,47$), fótons e elétrons são reconstruídos juntos, a partir da combinação de informações do LAr e do ID. Como fótons e elétrons produzem chuveiros eletromagnéticos que geram *clusters* de células, a discriminação entre os dois se baseia na presença de um traço reconstruído pelo ID, apontando na direção do *cluster*. Desta forma, os fótons podem ser entendidos como depósitos de energia no calorímetro eletromagnético não associados com traços carregados no ID, ou com traços consistentes com uma conversão em um par elétron-pósitron ($\gamma \rightarrow e^+e^-$).

Na passagem pelo ID, os fótons podem produzir pares elétron-pósitron, a partir de sua conversão, com uma probabilidade que depende da quantidade de material atravessado, em relação ao seu comprimento de radiação X_0 , dada por:

$$P = 1 - e^{-\frac{7}{9} \frac{X}{X_0}} \quad (45)$$

onde X é a distância atravessada pelo fóton, e X_0 é o comprimento de radiação do material atravessado. Ao deixar o ID, a probabilidade varia entre 30% e 60% como função da pseudorapidez do fóton, como pode ser visto na figura 17.

Figura 17 - Probabilidade de conversão de um fóton em função da sua distância ao tubo do feixe para diferentes valores de η .



Fonte: MARCHIORI, 2013, p.23.

A ambiguidade no algoritmo de reconstrução entre elétrons e a hipótese de fótons convertidos é resolvida a partir da investigação da origem da traço. No apêndice B serão detalhados os passos para a reconstrução de elétrons e fótons.

5 DESCRIÇÃO DE CHUVEIROS DE PARTÍCULAS A PARTIR DE ANÉIS

Uma possível forma de captura da representação das informações lateral e longitudinal do desenvolvimento do chuveiro, pode ser atribuída à sua descrição a partir da soma da energia das células dos calorímetros em anéis concêntricos. Essa descrição fornece uma compactação da alta dimensionalidade das informações do calorímetro, mantendo o poder discriminante, essencial para análises em física de altas energias.

5.1 Informação Anelada de Calorimetria

As informações das larguras lateral e longitudinal do desenvolvimento de chuveiros de partículas podem ser utilizadas para a seleção de elétrons, e possivelmente de fótons.

A maior parte da energia dos chuveiros eletromagnéticos, algo entre 90% e 99%, é contida dentro de um cilindro cujo raio está contido no intervalo $1 R_M$ e $3,5 R_M$, onde R_M corresponde ao raio de Molière. O desenvolvimento dos chuveiros se dá por uma região lateralmente mais ampla do calorímetro, conforme o seu desenvolvimento longitudinal, tal que o formato cônico consiste em uma descrição razoável do chuveiro.

A formação de anéis concêntricos de deposição de energia consiste em uma alternativa às grandezas físicas tradicionalmente empregadas para a identificação de partículas. Estas são as variáveis de formato de chuveiro, ou *showers shape variables*, como pode ser visto no apêndice B. Essas quantidades também podem ser chamadas de variáveis discriminantes, que são utilizadas para a separação entre fótons de interesse daqueles provenientes dos decaimentos $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$.

O conceito da informação anelada para o sistema de calorimetria consiste na soma da energia das células dentro de uma região delimitada por um anel. A realização deste procedimento para uma região do calorímetro que contém a informação dos chuveiros, possibilita a obtenção de uma representação que mantém a largura lateral dos chuveiros. A repetição deste procedimento para todas as amostragens longitudinais obtidas dentro da região escolhida permite caracterizar o desenvolvimento longitudinal do chuveiro, assim como os detalhes da sua evolução lateral. Finalmente, é possível obter uma base representativa que mantém as características físicas do processo de interação das partículas e a consequente formação dos chuveiros.

5.2 Extração de *features*, a soma em anéis

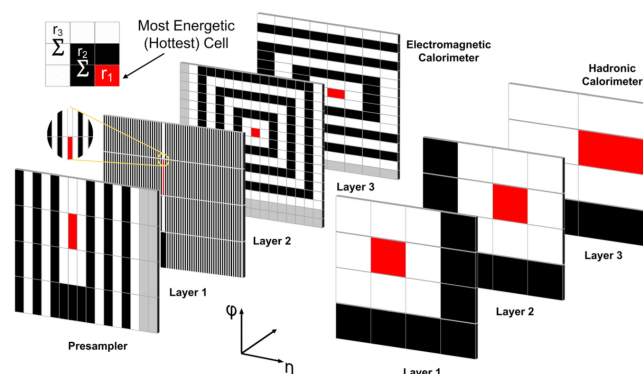
A definição das variáveis discriminantes tradicionais, considera um conhecimento profundo das propriedades de interação entre os eventos de sinal e de *background* com os sistemas do ATLAS. Desta forma, a maioria dessas variáveis são definidas para a exploração das informações específicas de diferentes canais do detector, aproveitando-se das peculiaridades de sua instrumentação.

Como resultado, as informações em regiões específicas do experimento são combinadas usando um conjunto de poucas variáveis. O objetivo é compor um espaço de entrada altamente discriminativo para a posterior aplicação de um conjunto de cortes, proporcionando uma poderosa estratégia de seleção na qual o mecanismo de decisão pode ser totalmente compreendido por meio de um conjunto de análises univariadas das variáveis derivadas, discriminantes.

No final da Run I, a estratégia de identificação de elétrons *offline* foi aprimorada com a adoção de uma abordagem multivariada. Esse método foi estendido à seleção final do HLT no Run II para melhorar a eficiência geral. Em outras palavras, a melhora da seleção de elétrons foi obtida a partir da definição mais otimizada da fronteira de decisão sobre as variáveis disponíveis, com o uso de uma abordagem multivariada, procurando uma nova variável para complementar ou substituir as anteriores.

A representação em anéis leva em consideração a estrutura aproximadamente cônica do desenvolvimento do chuveiro, para construir quantidades de energia que descrevem a energia total depositada em um anel concêntrico de células, ou simplesmente anel, a cada camada de amostragem do calorímetro, como pode ser visto na figura 18.

Figura 18 - Esquema para a ilustração para o formato anelado das deposições de energia.



Fonte: FREUND et al., 2018a, p.21.

Todos os anéis nas camadas de amostragem do LAr são centralizados em suas células mais energéticas correspondentes. Esta escolha consiste em uma razoável aproximação do baricentro de energia da propagação do chuveiro para operação *online*. Considerando a menor relação sinal-ruído nas camadas de amostragem do calorímetro hadrônico, as

camadas correspondentes são construídas utilizando como eixo central a posição da célula mais energética na EM2, responsável por uma grande fração da energia total absorvida.

O processo de construção de um anel cobre uma região de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,2 \times 0,2$, definindo uma região de interesse (RoI) com a célula mais energética como semente, resultando em um conjunto de 100 anéis fixos. A quantidade de anéis varia naturalmente para cada camada de amostragem do calorímetro, conforme pode ser visto na tabela 1. Esta quantidade leva em consideração a granularidade de cada camada. Desse modo, uma redução de dimensionalidade é fornecida compactando as informações do espaço de entrada de aproximadamente 1000-1200 células na RoI, em 100 anéis. Desta forma, os anéis podem manter uma descrição completa das informações laterais e longitudinais simétricas.

Tabela 1 - Descrição das amostragens longitudinais dos calorímetros eletromagnético e hadrônico, seguindo a nomenclatura padrão do ATLAS. A tabela ainda contém os passos de anelamento $h_{\eta,l}$ e $h_{\phi,l}$, assim como a quantidade de anéis para cada uma das camadas.

Camada	Barril	ITC	<i>End-cap</i>	$h_{\eta,l}$	$h_{\phi,l}$	N_l
PS	PreSamplerB		PreSamplerE	0,025	0,1	8
EM1	EMB1		EMEC1	0,003	0,1	64
EM2	EMB2		EMEC2	0,025	0,025	8
EM3	EMB3		EMEC3	0,050	0,025	8
HAD1	TileBar0 e TileExt0	TileGap3	HEC0	0,1	0,1	4
HAD2	TileBar1 e TileExt1	TileGap1	HEC1 e HEC2	0,1	0,1	4
HAD3	TileBar2 e TileExt2	TileGap2	HEC3	0,2	0,1	4

Fonte: FREUND, 2018b, p.112.

Vale destacar que os anéis não constituem uma forma de generalização das variáveis discriminantes padrão, para a descrição do desenvolvimento do chuveiro. Em adição à isso, as variáveis não podem ser obtidas por meio de operações a partir dos anéis. Nesse sentido, a representação dos anéis não substitui as variáveis de formato de chuveiro, de forma que uma estratégia considerando ambas as variáveis em conjunto, poderia explorar informações discriminatórias complementares.

A descrição a partir de anéis não utiliza o mesmo sensor mais do que uma vez para cada variável, porém isto não é estritamente verdadeiro para as *shower shapes*, embora seja bem pouco usual. Em contrapartida, o reconhecimento de padrões utilizando algoritmos de aprendizado de máquinas, como redes neurais, constrói variáveis a partir do processamento dos mesmos sensores várias vezes. Finalmente, apesar de fornecer redução de dimensionalidade, enquanto mantém a interpretação física do desenvolvimento do chuveiro, os formatos do chuveiro são mais adequados para trazer *insights* por meio de análises univariadas realizadas em cada dimensão, componentes do espaço de entrada.

5.3 Operação do algoritmo de anelamento

O algoritmo de anelamento, opera da seguinte forma, que pode ser melhor observado na Figura 19.

- Dada uma posição central $c_{a,l}$ na l -ésima camada, emprega-se seu ponto no plano $\eta \times \phi$, descrito pelo par $(\eta_{a,l}; \phi_{a,l})$, onde l corresponde às camadas de ambos os calorímetros;
- Obtenção de todas as células dentro de uma RoI, chamada de Θ_{RoI} , no plano $\eta \times \phi$, dado por $(\Delta\eta_{Ringer} \times \Delta\phi_{Ringer}) = (0, 2 \times 0, 2)$, centrada no ponto $c_{a,l}$;
- Os anéis de cada camada consistem em um subconjunto da RoI, formado por todas as células $c_{n,l}$ presentes nesta região. O valor do índice n pode ser calculado por:

$$n = \max \left(\frac{|\eta_{i,l} - \eta_{a,l}|}{h_{\eta,l}}, \frac{|\phi_{i,l} - \phi_{a,l}|}{h_{\phi,l}} \right) \forall c_{i,l} \in \Theta_{RoI,l} \quad (46)$$

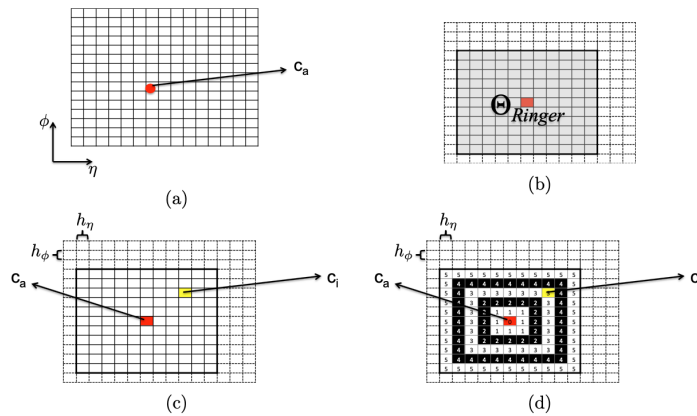
onde η corresponde ao centro do célula $c_{i,l}$ em η ; $h_{\eta,l}$ é o passo adotado em η para a l -ésima camada, em função da sua granularidade, onde $l \in \{\text{PS, EM1, EM2, EM3, HAD1, HAD2, HAD3}\}$ e $n \in \{0, \dots, (N_l - 1)\}$. As regiões descritas são retangulares, seguindo a geometria das células do calorímetro;

- É possível definir uma grandeza $r_{n,l}$, descrita pelo anel $R_{n,l}$, que representa a energia depositada na região limitada por cada um dos anéis, que pode ser escrita por:

$$r_{n,l} = \sum_{i=0}^{\forall c_{i,l} \in R_{n,l}} E_{i,l} \quad (47)$$

onde $E_{i,l}$ corresponde a energia da célula $c_{i,l}$, célula i na camada l , pertencente ao anel $R_{n,l}$. Caso o anel seja representado por um conjunto vazio, ou seja, ausência de células em sua região, um valor nulo para a sua energia é assumido.

Figura 19 - Esquema de funcionamento do algoritmo de anelamento para a extração da base de informação anelada.



Fonte: FREUND, 2018b, p.111.

Na figura 19, a grade representa os limites de células para uma determinada camada do calorímetro, da qual o algoritmo emprega o centro c_a (em vermelho) e calcula o índice n para o qual a célula c_i (em amarelo) pertence (c). O grupo de células para o qual o algoritmo realiza os cálculos está dentro da Θ_{RoI} , definida em (b), que consiste na janela de busca para as células. Os valores empregados para os passos h_η e h_ϕ , são ajustados conforme a granularidade das camadas. O resultado dos índices n do subconjunto R_n para o qual as células pertencem estão em (d).

As células dos calorímetros compõem a l -ésima camada virtual descrita pelo algoritmo anelador, os passos $h_{\eta,l}$ e $h_{\phi,l}$ e o número de anéis por camada (N_l) estão disponíveis na tabela 1.

Os índices adicionais representam a contagem das amostragens do calorímetro, onde 0 se refere à mais próxima do feixe. Na nomenclatura do ATLAS, utilizada no *framework* Athena, a contagem do calorímetro hadrônico começa em 0, enquanto para o calorímetro eletromagnético, começa em 1. O ITC corresponde à seção estendida do *TileCal*, onde temos a seção do *crack*, se fazendo necessária uma segmentação especial. Para evitar a não-uniformidade desta região, a convenção empregada para o algoritmo anelador inicia a contagem 1, para as camadas de ambos os calorímetros, enquanto, para o PS, a contagem é omitida, sendo considerada parte da seção eletromagnética.

5.4 Os anéis como variáveis discriminantes

Para lidar com a redundância entre as variáveis aneladas, ou anéis, é proveitoso escolher um conjunto de anéis que melhor descreva o desenvolvimento do chuveiro. Outras estratégias podem se beneficiar da utilização de processos envolvendo aprendizado de

máquinas (ML), com o objetivo de identificar padrões intrínsecos aos dados, formando um espaço discriminativo, como é o caso da aplicação de redes neurais do tipo MLP (*Multi-layer Perceptron*), utilizada durante o Run II.

5.5 O Algoritmo *NeuralRinger*

O algoritmo *NeuralRinger* (FREUND et al., 2018a) pode ser empregado tanto para a seleção *online*, para efeitos de *trigger*, e *offline*, para análises de qualquer objeto físico que resulta no desenvolvimento de um chuveiro no calorímetro. Essas duas possibilidades são complementadas pelo contexto histórico do desenvolvimento do *NeuralRinger*, que foi concebido para efeitos de *trigger* de elétrons. Além de diminuir a utilização de recursos de CPU, o desenvolvimento para os elétrons possui benefícios com relação aos fótons, tendo em vista que o Experimento ATLAS, fornece uma maior eficiência de seleção de fótons com relação aos elétrons, embora o último empregue um método multivariado no HLT, motivando o desenvolvimento do *NeuralRinger* primeiramente para os elétrons.

5.6 *NeuralRinger Offline*

O algoritmo *NeuralRinger* foi proposto inicialmente para a operação no sistema de filtragem (SF), como descrito na seção 5.5, entretanto, o desenvolvimento de novos métodos na área, especialmente para níveis mais altos de seleção, ocorre no caminho inverso. O algoritmo foi desenvolvido para a reconstrução *offline* e, posteriormente, adaptado para atuação na filtragem *online*, sofrendo as adaptações necessárias para a manutenção de sua eficiência para os intervalos curtos de tempos presentes no contexto do *trigger*.

Esta abordagem é a mais lógica já que o sistema de reconstrução constitui a referência para a tomada de decisões para o reconhecimento de padrões dos objetos físicos empregados nas análises físicas. Em adição à isso, a ausência de um método semelhante na reconstrução, indica a sua necessidade, onde o ambiente *offline* permite uma avaliação mais precisa sobre a operação do método, já que não existe a necessidade de tomada de decisões em curto período de tempo como há no sistema de filtragem *online*.

Esta análise mais meticulosa permite a compreensão do funcionamento e da capacidade do método para a sua atuação em análises físicas. Para isso, o desenvolvimento deste método ocorreu no *framework* Athena, sendo localizado em sua seção de reconstrução, onde estão os algoritmos de construção de anéis e os arquivos de configuração para o algoritmo principal, como o número de anéis por camada e o seu tamanho.

6 ADAPTAÇÃO DO ALGORITMO DE ANELAMENTO

Neste capítulo, serão descritas as modificações realizadas no algoritmo de anelamento original, descrito no capítulo anterior, visando a sua adaptação para o objetivo deste texto. Este consiste no estudo dos padrões de deposição de energia dos fótons de diferentes processos, em especial para chuveiros altamente colimados, que podem ser produzidos a partir dos decaimentos de ALPs em pares de fótons. A versão modificada do algoritmo objetiva a construção de dois conjuntos de anéis, um para cada uma das duas células mais energéticas de um *cluster* de entrada.

Para o melhor entendimento de sua aplicação, também será descrita a estrutura de dados do ATLAS, e as amostras de dados utilizadas, bem como a razão destas terem sido escolhidas.

6.1 Eventos de Monte Carlo e os dados no ATLAS

Os eventos de Monte Carlo são necessários para:

- Estudo da performance do detector;
- Obtenção da eficiência de reconstrução, utilizada para a aplicação de métodos que são baseados nos dados;
- Modelagem do “background” esperado para um determinado processo de interesse;
- Modelagem do processo de interesse;
- Treinamento dos classificadores baseados em análises multivariadas, como redes neurais e *Boosted Decision Trees* (BDTs);
- Incertezas sistemáticas.

A produção de eventos de Monte Carlo segue uma sequência bastante específica de formatos, onde o posterior possui informações de mais alto nível que o primeiro. Esta cadeia inicia com a geração dos eventos de interesse, até atingir o formato necessário para a sua utilização em um *framework* de análise.

As análises de dados são similares para os eventos de MC e os dados reais, exceto para os eventos gerados originais, sem passagem pelo detector, chamados de *truth*, que estão disponíveis, assim como os reconstruídos. Os formatos principais dos dados podem ser descritos por:

- Geração de Eventos (EVNT): Simulação da interação entre os quarks e glúons da colisão de prótons, e a subsequente produção de pártons e sua hadronização e decaimento em partículas estáveis;
- Simulação do Detector (HITS): Cálculo de como as partículas produzidas no gerador de eventos interagem com o material do detector, do comportamento do seu chuveiro em partículas secundárias, e como ocorre a sua deposição de energia em cada elemento sensível;
- Digitalização (RDO): Transformação dos depósitos de energia simulados em uma resposta do detector semelhantes aos dados brutos do detector real.
- *Analysis Data Object* (AOD): Contém todas as informações dos eventos reconstruídos. Estes dados contém informações de alto nível, e, portanto, estão prontos para a aplicação de derivações;

Todos os formatos mencionados anteriormente são processados utilizando os *scripts* de simulação e reconstrução do *framework* Athena. Para estes *scripts* é possível definir o número de eventos, quais os formatos de dados envolvidos, bem como as condições do detector.

6.2 Algoritmo de construção de anéis no Athena

Antes de descrever as modificações realizadas no algoritmo de construção de anéis, ou de anelamento, para a sua adaptação, é proveitoso descrever alguns objetos que se fazem presentes nestes algoritmos.

- **Células:** Como descrito na seção 4.10 e 4.11, os calorímetros do ATLAS são segmentados em células, com diferentes tamanhos para cada camada, como visto na tabela 1, nas quais as partículas podem depositar sua energia. É interessante lembrar que uma mesma partícula pode depositar energia em mais de uma célula;
- **Cluster:** Consiste em um aglomerado de células, representando o depósito de energia da partícula incidente, como um candidato a fóton, para este trabalho. Um *cluster* pode ser composto de apenas uma célula, ou de várias, podendo se estender para uma ou mais camadas dos calorímetros;
- **Seeds:** Consiste em uma célula especial, escolhida para determinado propósito. Para este trabalho, consiste na célula de maior energia do *cluster* de entrada, da qual, a partir de suas coordenadas η_{seed} e ϕ_{seed} , o algoritmo construirá os anéis concêntricos. Por consistir em um objeto com atributos que correspondem a uma

posição no plano η - ϕ , a *seed* pode consistir de fato na célula mais energética disponível em um dado *cluster*, ou no seu baricentro, que pode não consistir exatamente na posição física de uma determinada célula;

- **Anéis:** Os anéis consistem em uma região para a qual o algoritmo de anelamento realiza a busca por células, de forma a obter a energia contida nesta região. O tamanho deste objeto é determinado pela escolha da RoI, de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0, 2 \times 0, 2$, sendo interessante notar que o tamanho dos anéis é fixo para todas as camadas, de forma que a quantidade de células contidas em cada um varia de camada para camada, devido às suas diferentes granularidades. Os anéis são construídos apenas para candidatos a fótons e elétrons;
- **RingSet:** Consiste em um objeto C++, que contém o conjunto de 100 anéis para cada um dos candidatos a fóton ou elétron disponível nas amostras de dados. Este objeto é acessível para formatos de dados do tipo AOD, que pode ser diretamente analisado pelo ROOT.

6.3 Inclusão de duas sementes para o algoritmo de construção de anéis

O algoritmo de construção de anéis opera da maneira detalhada na seção 5.3, e os objetos manipulados foram descritos na seção 6.2. O algoritmo original foi escrito em C++, onde foram utilizadas as coordenadas η e ϕ da célula semente (*seed*), para a construção do conjunto de 100 anéis para os candidatos a fóton, e posteriormente o armazenamento deste conjunto em um objeto do tipo *RingSet*.

Para o objetivo deste estudo, o algoritmo foi modificado para a construção do conjunto de 100 anéis para cada uma das duas células mais energéticas de um “cluster” de entrada. De forma que o algoritmo modificado utilizará os pares $(\eta_{seed1}, \phi_{seed1})$ e $(\eta_{seed2}, \phi_{seed2})$, como *seeds* para a construção dos anéis. Para esta adaptação, as funções do código C++ original, responsáveis pela obtenção do par $(\eta_{seed}, \phi_{seed})$, e a responsável pela construção dos anéis, foram modificadas, e serão discutidas a seguir:

- **getRingSetSeed:** Esta função tem como arquivo de entrada um *cluster* de células, sendo responsável pela obtenção das posições η_{bar} e ϕ_{bar} do baricentro deste *cluster*, lembrando que este não necessariamente corresponde a uma célula física. Para este trabalho, esta função foi modificada de forma a retornar as posições η_{seed1} e ϕ_{seed1} da célula mais energética do *cluster* de entrada, ao invés do baricentro.
- **getTwoEnergySeeds:** Função implementada para a busca em todas as células de uma determinada região do *cluster* de entrada. A segunda célula mais energética deste conjunto é obtida, e a sua posição $(\eta_{seed2}, \phi_{seed2})$ é atribuída a uma segunda

célula semente. Este procedimento ocorre a partir da busca pela célula com maior energia, excluindo a que fora obtida pela função anterior, lembrando que as duas células devem pertencer ao mesmo *cluster*, já que o objetivo é estudar chuviros altamente colimados, e portanto as duas células de maior deposição, estarão bastante próximas.

- **buildRingSet:** Utiliza as posições $(\eta_{seed1}, \phi_{seed1})$ e $(\eta_{seed2}, \phi_{seed2})$, obtida a partir das duas funções anteriores, como atributo de entrada. Esta função realiza a construção do conjunto de anéis a partir das coordenadas fornecidas, e do número de anéis por camada. Os anéis são construídos a partir da deposição de energia transversa em cada célula pertencente à região delimitada por um anel i , que pode ser denotado por r_i

$$r_i = \sum_{j=1}^N \frac{E_{cell,j}}{\cosh(\eta_{cell,j})} \quad (48)$$

onde N corresponde ao número de células presentes na região delimitada pelo tamanho do i -ésimo anel.

A função *buildRingSet* é executada duas vezes, uma para cada semente, e tem suas saídas atribuídas ao mesmo objeto *RingSet*, e conseqüentemente ao mesmo container.

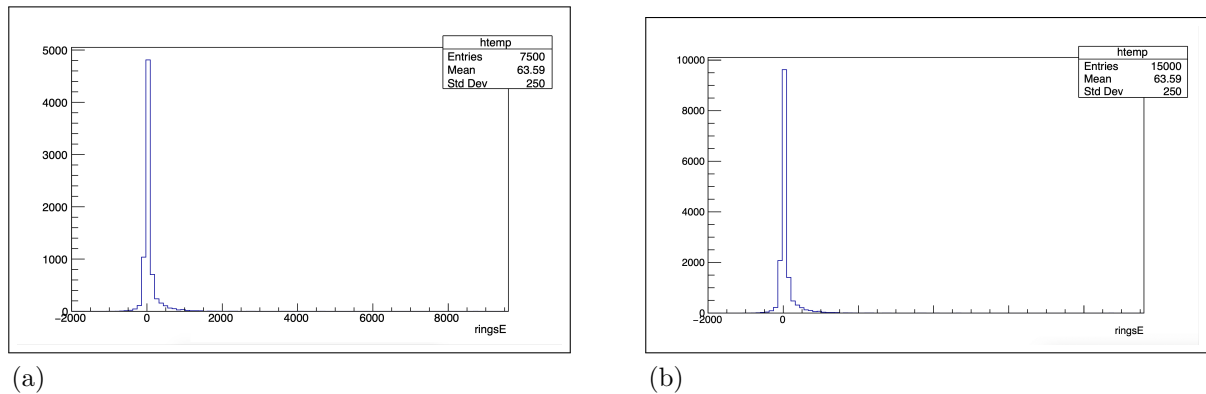
Todas estas funções estão presentes na seção de reconstrução do *framework* Athena, que serão executadas quando o algoritmo de reconstrução for executado, de forma a permitir a obtenção de um arquivo de dados do tipo AOD ao final do processo.

Como discutido anteriormente, o objeto AOD contém todas as informações dos eventos reconstruídos, e nele poderemos encontrar os containers responsáveis pelo armazenamento dos objetos *RingSet*, para os candidatos a fótons e elétrons.

A figura 20 mostra um exemplo da variável *ringE* presente no container de *RingSet* da AOD. Esta variável corresponde à soma dos depósitos de energia de todos anéis para os candidatos a fóton. A figura 20(a) corresponde à versão original do algoritmo, com apenas uma célula semente, enquanto a figura 20(b), à versão adaptada, com as modificações descritas até aqui.

A diferença entre as duas abordagens pode ser vista a partir do número de entradas. O histograma em 20(b) possui o dobro de entradas, já que representa 200 anéis, enquanto em 20(a), temos a versão original do algoritmo de construção de anéis, com 100 anéis. Desta forma, os números dos candidatos a fóton duplica, sem alterações nos valores de média e desvio padrão, já que os chuviros dos candidatos a fóton são os mesmos. A abordagem de duas sementes apenas apresenta uma representação alternativa de deposição de energia para os mesmos candidatos.

Figura 20 - Histograma ROOT com a variável ringsE, obtida do container de *RingSets*



Legenda: (a) Variável ringsE para a versão original do algoritmo. (b) Variável ringsE para a abordagem de duas sementes. As duas distribuições foram feitas utilizando os mesmos chuveiros como *input*.

Fonte: O autor, 2021.

6.4 Amostras de dados

O objetivo deste trabalho consiste na identificação de possíveis pares de fótons reconstruídos incorretamente como apenas um fóton, ou ainda como jatos, para o estudo do decaimento em pares de fótons de novas partículas leves, como os ALPs.

De forma a atender esta demanda, foram escolhidos dois processos físicos para a produção de fótons, para a obtenção das características da deposição de energia desses fótons.

As amostras de *single- γ* consistem em fótons isolados, que nos fornecerão padrões de deposição de energia, como objeto de comparação para as amostras de possíveis pares de fótons.

A partícula π^0 consiste no mesón mais leve, com massa $m_{\pi^0} = (134,9768 \pm 0,0005)$ MeV (TANABASHI et al., 2018). O canal de decaimento dominante consiste em $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, com razão de ramificação $BR(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = (98,823 \pm 0,034)$ % (TANABASHI et al., 2018). Devido à sua massa reduzida e decaimento dominante em um par de fótons, o méson π^0 é capaz de fornecer informações sobre os padrões de deposição de energia para fótons mais colimados, ou possivelmente pares de fótons colimados. As amostras de π^0 se fazem de grande importância para o entendimento de possíveis novos escalares leves cujo decaimento dominante é um par de fótons, como ALPs leves, ou ainda, fornecer informações para o aperfeiçoamento do algoritmo de reconstrução de jatos e fótons.

As amostras de dados de Monte Carlo (MC), utilizadas para os dois processos, encontram-se na tabela 2:

Estas estão disponíveis no formato de geração de eventos (EVNT), sendo necessário passá-las pelos algoritmos de simulação (HITS) e reconstrução (RDO e AOD), seguindo

Tabela 2 - Amostras de dados para os processos $single-\gamma$ e π^0 .

Processos	Amostras de MC
π^0	mc15_13TeV.428000.ParticleGun_single_pi0_logE0p2to2000.evgen.EVNT.e7279
$single-\gamma$	mc15_13TeV.364542.Sherpa_222_NNPDF30NNLO_SinglePhoton_pty_35_70.evgen.EVNT.e6788

Fonte: O autor, 2021.

a cadeia de formatos descrita na seção 6.1.

Para a compactação das informações presentes e manutenção das informações mais importantes para este trabalho, as amostras geradas para cada um dos processos, são reduzidas a formato menor, chamado de Mini-AOD ou MxAOD, a partir de um framework de análise construído no topo do Athena. A MxAOD de saída contém apenas as informações sobre os anéis, como a figura 20, bem como as variáveis discriminantes, para elétrons e fótons.

Entre essas variáveis, temos as quantidades referentes à representação dos anéis, como a variável `ringsE`, citada na seção anterior. Entretanto, esta não fornece a informação de deposição de energia por anel, que será necessária para o desenvolvimento deste trabalho. Para solucionar este problema foi necessária a utilização de um código em *Python* (ROSSUM; DRAKE, 2009), com as bibliotecas *NumPy* (HARRIS et al., 2020) e *Pandas* (TEAM, 2020), para a transformação desta variável, em um perfil de deposição de energia por anel, que poderá ser visto no próximo capítulo.

7 RESULTADOS - PERFIL DE DEPOSIÇÃO DE ENERGIA

No capítulo anterior fora discutido a variável $ringsE$, e como esta, embora contenha a informação da deposição de energia nos anéis pelos candidatos a fótons, não possibilita a extração de informações mais precisas sobre as partículas. Para o estudo proposto neste trabalho se faz necessária a obtenção da deposição de energia em cada um dos 100 anéis. Para satisfazer tal demanda, fora utilizada uma classe em *Python*, para a transformação da variável $ringsE$ em uma *NumPy array* (HARRIS et al., 2020), que pode ser entendida como uma matriz $N_{cand} \times N_{rings}$, onde a primeira dimensão corresponde ao número de candidatos e a segunda ao número de anéis, fixado como 100.

Cada uma das dimensões referentes aos anéis possui a deposição de energia neste, para cada um dos candidatos a fóton, portanto, o objetivo agora é obter o perfil médio de deposição de energia para cada um dos processos da tabela 2. Estes perfis serão obtidos a partir de duas abordagens, a primeira a partir de intervalos de energia, E_γ , do candidato, e em seguida a sua coordenada η .

A primeira abordagem se faz interessante para o estudo do comportamento destes perfis para valores de energia mais baixos, que, em geral, possuem maiores flutuações e incertezas em sua reconstrução. A segunda abordagem, em termos de $|\eta|$, se faz proveitosa para o estudo do comportamento das deposições de energia em diferentes regiões do calorímetro, em especial para aquelas com menor eficiência, como a região do *gap-crack* e a região frontal.

7.1 Intervalos de Energia - π^0

Nesta seção o perfil médio de deposição de energia por anel foi obtido para diferentes intervalos de energia do candidato a fóton. Os intervalos correspondem a:

1. $0 < E_\gamma < 10$ GeV;
2. $10 < E_\gamma < 20$ GeV;
3. $20 < E_\gamma < 50$ GeV;
4. $50 < E_\gamma < 100$ GeV;
5. $100 < E_\gamma < 200$ GeV;
6. $200 < E_\gamma < 500$ GeV;
7. $500 < E_\gamma < 1000$ GeV;
8. $E_\gamma > 1000$ GeV;

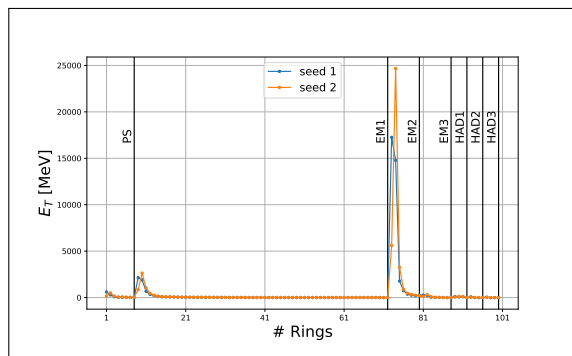
Para os candidatos a fóton provenientes do decaimento do π^0 , que podem ser vistos nas figuras 21 e 22, é interessante notar a deposição de energia praticamente nula para os anéis das camadas hadrônicas (HAD1, HAD2 e HAD3). Este comportamento ocorre devido ao processo de geração da amostra, a partir do gerador *ParticleGun*, capaz de produzir partículas isoladas. Portanto, para esta amostra, os fótons são provenientes apenas de decaimentos de π^0 , lembrando que este é o seu modo de decaimento dominante.

Como sabemos, os fótons depositam a maior parte de sua energia no calorímetro eletromagnético, em especial na segunda camada, que como visto na seção 4.10, é desenvolvida para capturar a maior parte da energia do chuveiro. Este comportamento, naturalmente, se repete para os anéis, como pode ser visto pela presença de um pico de deposição, para ambas as sementes, na camada EM2.

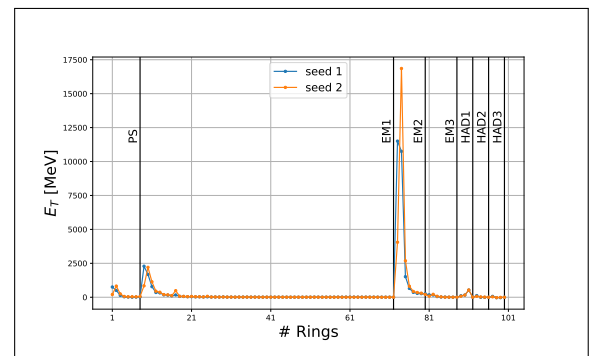
Este resultado se repetirá para os candidatos a fótons de ambos os processos da tabela 2, bem como para as duas abordagens propostas neste estudo.

Os fótons provenientes da amostra do π^0 podem ser considerados bastante limpos, sem objetos hadrônicos associados, como acontece para fótons da QCD, de forma que toda a deposição de energia ocorre nos anéis das camadas do calorímetro eletromagnético.

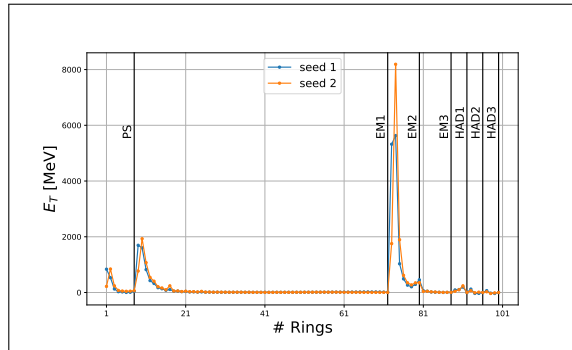
Figura 21 - Perfil de deposição média de energia por anel para $E_\gamma < 100$ GeV, para candidatos a fótons provenientes da amostra de π^0 .



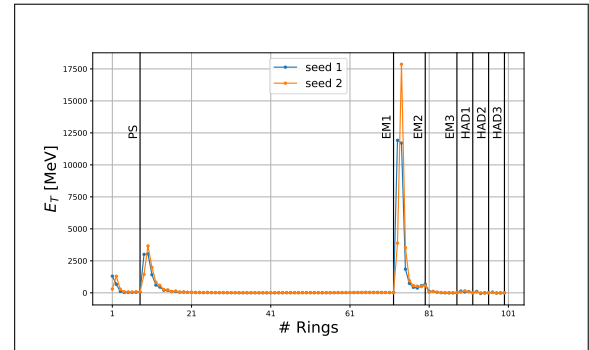
(a)



(b)



(c)

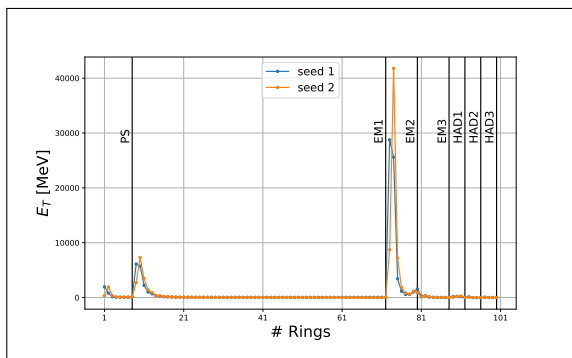


(d)

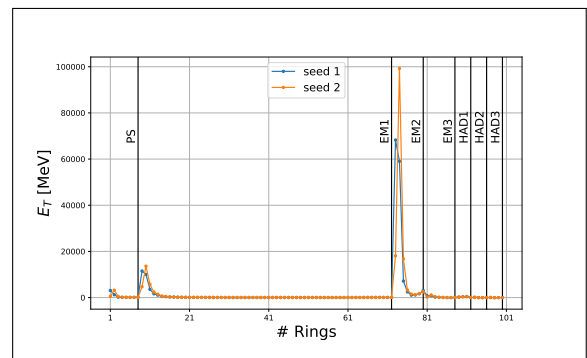
Legenda: (a) $E_\gamma < 10,0$ GeV. (b) $10,0$ GeV $< E_\gamma < 20,0$ GeV (c) $20,0$ GeV $< E_\gamma < 50,0$ GeV (d)
 $50,0$ GeV $< E_\gamma < 100,0$ GeV

Fonte: O autor, 2021.

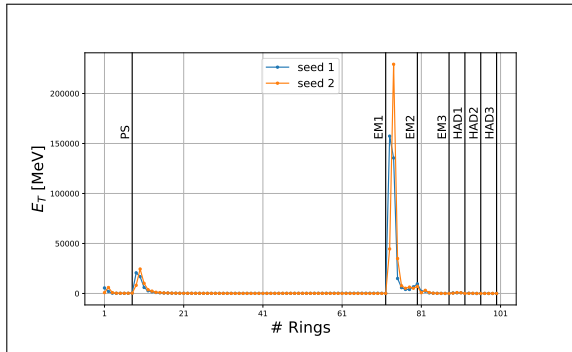
Figura 22 - Perfil de deposição média de energia por anel para $E_\gamma > 100$ GeV, para candidatos a fótons provenientes da amostra de π^0 .



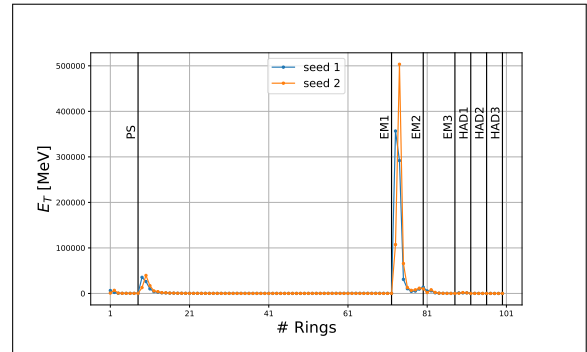
(a)



(b)



(c)



(d)

Legenda: (a) $100,0 \text{ GeV} < E_\gamma < 200,0 \text{ GeV}$ (b) $200,0 \text{ GeV} < E_\gamma < 500,0 \text{ GeV}$ (c)
 $500,0 \text{ GeV} < E_\gamma < 1000,0 \text{ GeV}$ (d) $E_\gamma > 1000,0 \text{ GeV}$

Fonte: O autor, 2021.

7.2 Intervalos de $|\eta| - \pi^0$

Nesta seção o perfil médio de deposição de energia por anel foi obtido para diferentes intervalos da coordenada $|\eta|$ dos candidatos a fóton. Os intervalos escolhidos correspondem àqueles utilizados para a reconstrução de fótons padrão do ATLAS, com a inclusão de dois novos intervalos. O primeiro destes, contemplando $1,37 < |\eta| < 1,52$ correspondente à região do *gap-crack*, enquanto o segundo, $|\eta| > 2,37$, correspondente à região frontal do calorímetro. Os intervalos podem ser definidos por:

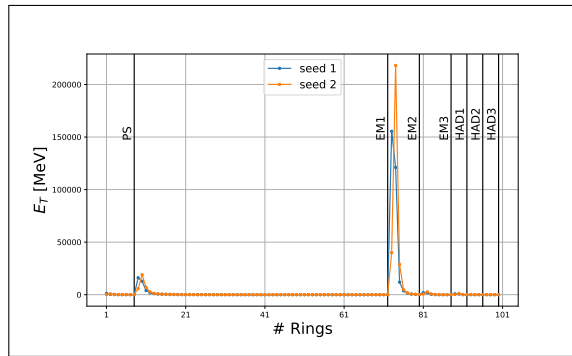
1. $0,0 < |\eta| < 0,6$;
2. $0,6 < |\eta| < 0,8$;
3. $0,8 < |\eta| < 1,15$;
4. $1,15 < |\eta| < 1,37$;
5. $1,37 < |\eta| < 1,52$;
6. $1,52 < |\eta| < 1,81$;
7. $1,81 < |\eta| < 2,01$;
8. $2,01 < |\eta| < 2,37$;
9. $2,37 < |\eta| < 4,9$;

A região do *gap-crack* é caracterizada pela degradação da eficiência de suas medidas, devido à presença de material inativo, e de regiões nas quais os módulos são construídos, portanto, não instrumentadas. A região frontal, para $|\eta| > 2,37$ é caracterizada por um alto fluxo de partículas, o que resulta na degradação da resolução da energia.

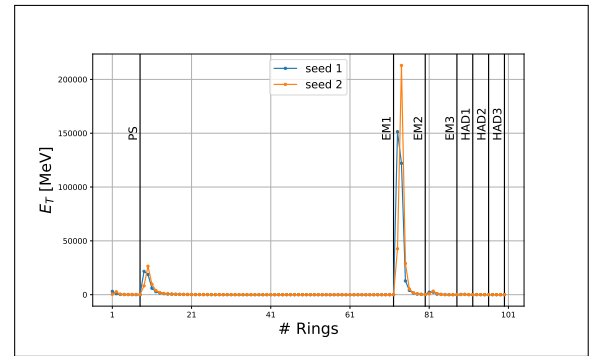
A maior parte da energia da partícula incidente é depositada na segunda camada do calorímetro eletromagnético (EM2), como pode ser visto nas figuras 23 e 24. Este comportamento também ocorre quando estes fótons são estudados em diferentes valores de $|\eta|$, o que é esperado. Entretanto, vale ressaltar a presença de dois picos de deposição, para dois diferentes anéis, para o intervalo $1,15 < |\eta| < 1,37$, que já contém células da região do *gap-crack*.

Outro comportamento distinto é a presença de atividade hadrônica, para o intervalo $1,37 < |\eta| < 1,52$, o que não é esperado, já que estes fótons não possuem objetos hadrônicos associados. Esta atividade pode possuir origem no preenchimento dos anéis, já que este pode ser comprometido, devido à menor performance desta região pouco instrumentada do calorímetro.

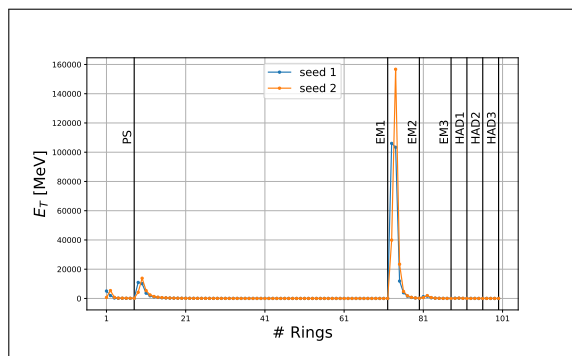
Figura 23 - Perfil de deposição média de energia por anel para $|\eta| < 1,37$, para candidatos a fótons provenientes da amostra de π^0 .



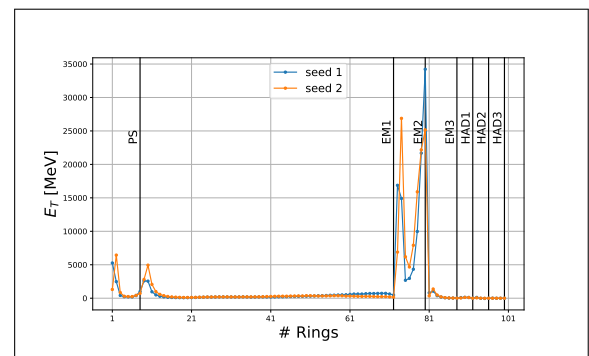
(a)



(b)



(c)

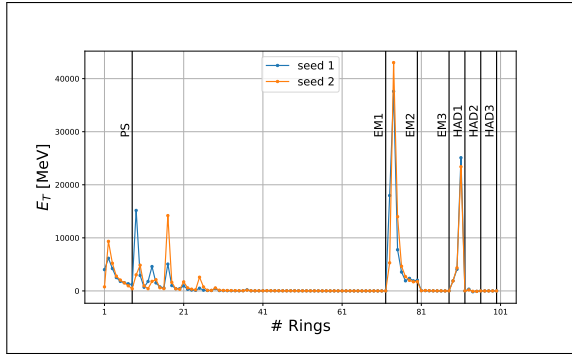


(d)

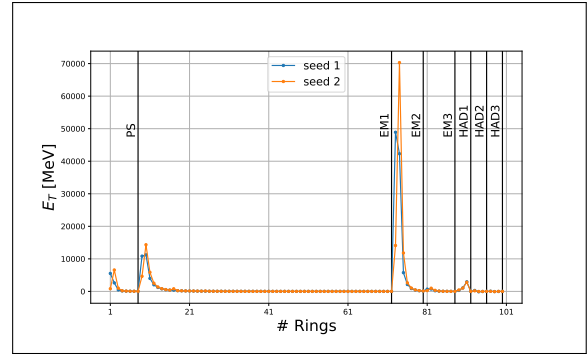
Legenda: (a) $0,0 < |\eta| < 0,6$ (b) $0,6 < |\eta| < 0,8$ (c) $0,8 < |\eta| < 1,15$ (d) $1,15 < |\eta| < 1,37$

Fonte: O autor, 2021.

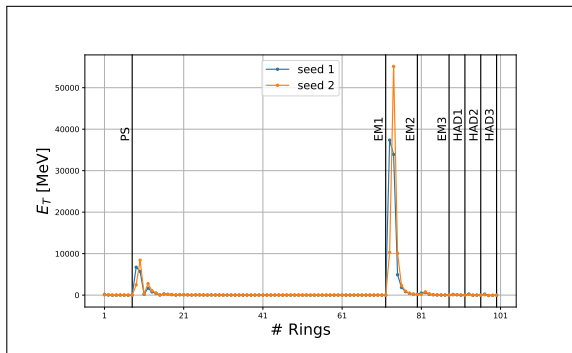
Figura 24 - Perfil de deposição média de energia por anel para $1,37 < |\eta| < 4,9$, para candidatos a fótons provenientes da amostra de π^0 .



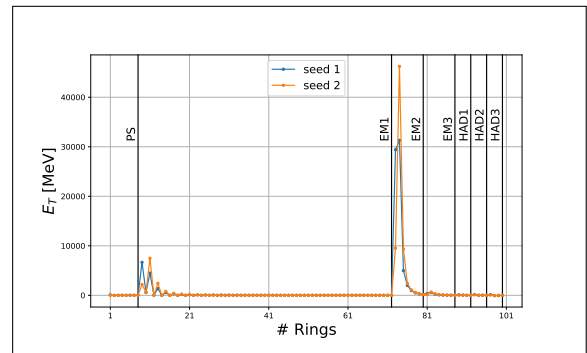
(a)



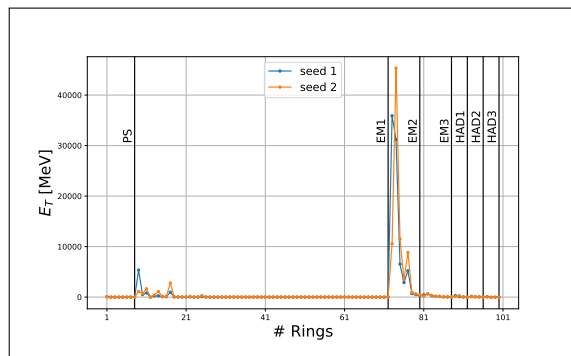
(b)



(c)



(d)



(e)

Legenda: (a) $1,37 < |\eta| < 1,52$ (b) $1,52 < |\eta| < 1,81$ (c) $1,81 < |\eta| < 2,01$ (d) $2,01 < |\eta| < 2,37$ (e) $2,37 < |\eta| < 4,9$

Fonte: O autor, 2021.

7.3 Intervalos de Energia - *single- γ*

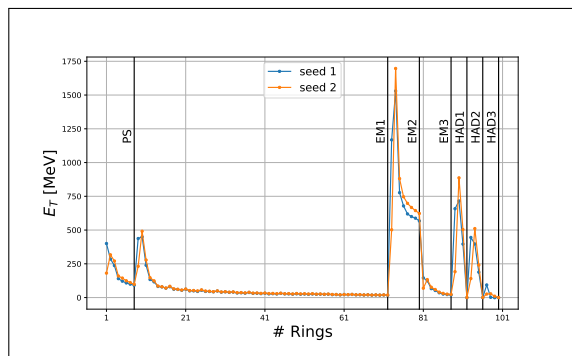
Nesta seção, o perfil de deposição média de energia foi obtida para os mesmos intervalos de energia da seção 7.1. As amostras de *single- γ* tiveram como gerador o Sherpa 2.2 (BOTHMANN et al., 2019), com candidatos a fótons de diferentes origens, em especial da QCD, para o processo físico $q + q \leftrightarrow q + q + \gamma$.

Este comportamento pode ser visto nas figuras 25 e 26, a partir da maior deposição de energia nos anéis da camada hadrônica, devido à associação destes fótons com objetos hadrônicos.

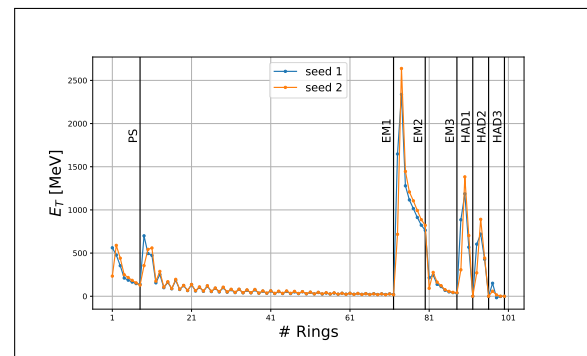
Essa maior deposição de energia nos anéis hadrônicos ocorre, em especial, para candidatos com baixa energia, $E_\gamma < 20$ GeV onde o algoritmo de reconstrução de fótons possui uma menor performance, onde este pode classificar erroneamente jatos como fótons.

Como a amostra de *single- γ* possui a maior parte de seus candidatos a fótons na região $35 < p_T^\gamma < 70$ GeV, os intervalos com maiores valores de energia possuem menos eventos, ao passo que, para $E_\gamma > 500$ GeV, não existem candidatos, portanto, os histogramas referentes à estes intervalos, da figura 26 (b) e (c), estão vazios.

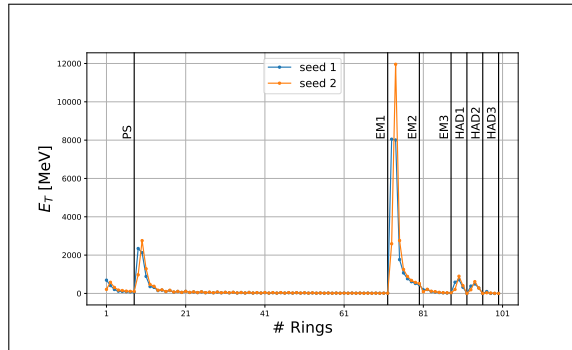
Figura 25 - Perfil de deposição média de energia por anel para $E_\gamma < 100$ GeV, para candidatos a fótons provenientes da amostra de *single- γ* .



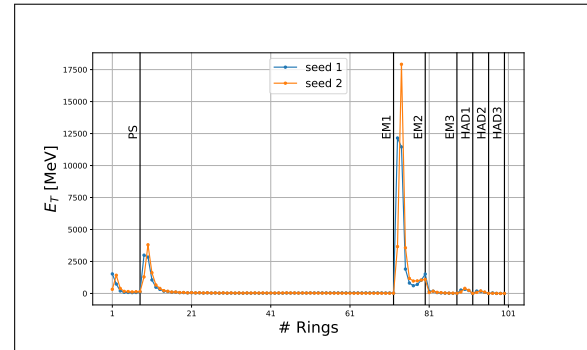
(a)



(b)



(c)

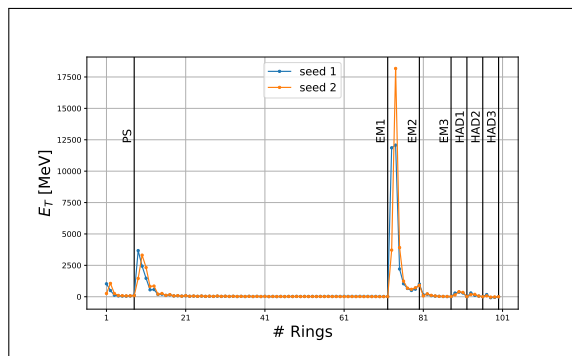


(d)

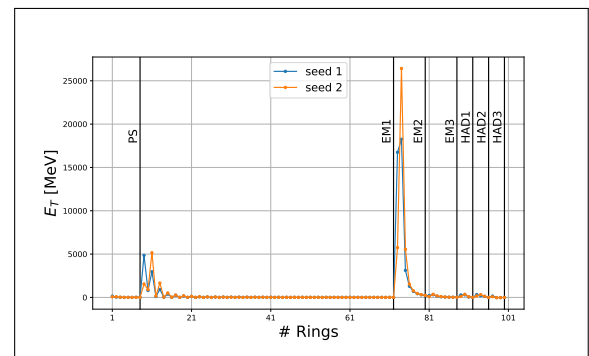
Legenda: (a) $E_\gamma < 10,0$ GeV. (b) $10,0$ GeV $< E_\gamma < 20,0$ GeV (c) $20,0$ GeV $< E_\gamma < 50,0$ GeV (d)
 $50,0$ GeV $< E_\gamma < 100,0$ GeV

Fonte: O autor, 2021.

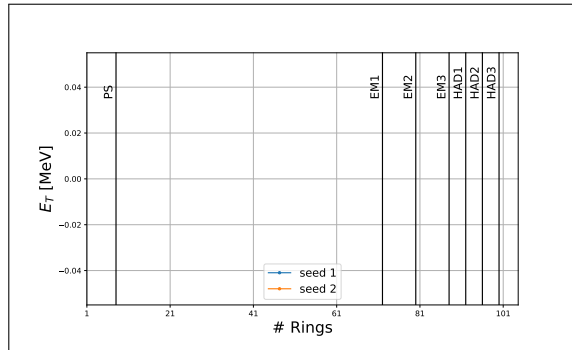
Figura 26 - Perfil de deposição média de energia por anel para $E_\gamma > 100$ GeV, para candidatos a fótons provenientes da amostra de *single- γ* .



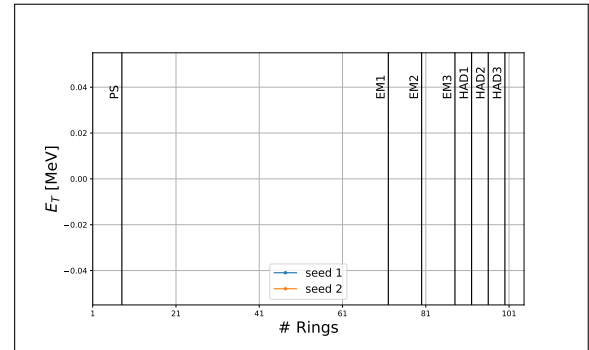
(a)



(b)



(c)



(d)

Legenda: (a) $100,0 \text{ GeV} < E_\gamma < 200,0 \text{ GeV}$. (b) $200,0 \text{ GeV} < E_\gamma < 500,0 \text{ GeV}$ (c)
 $500,0 \text{ GeV} < E_\gamma < 1000,0 \text{ GeV}$ (d) $E_\gamma > 1000,0 \text{ GeV}$

Fonte: O autor, 2021.

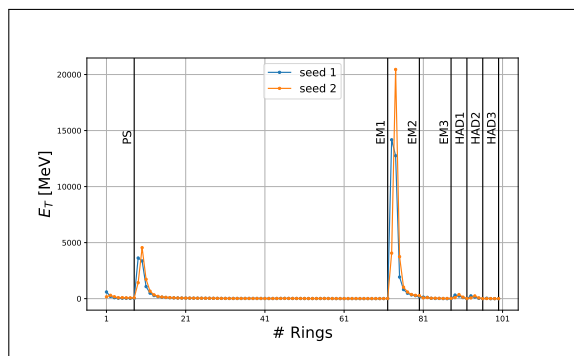
7.4 Intervalos de $|\eta|$ - *single- γ*

Os intervalos de $|\eta|$ utilizados são mesmos da seção 7.2. Para os candidatos a fótons da amostra de *single- γ* , como pode ser visto nas figuras 27 e 28, é possível notar que a atividade hadrônica é sistematicamente maior do que em comparação aos fótons do π^0 , o que é o comportamento esperado.

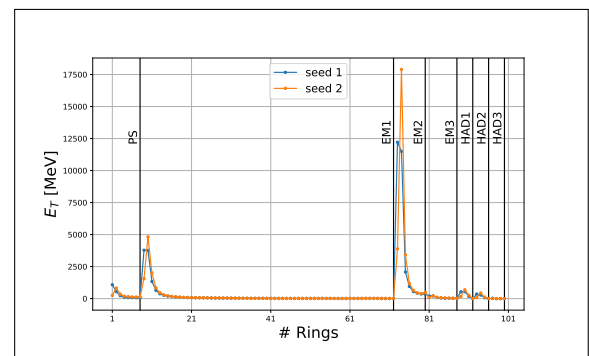
No caso do *single- γ* pode ser observado uma deposição maior de energia nos anéis hadrônicos para candidatos com $E_\gamma < 20$ GeV, entretanto, esta contribuição acaba sendo dividida com os outros intervalos de $|\eta|$, já que não existe um valor de $|\eta|$ privilegiado para esses candidatos com baixa energia.

Como visto na seção 7.3, existe uma menor quantidade de eventos para maiores valores de energia, resultando em intervalos sem eventos. Com a abordagem em valores de $|\eta|$, os candidatos a fótons se dividem de maneira a preencher todos os valores de energia.

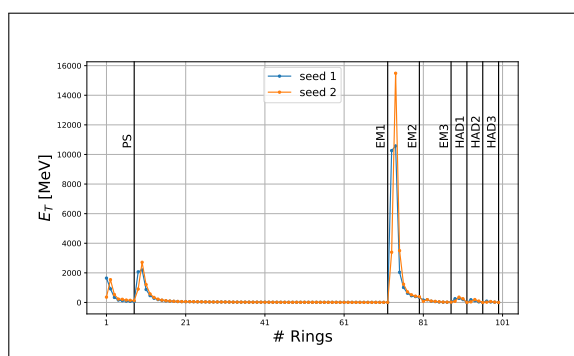
Figura 27 - Perfil de deposição média de energia por anel para $|\eta| < 1,37$, para candidatos a fótons provenientes da amostra de *single- γ* .



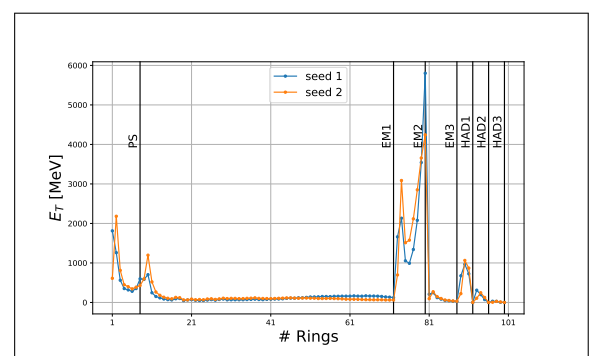
(a)



(b)



(c)

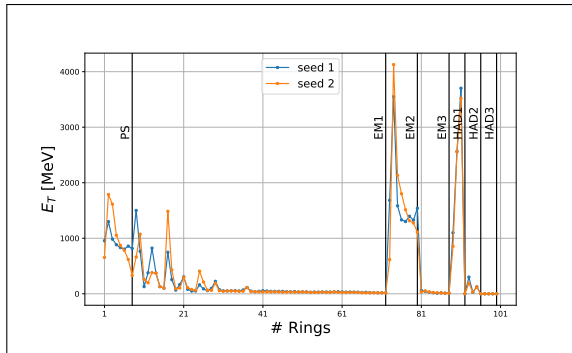


(d)

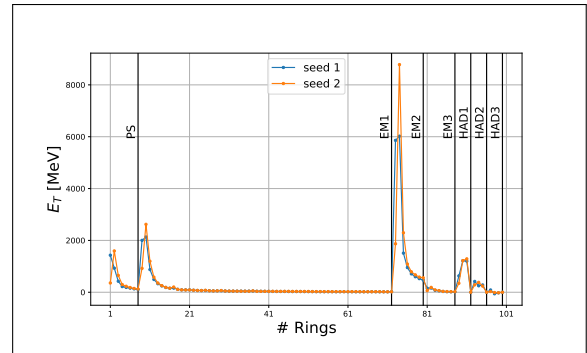
Legenda: (a) $0,0 < |\eta| < 0,6$. (b) $0,6 < |\eta| < 0,8$ (c) $0,8 < |\eta| < 1,15$ (d) $1,15 < |\eta| < 1,37$

Fonte: O autor, 2021.

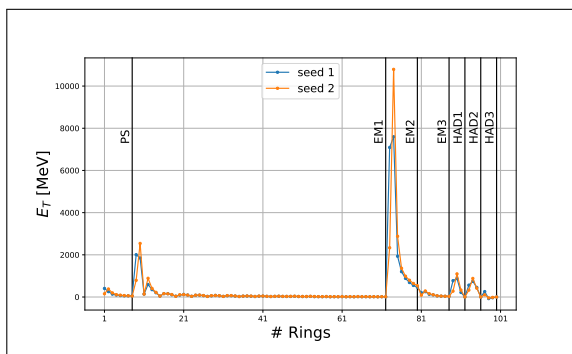
Figura 28 - Perfil de deposição média de energia por anel para $1,37 < |\eta| < 4,9$, para candidatos a fótons provenientes da amostra de *single- γ* .



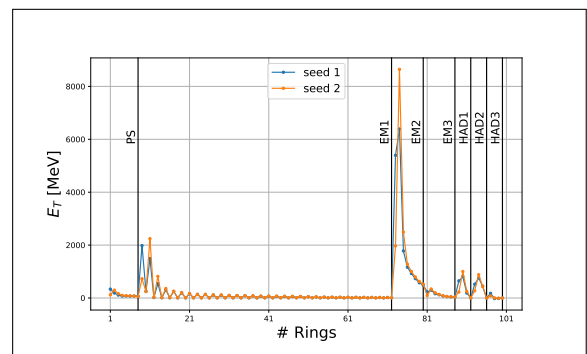
(a)



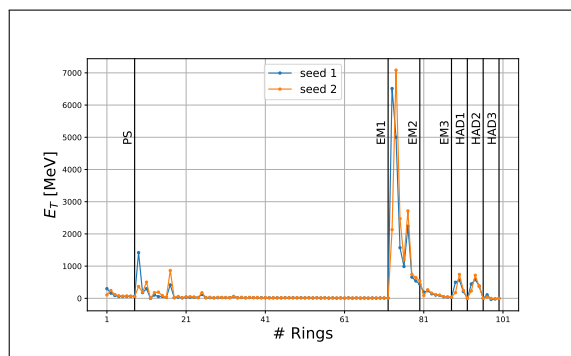
(b)



(c)



(d)



(e)

Legenda: (a) $1,37 < |\eta| < 1,52$ (b) $1,52 < |\eta| < 1,81$ (c) $1,81 < |\eta| < 2,01$ (d) $2,01 < |\eta| < 2,37$ (e) $2,37 < |\eta| < 4,9$

Fonte: O autor, 2021.

8 RESULTADOS - CORRESPONDÊNCIA ENTRE A ENERGIA DO CANDIDATO E SUA REPRESENTAÇÃO EM ANÉIS

Neste capítulo será apresentada uma correspondência entre a energia dos candidatos a fótons e a sua deposição de energia no conjunto de 100 anéis. Esta correlação será realizada para as duas sementes e para os dois processos. A energia total dos anéis, denotada como E_{rings} , corresponde à soma das energias de todos os anéis, enquanto E_{γ} corresponde à energia do candidato, a partir da reconstrução da energia padrão.

Como a abordagem com duas sementes consiste apenas em uma representação alternativa de um *cluster* de um candidato a fóton, a correlação deve ser realizada entre a energia transversa do candidato a fóton, E_T^{γ} , e a quantidade E_{rings} , para cada uma das sementes, de maneira separada.

As correlações para a semente 1 estão disponíveis neste capítulo, enquanto as para a segunda semente, estão no apêndice C. Esta correlação será realizada em função da energia e dos valores de η dos fótons.

O comportamento esperado para esta correlação é naturalmente uma linha reta. De forma a quantificar esta correlação, uma variável será definida da seguinte forma:

$$R = \frac{E_{\text{rings}}}{E_T^{\gamma}} \quad (49)$$

8.1 Energia

Os histogramas em duas dimensões, bem como os valores da variável R , foram obtidos para os mesmos intervalos de energia utilizados na seção 7.1 e 7.3. As amostras de *single- γ* não apresentam candidatos com $E_\gamma > 500$ GeV, de forma que não é possível obter um valor de R para estes bins, e os histogramas das figuras 32 (c) e (d), referentes a estes intervalos, estão vazios.

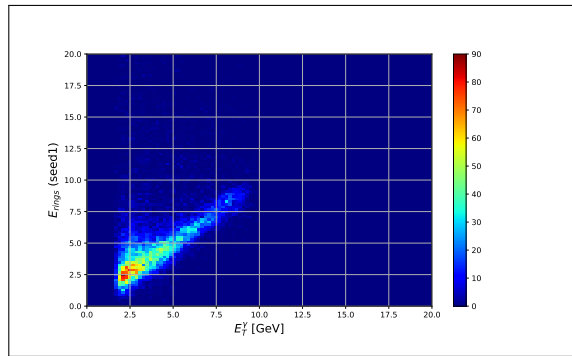
Os gráficos das figuras 29, 30, 31 e 32 apresentam esta correlação para diferentes valores de E_γ , onde é possível perceber uma menor flutuação em torno da reta $E_T^\gamma = E_{\text{rings}}$ para maiores valores de energia. Para os bins com menor energia, em especial para $E_\gamma < 20$ GeV, é possível perceber candidatos fora do comportamento esperado, como pode ser visto na tabela 3, com os maiores valores da variável R para estes bins, cabendo ressaltar que os candidatos a fótons com $E_\gamma < 20$ GeV não serão utilizados para este estudo, como sugerido pela colaboração ATLAS.

Tabela 3 - Valores médios de R para as amostras de π^0 e *single- γ* , para os intervalos de energia definidos na seção 7.1.

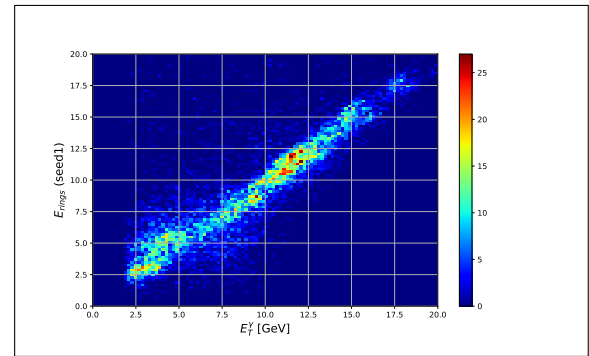
E [GeV]	$\pi^0 - \langle R \rangle$	<i>single-γ</i> - $\langle R \rangle$
$E_\gamma < 10,0$	$10,687 \pm 44,547$	$4,969 \pm 6,087$
$10,0 < E_\gamma < 20,0$	$4,033 \pm 16,627$	$4,479 \pm 4,978$
$20,0 < E_\gamma < 50,0$	$1,128 \pm 2,252$	$1,388 \pm 1,048$
$50,0 < E_\gamma < 100,0$	$0,963 \pm 0,763$	$1,021 \pm 0,438$
$100,0 < E_\gamma < 200,0$	$0,967 \pm 0,712$	$1,032 \pm 0,422$
$200,0 < E_\gamma < 500,0$	$0,966 \pm 0,776$	$1,035 \pm 0,332$
$500,0 < E_\gamma < 1000,0$	$0,961 \pm 0,686$	
$1000,0 < E_\gamma < 10000,0$	$0,974 \pm 0,717$	

Fonte: O autor, 2021.

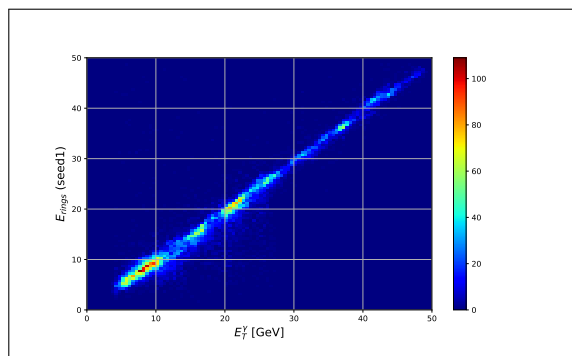
Figura 29 - Correlação entre a energia do candidato a fóton e da sua representação em anéis, para candidatos provenientes da amostra de π^0 , com $E_\gamma < 100$ GeV.



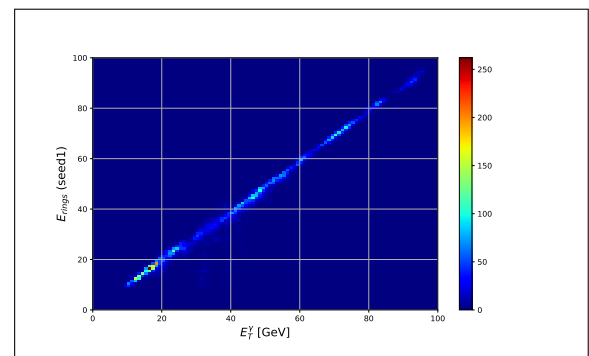
(a)



(b)



(c)

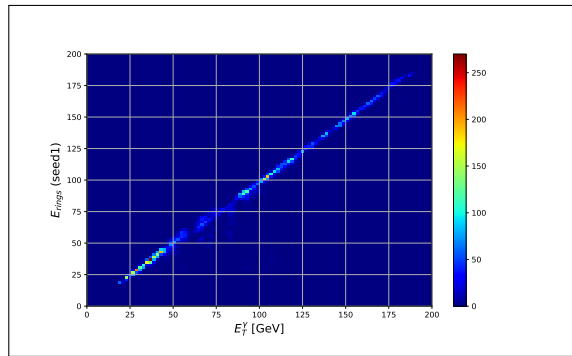


(d)

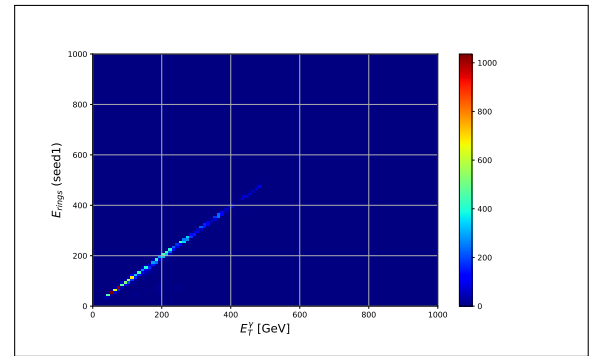
Legenda: (a) $E_\gamma < 10,0$ GeV (b) $10,0 < E_\gamma < 20,0$ GeV (c) $20,0 < E_\gamma < 50,0$ GeV (d)
 $50,0 < E_\gamma < 100,0$ GeV

Fonte: O autor, 2021.

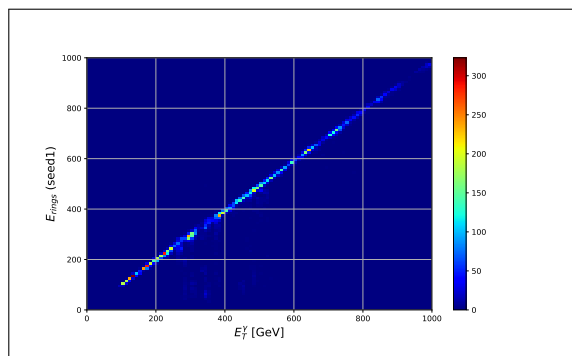
Figura 30 - Correlação entre a energia do candidato a fóton e da sua representação em anéis, para candidatos provenientes da amostra de π^0 , com $E_\gamma > 100$ GeV.



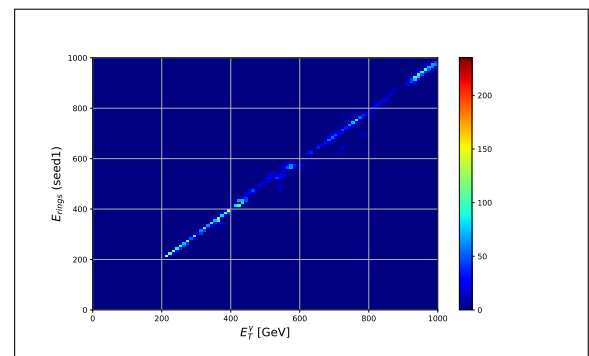
(a)



(b)



(c)

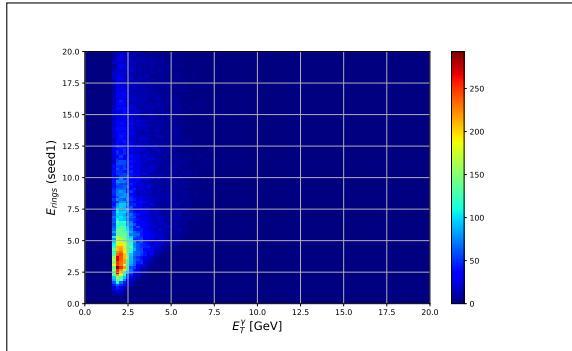


(d)

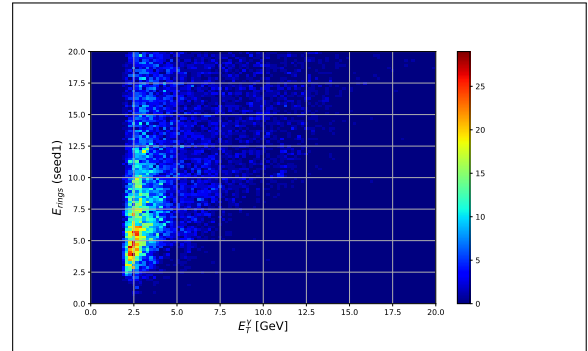
Legenda: (a) $100,0 < E_\gamma < 200,0$ GeV (b) $200,0 < E_\gamma < 500,0$ GeV (c) $500,0 < E_\gamma < 1000,0$ GeV (d) $E_\gamma > 1000,0$ GeV

Fonte: O autor, 2021.

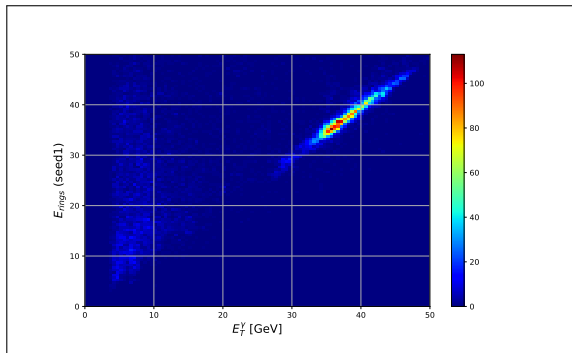
Figura 31 - Correlação entre a energia do candidato a fóton e da sua representação em anéis, para candidatos provenientes da amostra de *single- γ* , com $E_\gamma < 100$ GeV.



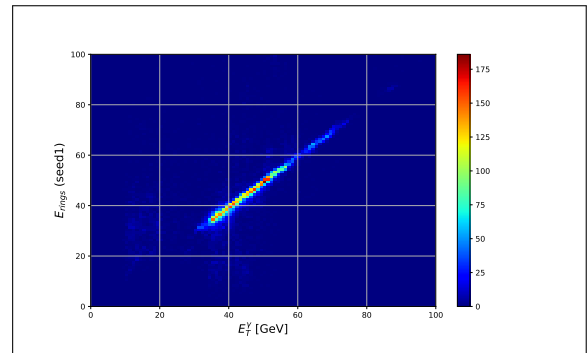
(a)



(b)



(c)

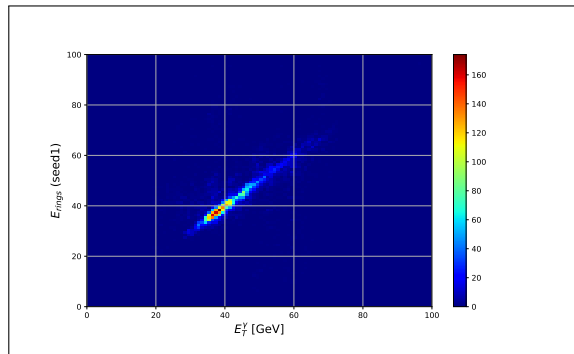


(d)

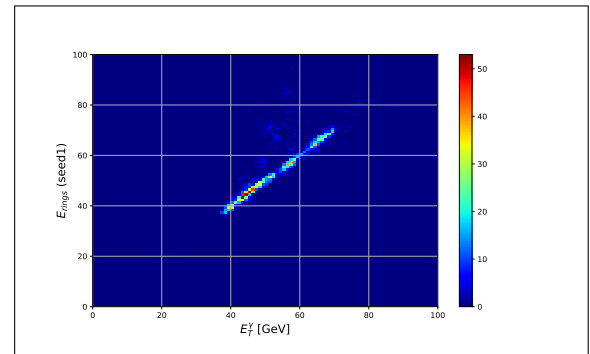
Legenda: (a) $E_\gamma < 10,0$ GeV (b) $10,0 < E_\gamma < 20,0$ GeV (c) $20,0 < E_\gamma < 50,0$ GeV (d)
 $50,0 < E_\gamma < 100,0$ GeV

Fonte: O autor, 2021.

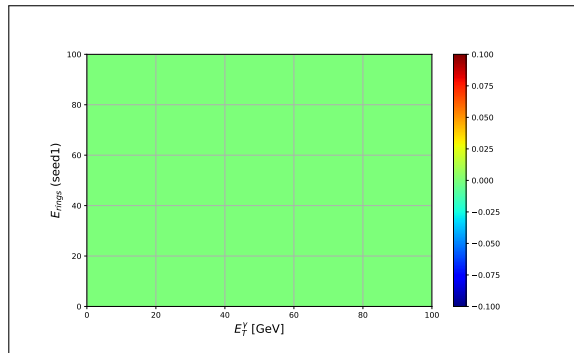
Figura 32 - Correlação entre a energia do candidato a fóton e da sua representação em anéis, para candidatos provenientes da amostra de *single- γ* , com $E_\gamma > 100$ GeV.



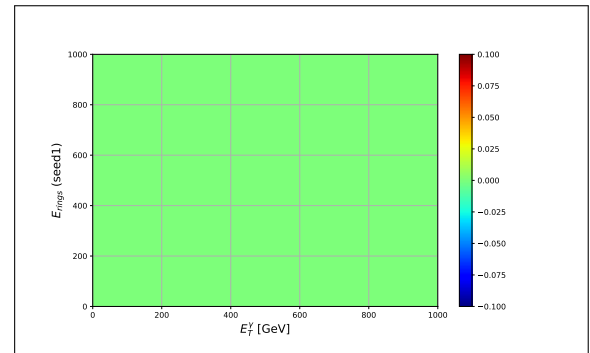
(a)



(b)



(c)



(d)

Legenda: (a) $100,0 < E_\gamma < 200,0$ GeV (b) $200,0 < E_\gamma < 500,0$ GeV (c) $500,0 < E_\gamma < 1000,0$ GeV (d) $E_\gamma > 1000,0$ GeV

Fonte: O autor, 2021.

8.2 Pseudorapidez - $|\eta|$

Os histogramas em duas dimensões, bem como os valores da variável R , foram obtidos para os mesmos intervalos de $|\eta|$ utilizados na seção 7.2 e 7.4.

Os gráficos das figuras 33, 34, 35 e 36 apresentam a correlação para diferentes valores de $|\eta|$ dos candidatos a fóton. Embora, diferentemente do observado para abordagem utilizando a E_γ , a correlação apresenta um comportamento mais uniforme para os intervalos de $|\eta|$, como pode ser visto, na tabela 4, os valores da variável R mais próximos de 1. Os menores valores de R ocorrem para a região do barril central, enquanto os maiores ocorrem para as regiões mais afastadas, e conseqüentemente mais próximas da região frontal.

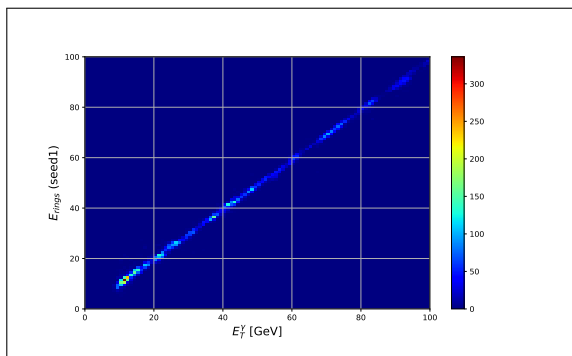
A região do *gap-crack* apresenta o menor valor de R , para ambos os processos, ao passo que, o maior valor de R , ocorre para a região de $|\eta| > 2,37$, fora da aceitação do calorímetro, de forma que estes dois intervalos não serão utilizados para este estudo.

Tabela 4 - Valores médios de R para as amostras de π^0 e *single- γ* , para os intervalos de $|\eta|$ definidos na seção 7.2.

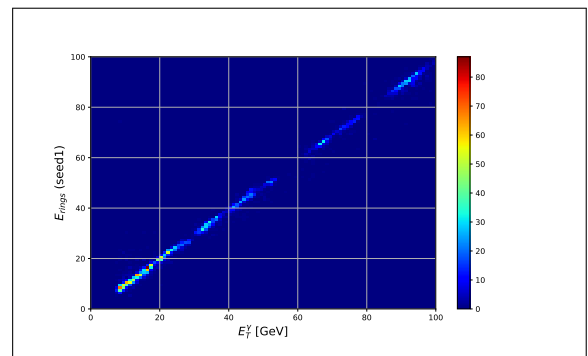
	$\langle R \rangle - \pi^0$	$\langle R \rangle - \textit{single-}\gamma$
$0,0 < \eta < 0,6$	$0,988 \pm 1,834$	$1,053 \pm 0,490$
$0,6 < \eta < 0,8$	$0,995 \pm 1,560$	$1,096 \pm 0,643$
$0,8 < \eta < 1,15$	$0,986 \pm 1,642$	$1,094 \pm 0,666$
$1,15 < \eta < 1,37$	$0,803 \pm 1,549$	$1,071 \pm 1,015$
$1,37 < \eta < 1,52$	$0,777 \pm 1,329$	$0,993 \pm 0,963$
$1,52 < \eta < 1,81$	$1,021 \pm 1,679$	$1,283 \pm 1,306$
$1,81 < \eta < 2,01$	$1,029 \pm 1,789$	$1,403 \pm 1,519$
$2,01 < \eta < 2,37$	$1,033 \pm 1,904$	$1,559 \pm 2,106$
$2,37 < \eta < 4,9$	$1,722 \pm 3,117$	$1,663 \pm 2,517$

Fonte: O autor, 2021.

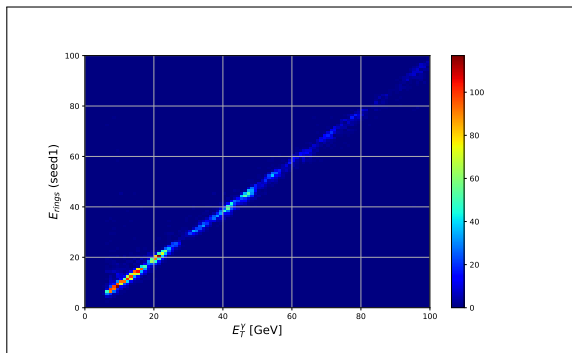
Figura 33 - Correlação entre a energia do candidato a fóton e da sua representação em anéis, para candidatos provenientes da amostra de π^0 , com $|\eta| < 1.37$.



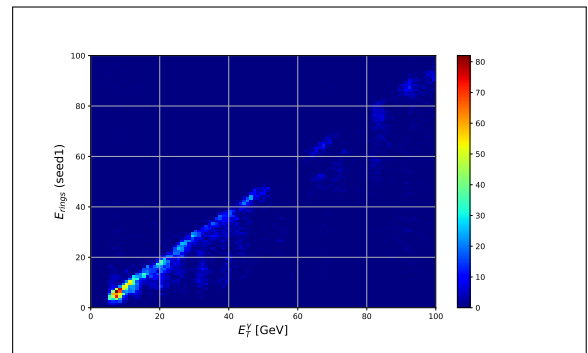
(a)



(b)



(c)

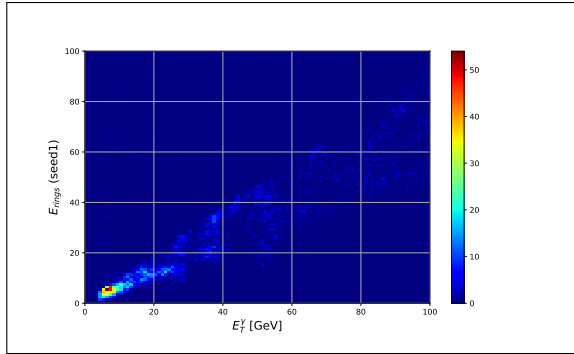


(d)

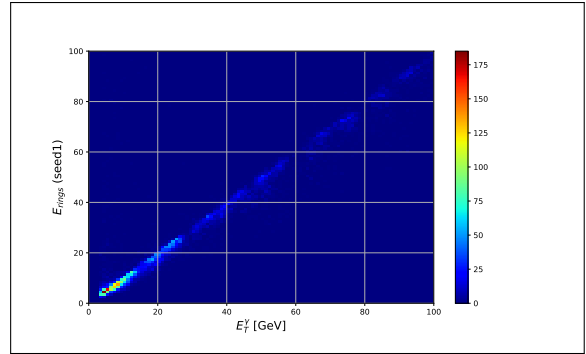
Legenda: (a) $0,0 < |\eta| < 0,6$ (b) $0,6 < |\eta| < 0,8$ (c) $0,8 < |\eta| < 1,15$ (d) $1,15 < |\eta| < 1,37$

Fonte: O autor, 2021.

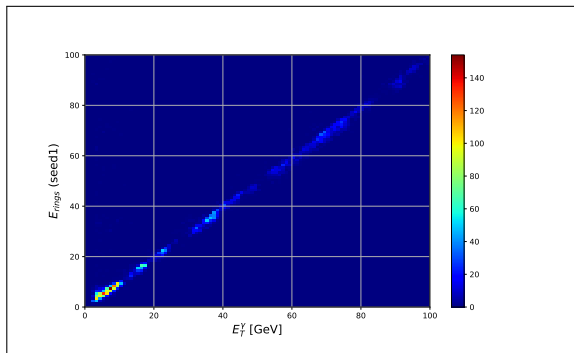
Figura 34 - Correlação entre a energia do candidato a fóton e da sua representação em anéis, para candidatos provenientes da amostra de π^0 , com $|\eta| > 1.37$.



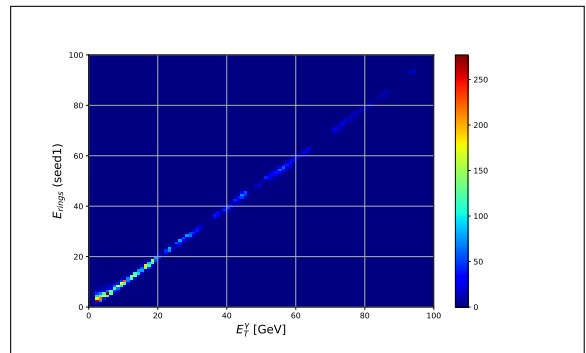
(a)



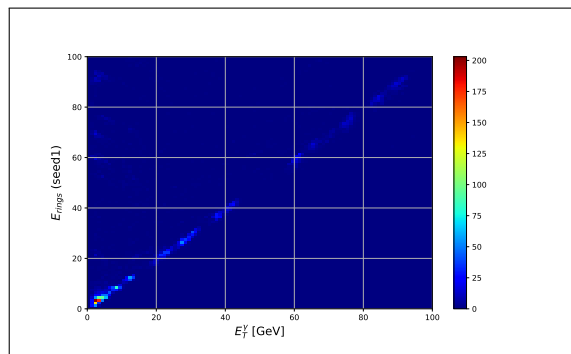
(b)



(c)



(d)

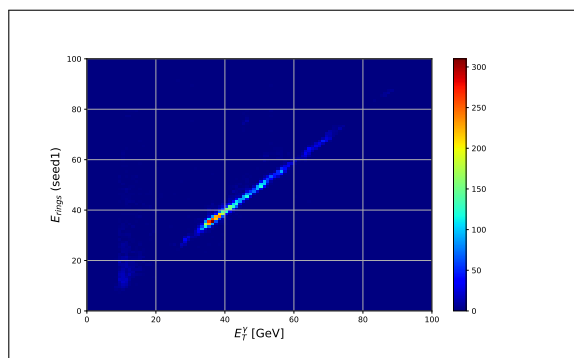


(e)

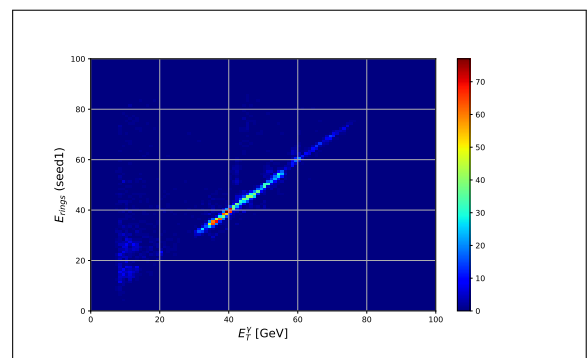
Legenda: (a) $1,37 < |\eta| < 1,52$ (b) $1,52 < |\eta| < 1,81$ (c) $1,81 < |\eta| < 2,01$ (d) $2,01 < |\eta| < 2,37$ (e) $2,37 < |\eta| < 4,9$

Fonte: O autor, 2021.

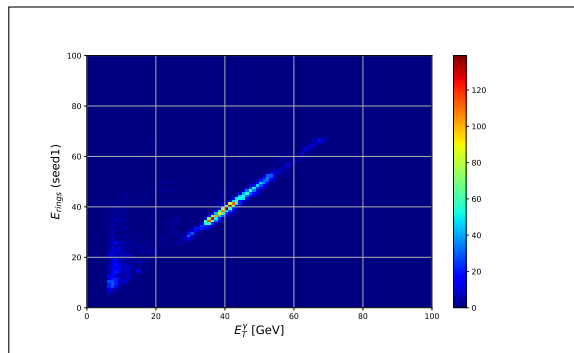
Figura 35 - Correlação entre a energia do candidato a fóton e da sua representação em anéis, para candidatos provenientes da amostra de *single- γ* , com $|\eta| < 1,37$.



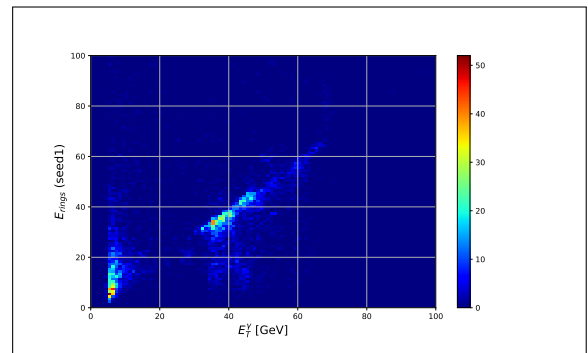
(a)



(b)



(c)

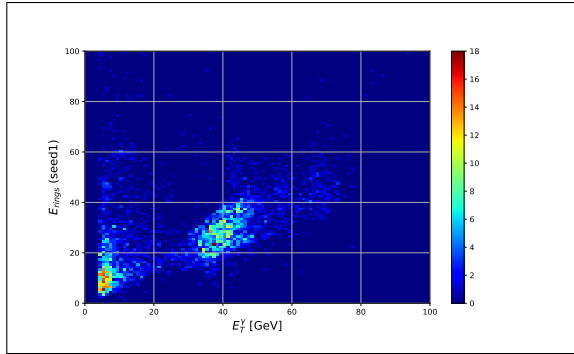


(d)

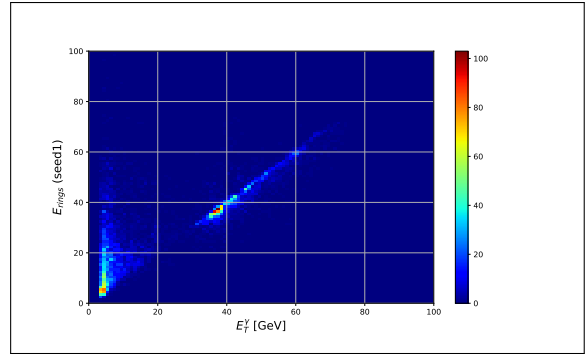
Legenda: (a) $0,0 < |\eta| < 0,6$ (b) $0,6 < |\eta| < 0,8$ (c) $0,8 < |\eta| < 1,15$ (d) $1,15 < |\eta| < 1,37$

Fonte: O autor, 2021.

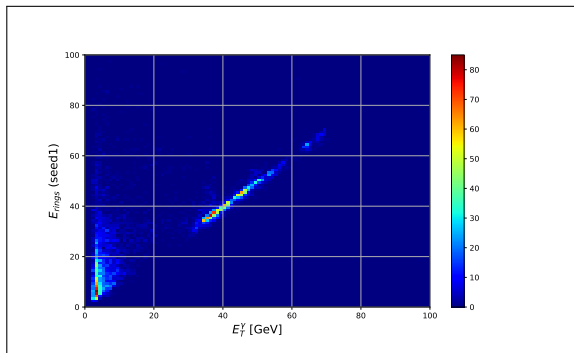
Figura 36 - Correlação entre a energia do candidato a fóton e da sua representação em anéis, para candidatos provenientes da amostra de *single- γ* , com $|\eta| > 1,37$.



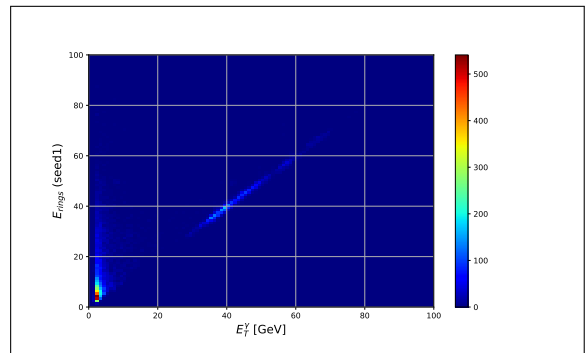
(a)



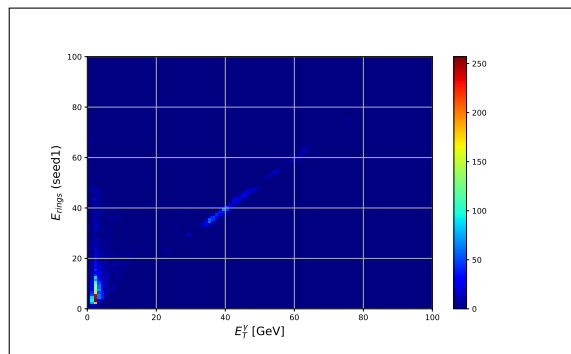
(b)



(c)



(d)



(e)

Legenda: (a) $1,37 < |\eta| < 1,52$ (b) $1,52 < |\eta| < 1,81$ (c) $1,81 < |\eta| < 2,01$ (d) $2,01 < |\eta| < 2,37$ (e) $2,37 < |\eta| < 4,9$

Fonte: O autor, 2021.

9 AUTOENCODERS - MODELOS UTILIZADOS

Após a obtenção dos padrões de deposição de energia em anéis, para as duas sementes, e para os dois processos, estas informações serão utilizadas como *input* para uma ferramenta baseada em técnicas de aprendizado de máquinas, de forma a desenvolver um classificador de fótons/pares de fótons.

Para tal, esta seção apresentará uma descrição sobre técnicas de aprendizado de máquinas, as estruturas necessárias para a construção de uma rede neural, especialmente dos *AutoEncoders*, que serão utilizados neste texto.

9.1 Aprendizado não supervisionado

A discussão sobre NN realizada no apêndice E, corresponde ao chamado aprendizado supervisionado, ou *Supervised Learning* (SL), onde a NN é capaz de mapear uma entrada em uma saída, baseada em exemplo de pares entrada-saída. No SL, cada ponto dos dados consiste em um par formado por um objeto de entrada e um alvo. Um algoritmo de SL é capaz de analisar o conjunto de dados de treinamento, e inferir uma função sobre estes dados, que pode ser utilizada para mapear novos exemplos. De maneira alternativa, um algoritmo de SL também pode ser utilizado para determinar os rótulos de classe para um novo conjunto de dados.

De maneira oposta, o aprendizado não supervisionado, ou *Unsupervised Learning* (UL), corresponde ao tipo de aprendizado de máquinas capaz de observar padrões em um conjunto de dados sem a existência de rótulos previamente definidos. O UL permite a modelagem de densidades de probabilidades sobre os dados de entrada, além de compor, juntamente com o aprendizado supervisionado e aprendizado reforçado (*Reinforcement Learning* (RL)), as três principais categorias de aprendizado de máquinas.

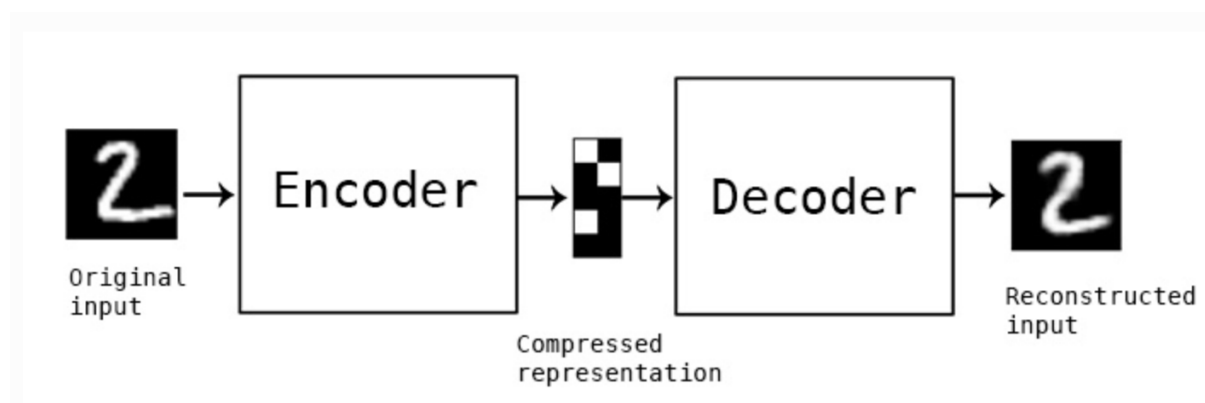
Dois dos principais métodos utilizados são a análise de componentes principais, e a técnica de clusterização, similar àquela realizada para o estudo da deposição de energia, a partir do agrupamento de dados com características semelhantes, de forma que membros de um mesmo *cluster* possuem um grau de semelhança muito maior do que entre membros de diferentes *clusters*.

A aplicação central do aprendizado não supervisionado consiste na estimativa de densidades em estatística, embora, este ainda englobe diversas técnicas que envolvem o resumo e a explicação das características, ou *features*, presentes em um conjunto de dados. Enquanto o aprendizado supervisionado objetiva inferir uma probabilidade condicional da variável x produzir o alvo y , ou $p_X(x|y)$, o aprendizado não supervisionado objetiva inferir uma probabilidade *à priori* de x , dada por $p_X(x)$.

9.2 *AutoEncoders*

Os *AutoEncoders* (AE) (RUMELHART; HINTON; WILLIAMS, 1986) consistem em redes neurais treinadas para a reprodução das entradas na camada de saída. Os AEs são compostos por uma função de codificação, responsável pela conversão dos dados de entrada em uma representação com um menor número de dimensões, e uma função de decodificação, para a conversão da nova representação de volta ao estado original dos dados de entrada, como pode ser visto no esquema da figura 37.

Figura 37 - Esquema da composição de um *Autoencoder*, com as suas funções de codificação e decodificação, juntamente com a camada de gargalo (*bottleneck*).



Fonte: CHOLLET, 2016

De maneira mais detalhada, a estrutura de um autoencoder pode ser dividida em quatro partes:

1. **Input:** Dados de entrada, componente mais importante da estrutura, lembrando que a principal função de um autoencoder é produzir uma representação compactada, que é diferente para cada conjunto de dados;
2. **Encoder:** O *encoder* recebe os dados de entrada e o converte em uma representação menor e mais densa, a qual o *decoder* utilizará para a conversão de volta aos dados originais. O *encoder* pode ser construído a partir de uma rede neural profunda (*Deep Learning*), ou de convolução, ideal para imagens.;
3. **Bottleneck:** Última camada do *encoder*, na qual reside a representação menor e mais densa dos arquivos de entrada. Esta camada é a razão pela qual os autoencoders são considerados como ferramentas poderosas de compressão, ao invés de uma simples e redundante técnica de reconstrução para os dados de entrada;
4. **Decoder:** Realiza o procedimento oposto ao *encoder*, a partir da representação

comprimida dos dados de entrada da camada *bottleneck*, tenta reconstruir os dados originais.

Os AEs são treinados para preservar a maior quantidade possível de informações de um conjunto de dados de entrada, após a sua passagem pelos algoritmos de codificação e decodificação. São específicos para cada tipo de dados, o que significa que eles são capazes de apenas comprimir dados semelhantes àqueles utilizados no seu treinamento. Um auto-encoder treinado com imagens de rostos terá uma performance ruim ao lidar com imagens de árvores, por exemplo, já que as características aprendidas pelo autoencoder serão específicas de um determinado conjunto de dados, não necessariamente compartilhados com um segundo conjunto.

Desta forma, eles não consistem em técnicas eficientes para tarefas de compressão, entretanto, são capazes de extrair, ou aprender, características significativas dos dados de entrada. A partir desta propriedade, os AEs não necessitam de nenhuma nova engenharia, apenas de dados apropriados para o seu treinamento. Desta forma, eles possuem perdas intrínsecas, o que significa que a decompressão ou decodificação dos dados de saída são degradados em relação aos dados originais.

Para a construção de um AE se fazem necessárias três funções: uma de codificação, uma de decodificação e uma função de custo/perda, para a quantificação da perda de informação entre a representação comprimida dos dados e a sua representação sem a compressão.

As duas primeiras funções são escolhidas de forma a serem paramétricas, tipicamente compostas por redes neurais, e diferenciáveis com a relação à função custo, responsável por quantificar a performance da reconstrução. Desta forma, os parâmetros da função de codificação e decodificação podem ser otimizados para a minimização das perdas na reconstrução.

9.3 Aplicações

As aplicações práticas dos AEs são a eliminação de ruídos *denoising autoencoders*, e redução de dimensionalidade para a melhor visualização dos dados. Com os vínculos apropriados de esparsidade e dimensionalidade, os AEs podem aprender projeções dos dados mais interessantes do que métodos lineares, como o PCA.

Os AEs podem ser vistos como uma potencial solução para os problemas envolvendo aprendizado não supervisionado. É interessante lembrar que estes não consistem de uma técnica de aprendizado não supervisionado e sim uma técnica autosupervisionada, uma instância específica do aprendizado supervisionado, na qual os alvos são gerados a partir dos dados de entrada.

Esta técnica tira proveito da vasta disponibilidade de dados não rotulados, sendo

capaz de aumentar o poder discriminativo de classificadores que possuem uma pequena quantidade de dados, em outras palavras, a aplicação dos autoencoders pode melhorar o treinamento supervisionado que pode ser aplicado posteriormente no conjunto de dados de interesse.

9.4 Construção dos AutoEncoders

A biblioteca utilizada para a construção dos modelos utilizados neste trabalho foi o *PyTorch* (PASZKE et al., 2019), a combinação da linguagem de programação Python com a biblioteca *torch*, desenvolvida pelo *Facebook*. A construção dos modelos pode ser realizada a partir dos seguintes passos:

9.4.1 Dados utilizados

A parte mais importante de uma técnica de aprendizado de máquinas consiste nos dados utilizados para o treinamento dos modelos. Os dados de entrada deste trabalho consistem em dois conjuntos de 100 anéis, um conjunto para cada semente, como indicado na seção 6.3.

Uma normalização absoluta para os anéis é aplicada, utilizando a energia total contida na RoI. Este procedimento é capaz de preservar o perfil de energia do chuveiro em frações da energia total. O termo absoluto é utilizado para a reflexão de valores ao longo do eixo, devido ao acúmulo negativo do ruído, que pode impactar a representação física destes valores. A normalização para os anéis pode ser definida por:

$$r'_k = \frac{r_k}{|\sum_{i=1}^{100} r_i|}, \forall k \in \{1, \dots, 100\} \quad (50)$$

onde r_k é o k -ésimo anel.

O primeiro passo para a aplicação da normalização consiste na soma das energias de todos os anéis, constituindo a energia total do candidato a fóton. O segundo passo consiste na divisão do valor de energia de cada anel pela energia total, resultando em valores normalizados entre -1 e 1, que coincide com o intervalo das funções de ativação.

Esta normalização é escolhida devido à sua simplicidade e por permitir uma interpretação simples do perfil do chuveiro. Estas razões motivaram o seu uso para o Run II, entretanto, esta abordagem está sujeita a diminuir as contribuições do sinal, por conta da contaminação por *pile-up*, especialmente em baixas energias, devido à menor relação sinal-ruído.

9.4.2 Definição dos Modelos

Os modelos em *PyTorch* podem ser definidos como uma sequência de camadas, onde estas são adicionadas sequencialmente, até que a topologia requerida seja satisfeita. Neste trabalho, os AE são construídos com a utilização de camadas totalmente conectadas *fully connected*, ou lineares, na nomenclatura do *PyTorch*, utilizando a função de ativação *ReLU* (NWANKPA et al., 2018) para estas, devido ao comportamento dos dados.

A camada de entrada possui 100 neurônios, o número de dimensões, ou anéis, presente no conjunto de dados, para cada semente do candidato a fóton. Os modelos são construídos de forma a funcionar de maneira independente para as duas sementes.

A camada de saída, da função de codificação, para todos os modelos da tabela 5, possui apenas dois neurônios, um para cada classe, π^0 e *single- γ* , para este estudo, e utiliza a função de ativação *tanh* (NWANKPA et al., 2018), que apresentou os melhores resultados, embora opções como a *sigmoid* também pudessem ser exploradas aqui. Esta escolha é feita para a possibilidade da exploração destes modelos para tarefas de classificação.

A disposição das camadas escondidas variam entre os modelos, o que está diretamente ligado à sua complexidade. Modelos com mais camadas escondidas podem fornecer uma convergência para o mínimo da função custo em um menor número de épocas de treinamento, enquanto modelos menos complexos podem fornecer uma melhor compactação das informações latentes do conjunto de dados, estes dois pontos serão avaliados na busca pelo melhor modelo.

A nomenclatura para os modelos expostos na tabela 5 foi escolhida baseada no número de camadas escondidas, onde as arquiteturas foram sugeridas a partir de reuniões com o grupo H/γ do ATLAS, com o qual este trabalho está sendo desenvolvido em colaboração.

Vale ressaltar que todos os modelos da tabela 5, possuem 100 neurônios na camada de entrada e de saída, já que temos uma tarefa de reconstrução, ao passo que o número de neurônios presentes nas camadas escondidas estabelecem a nomenclatura dos modelos propostos.

Tabela 5 - Arquitetura dos modelos de AEs utilizados.

Modelos	Arquitetura
AE1	100-2-100
AE2	100-33-2-33-100
AE3	100-52-33-2-33-52-100
AE5	100-63-37-23-13-2-13-23-37-63-100
AE8	100-67-57-47-37-27-17-7-2-7-17-27-37-47-57-67-100

Fonte: O autor, 2021.

9.4.3 Compilação do Modelo

Após a definição do modelo, com as suas camadas escondidas, se faz necessária a sua compilação, fornecendo propriedades adicionais necessárias para seu o treinamento. É necessário especificar uma função custo, que neste caso será o erro médio quadrático, *Mean Squared Error* (MSE), capaz de medir a diferença média quadrática entre os valores estimados e o valor real, sendo a ideal para tarefas de reconstrução.

Um método de otimização para a busca dos pesos da rede é necessário para a busca do mínimo local, neste casto o otimizador *Adam* (KINGMA; BA, 2017), um método adaptativo, que varia a taxa de aprendizado de maneira dinâmica conforme a proximidade do mínimo local, foi utilizado.

9.4.4 Treinamento do Modelo

O processo de treinamento do modelo será executado para um número fixo de iterações, chamado de épocas. O processo de treinamento de uma rede neural termina quando a função custo atinge o seu valor mínimo. A atualização dos pesos da rede pode ser realizada após cada iteração ou após a passagem por um certo número de dados, a quantidade destes dados é chamada de *batchsize*, definindo o chamado treinamento em *batch*. Este tipo de treinamento permite a NN, obter um valor médio baseado no número de eventos contidos em cada *batch*, tornando a atualização dos pesos mais suave, quando comparada com o treinamento padrão.

Um menor número de eventos em cada *batch* tende a fornecer uma melhor atualização dos pesos, já que existirão mais *batches* no conjunto de dados, permitindo que os pesos sejam atualizados mais vezes. Entretanto, um alto número de *batches*, pode aumentar significativamente o tempo de treinamento, tornando este processo mais custoso em termos de recursos operacionais.

Um maior número de eventos por *batch* pode fornecer um treinamento mais rápido, entretanto com um maior valor da função custo, já que os pesos são atualizados menos vezes. A melhor relação entre o *batchsize* e o tempo de treinamento é baseada puramente em tentativa e erro, já que depende exclusivamente dos dados, de forma que não existe resposta certa para estas escolhas.

Uma outra técnica que melhora o treinamento de uma rede neural é chamada de validação cruzada, ou *cross validation*. Esta técnica consiste na divisão do conjunto de dados em N subconjuntos, ou *splits*, com o mesmo número de eventos, e possivelmente mantendo o balanço de eventos de cada classe. A rede será treinada N vezes, onde para cada um desses processos, a rede utilizará N - 1 conjuntos para treinamento, e o restante para validação/teste. Para cada um dos N treinamentos, o conjunto utilizado para teste

será alterado, de forma que ao final do treinamento, todos os N subconjuntos tenham sido utilizados para teste.

Para este trabalho foi utilizado a técnica de validação cruzada *StratifiedKFold* presente na biblioteca, *scikit-learn*. Esta técnica mantém o balanceamento de classes para os subconjuntos, com $N = 5$, portanto, é permitido avaliar o treinamento da rede para cada um destes conjuntos, conforme será visto nas seções seguintes.

9.4.5 Avaliação do Modelo

Para a avaliação de performance dos modelos, se faz necessária a separação do conjunto de dados em três outros com propósitos distintos. O conjunto de treinamento será utilizado para o treinamento do modelo enquanto o de validação permite a avaliação da performance da rede nestes dados, podendo indicar a presença de *overfitting*. O conjunto de teste consiste em dados os quais a rede nunca teve contato, e será utilizado para avaliar a performance no modelo em novos dados e testar sua capacidade no objetivo deste texto.

Os três conjuntos foram divididos conforme mostra a tabela 6:

Tabela 6 - Separação dos dados para os conjuntos de treino, validação e teste, incluindo os dados das amostras de π^0 e *single- γ* .

Conjunto	Semente 1	Semente 2
Treino	75932	75932
Validação	18849	18849
Teste	23560	23560
Total	117801	117801

Fonte: O autor, 2021.

9.4.6 Erro de Reconstrução

Para a avaliação da performance dos modelos, se faz necessário uma figura de mérito. Para tarefas de reconstrução, a melhor figura de mérito consiste na distância entre os vetores de entrada, e os de saída da NN. Desta forma, o erro de reconstrução pode ser definido a partir de:

$$R_{error} = \sum_{i=1}^N (X_i - \bar{X})^2 \quad (51)$$

onde N é o número de anéis, X_i é o vetor de entradas e \bar{X} é vetor de saída da rede auto-codificadora, representando as entradas reconstruídas.

9.4.7 Erro de Reconstrução relativo

De maneira similar, o erro de reconstrução relativo pode ser definido a partir de:

$$R_{i,error} = \frac{1}{E_i}(X_i - \bar{X})^2 \quad (52)$$

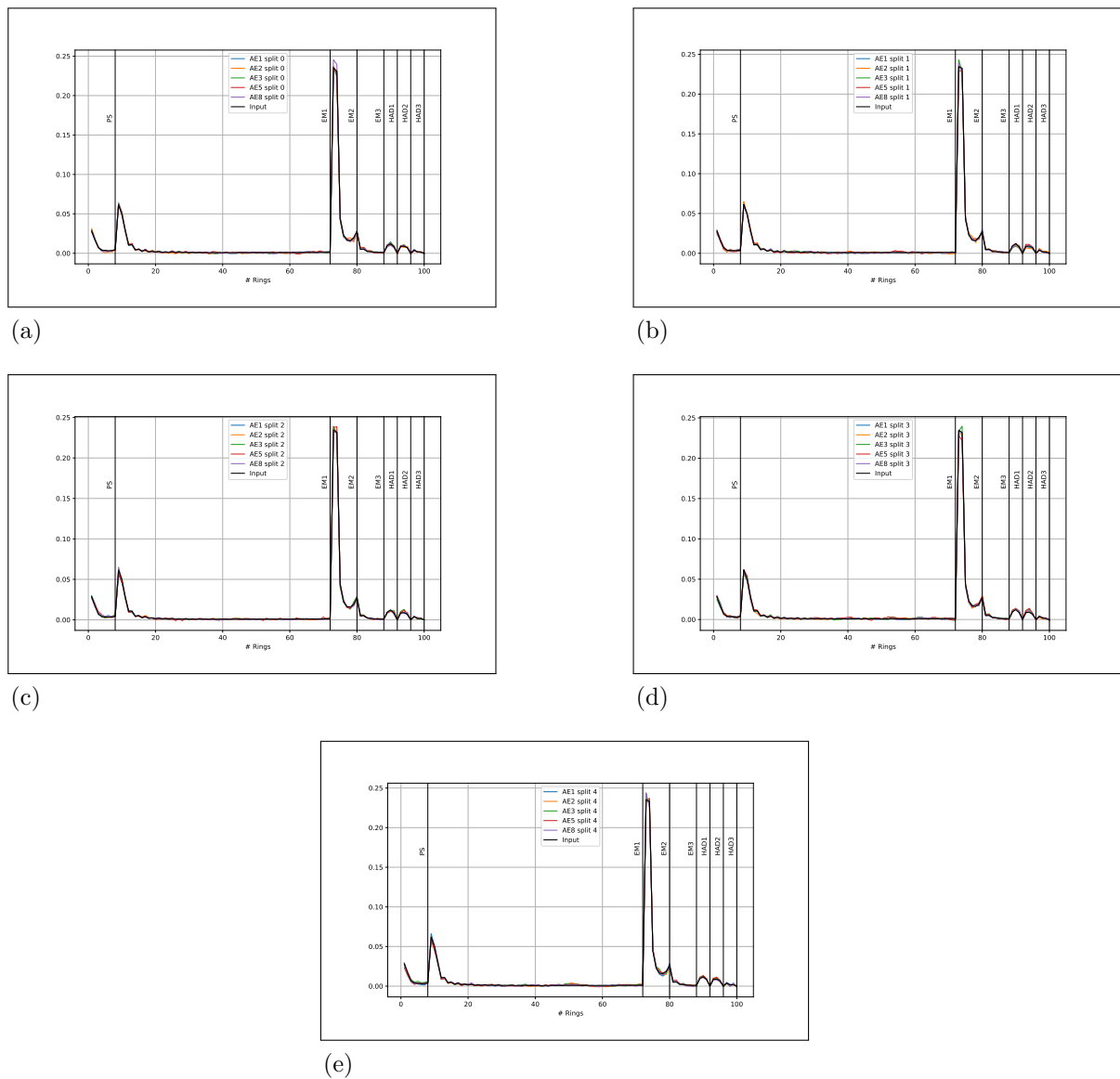
onde N é o número de anéis, E_i , representa a energia de cada anel, X_i é o vetor de entradas e \bar{X} é vetor de saída da rede auto-codificadora, representando as entradas reconstruídas.

Desta forma, o erro relativo permite quantificar qual a fração do valor da energia do anel é perdida, após a sua reconstrução pelo AE.

10 RESULTADOS - AUTOENCODERS

10.1 Comparação entre o *input* e o *output* da rede neural

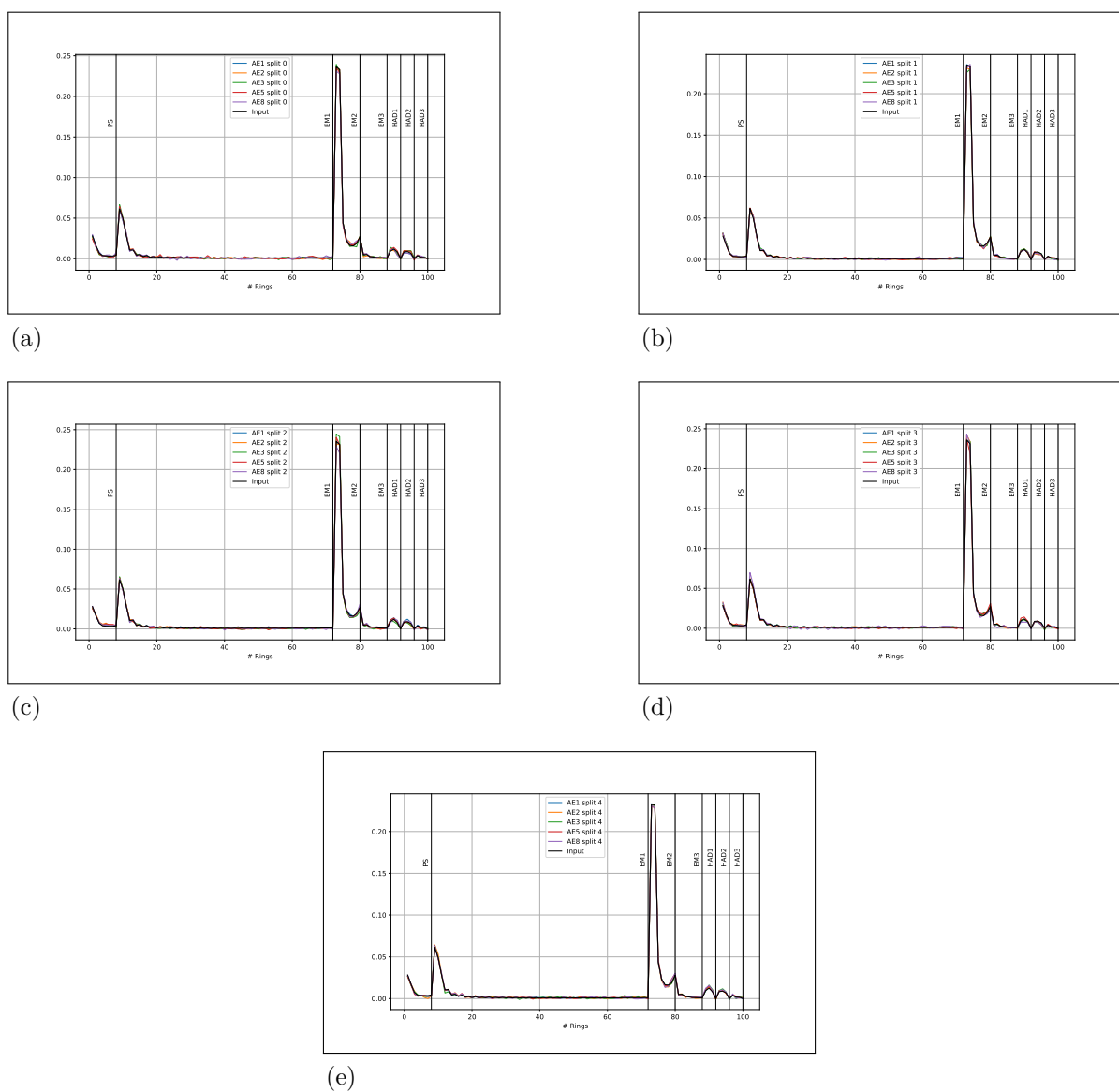
Figura 38 - Resultados para a saída de cada um dos modelos, juntamente com a representação de entrada. Os resultados são mostrados para cada um dos *splits* da validação cruzada, para a semente 1.



Legenda: (a) *split* 0 (b) *split* 1 (c) *split* 2 (d) *split* 3 (e) *split* 4

Fonte: O autor, 2021.

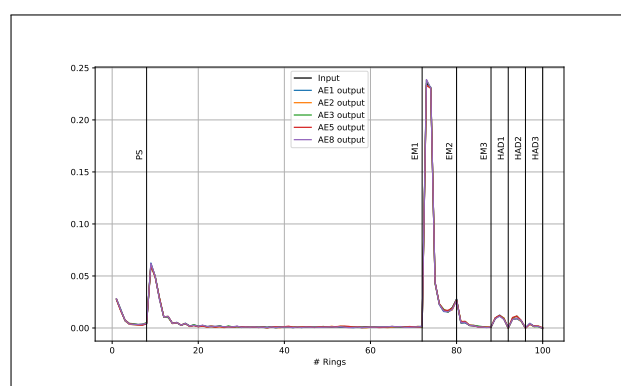
Figura 39 - Resultados para a saída de cada um dos modelos, juntamente com a representação de entrada. Os resultados são mostrados para cada um dos *splits* da validação cruzada, para a semente 2.



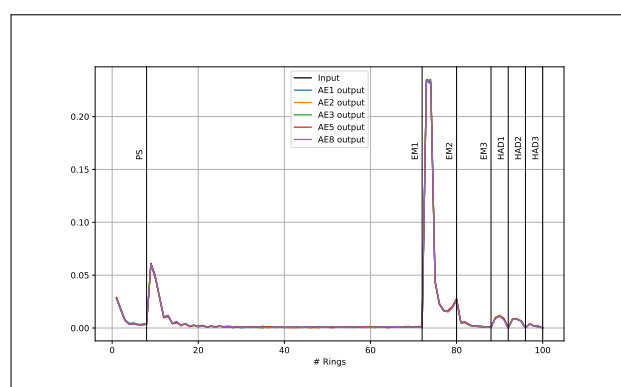
Legenda: (a) *split* 0 (b) *split* 1 (c) *split* 2 (d) *split* 3 (e) *split* 4

Fonte: O autor, 2021.

Figura 40 - Comparação dos resultados médios, entre os cinco *splits*, para cada um dos modelos, juntamente com a representação de entrada, representada pela distribuição em preto.



(a)



(b)

Legenda: (a) Primeira semente (b) Segunda semente

Fonte: O autor, 2021.

As figuras 38 e 39 apresentam uma comparação entre as distribuições, para cada um dos 5 *splits*, para a primeira e segunda sementes, respectivamente. A distribuição dos anéis, que corresponde à entrada da NN, está representada em preto, enquanto as outras cores representam cada um dos modelos da tabela 5. É interessante notar o bom acordo entre as saídas dos diferentes modelos e distribuição de entrada dos anéis, para cada um dos 5 *splits*, com a boa descrição dos picos, presentes nos primeiros anéis das camadas eletromagnéticas, e as flutuações presentes nos demais anéis da EM1, e nas deposições nos anéis hadrônicos.

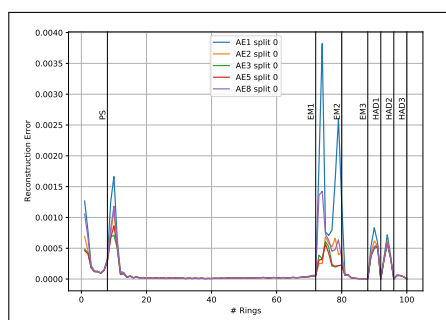
A figura 40 apresenta uma comparação entre a distribuição média, entre os 5 *splits*, de anéis, para a primeira semente, em (a), e para a segunda, em (b). É interessante notar o acordo entre as distribuições de entrada e saída da NN, em especial para a média, já que esta tende a diminuir a influência das flutuações entre os *splits*.

Para uma quantificação deste acordo, é proveitoso se utilizar do erro de reconstrução, definido na seção 9.4.6, e que será obtido para a próxima seção.

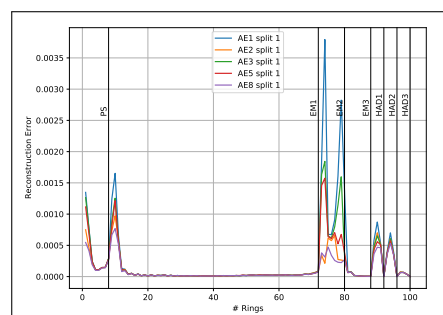
10.2 Erro de reconstrução

Como definido na seção 9.4.6, o erro de reconstrução consiste na distância entre os valores do vetor de entradas, o *input* da rede neural, e os valores do vetor saída do *autoencoder*. De uma forma mais simples, a diferença entre os anéis originais e os reconstruídos pela rede neural.

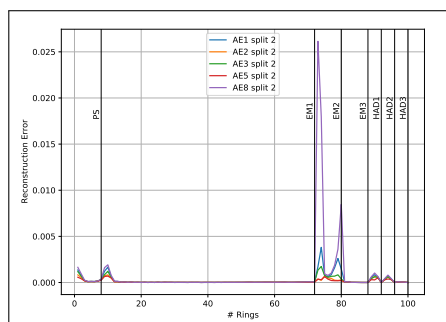
Figura 41 - Distribuição do erro de reconstrução para cada anel, para os 5 modelos. Os resultados são mostrados para cada uma dos *splits* da validação cruzada, para a semente 1.



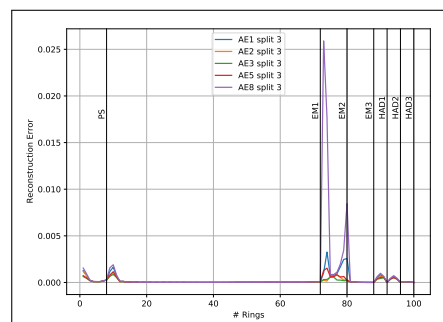
(a)



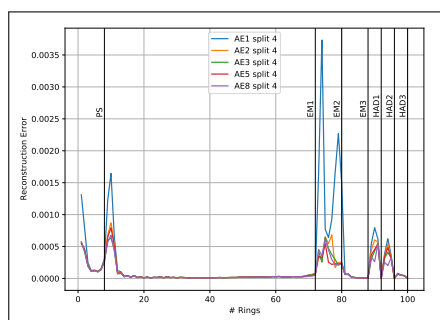
(b)



(c)



(d)

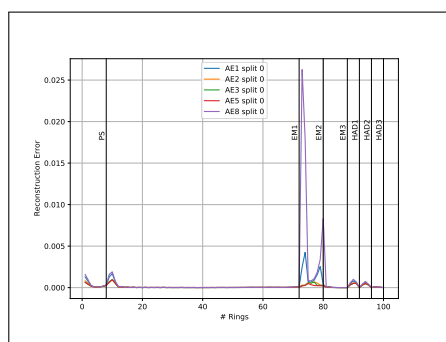


(e)

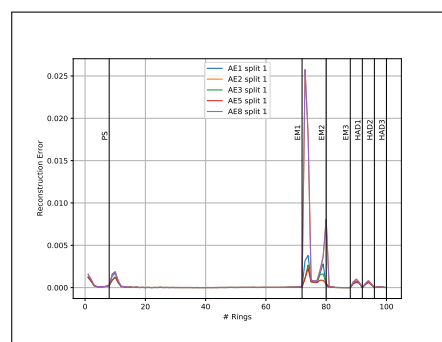
Legenda: (a) *split* 0 (b) *split* 1 (c) *split* 2 (d) *split* 3 (e) *split* 4

Fonte: O autor, 2021.

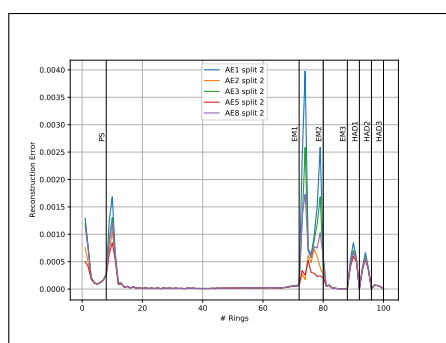
Figura 42 - Distribuição do erro de reconstrução para cada anel, para os 5 modelos. Os resultados são mostrados para cada uma dos *splits* da validação cruzada, para a semente 2.



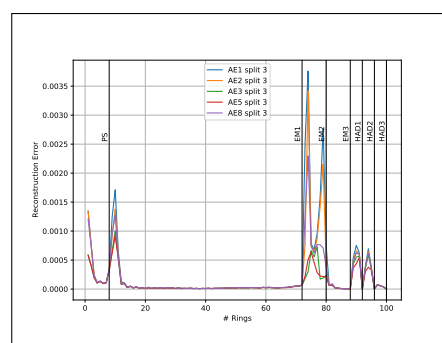
(a)



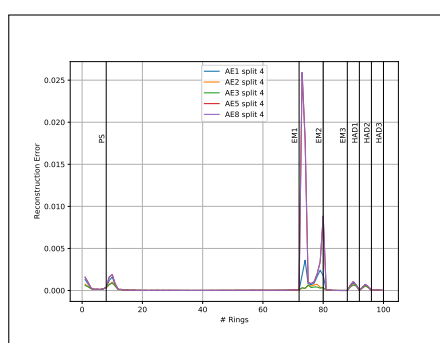
(b)



(c)



(d)



(e)

Legenda: (a) *split* 0. (b) *split* 1 (c) *split* 2 (d) *split* 3 (e) *split* 4

Fonte: O autor, 2021.

Os modelos foram treinados com os seguintes parâmetros para ambas as sementes, 256 para o número de eventos no *batch*, ou simplesmente *batchsize*, com a taxa de aprendizado, ou *learning rate*, de 0,002, e para um número de épocas igual a 10.

Tabela 7 - Erro de reconstrução sobre todos os anéis, para a primeira semente *seed1*.

Modelos	Split 0	Split 1	Split 2	Split 3	Split 4	Mean
AE1	0,026	0,028	0,026	0,033	0,025	0,028
AE2	0,024	0,022	0,014	0,015	0,023	0,019
AE3	0,013	0,012	0,012	0,020	0,012	0,014
AE5	0,020	0,012	0,011	0,012	0,011	0,013
AE8	0,018	0,019	0,018	0,018	0,007	0,029

Fonte: O autor, 2021.

Tabela 8 - Erro de reconstrução sobre todos os anéis, para a primeira semente *seed2*.

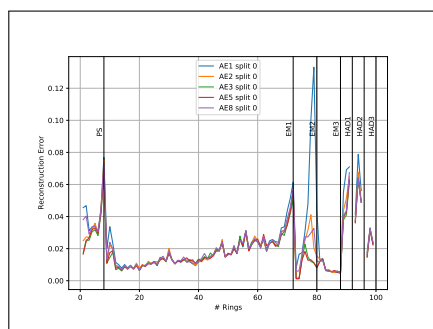
Modelos	Split 0	Split 1	Split 2	Split 3	Split 4	Mean
AE1	0,025	0,026	0,025	0,026	0,026	0,026
AE2	0,012	0,074	0,013	0,021	0,013	0,027
AE3	0,012	0,020	0,020	0,012	0,012	0,015
AE5	0,011	0,018	0,011	0,011	0,075	0,025
AE8	0,074	0,074	0,018	0,018	0,075	0,052

Fonte: O autor, 2021.

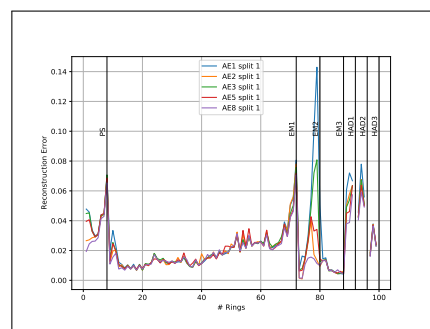
As tabelas 7 e 8 quantificam o erro de reconstrução para cada um dos modelos da tabela 5. As primeiras colunas representam os valores dos erros de reconstrução para cada um dos *splits*, enquanto a última possui o valor médio para os mesmos. Aqui vale ressaltar os menores valores para o erro de reconstrução dos modelos AE3 e AE5, indicando a melhora da performance conforme o aumento da complexidade dos modelos.

10.3 Erro de reconstrução relativo

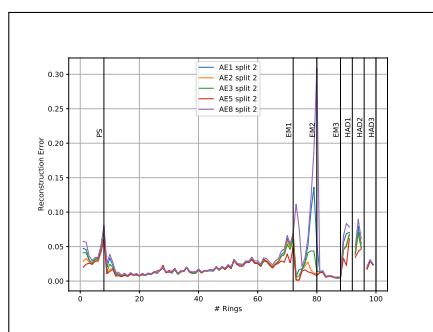
Figura 43 - Distribuição do erro de reconstrução relativo para cada anel, para os 5 modelos. Os resultados são mostrados para cada uma dos *splits* da validação cruzada, para a semente 1.



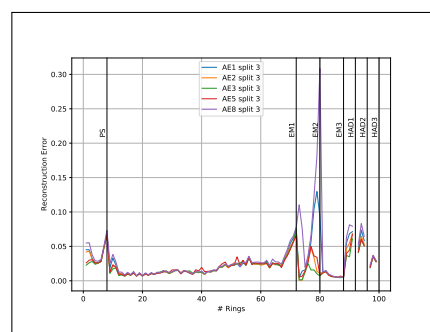
(a)



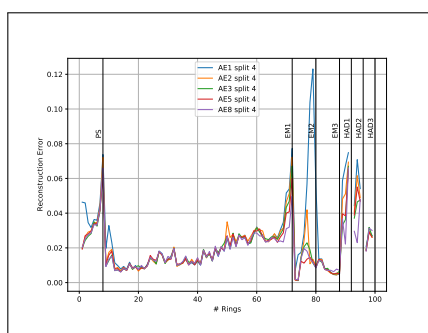
(b)



(c)



(d)

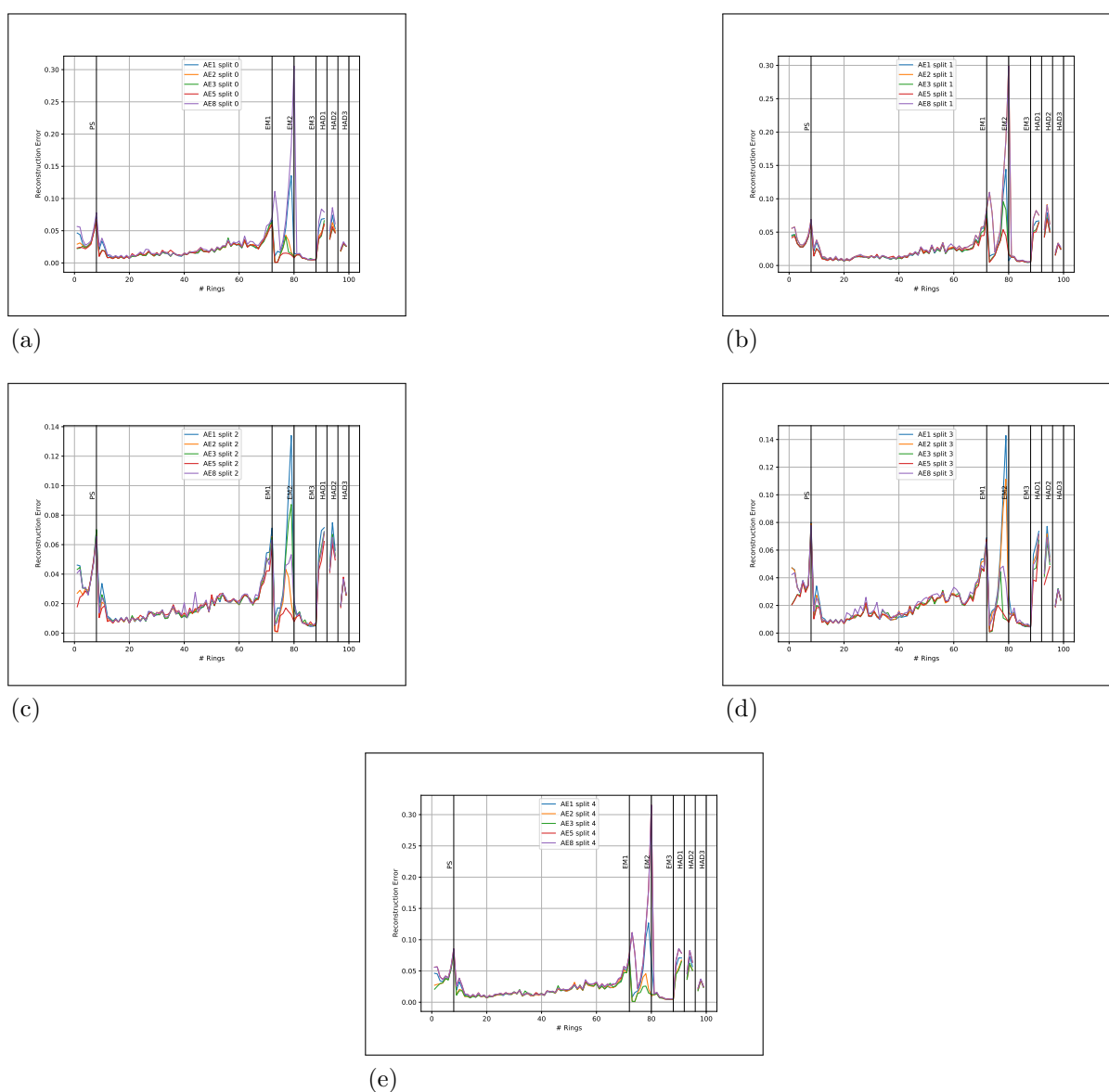


(e)

Legenda: (a) *split* 0 (b) *split* 1 (c) *split* 2 (d) *split* 3 (e) *split* 4

Fonte: O autor, 2021.

Figura 44 - Distribuição do erro de reconstrução relativo para cada anel, para os 5 modelos. Os resultados são mostrados para cada uma dos *splits* da validação cruzada, para a semente 2.



Legenda: (a) *split 0* (b) *split 1* (c) *split 2* (d) *split 3* (e) *split 4*

Fonte: O autor, 2021.

As figuras 43 e 44 representam a distribuição, por anel, do erro de reconstrução relativo, ou seja, qual a fração de energia perdida, após a sua reconstrução, a partir da NN, para cada um dos 100 anéis. Vale aqui ressaltar os maiores valores relativos para os anéis com menor deposição de energia, em especial para os anéis finais de cada camada, que sistematicamente, possuem a menor deposição de energia destas. Na próxima seção, estas frações serão quantificadas para um conjunto específicos de anéis.

10.4 Erro de Reconstrução - Anéis relevantes

Nesta seção, será avaliado o erro de reconstrução relativo, definido na seção 9.4.7, com seus resultados na seção 10.3, apenas para alguns anéis específicos. Estes foram escolhidos por, em geral, carregarem a maior deposição de energia do candidato a fóton, como, por exemplo, os primeiros anéis de cada camada. Em especial os dois primeiros anéis do EM2, onde, ocorre, o depósito de praticamente 40% da energia total do candidato a fóton, como poderá ser visto na tabela 9.

Tabela 9 - Erro de reconstrução relativo para os dois primeiros anéis das camadas PS, EM1 e EM2, e do primeiro anel para as camadas hadrônicas e a EM3. A coluna denominada *input*, refere-se ao valor médio da fração de energia do anel. Os resultados desta tabela foram obtidos para a primeira semente (*seed1*).

Anéis	AE1	AE2	AE3	AE5	AE8	<i>input</i>
PS (1)	0,0465	0,0284	0,0291	0,0243	0,0380	0,0282
PS (2)	0,0458	0,0314	0,0325	0,0293	0,0403	0,0169
EM1 (1)	0,0199	0,0116	0,0119	0,0116	0,0170	0,0616
EM1 (2)	0,0333	0,0196	0,0189	0,0190	0,0260	0,0497
EM2 (1)	0,0069	0,0013	0,0035	0,0032	0,0462	0,2350
EM2 (2)	0,0159	0,0010	0,0039	0,0035	0,0326	0,2320
EM3 (1)	0,0132	0,0129	0,0125	0,0125	0,0128	0,0048
HAD1 (1)	0,0572	0,0470	0,0405	0,0395	0,0489	0,0095
HAD2 (1)	0,0439	0,0404	0,0391	0,0388	0,0420	0,0086
HAD3 (1)	0,0194	0,0186	0,0175	0,0173	0,0190	0,0039

Fonte: O autor, 2021.

Tabela 10 - Erro de reconstrução relativo para os dois primeiros anéis das camadas PS, EM1 e EM2, e do primeiro anel para as camadas hadrônicas e a EM3. O coluna denominada *input*, refere-se ao valor de médio de entrada para o anel. Os resultados desta tabela foram obtidos para a segunda semente (*seed2*).

Anéis	AE1	AE2	AE3	AE5	AE8	<i>input</i>
PS (1)	0,0463	0,0372	0,0302	0,0318	0,0503	0,0282
PS (2)	0,0454	0,0384	0,0327	0,0346	0,0513	0,0169
EM1 (1)	0,0205	0,0151	0,0126	0,0142	0,0215	0,0615
EM1 (2)	0,0339	0,0251	0,0219	0,0236	0,0329	0,0497
EM2 (1)	0,0106	0,0234	0,0026	0,0239	0,0687	0,2350
EM2 (2)	0,0167	0,0191	0,0053	0,0184	0,0499	0,2320
EM3 (1)	0,0132	0,0129	0,0122	0,0124	0,0131	0,0048
HAD1 (1)	0,0563	0,0508	0,4521	0,0469	0,0595	0,0095
HAD2 (1)	0,0433	0,0428	0,0400	0,0403	0,0470	0,0086
HAD3 (1)	0,0192	0,0190	0,0181	0,0186	0,0204	0,0039

Fonte: O autor, 2021.

CONCLUSÃO

No capítulo 6 foi mostrada a adaptação do algoritmo de construção de anéis, componente da técnica *NeuralRinger*. Esta adaptação objetivou a construção de um conjunto de 100 anéis para cada uma das duas células mais energéticas de um candidato a fóton, e naturalmente para elétrons, para os quais o algoritmo foi inicialmente desenvolvido.

Esta versão modificada permite o estudo de pares de fótons altamente colimados, que podem ser provenientes do decaimento de partículas leves, como os ALPs. De maneira alternativa, estes pares de fótons podem ser reconstruídos como jatos, de forma que, a abordagem de duas sementes proposta neste estudo, pode auxiliar no desenvolvimento de técnicas que possibilitem a identificação destes pares de fótons, a partir de sua aplicação em uma coleção de jatos.

No capítulo 7 foi mostrado o perfil de deposição de energia nos anéis para os fótons provenientes dos dois processos presentes neste estudo, expostos na tabela 2. Essas distribuições permitem a observação do seu comportamento para diferentes valores de energia e da coordenada $|\eta|$.

Para estas distribuições é possível observar, para o caso do *single- γ* , a diminuição da deposição de energia nos anéis hadrônicos conforme o aumento da energia, que consiste no comportamento esperado, devido às menores eficiências dos algoritmos de reconstrução para candidatos de baixa energia, lembrando que as análises do ATLAS utilizam apenas fótons com $E_\gamma > 10$ GeV.

Para as distribuições em função de $|\eta|$ é possível observar, para o processo *single- γ* , o aumento da atividade hadrônica para os intervalos mais próximos da região do *gap-crack*. Ao passo que, para ambos os processos, para o intervalo de $1,15 < |\eta| < 1,37$, temos a presença de dois picos de deposição para os anéis da EM2. Estes dois comportamentos podem estar relacionados com a menor performance desta região, por conta de sua menor instrumentação e grande presença de material inativo.

A correlação entre a E_T do candidato a fóton e a sua deposição no conjunto de 100 anéis, exposta no capítulo 8, para a primeira semente, e no apêndice C, para a segunda, permite avaliar como a abordagem de anéis está representando o chuveiro eletromagnético, bem como o valor de energia do candidato. Avaliando esta correlação para os dois intervalos discutidos para a deposição de energia, é possível observar, a partir dos valores da variável R, como a representação em anéis superestima a energia dos fótons, para candidatos com baixa energia, em especial para $E_\gamma < 20$ GeV, para ambos os processos. Este comportamento pode ocorrer devido à menor eficiência dos algoritmos de reconstrução e identificação de fótons do ATLAS. Ao passo que, para os outros intervalos de energia, os valores apresentados de R são próximos de 1, correspondendo ao comportamento esperado para esta correlação.

Para a abordagem a partir de intervalos de $|\eta|$ é possível observar o aumento do valor de R conforme o afastamento da região central do barril, para $|\eta| \approx 0,0$. Para o intervalo que contém a região do *gap-crack*, temos o menor valor de R, para ambos os processos, bem como para a região frontal, para $|\eta| > 2,37$, que apresenta o maior valor da correlação. Por este motivo, estes dois intervalos não serão utilizados neste estudo, por apresentarem uma quantidade considerável de *pile-up* e menor instrumentação, seguindo também as recomendações da colaboração ATLAS.

A comparação dos diferentes modelos de *AutoEncoders* permite avaliar a performance de cada um deles para amostras de dados com fótons, algo que não fora realizado até este momento, para a sua utilização como *input*. Esta performance pode ser avaliada a partir do erro de reconstrução, como pode ser visto nas tabelas 7 e 8, que quantificam as distribuições das figuras 41 e 42. A partir destes valores é possível perceber o menor erro de reconstrução para os modelos com 3 e 5 camadas escondidas, chamados de AE3 e AE5, respectivamente, para cada um dos *splits* da validação cruzada, bem como para a média entre estes. Este comportamento indica que o aumento da complexidade dos modelos não significa uma melhor performance para tarefas de reconstrução, como pode ser visto, neste estudo, para o modelo com 8 camadas escondidas, chamado de AE8.

A partir do erro de reconstrução relativo, das figuras 43 e 44, e dos valores das tabelas 9 e 10, é possível determinar, caso seja de interesse, a fração de energia perdida durante a reconstrução, para cada um dos anéis. Alternativamente, a partir da soma destes valores relativos, é possível determinar a energia total perdida do candidato a fóton, a partir de sua reconstrução por cada um dos modelos de *AutoEncoders*.

Para a abordagem individual dos anéis, se faz proveitoso a escolha de alguns anéis em específico, em especial aqueles que carregam uma maior quantidade de informação, neste caso de deposição de energia, que possuem maior relevância para posteriores tarefas de classificação. Um menor valor do erro de reconstrução relativo para um determinado modelo de *AutoEncoders*, pode indicar a sua melhor performance para a sua utilização como um modelo de classificação.

Os modelos de classificação binária podem ser obtidos a partir da função de codificação, que produz uma representação em duas dimensões do conjunto de 100 anéis. Para esta a representação codificada, a função de codificação possui 2 neurônios em sua camada de saída, que corresponde às duas classes que podem ser propostas para este estudo, *single- γ* e π^0 .

De maneira complementar, é possível realizar uma classificação para multiclases, a partir da inclusão de amostras de fótons provenientes do decaimento de ALPs, com diferentes valores de massa, ou até mesmo de outras partículas leves de nova física, candidatos a matéria escura, por exemplo, com decaimentos em pares de fótons.

O desenvolvimento de uma ferramenta de classificação, a partir de técnicas de aprendizado de máquinas, utilizando amostras de candidatos a fótons de diferentes origens,

em conjunto com a abordagem de duas sementes pode auxiliar o aperfeiçoamento do atual algoritmo de reconstrução de fótons e jatos.

REFERÊNCIAS

- 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. *Physics Letters B*, [s. l.], v. 716, n. 1, p. 1–29, Sep 2012. ISSN 0370-2693. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020>. Acesso em 22 nov. 2021.
- AAD, G. et al. The ATLAS experiment at the CERN large hadron collider. *Journal of Instrumentation*, [s. l.], v. 3, n. 08, p. S08003–S08003, aug 2008. Disponível em: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/s08003>. Acesso em 22 nov. 2021.
- AAD, G. et al. Measurements of higgs boson production and couplings in diboson final states with the atlas detector at the lhc. *Physics Letters B*, [s. l.], v. 726, n. 1-3, p. 88–119, Oct 2013. ISSN 0370-2693. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2013.08.010>. Acesso em 22 nov. 2021.
- AAD, G. et al. Search for higgs boson decays to a photon and a z boson in pp collisions at 7 and 8 tev with the atlas detector. *Physics Letters B*, [s. l.], v. 732, p. 8–27, May 2014. ISSN 0370-2693. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2014.03.015>. Acesso em 22 nov. 2021.
- AAD, G. et al. Topological cell clustering in the ATLAS calorimeters and its performance in LHC Run 1. *Eur. Phys. J. C*, [s. l.], v. 77, p. 490. 87 p, Mar 2016. Disponível em: <https://cds.cern.ch/record/2138166>. Acesso em 22 nov. 2021.
- AAD, G. et al. ATLAS data quality operations and performance for 2015-2018 data-taking. *JINST*, v. 15, p. P04003. 43 p, Nov 2019. Disponível em: <http://cds.cern.ch/record/2700249>. Acesso em 22 nov. 2021.
- AAD, G. et al. A search for the $z\gamma$ decay mode of the higgs boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ tev with the atlas detector. *Physics Letters B*, [s. l.], v. 809, p. 135754, Oct 2020. ISSN 0370-2693. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2020.135754>. Acesso em 22 nov. 2021.
- ABI, B. et al. Measurement of the positive muon anomalous magnetic moment to 0.46 ppm. *Phys. Rev. Lett.*, [s. l.], v. 126, p. 141801, Apr 2021. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.126.141801>. Acesso em 22 nov. 2021.
- ACCIARRI, M. et al. Measurement of energetic single-photon production at lep. *Physics Letters B*, v. 346, n. 1, p. 190–198, 1995. ISSN 0370-2693. Disponível em: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026939500023E>. Acesso em 22 nov. 2021.
- ADE, P. A. R. et al. Planck2015 results. *Astronomy & Astrophysics*, [s. l.], v. 594, p. A13, Sep 2016. ISSN 1432-0746. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201525830>. Acesso em 22 nov. 2021.
- AHARROUCHE, M. et al. Response uniformity of the atlas liquid argon electromagnetic calorimeter. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated*

Equipment, v. 582, n. 2, p. 429–455, 2007. ISSN 0168-9002. Disponível em: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900207018591>. Acesso em 22 nov. 2021.

ARIK, E et al. Probing ev-scale axions with cast. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, [s. l.], v. 2009, n. 02, p. 008–008, Feb 2009. ISSN 1475-7516. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1088/1475-7516/2009/02/008>. Acesso em 22 nov. 2021.

ATLAS COLLABORATION. *Expected photon performance in the ATLAS experiment*. Geneva, 2011. Disponível em: <http://cds.cern.ch/record/1345329>. Acesso em 22 nov. 2021.

AUBERT, B. et al. Performance of the atlas electromagnetic calorimeter barrel module 0. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, v. 500, n. 1, p. 202–231, 2003. ISSN 0168-9002. Disponível em: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203003450>. Acesso em 22 nov. 2021.

AUBERT, B et al. Performance of the atlas electromagnetic calorimeter end-cap module 0. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, v. 500, n. 1, p. 178–201, 2003. ISSN 0168-9002. Disponível em: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203003449>. Acesso em 22 nov. 2021.

BAUER, M.; NEUBERT, M.; THAMM, A. Collider probes of axion-like particles. *Journal of High Energy Physics*, [s. l.], v. 2017, n. 12, p. 19, Dec 2017. ISSN 1029-8479. Disponível em: [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP12\(2017\)044](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP12(2017)044). Acesso em 22 nov. 2021.

BEZRUKOV, F. et al. Higgs boson mass and new physics. *Journal of High Energy Physics*, [s. l.], v. 2012, n. 10, Oct 2012. ISSN 1029-8479. Disponível em: [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP10\(2012\)140](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP10(2012)140). Acesso em 22 nov. 2021.

BOTHMANN, E. et al. Event generation with sherpa 2.2. *SciPost Physics*, [s. l.], v. 7, n. 3, Sep 2019. ISSN 2542-4653. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.21468/SciPostPhys.7.3.034>. Acesso em 22 nov. 2021.

BRANCO, G.C. et al. Theory and phenomenology of two-higgs-doublet models. *Physics Reports*, [s. l.], v. 516, n. 1-2, p. 1–102, Jul 2012. ISSN 0370-1573. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1016/j.physrep.2012.02.002>. Acesso em 22 nov. 2021.

BRIVIO, I. et al. Alps effective field theory and collider signatures. *The European Physical Journal C*, [s. l.], v. 77, n. 8, Aug 2017. ISSN 1434-6052. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5111-3>. Acesso em 22 nov. 2021.

BURGARD, C. *Example: Standard model of physics*. 2016. Disponível em: <http://www.texample.net/tikz/examples/model-physics/>. Acesso em 22 nov. 2021.

CARENA, M.; LOW, I.; WAGNER, C. E. M. Implications of a modified higgs to diphoton decay width. *Journal of High Energy Physics*, [s. l.], v. 2012, n. 8, Aug 2012. ISSN 1029-8479. Disponível em: [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP08\(2012\)060](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP08(2012)060). Acesso em 22 nov. 2021.

- CHANG, D. et al. Large two-loop contributions to $g - 2$ from a generic pseudoscalar boson. *Phys. Rev. D*, [s. l.], v. 63, p. 091301, Apr 2001. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.63.091301>. Acesso em 22 nov. 2021.
- CHATRCHYAN, S.; KHACHATRYAN. Search for a Higgs boson decaying into a Z and a photon in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV. *Phys. Lett. B*, v. 726, p. 587–609. 23 p, Jul 2013a. Disponível em: <https://cds.cern.ch/record/1563290>. Acesso em 22 nov. 2021.
- CHATRCHYAN, S. et al. Observation of a new boson at a mass of 125 gev with the cms experiment at the lhc. *Physics Letters B*, [s. l.], v. 716, n. 1, p. 30–61, Sep 2012. ISSN 0370-2693. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021>. Acesso em 22 nov. 2021.
- CHATRCHYAN, S. et al. Study of the mass and spin-parity of the higgs boson candidate via its decays to z boson pairs. *Physical Review Letters*, [s. l.], v. 110, n. 8, Feb 2013b. ISSN 1079-7114. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.081803>. Acesso em 22 nov. 2021.
- CHEN, C.S. et al. New scalar contributions to $h \rightarrow z\gamma$. *Physical Review D*, [s. l.], v. 87, n. 7, Apr 2013. ISSN 1550-2368. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.87.075019>. Acesso em 22 nov. 2021.
- CHIANG, C.W.; YAGYU, K. Higgs boson decays to $\gamma\gamma$ and $z\gamma$ in models with higgs extensions. *Physical Review D*, [s. l.], v. 87, n. 3, Feb 2013. ISSN 1550-2368. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.87.033003>. Acesso em 22 nov. 2021.
- CHOLLET, F. *The Keras Blog: Building Autoencoders in Keras*. 2016. Disponível em: <https://blog.keras.io/building-autoencoders-in-keras.html>. Acesso em 22 nov. 2021.
- CURTIN, D. et al. Exotic decays of the 125 gev higgs boson. *Physical Review D*, [s. l.], v. 90, n. 7, Oct 2014. ISSN 1550-2368. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.90.075004>. Acesso em 22 nov. 2021.
- DEGRASSI, G. et al. Higgs mass and vacuum stability in the standard model at nnlo. *Journal of High Energy Physics*, [s. l.], v. 2012, n. 8, Aug 2012. ISSN 1029-8479. Disponível em: [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP08\(2012\)098](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP08(2012)098). Acesso em 22 nov. 2021.
- DJOUADI, A.; ZERWAS, P.M.; ZUNFT, J. Search for light pseudoscalar higgs bosons in z decays. *Physics Letters B*, v. 259, n. 1, p. 175 – 181, 1991. ISSN 0370-2693. Disponível em: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026939190155J>. Acesso em 22 nov. 2021.
- DOBRESCU, B. A.; LANDSBERG, G.; MATCHEV, K. T. Higgs boson decays to cp-odd scalars at the fermilab tevatron and beyond. *Physical Review D*, [s. l.], v. 63, n. 7, Feb 2001. ISSN 1089-4918. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.63.075003>. Acesso em 22 nov. 2021.
- DRAPER, P.; MCKEEN, D. Diphotons from tetraphotons in the decay of a 125 gev higgs boson at the lhc. *Physical Review D*, [s. l.], v. 85, n. 11, Jun 2012. ISSN 1550-2368. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.85.115023>. Acesso em 22 nov. 2021.

DZUBA, V. A.; FLAMBAUM, V. V. Parity violation and electric dipole moments in atoms and molecules. *International Journal of Modern Physics E*, [s. l.], v. 21, n. 11, p. 1230010, Nov 2012. ISSN 1793-6608. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1142/S021830131230010X>. Acesso em 22 nov. 2021.

FREUND, W. S. *Identificação de elétrons baseada em um calorímetro de altas energias finamente segmentado*. Tese (Doutorado) — Universidade Federal do Rio de Janeiro, Instituto Alberto Luiz Coimbra de Pós-Graduação e Pesquisa de Engenharia, Rio de Janeiro, 2018b. Disponível em: <http://www.pee.ufrj.br/index.php/pt/producao-academica/teses-de-doutorado/tese-1/2016033266-108/file>. Acesso em 22 nov. 2021.

FREUND, W. S. et al. *NeuralRinger: An Ensemble of Neural Networks Fed from Calorimeter Ring Sums for Triggering on Electrons: support note for ATLAS TrigEgamma Run 2 paper*. Geneva, 2018a. Disponível em: <https://cds.cern.ch/record/2652142>. Acesso em 22 nov. 2021.

GOLDSTONE, J.; SALAM, A.; WEINBERG, S. Broken symmetries. *Phys. Rev.*, [s. l.], v. 127, p. 965–970, Aug 1962. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.127.965>. Acesso em 22 nov. 2021.

GROSS, D. J.; PISARSKI, R. D.; YAFFE, L. G. Qcd and instantons at finite temperature. *Rev. Mod. Phys.*, [s. l.], v. 53, p. 43–80, Jan 1981. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.53.43>. Acesso em 22 nov. 2021.

HARRIS, C. R. et al. Array programming with NumPy. *Nature*, [s. l.], v. 585, n. 7825, p. 357–362, set. 2020. Disponível em: <https://doi.org/10.1038/s41586-020-2649-2>. Acesso em 22 nov. 2021.

HIGGS, P. W. Broken symmetries and the masses of gauge bosons. *Phys. Rev. Lett.*, [s. l.], v. 13, p. 508–509, Oct 1964. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.508>. Acesso em 22 nov. 2021.

INOUE, Y. et al. Search for solar axions with mass around 1 eV using coherent conversion of axions into photons. *Physics Letters B*, [s. l.], v. 668, n. 2, p. 93–97, Oct 2008. ISSN 0370-2693. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2008.08.020>. Acesso em 22 nov. 2021.

JAECKEL, J.; SPANNOVSKY, M. Probing MeV to 90 GeV axion-like particles with lep and LHC. *Physics Letters B*, [s. l.], v. 753, p. 482–487, Feb 2016. ISSN 0370-2693. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2015.12.037>. Acesso em 22 nov. 2021.

KAJITA, T. Discovery of neutrino oscillations. *Reports on Progress in Physics*, [s. l.], v. 69, n. 6, p. 1607–1635, May 2006. Disponível em: <https://doi.org/10.1088/0954-6792/69/6/R01>. Acesso em 22 nov. 2021.

KHACHATRYAN, V. et al. Search for neutral resonances decaying into a Z boson and a pair of b jets or τ leptons. *Physics Letters B*, [s. l.], v. 759, p. 369–394, Aug 2016. ISSN 0370-2693. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2016.05.087>. Acesso em 22 nov. 2021.

KINGMA, D. P.; BA, J. *Adam: A Method for Stochastic Optimization*. 2017. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1412.6980>. Acesso em 22 nov. 2021.

KLEBAN, M.; RABADAN, R. *Collider Bounds on Pseudoscalars Coupling to Gauge Bosons*. 2005. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/hep-ph/0510183>. Acesso em 22 nov. 2021.

KNAPEN, S. et al. Searching for axionlike particles with ultraperipheral heavy-ion collisions. *Physical Review Letters*, [s. l.], v. 118, n. 17, Apr 2017. ISSN 1079-7114. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.118.171801>. Acesso em 22 nov. 2021.

KOMATSU, E. et al. Five-year wilkinson microwave anisotropy probe observations: Cosmological interpretation. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, [s. l.], v. 180, n. 2, p. 330–376, Feb 2009. ISSN 1538-4365. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1088/0067-0049/180/2/330>. Acesso em 22 nov. 2021.

LOW, I.; LYKKEN, J.; SHAUGHNESSY, G. Singlet scalars as higgs boson imposters at the large hadron collider. *Physical Review D*, [s. l.], v. 84, n. 3, Aug 2011. ISSN 1550-2368. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.84.035027>. Acesso em 22 nov. 2021.

MARCHIORI, G. *Prompt photons at the LHC : selection, measurements of single- and di-photon production cross sections, and Higgs boson searches with the ATLAS detector*. Tese (Habilitation à diriger des recherches) — Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, nov. 2013. Disponível em: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00919608>. Acesso em 22 nov. 2021.

MELE, S. The Measurement of the Number of Light Neutrino Species at LEP. *Adv. Ser. Dir. High Energy Phys.*, v. 23, p. 89–106, 2015. Disponível em: <http://cds.cern.ch/record/2103251>. Acesso em 22 nov. 2021.

MILLEA, M.; KNOX, L.; FIELDS, B. D. New bounds for axions and axion-like particles with kev-gev masses. *Physical Review D*, [s. l.], v. 92, n. 2, Jul 2015. ISSN 1550-2368. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.92.023010>. Acesso em 22 nov. 2021.

MIMASU, K.; SANZ, V. *ALPs at Colliders*. 2015. Acesso em 22 nov. 2021.

MOURA JUNIOR, N. N. *Modelo Neural para Correção da Estimção de Energia para um Detector de Partículas de Propósito Geral*. Dissertação (Mestrado) — Instituto Alberto Luiz Coimbra de Pós-Graduação e Pesquisa de Engenharia, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2014. Disponível em: <http://www.pee.ufrj.br/index.php/pt/producao-academica/dissertacoes-de-mestrado/2014-1/2014032103-2014032103/file>. Acesso em 22 nov. 2021.

NWANKPA, C. et al. *Activation Functions: Comparison of trends in Practice and Research for Deep Learning*. 2018. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1811.03378>. Acesso em 22 nov. 2021.

- OORT, J H. The force exerted by the stellar system in the direction perpendicular to the galactic plane and some related problems. *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, v. 6, p. 249–287, 1932. Disponível em: <https://cds.cern.ch/record/436532>. Acesso em 22 nov. 2021.
- PASZKE, A. et al. Pytorch: An imperative style, high-performance deep learning library. In: . [S.l.]: Curran Associates, Inc., 2019. p. 8024–8035. Disponível em: <http://papers.neurips.cc/paper/9015-pytorch-an-imperative-style-high-performance-deep-learning-library.pdf>. Acesso em 22 nov. 2021.
- PECCEI, R. D. The strong cp problem and axions. *Axions*, [s. l.], p. 3–17, 2008. ISSN 0075-8450. Disponível em: http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-73518-2_1. Acesso em 22 nov. 2021.
- ROSSUM, G. Van; DRAKE, Fred L. *Python 3 Reference Manual*. Scotts Valley, CA: [s. l.], 2009. Acesso em 22 nov. 2021. ISBN 1441412697.
- RUBIN, D.; HEITLAUF, J. Is the expansion of the universe accelerating? all signs still point to yes: A local dipole anisotropy cannot explain dark energy. *The Astrophysical Journal*, [s. l.], v. 894, n. 1, p. 68, May 2020. ISSN 1538-4357. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/ab7a16>. Acesso em 22 nov. 2021.
- RUMELHART, D. E.; HINTON, G. E.; WILLIAMS, R. J. Learning internal representations by error propagation. In: _____. *Parallel Distributed Processing: Explorations in the Microstructure of Cognition, Vol. 1: Foundations*. Cambridge, MA, USA: [s. l.], 1986. p. 318–362. ISBN 026268053X. Acesso em 22 nov. 2021.
- RUPAK, G.; SIMMONS, E. H. Limits on pseudoscalar bosons from rare z decays at lep. *Physics Letters B*, [s. l.], v. 362, n. 1-4, p. 155–163, Nov 1995. ISSN 0370-2693. Disponível em: [http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(95\)01152-G](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(95)01152-G). Acesso em 22 nov. 2021.
- SAKHAROV, A.D. Violation of CP Invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe. *Sov. Phys. Usp.*, v. 34, n. 5, p. 392–393, 1991. Acesso em 22 nov. 2021.
- SILVERMAN, D. *Higgs Production and Decay Channels*. 2012. Disponível em: <https://sites.uci.edu/energyobserver/2012/11/26/higgs-production-and-decay-channels/>. Acesso em 22 nov. 2021.
- SUNYAEV, R. A. The thermal history of the universe and the spectrum of relic radiation. In: _____. *Confrontation of Cosmological Theories with Observational Data*. Dordrecht: [s. l.], 1974. p. 167–173. ISBN 978-94-010-2220-0. Disponível em: https://doi.org/10.1007/978-94-010-2220-0_14. Acesso em 22 nov. 2021.
- TANABASHI, M. et al. Review of Particle Physics. *Phys. Rev. D*, v. 98, n. 3, p. 030001, 2018. Acesso em 22 nov. 2021.
- TEAM, The pandas development. *pandas-dev/pandas: Pandas*. [S.l.]: [s. l.], 2020. Disponível em: <https://doi.org/10.5281/zenodo.3509134>. Acesso em 22 nov. 2021.
- WENNINGER, J. The lhc collider. *Comptes Rendus Physique*, v. 16, n. 4, p. 347–355, 2015. ISSN 1631-0705. Disponível em: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1631070515000560>. Acesso em 22 nov. 2021.

WOLFENSTEIN, L. Parametrization of the kobayashi-maskawa matrix.
Phys. Rev. Lett., [s. l.], v. 51, p. 1945–1947, Nov 1983. Disponível em:
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.51.1945>. Acesso em 22 nov. 2021.

APÊNDICE A – Quebra de simetria e suas consequências

Na teoria quântica de campos, assim como na física de um modo geral, as simetrias desempenham um papel muito importante para a solução de problemas e no entendimento de certos fenômenos. Um dos princípios mais fundamentais da Física de Partículas moderna consiste nas transformações dos campos, conhecidas como transformações de gauge, que estão relacionadas com certas leis de conservação.

O resultado do estudo dessas transformações e simetrias consiste em um dos teoremas mais interessantes da física, o Teorema de Noether, que associa transformações que mantêm a ação do sistema invariante, ou seja, suas simetrias, a quantidades conservadas, onde, por exemplo, a invariância translacional de um sistema pode ser associada com a conservação do momento linear.

Conforme o avanço nos estudos de física no contexto da teoria quântica de campos, é possível observar a importância que essas simetrias possuem no desenvolvimento de novas teorias, contudo, uma importância semelhante pode ser dada às violações dessas simetrias, de forma que, a ideia das simetrias de gauge não seria tão relevante sem a existência de mecanismos pelas quais estas podem ser quebradas, e os resultados decorrentes destes mecanismos.

É possível obter o valor nulo para a massa dos fótons a partir da invariância de gauge, o que funciona muito bem para o eletromagnetismo, que corresponde à uma interação de longo alcance. No caso das interações fracas, que possuem curto alcance, para serem explicadas no contexto de simetrias de gauge, se faz necessário um campo de gauge massivo, diferente do que ocorre para os fótons. Este resultado pode ser resolvido a partir do mecanismo da quebra espontânea de simetria, que será melhor detalhado na próxima seção.

A.1 Mecanismos de quebra de simetria

Existem dois mecanismos principais de quebra de simetria na Natureza, espontânea e explícita, e um terceiro mecanismo, chamado de quebra anômala de simetria, que ocorre quando a simetria é quebrada pela quantização de uma teoria clássica.

A Lagrangeana para o setor eletrofraco do MP têm sua simetria quebrada a partir da introdução de termos de massa, este problema pode ser resolvido a partir da introdução de um novo campo escalar com valores não nulos para o estado de vácuo (VEV). De maneira geral, a quebra espontânea de simetria é um processo sutil pelo qual uma simetria pode ser violada pelo estado de vácuo do sistema, mas continua a ser obedecida pela sua Lagrangeana.

A partir da necessidade de campos de gauge massivos para a descrição das interações fundamentais, é necessária a presença de um mecanismo para a geração de massa desses campos, neste caso, o mecanismo de Higgs, contudo, ele consiste apenas em um caso, aplicado em teorias que possuem invariâncias de gauge, de um modelo mais geral, o modelo de Goldstone.

A aplicação desse modelo para um campo escalar real com uma invariância local de fase, no caso $U(1)$, resulta na geração de novos campos escalares não massivos, chamados de bósons de Goldstone. De maneira semelhante, existem os pseudobósons de Goldstone, que surgem em teorias que possuem os dois mecanismos de quebra de simetria, tanto espontânea quanto explícita. Um desses pseudobósons de Goldstone, o axion, de particular interesse neste estudo.

A.2 O Modelo de Goldstone

O Modelo de Goldstone descreve o processo pelo qual uma simetria inicial de um determinado sistema é quebrada de maneira espontânea, resultando em novos campos escalares não massivos, os bósons de Goldstone. Esse modelo será demonstrado para um sistema simples, sendo este invariante sob uma simetria interna global e Abelian, a

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}[\phi_1 + i\phi_2] \quad (53)$$

onde ϕ_1 e ϕ_2 correspondem à dois campos escalares.

A Lagrangeana para estes dois campos pode ser dada por

$$\mathcal{L} = (\partial^\mu \phi^*)(\partial_\mu \phi) - \mu^2 |\phi|^2 - \lambda |\phi|^4 \quad (54)$$

onde λ e μ são parâmetros reais e arbitrários.

A Lagrangeana anterior possui uma invariância global de fase $U(1)$, dada por:

$$\phi \rightarrow \phi' = e^{i\alpha} \phi \quad (55)$$

$$\phi^* \rightarrow \phi'^* = e^{-i\alpha} \phi^* \quad (56)$$

Podemos utilizar o modelo de Goldstone para a quebra espontânea desta simetria global, resultando em uma nova Lagrangeana. Considerando ϕ um campo clássico, com $\lambda > 0$, de forma que a energia do campo seja delimitada por baixo quando $\phi \rightarrow \infty$.

Vamos expandir os campos para obter o espectro de suas excitações, que correspondem às partículas no contexto da teoria quântica de campos, e para isto, primeiro é necessário identificar os estados de vácuo do sistema, os estados para os quais o potencial é mínimo.

Seja o potencial da forma:

$$V = \mu^2|\phi^2| - \lambda|\phi^4| \quad (57)$$

como os dois termos são positivos definidos, μ^2 pode obedecer a duas condições.

Primeira condição, para $\mu^2 > 0$, existe apenas um único estado de vácuo em $\phi = \phi_1 = \phi_2 = 0$, e portanto, não há quebra espontânea de simetria, já que esta requer um estado de vácuo degenerado. Para esta configuração podemos interpretar \mathcal{L} como a Lagrangeana de um campo escalar com o termo de massa ordinário do campo ϕ , $\mu^2|\phi^2|$, e o termo $\lambda|\phi^4|$ como um termo de auto-interação dos campos.

Para a segunda condição, $\mu^2 < 0$, o estado de vácuo corresponde à um círculo no plano $\phi_1 \times \phi_2$ com

$$\phi_0 = \sqrt{\left(\frac{-\mu^2}{2\lambda}\right)} e^{i\theta} \quad (58)$$

onde o ângulo θ parametriza o círculo do mínimo do potencial. É possível agora definir um estado de vácuo específico ao longo deste círculo, sendo este arbitrário, considerando, por simplicidade, $\theta = 0$, o que leva a

$$\phi_0 = \sqrt{\left(\frac{-\mu^2}{2\lambda}\right)} \equiv \frac{v}{\sqrt{2}} > 0 \quad (59)$$

onde v é chamado de valor esperado no vácuo, ou VEV, onde o fator $\sqrt{2}$ corresponde à normalização do campo.

Para $\mu^2 < 0$, um estado degenerado específico foi escolhido como o estado de vácuo, o que permite obter $v \neq 0$. A escolha de um estado de vácuo resulta na quebra espontânea da simetria inicial global $U(1)$, respeitada pelo sistema, contudo, a teoria continua a respeitar esta simetria. Desta forma, a Lagrangeana \mathcal{L} continua invariante sob a simetria global $U(1)$, contudo, por conta da seleção de uma direção específica no plano $\phi_1 \times \phi_2$, o vácuo não obedece a esta mesma simetria.

O próximo passo consiste na expansão do campo ϕ em torno do estado de vácuo, para observar o efeito na Lagrangeana do sistema,

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}[v + h(x) + i\eta(x)] \quad (60)$$

Substituindo em \mathcal{L} temos:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial^\mu h)(\partial_\mu h) - \frac{1}{2}(2\lambda v^2)h^2 + \frac{1}{2}(\partial^\mu \eta)(\partial_\mu \eta) - \lambda v h(h^2 + \eta^2) - \frac{1}{4}\lambda(h^2 + \eta^2)^2 + \text{cte} \quad (61)$$

Os três primeiros termos de \mathcal{L} correspondem à uma Lagrangeana livre com o termo de massa para o campo h , $m_h = \sqrt{2\lambda v^2}$, enquanto para η temos um campo escalar não

massivo, que corresponde à um bóson de Goldstone. Os termos restantes, de ordem superior, são interpretados como termos de interação entre os campos h e η .

A.3 Teorema de Goldstone

O processo descrito na seção anterior pode ser generalizado pelo Teorema de Goldstone (GOLDSTONE; SALAM; WEINBERG, 1962), para o qual, a quebra espontânea de uma simetria contínua, como demonstrado anteriormente, dá origem a bósons escalares não massivos. Estes bósons de Goldstone também carregam números quânticos das correntes conservadas, e existe um para cada gerador da quebra de simetria.

Embora estes bósons apareçam de maneira bem explícita na teoria, eles não constituem partículas físicas e portanto, não são encontrados na Natureza. De outra maneira, é possível dizer que eles não correspondem à um campo ou bóson físico, de forma que, qualquer modelo que os inclua como resultado final, não parece ser plausível, contudo, isto não consiste em um grande problema, devido às transformações locais de gauge, que serão descritas na próxima seção.

A.4 Bósons de Goldstone em teorias de gauge

Já foi citado anteriormente que o mecanismo de Higgs corresponde ao modelo de Goldstone para teorias de gauge, mas especificamente para uma simetria Abeliã, que será descrita com mais detalhes nesta seção.

Considerando a Lagrangeana invariante sobre transformações de gauge U(1),

$$\mathcal{L} = (D^\mu \phi)^* (D_\mu \phi) - \mu^2 |\phi|^2 - \lambda |\phi|^4 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (62)$$

com

$$D_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu \quad (63)$$

$$F_{\mu\nu} = D_\nu A_\mu - D_\mu A_\nu \quad (64)$$

E a transformação local dada por:

$$\phi \rightarrow \phi' = e^{-iq\Lambda} \phi \quad (65)$$

$$\phi^* \rightarrow \phi'^* = e^{iq\Lambda} \phi^* \quad (66)$$

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \partial_\mu \Lambda \quad (67)$$

onde $\Lambda \equiv \Lambda(x, t)$

De maneira completamente análoga à seção anterior, temos que a quebra espontânea de simetria só pode ocorrer para $\mu^2 < 0$. A partir da definição de novos campos e da expansão em torno do vácuo, como dado pela equação (60), a nova Lagrangeana pode ser escrita como.

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial^\mu h)(\partial_\mu h) - \frac{1}{2}(2\lambda v^2)h^2 - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}(qv^2)A_\mu A^\mu + \frac{1}{2}(\partial^\mu \eta)(\partial_\mu \eta) + qvA_\mu \partial_\mu \eta + \mathcal{O}((h, \eta)^3) + \text{cte} \quad (68)$$

Os termos de ordem superior (cúbicos e quárticos) correspondem aos termos de interação entre os campos η e h e não são importantes para este estudo. Ao interpretar os termos da Lagrangeana, assim como no caso anterior, é possível observar um campo real escalar massivo h com $m_h = \sqrt{2\lambda v^2}$, mas também é possível notar um termo extra $qvA_\mu \partial_\mu \eta$, que será discutido adiante.

Essa Lagrangeana também pode ser interpretada a partir dos seus graus de liberdade. A equação (62) possui dois graus de liberdade para o campo escalar complexo ϕ e dois possíveis estados de polarização para o campo vetorial A_μ . Entretanto, a equação (68) possui dois graus de liberdade para os campos escalares reais η e h , contudo, existem três para o vetor A_μ , de forma que um desses graus de liberdade não é físico, e deve ser eliminado da equação. Esse processo será feito a partir uma transformação de gauge para a qual o sistema é invariante. Seja a transformação,

$$\phi' = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + h). \quad (69)$$

O que é interessante de se notar é a transformação do campo ϕ , anteriormente complexo, em um campo real ϕ' , substituindo (69) na Lagrangeana dada em (62), temos:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial^\mu h)(\partial_\mu h) - \frac{1}{2}(2\lambda v^2)h^2 - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}(qv^2)A_\mu A^\mu - \frac{1}{4}\lambda h^4 + \frac{1}{2}q^2 A_\mu A^\mu (2vh + h^2) \quad (70)$$

Os quatro primeiros termos descrevem um campo escalar real h de massa $m_h = \sqrt{2\lambda v}$ e um campo vetorial real A com $m_A = |qv|$.

Temos o mecanismo de Higgs (HIGGS, 1964), a partir da transição de um campo escalar complexo ϕ combinado com um campo vetorial não massivo A , para um campo real massivo h , o bóson de Higgs, e um bóson de gauge A , agora massivo, devido à quebra espontânea da simetria inicial.

É possível perceber que bósons de Goldstone desapareceram, esse processo é usualmente referido como *gauging*, ou que os bósons de Goldstone foram absorvidos pelo campo vetorial. O grau de liberdade extra presente anteriormente agora foi transferido para um estado de polarização longitudinal adicional para o bóson de gauge, necessário para que este seja massivo.

O mecanismo de Higgs pode ser generalizado para campos de gauge não-Abelianos, conforme será mostrado na próxima seção, a partir da sua aplicação ao modelo de Weinberg-Glashow-Salam para as interações eletrofracas, baseada na simetria $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

A.5 O Modelo de Weinberg-Glashow-Salam

O Modelo Padrão, conhecido como modelo de Weinberg-Glashow-Salam, descreve de maneira extraordinária as interações das partículas para energias da ordem de 500 GeV, o que indica que ele possa ser tratado como uma aproximação de baixa energia de alguma teoria mais fundamental. Sua construção é baseada no campo escalar de Higgs para a geração de massa dos bósons de gauge da interação fraca e para os léptons fundamentais, entretanto, fótons e neutrinos não interagiriam com o campo de Higgs e portanto não adquiririam massa. O Modelo de Weinberg-Glashow-Salam descreve as interações fraca e eletromagnética, mas, incorpora a descrição da interação forte a partir da simetria $SU(3)_C$.

A Lagrangeana do setor leptônico do MP pode ser escrita como

$$\mathcal{L}_{Lepton} = i\bar{R}\gamma_\mu\partial^\mu R + i\bar{L}\gamma_\mu\partial^\mu L \quad (71)$$

onde L e R são as componentes de mão esquerda e direita, respectivamente.

Vale lembrar que os léptons carregados podem assumir os estados de mão direita e esquerda, enquanto os neutrinos só podem assumir estados de mão esquerda, confirmado experimentalmente, e portanto R corresponde à um isosinglete

$$R = (e) \quad (72)$$

A Lagrangeana \mathcal{L}_{Lepton} é invariante sob transformações de gauge $SU(2)$,

$$L \rightarrow \phi' = e^{-\frac{i}{2}\vec{\tau}\cdot\vec{\alpha}}\phi \quad (73)$$

$$R \rightarrow R \quad (74)$$

A partir do *gauging* das simetrias $SU(2)$ e $U(1)$ são adicionados novos campos de gauge não massivos, denotados por B^μ e W_i^μ , onde o primeiro tem origem no $U(1)_Y$ e os bósons $W_i^\mu = W_0^\mu, W_1^\mu, W_2^\mu$, ao grupo $SU(2)_L$.

Após a descrição sobre o setor eletrofraco do MP é possível escrever a Lagrangeana, contendo a parte de gauge (\mathcal{L}_1), a fermiônica (\mathcal{L}_2) e o setor do Higgs (\mathcal{L}_3), invariante sob transformações $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_1 + \mathcal{L}_2 + \mathcal{L}_3 \quad (75)$$

$$\mathcal{L}_1 = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu} - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (76)$$

$$\mathcal{L}_2 = i\bar{R}\gamma^\mu D_\mu R + i\bar{L}\gamma^\mu D_\mu L \quad (77)$$

$$\mathcal{L}_3 = (D_\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi) - m^2\phi^\dagger\phi - \lambda(\phi^\dagger\phi)^2 + G_e(\bar{L}\phi R + \bar{R}\phi L) \quad (78)$$

onde:

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g^{abc}\epsilon W_\mu^b W_\nu^c \quad (79)$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (80)$$

$$D_\mu L = (\partial_\mu + \frac{i}{2}g'B_\mu - \frac{i}{2}g\tau_a W_\mu^a)L \quad (81)$$

$$D_\mu\phi = (\partial_\mu - \frac{i}{2}g'B_\mu - \frac{i}{2}g\tau_a W_\mu^a)L \quad (82)$$

Após a quebra espontânea de simetria, os campos de gauge W_μ^a e B_μ ao serem combinados, dão origem ao campo do fóton, denotado por A_μ e um bóson neutro massivo Z_μ e, por último, um dubleto de bósons carregados W_μ^\pm , da seguinte forma:

$$Z_\mu = \frac{gW_\mu^3 + g'B_\mu}{g^2 + g'^2} \equiv W_\mu^3 \cos\theta_W + B_\mu \sin\theta_W \quad (83)$$

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \pm iW_\mu^2) \quad (84)$$

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \pm iW_\mu^2) \quad (85)$$

onde θ_W é o ângulo de Weinberg, pode ser definido por

$$\cos\theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (86)$$

$$\tan\theta_W = \frac{g'}{g} \quad (87)$$

o que resulta no valor das massas para os bósons, dadas por:

$$M_{W^+}^2 = M_{W^-}^2 \quad (88)$$

$$M_Z^2 = \frac{M_W^2}{\cos^2\theta_W} \quad (89)$$

$$M_A = 0 \quad (90)$$

As massas para os bósons W e Z foram posteriormente confirmadas pelo CERN (TANABASHI et al., 2018).

$$\sin^2 \theta_W = 0,2221 \pm 0,008 \quad (91)$$

$$M_Z = 91,1876 \pm 0,0021 \text{ GeV} \quad (92)$$

$$M_W = 80,385 \pm 0,015 \text{ GeV} \quad (93)$$

A.6 Pseudobósons de Goldstone na QCD

Os pseudobósons de Goldstone surgem após a quebra explícita de simetria, caracterizada pela presença de termos não invariantes na Lagrangeana do sistema, em contraste com a quebra espontânea, na qual a Lagrangeana se mantém invariante enquanto apenas o estado de vácuo não. Como resultado de quebra explícita de simetria surgem os pseudobósons de Goldstone, com massa reduzida. Uma outra maneira de produzir pseudobósons de Goldstone consiste na quebra de simetrias aproximadas de maneira espontânea

Esses dois conceitos, serão bastante importantes para a definição do axion, um pseudobóson de Goldstone proveniente da quebra espontânea de uma simetria aproximada definida para o MP, este processo é chamada do mecanismo de Peccei-Quinn (PECCEI, 2008), que será detalhado na seção 2.3.

Um pequeno exemplo sobre este tópico será dado a partir daqui, e embora não consista em um assunto de direto interesse deste texto, auxiliará no entendimento de certos conceitos para a proposição do axion. Observaremos aqui a violação de uma simetria chiral aproximada da QCD, e a conseqüente proposição dos píons como pseudobósons de Goldstone.

As massas dos quarks descritas pelo MP correspondem à sua massas livres, contudo, de acordo com a QCD, é possível fazer uso de uma outra definição para a massa. A massa constituinte corresponde à massa efetiva dos quarks de valência ligados, incluindo contribuições de suas interações com um mar de quarks virtuais e com os glúons.

A massa dos estados ligados de quarks é muito maior do que a massa dos próprios quarks em si. Esta diferença sugere que a dinâmica da QCD pode ser bem aproximada a partir do limite $m_u = m_d = 0$, e estudada a partir do método perturbativo nessas massas, divididas por uma escala $\Lambda_{QCD} \approx 1 \text{ GeV}$, típica para as interações fortes por conta do espectro de massas dos estados ligados.

A Lagrangeana para a QCD pode ser escrita como,

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{\Psi}_i (i\gamma^\mu D_\mu - m) \Psi_i - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}. \quad (94)$$

onde os spinores Ψ_i correspondem aos campos fermiônicos, satisfazendo a equação de Dirac, enquanto os tensores $G_{\mu\nu}$ correspondem aos campos dos glúons.

Para o limite $m_u = m_d = 0$, e considerando os dois estados de helicidades L e R,

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{\Psi}_R(i\gamma^\mu D_\mu)\Psi_R + \bar{\Psi}_L(i\gamma^\mu D_\mu)\Psi_L - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}. \quad (95)$$

A Lagrangeana é simétrica para as transformações

$$u \rightarrow U_L P_L u + U_R P_R d \quad (96)$$

$$d \rightarrow U_L P_L d + U_R P_R u \quad (97)$$

onde $P_{L,R} \equiv \frac{1}{2}(1 + \gamma^5)$ correspondem aos operadores de projeção chiral.

Os spinores de Dirac podem ser decompostos em uma componente chiral de mão direita e outra de mão esquerda, e os operadores U_L e U_R correspondem à matrizes 2×2 unitárias. O grupo de simetrias obtido desta forma é definido como sendo $G = SU(2)_R \otimes SU(2)_L$, onde R e L indicam os estados de helicidade dos quarks.

Estas transformações correspondem à simetrias exatas para a QCD no limite de massa nula dos quarks u e d, contudo, sabemos que estes quarks possuem massa, o que torna essas simetrias não mais exatas e sim aproximadas para o contexto real da QCD.

Se a simetria $G = SU(2)_L \otimes SU(2)_R$ não fosse violada pelo estado de vácuo da QCD, era esperado que todos os hádrons observados pudessem ser representados por esta simetria G, o que indicaria valores de massa semelhantes para eles, o que não ocorre. Os hádrons se organizam em representações de uma simetria aproximada, o isospin, dado por $SU(2)_I$, que pode ser entendida no nível de quarks, consistindo em um subgrupo de G para o qual $U_L = U_R$.

A partir da descrição experimental para o espectro de massa observados para os hádrons, é esperado que o estado de vácuo da QCD viole a simetria G. Neste contexto, tem-se o aparecimento de bósons de Goldstone não massivos, contudo, a simetria G é apenas aproximada para as massas reais dos quarks, no limite $m_{u,d} \ll \Lambda_{QCD}$, portanto, esses bósons poderiam ser encontrados.

Os hádrons mais leves, que correspondem aos píons, bósons pseudoescalares, possuem os requerimentos para serem os bósons de Goldstone para a violação de simetria $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \rightarrow SU(2)_I$, contudo, os píons não possuem massa nula, já que correspondem apenas aos bósons de Goldstone de uma simetria aproximada, por isso são chamados de pseudobósons de Goldstone.

APÊNDICE B – Reconstrução de fótons no Experimento ATLAS

B.1 Clusters iniciais (sementes)

A reconstrução de elétrons e fótons começa com a criação de um conjunto de *seed clusters*, ou sementes, de células do calorímetro eletromagnético. São procurados máximos locais de energia transversa depositados nas células no PS e nas três camadas do LAr, em uma janela retangular de tamanho $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,075 \times 0,125$ (3 x 5 na EM2).

Quando um máximo local com $E_T > 2,5$ GeV é encontrado, uma semente para o *cluster* é construída a partir de todas as células dentro da janela correspondente. As posições η e ϕ da semente para o *cluster* são calculadas a partir do baricentro das células ponderado em energia, definido como uma janela central de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,075 \times 0,075$ (3 x 3 na EM2).

Se duas *seed clusters* estão separadas por menos de 0,05 tanto em η quanto em ϕ , apenas a semente com maior energia transversa é mantida. O tamanho da janela e o limiar de E_T é otimizado de forma a obter a melhor eficiência possível da semente, enquanto diminui a taxa de sementes produzidas pelo ruído (*fake seed clusters*).

B.2 Associação traço-cluster

As *seed clusters* são inicialmente classificadas como elétrons, fótons convertidos ou fótons não convertidos, baseado na presença, ou ausência, de um ou mais traços reconstruídos pelo ID, associados à ela.

A associação entre o traço reconstruído e o *cluster* é feita a partir da extrapolação do traço, de sua última medida no ID, e conferindo se as suas coordenadas η e ϕ , com relação ao ponto de impacto esperado na segunda camada do LAr (EM2), estão no interior de uma janela de $\pm 0,05$ ao redor do baricentro do *cluster* naquela camada.

De forma a levar em consideração a perda de energia a partir do bremsstrahlung, que não é considerada durante a extrapolação do traço, a janela em ϕ é aumentada em 0,1 na direção de curvatura do traço, devido ao campo magnético do ID. Para o caso dos traços do TRT, a associação utiliza apenas a coordenada ϕ e critérios mais frouxos, devido à resolução espacial limitada do TRT.

Para o caso de vários traços associados ao mesmo *cluster*, estes são ordenados de acordo com a qualidade de sua reconstrução, se ele possui *hits* nos detectores de silício ou não, e de acordo com a sua distância ΔR entre o ponto de impacto no LAr e a posição da semente para o *cluster*. Por fim, o traço com melhor qualidade de reconstrução, e com menor valor de ΔR é escolhido como a melhor associação.

As sementes não associadas a qualquer traço são classificadas como candidatas a fótons não convertidos, enquanto sementes associadas a traços originários de uma conversão de fótons no ID, são classificadas como fótons convertidos.

B.3 Reconstrução do vértice de conversão

As conversões de fótons no ID são reconstruídas a partir de pares de traços reconstruídos com cargas elétricas opostas, consistentes com a hipótese de terem sido produzidos na mesma origem e mesma direção, colineares com os fótons, devido à massa nula do último. Pares de traços são aceitos se a sua diferença em θ , a distância entre os primeiros *hits* e a sua distância de menor aproximação, são menores do que um determinado limiar.

Para pares de traços que passam pela seleção anterior, a posição do vértice e o momento do traço no vértice são estimados a partir de um ajuste cinemático de mínimo χ^2 , baseado nos parâmetros de hélice medidos para o traço e a implementação do vínculo com relação às direções em η e ϕ dos dois traços no vértice de produção. A eficiência geral de reconstrução dos vértices é por volta de 80% para fótons com $p_T = 20$ GeV e com raio de conversão menor do que 300 mm.

Para raios maiores do que 400 mm, a eficiência de reconstrução do vértice decai de maneira significativa, de forma que os dois traços são mais prováveis de terem sido reconstruídos pelo TRT, onde a sua resolução espacial não permite a separação entre os dois, reconstruindo apenas um *merged* traço. Um efeito similar ocorre para fótons altamente energéticos com um pequeno raio de conversão, que se converte um par e^+e^- com um grande fator de *boost*, muito próximos dos detectores de silício.

Para levar estes efeitos em consideração, e recuperar a ineficiência devido à conversões assimétricas, onde o elétron ou pósitron, carregam uma fração do momento muito menor do que a metade, ficando abaixo do limiar de momento transversal de 0,5 GeV, se faz necessária a produção de um traço detectável pelo ID, chamados de conversões de *single-track*.

Com a inclusão destas conversões, a eficiência de reconstrução de conversão alcança mais de 90% para $|\eta| < 2,0$.

B.4 Associação entre o vértice de conversão e o *cluster*

Os vértices de conversão de um único traço são associados à uma semente utilizando o procedimento padrão para a associação *track-cluster*, extrapolando o traço a partir de sua última medida no ID até a EM2. Enquanto que, para vértices de conversão com dois traços cujos momentos diferem por um fator menor do que 4, são associados a uma

semente se, cada traço, extrapolado até o calorímetro, é associado ao mesmo *cluster*. Para vértices de conversão cujos momentos dos dois traços diferem por um fator maior do que 4, uma extrapolação de uma linha reta, baseada na posição do vértice e na direção do fóton, é utilizada para a associação com os *clusters*.

Para múltiplos vértices de conversão associados ao mesmo *cluster*, estes são ordenados, de forma que candidatos a traços duplos possuam preferência com relação a traços únicos, e candidatos com menor raio de conversão possuam a preferência com relação àqueles com o mesmo número de traços porém com um maior raio de conversão.

B.5 Classificação de elétrons e fótons

Após a classificação inicial, uma calibração é aplicada com o objetivo de calcular a energia do *cluster*. Para diminuir a influência de *fake clusters*, proveniente de canais mais ruidosos, geralmente com baixo p_T , alguns cortes são aplicados, com o requisito de que a fração de energia reconstruída no PS, e em cada camada do LAr, não exceda um limiar com valor próximo de 1. Para este estágio, por volta de 10% dos fótons com energia da ordem de poucas dezenas de GeV, são associados de maneira equivocada a traços de baixo p_T , enquanto a maior parte dos fótons convertidos são reconstruídos como elétrons.

A arbitragem final entre as hipóteses de elétrons, fótons convertidos e fótons não convertidos é realizada da seguinte maneira:

- A qualidade de reconstrução dos traços, se estes são reconstruídos apenas pelo TRT ou se também possuem *hits* nos detectores de silício;
- O momento transversal dos traços;
- A compatibilidade entre o momento do traço e a energia medida no *cluster*;
- A presença de um *hit*, associado ao traço, na IBL.

Candidatos a elétrons são classificados como fótons convertidos se satisfazem uma das seguintes condições:

- O traço é reconstruído pelo TRT para $p_T > 2$ GeV e respeita a relação $E/p < 10$, onde E é a energia medida no calorímetro e p o momento medido pelo ID;
- O *cluster* do elétron é associado a um vértice de conversão, e o traço do elétron coincide com o traço proveniente do vértice, com exceção para conversão com dois traços onde o associado possui um *hit* na IBL e o outro não;
- O *cluster* do elétron é associado a um vértice de conversão, e o traço do elétron não coincide com o traço do vértice, e o candidato a fóton convertido possui p_T maior do que o do traço;

Elétrons são classificados como fótons não convertidos se satisfazem uma das seguintes condições

- O traço é reconstruído apenas pelo TRT com $p_T < 2$ GeV;
- O elétron não foi classificado como um fóton convertido, e o melhor traço reconstruído possui $p_T < 2$ GeV ou $E/p > 10$.

B.6 Clusters finais

Após a classificação das sementes para formação dos *clusters*, estes são construídos com um tamanho que depende da classificação dos objetos.

Para a região do barril, a tabela 11 lista o tamanho dos *clusters* para elétrons, fótons convertidos e fótons não convertidos.

Tabela 11 - Definição do tamanhos $\Delta\eta \times \Delta\phi$ dos *clusters* para os candidatos a elétrons e fótons.

Candidato	Tamanho do <i>cluster</i> ($\Delta\eta \times \Delta\phi$)
Elétrons	$0,075 \times 0,175$ (3×7 na EM2)
Fótons Convertidos	$0,075 \times 0,175$ (3×7 na EM2)
Fótons Não Convertidos	$0,075 \times 0,125$ (3×5 na EM2)

Fonte: O autor, 2021.

Para fótons convertidos é utilizado um *cluster* de tamanho maior para compensar a abertura entre os produtos de conversão na direção ϕ , devido ao campo magnético do solenóide. Para os elétrons, a compensação se deve à curvatura dos seus traços e a emissão de fótons de bremsstrahlung, ao redor de sua direção.

Para a região do *end-cap*, onde o tamanho das células ao longo de θ é menor do que no barril, os traços de conversão são mais próximos em ϕ , por conta do menor raio interno do LAr, e, portanto, um *cluster* de tamanho $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,125 \times 0,125$ na EM2, é utilizado para todos os candidatos.

A escolha do melhor tamanho para o *cluster* objetiva a menor degradação da resolução de energia. Isto é realizado a partir de um balanço, entre a limitação da contribuição do ruído devido aos efeitos do *pile-up*, o que favorece um menor tamanho para o *cluster*, e a redução do vazamento lateral, a energia perdida fora da região do *cluster*, o que favorece um tamanho maior para este.

B.7 Resolução de Energia dos candidatos a fótons

A energia de fótons convertidos e não convertidos é medida apenas com informações dos *clusters* do calorímetro, e com a aplicação de calibrações dedicadas. A energia do candidato a fóton é estimada a partir das energias E_i , medidas nas i células pertencentes ao *cluster*, em cada camada do LAr, incluindo o PS. Após esta estimativa, algumas correções são aplicadas, de forma a compensar quatro efeitos:

1. a energia perdida em todo o calorímetro. O material percorrido por partículas antes de atingir a primeira camada ativa do calorímetro, o PS, para $|\eta| < 1,8$ da primeira camada eletromagnética tem uma espessura de $\approx 2 - 3 X_0$;
2. a fração de energia depositada na parte ativa dentro do volume do calorímetro (amostragem);
3. o vazamento longitudinal;
4. o vazamento lateral.

A resolução da energia do fóton em função de sua energia E (GeV) pode ser parametrizada como:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (98)$$

onde:

- O termo estocástico, ou de amostragem, (a/\sqrt{E}) se deve às variações evento a evento na energia depositada no argônio líquido. Este termo inclui as flutuações no desenvolvimento do chuveiro, a energia depositada nas regiões inativas do detector e os vazamentos lateral e longitudinal. O termo estocástico é estimado em $10\% / \sqrt{E}$ no barril e $15\% / \sqrt{E}$ no *end-cap* (AUBERT et al., 2003b), (AUBERT et al., 2003a). O termo de amostragem esperado da simulação concorda em 10% com o valor medido nos dados;
- O termo de ruído (b/\sqrt{E}) , está relacionado com o ruído eletrônico da cadeia de leitura das células dos calorímetros de um *cluster*. Tomadas de dados dedicadas ao pedestal rendem $b \approx 300$ MeV por *cluster*. O termo de ruído é significativo apenas para partículas de baixa energia com $E < 10$ GeV;
- O termo constante (c) está relacionado às não uniformidades do calorímetro. Testes realizados com os feixes antes da tomada de dados e simulações levam a um valor esperado de $c = 0,7\%$, devido a um termo constante local abaixo de $0,5\%$ nas regiões de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,2 \times 0,4$, garantido pelo sistema de calibração eletrônica (AHARROUCHE et al., 2007).

Para baixas energias, a resolução de energia é limitada pelo ruído do *pile-up*, enquanto para altas energias o termo constante limita o desempenho do detector, devido à dependência inversa da energia para os outros dois termos .

B.8 Identificação de fótons no ATLAS

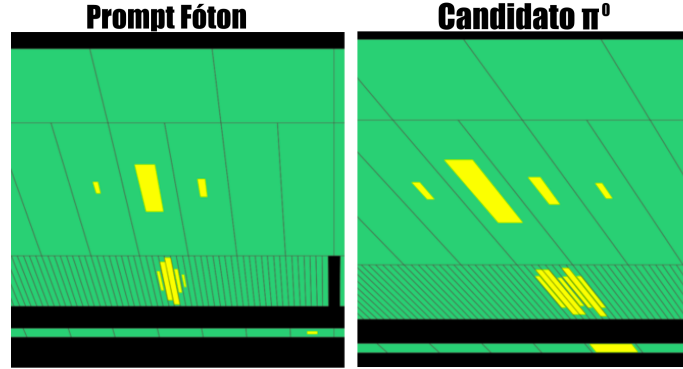
O maior *background* para a produção de fótons de interesse, ou *prompt* fótons, surge de jatos hadrônicos com uma grande componente eletromagnética, devido, em sua maior parte, ao decaimento, em pares de fótons, de mésons neutros presentes nestes jatos, como o méson π^0 , que possui o decaimento $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ como maior razão de ramificação, por volta de 98% (TANABASHI et al., 2018). Os fótons produzidos a partir destes decaimentos podem ser chamados de *fake* fótons.

A identificação padrão de fótons do ATLAS é baseada em algoritmo de cortes (*cut-based*), que aplica requerimentos independentes para diversas variáveis discriminantes (DVs), obtidas a partir do depósito de energia nas células do LAr, pertencentes ao *cluster* de um candidato a fóton.

As diferenças entre as distribuições destas variáveis discriminantes para fótons isolados e fótons com objetos associados da QCD são refletidas nos diferentes formatos para seus chuveiros eletromagnéticos. Os *prompt* fótons, em geral, produzem depósitos de energia mais estreitos nas células do LAr, e possuem menor vazamento para o HCal, quando comparados com os *fake* fótons produzidos nos jatos, devido a presença, para o último caso, de hádrons adicionais ao redor do candidato a fóton.

Em adição a isso, candidatos a *fake* fótons de decaimentos isolados $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, podem ser caracterizados por dois máximos locais de energia separados nas células finamente segmentadas, ou *strip cells*, presentes na primeira camada do LAr, devido a presença de dois fótons, como pode ser visto na figura 45, que apresenta uma ilustração do formato do chuveiro no calorímetro ao redor do candidato a fóton no plano r-z. O PS e a três camadas do LAr, estão representadas em verde, enquanto as linhas em cinza correspondem às bordas das células de leitura. Os retângulos em amarelo possuem áreas proporcionais a E_T depositada na célula correspondente, onde apenas células com $E_T > 20$ MeV são mostradas. É facilmente visível o formato estreito do chuveiro na primeira camada para o caso de um único fóton, possivelmente *prompt*, e a estrutura com dois picos próximos correspondentes aos fótons provenientes do decaimento de um méson π^0

Figura 45 - Esquema das camadas do LAr, e o desenvolvimento do chuveiro eletromagnético para *prompt* e *fake* fótons.



Fonte: MARCHIORI, 2013, adaptado pelo autor.

B.9 Variáveis Discriminantes

As especificidades dos processos de interação com o material do detector dos eventos de sinal e de *background*, podem ser utilizadas para construir variáveis físicas com poder discriminativo. Exceto pelo *trigger* baseado em *hardware* do calorímetro e o *NeuralRinger*, descrito no capítulo 5, a identificação de elétrons no ATLAS se baseia nessas variáveis. O algoritmo *cut-based* para os *triggers* de elétrons aplicam limiares em três das variáveis com maior poder discriminante, R_η , E_{ratio} e R_{had1} .

As variáveis discriminantes podem ser divididas em:

- **Calorímetro hadrônico**

- *Normalized hadronic leakage:*

$$R_{\text{had}} = \frac{E_T^{\text{had}}}{E_T} \quad (99)$$

energia transversa total depositada no calorímetro hadrônico (E_T) normalizada pela energia transversa total do candidato a fóton (E_T).

No intervalo $0,8 < |\eta| < 1,37$, a energia depositada em todo o calorímetro hadrônico é utilizada, enquanto, para outros intervalos de η , apenas o vazamento na primeira camada do hadrônico, denotado por R_{had1} é utilizada.

- **Variáveis usando a segunda camada do calorímetro EM**

- *Middle η energy ratio:*

$$R_\eta = \frac{E_{3 \times 7}^{\text{S2}}}{E_{7 \times 7}^{\text{S2}}} \quad (100)$$

razão entre a soma das energias contidas em um retângulo 3×7 de células em η e ϕ na EM2, e a soma da energia contida em um quadrado 7×7 , ambas centradas ao redor da semente do *cluster*

– *Middle ϕ energy ratio:*

$$R_\phi = \frac{E_{3 \times 3}^{S2}}{E_{3 \times 7}^{S2}} \quad (101)$$

razão entre a soma das energias contidas em um quadrado 3×3 de células em η e ϕ na EM2 e a soma da energia contida em um retângulo 3×7 , ambas centradas ao redor da semente do *cluster*

A variável R_ϕ possui comportamento diferente para fótons convertidos e não convertidos, já que os elétrons e pósitrons produzidos pela conversão possuem suas trajetórias curvadas em direções opostas em ϕ , por conta do campo magnético, produzindo chuviscos mais largos em ϕ do que fótons não convertidos.

– *Middle lateral width:*

$$w_{\eta 2} = \sqrt{\frac{\sum E_i \eta_i^2}{E_i} - \left(\frac{\sum E_i \eta_i}{E_i}\right)^2} \quad (102)$$

medida da largura lateral do chuvisco na EM2 ao longo de η , utilizando todas as células em uma janela $\eta \times \phi = 3 \times 5$ de células.

• Variáveis usando a primeira camada do calorímetro EM

– *Front Side energy ratio:*

$$F_{\text{side}} = \frac{E(\pm 3) - E(\pm 1)}{E(\pm 1)} \quad (103)$$

mede a contenção lateral do chuvisco ao longo da direção η , enquanto $E(\pm)$ corresponde à energia nas células da primeira camada (*strip cells*) ao redor da mais energética.

– *Front lateral width (3 células da EM1):*

$$w_{s3} = \sqrt{\frac{\sum E_i (i - i_{\text{max}})^2}{\sum E_i}} \quad (104)$$

mede a largura do chuvisco ao longo da direção η na EM1, utilizando duas *strip cells* ao redor do maior depósito de energia. O índice i denota a identificação da *strip cell*, enquanto i_{max} identifica a célula com maior depósito de energia, e E_i é o depósito de energia em cada célula i .

- *Front lateral width* (total): mede a largura do chuveiro ao longo da direção η na EM1, utilizando todas as células contidas em uma janela de tamanho $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,0625 \times 0,2$, o que corresponde a um retângulo 20×2 *strip cells* em $\eta \times \phi$, computada como w_{s3} .
- *Front second maximum difference*:

$$\Delta E = E_{2^{nd}\max}^{S1} - E_{\min}^{S1} \quad (105)$$

diferença entre a energia da *strip cell* com a segunda maior energia ($E_{2^{nd}\max}^{S1}$), e a energia da *strip cell* com a menor energia encontrada entre a maior e a segunda maior energia (E_{\min}^{S1}), para a ausência de um segundo máximo, $\Delta E = 0$

- *Front máxima relative ratio*:

$$E_{\text{ratio}} = \frac{E_{1^{st}\max}^{S1} - E_{2^{nd}\max}^{S1}}{E_{1^{st}\max}^{S1} + E_{2^{nd}\max}^{S1}} \quad (106)$$

mede a diferença relativa de energia entre a *strip cell* com a maior energia ($E_{1^{st}\max}^{S1}$) e da *strip cell* com a segunda maior energia ($E_{2^{nd}\max}^{S1}$). Para a ausência de um segundo máximo de energia, $E_{\text{ratio}} = 1$.

As variáveis E_{ratio} e ΔE fornecem um alto poder de rejeição contra *fake* fótons, quando a produção dos dois chuveiros fornece dois máximos de energia separados na primeira camada. As variáveis F_{side} e w_{s3} fornecem poder de rejeição quando dois chuveiros estão colimados em um máximo mais largo.

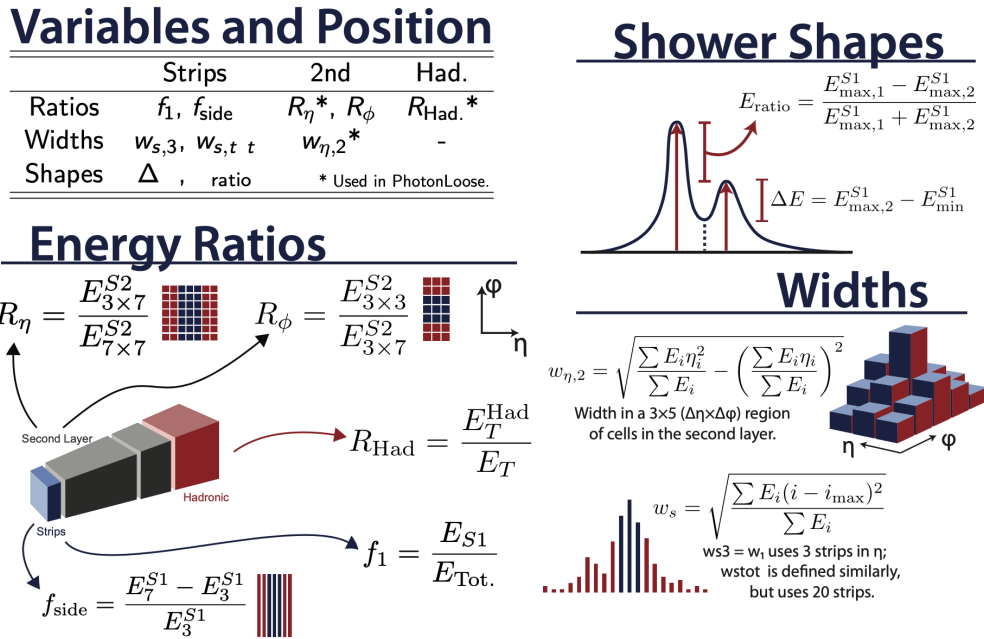
Na figura 46, temos uma ilustração sobre as variáveis discriminantes (DVs), separadas em seus tipos, como, variáveis do tipo *shower shapes*, larguras e razões de energia, além de uma intuitiva ilustração de suas funções.

Podem ser definidos dois critérios de seleção, *tight* e *loose*. O critério de seleção *loose* é idêntico para candidatos a fótons convertidos e não convertidos, harmonizado com o critério de seleção para os elétrons, utilizado para propósitos de *trigger*. Fornece uma eficiência de identificação por volta de 99% para fótons com $E_T > 25$ GeV, e um fator de rejeição de jatos hadrônicos da ordem de 1000.

O critério de seleção *tight* é otimizado separadamente para fótons convertidos e não convertidos, fornecendo uma eficiência por volta de 85% para candidatos a fótons com $E_T > 25$ GeV, e um fator de rejeição de jatos hadrônicos da ordem de 5000 (ATLAS COLLABORATION, 2011).

O critério de seleção baseado em cortes (*cut-based*) não depende da energia transversa (E_T) do candidato a fóton, entretanto, varia em função da sua coordenada reconstruída de pseudorapidez η , de forma a levar em consideração as variações da espessura total do material presente no calorímetro, além de sua geometria.

Figura 46 - Ilustração das variáveis discriminantes utilizadas para a identificação dos fótons.



Fonte: MARCHIORI, 2013, p.31

Como a simulação das DVs baseadas na primeira camada do LAr são sensíveis à quantidade de material presente na frente do calorímetro, além da grande contribuição de *cross-talk* entre as células vizinhas, estas DVs não são consideradas robustas o suficiente para a sua utilização em funções de *trigger* para o começo da tomada de dados do LHC, e portanto, os *triggers* para fótons não são baseados nestas variáveis.

Como a variável da segunda camada R_ϕ se comporta de maneira diferente para fótons convertidos e não convertidos, devido a abertura em ϕ , causada pelo campo magnético do solenóide, nos elétrons provenientes da conversão, esta variável não é incluída na seleção *loose*, fornecendo uma eficiência semelhante de *triggers* para fótons convertidos e não convertidos.

O critério de seleção *tight* define cortes mais rígidos nas variáveis utilizadas para o critério *loose*, e um corte adicional na variável R_ϕ , para a diferente otimização de fótons convertidos e não convertidos, além de cortes em quantidades obtidas a partir das informações das *strip cells* na primeira camada do LAr que, com a sua fina segmentação em η , é capaz de fornecer uma boa separação entre fótons e π^0 . Como consequência, os candidatos a fótons devem estar contidos na região de pseudorapidez coberta pela primeira camada do LAr, sendo assim, os candidatos nas regiões $1,37 < |\eta| < 1,52$ e $|\eta| > 2,37$, são rejeitados pelo critério *tight*.

APÊNDICE C – Resultados - Correspondência entre a energia do candidato e sua representação em anéis

Neste capítulo será apresentado uma correspondência entre a energia dos candidatos a fóton e a sua deposição de energia no conjunto de 100 anéis. Esta correlação será realizada para as duas sementes e para os dois processos. A energia total dos anéis, denotada como E_{rings} , corresponde à soma das energias de todos os anéis, enquanto E_{γ} corresponde à energia do candidato, a partir da reconstrução da energia padrão.

Como a abordagem com duas sementes consiste apenas uma representação alternativa de um *cluster* de um candidato a fóton, a correlação deve ser realizada entre E_{γ} , e a quantidade E_{rings} , para cada uma das sementes, de maneira separada. As correlações para a semente 1 estão disponíveis no capítulo 8, enquanto as para a segunda semente, estão neste apêndice. Esta correlação será realizada em função da energia e dos valores de η dos fótons.

O comportamento esperado para esta correlação é naturalmente uma linha reta. De forma a quantificar esta correlação, uma variável será definida da seguinte forma:

$$R = \frac{E_{\text{rings}}}{E_T^{\gamma}} \quad (107)$$

C.1 Energia

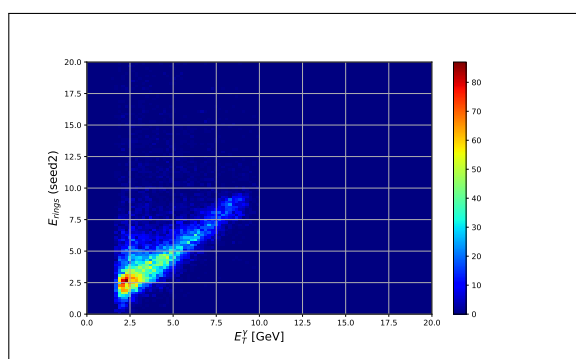
Os histogramas em duas dimensões, bem como os valores da variável R , foram obtidos para os mesmos intervalos de energia utilizados na seção 7.1 e 7.3.

Tabela 12 - Valores médios de R para as amostras de π^0 e *single- γ* , para os intervalos de energia definidos na seção 7.1

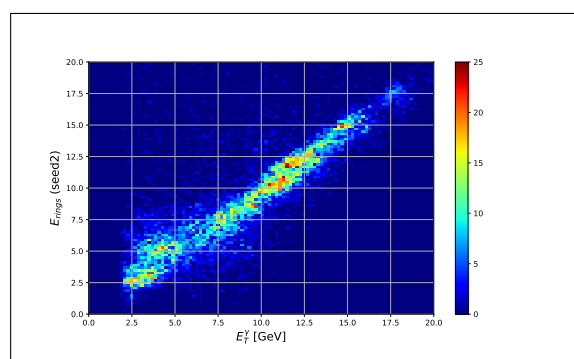
E [GeV]	$\pi^0 - \langle R \rangle$	<i>single-γ</i> - $\langle R \rangle$
$E_\gamma < 10,0$	$10,680 \pm 44,547$	$4,786 \pm 5,893$
$10,0 < E_\gamma < 20,0$	$4,041 \pm 16,641$	$4,357 \pm 4,901$
$20,0 < E_\gamma < 50,0$	$1,132 \pm 2,251$	$1,378 \pm 1,040$
$50,0 < E_\gamma < 100,0$	$0,963 \pm 0,762$	$1,024 \pm 0,432$
$100,0 < E_\gamma < 200,0$	$0,971 \pm 0,712$	$1,029 \pm 0,421$
$200,0 < E_\gamma < 500,0$	$0,969 \pm 0,775$	$1,031 \pm 0,326$
$500,0 < E_\gamma < 1000,0$	$0,967 \pm 0,683$	
$1000,0 < E_\gamma < 10000,0$	$0,978 \pm 0,716$	

Fonte: O autor, 2021.

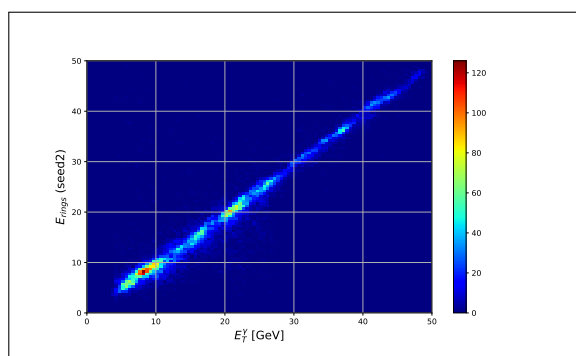
Figura 47 - Correlação entre a energia do candidato a fóton e da sua representação em anéis, para candidatos provenientes da amostra de π^0 , com $E_\gamma < 100$ GeV.



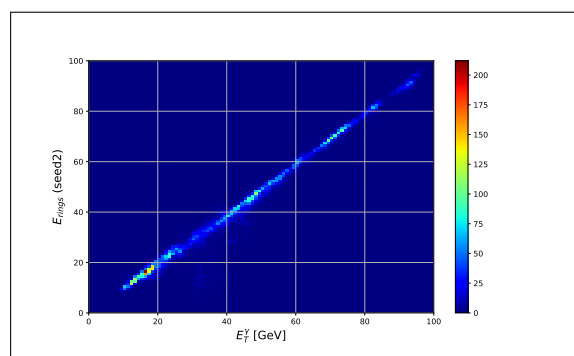
(a)



(b)



(c)

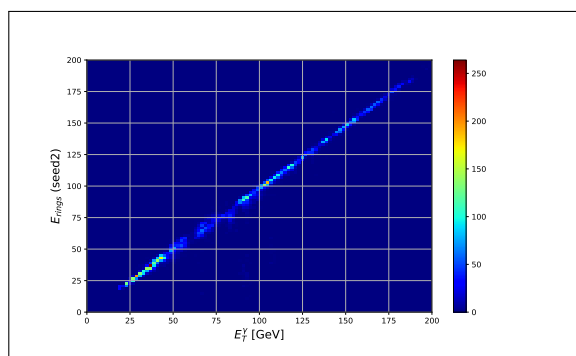


(d)

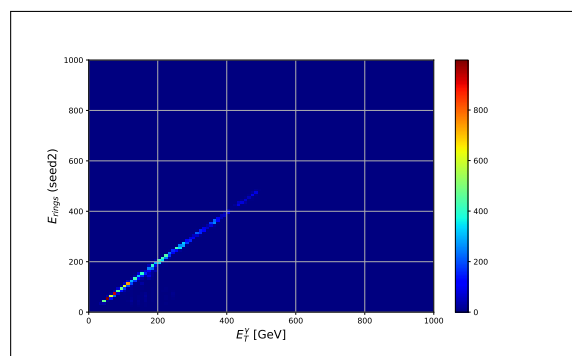
Legenda: (a) $E_\gamma < 10.0$ GeV (b) $10.0 < E_\gamma < 20.0$ GeV (c) $20.0 < E_\gamma < 50.0$ GeV (d)
 $50.0 < E_\gamma < 100.0$ GeV

Fonte: O autor, 2021.

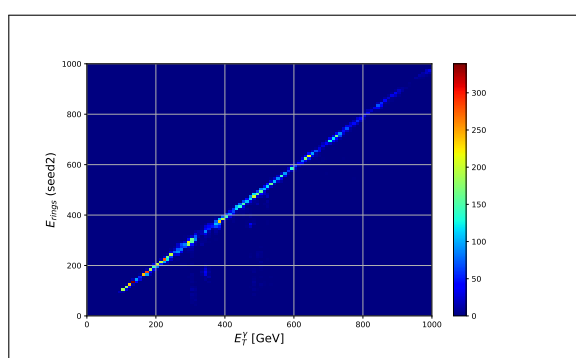
Figura 48 - Correlação entre a energia do candidato a fóton e da sua representação em anéis, para candidatos provenientes da amostra de π^0 , com $E_\gamma > 100$ GeV.



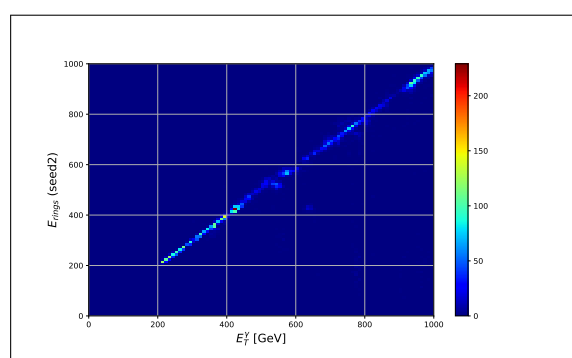
(a)



(b)



(c)

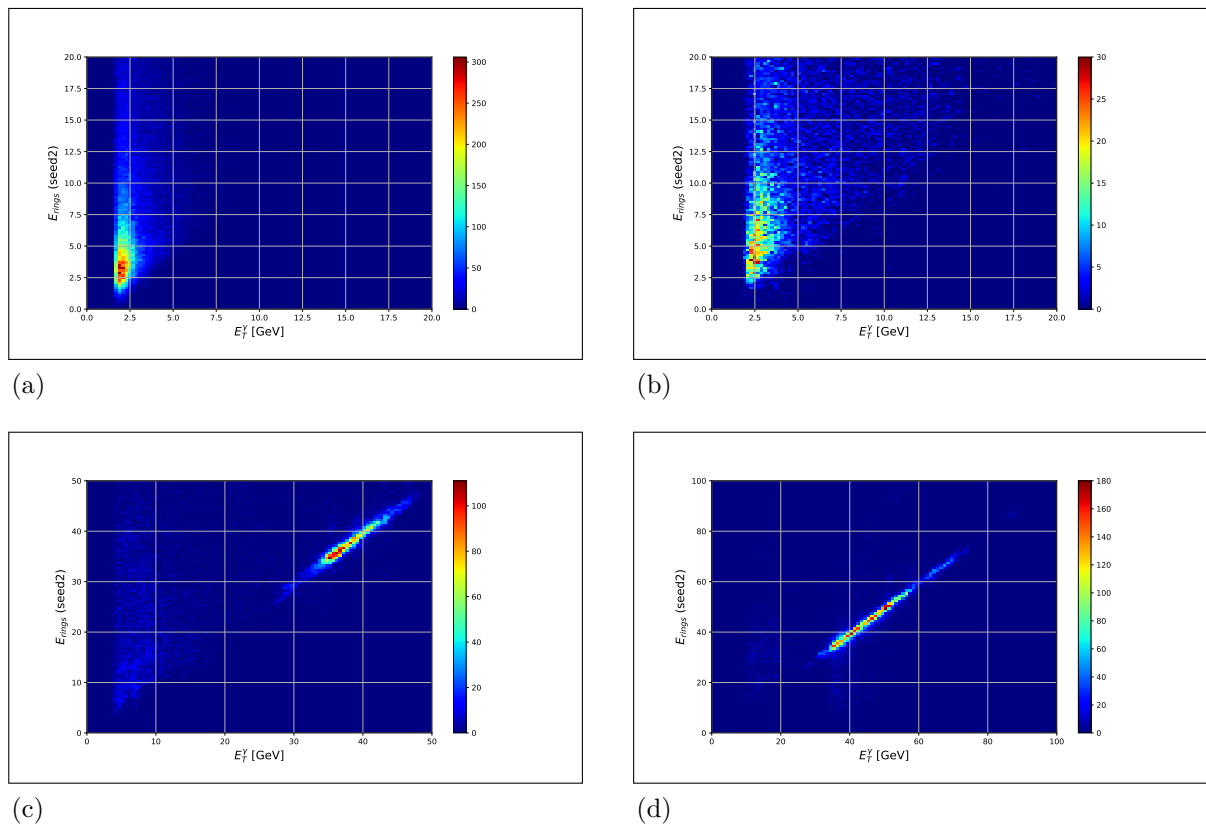


(d)

Legenda: (a) $100.0 < E_\gamma < 200.0$ GeV (b) $200.0 < E_\gamma < 500.0$ GeV (c) $500.0 < E_\gamma < 1000.0$ GeV (d)
 $E_\gamma > 1000.0$ GeV

Fonte: O autor, 2021.

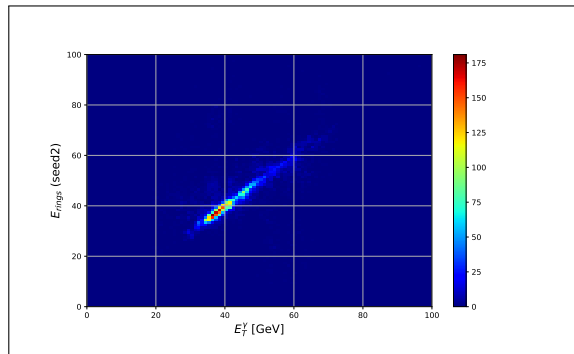
Figura 49 - Correlação entre a energia do candidato a fóton e da sua representação em anéis, para candidatos provenientes da amostra de *single- γ* , com $E_\gamma < 100$.



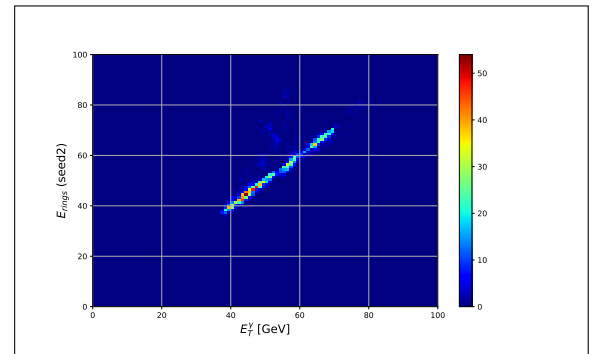
Legenda: (a) $E_\gamma < 10.0$ GeV (b) $10.0 < E_\gamma < 20.0$ GeV (c) $20.0 < E_\gamma < 50.0$ GeV (d)
 $50.0 < E_\gamma < 100.0$ GeV

Fonte: O autor, 2021.

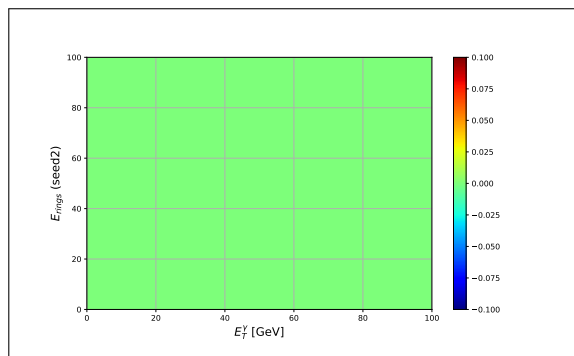
Figura 50 - Correlação entre a energia do candidato a fóton e da sua representação em anéis, para candidatos provenientes da amostra de *single- γ* , com $E_\gamma > 100$ GeV.



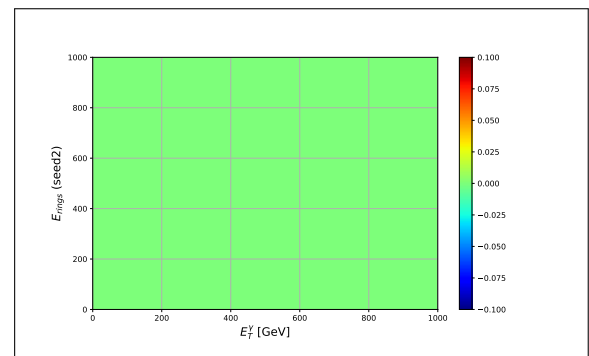
(a)



(b)



(c)



(d)

Legenda: (a) $100.0 < E_\gamma < 200.0$ GeV (b) $200.0 < E_\gamma < 500.0$ GeV (c) $500.0 < E_\gamma < 1000.0$ GeV (d) $E_\gamma > 1000.0$

Fonte: O autor, 2021.

C.2 Pseudorapidez $|\eta|$

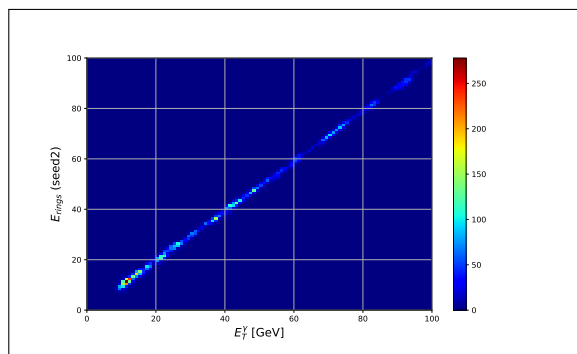
Os histogramas em duas dimensões, bem como os valores da variável R , foram obtidos para os mesmos intervalos de $|\eta|$ utilizados na seção 7.2 e 7.4.

Tabela 13 - Valores médios de R para as amostras de π^0 e *single- γ* , para os intervalos de $|\eta|$ definidos na seção 7.2

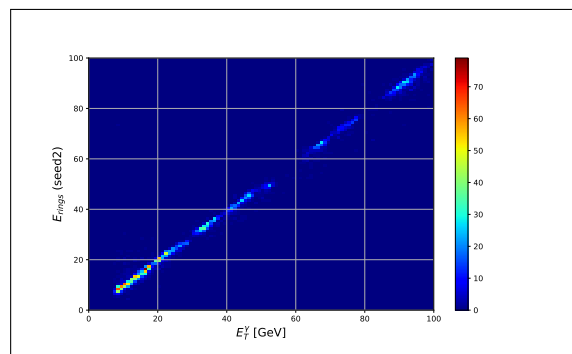
	$\langle R \rangle - \pi^0$	$\langle R \rangle$ single- γ
$0,0 < \eta < 0,6$	$0,988 \pm 1,833$	$1,049 \pm 0,488$
$0,6 < \eta < 0,8$	$0,995 \pm 1,559$	$1,092 \pm 0,642$
$0,8 < \eta < 1,15$	$0,986 \pm 1,642$	$1,090 \pm 0,665$
$1,15 < \eta < 1,37$	$0,853 \pm 1,616$	$1,116 \pm 1,039$
$1,37 < \eta < 1,52$	$0,778 \pm 1,330$	$1,006 \pm 0,975$
$1,52 < \eta < 1,81$	$1,021 \pm 1,678$	$1,280 \pm 1,309$
$1,81 < \eta < 2,01$	$1,028 \pm 1,789$	$1,396 \pm 1,513$
$2,01 < \eta < 2,37$	$1,033 \pm 1,904$	$1,550 \pm 2,097$
$2,37 < \eta < 4,9$	$1,693 \pm 3,078$	$1,635 \pm 2,469$

Fonte: O autor, 2021.

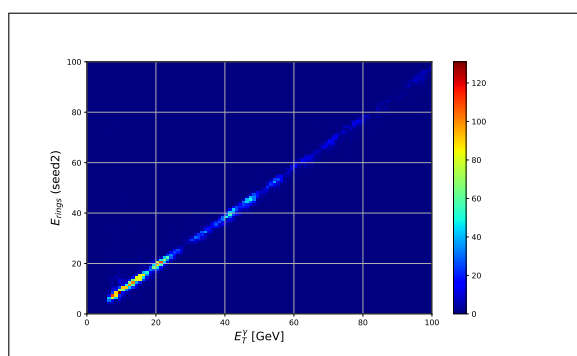
Figura 51 - Correlação entre a energia do candidato a fóton e da sua representação em anéis, para candidatos provenientes da amostra de π^0 , com $|\eta| < 1.37$.



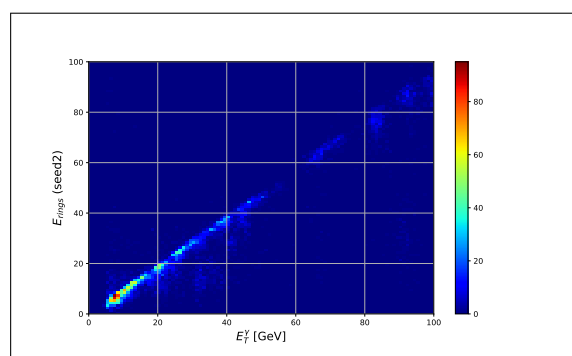
(a)



(b)



(c)

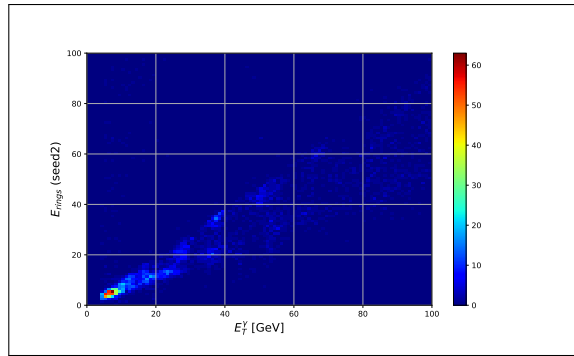


(d)

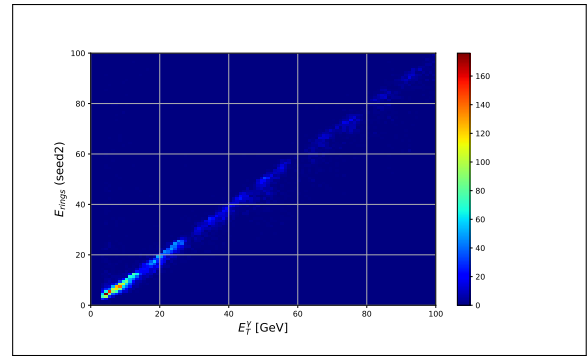
Legenda: (a) $0, 0 < |\eta| < 0, 6$ GeV (b) $0, 6 < |\eta| < 0, 8$ GeV (c) $0, 8 < |\eta| < 1, 15$ GeV (d)
 $1, 15 < |\eta| < 1, 37$ GeV

Fonte: O autor, 2021.

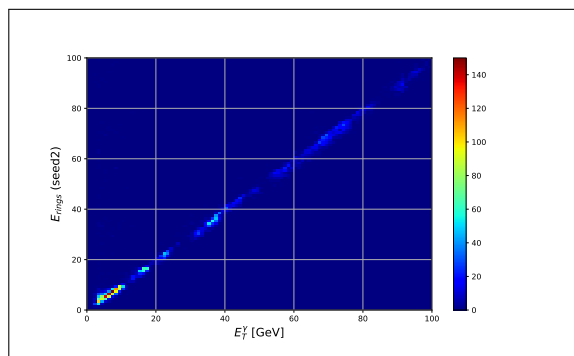
Figura 52 - Correlação entre a energia do candidato a fóton e da sua representação em anéis, para candidatos provenientes da amostra de π^0 , com $|\eta| > 1.37$.



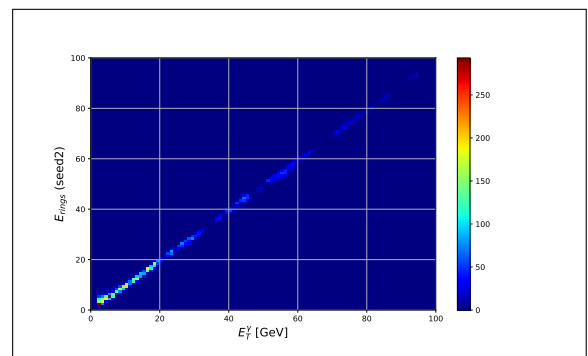
(a)



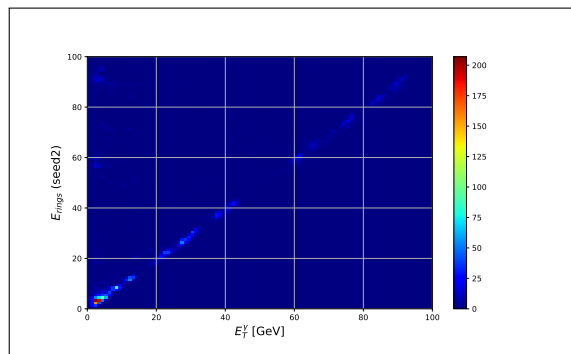
(b)



(c)



(d)

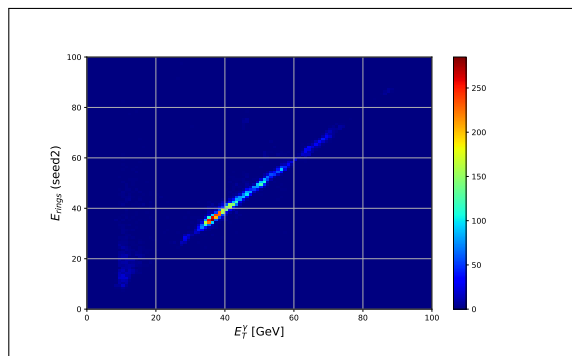


(e)

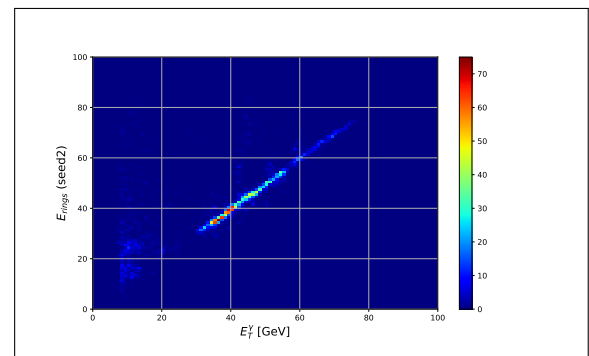
Legenda: (a) $1,37 < |\eta| < 1,52$ (b) $1,52 < |\eta| < 1,81$ (c) $1,81 < |\eta| < 2,01$ (d) $2,01 < |\eta| < 2,37$ (e) $2,37 < |\eta| < 4,9$

Fonte: O autor, 2021.

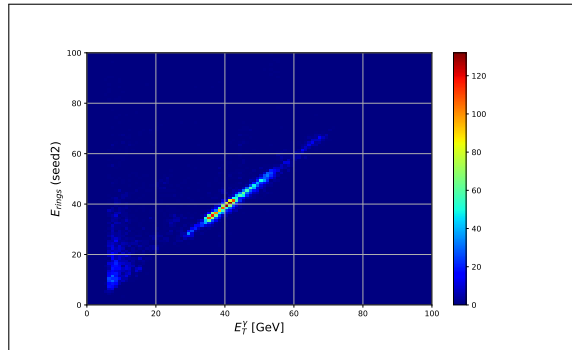
Figura 53 - Correlação entre a energia do candidato a fóton e da sua representação em anéis, para candidatos provenientes da amostra de *single- γ* , com $|\eta| < 1.37$.



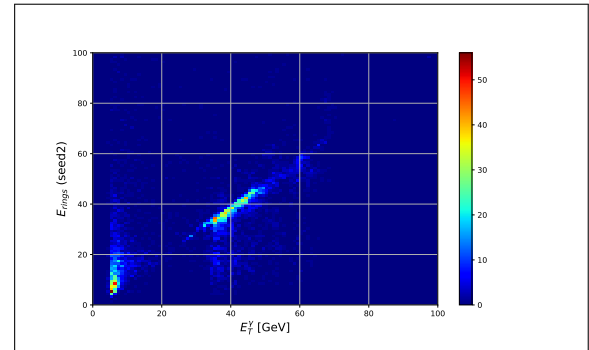
(a)



(b)



(c)

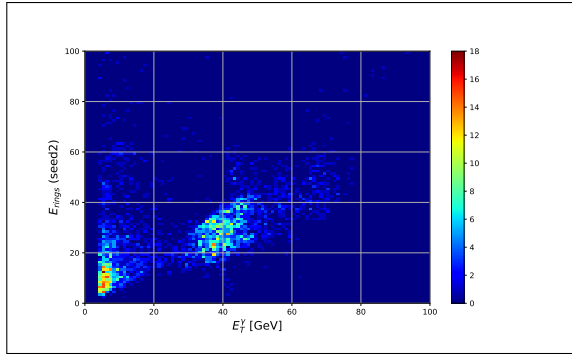


(d)

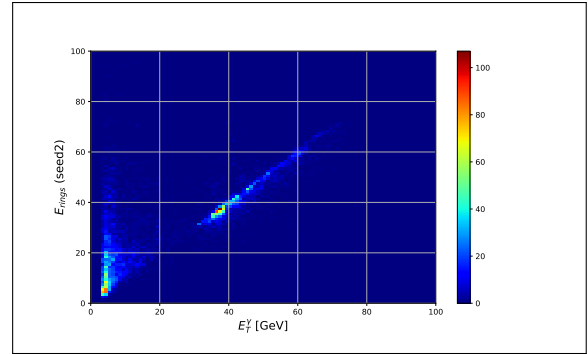
Legenda: (a) $0, 0 < |\eta| < 0,6$ GeV (b) $0, 6 < |\eta| < 0,8$ GeV (c) $0, 8 < |\eta| < 1, 15$ GeV (d)
 $1, 15 < |\eta| < 1, 37$ GeV

Fonte: O autor, 2021.

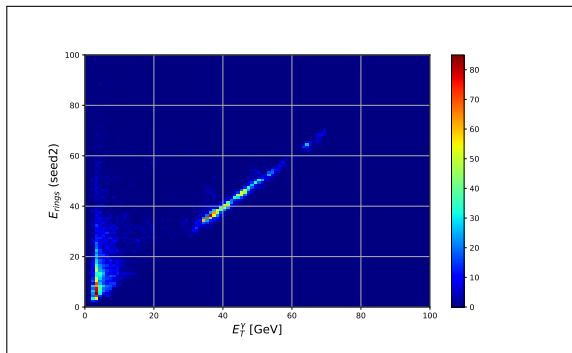
Figura 54 - Correlação entre a energia do candidato a fóton e da sua representação em anéis, para candidatos provenientes da amostra de *single- γ* , com $|\eta| > 1.37$.



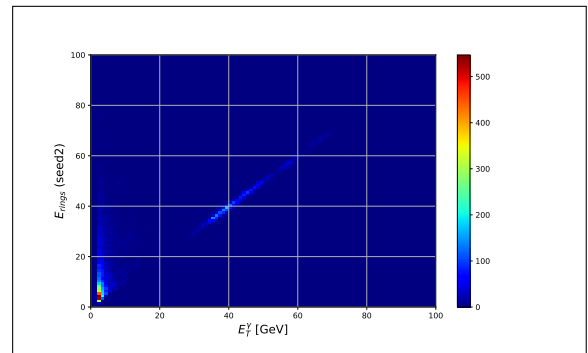
(a)



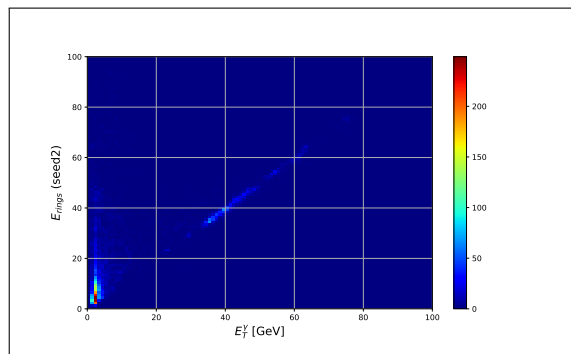
(b)



(c)



(d)



(e)

Legenda: (a) $1,37 < |\eta| < 1,52$ (b) $1,52 < |\eta| < 1,81$ (c) $1,81 < |\eta| < 2,01$ (d) $2,01 < |\eta| < 2,37$ (e) $2,37 < |\eta| < 4,9$

Fonte: O autor, 2021.

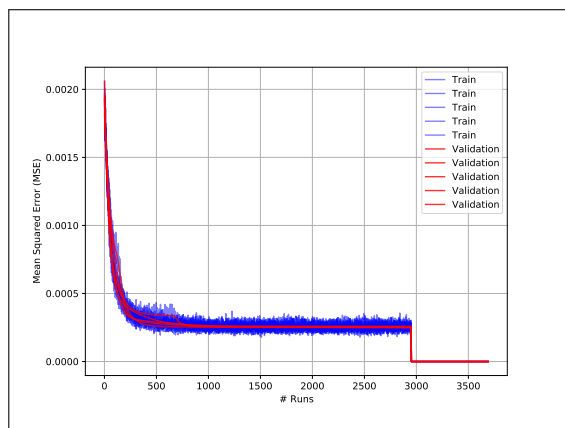
APÊNDICE D – Erro de Treinamento

Um dos objetivos de uma rede neural é encontrar o valor mínimo global da função custo, definida como a diferença/distância entre a previsão feita pela rede neural e o seu *target*. Um bom treinamento pode ser observado a partir do decaimento da curva da função custo até um determinado valor a partir do qual não esta não decresce mais.

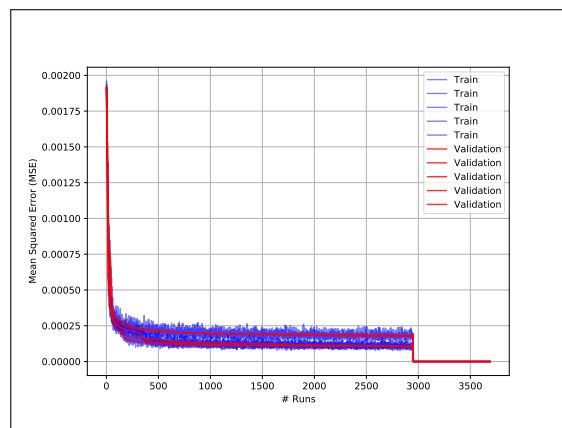
Uma parte das amostras é utilizada para o treinamento enquanto outra para a validação, permitindo o estudo de um possível *overfitting*, isto é, quando a performance da rede nas amostras de treino é superior, quando comparada com a performance nas amostras de validação.

As figuras 55 e 56 correspondem, respectivamente, ao erro de treinamento dos cinco modelos de *AutoEncoder*.

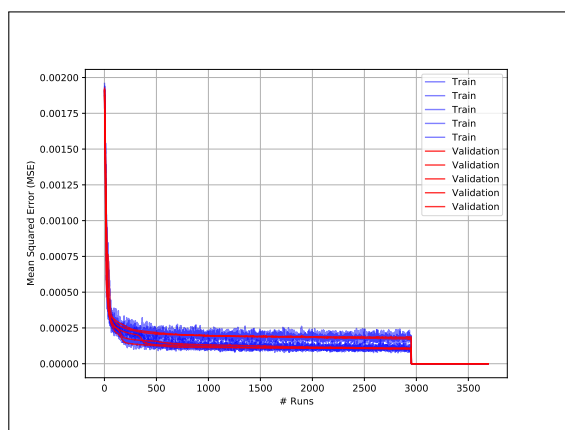
Figura 55 - Erro de treinamento para cada um dos *splits*, para cada um dos modelos, da validação cruzada, para a semente 1.



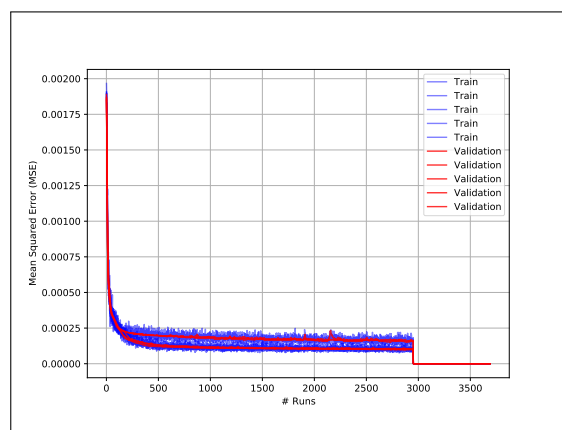
(a)



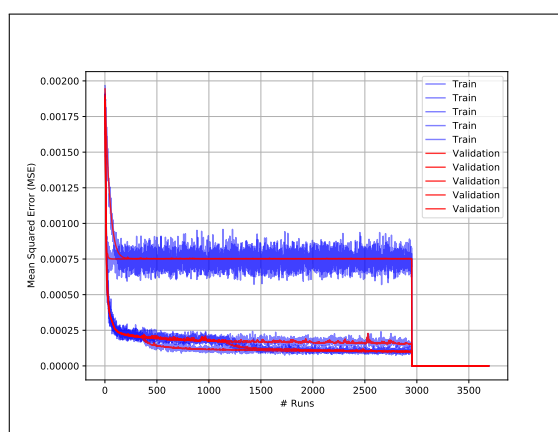
(b)



(c)



(d)

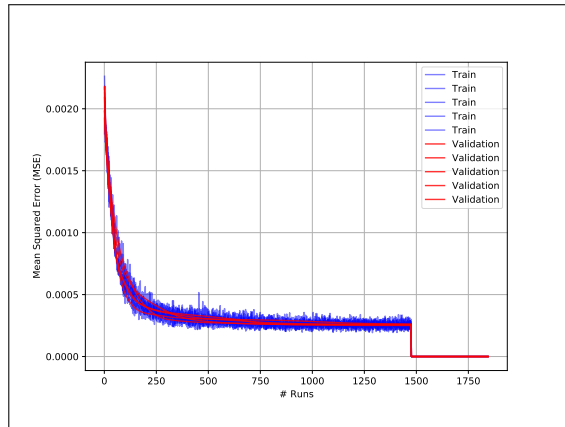


(e)

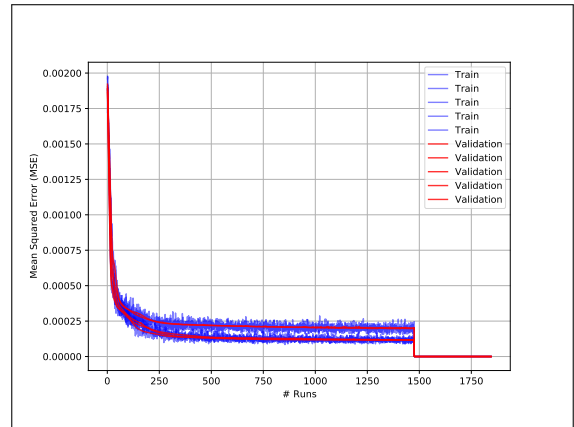
Legenda: (a) AE1 (b) AE2 (c) AE3 (d) AE5 (e) AE8

Fonte: O autor, 2021.

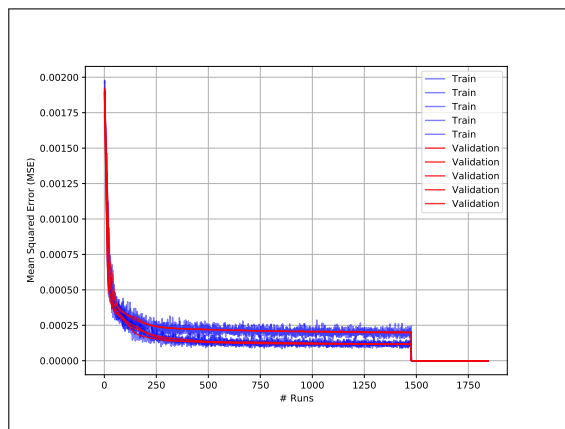
Figura 56 - Erro de treinamento para cada um dos *splits*, para cada um dos modelos, da validação cruzada, para a semente 2.



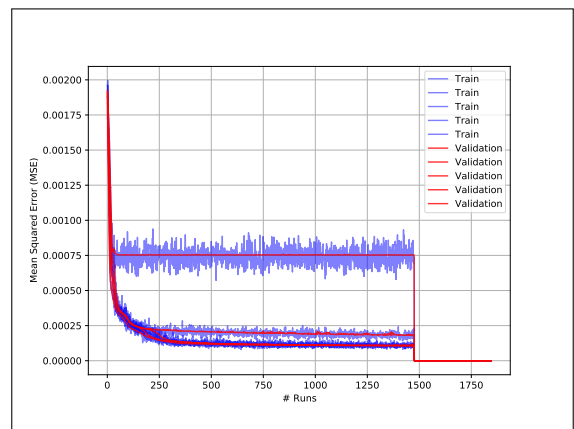
(a)



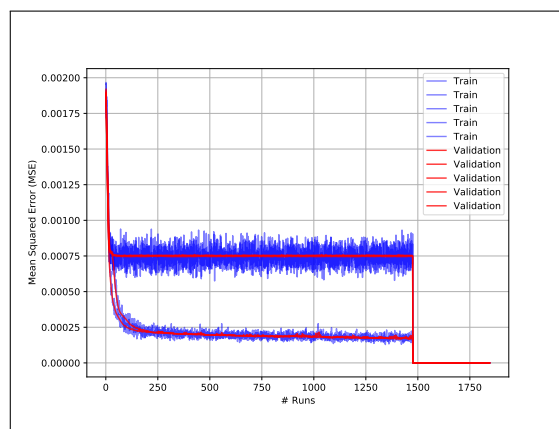
(b)



(c)



(d)



(e)

Legenda: (a) AE1 (b) AE2 (c) AE3 (d) AE5 (e) AE8

Fonte: O autor, 2021.

APÊNDICE E – Introdução à redes neurais

O tópico de aprendizado de máquinas, ou *Machine Learning* (ML), consiste em um dos campos em maior desenvolvimento e aperfeiçoamento nos dias de hoje. A influência das técnicas de ML são cada vez mais intrínsecas ao nosso cotidiano, desde algoritmos de reconhecimento facial, detecção de *spam* nos e-mails e poderosos algoritmos utilizados em redes sociais e mecanismos de pesquisa, com bilhões de dados, até o desenvolvimento de carros autônomos.

Além de todos os campos citados, o aprendizado de máquinas também pode ser utilizado no campo da física de partículas e altas energias, onde a sua aplicação permite o reconhecimento de padrões intrínsecos aos dados, que pode ser utilizado para a construção de modelos capazes de mapear os dados de entrada (*inputs*) em um alvo na saída (*target*).

O aprendizado de máquinas pode ser compreendido a partir da construção de modelos, compostos por uma camada de entrada, contendo informações sobre os dados de entrada, uma camada de saída, contendo informações sobre o *target* desejado, e entre estas, as chamadas camadas escondidas, contendo neurônios, nos quais serão realizadas operações matemáticas com os dados de entrada. Essas operações consistem no método pelo qual os neurônios são capazes de aprender as propriedades do conjunto de dados de entrada. Posteriormente, com todas as informações adquiridas, o modelo se torna capaz de classificar os objetos de entrada, ou ainda fazer a previsão de objetos de saída.

Um modelo contendo uma camada de entrada e outra de saída já pode ser considerada uma *Neural Network*, entretanto, para modelos como um maior número de camadas escondidas, temos o chamado aprendizado profundo ou *Deep Learning*. Nestas arquiteturas, a saída de uma camada é utilizada como *input* para a camada posterior, o que permite um melhor aprendizado das características dos dados.

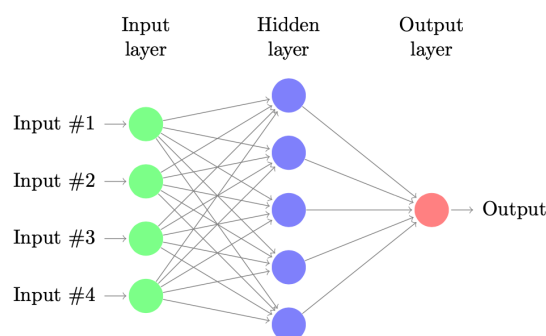
E.1 O modelo de neurônios

Os modelos descritos na seção anterior são chamados de *Neural Networks*, ou redes neurais, inspiradas nos processos biológicos entre os neurônios presentes no cérebro humano. Os neurônios coletam informações e a passam adiante para outros neurônios que estejam conectados. A descrição matemática deste processo leva ao modelo artificial para os neurônios, conhecido como *Artificial Neural Network* (ANN).

Um neurônio realiza a soma ponderada dos seus *inputs* provenientes de outros neurônios e ainda pode adicionar um *bias* ou viés a esta soma. A soma ponderada com o *bias* é a entrada para uma função não linear, chamada de função de ativação, responsável por computar o sinal de saída do neurônio. Posteriormente será visto como os valores

dos pesos e *biases*, adicionados a soma, correspondem às informações aprendidas pelo neurônio. Uma ANN pode ser uma complexa, ou não, estrutura de blocos conectados entre si, que, quando treinada, é capaz de mapear um *input* multidimensional a *output*, que também pode ser multidimensional.

Figura 57 - Esquema de uma rede neural artificial com duas camadas escondidas.



Fonte: O autor, 2021.

E.2 Construindo uma rede neural

Os neurônios presentes nas NN são ordenados em camadas, recebendo a saída da camada anterior como seu *input*, e conseqüentemente, a sua saída corresponderá ao *input* da camada seguinte. Duas camadas de uma rede neural merecem destaque: a camada de entrada, onde, cada um de seus nós corresponde a uma variável utilizada como *input* para a rede neural, enquanto a camada de saída contém o *output* de toda a NN, como pode ser visto no esquema da figura 57.

Embora esta estrutura de camadas esteja presente em todas as redes neurais, a forma como elas conectam o *output* de uma camada ao *input* de outras, bem como a estrutura interna de suas camadas, é o que diferencia as redes neurais e seus propósitos. As redes mais comuns são aquelas com camadas totalmente conectadas (*fully connected*), onde cada neurônio recebe o *output* de cada nó da camada anterior como seu *input*. Com esta estrutura de camadas, é possível obter uma simples descrição matemática de uma rede neural.

Sendo x_0 um vetor de valores de entrada, o *output* da próxima camada pode ser obtido a partir de:

$$h_1 = f(w_0 \cdot x_0 + b_0) \quad (108)$$

Da equação para h_1 , que corresponde à primeira camada escondida, podemos iden-

tificar f como a função de ativação, w_0 como uma matriz contendo um vetor de pesos para cada neurônio e b_0 é o vetor de *bias* para cada um dos últimos.

Como esta é uma rede neural totalmente conectada, o valor de h_1 será o *input* da camada seguinte, na forma:

$$h_2 = f(w_1 \cdot h_1 + b_1) \quad (109)$$

Estas relações nos permitem obter uma descrição matemática recursiva de toda a NN, na forma:

$$h_{i+1} = f(w_i \cdot h_i + b_i) \quad (110)$$

Esta definição se mantém para as chamadas NN *feed forward*, redes sem a presença de loops, onde a saída de um neurônio possui influência em sua própria entrada. Outros tipos de camadas incluem as camadas convolucionais, do tipo *dropout*, entre outras.

E.3 Funções de Ativação

Os dados reais utilizados para os mais diversos estudos, não só no contexto da física de altas energias, como sabemos, não são lineares, ou seja, não podem ser separados por uma linha reta. Para o tratamento destes dados, se faz necessário o aprendizado de funções mais complexas, não lineares, para tarefas de regressão ou classificação.

Para atender esta necessidade, temos as funções de ativação, capazes de aprender a não linearidade presente nos dados, ou seja, ela é a responsável pela introdução desta não linearidade, já que a operação realizada com os *inputs*, pesos e *bias*, como nas equações (109), (110) e (111) são lineares.

Em uma rede neural, as entradas consistem basicamente de números, que são fornecidos aos neurônios pela camada de entrada. Cada neurônio possui um peso e, a partir da multiplicação do número de entrada com o peso, e a possível adição de um *bias*, temos a saída deste neurônio, que será transferido para a próxima camada.

A função de ativação é empregada para todas as camadas de uma NN, entretanto, possui propósito especial para a camada de saída, já que a função de ativação para esta camada fornece o intervalo de valores possíveis os quais a saída pode assumir, ou seja, é possível determinar a forma da saída da rede neural para o mapeamento das entradas.

Uma das funções de ativação mais comuns é *Rectified Linear Unit*, ou simplesmente *ReLU*, é definida como $f(z) = \max(0, z)$. Para esta função, a saída de um neurônio *ReLU* é simplesmente $z = w_i \cdot h_i + b_i$, se o *input* normalizado do neurônio ($w_i \cdot h_i$) é maior do que o limiar $-b_i$. Para o caso desta condição não ser satisfeita, a saída do neurônio será nula.

Uma das principais vantagens da *ReLU* é a sua fácil computação, enquanto a principal desvantagem reside no caso dos *inputs* se aproximarem de zero, ou serem negativos.

Para estes casos, o gradiente da função de ativação se torna zero, de forma que a rede não consegue atualizar seus pesos e, com isso, as saídas dos neurônios continuam nulas, impossibilitando o aprendizado da rede.

Neurônios como uma função de ativação do tipo *step*, chamados de *perceptrons*, desempenharam um importante papel no desenvolvimento das redes neurais, já que permitiram a construção de funções lógicas, como AND e OR, básicas para a construção de outras mais complexas.

Uma função de ativação alternativa que merece ser mencionada aqui é a *sigmoid*, uma versão mais geral do *perceptron*, com a diferença de não possuir uma saída binária. Ela é definida como $\sigma(z) = (1 + e^{-z})^{-1}$, mapeando as entradas em um intervalo de valores entre 0 e 1.

Uma função contínua como a *sigmoid* possui a vantagem de ser melhor definida para o cálculo do gradiente durante o treinamento da rede, diferentemente de uma função discreta não diferenciável, como a *ReLU*. O intervalo de valores entre 0 e 1 permite a rede a realizar uma classificação binária, quando construída com a função *sigmoid* em sua camada de saída, com valores de entrada de uma determinada classe sendo mapeados para valores próximos de 0, enquanto valores da segunda classe, como próximos de 1.

De maneira semelhante ao que acontece para a função *ReLU* com valores de entrada negativos, para a função *sigmoid*, isto ocorre para valores de entrada muito grandes ou muito pequenos. Para estes dois casos, o gradiente da função custo se torna muito pequeno e a saída dos neurônios deixa de ser sensível às mudanças nos pesos durante o treinamento da rede. Para o caso de valores de entrada normalizados, como podemos utilizar neste trabalho, a função *sigmoid* pode ser utilizada na camada de saída, enquanto para as camadas de entrada e escondidas, a depender da normalização dos dados de entrada, por exemplo, transformando os valores negativos em positivos, a função de ativação *ReLU* pode ser utilizada para estas camadas.

Para tarefas de multiclassificação, a função de ativação *softmax* pode ser utilizada, já que consiste em uma generalização da classificação binária. De forma geral, não existe resposta certa ou errada para a escolha das funções de ativação, já que esta depende da arquitetura da NN e do seu propósito.

E.4 Treinamento de uma Rede Neural

A ideia básica do treinamento de uma NN é comparar a saída da rede em um conjunto de dados, separados para o treinamento, com a saída desejada. A partir desta comparação, os pesos e os *biases* podem ser atualizados, assim como outros parâmetros treináveis dos neurônios, de forma a melhorar o acordo entre a saída obtida e a desejada. Para uma melhor atualização destes parâmetros, e sem a possibilidade destes se tornarem

tendenciosos, as redes neurais geralmente iniciam com uma inicialização aleatória dos seus parâmetros treináveis.

As escolhas típicas para a inicialização dos pesos de uma NN consistem em pegar valores aleatórios de uma distribuição Normal ou Uniforme. Essas técnicas ajudam para a melhora da convergência do treinamento da NN, reduzindo o tempo necessário.

Após a inicialização dos parâmetros, uma função custo é definida. Esta é responsável pela descrição da diferença entre a previsão feita pela rede e o *target*, o qual ela está tentando reproduzir. Usualmente, um algoritmo baseado no gradiente é utilizado para minimizar a função custo, diminuindo a distância, e aumentando o acordo, entre a saída da rede neural e a saída desejada do conjunto de dados de treino. Para tarefas de classificação, uma das funções custo mais utilizadas é a entropia cruzada (*crossentropy*), tanto para o caso binário, quanto o de multiclass. Para tarefas de reconstrução, que serão discutidas posteriormente, a função custo ideal é a *Mean Squared Error* (MSE), responsável por medir a distância euclidiana entre a saída da NN o *target* desejado.

O algoritmo do gradiente é responsável por alterar os pesos e *biases* de maneira iterativa até que o valor mínimo da função custo seja alcançado. Um destes algoritmos é o chamado *Stochastic Gradient Descent* (SGD), que pode ser considerado como uma aproximação estocástica da otimização da descida do gradiente, uma vez que substitui o gradiente real por uma estimativa do mesmo.

O algoritmo opera a partir do cálculo das derivadas da função custo com relação aos pesos e aos *biases*, e os altera na direção do gradiente, com um valor ajustável para a largura de cada passo, sendo esta um parâmetro ajustável, conhecido como taxa de aprendizado, ou *learning rate*.

A taxa de aprendizado consiste em um parâmetro ajustável da rede, de forma que para valores muito grandes, o algoritmo pode sobrepor o mínimo da função, não retornando uma solução, ou, para valores muito pequenos, a rede pode demorar muito tempo para convergir, em outras palavras, alcançar o mínimo da função custo.

Uma extensão para o algoritmo de otimização SGD (*Stochastic Gradient Descent*) consiste no *Adaptive Moment Estimation* (ADAM), que permite uma adaptação da taxa de aprendizado conforme o aprendizado da rede, permitindo uma convergência mais rápida do que o SGD. A taxa de aprendizado adaptativa é a escolha mais eficiente para utilização em redes neurais de aprendizado profundo, ou *Deep Neural Networks* ou DNNs.

As NNs tipicamente resolvem um problema de otimização não-convexa, de forma que não existe a garantia de se alcançar o mínimo global da função custo, de forma que, pode ser possível apenas atingir um mínimo local da função. Portanto, é possível alterar os parâmetros, como o número de iterações, taxa de aprendizado, e outros, de forma a convergir para um bom mínimo local.

O treinamento de uma rede neural pode ser resumido nos seguintes passos:

- Passo 1: Inicialização aleatória dos pesos, para valores próximos de 0, porém não

nulos;

- Passo 2: Fornecimento da primeira informação de entrada, do conjunto de dados, para a camada de entrada. Cada dimensão ou *feature* dos dados de entrada para cada nó;
- Passo 3: *Forward-Propagation*: da esquerda para a direita, os neurônios são ativados tal que o impacto de cada uma das ativações é limitado pelos pesos. As ativações são propagadas até que um resultado previsto seja alcançado;
- Passo 4: Comparação entre a previsão da NN com o *target* desejado, para a obtenção do erro entre eles;
- Passo 5: *Back-Propagation*: da direita para a esquerda, o erro é propagado, da camada de saída para a de entrada. Os pesos são atualizados de acordo com a sua responsabilidade no valor do erro do passo anterior. A taxa de aprendizado decide por quanto o peso pode ser atualizado;
- Passo 6: Repetição dos primeiros 5 passos, após um conjunto de observações. Este conjunto consiste em um sub-conjunto dos dados totais
- Passo 7: Quando todo o conjunto de treinamento tiver passado pela NN, podemos definir uma época. Desta forma, a quantidade dessas épocas, definem por quantas vezes os passos anteriores serão repetidos.

E.5 *Overtraining*

Um problema bastante comum durante o treinamento de redes neurais é chamado de *overtraining* ou *overfitting*. Isto ocorre quando a rede é capaz de aprender padrões presentes no conjunto de dados de treinamento, que correspondem apenas a natureza estatística da amostra, e não das características intrínsecas destes dados, para os quais a rede é treinada para descrever. Para a certificação deste problema, em geral, uma parte do conjunto de dados de treinamento é separado para a utilização como dados independentes de teste para a rede, que foi treinada no restante dos dados, ou seja, o conjunto de teste consiste em dados os quais a rede nunca viu.

Uma boa forma de notar o *overfitting* é a partir da observação da função custo. Se esta fica menor para o conjunto de dados de treinamento do que para o conjunto de teste, a rede começa a aprender, ou focar, nas flutuações estatísticas presentes no conjunto de treinamento, mostrando bom desempenho nos dados de treinamento, mas tendo uma performance pobre nos dados de teste. Este problema tende a acontecer quando a rede é

treinada por mais tempo do que o necessário, ou a quantidade de dados para o treinamento ser insuficiente em relação ao número de parâmetros treináveis presentes na rede.