

# ALGORITMO NEURAL PARA DETECÇÃO DE PARTÍCULAS EM UM CALORÍMETRO DE ALTAS ENERGIAS

Werner Spolidoro Freund

PROJETO SUBMETIDO AO CORPO DOCENTE DO DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA ELÉTRICA DA ESCOLA POLITÉCNICA DA UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO COMO PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE ENGENHEIRO ELETRICISTA.

Aprovada por:

**Orientador:** \_\_\_\_\_

José Manoel de Seixas, D.Sc.

**Orientadora:** \_\_\_\_\_

Carmen Lucia Tancredo Borges, D.Sc.

**Examinador:** \_\_\_\_\_

Luís Guilherme Barbosa Rolim, Dr.-Ing.

**Examinador:** \_\_\_\_\_

Herman Pessoa Lima Jr, D.Sc.

RIO DE JANEIRO, RJ - BRASIL  
DEZEMBRO DE 2011

*Àqueles que buscam o conhecimento.*

# Agradecimento

Agradeço em primeiro lugar aos meus pais, Ronaldo e Cristina, pela educação e apoio que me deram. Aos meus irmãos que sempre estiveram comigo, enriquecendo os bons momentos e me divertindo. Aos meus avôs Ronaldo e Gisela, por sempre terem me acolhido.

Aos meus orientadores R. Torres, D. Damazio, J. Seixas pelo conhecimento transmitido, pelo incentivo que me deram, e pela paciência. Obrigado por terem acreditado e por tudo que fizeram. Muito mais do que orientadores, a presença de vocês sempre é agradável. Agradeço ao E. Simas pela ajuda dada com o material e pela compreensão durante a época de sua tese com a dificuldade de acertar os dados, nem sempre as coisas são tão simples quanto nós queremos.

Também aos bons professores da elétrica que me ensinaram e trouxeram verdadeiros desafios a serem superados. Graças a vocês me sinto preparado para qualquer dificuldade que venha a aparecer no futuro. À Kátia, secretária da elétrica, que tem uma paciência sem fim para lidar com as perguntas um tanto ou quanto repetitivas dos alunos, desde sua época de calouros até a colação de grau.

Aos meus companheiros do LPS, D. Deva, D. Lima, dentre outros, pela contribuição e ajuda que me deram. Vale destacar aqui que a implementação inicial do código no Sistema de Reconstrução do Ringer foi feita pelo D. Lima e ele em muito me auxiliou no entendimento do código complexo desse ambiente. Ainda, agradeço aos profissionais que nesse laboratório trabalham, principalmente a Talia, cuja dedicação se destaca.

Finalmente, agradeço a todos meus amigos que sempre me ajudaram quando precisei, eu lhes devo muito.

Muito obrigado a todos vocês!

# Resumo

Ferramentas e tecnologias utilizadas em engenharia têm encontrado sua aplicação em outras áreas do conhecimento. Na Física, um dos ambientes que está no limiar da ciência atual é o maior acelerador de partículas já construído, o LHC, que permitirá aos cientistas validar e desenvolver teorias, como o Modelo Padrão. A única partícula prevista ainda não observada por esse modelo é o bóson de Higgs. Um dos detectores do LHC, o ATLAS, tem entre seus objetivos confirmar a existência de tal partícula. Todavia, o bóson de Higgs é altamente instável, o que faz com que ele decaia rapidamente em outras partículas, como elétrons e fótons, de forma que é importante a detecção das mesmas para o sucesso do experimento. Por sua vez, essas partículas têm sua assinatura mascarada por outras, como jatos hadrônicos, o que torna o processo de sua identificação não trivial.

O Sistema de Reconstrução (SR) do ATLAS é o responsável por identificar as partículas e seus parâmetros, assim capacidade de descoberta de novas físicas depende de sua eficiência. Outras dificuldades a serem superadas são a alta taxa de eventos e a escassez dos eventos de interesse. O Sistema de Filtragem (SF) foi desenvolvido para selecionar as informações relevantes para o experimento, atuando em tempo real, de forma a reduzir a grande quantidade de dados a ser armazenada.

Nesse contexto internacional, o presente trabalho realiza a continuação do projeto EgCaloRinger. O projeto consiste de um algoritmo para a identificação de elétrons e fótons, utilizando a informação especialista do detetor que é, então, propagada para um método estatístico de discriminação, atualmente formado por Redes Neurais, sendo uma das contribuições da Engenharia para este experimento. O algoritmo de discriminação foi otimizado através do estudo do pré-processamento mais indicado para a rede neural. Embora o algoritmo tenha sido idealizado para o SF, o mesmo foi portado por este trabalho ao SR, de modo a permitir sua utilização e entendimento pela colaboração do ATLAS. Sua performance foi testada utilizando como referência o algoritmo padrão utilizado pela colaboração. O algoritmo proposto superou o algoritmo padrão nas três bases de dados testadas em relação à sua capacidade de discriminação.

Palavra-chave: Redes Neurais, Sistema de Filtragem, Calorimetria.

# Abstract

Tools and technologies used in engineering have found their application in other areas of expertise assisting on the Science evolutionary process. In physics, one environment on Science's edge is the biggest particle accelerator in the world, the LHC, which will enable scientists to validate and develop new theories, as the Standard Model. The only particle not yet observed provided by this model is the Higgs boson. One of the LHC detectors, the ATLAS, has among its goals to confirm the existence of this particle. The Higgs boson is highly unstable and will rapidly decay in others particles, like electrons and photons, such that the detection of those particles is important to the experiment triumph. These particles will have their signature faked by others such as hadronic jets, which makes the identification process not trivial.

The ATLAS Reconstruction System is responsible to identify the particles and its parameters, therefore the discoverability of new physics is related to its efficiency. Other difficulties that need to be overcome are the high event rate together with events of interest scarcity. The Trigger System was developed to select the relevant information for the experiment as an on-line algorithm in order to reduce data storage.

In this international context, the present work proceed with the Egamma Calorimeter project. The project consists of one algorithm to the ATLAS Reconstruction System, acting on the  $e/\gamma$  physics channel. In this algorithm, particular information from the detector is propagated to a stochastic discrimination method, currently composed of Artificial Neural Networks, which is one of the Engineering contributions for this experiment. This document describes the algorithm efficiency optimization through a study of the most indicated data pre-processing. Furthermore, it was developed an offline version for this algorithm, which was officially added to the ATLAS framework. The algorithm performance was tested using as benchmark the standard algorithm developed by the collaboration. Finally, the proposed algorithm overcomes the standart algorithm at the three datasets tested with respect to their discrimination capacity.

Key-words: neural networks, Trigger, Calorimetry.

# Sumário

<b>Resumo</b>	<b>iii</b>
<b>Abstract</b>	<b>iv</b>
<b>Sumário</b>	<b>v</b>
Lista de Figuras . . . . .	ix
Lista de Tabelas . . . . .	xiii
Lista de Símbolos . . . . .	xv
Lista de Abreviaturas . . . . .	xvii
<b>1 Introdução</b>	<b>1</b>
1.1 Motivação . . . . .	2
1.2 Objetivos . . . . .	5
1.3 Organização do documento . . . . .	6
<b>2 O CERN e Física Experimental de Altas Energias</b>	<b>8</b>
2.1 Introdução a Física das Partículas Elementares . . . . .	9
2.1.1 O Modelo Padrão . . . . .	9
2.1.2 Os bósons e as interações fundamentais . . . . .	11
2.1.3 Léptons . . . . .	12
2.1.4 Quarks e hádrons . . . . .	12
2.1.5 A simetria e a física . . . . .	14
2.1.6 O bóson de Higgs . . . . .	14
2.1.7 A Física Experimental de Partículas . . . . .	15
2.1.8 Além do Modelo Padrão . . . . .	17
2.2 O <i>Large Hadron Collider</i> (LHC) . . . . .	18

2.2.1	Os objetivos do LHC . . . . .	18
2.2.2	A estrutura e funcionamento do LHC . . . . .	19
2.2.3	Das colisões, seus tipos e parâmetros relacionados . . . . .	25
2.2.3.1	A cinemática das colisões . . . . .	26
2.2.3.2	Luminosidade e Seção de Choque . . . . .	28
2.2.3.3	Tipos de colisão . . . . .	29
2.2.3.4	<i>Minimum Bias</i> , Evento Adjacente e o fenômeno de Empilhamento . . . . .	32
2.2.4	Detectores do LHC . . . . .	34
2.3	O Detector de Partículas ATLAS . . . . .	36
2.3.1	Do projeto e suas restrições . . . . .	39
2.3.2	O Detector Interno . . . . .	41
2.3.2.1	Detector de Pixeis . . . . .	43
2.3.2.2	Detector de Rastreamento por Semicondutores (SCT) . . . . .	44
2.3.2.3	Detector de Rastreamento por Transição de Radiação (TRT) . . . . .	44
2.3.3	O Sistema de Calorimetria . . . . .	44
2.3.3.1	Introdução a Calorimetria . . . . .	45
2.3.3.1.1	Chuveiro de partículas eletromagnéticas (EM) . . . . .	46
2.3.3.1.2	Chuveiros de partículas hadrônicas (HAD) . . . . .	47
2.3.3.1.3	Utilização dos calorímetros para identificação de partículas . . . . .	48
2.3.3.2	Dos subsistemas de calorimetria e suas topologias . . . . .	50
2.3.3.2.1	Barril (EMB) e Tampas (EMEC) do Calorímetro Eletromagnético . . . . .	53
2.3.3.2.2	Calorímetro Hadrônico de Telhas ( <i>TileCal</i> ) . . . . .	57
2.3.3.2.3	Tampas do Calorímetro Hadrônico (HEC) . . . . .	58
2.3.3.2.4	Calorímetro Dianteiro (FCal) . . . . .	59
2.3.3.2.5	Calorímetro Pré-amostrador (PS) e Cintiladores . . . . .	60
2.3.3.2.6	Sistema de Criogenia . . . . .	61
2.3.4	O Espectrômetro de Múons . . . . .	62

2.4	Ferramentas utilizadas na colaboração . . . . .	64
2.4.1	<i>Athena</i> . . . . .	65
2.4.1.1	Formatos dos dados . . . . .	68
2.4.2	<i>ROOT</i> . . . . .	71
2.4.3	O Projeto de Grade de Computadores do LHC (LCG) . . . . .	71
<b>3</b>	<b>Reconstrução da Física do Canal eGamma do Experimento ATLAS</b>	<b>74</b>
3.1	Busca pelo bóson de Higgs . . . . .	76
3.2	O Sistema de Filtragem (SF) . . . . .	80
3.2.1	A estrutura do Sistema de Filtragem . . . . .	81
3.2.2	Topologia dos algoritmos e sua configuração . . . . .	83
3.2.3	Algoritmos Padrões da <i>Cadeia</i> de Filtragem de eGamma . . . . .	86
3.2.4	HLT_EgammaCaloRinger (HLT_Ringer) . . . . .	93
3.2.4.1	O processo de anelamento . . . . .	95
3.2.4.2	Normalização . . . . .	97
3.2.4.2.1	Energia Total (Norma 1) . . . . .	97
3.2.4.2.2	Norma 2 . . . . .	98
3.2.4.2.3	Norma 2 Camada . . . . .	99
3.2.4.2.4	Norma 2 Seção . . . . .	99
3.2.4.2.5	Sequencial . . . . .	99
3.2.4.2.6	Fixa . . . . .	100
3.2.4.2.7	Fixa Seção . . . . .	100
3.2.4.2.8	Fixa Camada . . . . .	100
3.2.4.2.9	Mínimo e Máximo Unitários . . . . .	100
3.2.4.2.10	Esferização dos Anéis . . . . .	101
3.2.4.2.11	Normalização Modificada . . . . .	101
3.2.4.3	Classificadores Neurais . . . . .	101
3.3	O Sistema de Reconstrução (SR) . . . . .	105
3.3.1	Algoritmo $e/\gamma$ Padrão . . . . .	105
3.3.2	$e/\gamma$ <i>Calorimeter Ringer</i> (EgCaloRinger) . . . . .	107
3.3.2.1	Implementação . . . . .	108



<b>4</b>	<b>Resultados e Discussão</b>	<b>111</b>
4.1	Otimização do <i>HLL_Ringer</i> : Normalização . . . . .	111
4.2	Estudo de Eficiência do <i>eGamma Calorimeter Ringer</i> . . . . .	113
4.2.1	Metodologia . . . . .	114
4.2.2	Conjunto Singlepart_e $\times$ J2 . . . . .	115
4.2.3	Conjunto $J/\Psi \times$ Minbias . . . . .	128
4.2.4	Conjunto $Z \rightarrow ee \times$ JetTauEtmis . . . . .	140
<b>5</b>	<b>Conclusão</b>	<b>151</b>
5.1	Perspectivas . . . . .	152
	<b>Referências Bibliográficas</b>	<b>154</b>

# Lista de Figuras

2.1	A cadeia de aceleração do LHC . . . . .	20
2.2	Esboço esquemático do LHC . . . . .	21
2.3	Estabilidade das partículas no feixe dos síncrotrons . . . . .	23
2.4	A utilização do magneto de quadripolos na concentração das partículas em torno da trajetória nominal e estrutura FODO . . . . .	24
2.5	A estrutura FODO do LHC. . . . .	25
2.6	O Sistema de Coordenadas adotado para o ATLAS . . . . .	27
2.7	A seção de choque em função da energia de colisão no centro de massa	30
2.8	As diversas colisões possíveis na física de altas energias . . . . .	31
2.9	Os Eventos Adjacentes (UEs) e de <i>Minimum Bias</i> (Minbias) . . . . .	33
2.10	O detector ATLAS e seus diversos componentes . . . . .	36
2.11	Esboço contendo exemplos de interação de partículas com os subdetectores do ATLAS . . . . .	37
2.12	O Detector Interno (ID) . . . . .	42
2.13	Os diversos subsistemas de calorimetria do ATLAS . . . . .	51
2.14	Seção de corte longitudinal do ECAL . . . . .	54
2.15	Esboço da estrutura do acordeão e a granularidade de suas camadas para o EMB . . . . .	55
2.16	Valores de $X_0$ em função de $\eta$ para as diferentes camadas do ECAL e outros materiais dispostos antes do mesmo . . . . .	57
2.17	Valores de $\lambda_{int}$ em função de $\eta$ para as diferentes camadas e subsistemas do calorímetro . . . . .	59
2.18	As diferentes estruturas dos subsistemas de calorimetria do ATLAS .	61
2.19	O Espectrômetro de Múons . . . . .	63
2.20	Esboço de uma colisão simulada por Monte Carlo . . . . .	66

2.21	O <i>Athena</i> e as diversas tarefas realizadas desde a simulação, reconstrução ou discriminação pelo Sistema de Filtragem. . . . .	68
2.22	A sequência de reconstrução na Camada-0 . . . . .	72
3.1	Simulação da significância dos canais de decaimento do bóson de Higgs explorados pelos ATLAS, as relações de seus canais e alcances em massa, e a seção de choque do mesmo. . . . .	78
3.2	Exclusões de massa do Higgs realizada pela combinação dos dados do ATLAS e CMS. As exclusões de massa do Tevatron e LEP também estão indicadas. . . . .	80
3.3	Esboço do Sistema de Filtragem. . . . .	82
3.4	À <i>cadeia</i> de filtragem de elétrons. . . . .	84
3.5	O Primeiro Nível de Filtragem para a Cadeia de Elétrons e Fótons. . . . .	87
3.6	Distribuição de elétrons e seu ruído físico para algumas das variáveis dos algoritmos $e/\gamma$ padrões. . . . .	92
3.7	Diagrama do processo de construção dos anéis. . . . .	94
3.8	Perfil de distribuição de energia nas células e anéis na segunda camada para elétrons e jatos. . . . .	97
3.9	Perfil típico para os 100 anéis de elétrons e jatos. . . . .	98
3.10	Abordagens de Discriminação: segmentada e não-segmentada. . . . .	102
3.11	Topologia de uma MLP alimentada em cascata. . . . .	102
3.12	Diagrama de implementação do $e/\gamma$ <i>Calorimeter Ringer</i> (EgCalo-Ringer) . . . . .	109
4.1	Distribuição de energia para o conjunto Singlepart_e x J2. . . . .	115
4.2	Saída da rede neural e suas relações com os requisitos do algoritmo eGamma padrão. Conjunto Singlepart_e x J2. . . . .	117
4.3	Curva ROC para o conjunto Singlepart_e x J2. . . . .	118
4.4	Comparações das eficiências em função das variáveis $\eta$ e $E_T$ para ambos algoritmos no requisito <i>Loose</i> . Conjunto Singlepart_e x J2. . . . .	121
4.5	Comparações das eficiências em função das variáveis $\eta$ e $E_T$ para ambos algoritmos no requisito <i>Medium</i> . Conjunto Singlepart_e x J2. . . . .	122

4.6	Comparações das eficiências em função das variáveis $\eta$ e $E_T$ para ambos algoritmos no requisito <i>Tight</i> . Conjunto Singlepart_e x J2. . . . .	123
4.7	Correlações da saída neural para o conjunto Singlepart_e x J2 com: rEta. . . . .	124
4.8	Correlações da saída neural para o conjunto Singlepart_e x J2 com: eRatio. . . . .	125
4.9	Correlações da saída neural para o conjunto Singlepart_e x J2 com: Rhad1. . . . .	126
4.10	Correlações da saída neural para o conjunto Singlepart_e x J2 com: wEta2. . . . .	127
4.11	Distribuição de energia para o conjunto J/ $\Psi$ x Minbias. . . . .	128
4.12	Saída da rede neural e suas relações com os requisitos do algoritmo eGamma padrão. Conjunto J/ $\Psi$ x Minbias. . . . .	130
4.13	Curva ROC para o conjunto J/ $\Psi$ x Minbias. . . . .	131
4.14	Comparações das eficiências em função das variáveis $\eta$ e $E_T$ para ambos algoritmos no requisito <i>Loose</i> . Conjunto J/ $\Psi$ x Minbias. . . . .	133
4.15	Comparações das eficiências em função das variáveis $\eta$ e $E_T$ para ambos algoritmos no requisito <i>Medium</i> . Conjunto J/ $\Psi$ x Minbias. . . . .	134
4.16	Comparações das eficiências em função das variáveis $\eta$ e $E_T$ para ambos algoritmos no requisito <i>Tight</i> . Conjunto J/ $\Psi$ x Minbias. . . . .	135
4.17	Correlações da saída neural para o conjunto J/ $\Psi$ x Minbias com: rEta.	136
4.18	Correlações da saída neural para o conjunto J/ $\Psi$ x Minbias com: eRatio.	137
4.19	Correlações da saída neural para o conjunto J/ $\Psi$ x Minbias com: Rhad1.	138
4.20	Correlações da saída neural para o conjunto J/ $\Psi$ x Minbias com: wEta2.	139
4.21	Distribuição de energia para o conjunto Z $\rightarrow$ ee x JetTauEtMiss. . . . .	140
4.22	Saída da rede neural e suas relações com os requisitos do algoritmo eGamma padrão. Conjunto Z $\rightarrow$ ee x JetTauEtMiss. . . . .	142
4.23	Curva ROC para o conjunto Z $\rightarrow$ ee x JetTauEtMiss. . . . .	143
4.24	Comparações das eficiências em função das variáveis $\eta$ e $E_T$ para ambos algoritmos no requisito <i>Loose</i> , conjunto Z $\rightarrow$ ee x JetTauEtMiss.	144
4.25	Comparações das eficiências em função das variáveis $\eta$ e $E_T$ para ambos algoritmos no requisito <i>Medium</i> , conjunto Z $\rightarrow$ ee x JetTauEtMiss.	145

4.26	Comparações das eficiências em função das variáveis $\eta$ e $E_T$ para ambos algoritmos no requisito <i>Tight</i> , conjunto $Z \rightarrow ee$ x JetTauEtMiss.	146
4.27	Correlações da saída neural para o conjunto $Z \rightarrow ee$ x JetTauEtMiss com: rEta.	147
4.28	Correlações da saída neural para o conjunto $Z \rightarrow ee$ x JetTauEtMiss com: eRatio.	148
4.29	Correlações da saída neural para o conjunto $Z \rightarrow ee$ x JetTauEtMiss com: Rhad1.	149
4.30	Correlações da saída neural para o conjunto $Z \rightarrow ee$ x JetTauEtMiss com: wEta2.	150

# Lista de Tabelas

2.1	O Modelo Padrão de interação entre as partículas elementares . . . . .	10
2.2	As quatro interações fundamentais . . . . .	11
2.3	Alguns aceleradores de partículas no mundo . . . . .	16
2.4	Parâmetros do ID . . . . .	43
2.5	Região de cobertura em $\eta$ , granularidade e número de canais de leitura das camadas dos calorímetros . . . . .	52
3.1	Definições dos cortes utilizados para os critérios de identificação de elétrons <i>loose</i> , <i>medium</i> e <i>tight</i> , na região de $ \eta  < 2,47$ . . . . .	91
4.1	Resultados do estudo de pré-processamento: Normalização . . . . .	112
4.2	Eficiências do algoritmos para FA fixos. Conjunto Singlepart_e x J2. . . . .	116
4.3	Taxa de detecção (%) dos algoritmos e parcela na qual o EgCaloRinger identifica em comum ao algoritmo padrão. Conjunto Singlepart_e x J2. . . . .	116
4.4	Taxa de falso alarme (%) dos algoritmos e parcela na qual o EgCaloRinger identifica em comum ao algoritmo padrão. Conjunto Singlepart_e x J2. . . . .	117
4.5	Rejeição de partículas estáveis para o conjunto de J2. . . . .	119
4.6	Eficiências do algoritmos para FA fixos para o conjunto J/ $\Psi$ x Minbias. . . . .	129
4.7	Taxa de detecção (%) dos algoritmos e parcela na qual o EgCaloRinger identifica em comum ao algoritmo padrão. Conjunto J/ $\Psi$ x Minbias. . . . .	129
4.8	Taxa de falso alarme (%) dos algoritmos e parcela na qual o EgCaloRinger identifica em comum ao algoritmo padrão. Conjunto J/ $\Psi$ x Minbias. . . . .	130

4.9	Rejeição de partículas estáveis para o conjunto de $J/\Psi$ . . . . .	132
4.10	Rejeição de partículas estáveis para o conjunto de Minbias. . . . .	132
4.11	Eficiências do algoritmos para FA fixos para o conjunto $Z \rightarrow ee$ x Jet-TauEtMiss. . . . .	141
4.12	Taxa de detecção (%) dos algoritmos e parcela na qual o EgCalo-Ringer identifica em comum ao algoritmo padrão. Conjunto $Z \rightarrow ee$ x JetTauEtMiss. . . . .	141
4.13	Taxa de falso alarme (%) dos algoritmos e parcela na qual o EgCalo-Ringer identifica em comum ao algoritmo padrão. Conjunto $Z \rightarrow ee$ x JetTauEtMiss. . . . .	142

# Lista de Símbolos

$B$	campo magnético.
$E_T$	energia transversa.
$E_T^{miss}$	energia transversa faltante.
$E_{ratio}$	variável eRatio de corte dos algoritmos $e/\gamma$ padrões. Ver tabela 3.1.
$E$	energia.
$L$	luminosidade.
$R_\eta$	variável rEta de corte dos algoritmos $e/\gamma$ padrões. Ver tabela 3.1.
$R_{had1}$	variável Rhad1 de corte dos algoritmos $e/\gamma$ padrões. Ver tabela 3.1.
$R_{had}$	variável Rhad de corte dos algoritmos $e/\gamma$ padrões. Ver tabela 3.1.
$X_0$	comprimento de radiação.
$\Delta\eta_1$	variável dEta1 de corte dos algoritmos $e/\gamma$ padrões. Ver tabela 3.1.
$\Delta\phi_2$	variável dPhi2 de corte dos algoritmos $e/\gamma$ padrões. Ver tabela 3.1.
$\Phi_s$	fase de sincronismo.
$\eta$	pseudorrapidez.
$\frac{E}{p}$	variável Ep de corte dos algoritmos $e/\gamma$ padrões. Ver tabela 3.1.
$\hat{x}$	Bjorken x.
$\hbar$	constante de Planck reduzida ( $\frac{h}{2\pi}$ ).
$\lambda_{int}$	comprimento de interação nuclear.
$\bar{f}_{cp}$	frequência média de cruzamento de pacotes.
$\phi$	ângulo azimutal.
$\sigma_p$	resolução de posição.
$\sigma$	seção de choque.
$\theta$	ângulo polar.
$\vec{J}$	densidade de corrente.
$\vec{p}$	momento linear.



$c$	velocidade de propagação da luz no vácuo.
$d_0$	parâmetro de impacto.
$e/\gamma$	Elétron, Pósitron e Fóton.
$f_{RF}$	frequência do sistema RF.
$f_{cp,max}$	frequência máxima de cruzamento de pacotes.
$f_{rev}$	frequência de revolução.
$f$	frequência.
$l$	comprimento.
$m_H$	massa do bóson de Higgs.
$m_T$	massa transversa.
$m$	massa.
$p_L$	momento longitudinal.
$p_T$	momento transverso.
$p_T^{miss}$	momento transverso faltante.
$r$	anel.
$w_{\eta 2}$	variável $w_{\eta 2}$ de corte dos algoritmos $e/\gamma$ padrões. Ver tabela 3.1.
$w_{stot}$	variável $w_{stot}$ de corte dos algoritmos $e/\gamma$ padrões. Ver tabela 3.1.
$y$	rapidez.
$z$	eixo de propagação do feixe.
A	íons de chumbo.
$J/\Psi$	méson $J/\Psi$ , partícula instável que pode decair em elétrons.
p	prótons.
$Z'$	$Z$ <i>prime</i> .

# Lista de Abreviaturas

No caso de algumas abreviaturas internacionalmente conhecidas, optou-se por mantê-las em sua língua original.

<i>HLT_Ringer</i>	HLT_EgammaCaloRinger.
<i>T2Calo</i>	Algoritmo para a Reconstrução do Calorímetro no Segundo Nível de Filtragem.
<i>TileCal</i>	Calorímetro Hadrônico de Telhas.
DAOD <sup>2</sup>	<i>Analysis Object Secondary Derived Physics Datasets.</i>
DESD <sup>2</sup>	<i>Event Summary Secondary Derived Physics Datasets.</i>
DET <sub>e/γ</sub>	Taxa de Detecção de elétrons, pósitrons e fótons.
DET <sub>j</sub>	Taxa de Detecção de hádrons.
DET	Taxa de Detecção.
D <sup>1</sup> PD	<i>Primary Derived Physics Datasets.</i>
D <sup>2</sup> PD	<i>Secondary Derived Physics Datasets.</i>
D <sup>3</sup> PD	<i>Tertiary Derived Physics Datasets.</i>
FA	Taxa de Falso Alarme.
ALFA	Luminosidade Absoluta para o ATLAS.
ALICE	<i>A Large Ion Collider Experiment.</i>
AOD	<i>Analysis Object Data.</i>
ARA	<i>AthenaRootAccess.</i>
ASIC	Circuito Integrado de Aplicação Específica.
ATLAS	<i>A Toroidal LHC ApparatuS.</i>
BCM	Monitoramento das Condições dos Feixes.
BOOSTER	<i>proton synchrotron BOOSTER.</i>
BPTX	Serviços Eletrostáticos de Colheita de Feixes.
BS	<i>Bytestream.</i>

BT	Barril do Toroide.
CBNTAA	<i>Athena Aware ComBined NTuple.</i>
CERN	<i>Centre Européene pour la Rechère Nucleaire.</i>
CMS	<i>Compact Muon Sollenoid.</i>
COPPE	instituto alberto lutz COimbra de Pós-graduação e Pesquisa de Engenharia.
CP	Carga e Paridade.
CS	Solenóide Central.
CSC	Câmaras de Tiras Catódicas.
DAOD	<i>Analysis Object Derived Physics Datasets.</i>
DD	Colisão Difractiva Dupla.
DESD	<i>Event Summary Derived Physics Datasets.</i>
DPD	<i>Derived Physics Datasets.</i>
DS	Colisão Difractiva Simples.
E1	Primeira Camada do ECAL, ou Camada de Tiras/ <i>Strips</i> .
E2	Segunda Camada do ECAL, ou Camada Central/ <i>Middle</i> .
E3	Terceira Camada do ECAL, ou Camada Trazeira/ <i>Back</i> .
ECAL	Calorímetro Eletromagnético.
ECT	Tampa do Toroide.
EF	Filtro de Eventos, ou terceiro nível de filtragem.
EgCaloRinger	<i>e/γ Calorimeter Ringer.</i>
EL	Colisão Elástica.
EM	Eletromagnético.
EMB	Barril do Calorímetro Eletromagnético.
EMEC	Tampa do Calorímetro Eletromagnético.
ESD	<i>Event Summary Data.</i>
FCal	Calorímetro Dianteiro.
FEX	Algoritmo de Extração de Característica.
FODO	<i>FOcusing DefOcusing.</i>
FPGA	<i>Field-Programmable Gate Array.</i>
GUT	Grande Interação Unificada.
H0	Primeira Camada do HCal.

H1	Segunda Camada HCAL.
H2	Terceira Camada HCAL.
HAD	Hadrônico.
HCAL	Calorímetro Hadrônico.
HEC	Tampa do Calorímetro Hadrônico.
HIST	Histogramas de Monitoramento.
HLT	Nível Alto de Filtragem.
HS	Setor Escondido.
HYPO	Algoritmo de Hipótese.
ICA	Análise de Componentes Independentes.
ID	Detector Interno.
IN	Colisão Inelástica.
IP	Ponto de Inserção.
JO	<i>JobOptions.</i>
L1	Primeiro Nível de filtragem.
L2	Segundo Nível de filtragem.
LAr	Argônio Líquido.
LB	Bloco de Luminosidade.
LCG	<i>LHC Computer Grid Project.</i>
LEP	<i>Large Electron Positron Collider.</i>
LHC	<i>Large Hadron Collider.</i>
LHCb	<i>Large Hadron Collider beauty experiment.</i>
LHCf	<i>LHC forward.</i>
LINAC	ACelerador LINear.
LPS	Laboratório de Processamento de Sinais - COPPE/UFRJ.
MB	Dipolos Principais.
MBTS	Cintiladores de Filtragem para o canal Minbias.
MC	Monte Carlo.
MDT	Câmaras de Tubos de Movimento Monitorados.
Minbias	<i>Minimum Bias.</i>
MLP	<i>Perceptron</i> Multicamadas.
MOD	Modificado.

MoEDAL	<i>Monopole and Exotics Detector At the LHC.</i>
MP	Modelo Padrão de interação entre as partículas elementares.
MPI	Múltiplas Interações de Pártons.
MQ	Quadripolos Principais.
MSE	Erro Quadrático Médio.
ND	Colisão Não Difractiva.
NDR	Colisão Não Difractiva Rígida.
NDS	Colisão Não Difractiva Suave.
NLICA	Análise de Componentes Independentes Não-Linear.
PanDA	<i>Production and Distributed Analysis System.</i>
PCA	Análise de Componentes Principais.
PCD	Componentes Principais de Discriminação.
PMT	Multiplicador de Fótons.
POOL	<i>Pool of persistent Objects for LHC.</i>
PS	Calorímetro Pré-Amostrador.
PSync	<i>Proton Synchrotron.</i>
QCD	CromoDinâmica Quântica.
QED	EletroDinâmica Quântica.
QGP	Plasma de Quarks e Glúons.
RDO	<i>Raw Data Object.</i>
RF	<i>Radio Frequency.</i>
RNA	Rede Neural Artificial.
ROB	<i>Buffer</i> de Leitura.
ROC	Região de Critério.
RoI	Região de Interesse.
ROS	Sistemas de Leitura.
RPC	Câmaras de Chapas Resistivas.
RPROP	<i>Resilient Back-propagation.</i>
RTTI	Identificação de Tipo em Tempo Real.
SCT	Detector de Rastreamento por Semicondutores.
SF	Sistema de Filtragem.
SG	<i>StoreGate.</i>

SI	Sistema Internacional de unidades e medidas.
SOM	Mapas Auto-Organizáveis.
SP	Critério Soma-Produto.
SPS	<i>Super Proton Synchroton.</i>
SR	Sistema de Reconstrução.
SUSY	Teoria de Supersimetria.
TAG	<i>Event Tag.</i>
TGC	Câmaras de Brechas Finas.
TOTEM	<i>Total Cross Section, Elastic Scattering and Diffraction Dissociation.</i>
TRN	Conjunto de Treino.
TRT	Detector de Rastreamento por Transição de Radiação.
TST	Conjunto de Teste.
TT	Torre de Filtragem.
UE	<i>Underlying Event.</i>
UFRJ	Universidade Federal do Rio de Janeiro.
VAL	Conjunto de Validação.
ZDC	Calorímetro Contador de Zero Grau.

# Capítulo 1

## Introdução

A engenharia tem auxiliado em diversas áreas através do emprego de novas tecnologias e o desenvolvimento de ferramentas que estão se tornando cada vez mais necessárias em áreas como medicina, biologia, ciências financeiras, etc. No caso de áreas multidisciplinares seu papel é ainda mais importante, quando ela e outras ciências se aliam para caminhar juntas no desenvolvimento de ferramentas e tecnologias. Com isso, se faz necessária a capacidade de sua adaptação à complexidade oferecida por esses novos ambientes, como a alta quantidade e diversidade de sensores, alta taxa e raridade de eventos. Para realizar a interpretação dos diversos canais e a seleção dos eventos de interesse, se faz mão de uma ferramenta que irá descartar a informação inútil ao problema em questão, permanecendo apenas a parte necessária. É importante que ela seja eficiente para evitar a polarização dos eventos, onde a porção interessante dos mesmos seria desprezada. A tarefa se torna ainda mais difícil nos casos de eventos raros de interesse, na qual a seleção errônea tem consequências piores, sendo necessário o emprego de técnicas para sua otimização.

O Sistema de Filtragem, a ferramenta citada, pode utilizar tanto de métodos baseados no conhecimento especialista do assunto, quanto baseados na informação estatística do processo. Ainda, a combinação do conhecimento especialista ao processamento estatístico trás uma abordagem ainda mais poderosa através da utilização das informações em técnicas não lineares, como Redes Neurais Artificiais.

A seleção de eventos pode ser realizada no ambiente em tempo real, quando o processo ocorre durante a aquisição de dados. Nesse ambiente, deseja-se reduzir o volume de dados a serem armazenados. A decisão deve ser realizada em curtos

espaços de tempo, de maneira que atenda a taxa esperada de geração de dados, e ainda ser eficiente, uma vez que os dados rejeitados serão perdidos. No ambiente em tempo real é possível o processamento dos dados em série ou em paralelo. O processamento em série limita o tempo de processamento àquele de aquisição dos dados, não sendo interessante quando há flutuação do processamento dos eventos. Por outro lado, o processamento em paralelo possibilita que eventos mais complexos ocorram durante um tempo maior que a taxa de aquisição de dados. Nesse tipo de processamento, é necessário que os eventos não ultrapassem o valor máximo de latência (tempo utilizado para a tomada de decisão pelo Sistema de Filtragem), assim como obterem um valor médio de latência estipulado, determinados pela capacidade de processamento, a fim de evitar gargalos no Sistema de Filtragem.

Já no ambiente de análise a posteriori, o processo de seleção pode ser mais complexo, uma vez que ele não realiza a decisão atendendo aos requisitos de tempo quando em tempo real. Assim, é esperado uma melhor eficiência quando realizando a filtragem a posteriori.

## 1.1 Motivação

O *Centre Européene pour la Recherche Nucleaire* (CERN) é o maior centro de pesquisas em física de partículas do mundo, situado na fronteira da Suíça com a França. O experimento de maior repercussão do CERN atualmente é o *Large Hadron Collider* (LHC), um acelerador de partículas de 27 km de circunferência que irá atingir energia de colisões nunca antes obtidas experimentalmente.

Serão acelerados pacotes<sup>1</sup> de prótons em feixes com sentidos opostos no LHC, ocorrendo colisões em quatro pontos. Nesses pontos são instalados detectores de partículas que observam o subproduto das colisões dos pacotes de prótons acelerados pelo LHC. O *A Toroidal LHC ApparatuS* (ATLAS) é um dos detectores do LHC, sendo construído e operado por uma colaboração internacional envolvendo 174 institutos de 38 países. Ele foi projetado de modo a atender diversos dos requisitos da física experimental atual e por isso é dito de uso geral, contendo um total de 140 M de canais de leitura. O ATLAS é dividido nos seguintes subdetectores:

---

<sup>1</sup>Um aglomerado de partículas.



- Detector Interno (ID), responsável pela detecção da trajetória de partículas carregadas;
- Calorímetro Eletromagnético (ECAL), cujo objetivo é realizar a absorção total da energia de partículas eletromagnéticas;
- Calorímetro Hadrônico (HCAL), que de maneira similar ao eletromagnético realiza a absorção da energia de partículas hadrônicas;
- Espectrômetro de Múons, para a identificação e determinação da trajetória de Múons.

A física estudada nesse experimento é muito rara, podendo ser observados eventos de interesse algumas poucas vezes ao longo de vários dias de colisão. Um dos objetivos para o qual o ATLAS foi designado é a identificação da partícula bóson de Higgs, única partícula do Modelo Padrão ainda não observada. Estima-se que cerca de 17 k dessas partículas<sup>2</sup> deverão ser produzidas por ano, comparados com o total de  $1,7 \times 10^{16}$  eventos produzidos de interações inelásticas não difrativas.

É prevista uma média de cerca de 1,5 MB de espaço em disco rígido para cada evento de colisão. A taxa de cruzamento entre os pacotes de prótons é de 40 MHz, desta forma o fluxo de dados no decorrer do experimento será de 60 TB/s, impossibilitando o armazenamento completo dos eventos ocorridos no experimento. Para tornar a situação ainda mais complexa são esperadas cerca de 1 GHz de interações inelásticas não difrativas quando operando nas condições nominais, onde apenas uma pequena parte dessas interações irá gerar a física desejada como objeto de estudo.

Percebe-se nesse ambiente a presença de todas as características de um sistema de alta taxa de dados e raros eventos de interesse. Assim, é natural a adoção de um Sistema de Filtragem em tempo real para a identificação dos eventos a serem armazenados, reduzindo a taxa de 1 GHz para cerca de 100 Hz. O Sistema de Filtragem do ATLAS realiza o processamento dos eventos em paralelo, estando dividido em três níveis sequenciais, cada um analisando o evento com maior complexidade.

---

<sup>2</sup>Considerando o decaimento esperado para a massa de 500 GeV.

- O Primeiro Nível de filtragem (L1) realiza a filtragem com *Field-Programmable Gate Array* (FPGA)<sup>3</sup>, utilizando resolução reduzida das células do detector com um tempo fixo de 2  $\mu$ s, reduzindo a taxa de eventos para 75 kHz. Ele também é responsável pela identificação de regiões no detector onde há informação relevante, referidas como Região de Interesse (RoI). Somente a informação contida nessa região é propagada para o segundo nível, de forma a minimizar o fluxo de dados no sistema.
- O Segundo Nível (L2) analisa somente os eventos que passaram pelas condições do primeiro nível. Utiliza a resolução total das células do detector, tendo um tempo de latência de 10 ms, de maneira a reduzir a taxa de eventos para 2 kHz. É implementado em linguagens de alto nível como C++ e Python. Para esse nível são utilizados cerca de 500 processadores, com quatro núcleos de processamento, conectados em rede.
- O Terceiro Nível (EF), além de avaliar com maior acurácia aqueles que foram selecionados pelo segundo nível, realiza a procura por eventos não identificados pelo primeiro nível por causa de sua menor resolução. Ele possui um tempo de latência de 10 s, reduzindo a taxa de eventos para 200 Hz. Utiliza a mesma infraestrutura computacional do segundo nível, entretanto tem disponíveis 1900 processadores.

Uma vez o evento sendo aceito pelo terceiro nível, o mesmo é então armazenado para futura análise por pesquisadores que irão utilizar algoritmos desenvolvidos para análise a posteriori. Os físicos dão o nome para esses algoritmos de Sistema de Reconstrução, pois eles os permitem fazer a reconstrução da física que ocorreu durante a colisão e sua interação com o detector. Para facilitar a leitura, o Sistema de Filtragem em tempo real será chamado simplesmente de Sistema de Filtragem. Já sua versão de análise a posteriori será referida como Sistema de Reconstrução.

Um dos canais de interesse do experimento, o Canal  $e/\gamma$ , deseja identificar elétrons ( $e^-$ ), pósitrons ( $e^+$ ) ou fótons ( $\gamma$ ), partículas de componentes eletromagnéticas. Muitos dos decaimentos do bóson de Higgs serão nessas partículas, de forma

---

<sup>3</sup>Circuitos integrados digitais e programáveis.

que esse canal é de fundamental importância para o experimento. Ainda, a partícula  $J/\Psi$ , partícula importante para a determinação da resolução em baixa energia do detector, também decai em elétrons, sendo assim um objeto de estudo nesse canal. Jatos, partículas onde componentes hadrônicas são predominantes, mascaram a assinatura das partículas desejadas pelo Canal  $e/\gamma$ , fazendo com que a tarefa da identificação dessas partículas não seja trivial.

Por isso, uma das tarefas essenciais dos algoritmos nesse canal está em discriminar elétron, pósitrons e fótons de jatos. O  $e/\gamma$  *Calorimeter Ringer* (EgCaloRinger) é um algoritmo alternativo que vem sendo desenvolvido pelo Laboratório de Processamento de Sinais - COPPE/UFRJ (LPS) para realizar essa tarefa. Nele, a informação das células dos calorímetros é extraída e então tratada através de um processo que faz mão do conhecimento especialista das interações das partículas com o Sistema de Calorimetria, chamado de anelamento. Os anéis, resultado desse processo, são propagados para um método estatístico de discriminação, onde atualmente são utilizadas Redes Neurais Artificiais (RNAs). Esse algoritmo foi idealizado para atuar no L2, o que justifica a escolha de RNAs, uma vez que são algoritmos velozes e eficientes. Por outro lado, apesar de ter sido implementado na colaboração em 2005, o algoritmo não foi aderido à cadeia de execução do Sistema de Filtragem. Para que isso seja possível, é necessário a implementação de uma versão do mesmo no ambiente do Sistema de Reconstrução, permitindo a utilização e compreensão do algoritmo pela colaboração.

## 1.2 Objetivos

Este trabalho foi dividido em duas etapas. Em uma etapa inicial foi realizado o aperfeiçoamento do EgCaloRinger através da busca de uma melhor eficiência de discriminação. Na segunda etapa foi feita a implementação do algoritmo para o ambiente de análise a posteriori, o Sistema de Reconstrução, sendo necessário testar sua capacidade de discriminação.

As RNAs são sensíveis a ordem de grandeza dos valores de suas entradas, no caso os anéis, sendo necessário o ajuste destes para o alcance dinâmico daquelas. Esse feito é realizado através da normalização, uma técnica de pré-processamento

dos dados. Diversas normalizações podem ser aplicadas, afetando a característica dos dados apresentados para as RNAs, e, conseqüentemente, sua eficiência. Por isso, o aperfeiçoamento do algoritmo pode ser obtido através do teste de diversas normalizações em busca daquelas que apresentarem os melhores resultados. Esse estudo foi realizado na versão do EgCaloRinger para o Sistema de Filtragem, por ainda não ter sido requisitado pela colaboração a implementação do algoritmo para o Sistema de Reconstrução.

A versão implementada para a complexa estrutura de código do ambiente do Sistema de Reconstrução foi analisada tendo como referência o algoritmo implementado pela colaboração nesse ambiente. No total foram utilizados três conjuntos para análise. Os dois primeiros conjuntos são provenientes de simulações de Monte Carlo, o primeiro contendo elétrons estão isolados, e o segundo elétrons decaídos da partícula  $J/\Psi$ . O último conjunto utiliza dados de colisões de 2010, onde os elétrons são candidatos a decaimentos do bóson  $Z$ .

### 1.3 Organização do documento

O Capítulo 2 é dedicado ao CERN e ao contexto de colaboração internacional no qual o projeto foi desenvolvido, dando a base necessária para o entendimento do experimento ATLAS. Foi realizada uma introdução sobre a Física de Partículas, uma apresentação ao acelerador LHC, os componentes do detector ATLAS e as ferramentas utilizadas por esse trabalho disponíveis na colaboração. Esse Capítulo se aprofunda nos tópicos mais do que o necessário para apenas a compreensão do ambiente em que o trabalho se engloba com o intuito facilitar trabalhos futuros.

O Capítulo 3 é destinado a reconstrução da física do Canal  $e/\gamma$ . Nele será detalhado a importância desse Canal na busca pelo bóson de Higgs, os ambientes Sistema de Filtragem e Sistema de Reconstrução, os respectivos algoritmos utilizados pela colaboração nesse canal, assim como as versões do EgCaloRinger para esses ambientes e suas diferenças. No final desse capítulo também será detalhada a implementação do EgCaloRinger para o Sistema de Reconstrução.

No Capítulo 4 serão apresentados os resultados. Ele está dividido em duas partes, destinado aos resultados obtidos em cada uma das etapas do trabalho. Serão

detalhados a metodologia utilizada em cada um dos casos, e então apresentados os resultados e sua discussão.

## Capítulo 2

# O CERN e Física Experimental de Altas Energias

O *Centre Européene pour la Rechèrche Nucleaire* (CERN) é o maior laboratório de Física de Partículas do mundo, está situado na fronteira da Suíça com a França, e conta com a colaboração de cientistas vindos de diversas regiões do mundo. Desde sua fundação em 1954, tem sido uma das referências de avanços tecnológicos. Dentre seus feitos constam a construção do primeiro colisor de prótons-prótons (1971), a descoberta da corrente de nêutrons (1973), dos bóson Z e W (1983), e a invenção da *Web* (1990) [1]. O acelerador de partículas mais ambicioso [2, 3] já construído é o *Large Hadron Collider* (LHC), o atual experimento do CERN, onde espera-se que o maior de seus detectores, o *A Toroidal LHC ApparatuS* (ATLAS), dê respostas a diversas questões da Física de Partículas Elementares e da natureza do universo.

Este trabalho está inserido no ambiente de colaboração internacional do detector ATLAS. O propósito deste capítulo é descrever a base para o entendimento desse ambiente e os ferramentais nele utilizados, entretanto alguns assuntos serão mais aprofundados do que apenas o necessário para o entendimento básico, com o intuito de mostrar que os experimentos LHC/ATLAS vão muito além da busca pelo bóson de Higgs. Serão introduzidos o estudo de Física de Partículas Elementares e o Modelo Padrão (Seção 2.1), o experimento LHC (Seção 2.2), o detector ATLAS (Seção 2.3), tratando de seu sistema de calorimetria (Subseção 2.3.3), assim como o ferramental utilizado disponível para a colaboração (Seção 2.4).

## 2.1 Introdução a Física das Partículas Elementares

Dá-se o nome de Física de Partículas Elementares, ou simplesmente Física de Partículas, ao estudo dos constituintes elementares e da natureza do universo. Embora a noção de que a matéria é composta por um conjunto de constituintes elementares tenha surgido em cerca de 430 a.C., por Demócrito [4], o seu estudo na ciência moderna teve início apenas no século 19, quando o elétron foi descoberto por Thompson [5]. Uma das grandes conquistas do século 20 foi o desenvolvimento do Modelo Padrão de interação entre as partículas elementares (MP).

### 2.1.1 O Modelo Padrão

Qualquer teoria de Física de Partículas Elementares precisa ser consistente com a Relatividade Especial. A junção da Mecânica Quântica, Eletromagnetismo e Relatividade Especial foi realizada através da Lei de Dirac e da Teoria de Campo Quântico. A Teoria de Campo Quântico teve como seu primeiro triunfo a Eletrodinâmica Quântica (QED), que descreve a interação de elétrons com o campo eletromagnético.

O MP, como o QED nele contido, é uma teoria de interação de campos. Ele descreve de maneira bem sucedida as relações entre partículas elementares conhecidas pela ciência atual [6] e as características de três interações entre essas partículas: eletromagnética, fraca e forte. A interação gravitacional é desprezível na escala da Física de Partículas, onde a massa das partículas é da ordem de  $10^{-27}$  kg [2].

As unidades normalmente utilizadas no estudo de Física de Partículas são fm para distância (equivalente a  $10^{-15}$  m), MeV, GeV ou TeV para massa ou energia, onde 1 eV (elétron-volt) é a energia necessária para aumentar o potencial elétrico de um elétron em um volt, equivalente a  $1,6 \times 10^{-19}$  J no Sistema Internacional de unidades e medidas (SI), ou em unidades de massa  $1 \text{ eV}/c^2 = 1,78 \times 10^{-36}$  kg e momento  $1 \text{ eV}/c = 5,3410^{-28}$  kg m/s. A unidade para área é o *barn*, definida por  $1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$ , utilizada em termos de mb ou fb [6].

São utilizados no MP doze férmions, partículas elementares, divididas em dois grupos: os léptons e os quarks. Existem três diferentes gerações, ou famílias, de férmions, cada uma com maior massa. Ainda, existem quatro outras partículas

de campo das interações, chamadas de bósons de campo. A Tabela 2.1 contém as diferentes partículas que são descritas pelo MP, e seus respectivos números quânticos, como as massas de repouso em  $GeV/c^2$ , momento angular ou rotação, em unidades de  $\hbar$ , e carga elétrica normalizadas em função da carga do elétron,  $e$ , cerca de  $1,6 \times 10^{-19}$  C. Note que todos os férmions possuem rotação de  $\frac{1}{2}$ , enquanto para os bósons esse valor é de 1.

Three Generations of Matter (Fermions)				
	I	II	III	
mass→	2.4 MeV	1.27 GeV	171.2 GeV	0
charge→	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0
spin→	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
name→	<b>u</b> up	<b>c</b> charm	<b>t</b> top	<b>γ</b> photon
Quarks	4.8 MeV	104 MeV	4.2 GeV	0
	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	<b>d</b> down	<b>s</b> strange	<b>b</b> bottom	<b>g</b> gluon
Leptons	<2.2 eV	<0.17 MeV	<15.5 MeV	91.2 GeV <sup>0</sup>
	0	0	0	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	<b>ν<sub>e</sub></b> electron neutrino	<b>ν<sub>μ</sub></b> muon neutrino	<b>ν<sub>τ</sub></b> tau neutrino	<b>Z</b> weak force
	0.511 MeV	105.7 MeV	1.777 GeV	80.4 GeV
	-1	-1	-1	$\pm 1$
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	<b>e</b> electron	<b>μ</b> muon	<b>τ</b> tau	<b>W<sup>±</sup></b> weak force
				<b>Bosons (Forces)</b>

Tabela 2.1: O Modelo Padrão de interação entre partículas elementares. Extraído de [7].

Além dessas partículas elementares, a Lei de Dirac prevê a existência de uma antipartícula para cada partícula carregada com a mesma massa e rotação, mas cargas invertidas. Quando um par de partícula e antipartícula entram em contato, ambas de massa  $m$ , acabam se aniquilando e liberando sua energia de repouso  $2mc^2$  em fótons e outras partículas. As antipartículas são representadas através de uma barra acima dos símbolos das partículas, ou, no caso de partículas com índices de carga, apenas os sinais da carga são invertidos. A antipartícula do elétron tem o nome de pósitron, por motivos históricos [2, 6]. Partículas eletricamente neutras também possuem antipartículas, e, em alguns casos, podem ser suas próprias anti-



Interação	Partículas Afetadas	Alcance	Intensidade Relativa	bósons
Forte	Quarks	$10^{-15}$ m	1	Gluões
	Hádrons			Mésons
Eletromagnética	Partículas carregadas	$\infty$	$10^{-2}$	Fótons
Fraca	Quarks e Léptons	$10^{-18}$ m	$10^{-3}$	W e Z
Gravitacional	Todas	$\infty$	$10^{-39}$	Gráviton

Tabela 2.2: As quatro interações fundamentais. A intensidade relativa se dá em relação a interação forte. Adaptado de [3].

partículas.

### 2.1.2 Os bósons e as interações fundamentais

As interações são comunicadas através dos bósons, partículas elementares de campo das interações. Cada interação tem seu bóson característico: o gluôn (g): interação forte; o fóton  $\gamma$ : interação eletromagnética; e os bósons W e Z: interação fraca. Os bósons W e Z possuem respectivamente massa de aproximadamente 80 e 90 GeV. Esse fato limita o alcance da interação fraca a cerca  $10^{-3}$  fm, uma vez que uma partícula de massa M só pode existir como parte de um estado intermediário por tempo  $\hbar/Mc^2$ , viajando uma distância não maior que  $\hbar/Mc$ . O bóson W possui carga elétrica, enquanto o bóson Z é neutro, sendo sua própria antipartícula. O gluôn e o fóton não possuem carga, assim como massa de repouso, de forma que é esperado alcance de interação infinito para os campos portados por essas partículas. Contudo, diferente do campo eletromagnético, o campo de gluões é confinado a um alcance de 1 fm. Assim, para distâncias maiores a 1 fm, a interação eletromagnética é dominante, enquanto para distâncias menores, as interações forte e fraca também ocorrem.

Conseguiu-se unir as interações eletromagnética e fraca, chamada de interação eletrofraca. O problema da realização de tal conexão se deu ao fato dos bósons da interação fraca terem massa, fato não ocorrido para o caso da interação eletromagnética. Para realizar essa união mostrou-se que, em um estado primitivo, uma única interação era mediada pelos quatro bósons sem massa. Através de um processo chamado quebra de simetria espontânea, três dos quatro bósons adquiriram massa

e viraram as partículas Z e W, com a conseqüente redução no alcance de interação, enquanto o quarto bóson continuou sem massa, tendo como conseqüência o alcance infinito para a parte eletromagnética da interação original [3].

Os físicos esperam adicionar a interação gravitacional através da partícula gráviton, que deverá ter rotação equivalente a 2 unidades de  $\hbar$  e massa nula, entretanto não há nenhuma evidência experimental a favor ou contra sua existência [3]. A Tabela 2.2 contém um resumo sobre as interações fundamentais.

### 2.1.3 Léptons

Os léptons podem ser subdivididos em dois grupos, um com massa e carga elétrica, idêntica e unitária: elétron, múon e táon; e outro neutro em carga e massa reduzida, estando relacionados com os léptons carregados: neutrino do elétron, neutrino do múon e neutrino do táon. Dos léptons carregados, o múon e o táon só diferem dos elétrons na sua massa e no seu tempo de vida finitos, sendo o elétron o único estável. Experimentalmente observa-se que um lépton só pode mudar para outro do seu mesmo subgrupo, assim como um lépton só pode ser criado ou destruído em conjunto com um antilépton do mesmo subgrupo. Esse fato pode ser melhor observado no decaimento descrito por 2.1, onde um múon decaí em um elétron, lépton carregado, criando ao mesmo tempo um neutrino do múon e um antineutrino do elétron, ambos do grupo de léptons neutrinos. Nenhum dos léptons sofrem interações com os gluôns, portadores da interação forte. No caso do subgrupo dos léptons neutrinos, eles também não interagem com a interação eletromagnética (fótons), uma vez que não têm carga, só interagindo com a interação fraca e, por esse motivo, são de difícil detecção [6, 2].

$$\mu^- \rightarrow \nu_\mu + e^- + \bar{\nu}_e \quad (2.1)$$

### 2.1.4 Quarks e hádrons

Os quarks possuem tanto sabores, que lhes descreve as características de massa e carga elétrica, quanto um equivalente de carga de interação forte, distinguido em três cores de carga forte: vermelho, verde e azul. Para cada geração existe um par de sabores, onde um dos constituintes do par tem carga elétrica positiva,

correspondente a  $\frac{2e}{3}$ , e outro negativa, igual a  $\frac{-e}{3}$ . São os possíveis sabores: *up* (u) e *down* (d), *charm* (c) e *strange* (s), *top* (t) e *bottom* (b). Os quarks sofrem influência de todas as interações descritas pelo MP.

Uma dificuldade da investigação experimental dos quarks é devida aos mesmos nunca terem sido observados isoladamente. Eles estão sempre confinados em sistemas compostos, que se estendem a uma distância de até 1 fm, alcance máximo da interação forte. A CromoDinâmica Quântica (QCD) é modelada na QED, mas alterando a carga elétrica pelas cores do quark, prevê como os quarks e gluões interagem para formar os hádrons. Mesmo em colisões de altas energias os quarks se agrupam rapidamente em hádrons, formando jatos hadrônicos [6]. Esse confinamento dos quarks ocorre porque a interação forte é similar a uma mola, quanto mais afastados, maior é a força de atração entre os quarks. Mas se energia suficiente for adicionada, ao invés de um quark se liberar dos outros no hádron, a energia excedente produz um par de quark-antiquark [3]. Se dá ao nome dos sistemas compostos por quarks e gluões de hádrons, sendo os bárions e mésons os sistemas mais simples conhecidos.

Um largo espectro dos bárions podem ser explicados como uma cápsula contendo três quarks confinados por gluões, sendo exemplos os prótons e nêutrons. Os mésons são compostos essencialmente por um quark e antiquark ligados transitivamente por um gluões. Alguns dos mésons referidos neste trabalho são os mésons mais leves existentes, os píons:  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  e  $\pi^0$ , compostos respectivamente por pares  $u\bar{d}$ ,  $\bar{u}d$  e  $u\bar{u}$  ou  $d\bar{d}$ , e os káons, os mais leves dos mésons estranhos (contendo quarks s),  $K^+$ ,  $K^0$ ,  $K_S^0$  e  $K_L^0$ , compostos pelos sistemas  $u\bar{s}$ ,  $d\bar{s}$ ,  $\frac{d\bar{s}+s\bar{d}}{\sqrt{2}}$ , onde a diferença do  $K_S^0$  e  $K_L^0$  está no tempo de vida médio dessas partículas. O próton ( $uud$ ) é o único bárion estável<sup>1</sup>, já o nêutron ( $udd$ ), apesar de estável na estrutura atômica, quando isolado tem vida média de 15 minutos [2]. Finalmente, todos mésons são instáveis e também são bósons, uma vez que mediam a interação forte entre hádrons.

---

<sup>1</sup>Teorias atuais consideram que o próton decai com um tempo de vida muito longo, entretanto esse valor talvez seja maior que o valor mínimo detectado experimentalmente, de  $10^{32}$  anos. Para comparação, a idade do universo é de  $10^{10}$  anos [3].

### 2.1.5 A simetria e a física

A construção do MP foi guiada pelos princípios de simetria, que podem ser divididos em diversos grupos com diferentes propriedades matemáticas. A conexão entre a física e simetria é forte, como demonstrado pelo Teorema de Noether, onde essencialmente, para cada simetria continua na natureza existe uma lei de conservação correspondente. De maneira geral, a simetria de um tipo particular existe quando uma certa operação não altera um certo fenômeno ou objeto. A operação de simetria mais simples é a translação no espaço, que significa que as leis da física não dependem do local das coordenadas de origem escolhidas. Noether mostrou que essa invariância tem a consequência da conservação do momento linear. De forma semelhante a translação no tempo, significando que não importa a escolha de  $t = 0$ , resulta na conservação de energia e a invariância de rotações no espaço, ou seja, as leis da física são invariantes conforme a escolha da orientação do sistemas de coordenadas, resultam na conservação de momento angular [2, 8].

Duas leis de conservação importantes na Física de Partículas são: Conjugação de Carga e Paridade (CP), referidas como Simetria CP. A Simetria CP diz que a física deve reagir da mesma maneira se a partícula for alterada para sua antipartícula (C) e refletida espacialmente (P). Embora a Simetria CP seja conservada para as interações forte e eletromagnética, o mesmo não acontece para a interação fraca [6]. Esse fato pode ser uma explicação possível do desequilíbrio de matéria e antimatéria no universo, todavia, o MP não prevê a violação da Simetria CP para as interações fracas, apenas para a interação forte em escalas de energia muito altas, de forma que são necessárias outras fontes de violação da Simetria CP para se estudar e expandir o modelo.

### 2.1.6 O bóson de Higgs

Outra simetria muito importante é conhecida como a Invariância de Gauge. Ela prevê que todos os bósons de rotação unitária precisam ter massa de repouso nula, se eles forem os únicos bósons da teoria. Isso é aceitável para as teorias QED e QCD, uma vez que os fótons e glúons não possuem massa, mas é experimentalmente contraditório para os bósons Z e W. A Invariância de Gauge tem um papel ainda mais forte quando na teoria unificada eletrofraca, onde sua consequência é que todas

as partículas contém massa nula. Foi introduzido um mecanismo, por Peter Higgs em 1964, para corrigir o MP de modo que ele atendesse a essa formulação, conhecido como o bóson de Higgs, portador do campo de Higgs. O bóson de Higgs seria uma partícula mediadora responsável de fornecer massa às partículas elementares.

A existência do bóson de Higgs é a mais importante previsão do MP ainda não verificada experimentalmente e sua busca é de máxima importância para a Física de Partículas. Diferente dos outros bósons, o bóson de Higgs teria rotação nula [6].

Este trabalho propõe um algoritmo para otimizar a performance de detecção de elétrons, pósitrons e fótons, partículas que são estados finais em alguns canais de decaimento no qual se esperam descobrir o bóson de Higgs, inclusive o mais promissor deles,  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ . A busca pelo bóson de Higgs pode ser vista com mais detalhes na Seção 3.1.

### 2.1.7 A Física Experimental de Partículas

O progresso da ciência tem o comprometimento entre teoria e experimento. De acordo com Kelvin, sem se medir ou poder expressar em números o assunto tratado, se há apenas uma ideia inicial do conhecimento sobre o tema [9]. Na Física de Partículas Elementares, experimentos atualmente dependem principalmente de grandes aceleradores de partículas. Outras fontes de avanço na Física de Partículas são experimentos com raios cósmicos, estudados tanto através de detectores na superfície terrestre como através de satélites [10].

De acordo com a Teoria da Relatividade, não há diferença qualitativa entre massa e energia, essa é apenas quantitativa [11] sendo descrita por 2.2, onde  $E$  é a energia,  $m_0$  a massa de repouso, e  $c$  a constante que representa a velocidade de propagação da luz no vácuo, aproximadamente  $3 \times 10^8$  m/s. Ao se acelerar partículas de pequenas massas, é possível gerar partículas com maiores massas através das interações ocorridas durante a colisão. Experimentos em aceleradores de partículas tiveram seu início por volta de 1930, com o acelerador linear *Cockcroft-Walton* em Cambridge, Reino Unido. Esse acelerador atingia energias de 0,7 MeV com prótons. A Tabela 2.3 lista alguns dos aceleradores já construídos. Os aceleradores podem ser lineares ou circulares, assim como de alvo fixo ou colisores de feixes. Nos aceleradores de alvo fixo as partículas são aceleradas até obterem a energia desejada e então

<b>Máquina</b>	<b>Partículas Colididas</b>	<b>Início-Término</b>
Tevatron (Fermilab, Batavia, Ilinóia)	p: 900 GeV $\bar{p}$ : 900 GeV	1987
SLC (SLAC, Standford)	$e^+$ : 50 GeV $e^-$ : 50 GeV	1989-1998
HERA (DESY, Hamburgo)	e: 30 GeV p: 820 GeV	1992
LEP2 (CERN, Genebra)	$e^+$ : 81 GeV $e^-$ : 81 GeV	1996-2000
PEP-II (SLAC, Standford)	$e^+$ : 9 GeV $e^-$ : 3,1 GeV	1999-2008
LHC (CERN, Genebra)	p: 7 TeV p: 7 TeV	2008

Tabela 2.3: Alguns aceleradores de partículas no mundo. Adaptado de [2].

direcionadas a um alvo estacionário. Já nos colisores de feixes, as partículas são aceleradas em feixes em direções opostas e então colididas quando a energia desejada é atingida. A aceleração é realizada através de interação eletromagnética, de forma que apenas partículas carregadas eletricamente são aceleradas.

$$E = m_0c^2 \tag{2.2}$$

Muitos aceleradores de partículas utilizam prótons pois eles são mais facilmente acelerados, atingindo níveis mais elevados de energia. Entretanto, a estrutura dos prótons é muito mais complexa (hádrons compostos por quarks e gluôn) que a dos elétrons (partícula elementar), de forma que as colisões com elétrons são de mais fácil compreensão. Como consequência, as descobertas normalmente são realizadas através das colisões com prótons, enquanto as medições com maior precisão são realizadas na colisão de elétrons [10]. As colisões com íons de chumbo foram introduzidas em meados dos anos 80 para se estudar o Plasma de Quarks e Glúons (QGP) [12].

## 2.1.8 Além do Modelo Padrão

O MP ainda deixa muitas questões em aberto. Não se foi capaz, até o momento, de adicionar o campo gravitacional ao mesmo. São necessários a determinação de cerca de 25 a 26 parâmetros quando considerando a existência do bóson de Higgs. Existem realmente tal ordem de parâmetros independentes na natureza? Ainda, experimentos astronômicos mostram que apenas 4% do universo é composto pela matéria conhecida no MP, outros 23% são de Matéria Escura, partículas ou conglomerados maciços que não brilham ou disseminam luz, e os 73% restantes, grande parte da energia do universo, são de Energia Escura, totalmente desconhecida para a ciência atual. Indo mais além, o MP não explica porque o universo se consiste quase totalmente por matéria e praticamente nenhuma antimatéria, como foi dito quando se referindo a simetria CP. Espera-se que o experimento LHC seja capaz de responder a essas perguntas, entre outras, e ajude os cientistas a resolverem as incoerências e problemas do modelo, quem sabe também reduzindo o número de parâmetros livres a serem determinados para um, ou dois. [10, 6]

Há ainda outras duas teorias além do MP: a Teoria de Supersimetria (SUSY) e a Teoria de Cordas. A SUSY é uma expansão do MP com um novo princípio de simetria, no qual toda partícula deve ter uma contraparte supersimétrica, chamadas de superpartículas. Dois aspectos da SUSY são que, em primeiro lugar, ela integra as teorias separadas do MP para formar um papel muito mais satisfatório na procura pela Grande Interação Unificada (GUT) – união da interação forte com a interação eletrofraca – e, segundo, é concebível que a Matéria Escura é composta de superpartículas, ainda que não tenha sido observado nenhum sinal delas até o momento.

A Teoria de Cordas tem o proposto de ser a Teoria de Tudo, que uniria a gravidade com a GUT. Nessa teoria os léptons, quarks e bósons não são pontos nas quatro dimensões (x,y,z,t) do espaço-tempo, mas laços vibrantes de cordas em um espaço de dez dimensões. Cada partícula representa um módulo de vibração, que tem  $10^{-35}m$  e por isso supostamente se assemelham a pontos. Não se há conhecimento das seis dimensões adicionais porque elas estão "enroladas" para nós da mesma forma que a analogia de um papel pode parecer como uma linha unidimensional. A Teoria de Cordas, que é muito complexa matematicamente, incorpora as principais

características da GUT, incluindo, em particular, a SUSY.

## 2.2 O *Large Hadron Collider* (LHC)

Atualmente, o CERN está engajado no projeto *Large Hadron Collider* (LHC), um acelerador de partículas circular de 27 km de circunferência, situado no subsolo, dentre 50 e 175 m, custando €3,03Bi [13]. Sua parte central é um dos pontos mais frios do universo, operando a 2 K, temperatura menor que a temperatura média do espaço. Ainda, o vácuo desenvolvido nos seus tubos de feixes ( $10^{-13}$  atm) é o espaço mais vazio do Sistema Solar [14]. A potência necessária para abastecer o experimento por completo é de 180 MW, sendo estimados um consumo total de 700 GWh durante o ano de 2009 [13].

No presente momento, ele realiza colisões de pacotes contendo  $1,5 \times 10^{11}$  prótons (p) a uma energia de 7 TeV no centro de massa, que serão expandidos a 14 TeV em 2013 [15]. Para desenvolver essa energia a velocidade dos prótons será de  $0,999999991c$ , percorrendo o LHC 11000 vezes por segundo. O LHC também colidirá íons de chumbo (A), num total de 5,5 TeV para cada par de núcleons.

### 2.2.1 Os objetivos do LHC

O LHC apresenta uma oportunidade sem precedentes para conhecer os domínios da nova física na região TeV e lançar luz sobre algumas das questões fundamentais não resolvidas da Física das Partículas Elementares. No caso das colisões de p-p, dentre os tópicos principais a serem testados pelo LHC estão [16]:

- **Busca pelo bóson de Higgs:** Tópico no qual este trabalho está inserido. Se tal partícula existir, o LHC deverá ser capaz de observá-lo;
- **Busca pela SUSY:** Algumas partículas previstas por esse modelo, as superpartículas, devem ser visualizadas na região TeV;
- **Violação CP:** Estudo da violação da Simetria CP;
- **Matéria escura:** Os candidatos mais relevantes vão além do MP para descrever a matéria escura. Um dos possíveis modelos é a SUSY;



- **Física do quark *top***: Busca melhorar a compreensão da física dessa partícula elementar, ainda não muito bem compreendida;
- **Física do *Z prime* ( $Z'$ )**: Estudos dos possíveis bósons  $Z$  adicionais;
- **Assinaturas visíveis do Setor Escondido (HS)**: Modelos baseados em cordas e membranas provêm um novo setor de física, o HS, que poderá ser explorado pelo LHC;
- **Provar a origem da massa dos léptons neutrinos**: Se o mecanismo que gera suas massas estiver na região TeV, o LHC poderá resolver essa questão;
- **Caça por dimensões extras**: Modelo com ordens superiores de dimensões oferecem alternativas para a SUSY;
- **Busca por cordas no LHC**: A Teia de Cordas oferece a possibilidade de união de todas as interações conhecidas na natureza, incluindo a gravidade. Muitos trabalhos apresentados mostram predições de cordas na escala TeV.

## 2.2.2 A estrutura e funcionamento do LHC

Para desenvolver a altíssima energia necessária para o experimento, o CERN utiliza outros aceleradores construídos anteriormente, acelerando sequencialmente os pacotes de hádrons até atenderem a energia desejada para a colisão. Na Figura 2.1 pode-se observar o esquema de aceleração, tanto para prótons, quanto para íons de chumbo. No caso dos prótons, o ciclo inicia-se na extração de prótons de átomos de hidrogênio que são acelerados no LINAC 2, um acelerador linear, que inicia a sequência de aceleração, proporcionando-lhes uma energia de até 50 MeV. Em seguida são utilizados síncrotrons, aceleradores circulares no qual as partículas seguem a trajetórias circulares dirigidas por magnetos: BOOSTER (1,4 GeV), PSync (25 GeV), SPS (450 GeV), até finalmente abastecer o LHC com os pacotes de prótons. O LHC também é um síncrotron, assim como grande parte dos aceleradores de altas energias anteriormente construídos [17, 18].

O LHC não é uma circunferência perfeita, sendo dividido em octantes, contendo dois arcos e um trecho reto, que se iniciam e terminam no ponto intermediário

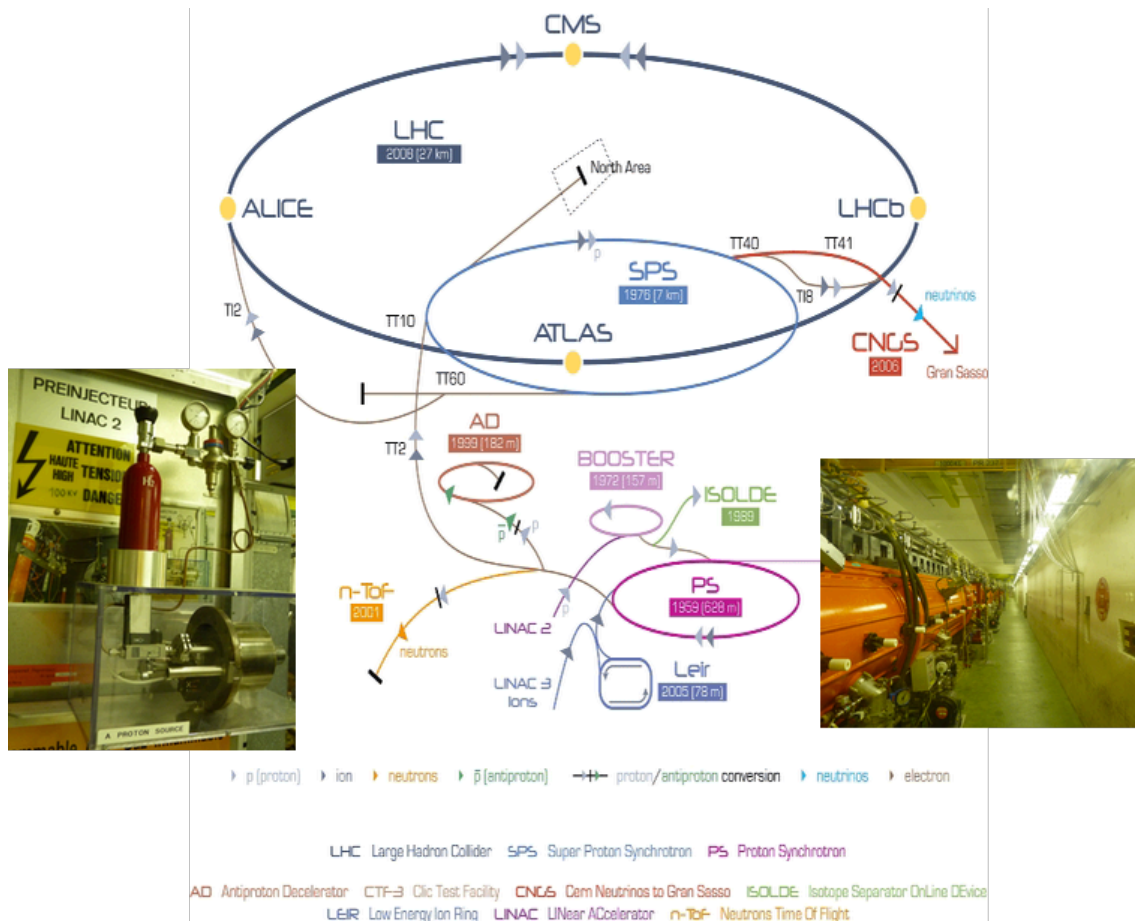


Figura 2.1: Os diferentes aceleradores da cadeia e detectores do CERN, extraído de [19]. A seta cinza claro corresponde ao sentido do deslocamento de prótons nos aceleradores. A esquerda, foto da garrafa de hidrogênio de onde são retirados os prótons, e na direita foto do LINAC 2.

de arcos sucessivos. Os arcos medem cerca de 2,45 km, contendo 23 células em estrutura *FOcusing DefOcusing* (FODO), que serão detalhadas posteriormente nesta seção. Cada trecho reto tem 528 m e são utilizados como Pontos de Inserção (IPs), seja para um experimento ou para uma utilidade. A parte compreendida entre dois IPs é chamada de setor. A Figura 2.2 contém um esboço da estrutura do LHC, assim como as utilizações de seus IPs.

No total existem quatro IPs experimentais, nos quais os feixes são direcionados para a colisão. Os dois IPs para os experimentos de alta luminosidade estão localizadas em seções diametraais opostas, sendo os mesmos os detectores ATLAS, no IP1, e CMS, IP5. Os outros dois pontos são para os detectores ALICE e LHCb, localizados respectivamente no IP2 e IP8. Nesses últimos pontos também estão lo-

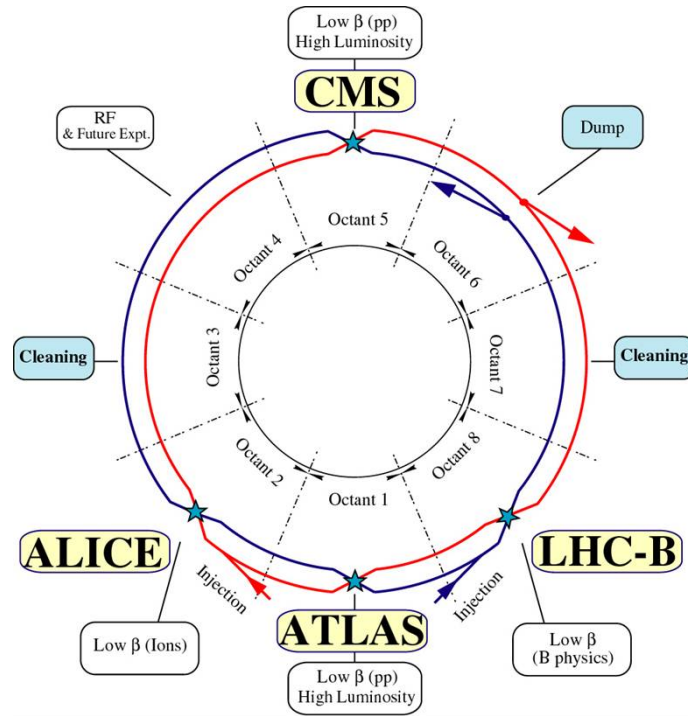


Figura 2.2: Esboço esquemático do LHC, extraído de [13]. Os diversos octantes do LHC, contendo os pontos de inserção com suas respectivas funcionalidades e experimentos. O anel 1, em vermelho, gira no sentido horário, enquanto o anel 2, em azul, gira no sentido anti-horário.

calizados os sistemas de injeções para os feixes, que alimentam os anéis dos feixes do LHC com os pacotes de hádrons, sendo o anel 1 o feixe em rotação horária alimentado pelo IP2, e o anel 2 o feixe em rotação anti-horária alimentado pelo IP8. A injeção ocorre no plano vertical, com os feixes vindo por baixo do plano de LHC.

Apenas uma fração de  $10^{-6}$  dos feixes é capaz de causar danos aos magnetos supercondutores, ou mesmo destruir partes do detector<sup>2</sup>. Nos IP3 e IP7 estão localizados dois sistemas de colimação, fazendo a proteção do acelerador contra as perdas inevitáveis e limpando os feixes de qualquer irregularidade. A diferença entre os pontos IP3 e IP7 está em duas limpezas adicionais realizadas nesses pontos. No IP3 se encontra um sistema para a limpeza de oscilações de momento de ambos os feixes, oscilações geradas pelo sistema RF. Já no IP7 se encontra um sistema de limpeza das oscilações *betatron*. Ambos efeitos serão descritos com maiores detalhes a seguir. Essas são as áreas mais radioativas do LHC [20].

<sup>2</sup>A energia armazenada nos feixes, 360 MJ, é capaz de derreter uma tonelada de cobre [14, 20].

Conforme o acontecimento de colisões, o número de hádrons nos pacotes irá se deteriorar, no caso de prótons o tempo de vida médio é de 10 h, de modo que é necessário ter um sistema de remoção para os pacotes inúteis. Com esse objetivo existe um Sistema de Remoção no IP6, contendo um sistema independente para cada feixe. A sua função é extrair rapidamente os pacotes de cada um dos anéis do LHC, evitando quaisquer perdas de outros pacotes e transportá-los até um material absorvedor. Devido ao poder destrutivo dos feixes, o Sistema de Remoção deve ter altíssima confiabilidade, que condicionaram sua concepção.

No IP4 está localizado dois (um para cada feixe) sistemas independentes de *Radio Frequency* (RF), que irão realizar a aceleração das partículas no LHC. A aceleração é feita nas cavidades RF, com um total de 8 células individuais de cavidades por feixe agrupadas 4 delas em um mesmo criostato que irá gerar a temperatura de operação de 4,5 K. Nelas são geradas tensões oscilantes com a frequência do sistema RF ( $f_{RF}$ ), que deve ser um múltiplo da frequência de revolução ( $f_{rev}$ )<sup>3</sup>. A  $f_{RF}$  é de 400 MHz no sentido longitudinal, o sentido de propagação do feixe, e o seu potencial acelerante é de 5 MV/m. Esses valores criam um total de 35640 harmônicos, possíveis pontos de estabilidade para que uma partícula sempre encontre uma tensão acelerante, determinado pela fração entre a  $f_{RF}$  e  $f_{rev}$ .

Uma partícula que está exatamente sincronizada com a  $f_{RF}$  é chamada de partícula síncrona, entretanto, nem todas partículas vão estar sincronizadas. Supondo uma partícula assíncrona com maior energia que a partícula síncrona, podem ocorrer dois efeitos dependendo da faixa de energia da partícula síncrona (o efeito análogo oposto irá ocorrer caso a partícula assíncrona tenha menor energia que a síncrona):

1. Se a energia das partículas síncronas for baixa, irá predominar o aumento da velocidade da partícula assíncrona, de forma que a mesma irá atingir a cavidade RF *antes* daquela em sincronismo.
2. Já em altas energias, irá predominar o aumento da órbita da partícula assíncrona de forma que a mesma irá atingir a cavidade *depois* daquela em sincronismo.

---

<sup>3</sup>A  $f_{rev}$  pode ser calculada por:  $c/26,659\text{km} = 11.253\text{Hz}$ .

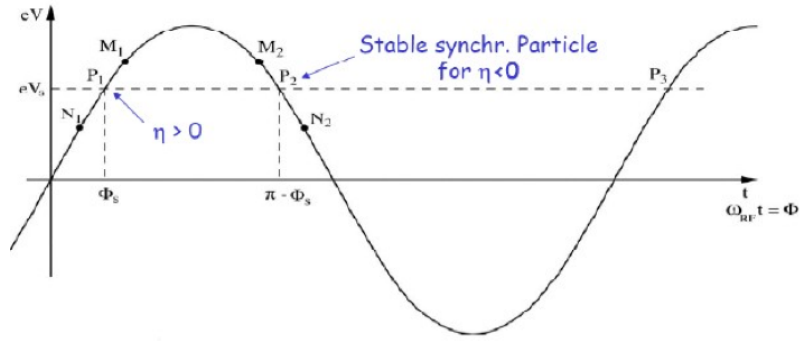


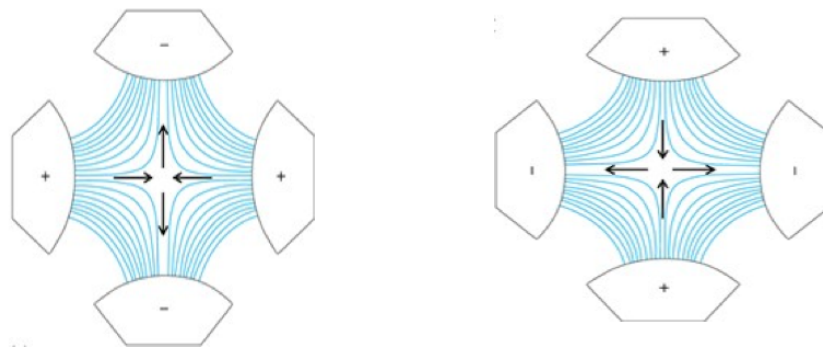
Figura 2.3: Estabilidade das partículas no feixe dos síncrotrons. No eixo y, a aceleração aplicada pela cavidade RF em função da fase das partículas. A fase de estabilidade P1 ocorre para baixas energias, e P2 para altas energias. Extraído de [17].

Como ilustrado na Figura 2.3, a fase de sincronismo ( $\Phi_s$ ) se compreende entre  $0^\circ$  e  $90^\circ$  quando o primeiro efeito é predominante, uma vez que uma partículas atrasadas (maior fase) irão receber maior aceleração, e partículas adiantadas (menor fase) irão receber menor aceleração. Para o segundo efeito, se obtêm estabilidade entre  $90^\circ < \Phi_s < 180^\circ$ . Em algum momento as partículas irão atingir a energia de transição, energia no qual ocorrerá a excursão de  $\Phi_s$  para  $180^\circ - \Phi_s$ . Pequenas diferenças de fase criam um efeito de oscilação harmônica em torno dos pontos de sincronismo, significando que a distribuição das partículas não é uniforme, mas formada por aglomerados de partículas chamados de pacotes, que podem ocupar os 35640 harmônicos do LHC. O pré-injetor PSync é o encarregado de realizar o espaçamento entre as partículas de forma que eles ocupem os harmônicos, entretanto o espaçamento mínimo que ele fornece é de 25 ns, ao invés dos 2,5 ns permitidos pelo Sistema RF, dando uma frequência máxima de cruzamento de pacotes ( $f_{cp,max}$ ) de 40 MHz. Por outro lado, mesmo que o Sistema de Remoção seja veloz, ele ainda exige um tempo considerável para realizar sua função, assim, o número de pacotes no LHC é de 2808 para cada feixe. Esse fato reduz a  $f_{cp,max}$  para uma frequência média de cruzamento de pacotes ( $\bar{f}_{cp}$ ) de 31,6 MHz [14, 20, 17, 18].

Os Dipolos Principais (MB) do LHC são os responsáveis por realizar a deflexão das partículas. São necessários magnetos fortes para curvar os feixes de altas energias, sendo, na verdade, a capacidade dos mesmos o fator que limita a energia dos feixes. Por isso, a tecnologia utilizada neles está no limiar da ciência atual,

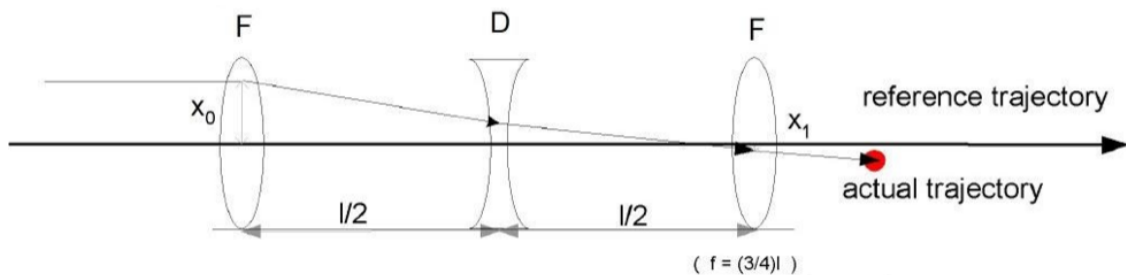
contando com supercondutores resfriados a 1,9 K por 120 t totais de hélio, de forma a criar um campo magnético de até 8,3 T através de uma corrente de 11,7 kA.

Enquanto isso, os Quadripolos Principais (MQ) são responsáveis por concentrar os feixes em torno da trajetória nominal. Os quadripolos tem a propriedade de focar as partículas em um plano, e desfocar no plano perpendicular, sendo possível modificar o plano de enfoque ao rotacionar o quadripolo em 90°, ver Figuras 2.4(a) e 2.4(b). Para realizar a concentração dos feixes, é utilizada a estrutura FODO. Pode-se fazer uma analogia a óptica para tal estrutura, como na Figura 2.4(c), de forma que são utilizados quadripolos focando e desfocando as partículas. Essa estrutura cria um efeito chamado de oscilações *betatron*, onde as partículas oscilam em torno da trajetória nominal.



(a) Quadripolos focando as partículas no eixo x.

(b) Quadripolos focando as partículas no eixo y.



(c) A estrutura FODO utilizado para concentrar as partículas.

Figura 2.4: A utilização do magneto de quadripolos na concentração das partículas em torno da trajetória nominal e a estrutura FODO. Figuras extraídas de [17].

A estrutura FODO utilizada nos arcos do LHC pode ser observada na Figura 2.5. Nela se encontram os já citados MB e MQ, assim como outros magnetos que realizam correções de maiores ordem, como por exemplo a correção devido ao



divididos de acordo com a intensidade da alteração da estrutura dos hádrons em interação. Por fim, serão tratados fenômenos envolvidos durante as colisões que irão afetar a busca por física de interesse, sendo eles o Empilhamento e os Eventos Adjacentes.

### 2.2.3.1 A cinemática das colisões

Ainda que não seja o objetivo do trabalho, um breve resumo da cinemática relativística envolvida nas interações de partículas ajudará a entender algumas das variáveis comumente utilizadas. Como o trabalho está englobado no experimento ATLAS, irá se considerar o eixo de coordenadas adotado para o IP1, ponto de inserção do mesmo.

Normalmente se utilizam coordenadas esféricas  $(p, \theta, \phi)$ , uma vez que essa é a geometria das colisões. Seus eixos definidos em coordenadas retangulares estão dispostos na Figura 2.6, sendo o eixo  $z$  a direção do feixe com o lado positivo na direção do IP8, o eixo  $x$  aponta na direção do centro do anel do LHC e o eixo  $y$  aponta para a superfície. As transformações para coordenadas cilíndricas são bem conhecidas e realizadas através de 2.3. A física é simétrica em relação ao ângulo azimutal  $(\phi)$ , mas há correlação entre o tipo de colisão com o ângulo polar  $(\theta)$ , onde geralmente quanto mais intensa a interação ocorrida durante a colisão mais próximo de  $90^\circ$  será esse ângulo (uma relação entre a massa das partículas produzidas e esse ângulo será realizada no Tópico 2.2.3.3). O plano transversal é definido pelo corte transversal à direção de propagação do feixe, sendo o plano-xy do sistema de coordenadas descrito, e a componente restante, paralela a direção de propagação do feixe ( $z$ ), é chamada de componente longitudinal.

$$\phi = \arctan\left(\frac{x}{y}\right) \quad (2.3a)$$

$$\theta = \arctan\left(\frac{x}{z}\right) \quad (2.3b)$$

Estando interessado no momento das partículas produzidas, afim de se evitar as transformações de Lorentz, se faz mão de dois parâmetros. Um deles, a rapidez  $(y)$ , foi introduzido pela métrica de Minkowski [21] e está definido na equação 2.4. O outro é o momento transversal  $(p_T)$ , a projeção do momento no plano transversal,



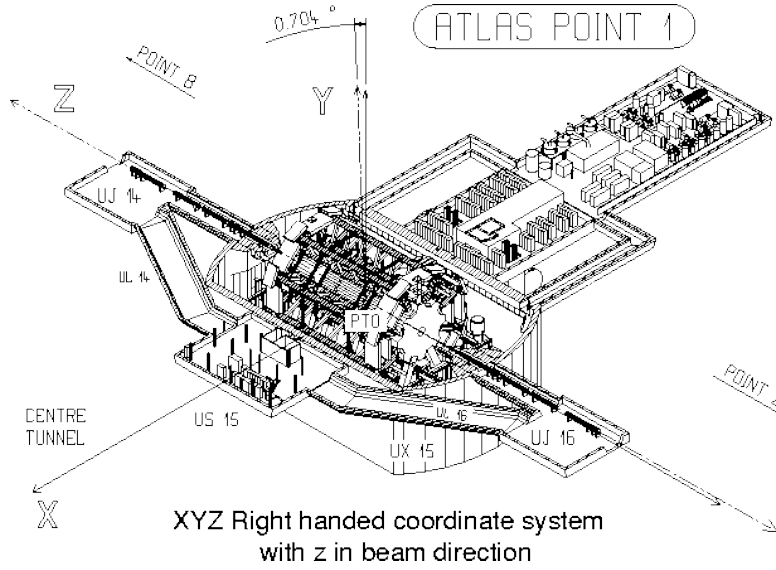


Figura 2.6: O Sistema de Coordenadas adotado para o IP1, ponto de inserção do experimento ATLAS. Extraído de [7].

dados pela 2.6a. Esses parâmetros são invariantes as transformações relativísticas longitudinais. O momento longitudinal ( $p_L$ ), que não é conservado nas colisões entre hádrons por esses não serem partículas ponto, pode ser obtido através de 2.7. Outras duas variáveis que também são projetadas no plano transversal são a massa transversa ( $m_T$ ) e energia transversa ( $E_T$ ), obtidas através das relações 2.6b e 2.6c. Uma relação muito importante é a relação massa-momento, dada pela equação 2.5.

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (2.4)$$

$$m^2 c^4 = E^2 - p^2 c^2 \quad (2.5)$$

$$p_T = p \sin(\theta) = \sqrt{(p_x^2 + p_y^2)} \quad (2.6a)$$

$$m_T = m^2 + p_T \quad (2.6b)$$

$$E_T = E \sin(\theta) \quad (2.6c)$$

$$p_L = p_z = m_T \sinh(y) \quad (2.7)$$

Os detectores absorvem a energia total ( $E$ ) de grande parte das partículas geradas nas colisões através de seus calorímetros, estando a mesma relacionada com a  $m_T$  por 2.8. Entretanto, na física de altas energias algumas aproximações podem ser feitas de modo a facilitar a manipulação dos parâmetros. No caso ultrarrelativístico (quando  $p \gg m$ ) a rapidez se aproxima da pseudorrapidez ( $\eta$ ), parâmetro relacionado a  $\theta$  através das equações 2.9 [22]. Ainda, nesses casos a  $m_T$  tende a se aproximar de  $p_T$ , e a energia total das partículas é predominantemente dado pelo momento das partículas. Dessa forma, ao se projetar a energia absorvida pelo calorímetro no plano transversal obtêm-se diretamente o  $p_T$  das partículas, equação 2.10, obtida aplicando as relações 2.9 em 2.8.

$$E = m_T \cosh(y) \approx m_T \cosh(\eta) \approx p_T \cosh(\eta) \quad (2.8)$$

$$\eta = -\ln \left( \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right), \quad \sinh(\eta) = \cot(\theta), \quad \cosh(\eta) = 1/\sin(\theta), \quad \tanh(\eta) = \cos(\theta) \quad (2.9)$$

$$p_T \approx \frac{E}{\sin(\theta)} \quad (2.10)$$

### 2.2.3.2 Luminosidade e Seção de Choque

Tão importante quanto obter altas energias, é obter alta luminosidade ( $L$ ), um indicador da concentração de partículas no ponto de colisão, parâmetro similar a densidade de corrente ( $\vec{J}$ ) utilizado na engenharia elétrica. A luminosidade, de maneira simplificada, pode ser definida por 2.11. Nela a  $\bar{f}_{cp}$  é de 31,6 MHz,  $n$  é o número de feixes,  $N_i$  equivale ao número de prótons em cada pacote, correspondentes a  $1.5 \times 10^{11}$  no início de uma temporada<sup>4</sup> de colisão nominal, e, finalmente, o termo  $A$  é a área dada pela seção transversal do feixe, que varia conforme os experimentos, sendo de 64 microns (aproximadamente um fio de cabelo) no ponto de colisão dos experimentos de maior luminosidade [13]. Esses valores levam a valores

---

<sup>4</sup>Traduzido do inglês *run*.

de luminosidade na ordem de  $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ .

$$L = \bar{f}_{cp} n \frac{N_1 N_2}{A} \quad (2.11)$$

$$R = L \times \sigma \quad (2.12)$$

A taxa de colisões é diretamente proporcional a luminosidade e a seção de choque ( $\sigma$ ), definida por 2.12. A seção de choque, expressa em mbarn, é determinada experimentalmente e indica a probabilidade de ocorrência de uma colisão. A Figura 2.7 mostra a relação da seção de choque com a energia da colisão no centro de massa, sendo possível visualizar que a probabilidade de ocorrer um evento de colisão de interesse, como a geração do bóson de Higgs para a massa de  $150 \text{ GeV}/c^2$ ,<sup>5</sup> é maior no LHC que aquele no Tevatron devido a diferença de energia nos dois aceleradores. Já a luminosidade é determinada pelo projeto e a tecnologia utilizada no acelerador, sendo possível através do mesmo elevar a taxa de eventos, o que explica, assim, a busca por elevadas luminosidades.

### 2.2.3.3 Tipos de colisão

$$\sigma_{tot} = \sigma_{EL} + \overbrace{\sigma_{DS} + \sigma_{DD} + \underbrace{\sigma_{NDS} + \sigma_{NDR}}_{\sigma_{ND}}}^{\sigma_{IN}} \quad (2.13)$$

Por sua vez, a seção de choque pode ser distinguida conforme o tipo de colisão, equação 2.13. As Colisões Elásticas (ELs), Figura 2.8(a), não alteram as propriedades dos hádrons em interação, havendo apenas modificações em seus momentos. As Colisões Inelásticas (INs), por sua vez, modificam os hádrons, com maior ou menor intensidade. Colisões Difrativas estão no limiar entre as colisões EL e IN, produzindo apenas alguns novos hádrons em um dos hádrons da interação, enquanto no outro lado ocorre EL, criando a Colisão Difrativa Simples (DS), Figura 2.8(b). Se ocorrer esse tipo de interação nos dois lados, dá-se o nome de Colisão Difrativa Dupla (DD), Figura 2.8(c). Já nas Colisões Não Difrativas (NDs) há dissociação dos hádrons. Nelas as partículas constituintes dos hádrons atuam como feixes de

---

<sup>5</sup>Resultados atuais do ATLAS excluíram a existência para essa massa, ver Seção 3.1 [23].

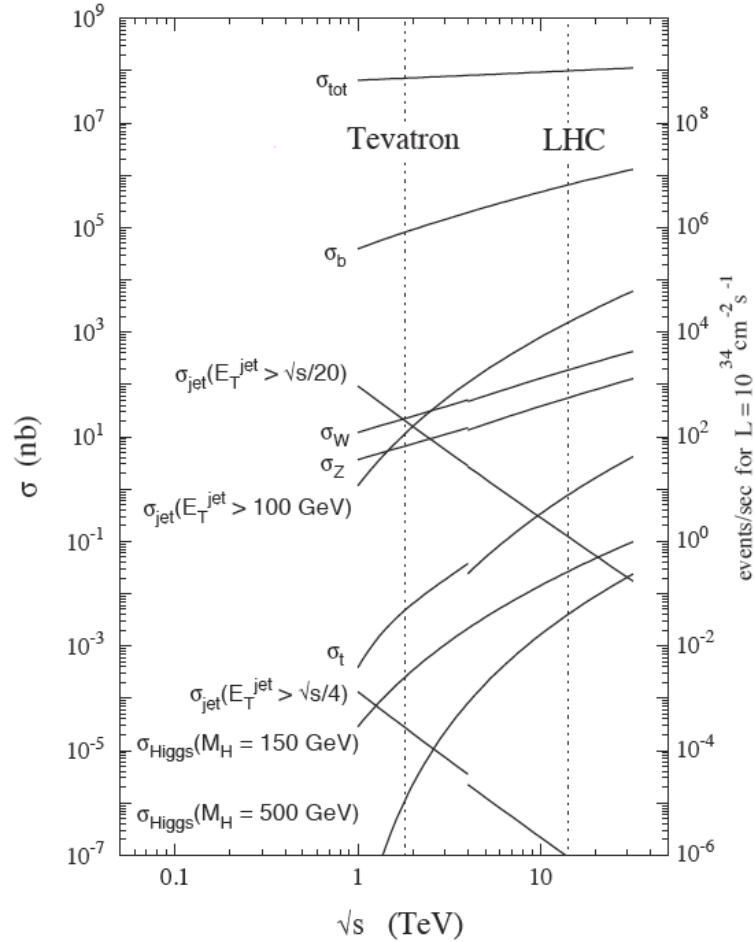


Figura 2.7: A seção de choque, na escala a esquerda, em função da energia de colisão no centro de massa. A escala a direita contém a taxa de eventos por segundo para a luminosidade de  $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Extraído de [24].

pártons, partículas ponto de altas energias, podendo haver múltiplas interações entre os pártons na mesma interação hádron-hádron. As NDs podem ser de dois tipos [26, 27]:

1. **Colisões Não Difrativas Rígidas (NDRs):** são devidas as interações de curto alcance entre dois pártons dos hádrons em interação. Nessas colisões, Figura 2.8(e), as transferências de momento podem ser altas, permitindo a produção de física com alto  $p_T$ , assim como condições para a geração de novas partículas de altas energias, como o bóson de Higgs. Grande parte dos eventos de alto  $p_T$  são dominados pela produção de jatos hadrônicos no resíduo pela fragmentação de quarks e glúons. Eventos raros com a produção de novas partículas tem seção de choque ordem menores que a produção de

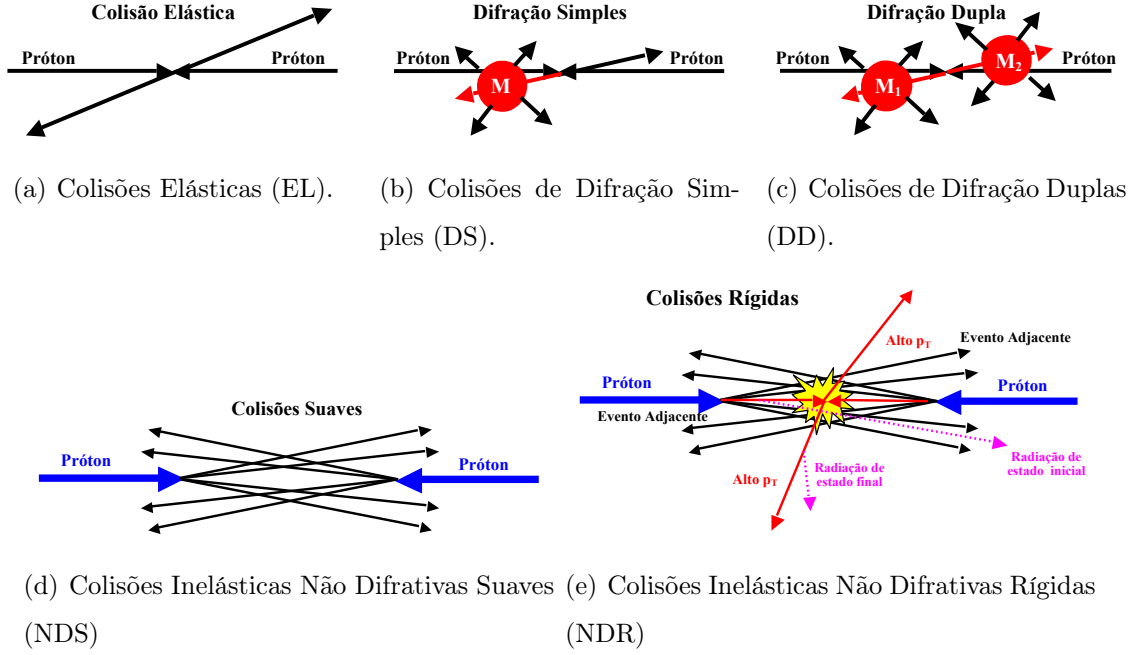


Figura 2.8: As diversas colisões possíveis na física de altas energias. Adaptado de [25].

jatos (ver novamente Figura 2.7), e por isso os decaimentos em estados hadrônicos geralmente não são utilizados para detectar eventos raros, já que o sinal será encoberto pelo ruído de fundo (entretanto, há casos que seja possível diferenciar os decaimentos hadrônicos de ruído).

2. **Colisões Não Difrativas Suaves (NDSs)**: são o tipo de interação mais comum e devidas as interações de longo alcance entre dois hádrons cruzantes. Nelas os pártons dos hádrons escoam uns pelos outros sem produzir nenhuma colisão rígida, Figura 2.8(d). Os resultados são jatos hadrônicos com maiores  $p_L$  e baixos  $p_T$ .

A região de  $\eta$  para a produção de novas partículas pelas colisões rígidas está limitada de acordo com a massa ( $m$ ) das mesmas e a energia da colisão ( $\sqrt{s}$ ). A variável Bjorken  $x$  ( $\hat{x}$ ) representa a fração de energia do hádron carregada por um párton. Sabendo a energia da colisão entre os hádrons, pode-se estimar a energia da colisão elementar ( $\sqrt{s_{elem}}$ ) através de 2.14. Assim, a relação 2.15 contém  $y_{max}$  para as partículas produzidas pelas colisões elementares nos hádrons. Utilizando o valor máximo de energia obtido nas colisões de prótons do LHC, 14 TeV, obtêm-se  $y_{max}$

de 2,19 ( $12,64^\circ$  em  $\theta$ ) para o bóson Z, e 5,15 ( $0,66^\circ$ ) para píons, os hádrons mais leves que poderão formar os jatos hadrônicos. Cabe ressaltar que esses valores serão menores devido as colisões elementares conterem apenas uma fração da energia total de colisão dos hádrons. Ainda, mesmo que partículas maciças sejam produzidas para pequenos valores de  $\eta$ , os seus estados finais podem decair em uma região mais larga, de forma que os detectores devem cobrir a maior região possível.

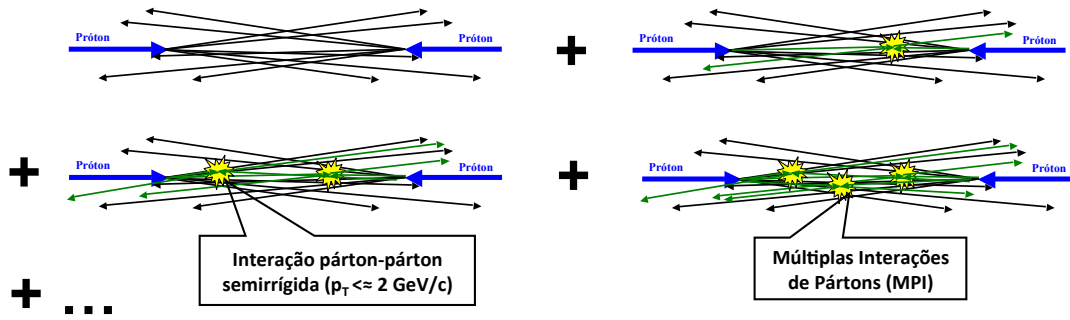
$$\sqrt{s_{elem}} = \hat{x}_1 \hat{x}_2 \sqrt{s} \quad (2.14)$$

$$y_{max} \mapsto \log \left( \frac{\sqrt{s_{elem}}}{m} \right) \quad (2.15)$$

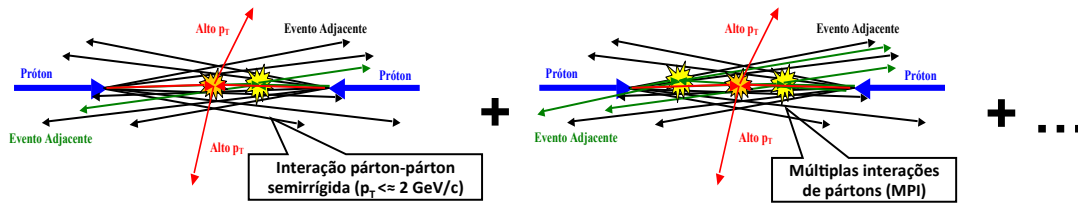
#### 2.2.3.4 *Minimum Bias*, Evento Adjacente e o fenômeno de Empilhamento

Eventos de colisão que tenham um mínimo de atividade desejável, geralmente o suficiente para diferenciá-los de ruído eletrônico, são chamados de *Minimum Bias* (Minbias), ou seja, eventos coletados com uma filtragem minimamente restritiva, e estão representados em sua parte majoritária na Figura 2.9(a). Esses eventos são compostos por DSs, DDs, assim como NDs em que não ocorrerem interações párton-pártom rígidas. Em alguns casos podem ocorrer interações semirrígidas entre pártoms, gerando partículas com  $p_T$  menor que cerca de 2 GeV/c, ou até mesmo Múltiplas Interações de Pártoms (MPI), onde ocorrem mais de uma interação entre pártoms em uma mesma interação entre hádrons. Por outro lado, se ocorrer NDR todos os resíduos restantes que acompanharem a interação rígida de curto alcance entre os pártoms serão chamados de *Underlying Event* (UE), ou Eventos Adjacentes, expostos na Figura 2.9(b). Por definição, os UEs são compostos por resíduos de física no detector e poderão contaminar regiões do detector, se interagirem próximos ao local em que a física de interesse o fez, dificultando assim o processo de discriminação.

Além disso, existem diversos hádrons nos pacotes do acelerador, de forma que podem ocorrer várias interações entre hádron-hádron simultaneamente. No caso do LHC a seção de choque é de 110 mbarn para as colisões a 7 TeV, e 60 mbarn para a produção de INs. Nesses valores, obtêm-se 19 INs para cada cruzamento entre os pacotes dos feixes [13, 28]. Esse fenômeno, de elevado número de colisões ocorrendo



(a) Exemplos de Eventos de Minbias.



(b) Exemplos de Eventos Adjacentes.

Figura 2.9: Os Eventos Adjacentes (UEs) e de *Minimum Bias* (Minbias). Adaptado de [25].

ao mesmo tempo em um cruzamento de pacotes de hádrons, é denominado de *pile-up*, ou Empilhamento. Grande parte dessas colisões serão de Minbias, que assim como os UEs irão dificultar o processo de discriminação.

Vale ressaltar a diferença entre UEs e Empilhamento, onde os primeiros ocorrem na geração de ruído físico pela mesma interação hádron-hádron que a colisão rígida, enquanto o último, provêm de múltiplas interações hádron-hádron que também geram ruído de fundo caracterizado por Minbias, podendo ser gerado tanto pelo mesmo cruzamento entre dois pacotes de hádrons onde ocorreu o evento de interesse, ou até mesmo por cruzamento de pacotes posteriores dependendo do tempo de resposta do detector. Os UEs implicam em um pequeno parâmetro de impacto de colisão, já que ocorreu uma colisão rígida, o que deixa mais provável que MPI ocorram. Dessa forma, a densidade de partículas nos UEs é normalmente duas vezes maior que aquela encontrada de um evento de Minbias típico. Além disso, eles são influenciados pela radiação de glúon criada pelo estado inicial e final da NDR (ilustrado na Figura 2.8(e)) [27].

## 2.2.4 Detectores do LHC

O LHC conta com distintos detectores, cada um deles projetado de modo a explorar com maior eficiência a diversa física gerada durante as colisões, dispostos nos quatro IPs experimentais do LHC.

Os detectores são experimentos financiados de forma independente do CERN. O CERN é um membro da colaboração de cada um dos experimentos e contribui com parte do orçamento. São utilizados quatro detectores de maior escala: ATLAS (14% do material contribuído pelo CERN), CMS (20%), ALICE (16%) e LHCb (20%); e três de menor escala: TOTEM, LHCf e MoEDAL. O trabalho atual está definido no escopo da colaboração do detector ATLAS (Seção 2.3). Uma descrição breve deles será realizada a seguir [17, 18, 14]:

- *A Toroidal LHC ApparatuS (ATLAS) e Compact Muon Solenoid (CMS)* são de propósito geral, ou seja, são capazes de estudar diversos fenômenos físicos. O fato de existirem dois detectores projetados de forma diferente, mas para o mesmo fim, é importante para que as descobertas físicas sejam confirmadas por ambos experimentos, garantindo que elas não sejam tendenciosas. Algumas das diferenças mais importantes entre os dois detectores são:

1. O calorímetro eletromagnético do CMS é composto por cristais de  $\text{PbWO}_4$ , enquanto o ATLAS projetou o seu calorímetro com argônio líquido;
2. O sistema detector de traços do CMS é totalmente composto de silicone, enquanto o do ATLAS é composto desse material apenas na parte mais interna. Ainda, a segmentação no CMS é maior, o que será importante em maiores luminosidades. Por outro lado, todo esse silicone e serviços associados (cabos, resfriamento etc.) poderá causar a interação das partículas antes delas atingirem o calorímetro, podendo degradar os benefícios do calorímetro eletromagnético de  $\text{PbWO}_4$ ;
3. O solenoide do ATLAS está localizado dentro do seu sistema de calorimetria, sendo a configuração padrão, já o oposto ocorre para o CMS. O solenoide do CMS gera 4 T e é o maior do mundo<sup>6</sup>.

---

<sup>6</sup>A energia armazenada em seu campo é equivalente a meia tonelada de TNT [14].



4. O ATLAS tem magnetos toroidais que são utilizados como um espectrômetro separado para múons. O CMS não possui tal sistema, entretanto, ele utiliza medições independentes do momento dos múons usando o campo magnético no laço de retorno de seu solenoide;
- ***Large Hadron Collider beauty experiment (LHCb)*** é um detector especializado no estudo do méson B com o intuito de compreender a Violação CP e a diferença de matéria e antimatéria. O experimento irá melhorar resultados anteriores tanto qualitativamente quanto quantitativamente, explorando grande parte dos diferentes mésons B produzidos no LHC. Eles deverão surgir de colisões que irão se propagar próximas a direção do feixe, de forma que o LHCb é um detector projetado para medir partículas com pequenos valores angulares de  $\theta$ .
  - ***A Large Ion Collider Experiment (ALICE)***, por sua vez, estudará o QGP que será formado enquanto o LHC fizer colisões de íons de chumbo. Esse detector é composto principalmente de dois componentes, a parte central composta de detectores dedicados a estudar sinais hadrônicos e elétrons, e o espectrômetro de múons avançado, dedicado a estudar o comportamento de quarks na matéria condensada.
  - ***LHC forward (LHCf)*** se situa na mesma caverna do ATLAS, a cerca de 140 m do ponto de interação para ambos lados. Ele estuda a seção de choque (ver 2.2.3.2) de produção de partículas neutras na região dianteira das colisões, utilizando partículas que não chegaram a colir no ponto de colisão, mas foram desviadas. Esse estudo irá ajudar a compreender o desenvolvimento de chuviros cósmicos induzidos por raios cósmicos de altas energias.
  - ***Total Cross Section, Elastic Scattering and Diffraction Dissociation (TOTEM)*** está instalado em um túnel separado aproximadamente a 200 m do CMS. Ele mede a seção de choque total de colisões p-p, e estuda colisões elásticas e difrativas no LHC.
  - ***Monopole and Exotics Detector At the LHC (MoEDAL)*** é o mais novo dos experimentos do LHC, aprovado em dezembro de 2009. Embora barato

e fácil de instalar seu potencial de explorar física é grande, sendo instalado na caverna do LHCb. Ele irá buscar evidências de partículas hipotéticas, como partículas estáveis de monopolo magnético e outras partículas estáveis supersimétricas e massivas, através de cauterizações no plástico do detector.

## 2.3 O Detector de Partículas ATLAS

O *A Toroidal LHC ApparatuS* (ATLAS) [28, 29, 30], Figura 2.10, é o maior dos detectores que operam no LHC, medindo 45 metros de comprimento e 25 metros de altura e largura. Ele é um detector de propósito geral, registrando dados sobre os eventos de colisões de partículas que podem ser usados para estudos em diversas áreas da física. Cada uma de suas partes teve seus componentes construídos por um grupo diferente pertencente às instituições colaboradoras. Sua colaboração internacional envolve cerca de 2500 físicos de mais de 174 instituições e laboratórios de 38 países [15]. Esses números incluem a UFRJ, que participa através da COPPE, da Escola Politécnica e do Instituto de Física.

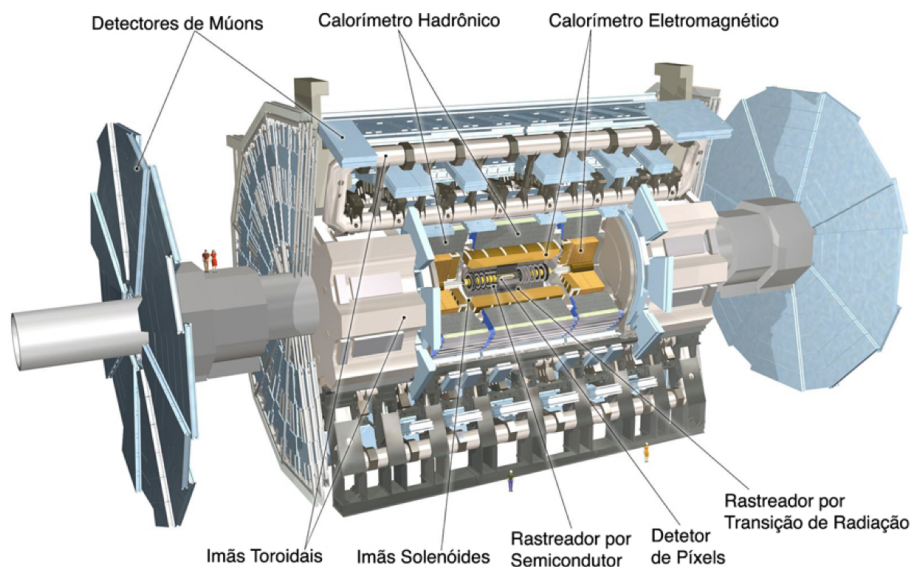


Figura 2.10: O detector ATLAS e seus diversos componentes. Extraído de [7].

O ATLAS possui 4 subdetectores, com um total de 140 M de canais de leitura, sendo do mais interno para o mais externo: Detector Interno (ID)<sup>7</sup>, Calorímetro Eletromagnético (ECAL), Calorímetro Hadrônico (HCAL) e Espectrômetro

<sup>7</sup>O ID também é referido como Detector de Traços.

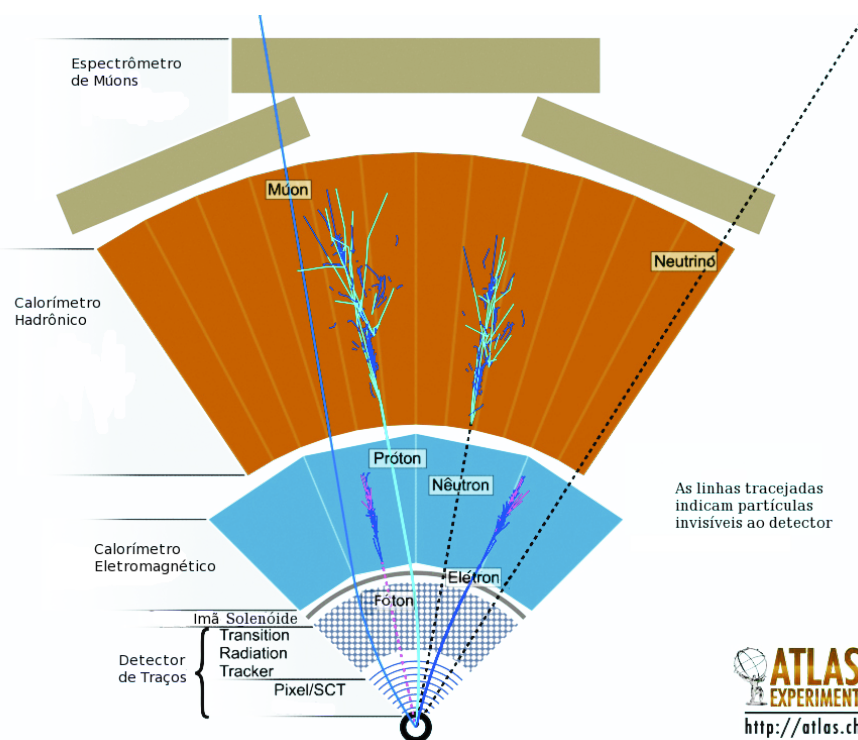


Figura 2.11: Um esboço contendo exemplos de interação de partículas com os subdetectores do ATLAS. Apenas partículas carregadas eletricamente deixam traços no Detector Interno. Elétrons, pósitrons e fótons serão totalmente absorvidos pelo Calorímetro Eletromagnético. Ao Calorímetro Hadrônico, cabe a tarefa de absorver partículas com componentes hadrônicas, como nêutrons, prótons e outros mésons. Múons mesmo contendo componentes eletromagnéticas devem atravessar os calorímetros com facilidade, sendo somente detectados pelo Espectrômetro de Múons. Léptons Neutrinos não são detectados por nenhum dos subdetectores do ATLAS, e por esse motivo é necessário hermeticidade para encontrar falhas na conservação de momento indicando a presença de uma dessas partículas. Adaptado de [31].

de Múons. De maneira resumida, o ID identifica a trajetória e o momento de partículas carregadas, os calorímetros fazem a absorção das partículas medindo assim sua energia total, e o Espectrômetro de Múons é responsável exclusivamente pela detecção de múons. Através das assinaturas feitas pelas partículas nesses subdetectores é possível realizar a identificação das mesmas. A Figura 2.11 contém um esboço de como as diferentes partículas idealmente interagem com os subdetectores do ATLAS.

Um outro componente do detector é o Sistema Supercondutor Magnético cu-

jas dimensões totais são 26 m de comprimento e 20 m de diâmetro. Ele fornece, através do Solenoide Central (CS), um campo magnético central de 2 T com picos de 2,6 T no material supercondutor para o ID. Como o mesmo está localizado dentro do ECAL é necessário uma minimização cuidadosa do material de forma a obter a performance desejada no calorímetro. Conseqüentemente o ECAL e o CS dividem o mesmo recipiente de vácuo e, ainda, o CS é projetado da maneira mais fina quanto possível sem que sejam sacrificadas a confiança e segurança operacional. Duas Tampas Toroidais (ECTs) estão inseridas nos finais do Barril do Toroide (BT) fazendo um envoltório externo aos calorímetros. Eles estão inseridos de forma alinhada ao CS e fornecem o campo magnético necessário para o Espectrômetro de Múons como grandes toroides de núcleo a ar. Os picos de campo nos ECTs são de 3,9 T e de 4,1 T para o BT [28].

Outros subdetectores especializados são: Serviços Eletrostáticos de Colheita de Feixes (BPTX), localizados a uma distância de  $z = \pm 175$  m, sendo utilizados para a sincronização do Sistema de Filtragem e de monitoramento com os feixes; Monitoramento das Condições dos Feixes (BCM), constituído de duas estações contendo sensores de diamante a uma distância de  $z = \pm 1,84$  m e  $\eta \approx 4,2$  m<sup>8</sup>; Contadores LUCID Čerenkov cobrindo a região  $5,4 < |\eta| < 5,9$ , que juntos com os BCM são responsáveis pela medição precisa da luminosidade; Calorímetro Contador de Zero Grau (ZDC) cobrindo uma região  $|\eta| > 8,3$ , realizando estudos tanto em colisões p-p como A-A na medição de partículas neutras em 0°; Luminosidade Absoluta para o ATLAS (ALFA) cobrindo  $6 < |\eta| < 13,5$ , responsável por medir a seção de choque de Colisões Elásticas; e, finalmente, os Cintiladores de Filtragem para o canal Minbias (MBTS), que fornecem informação e dados ao Primeiro Nível de filtragem, cobrindo uma região de  $2,1 < |\eta| < 3,8$ .

Serão descritos cada um dos subdetectores principais do ATLAS nas subseções que seguirão. Os calorímetros (Subseção 2.3.3) são de grande importância para este trabalho e será dado enfoque aos mesmos, especialmente o ECAL uma vez que ele é responsável pela absorção de elétrons e fótons, partículas no qual este trabalho atual deseja discriminar. Ao HCAL cabe a tarefa da absorção de partículas com componentes hadrônicas, como os jatos de hádrons gerados com grande frequência

---

<sup>8</sup>A variável  $\eta$  está descrita no Tópico 2.2.3.1

durante as colisões no LHC.

O experimento está em operação desde setembro de 2008 [13], quando os primeiros eventos de colisão de prótons com moléculas de gás dentro do tubo do acelerador foram registrados. Para coletar dados suficientes para as análises físicas o experimento pode durar cerca de 20 anos [28]. Mas, antes disso, houve o comissionamento, ou a preparação do detector para o estudo da nova física, utilizando diferentes tipos de dados (raios cósmicos, colisões de 900 GeV/c<sup>2</sup>, 2,36 TeV e durante o início de 2010 com 7 TeV) na fase inicial do experimento. Alguns exemplos realizados durante o comissionamento são:

- Sincronizar o relógio do detector com o cruzamento entre os feixes;
- Alinhar o detector;
- Acertar a escala de energia do detector;
- Calibrar a medição da luminosidade;
- Entender a resolução de seus vários subdetectores;
- Melhorar os simuladores para reproduzir a realidade;
- Lidar com possíveis surpresas no comportamento do detector.

Cada uma dessas tarefas tem seus próprios requisitos e métodos para serem realizados. Por exemplo, para o alinhamento das trajetórias se faz necessário de objetos que forneçam trajetórias conhecidas, citando raios cósmicos, feixes de *laser* e traços de colisões úteis, enquanto a calibração da escala de energia requer partículas com energia conhecida, usualmente utilizando partículas com massa invariante como o bóson Z.

### 2.3.1 Do projeto e suas restrições

Antes de detalhar os subdetectores vale ressaltar alguns pontos comuns aos mesmos, impostos pelas severas condições do LHC, que governaram o projeto do ATLAS sendo listadas a seguir [26]:

- **Tempo de Resposta:** uma resposta rápida do detector é necessária para minimizar o fenômeno de Empilhamento. O tempo de resposta varia conforme os subdetectores e representa o melhor compromisso entre os limites tecnológicos e suas características;
- **Granularidade:** para reduzir o impacto do Empilhamento é necessário que o detector tenha alta granularidade, o que implica em um grande número de canais de leitura, sendo um desafio para o sistema de aquisição, calibração e monitoramento;
- **Tolerância a radiação:** devido ao grande fluxo de radiação<sup>9</sup> todos os componentes do detector devem passar por um severo critério de rigidez a radiação;
- **Hermeticidade:** como foi dito anteriormente (Tópico 2.2.3.3), a energia de colisão elementar dos constituintes dos hádrons são desconhecidas, podendo apenas serem estimadas. Por outro lado, o  $p_T$  dos hádrons (e portanto dos pártons) em colisão é desprezível, de forma que o momento transverso faltante pode ser medido com acurácia aceitável, precedido que o sistema de calorimetria possui cobertura total em  $\phi$  e para  $|\eta| < 5$  (região onde estarão compreendidas as partículas geradas através das INs, inclusive os mésons mais leves existentes);
- **Resolução de momento e massa:** excelente resolução de massa e momento são necessários para partículas decaindo em elétrons, fótons e múons. Léptons devem ser identificados e medidos dentro de um alcance de poucos GeV até alguns TeV;
- **Capacidade de identificação de partículas:** a identificação de partículas é um papel crucial no LHC. Muitos requisitos rigorosos na identificação de elétrons, fótons, jatos-B, taóns etc. precisam ser satisfeitos. A identificação é feita pelo Sistema de Reconstrução, descrito no Capítulo 3.
- **Sistema de Filtragem:** o Sistema de Filtragem é outro ponto crucial para o sucesso do experimento, onde o Sistema do ATLAS também será descrito no

---

<sup>9</sup>O fluxo integrado por dez anos de operação em alta luminosidade dará quantidades de  $\sim 10^{17}$  nêutrons/cm<sup>2</sup> nas partes mais dianteiras do detector [26].

Capítulo 3, incluindo o algoritmo proposto pelo trabalho para a identificação de elétrons e fótons. A taxa de interação de  $10^9$  eventos/s deve ser reduzida para cerca de 100 eventos/s devido a limites de armazenamento. Por isso, um Sistema de Filtragem eficiente deve ser capaz de fornecer esse fator de redução de  $10^7$ .

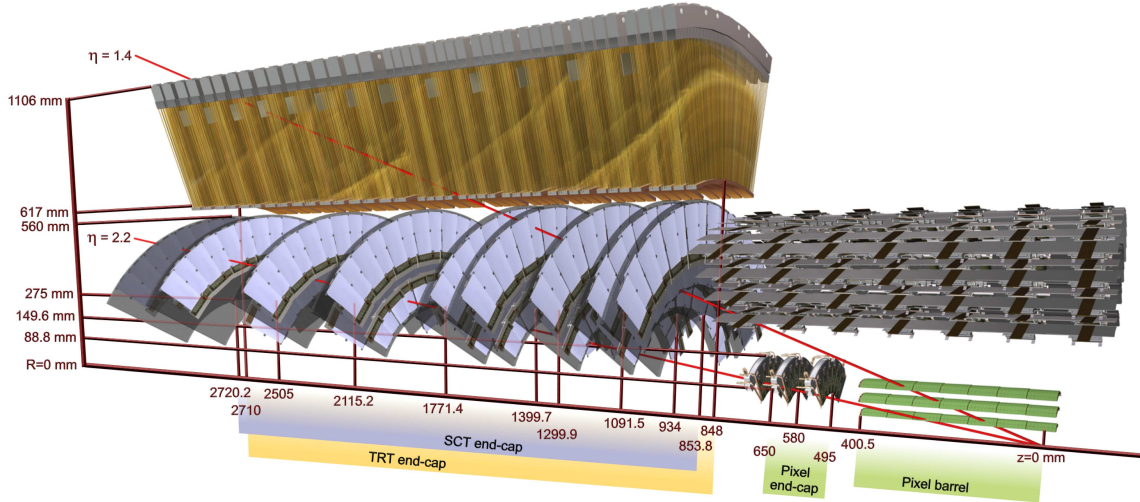
### 2.3.2 O Detector Interno

O ID [32, 33], Figura 2.12, é o responsável pela identificação das trajetórias (rastreamento) de partículas carregadas, medir o seu momento, o vértice primário, que é o local aonde ocorreu a colisão dos hádrons no detector, e outros vértices de decaimentos de partículas, vértices secundários, o parâmetro de impacto, e a distância entre o vértice primário e o ponto mais próximo do traço [34, 28]. Ele cobre uma região com completa cobertura em  $\phi$  de maneira simétrica para  $|\eta| < 2,5$ , a chamada região de precisão do detector. Essa região é limitada a esse valor devido a capacidade de sobrevivência do ID a radiação. Cerca de  $\sim 3000$  partículas de altas energias serão produzidas nas colisões quando operando em alta luminosidade, mas apenas algumas delas terão  $p_T$  suficiente para atingir os materiais do detector [35]. Quanto menor o  $\eta$ , mais raro é a incidência de partículas de forma que o nível de radiação é menor.

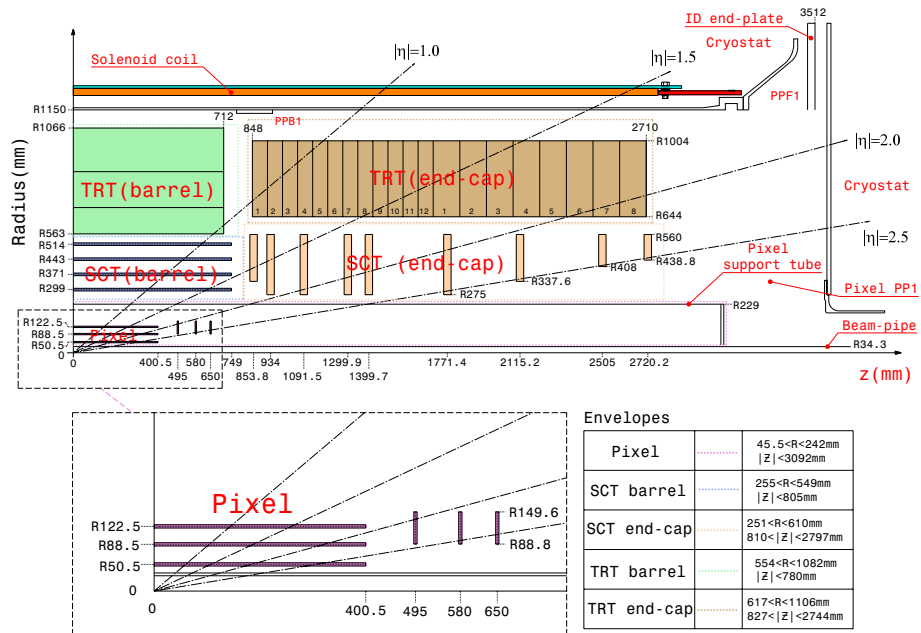
A medição do momento é realizada através da deflexão das partículas pelo campo magnético ( $B$ ) e sua resolução depende da resolução de posição ( $\sigma_p$ ), da magnitude de  $B$  e do comprimento ( $l$ ) do rastreador de acordo com 2.16 [17, 18]. O  $B$  fornecido pelo CS corresponde ao melhor compromisso com as limitações a ele dado, sobrando dois parâmetros a serem explorados, o  $\sigma_p$  e  $l$ . A resolução de vértices é proporcional a capacidade de reconstrução da trajetória da partícula e assim como o momento é inversamente proporcional  $\sigma_p$ . Também é necessário uma baixa granularidade pois há uma grande densidade de traços gerados no LHC devido às  $\sim 19$  INs por cruzamento de pacotes, resultando em  $\sim 10.000$  traços no detector no intervalo de 100 ns [36]. Finalmente, se deve evitar grande quantidades de material no ID para que seja possível realizar medições adiante nos calorímetros sem que as

partículas interajam e percam energia nos componentes desse.

$$\frac{\delta p_T}{p_T} = \frac{p_T \sigma_p}{0,3Bl^2} [GeV, T, m] \quad (2.16)$$



(a) Seção de corte do Detector Interno mostrando seus subsistemas. Extraído de [30].



(b) Esboço do Detector Interno, contendo suas dimensões e pseudorapidez relacionas. Extraído de [30].

Figura 2.12: O Detector Interno.

O ID dispõe de dois medidores de alta precisão, eles exploram a redução de  $\sigma_p$  melhorando assim a resolução do detector. Os detectores de alta precisão são formados pelos Detectores de Pixel e Detector de Rastreamento por Semicondutores



Sistema	Posição	Área (m <sup>2</sup> )	$\sigma_p$ ( $\mu\text{m}$ )	Canais (10 <sup>6</sup> )	Cobertura em $ \eta $
Pixeis	1 camada removível no barril (Camada B)	0,2	$R\phi = 12, z = 66$	16	$\leq 2,5$
	2 camadas no barril	1,4	$R\phi = 12, z = 66$	81	$\leq 1,7$
	3 discos nas tampas de cada lado	0,7	$R\phi = 12, R = 77$	43	$1,7 - 2,5$
SCT	4 camadas no barril	34,4	$R\phi = 16, z = 580$	3,2	$\leq 1,4$
	9 discos nas tampas de cada lado	26,7	$R\phi = 16, R = 580$	3,0	$1,4 - 2,5$
TRT	Canudos axiais no barril		170 (por canudo)	0,1	$\leq 0,7$
	Canudos radiais nas tampas		170 (por canudo)	0,32	$0,7 - 2,5$

Tabela 2.4: Parâmetros do ID. As resoluções estão citadas em valores típicos (a resolução verdadeira em cada detector depende do ângulo de impacto). Adaptado de [28].

(SCT). O Detector de Rastreamento por Transição de Radiação (TRT) explora o acréscimo do  $l$  do detector em busca de uma melhor resolução de momento. Um resumo das capacidades de cada um dos detectores é fornecido na Tabela 2.4.

### 2.3.2.1 Detector de Pixeis

A maior granularidade é atingida pelos pixeis semicondutores próximos ao vértice da colisão, entretanto o número de camadas de precisão devem ser limitadas devido à grande quantidade de material introduzida e ao seu alto custo. Dessa forma, o Detector de Pixel utiliza foi projetado de para fornecer apenas três pontos de alta precisão. Ele determina a resolução do parâmetro de impacto ( $d_0$ ) e a habilidade do ID de encontrar partículas de curta vida como hádrons B e táons. Um total de 140 M de canais de leitura estão dispostos com um afastamento de  $50 \mu\text{m}$  na direção  $R\phi$ , mesma direção que o plano transversal, e  $300 \mu\text{m}$  em  $z$ . O sistema consiste de três barris a uma distância radial média de  $\sim 5 \text{ cm}$ ,  $10 \text{ cm}$ ,  $13 \text{ cm}$ , e três tampas em cada lado entre uma distância, entre uma distância radial de  $11 \text{ e } 20 \text{ cm}$ .

### 2.3.2.2 Detector de Rastreamento por Semicondutores (SCT)

Já o SCT foi projetado para fornecer oito pontos de precisão por traço na região intermediária do ID, contribuindo tanto para a medição do momento, parâmetro de impacto e posição do vértice primário, quanto provendo bom reconhecimento de padrões pelo uso de alta granularidade. O seu barril usa oito camadas de microfibras de silicone para gerar precisão nos pontos nas coordenadas de  $R\phi$  e  $z$ . Cada componente mede  $6,36 \times 6,40\text{cm}^2$  com 768 canais de leitura com  $80\ \mu\text{m}$  de afastamento. A tampa possui construção similar, mas usa tiras cilíndricas, formando um conjunto alinhado radialmente. Ela possui cerca de  $61\ \text{m}^2$  de detectores de silicone, com 6,2 M de canais, que permitem distinguir dois traços separados por cerca de  $\sim 200\ \mu\text{m}$ .

### 2.3.2.3 Detector de Rastreamento por Transição de Radiação (TRT)

Por outro lado, o TRT explora a medição contínua do traço com uma quantidade bem menor de material e custo. Ele fornece cerca de 36 pontos por traço, melhorando assim a resolução do momento ao explorar um maior  $l$ . Com o acréscimo desses pontos o ID consegue um poder de curvatura  $Bl^2$  de  $\sim 2\text{Tm}^2$ . Ele se baseia em detectores de canudos, que podem operar nas grandes taxas esperadas no LHC em virtude de seus pequenos diâmetros e isolamento dos sensores dentro de volumes individuais de gás. A capacidade de identificação de elétrons é adicionada aplicando xenônio para detectar fótons de radiação transiente em seu radiador entre os canudos. O barril contém cerca de 50.000 canudos, divididos em dois no seu centro para reduzir a ocupação, e sua leitura em cada ponta. A tampa contém 320.000 canudos radiais, com a leitura na ponta externa. As medições realizadas pelos canais são em formas de impulsos e dão uma resolução espacial de  $170\ \mu\text{m}$  por canudo.

## 2.3.3 O Sistema de Calorimetria

A estrutura do calorímetro do ATLAS será descrita somente mais adiante, no Tópico 2.3.3.2, onde serão detalhados os subsistemas de calorimetria nele utilizados. As especificações do ECAL e HCAL serão analisadas em seguida, levando em conta o programa de física no qual eles estão inseridos. Entretanto, antes disso será realizada

uma breve introdução à calorimetria uma vez que algumas noções são de grande importância para o entendimento do trabalho e do algoritmo discriminador proposto.

### 2.3.3.1 Introdução a Calorimetria

Um primeiro fato que se precisa ter em mente quando se referindo a calorimetria [37, 7] é que a energia das partículas é absorvida através de suas interações com o calorímetro, sendo assim um processo de detecção é destrutivo, ou seja, não é possível realizá-lo novamente. Observando esse fato por outro lado, faz-se necessário que o calorímetro absorva totalmente a energia das partículas para que sua medição seja coerente, e portanto, as mesmas não podem ser capazes de transpor suas dimensões.

Os calorímetros podem ser de dois tipos, homogêneos e de amostragem. O método de amostragem utiliza-se de dois materiais: o material passivo responsável pela interação com a partícula, realizando a absorção de energia da partícula; e o ativo, no qual ocorre a geração, ou amostragem, do sinal. Calorímetros homogêneos utilizam um único material para realizar as duas tarefas: a de interagir com a partícula e gerar sinal; e por isso apresentam melhor resolução de energia que os de amostragem, uma vez que parte da energia das partículas nas interações com o material passivo dos calorímetros de amostragem é perdida. Por sua vez, calorímetros de amostragem são mais baratos e por isso utilizados em sistemas de detecção muito grandes, como o ATLAS. A resolução de energia do calorímetro para o método de amostragem varia conforme a energia da partícula de acordo com 2.17, ou seja, quanto maior a energia da partícula melhor é a resolução.

$$\frac{\delta E}{E} \approx \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b \quad (2.17)$$

Uma partícula ao transpassar o material do calorímetro geralmente interage de forma a excitar o meio ou aquecê-lo. O tipo de interação ocorrida depende da quantidade de energia da partícula, de sua natureza, assim como do meio, podendo ter como resultado interações eletromagnéticas, fortes, e mais raramente, fracas. Em altas energias os processos de interação com o meio criam uma cadeia contínua de eventos, provocando os chamados chuveiros de partículas. Os chuveiros de partículas que irão ocorrer nos calorímetros do ATLAS estão aqui explicados:

### 2.3.3.1.1 Chuveiro de partículas eletromagnéticas (EM)

A manifestação das interações eletromagnéticas (EM) com o meio do calorímetro podem ocorrer tanto através de partículas eletricamente carregadas, quanto através do bóson característico da interação EM, o fóton. No caso de partículas carregadas as interações com o meio podem ocorrer através destes fenômenos:

- **Ionização do meio:** ao atravessarem um meio, as partículas carregadas com energia suficiente para liberar elétrons dos campos elétricos do meio são capazes de ionizar o mesmo;
- **Cintilação:** Partículas carregadas podem excitar átomos ou moléculas sem necessariamente ionizá-las. Os átomos em estado excitado são instáveis, retornando rapidamente ao seu estado relaxado, liberando sua energia excedente em forma de fótons;
- **Luz de Čerenkov:** são emitidas caso as partículas carregadas tenham velocidade maior que a da luz no meio, para que as mesmas reduzam sua energia;
- **Raios  $\delta$ :** em altas energias, elétrons são emitidos ao serem arrancados do átomo do meio, gerando os chamados raios  $\delta$ ;
- **Bremsstrahlung:** efeito gerado pela deflexão de partículas carregadas de altas energias ( $> 10$  MeV) pelos núcleos do material, reduzindo sua energia através da irradiação de fótons;
- **Reação nucleares:** a interação EM pode induzir reações nucleares em energias muito elevadas.

Por outro lado, os fótons interagem através dos seguintes efeitos:

- **Efeito fotoelétrico:** é o processo mais comum para baixas energias, onde um átomo absorve um fóton, tornando-se excitado, e então emitindo elétrons ou raios-X ao retornar ao estado relaxado;
- **Espalhamento Compton:** o fóton fornece parte de sua energia a um elétron atingido, onde o mesmo libera outro fóton de menor energia;

- **Produção de pares:** fótons com energias maiores que 5-10 MeV, sob a influência de um campo de outra partícula carregada, podem produzir um par elétron-pósitron.

Em física de altas energias o fenômeno *bremsstrahlung* é, de longe, a principal forma de perda de energia de elétrons e pósitrons. Um elétron de vários GeV de energia pode irradiar milhares de fótons ao cruzar pelo meio do calorímetro. A esmagadora maioria desses fótons é absorvida por espalhamento *Compton* e efeito fotoelétrico. Os fótons com maiores energias criam pares elétrons-pósitrons. Esses pares podem, dependendo de sua energia, produzir mais fótons, que novamente poderão produzir mais pares, criando um chuveiro de partículas EM. Ao longo da evolução desse chuveiro, a energia média das partículas diminuirá até o ponto onde não há mais multiplicação das partículas. A partir desse ponto, o ponto máximo do chuveiro, o número de partículas irá decair, uma vez que a energia das partículas produzidas não é suficiente para produzir novos pares. A Figura 2.11 esboça o desenvolvimento de chuveiros EM para as partículas elétron e fóton. Os processos de mais baixas energias não produzem pósitrons, de modo que 75% da energia dos chuveiros é depositada em elétrons, e o restante, em pósitrons.

O comprimento de radiação ( $X_0$ ), parâmetro muito utilizado para medir a capacidade de calorímetros absorverem partículas EM, representa a distância necessária para que essas partículas percam 63,2% de sua energia através do fenômeno de *bremsstrahlung* em um meio.

### 2.3.3.1.2 Chuveiros de partículas hadrônicas (HAD)

As partículas hadrônicas (HAD) são compostas de sistemas de quarks e glúons, sendo possível a interação forte dessas partículas com os núcleos do meio. As interações fortes são mais complexas que as EM, contendo uma variedade maior de processos levando em conta as diferentes configurações para os quarks e glúons das partículas HAD envolvidas, assim como o número de fenômenos envolvendo o núcleo do meio atingido.

Quando um hádron de alta energia e carregado eletricamente penetra um meio, ele poderá sofrer dos fenômenos de interação EM descritos, contudo, o fenômeno com maior relevância para a redução de energia através da interação EM para

partículas de altas energias, o fenômeno de *bremstrahlung*, ocorre em ordens menores nas partículas HAD por elas serem compostas de sistemas maciços. Ao mesmo tempo, tanto hádrons carregados, quanto hádrons neutros, poderão interagir com um núcleo do meio, com o qual sofrerão interação forte, podendo mudar a identidade da partícula radicalmente, criando, por exemplo, 15 novos hádrons. O núcleo atingido também sofrerá alterações, citando a possibilidade do mesmo perder nêutrons e prótons nesse processo, terminando em um estado altamente excitado e, finalmente, retornando ao seu estado relaxado através da emissão de fótons.

Alguns dos hádrons produzidos, em particular o  $\pi^0$  e  $\eta$ , podem decair em fótons, como:  $\pi^0, \eta \rightarrow \gamma\gamma$ . Os fótons podem gerar chuveiros EM, de forma que uma parte da energia das partículas HAD irá se dispersar em um chuveiro EM. Por outro lado, a produção em cascata de partículas HAD, irá gerar um chuveiro de partículas HAD. Há, no entanto, uma componente de chuveiro de partículas EM, de forma que nem toda a energia da partícula HAD será dispersada através da cadeia de eventos causadas por interação forte. Novamente, o número de partículas aumenta devido ao processo de multiplicação, mas ao chegar ao seu ponto máximo, as multiplicações subsequentes são balanceadas pela absorção de partículas do chuveiro, fazendo com que o número de partículas do chuveiro reduza gradativamente. Veja novamente a Figura 2.11 para um esboço de desenvolvimento de chuveiros HAD para as nêutrons e prótons.

Um parâmetro similar ao  $X_0$ , mas para partículas HAD, é o comprimento de interação nuclear ( $\lambda_{int}$ ), o comprimento médio necessário para que um hádron perca 63,2% de sua energia em um meio.

### 2.3.3.1.3 Utilização dos calorímetros para identificação de partículas

Sabendo como as partículas HAD e EM reagem com o calorímetro, cabe fazer algumas considerações sobre os calorímetros responsáveis pela detecção das mesmas.

O Calorímetro Eletromagnético (ECAL) é responsável pela absorção de partículas puramente EM, ou seja, que não tem componentes HAD, como os léptons carregados e fótons. Os múons, embora façam parte do grupo de partículas puramente EM, atravessam grandes quantidades de material perdendo pouca energia uma vez que são bem mais maciços que elétrons (sofrem menor efeito de *bremstrah-*

*lung*), e por isso são utilizados o Espectrômetro de Múons para detectá-los. Táons, são ainda mais maciços, e precisariam de mais material que os múons para serem detectados. Entretanto, eles tem tempo de vida muito curto e decaem em múons (ou elétrons) e mais dois neutrinos de forma similar aquela descrita em 2.1 antes de atingirem o detector, sendo detectados indiretamente através dos resíduos de seu decaimento. Com isso, apenas elétrons, pósitrons e fótons são detectados no ECAL, mas vale ter em mente que eles podem ser estados finais de outras partículas.

Por outro lado, o Calorímetro Hadrônico (HCAL) deve absorver todas as partículas HAD, como os jatos HAD que podem ser resíduos de um UE e Minbias, ou até mesmo de um decaimento. Alguns canais de interesse desejam encontrar jatos, como o decaimento do bóson  $W$  em altos  $p_T$  para  $|\eta| < 3$ :  $W \rightarrow jato - jato$ . Entretanto, é necessário separar esses jatos dos criados pelo ruído gerados por Minbias e UEs, e para isso o HCAL deve ser capaz de separar um jato de um decaimento duplo em jatos próximos, sendo necessário uma granularidade maior nessa região.

Quanto maior o número atômico do meio, maior será a profundidade no qual um chuva HAD irá se propagar no mesmo, quando em comparação com um chuva EM de mesma energia. Isso culmina na disposição dos ECAL serem anteriores ao dos HCAL, uma vez que é inútil, assim, utilizar calorímetros com a configuração espacial oposta, já que todos os chuvas de partículas se extinguiriam no HCAL, não atingindo o ECAL. Ainda, é interessante a utilização de materiais com grandes números atômicos no ECAL para garantir, por esse motivo, a menor deposição de energia possível de partículas HAD no mesmo.

Ainda, o perfil de chuvas HAD é mais largo que o de chuvas EM. Essa ocorrência é muito explorada para realizar a discriminação entre as partículas que interagem com os calorímetros, buscando perfis de chuvas justos para partículas EM. Ela têm como consequência a menor granularidade no ECAL quando comparados com os HCAL, já que para realizar a discriminação é necessário que o calorímetro tenha resolução para discernir entre os chuvas. Ao mesmo tempo, se faz desnecessário utilizar altas granularidades no HCAL, justamente pelos chuvas se espalharem por uma região maior.

Grande parte da física de interesse busca por decaimentos leptônicos, uma

vez que o ruído HAD gerados pelas colisões é de ordem muito superior a da produção de física de interesse, visto anteriormente no Tópico 2.2.3.3. Essas partículas irão interagir com o ECAL, assim como partículas HAD, por mais que o  $X_0$  seja algumas vezes menor que  $\lambda_{int}$ , acontecimento importante para minimizar a energia depositada por hádrons no ECAL. Ainda, é necessário uma granularidade maior no ECAL para que seja possível observar as diferenças no perfil dos chuveiros formados.

Léptons neutrinos são partículas de difícil detecção uma vez que sofrem apenas interações fracas. Elas não são detectadas diretamente pelo ATLAS, senão pelo balanceamento do  $p_T$  das colisões, que são aproximadamente nulos. Ao se identificar a existência de uma grande parcela de momento transverso faltante ( $p_T^{miss}$ ), sabe-se que foi gerada uma dessas partículas. Para isso, é necessário em primeiro lugar hermeticidade, de forma que se seja capaz de detectar os diversos resíduos gerados pelas colisões e não atribuí-los erroneamente aos neutrinos. Nos calorímetros essa necessidade é especialmente importante, uma vez que com frequência jatos hadrônicos são gerados para balancear os decaimentos das partículas.

### 2.3.3.2 Dos subsistemas de calorimetria e suas topologias

O Sistema de Calorimetria [38, 39, 40] do ATLAS, retratado na Figura 2.13, consistem de calorímetros de amostragem com simetria e cobertura total em  $\phi$ .

O ECAL do ATLAS jaz na parte mais interna do detector e cobre uma região de pseudorapidez  $|\eta| < 3,2$ . Ele pode ser dividido no Barril do Calorímetro Eletromagnético (EMB), que cobre uma região pseudorapidez de  $|\eta| < 1,475$ , e por suas Tampas do Calorímetro Eletromagnéticos (EMECs), cobrindo por sua vez a região de  $1,375 < |\eta| < 3,2$ .

Seu HCAL cobre a mesma região de pseudorapidez que o ECAL, envolvendo o mesmo. O seu barril alcança até  $|\eta| < 1,0$ , sendo adicionado uma extensão para aumentar o alcance na região de  $0,8 < |\eta| < 1,7$ . Juntos eles compõem o Calorímetro Hadrônico de Telhas (*TileCal*). Finalmente, as Tampas do Calorímetro Hadrônico (HECs) cobrem a região de  $1,5 < |\eta| < 3,2$ .

Um calorímetro de menor precisão, Calorímetro Dianteiro (FCal), é utilizado para cobrir a região mais próxima do tubo do feixe, de  $3,1 < |\eta| < 4,9$ , compondo uma extensão ao ECAL através de sua primeira camada, e ao HCAL com suas



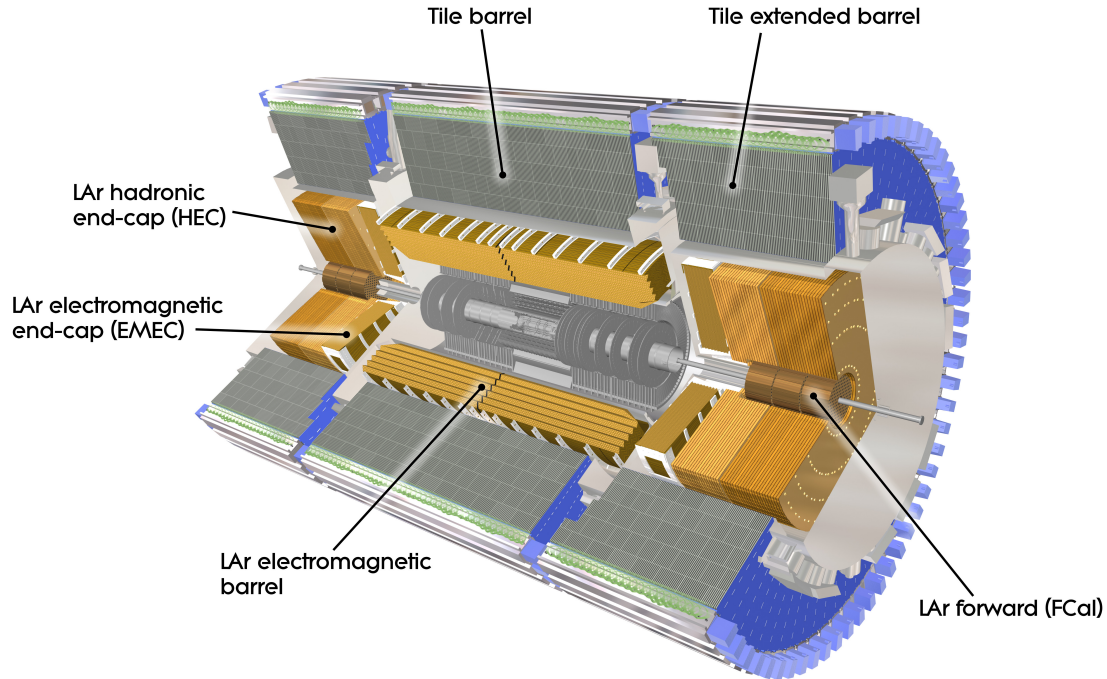


Figura 2.13: Os diversos calorímetros do ATLAS. Extraído de [41].

segunda e terceira camadas.

Para todas as regiões de transição entre calorímetros citadas há a extensão dos mesmos de modo que haja sobreposição, com o objetivo de evitar a queda súbita de material [30].

A segmentação, granularidade e número de canais (um total de  $\sim 190.000$ ) em cada um dos calorímetros está contida na Tabela 2.5. Uma observação interessante é a queda da granularidade conforme o aumento de  $\eta$ . Esse fato se deve a região de precisão do ATLAS estar limitada para  $|\eta| < 2,5$ , consequência da capacidade do ID de suportar radiação<sup>12</sup>. A granularidade do HCal é menor que a do ECal, devido a maior largura de chuveiros HAD. Nas regiões de maior  $|\eta|$ , principalmente no FCal, a tarefa principal do calorímetro é reconstruir jatos e medir a energia transversa faltante ( $E_T^{miss}$ ), de modo que uma granularidade mais grosseira é aceitável. Ainda, é possível observar um decaimento da granularidade conforme o acréscimo das camadas de segmentação longitudinais, o que ocorre devido a expansão da espessura lateral do chuveiro conforme a propagação do mesmo pelo calorímetro.

<b>Pré-amostrador (PS)</b>		<b>Barril</b>	<b>Tampa</b>
Cobertura		$ \eta  < 1,52$	$1,5 <  \eta  < 1,8$
Segmentação Longitudinal		1 camada	1 camada
Granularidade ( $\Delta\eta \times \Delta\phi$ )		$0,025 \times 0,1$	$0,025 \times 0,1$
Canais de Leitura		7808	1536 (ambos os lados)
<b>Eletromagnético</b>		<b>Barril</b>	<b>Tampa (EMEC)</b>
Cobertura		$ \eta  < 1,475$	$1,375 <  \eta  < 3,2$
Segmentação Longitudinal		3 camadas	$1,5 <  \eta  < 2,5$
			$1,375 <  \eta  < 1,5$
			$2,5 <  \eta  < 3,2$
Granularidade ( $\Delta\eta \times \Delta\phi$ )	Camada 1	$0,003 \times 0,1$	$1,375 <  \eta  < 1,5$
			$1,5 <  \eta  < 1,8$
			$1,8 <  \eta  < 2,0$
			$2,0 <  \eta  < 2,5$
			$2,5 <  \eta  < 3,2$
Camada 2	$0,025 \times 0,025$	$0,025 \times 0,025$	$1,375 <  \eta  < 2,5$
			$2,5 <  \eta  < 3,2$
Camada 3	$0,050 \times 0,025$	$0,050 \times 0,025$	$1,5 <  \eta  < 2,5$
Canais de Leitura		101760	62208 (ambos os lados)
<b>Had. Telhas Cintilantes (Tile-Cal)</b>	<b>Barril</b>	<b>Barril estendido</b>	
Cobertura		$ \eta  < 1,0$	$0,8 <  \eta  < 1,7$
Segmentação Longitudinal		3 camadas	3 camadas
Granularidade ( $\Delta\eta \times \Delta\phi$ )	Camadas 1, e 2	$0,1 \times 0,1$	$0,1 \times 0,1$
			$0,2 \times 0,1$
			$0,2 \times 0,1$
Camada 3	$0,2 \times 0,1$	$0,2 \times 0,1$	
Canais de Leitura		5760	4092 (ambos os lados)
<b>Had. Argônio Líquido (HEC)</b>		<b>Tampa</b>	
Cobertura		$1,5 <  \eta  < 3,2$	
Segmentação Longitudinal		4 camadas	
Granularidade ( $\Delta\eta \times \Delta\phi$ )		$0,1 \times 0,1$	$1,5 <  \eta  < 2,5$
		$0,2 \times 0,2$	$2,5 <  \eta  < 3,2$
Canais de Leitura		5632 (ambos os lados)	
<b>Calorímetro Dianteiro (FCal)</b>		<b>Dianteiro</b>	
Cobertura		$3,1 <  \eta  < 4,9$	
Segmentação Longitudinal		3 camadas	
Granularidade ( $\Delta\eta \times \Delta\phi$ )		$\sim 0,2 \times 0,2$	
Canais de Leitura		1762 (ambos os lados)	

Tabela 2.5: Região de cobertura em  $\eta$ , granularidade e número de canais de leitura das camadas dos calorímetros. Adaptado de [42]

### 2.3.3.2.1 Barril (EMB) e Tampas (EMEC) do Calorímetro Eletromagnético

Os ECALs de precisão, compostos pelo EMB e EMECs, utilizam detectores de Argônio Líquido (LAr), contendo absorvedores compostos por eletrodos de cobre, o seu meio ativo, enquanto o meio passivo é composto por placas de chumbo ( $X_0 = 0,56$  cm e  $\lambda_{int} = 17,59$  cm<sup>10</sup>). Eles irão operar em uma faixa de dinâmica de energia muito larga, começando em 50 MeV e indo até os 3 TeV. Ainda, a resolução de energia desses calorímetros tem de atender no mínimo a relação 2.18, e sua linearidade de resposta deve ser melhor que 0,5% na região de energia até 300 GeV, especialmente para obter ótima resolução ( $\sim 1\%$ ) de massa de reconstrução dos decaimentos em elétrons e fótons do bóson de Higgs, os parâmetros que determinaram essas referências durante seus projetos.

$$\frac{\delta E}{E} \approx \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\% \quad (2.18)$$

Por isso, o LAr<sup>11</sup> foi escolhido pelo seu comportamento linear e estabilidade de resposta temporal. Ainda, o LAr apresenta uma resistência a radiação intrínseca, necessário para esses calorímetros que estão na parte mais interna do detector. O sinal é gerado através da absorção das partículas geradas pelo chuveiro que causam a ionização do LAr. A ionização gera um par elétron-ion, e se utiliza acoplamento capacitivo para direcionar as partículas carregadas para os eletrodos utilizando tensões na ordem de 2 kV.

A estrutura dos calorímetros é no formato de acordeão, que permite uma cobertura completa natural, sem fissuras (*gaps*), em  $\phi$ , assim como uma extração veloz dos sinais dos eletrodos na parte frontal e traseira. Essa estrutura pode ser visualizada na Figura 2.18(a) para o barril, já para a tampa essa estrutura é mais complexa, uma vez que a amplitude das ondas do acordeão tem de crescer proporcionalmente ao raio.

Um corte longitudinal do ECAL está disposto na Figura 2.14. Devido a complexidade da geometria do calorímetro, existem três regiões de fissuras, também

---

<sup>10</sup>Os valores de comprimentos foram retirados de [43].

<sup>11</sup>Para efeitos de comparação entre o meio ativo e passivo, os comprimentos do LAr são:  $X_0 = 14,00$  cm e  $\lambda_{int} = 85,77$  cm.

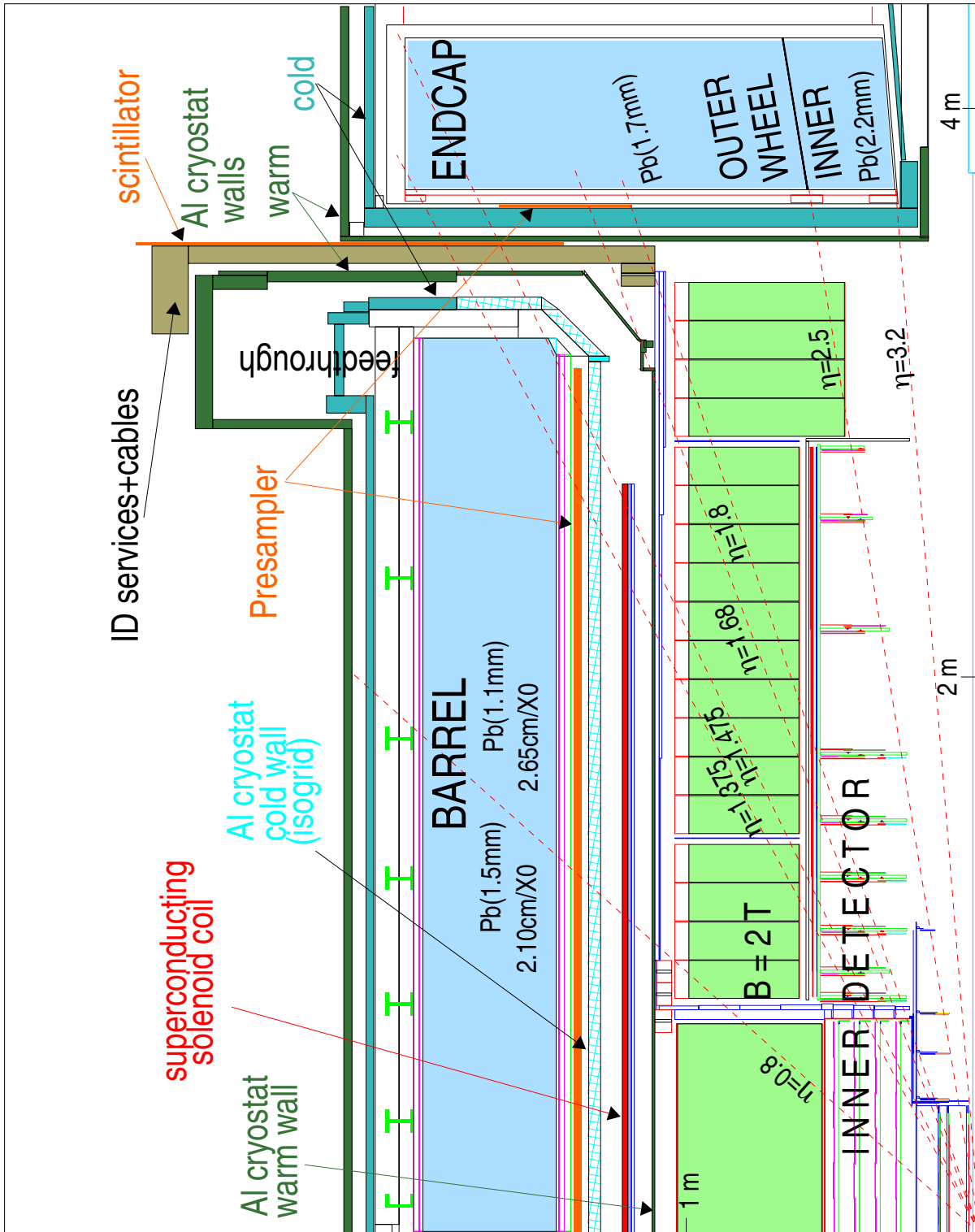


Figura 2.14: Seção de corte longitudinal do ECAL. Extraído de [38]

simétricas em  $\phi$ , nas quais a resposta do detector é degradada em comparação com o resto da cobertura. São elas:

- $\eta = 0$  : entre a junção das duas metades do barril, existe uma pequena fissura totalizando 6 mm de LAr inativo;
- $|\eta| \sim 1,45$  : a região de transição entre o barril e a tampa é utilizada como trajeto para os cabos e serviços do ID. Essa região é a maior fissura do detector, começando a degradar lentamente a resposta do detector em  $|\eta| > 1,35$ , e indo até cerca de  $|\eta| < 1,68$ ;
- $|\eta| = 2,5$  : na região de transição entre a tampa mais externa e interna do detector uma pequena fissura de 3 mm. Uma degradação adicional é causada por um material morto colocado na frente deste local como um anel de suporte.

A estrutura de acordeão tem como vantagem a flexibilidade de segmentação longitudinal e transversa, permitindo a implementação de camadas com diferentes granularidades. São utilizadas três camadas, que podem ser observadas na Figura 2.15, com as seguintes propriedades:

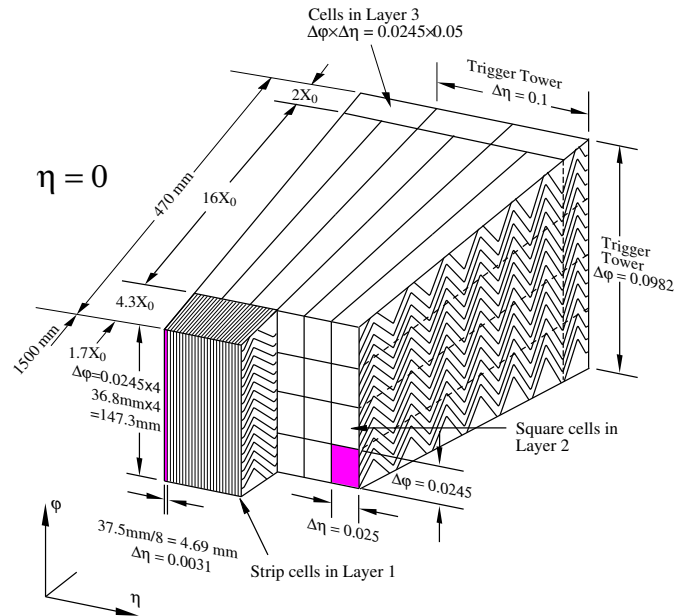


Figura 2.15: Esboço da estrutura de acordeão e a granularidade de suas camadas para  $|\eta| = 0$  do EMB. A quantidade de  $X_0$  típicos para cada uma das camadas também são mostrados. Extraído de [38].

- **Primeira Camada do ECAL, ou Camada de Tiras/*Strips* (E1):** a primeira camada é composta por tiras finas com grande granularidade em  $\eta$ , tendo como objetivo fazer uma boa leitura dessa posição. Isso é especialmente importante no caso de fótons, que não são medidos pelo detector de traços, e ao mesmo tempo para casar os traços das partículas com seus respectivos chuveiros. Conforme o  $\eta$  aumenta, há um decréscimo da granularidade devido ao fato das tiras não poderem ser feitas com menos de 5 mm. A escolha de tiras mais grosseiras em  $\phi$  quando comparadas com a segunda e terceiras camadas é consequência do campo magnético do CS espalhar os chuveiros em  $\phi$  que possam ocorrer antes do calorímetro. Além disso, a partícula  $\pi^0$  é instável e decai de acordo com  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  em regiões próximas do calorímetro. Para que seja possível fazer a separação  $\gamma/\pi^0$  é necessário granularidade de poucos milímetros, uma vez que só assim será possível fazer a distinção dos dois fótons do decaimento de um fóton "legítimo".
- **Segunda Camada do ECAL, ou Camada Central/*Middle* (E2):** a segunda camada é responsável pela absorção da maior quantidade de energia. Ela é segmentada transversalmente em torres quadradas de  $(\Delta\eta \times \Delta\phi) \approx (0,025 \times 0,025)$ , que permitem um compromisso ótimo entre a contenção do perfil lateral do chuveiro com a contribuição do ruído por Empilhamento e eletrônico para a medição de energia.
- **Terceira Camada do ECAL, ou Camada Trazeira/*Back* (E3):** a terceira camada tem a mesma granularidade que a central em  $\phi$ , mas sua granularidade é duas vezes mais grosseira em  $\eta$ . Ela é utilizada para separar chuveiros de altas energias, e contribui para a separação de  $\gamma/\text{jato}$  e  $e/\text{jato}$ . No caso da tampa para  $|\eta| > 2,5$  são utilizadas apenas duas camadas com granularidade mais grosseira uma vez que se está fora da região de precisão.

Para fazer a medição com precisão da energia é necessário o mínimo de material antes de sua medição, de modo que essa não seja prejudicada pela geração de chuveiros antes dos calorímetros, o que causaria a perda de energia das partículas e deteriorando, simultaneamente, a precisão da posição de impacto da partícula com o mesmo. Por mais que todo o material colocado antes do calorímetro tenha sido

otimizado para minimizar esse efeito, ainda assim é possível que isso ocorra, de modo que um instrumento Pré-amostrador foi colocado para estimar a perda de energia no material existente antes do calorímetro, estando descrito no Subtópico 2.3.3.2.5.

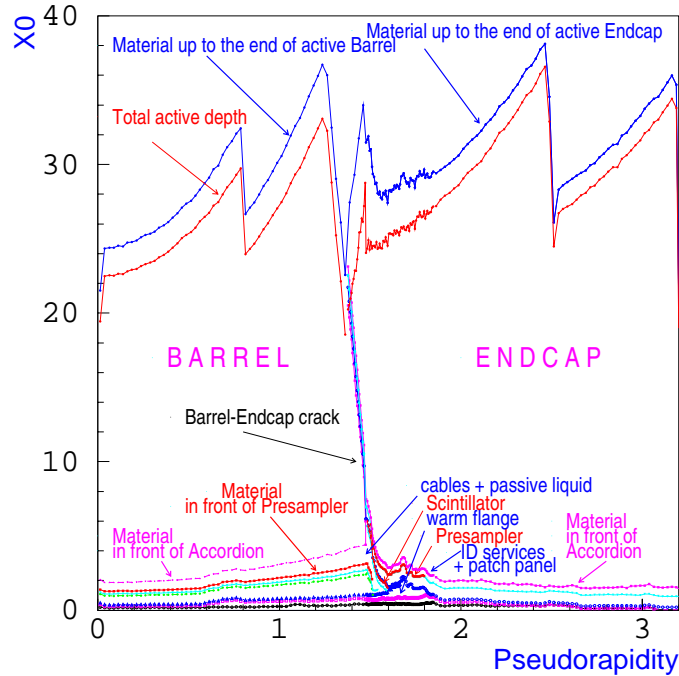


Figura 2.16: Valores de  $X_0$  em função de  $\eta$  para as diferentes camadas do ECAL e outros materiais dispostos antes do mesmo. Extraído de [38].

O ECAL tem de ser capaz de absorver completamente a energia das partículas que devem variar de 50 MeV até 3 TeV. Para absorver as partículas com maiores energias, o ECAL conta com valores maiores a  $24 X_0$  no barril, e maiores a  $26 X_0$  na tampa. Os valores de  $X_0$  em função de  $\eta$  estão dispostos na Figura 2.16, onde também é possível visualizar os valores desse parâmetro para os materiais localizados antes do calorímetro.

### 2.3.3.2.2 Calorímetro Hadrônico de Telhas (*TileCal*)

No barril do HCAL, chamado de *TileCal*, o meio de amostragem se consiste de telhas de cintiladores de plástico e seu material passivo é o aço (o  $\lambda_{int}$  é aproximadamente igual ao do chumbo, cerca de  $16,8 \text{ cm}^{10}$ ), Figura 2.18(b). Ao invés do efeito capacitivo utilizado no LAr, os cintiladores de plástico são excitados pelas partículas carregadas do chuveiro, de modo que são emitidos fótons capturados pelas fibras óticas, que os direcionam aos Multiplicadores de Fótons (PMTs). Os

PMTs geram um sinal proporcional a energia da partícula que iniciou o chuveiro. Essa técnica de amostragem é utilizada pois nesta região mais externa e central do detector há pouca incidência de radiação<sup>12</sup>, sendo possível utilizar um método com menor custo financeiro.

O *TileCal* é segmentado longitudinalmente para garantir melhor identificação das partículas, e pela possibilidade de conseguir uma melhor resolução de energia através da calibração realizada pela ponderação do depósito em cada um das camadas. São utilizadas três camadas para esse propósito: Primeira Camada do HCAL (H0), Segunda Camada HCAL (H1) e Terceira Camada HCAL (H2).

A resolução de energia do calorímetro necessária para fazer a medição dos diversos jatos e hádrons gerados nas colisões e dos jatos duplos provenientes dos decaimentos do bóson W tem de atender 2.19. A linearidade de resposta do calorímetro mínima é dentre de 2% em uma escala de até 4 GeV.

$$\frac{\delta E}{E} \approx \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\% \text{ para } |\eta| < 3 \quad (2.19)$$

É necessário que o HCAL tenha no mínimo a espessura de  $10 \lambda_{int}$  para a contenção completa dos chuveiros, tanto para garantir resolução de energia, quanto reduzir o ruído causado no Espectrômetro de Múons. Os valores de  $\lambda_{int}$  para os diversos HCAL estão dispostos na Figura 2.17.

### 2.3.3.2.3 Tampas do Calorímetro Hadrônico (HEC)

Para a HEC também se utiliza o LAr como meio ativo devido a incidência de radiação, mas ao invés de chumbo, seu material passivo é o cobre ( $X_0 = 1,43$  cm e  $\lambda_{int} = 9,39$  cm<sup>10</sup>). Sua estrutura foi projetada como uma chapa plana demonstrada na Figura 2.18(c). São utilizadas duas tampas para cada HEC contendo cada uma 32 módulos idênticos. Cada módulo se consiste de 24 chapas de cobre para a primeira tampa, e 16 chapas para a segunda. Em ambos os casos as chapas de cobre estão separadas por uma fissura de 8,5 mm contendo LAr e três eletrodos. Essa estrutura foi escolhida principalmente por ter uma maior resistência a radiação e eficácia de custo, ainda fornecendo a cobertura espacial necessária.

---

<sup>12</sup>Uma relação entre a incidência de radiação e pseudorrapidez foi feita em Seção 2.3.2.



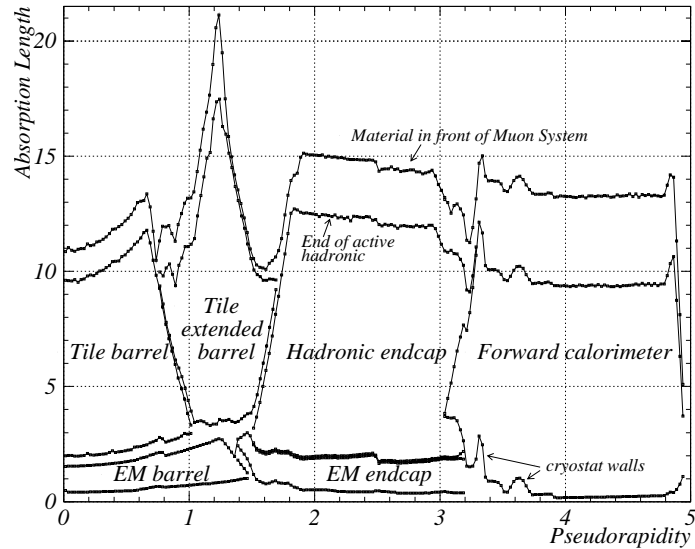


Figura 2.17: Valores de  $\lambda_{int}$  em função de  $\eta$  para as diferentes camadas e subsistemas do HCAL. Também estão presentes os comprimentos de interação do ECAL. Extraído de [38].

Os requisitos de linearidade e de resolução de energia devem atender aqueles especificados para o *TileCal*. Ainda, um tempo de pico de sinal de  $\sim 40$  ns deve ser atendido pelo LAr. O número de  $\lambda_{int}$  da HEC em função de  $\eta$  estão na Figura 2.17.

Diferente do barril, a tampa do HEC possui 4 camadas, mas normalmente as duas camadas centrais são agrupadas em uma única camada, de forma a manter a uniformidade de segmentação longitudinal do HCAL.

#### 2.3.3.2.4 Calorímetro Dianteiro (FCal)

Já o FCal apresenta uma estrutura diferenciada para aguentar os elevados índices de radiação próximos ao tubo do feixe. Em sua primeira camada, é utilizada uma matriz de metal absorvedora de cobre contendo buracos igualmente distribuídos. Nesses buracos são colocados uma estrutura de hastes coaxiais e tubos, ambos novamente de cobre, separados por um preciso pedaço de fibra de plástico resistente a radiação. A matriz e o tubo compõem o material passivo, enquanto o espaço remanescente entre o tubo e a haste é preenchido por LAr, o meio de amostragem. O tubo está aterrado, enquanto as hastes estão em alta tensão, criando o efeito capacitivo. Essa estrutura fica mais facilmente compreendida na Figura 2.18(d). O material das hastes e da matriz são substituídos de cobre para tungstênio ( $X_0 = 0,350$  cm e

$\lambda_{int} = 5,72 \text{ cm}^{10}$ ) com o objetivo de elevar a capacidade de absorção de partículas HAD nas segunda e terceira camadas. O acúmulo de íons de LAr nas fissuras limita a luminosidade máxima proporcionalmente a  $1/g^2$ , de forma que o comprimento das fissuras ( $g$ ) devem ser os menores possíveis. As dimensões das mesmas são de 250-375  $\mu\text{m}$  para a seção EM e 500  $\mu\text{m}$  para a seção HAD.

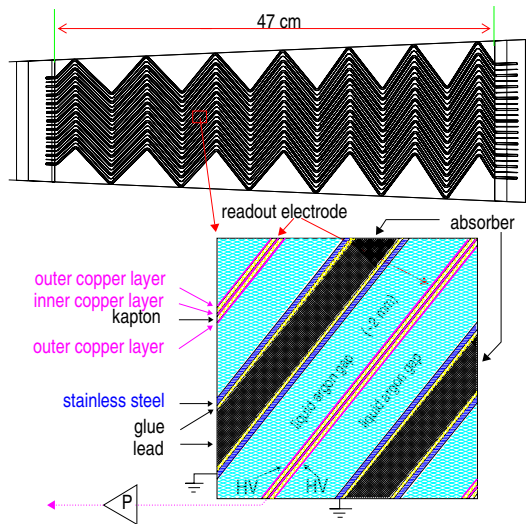
$$\frac{\delta E}{E} \approx \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\% \quad \text{para } 3 < |\eta| < 5 \quad (2.20)$$

A tarefa principal desse detector é a reconstrução de jatos e fornecer hermeticidade para a medição de  $p_T^{miss}$ . Por isso, a resolução de energia para o HCAL na região dianteira pode ser menor, de acordo com 2.20. Nessa região também é necessário a identificação de jatos dianteiros uma vez que a região de admissão para seus decaimentos do bóson de Higgs é de  $2 < |\eta| < 5$ . Observe novamente a Figura 2.17 para os comprimentos do FCal.

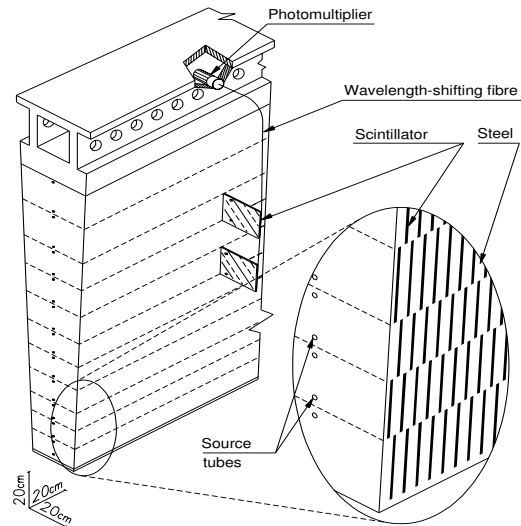
### 2.3.3.2.5 Calorímetro Pré-amostrador (PS) e Cintiladores

O Calorímetro Pré-Amostrador (PS), diferente dos calorímetros detalhados anteriormente, não possui meio passivo, constituído apenas de uma fina camada de LAr na região de  $|\eta| < 1,8$ . Seu barril,  $|\eta| < 1,52$ , contém eletrodos perpendiculares ao feixe e um comprimento de 1,1 cm, enquanto na tampa,  $1,5 < |\eta| < 1,8$ , a configuração dos eletrodos é paralela e o comprimento de 0,5 cm. Sua função é absorver partículas de chuveiros formados antes do calorímetro do ATLAS pela interação das partículas com o material anterior ao calorímetro (observe os valores de  $X_0$  desses materiais na Figura 2.16), como no CS, criostato e no ID. Com isso é possível realizar a calibração da energia perdida pelas partículas nesse material. Além da pseudorrapidez de 1,8, o PS não é mais necessário dado que o material morto (material que não contribui para a detecção de energia da partícula) é reduzido e a energia total das partículas é grande para um dado  $p_T$ .

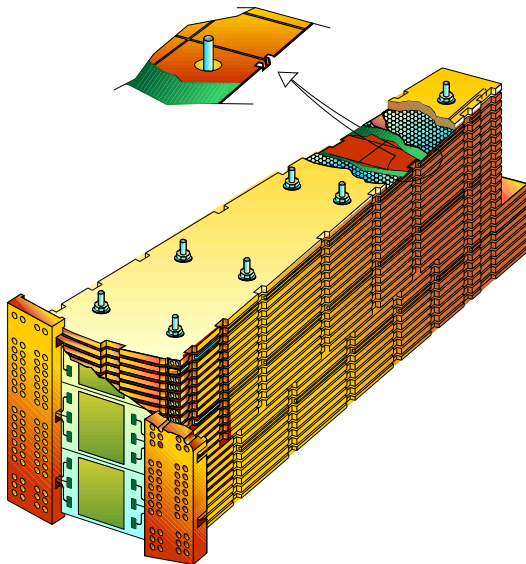
Na região de transição entre o barril e a tampa, para  $|\eta| = 1,4$ , a situação é particularmente crítica devido aos serviços e cabos para o ID, e uma camada cintiladora em  $1,0 < |\eta| < 1,6$  é colocada entre os dois criostatos com o objetivo de recuperar parte da energia perdida, principalmente por partículas HAD, mas também ajuda a reconstruir a energia de elétrons e fótons. As disposições desses



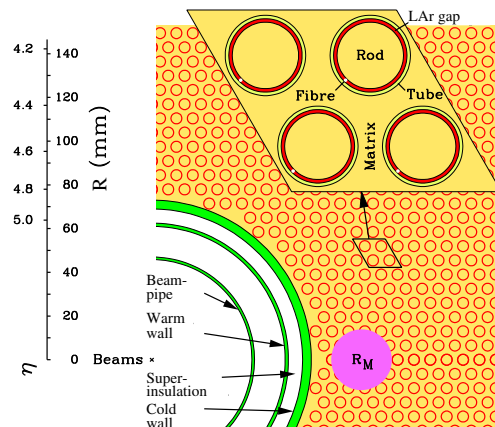
(a) Acordeão para o barril do ECAL. Extraído de [38].



(b) Telhas e cintiladores do TileCal. Extraído de [38].



(c) Chapa plana do HEC. Extraído de [30].



(d) Tubos e Hastes para a primeira camada do FCal. Extraído de [30].

Figura 2.18: As diferentes estruturas dos subsistemas de calorimetria do ATLAS.

dois calorímetros, assim como do cintilador pode ser observada na Figura 2.14.

### 2.3.3.2.6 Sistema de Criogenia

O resfriamento do LAr é feito por três criostatos, um para o barril e dois para as tampas, mantendo o LAr em sua temperatura de operação, cerca de 80 K, através de nitrogênio líquido que circulam em tubos no sistema de refrigeração em volta dos

calorímetros com sua pressão e fluxo regulados de forma a fornecer apenas a potência necessária para manter o LAr nessa temperatura. Para minimizar o material, as paredes do criostato são feitas de alumínio. O criostato no barril envolve apenas o ECAL (o *TileCal* não utiliza LAr como meio passivo e por isso não necessita ser refrigerado), enquanto os criostatos na tampa envolvem o EMEC, HEC e o FCal. A parede mais interna do criostato do barril utiliza uma estrutura *isogrid*, que tem  $\sim 80\%$  de material a menos que uma placa sólida teria, mas rigidez suficiente para suportar a estrutura. Parte da estrutura de Criogenia pode ser vista na Figura 2.14.

### 2.3.4 O Espectrômetro de Múons

Os múons como estados finais são muito importantes em diversas análises e provêm assinaturas físicas robustas no LHC. Eles penetram grandes quantidades de material quando a maioria das outras partículas são absorvidas, e com o objetivo de medir sua energia, o Espectrômetro de Múons [44] é o subdetector mais externo do ATLAS. Diferente dos calorímetros que empregam um processo de medição destrutivo, o Espectrômetro de Múons, Figura 2.19, mede a carga e o momento de múons através da reconstrução de suas trajetórias no campo magnético dos toroides de núcleo a ar de forma semelhante ao ID.

As câmaras no barril formam três cilindros concêntricos com o eixo dos feixes e cobrem um alcance em  $|\eta| < 1$ , estando localizadas a uma distância radial de  $\sim 5$ ,  $7,5$ , e  $10$  m. São utilizados quatro discos para as câmaras da tampa que cobrem um o alcance de  $1 < |\eta| < 2,7$  em distâncias de  $\sim 7$ ,  $10$ ,  $14$  e  $21-23$  m do ponto de interação, todos concêntricos ao tubo do feixe. Deseja-se medir múons na região de poucos GeV com uma resolução de  $\sim 1\%$ , enquanto para múons na faixa de  $1$  TeV a precisão pode ser um pouco menor ( $< 10\%$ ). O poder de curvatura  $Bl^2$  fornecido pelos toroides e tamanho do detector é de cerca de  $36 \text{ Tm}^2$ , comparado com os  $2 \text{ Tm}^2$  no ID. Para fornecer a resolução de momento desejada a  $\sigma_p$  deve ser de no mínimo  $50 \mu\text{m}$  em  $z$  e  $0,5 \text{ mrad}$  em  $R\phi$  [28].

Existem diversos tipos de câmaras de traços de múons: As Câmaras de Tubos de Movimento Monitorados (MDT) e Câmaras de Tiras Catódicas (CSC) são as câmaras de precisão, já as Câmaras de Chapas Resistivas (RPC) e Câmaras de Brechas Finas (TGC) são câmaras rápidas para o Primeiro Nível de filtragem (L1).

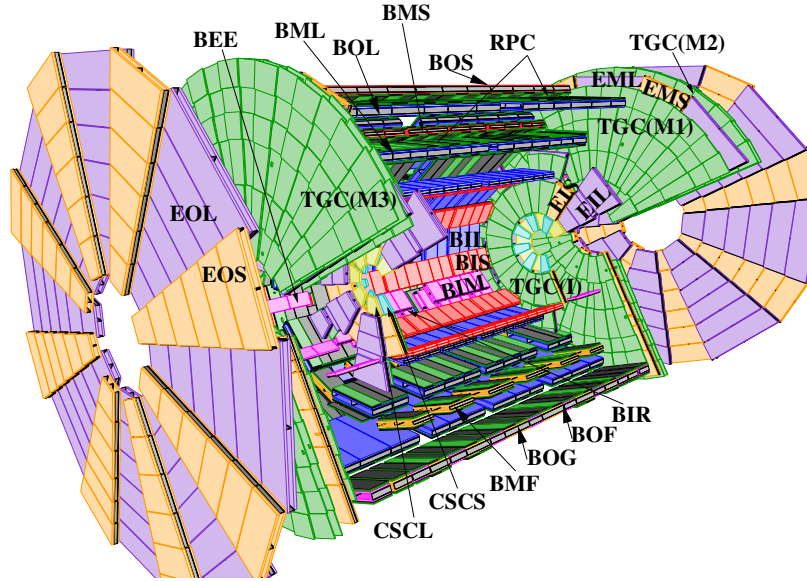


Figura 2.19: O Espectrômetro de Múons e seus subsistemas: as câmaras medidoras de precisão: (MDTs e CSCs) e as câmaras de filtragem (RPCs e TGCs). Na tampa, a primeira camada TGC (I) é localizada na camada mais interna; as próximas três camadas estão na frente (M1) e atrás (M2 e M3) da segunda roda MDT. A primeira letra (B e E) do esquema de nomenclatura do MDT referência às câmaras no barril e tampa, respectivamente. A segunda e terceira letras referenciam para a camada (interior: I, central: C, externa: O) e setor (extenso: L e pequeno: S). Extraído de [30].

O princípio de leitura é o mesmo para os quatro tipos, onde os múons que passam por uma fenda de gás entre um anodo e catodo (por exemplo, um cabo dentro de um tubo ou duas chapas paralelas) causam uma descarga local no gás sendo assim possível ler o sinal. No total existem 5376 câmaras com 1,0757 M canais de leitura [34].

Os MDTs fornecem medições de precisão (acurácia mecânica de  $30 \mu\text{m}$ ) dos pontos do traço com  $80 \mu\text{m}$  de  $\sigma_p$  para cada cabo em uma larga região de  $\eta$ . Em grandes  $\eta$  e próximo do ponto de interação são utilizados os CSCs, que têm uma maior granularidade e suportam a sua alta demanda causada pelas condições de ruído físico.

As câmaras de filtragem tem uma resolução de tempo menor que o espaçamento mínimo entre pacotes de 25 ns para fazer possível sua identificação. Os

requisitos de tempo e espaço são atendidos de acordo com a seguinte especificação: os RPCs têm boa resolução de tempo (1,5 ns), por outro lado os TGCs tem melhor resolução espacial (o afastamento entre os cabos anodos é de 1,8 mm).

Graças a grande dimensão do Espectrômetro de Múon não é possível de firmar as dimensões e posições das câmaras no nível requerido de  $30 \mu\text{m}$ . Portanto, as deformações e posições da câmara são constantemente monitoradas por meio de sistemas ópticos de alinhamento, de forma que deslocamentos dentre  $\sim 30 \mu\text{m}$  e  $\sim 1 \text{ cm}$  podem ser corrigidos em análise pelos algoritmos do Sistema de Reconstrução [44].

## 2.4 Ferramentas utilizadas na colaboração

As ferramentas utilizadas no CERN e pelo experimento ATLAS são fundamentais para o seu sucesso. A riqueza de ferramentas disponíveis no CERN é imensa, e muitas vezes, as ferramentas são transparentes para o usuário de forma que seria impossível citar todas as ferramentas utilizadas. Será realizada uma breve descrição das infraestruturas (*frameworks*) mais relevantes utilizadas para que se tenha um conhecimento das ferramentas sem entrar em detalhe de cunho mais prático de utilização das mesmas.

Infraestruturas [45], quando referidas em engenharia de *software*, oferecem ao programador utilidades e serviços básicos necessários de maneira que o programador apenas se preocupe em escrever código para a tarefa de sua responsabilidade. A ideia é que o usuário da infraestrutura tenha apenas saber utilizar a infraestrutura, mas a maneira como ela funciona seja transparente para ele, sendo semelhante a ideia de se viver em uma cidade, onde os serviços de eletricidade, água e transporte são oferecidos pela cidade. Assim, o objetivo principal de uma infraestrutura é isolar seus usuários de detalhes irrelevantes, como que tipo de biblioteca usar para transferência de dados, ou para gerar um gráfico. Os principais benefícios desta abordagem são:

- **Flexibilidade:** esta abordagem provê simplicidade, visto que componentes podem ser conectados de diferentes maneiras para desempenhar diferentes tarefas.
- **Simplicidade:** *softwares* para acessar, por exemplo, uma base de dados, são

normalmente complexos de se aprender. Entretanto, a maioria dos detalhes são de pouco interesse para alguém que deseja simplesmente ler dados e salvar seus resultados. Desta forma, um componente para acessar dados pode ser desenvolvido de forma a fornecer somente a funcionalidade desejada. Além disso, a interface para este componente continuaria a mesma, independentemente da tecnologia de armazenamento utilizada pela base de dados do exemplo em questão.

- **Robustez:** como dito acima, um determinado componente pode ocultar de seu usuário a tecnologia que utiliza. Além de oferecer simplicidade, a vantagem que isto representa é que a tecnologia pode ser alterada sem que o usuário precise sequer saber desta mudança.

As duas infraestruturas mais relevantes utilizadas foram: o *Athena* (Subseção 2.4.1) e o *ROOT* (Subseção 2.4.2). O *Athena* é a peça-chave dos programas do ATLAS e serve não somente para realizar a reconstrução executando os algoritmos, tanto de análise em tempo real, quanto os de análise a posteriori, como realizar simulações de Monte Carlo, digitalizações etc., enquanto o *ROOT* é um ambiente dedicado a análise de dados. O CERN dispõe de um sistema de grade de computadores (Subseção 2.4.3) disponível para o experimento LHC, chamado de *LHC Computer Grid Project* (LCG) [46]. A comunicação entre as infraestruturas citadas e o LCG é realizada através do sistema *Production and Distributed Analysis System* (PanDA), que não será descrito neste trabalho por sair muito do escopo, mas pode ser encontrado detalhes em [47].

### 2.4.1 *Athena*

Os físicos tem como requisitos básicos a simulação de colisão de eventos, reconstrução da física ocorrida nos eventos de colisão, visualização gráfica dos eventos, etc. assim como um conjunto de ferramentas para facilitar os algoritmos de análise. O propósito da plataforma *Athena* [48, 49], implementada em C++ [50], é fornecer uma infraestrutura que preencha tais requisitos, mas ao mesmo tempo tratando de um conjunto ainda maior de requisitos, como por exemplo o seu uso de maneira em algoritmos de tempo real. Alguns dos principais serviços e interfaces do *Athena* são:

- **Pythia**: o *Athena* provê interface para o *Pythia* [51]. Este módulo realiza simulações de colisões por Monte Carlo (MC), tendo um esboço na Figura 2.20. O processo de simulação grava as informações dos eventos de colisão em um registro chamado *HepMC*. Esse é apenas um dos geradores de MC possíveis.
- **Geant4**: é um conjunto de ferramentas que permitem simular a interação

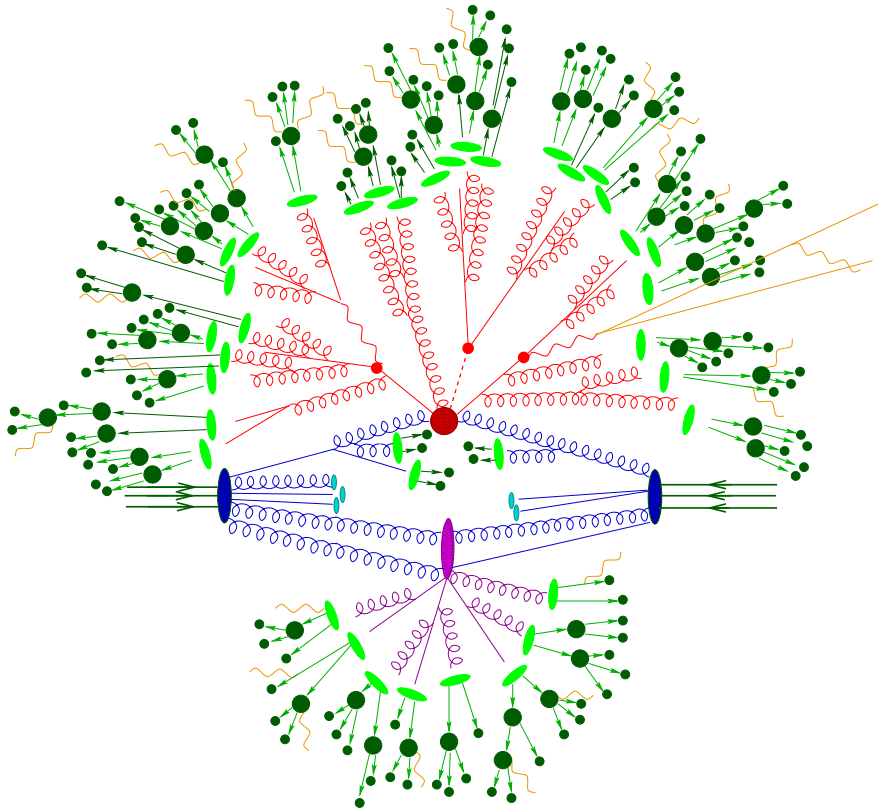


Figura 2.20: Esboço de uma colisão simulada por Monte Carlo. Os prótons cruzantes estão desenhados em azul escuro. Os globos em vermelho escuro representam processos de colisão rígida dos hádrons em colisão. Fenômenos de *bremstrahlung* de QCD<sup>13</sup> estão desenhados em azul para o estado inicial e vermelho para o estado final. O modelo para Múltiplas Interações de Pártons (MPI), que no caso seria um Evento Adjacente (UE) está em roxo. A hadronização dos pártons é representada por elipses verde claro. Os decaimentos dos hádrons estão em verde escuro. Finalmente, o *bremstrahlung* de QED é esboçado em amarelo. Extraído de [52].

<sup>13</sup>Os fenômenos de *bremstrahlung* de QCD são parecidos com os mesmos para QED, explicados no Subtópico 2.3.3.1.1, contudo, ao invés de partículas eletricamente carregadas, é correspondente para partículas contendo cores (a carga correspondente para a força forte) mas liberando glúons ao invés de fótons. Os glúons, diferente dos fótons, podem sofrer de seu próprio *bremstrahlung*



de partículas com a matéria. Dessa forma, torna possível simular o comportamento dos detectores do ATLAS quando excitados por partículas. As simulações de MC utilizadas para a análise e desenvolvimento de algoritmos de seleção são produzidas através da simulação de colisões geradas pelo *Pythia*, e a consequente descrição do comportamento dos detectores do ATLAS utilizando o *Geant4* para descrever como estas partículas produzidas pelo *Pythia* interagem com o material que compõem os subdetectores do ATLAS. Esse processo gera os chamados *G4 Hits*.

- ***StoreGate (SG)***: é um ambiente que permite a propagação de dados entre pacotes do *Athena*. Ele funciona como uma área de armazenamento, onde um dado algoritmo pode identificar e salvar informações geradas pelo mesmo no *Storegate*, de forma que os algoritmos subsequentes possam recuperá-lo, ao fornecer ao *Storegate* a chave de identificação do dado desejado.

Essa infraestrutura é utilizada como plataforma de emulação do Sistema de Filtragem e do Sistema de Reconstrução (SR) do ATLAS, contendo diversas distribuições. Cada distribuição do *Athena* [53] tem dependências em diferentes pacotes de algoritmos, de forma a realizarem a tarefa para o qual foi designada. Por exemplo, o *AtlasProduction* é utilizado nas reconstruções oficiais da Colaboração, já o *AtlasP1HLT* é a distribuição utilizada nas máquinas do IP1 para executar os algoritmos do alto nível do Sistema de Filtragem, fazendo a discriminação.

O *Athena* prove uma comunicação para a linguagem Python [54], que é utilizada para a configuração dos algoritmos. Normalmente esse conjunto de configurações necessárias para rodar o *Athena* são colocados em um arquivo chamado de *JobOptions (JO)*, ou opções de trabalho.

As reconstruções da física podem utilizar os arquivos de simulações com as sequências de interações das partículas com o detector após sua digitalização, ou arquivos de eventos reais armazenados após passarem o Sistema de Filtragem. Para cada temporada de colisão são armazenadas as condições do detector na base de dados CondDB. Elas indicam o estado de operação do ATLAS, por exemplo, atuando com o solenoide desligado, os desalinhamentos medidos nas câmaras de múons, os canais mortos, etc., sendo utilizadas pelos algoritmos de reconstrução para realizar a calibração e alinhamento.

A Figura 2.21 contém um esboço das diversas tarefas na qual o *Athena* pode realizar.

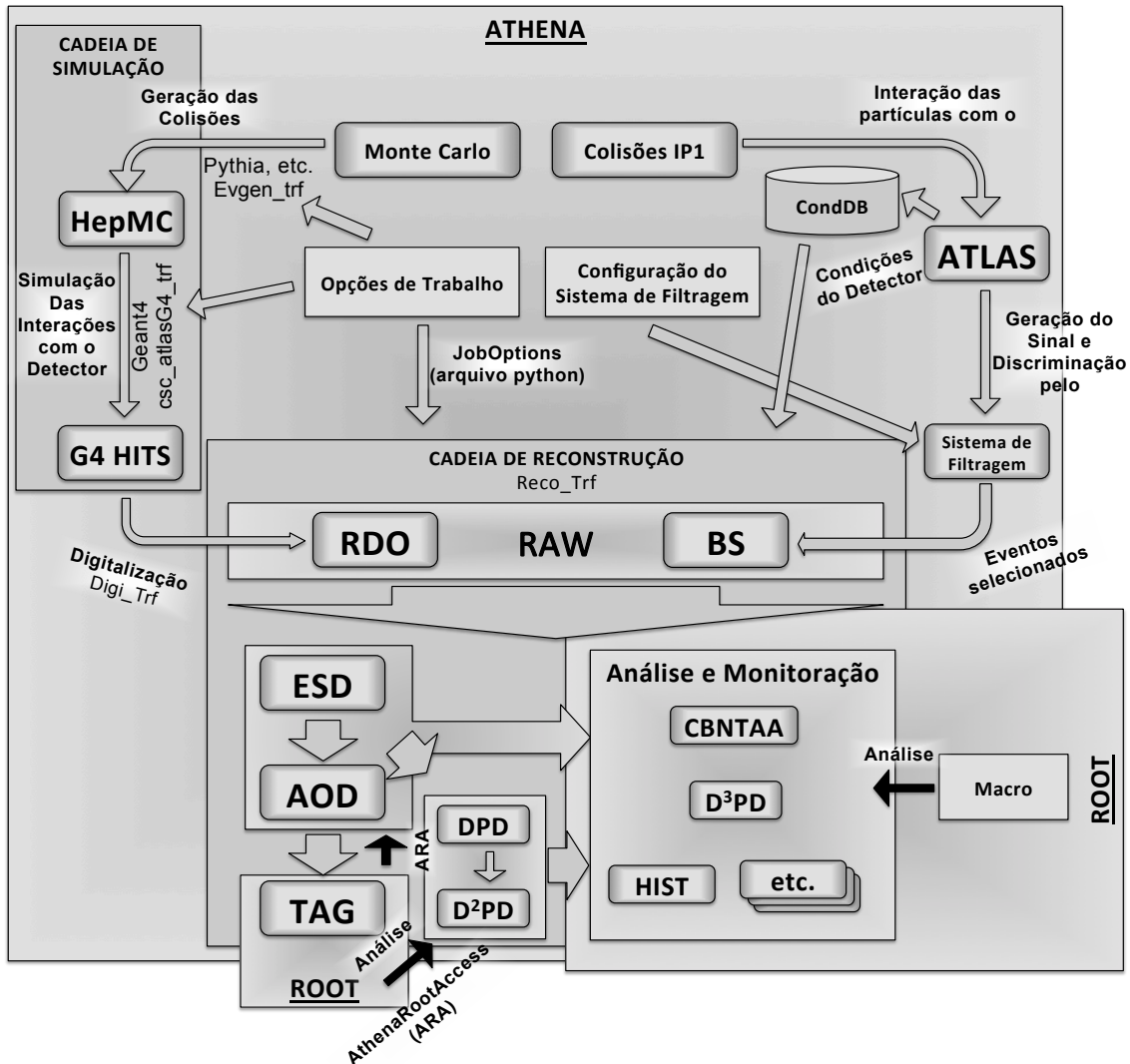


Figura 2.21: O *Athena* e as diversas tarefas realizadas desde a simulação, reconstrução ou discriminação pelo Sistema de Filtragem.

#### 2.4.1.1 Formatos dos dados

Os diferentes formatos [49] utilizados na cadeia de trabalho do *Athena* são:

- **Bytestream (BS):** é o formato de saída do Sistema de Filtragem, contendo uma representação persistente dos dados de eventos em formato binário. Junto com as RDOs são chamados também de **RAW data**, ou dados crus;

- **Raw Data Object (RDO)**: assim como o BS, contém uma representação persistente dos dados de eventos, mas em objetos de C++. Elas geralmente contêm resultados de digitalizações dos G4 *Hits* e delas é feita a reconstrução de dados de simulação. Quando lendo arquivos BS elas são geradas pelo *Athena* transitivamente, mas raramente são escritas em disco uma vez que representações menores podem ser armazenadas, como as ESDs e AODs descritas abaixo;
- **Event Summary Data (ESD)**: são os dados de resultados de uma reconstrução. Contêm informação detalhada, permitindo o ajuste dos algoritmos de reconstrução e de calibrações dos mesmos que podem ser executadas novamente através desses dados, entretanto nem toda a informação da RDO ou BS está presente. A informação contida nesse arquivo é organizada em recipientes (*containers*) sendo necessário a sua chave para poder acessá-lo. O tamanho almejado para esses arquivos é de  $\sim 500$  kB/evento. Esses arquivos podem ser acessados pelo *ROOT* através da ferramenta *AthenaRootAccess* (ARA);
- **Analysis Object Data (AOD)**: parecidos com os arquivos de ESD, embora contenham apenas os dados necessários pelos físicos para a análise, reduzindo o tamanho dos arquivos em disco para cerca de  $\sim 100$  kB/evento. Também podem ser acessados por ARA;
- **Event Tag (TAG)**: são arquivos simples contendo eventos de física de interesse da AOD rotulados em uma estrutura de árvores (*TTree*) do *ROOT*, contendo cerca de  $\sim 1$  kB/evento;

Durante a reconstrução utilizando BS/RDO/ESD ou análise via AOD/TAG é possível gerar arquivos de análise ou monitoração com formatos *ROOT/POOL* (um projeto para unificar os formatos de persistentes em disco do LHC), são eles:

- **Athena Aware Combined NTuple (CBNTAA)**: foi criado com o objetivo de ser o arquivo de análise oficial. Seu conteúdo depende das informações escolhidas por quem o gerou, entretanto a escolha das opções que serão gravadas necessita um conhecimento dos nomes das variáveis de configuração, fazendo seu manuseio não tão simples. A CBNTAA é um formato de arquivo do *ROOT*;

- **Histogramas de Monitoramento (HIST)**: quando necessário, os algoritmos do *Athena* salvam histogramas em formato *ROOT* para monitorar a qualidade dos dados, eficiência, etc.;
- **Derived Physics Datasets (DPD)**: são arquivos persistentes no formato *POOL*. Eles podem ser de três tipos diferentes: primários, secundários, ou terciários:
  - **Primary Derived Physics Datasets (D<sup>1</sup>PD)**: basicamente tem o mesmo formato que as AODs, entre tudo menores, contendo cerca de 10 kB/evento. Nelas são permitidas operações para a redução de tamanho não permitidas nas AODs:
    - \* Seleção: Escolha de eventos relevantes, baseada em TAG;
    - \* Empobrecimento: Seleção de objetos interessantes de um recipiente, como elétrons vindos do Sistema de Reconstrução através de assinaturas no calorímetro;
    - \* Emagrecimento: Seleção de propriedades interessantes de um objeto, como por exemplo, apenas a posição  $\eta$  e  $\phi$  dos elétrons e sua energia.
 As D<sup>1</sup>PDs derivadas de ESDs são chamadas de DESD, e o análogo para as DAOD;
  - **Secondary Derived Physics Datasets (D<sup>2</sup>PD)**: novamente é o mesmo formato que as AODs, mas contendo informação mais específica para análise, sendo geralmente produzida das D<sup>1</sup>PD. Os dados provenientes de ESDs serão chamados de DESD<sup>2</sup>s, e aqueles provenientes de AODs chamados de DAOD<sup>2</sup>s;
  - **Tertiary Derived Physics Datasets (D<sup>3</sup>PD)**: são o tipo de arquivo mais utilizados para análise atualmente, e não precisam ser arquivos no formato *POOL*, podendo ser analisados diretamente no *ROOT*. Na sua geração o usuário especifica o nível de detalhes de informação desejados, e as variáveis da tarefa são automaticamente configuradas.

## 2.4.2 *ROOT*

O *ROOT* é uma infraestrutura orientada a objeto, também implementado em C++, direcionado a resolver os desafios de análise de dados na física de altas energias. Ele conta com os seguintes componentes: interpretador de comandos de linha, histogramas e ajuste de curvas, escrita de interfaces gráficas com o usuário, Gráficos 2D/3D, Entrada/Saída de Dados, Coleção de Classes, Processador de Rotinas, Processamento Paralelo, Identificação de Tipo em Tempo Real (RTTI), Comunicação em Rede e *Threads*.

Todas as análises realizadas neste trabalho tiveram partes ou foram feitas por essa infraestrutura. Em alguns casos utilizou-se o próprio Matlab, ferramenta muito utilizada em diferentes áreas da engenharia.

## 2.4.3 O Projeto de Grade de Computadores do LHC (LCG)

O LHC gerou em 2010, só para o experimento ATLAS, mais de 1 PB de dados com um total de  $0,9 \times 10^9$  eventos. É necessário que a colaboração, vale lembrar que está se referindo a milhares de cientistas em diversos lugares do mundo, tenha acesso e possa realizar análise nesses dados. O objetivo do LCG é construir e manter uma infraestrutura de análise para não só a colaboração do ATLAS, mas para toda a comunidade de física de altas energias do LHC. Para isso, o projeto utiliza uma grade para fornecer suporte computacional aos experimentos em quatro camadas. No caso do ATLAS, o processamento dos dados nas camadas são [46, 53, 55]:

- Camada-0 (*Tier-0*): é o centro computacional localizado no CERN. Ele é utilizado para a calibração e primeira reconstrução dos dados reais. Existem vários canais de dados, separados em duas categorias: o de física e o de calibração. Os canais de física são separados em: Minbias, EGamma, Muons, JetTauEt-Miss. Já alguns os canais de calibração são utilizados por apenas subsistemas específicos, e contém apenas eventos parciais, com quantidades necessárias apenas para o subsistema. Uma exceção é o canal expresso, gravado com uma taxa de cerca de 10 Hz. A Camada-0 utiliza o canal expresso para realizar reconstrução nos dados assim que eles são obtidos, de forma a realizar uma análise da qualidade dos dados. Diversas constantes de calibração e correções

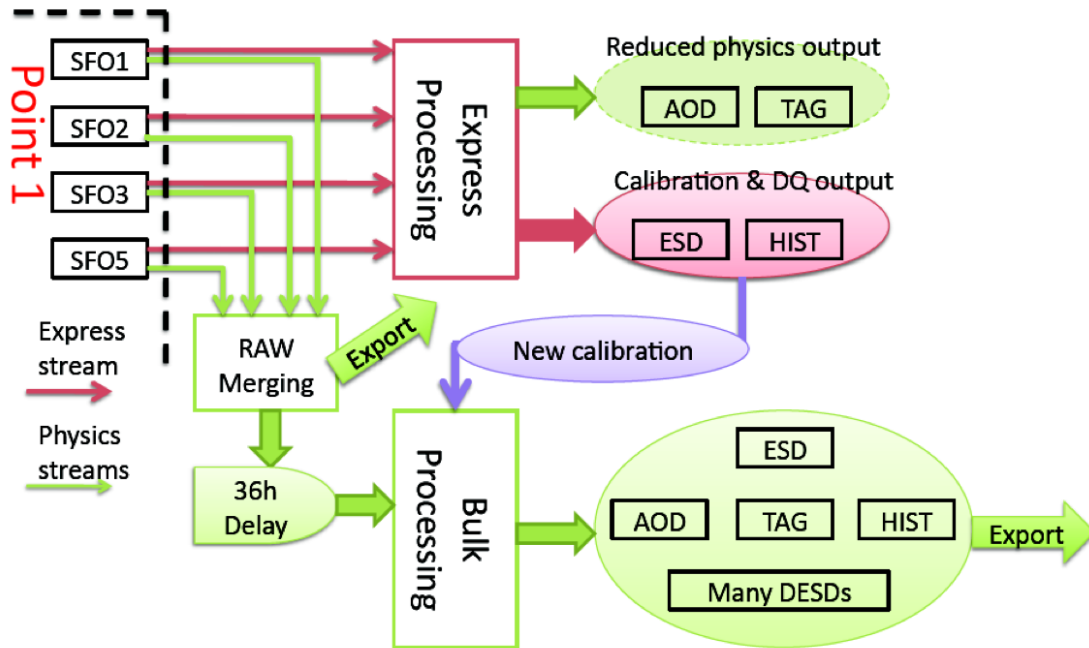


Figura 2.22: A sequência de reconstrução na Camada-0. Extraído de [55].

são então deduzidas, alguns exemplos são: determinação da região do feixe de partículas, descoberta de canais mortos, ou com ruído, no calorímetro, no Detector de Pixel, constantes para alinhamento das câmaras de múons; que são então armazenadas na CondDB para a temporada em questão. Quando a temporada do LHC termina, automaticamente após 36 h, se as constantes de calibração foram refinadas, será inicializada a primeira reconstrução utilizando os canais de física. A primeira reconstrução gera os arquivos contendo os diversos níveis de detalhes para análise (BS→ESD/DESD/AOD/TAG). A Figura 2.22 exemplifica o processo de reconstrução na Camada-0. Os arquivos são então copiados para a Camada-1. Para facilitar os diversos passos da cadeia de reconstrução, um mecanismo de autoconfiguração [56] é utilizado, e está disponível para a colaboração para uso em análises individuais;

- Camada-1 (*Tier-1*): A Camada-1 arquiva os dados de modo que seja possível fazer um reprocessamento no futuro dos dados com versões mais recentes dos algoritmos, calibrações para melhorar a qualidade dos dados, assim como reprodução de resultados. Os dados mais recentes estarão escritos em disco, e os com maior latência estarão, talvez, em fita. No total existem 11 centros definidos, 10 deles servindo o ATLAS, cada um deles associado com cerca de

5-6 centros da Camada-2. As análises que requerem acesso a grandes quantidades de dados, como algumas realizadas deste trabalho, e aquelas feitas pelos grupos de física são executadas nessa camada;

- Camada-2 (*Tier-2*): as cadeias de simulação são realizadas na Camada-2, onde posteriormente também executam a reconstrução. Os resultados das reconstruções são então movidos para o centro correspondente da Camada-1. As análises de dados reais por usuários individuais também são realizadas nessa camada. Um total de 140 centros existem na Camada-2, com cerca de 30 centros servindo o ATLAS.
- Camada-3 (*Tier-3*): outras instalações em universidades e laboratórios podem fazer parte do processamento e análise dos dados do LHC como parte da Camada-3. Eles saem do escopo do projeto LCG, contudo é necessário que seja fornecido acesso para os dados e análise quando decidido pelos experimentos.

## Capítulo 3

# Reconstrução da Física do Canal $e/\gamma$ do Experimento ATLAS

A alta energia e luminosidade do LHC (Seção 2.2) oferecem um alto alcance para explorar física, desde a medição precisa de propriedades de objetos conhecidos a ultrapassar a fronteira de energias onde a física ainda não foi experimentada. Por ser um detector de propósito geral, o ATLAS (Seção 2.3) deve ser capaz de explorar diversos dos objetivos do LHC (Subseção 2.2.1), e para isso ele precisar ter a capacidade de explorar um largo espectro de assinaturas físicas. Esse fato guiou a otimização do projeto do ATLAS, dando as especificações de sensibilidade e precisão do detector para que seja possível através das assinaturas realizar a reconstrução com precisão da física ocorrida nas colisões. O foco principal é na busca pelo bóson de Higgs [29] com o objetivo de provar a origem da escala eletrofraca<sup>1</sup>.

A física se apoia em algoritmos para realizar a busca pelas assinaturas, sendo este capítulo dedicado aos algoritmos que fazem a reconstrução do Canal Elétron, Pósitron e Fóton ( $e/\gamma$ ), onde se deseja encontrar as assinaturas dessas partículas (e dos pósitrons, que tem a mesma assinatura de elétrons, excluindo a direção de deflexão de seus traços, oposta àquela de elétrons devido a sua carga positiva). A identificação dessas partículas é de fundamental importância por formarem os canais de decaimentos mais limpos do bóson de Higgs (Sessão 3.1). Além disso, outras partículas como o bóson Z e partícula  $J/\Psi$ , podem ser utilizadas para melhorar a escala de medida de energia dos calorímetros e estudar sua linearidade de resposta

---

<sup>1</sup>A escala eletrofraca existe somente no estado primitivo descrito na Subseção 2.1.2.



por terem suas massas bem conhecidas, em especial os decaimentos de elétrons do  $J/\Psi$  para baixas energias ( $E_T > 5$  GeV), onde se esperam encontrar decaimentos leptônicos do bóson de Higgs de menor energia ( $E_T > 7$  GeV). Outras assinaturas experimentais são as de hádrons e jatos, que serão tratadas quando abordando o Canal  $e/\gamma$ , por serem o ruído de fundo do qual se deseja filtrar nesse canal. Entretanto existem setores de física que se interessam por esses decaimentos, como o já citado decaimento do bóson  $W$  em jatos duplos<sup>2</sup>. Além disso, múons constituem outras assinaturas, uma vez que interagem pouco com os calorímetros, tendo seu próprio subsistema, o Espectrômetro de Múons. Existem outras três assinaturas: táons, sabores pesados e léptons neutrinos. Os táons decaem rapidamente em múons (ou elétrons) e mais dois neutrinos, ou ainda, em um ou três píons carregados, de forma que sua assinatura é feita nos espectrômetros de múons (ou calorímetro), ou de chuveiros HAD com um ou três traços isolados apontando para o chuveiro. Os sabores pesados procuram assinaturas de mésons pesados, que geralmente decaem a menos de 1 mm do ponto de colisão, sendo necessário criar um vértice secundário que será identificado com a alta precisão do Detector de Pixel. Finalmente, léptons neutrinos escapam da detecção. Sua assinatura é baseada na propriedade de conservação de  $p_T$ , de modo que, quando há quantidade suficiente de  $p_T^{miss}$ , há indícios de que algo escapou do processo de detecção.

Os algoritmos são implementados em dois ambientes diferentes. Um ambiente mais restrito, necessário devido ao alto nível de ruído físico gerado nas condições impostas do LHC (citadas no Tópico 2.2.3.4): o Sistema de Filtragem (Seção 3.2). Nesse ambiente o tempo de discriminação é limitado pela capacidade computacional das máquinas localizadas no IP1. O trabalho segue com o desenvolvimento do algoritmo HLT\_EgammaCaloRinger (Subseção 3.2.4), um algoritmo alternativo proposto para o Segundo Nível de Filtragem desse sistema. A versão implementada pela colaboração, o *T2Calo* (Subseção 3.2.3), também é descrita em detalhes. Por sua vez o outro ambiente, o Sistema de Reconstrução (Seção 3.3), visa fazer uma análise mais precisa dos eventos de colisão e da física gerada, sendo o Sistema de Filtragem, nos níveis mais altos de filtragem, nada mais que uma versão reduzida baseada no mesmo. Para que a colaboração tenha um melhor contato com o

---

<sup>2</sup>A citação foi realizada no Subtópico 2.3.3.1.3.

algoritmo proposto e entenda o seu funcionamento se fez necessário a implementação (Tópico 3.3.2.1) de uma versão no Sistema de Reconstrução (Subseção 3.3.2), para que os físicos o utilizassem nas suas análises a posteriori. A versão padrão (Subseção 3.3.1) utilizada pelos físicos também foi abordada.

## 3.1 Busca pelo bóson de Higgs

O bóson de Higgs no setor do MP é amplamente irrestrito, de forma que sua massa,  $m_H$ , não é prevista pela teoria. Um limite superior na ordem de  $\sim 1$  TeV teórico, e um limite inferior experimental<sup>3</sup> de 95,2 GeV [57] dado por um experimento anterior do CERN, o *Large Electron Positron Collider* (LEP), determinam a região para a qual se esperava encontrar o bóson de Higgs durante a época das últimas propostas técnicas do projeto do ATLAS [28, 29], por volta de 1999.

Um estudo do potencial de descoberta do bóson de Higgs através de seus possíveis canais de decaimentos explorados pelo programa de física do ATLAS foi revisado na propostas citadas. Esses canais são:

- $H \rightarrow \gamma\gamma$  (110 a 150 GeV/ $c^2$ ), produção direta;
- $H \rightarrow \gamma\gamma$  (110 a 150 GeV/ $c^2$ ), da produção associada  $WH$ ,  $ZH$  e  $t\bar{t}H$ , usando um lépton ( $e$ ,  $\mu$ ) rotulado do decaimento dos bóson W, Z ou do quark *top*;
- $H \rightarrow b\bar{b}$  (110 a 130 GeV/ $c^2$ ), da produção associada  $WH$ ,  $ZH$  e  $t\bar{t}H$ , usando um lépton ( $e$ ,  $\mu$ ) rotulado do decaimento dos bóson W, Z ou do quark *top*;
- $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  (110 a 600 GeV/ $c^2$ ). O símbolo \* representa uma partícula que está fora de sua fronteira de massa<sup>4</sup> na relação massa-momento dada pela equação 2.5. Essas partículas só existem como estados intermediários, constituindo partículas virtuais, e estão de acordo com o princípio da incerteza, em que as partículas só podem existir nesse estado durante um tempo menor que uma fração da constante de Plank pela diferença de energia, ou  $\Delta E\Delta t \gtrsim h$ ), onde l representa estes léptons:  $e$ ,  $\mu$ ;

---

<sup>3</sup>As exclusões citadas foram feitas para um nível de confiança de 95%.

<sup>4</sup>Na literatura em inglês *off the mass shell*, ou simplesmente *off shell*.

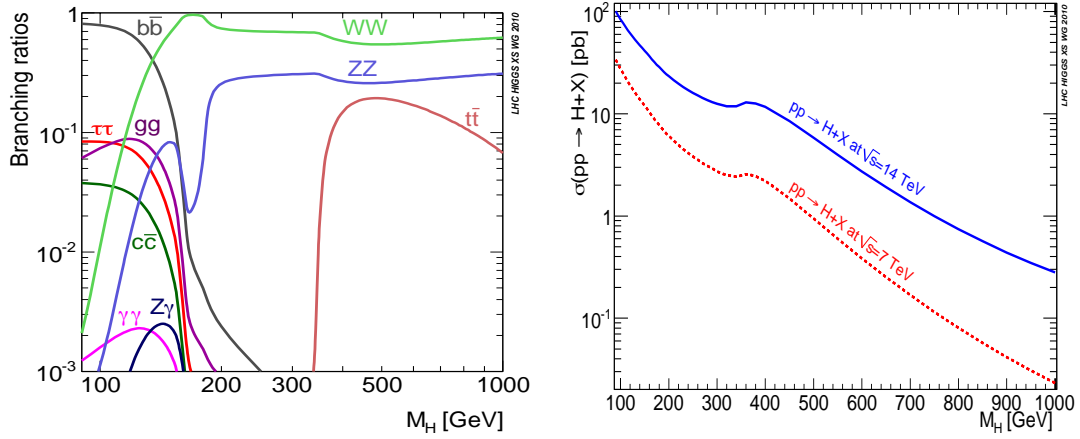
- $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$  e  $H \rightarrow ZZ \rightarrow ll\nu\nu i$  (200 a 600  $\text{GeV}/c^2$ ), aqui  $\nu$  são os léptons neutrinos;
- $H \rightarrow WW \rightarrow lvjj$  e  $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$  ( $\sim 600$  a 1 TeV), onde  $jj$  representa o decaimento em jatos duplos;
- $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$  (110 a 300  $\text{GeV}/c^2$ ).

Nesse estudo se utilizou simulações de MC do *Pythia*, através da significância desses canais numa região de 80-1000  $\text{GeV}/c^2$  (lembrando que na época só havia sido excluído o bóson de Higgs para massa do bóson de Higgs ( $m_H$ )  $< 95,2$ ), utilizando os valores de resposta dos subdetectores, resolução e capacidade esperadas de identificação de sinais e rejeição de ruídos redutíveis. Os resultados desse estudo estão resumidos na Figura 3.1(c), mostrando a significância do sinal para uma luminosidade integrada<sup>5</sup> de  $100 \text{ fb}^{-1}$ . Para efeito de comparação na Figura 3.1(a) há as relações entre os canais e seus alcances em massa. A Figura 3.1(b) contém a seção de choque esperada para as possíveis massas.

Observe que decaimentos do bóson de Higgs mais frequentes não são, necessariamente, os canais com melhor significância esperada. Aqueles canais em que se tem mais facilidade de observar os decaimentos finais e poder associá-los a produção de um bóson de Higgs podem ter mais significância do que canais com maior produção para uma dada massa. Isso reflete, por outro lado, na importância dos algoritmos de reconstrução, obtendo melhor eficiência na reconstrução dos estados finais facilitariam a encontrar o bóson com menor quantidade de dados. Os canais mais importantes nas regiões de massa intermediária,  $m_H < 2m_Z$ , onde se espera que os decaimentos reconstruam um pico de massa, são o canal de quatro léptons,  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ , o canal de produção direta em dois fótons,  $H \rightarrow \gamma\gamma$ , junto com os canais de produção associada com os mesmos estados finais. Para massas por volta de  $170 \text{ GeV}/c^2$ , onde a produção de  $ZZ^*$  é suprimida, o potencial da descoberta do Higgs pode ser elevada pelo decaimento  $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$ , nesse caso, o sinal deverá ser observado como um excesso de eventos. O canal de quatro léptons com dois bósons Z reais é o dominante na região de  $m_H > 2m_Z$ , cobrindo uma vasta

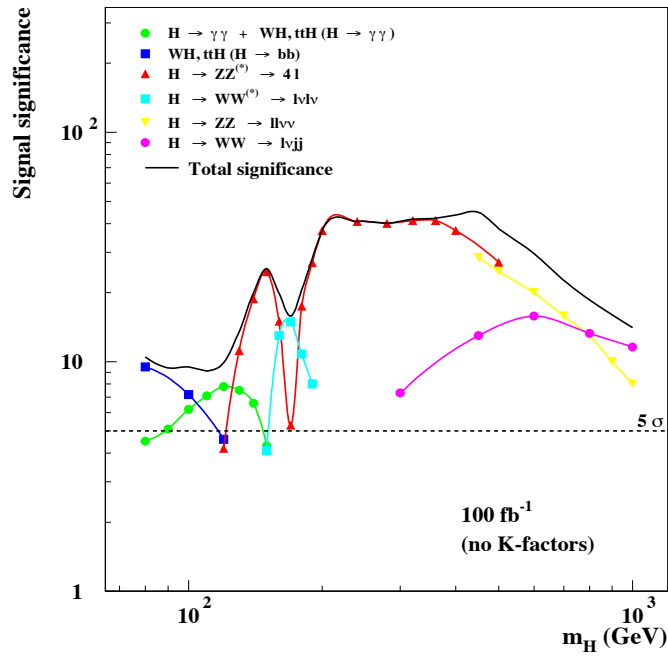
---

<sup>5</sup>A luminosidade integrada, como seu nome indica, não passa da integral da luminosidade instantânea no tempo de operação do LHC:  $\int L_{inst} dt$ .



(a)

(b)



(c)

Figura 3.1: Os decaimentos do bóson de Higgs do MP e suas relações de seus canais e alcances em massa, 3.1(a), e os seus valores de seção de choque para suas respectivas massas, 3.1(b), ambos extraídas de [58]. Em 3.1(c) está uma simulação da significância dos possíveis canais de decaimento do bóson de Higgs, explorados pelo ATLAS, para uma luminosidade integrada de  $100 fb^{-1}$ , utilizando as eficiências esperadas para a detecção das assinaturas dos estados finais e resoluções dos subdetectores, extraído de [29].

região de massa<sup>6</sup>. Em massas mais elevadas, por volta de  $600 \text{ GeV}/c^2$  até  $1 \text{ TeV}$ , outros canais como  $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ ,  $H \rightarrow WW \rightarrow ll\nu\nu$  são utilizados para a busca do bóson de Higgs.

Posteriormente, outro canal foi adicionado, por outros estudos [59, 60]:

- $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll4\nu$  e  $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow l\tau_{had}3\nu$  ( $110$  a  $150 \text{ GeV}/c^2$ ), onde  $\tau_{had}$  seria o decaimento do táon em píons especificados no início deste capítulo.

Assim, a reconstrução de elétrons e múons fazem parte de grande parte dos canais explorados para a vasta região de massa em que se espera encontrar o bóson de Higgs, inclusive um dos canais mais importante por cobrir uma vasta região de massa. Se o Higgs existir com uma massa mais baixa, os fótons serão necessários para poder encontrar o bóson, mostrando a importância do Canal  $e/\gamma$ .

Resultados mais recentes excluíram outras regiões de massa do bóson de Higgs. Em 2008, o legado deixado pelo LEP elevou o limite inferior para  $114 \text{ GeV}/c^2$  [62], enquanto o experimento Tevatron realizado pelo Fermilab, excluiu as regiões de  $156 < m_H < 177 \text{ GeV}/c^2$ , em Setembro de 2011 [63]. Também no final de Setembro, resultados preliminares do ATLAS excluíram o bóson de Higgs para as regiões de  $146\text{-}230 \text{ GeV}/c^2$ ,  $256\text{-}282 \text{ GeV}/c^2$  e  $296\text{-}459 \text{ GeV}/c^2$  [23]. Um mês antes o CMS havia excluído o bóson para as regiões parecidas: de  $145\text{-}216 \text{ GeV}/c^2$ ,  $226\text{-}288 \text{ GeV}/c^2$  e  $310\text{-}400 \text{ GeV}/c^2$  [64]. Em meados de Novembro o ATLAS e CMS uniram seus dados para excluir a região de  $141\text{-}476 \text{ GeV}/c^2$  [61]. Esses resultados estão indicados na Figura 3.2, onde estão os resultados mais recentes do LHC, incluídas das regiões anteriormente excluídas por outros experimentos.

---

<sup>6</sup>Por isso chegou a ser referenciado como canal banhado a ouro.

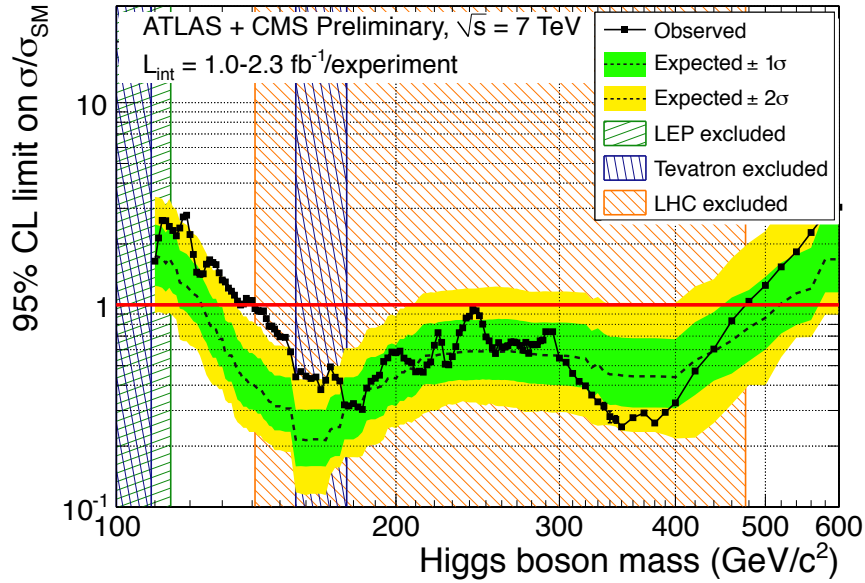


Figura 3.2: As exclusões de massa do bóson de Higgs. Os valores de massa observados para os resultados combinados do ATLAS e CMS. Quando abaixo da linha horizontal vermelha indicada são excluídos com um nível de confiança de 95%. A linha pontilhada indica o ruído de fundo esperado gerado por física na ausência do bóson de Higgs. As faixas verdes e amarelas indicam um nível de certeza de 68% e 95% de certeza de que algo fora do comum está ocorrendo. Caso a linha observada ultrapasse o limite superior da faixa amarela em regiões acima da linha vermelha, então há 95% de certeza de que há indícios do bóson de Higgs ou algum processo de física (talvez ruído físico) não bem conhecido. Extraído de [61].

### 3.2 O Sistema de Filtragem (SF)

O ATLAS, para a luminosidade na qual tem operado:  $\sim 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , gera cerca de 19 colisões inelásticas para cada cruzamento entre feixes, que irão se cruzar numa frequência máxima de 40 MHz. O propósito do Sistema de Filtragem (SF) [65, 66] é de reduzir essa taxa a cerca de 200 Hz para armazenamento e processamento a posteriori. Esse limite, correspondendo a uma média de  $\sim 300 \text{ MB/s}$  ( $\sim 1,5 \text{ MB}$  por evento de cruzamento entre pacotes), é determinado pelos recursos computacionais para armazenamento e processamento dos dados. É possível gravar dados com taxas relativamente mais altas por períodos mais curtos, como foi realizado durante 2010 quando a física foi beneficiada utilizando taxas de saída de até  $\sim 600 \text{ Hz}$ . Nessa

época, a luminosidade instantânea máxima atingida foi de  $\sim 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , gerando cerca de  $\sim 1,3 \text{ MB}$ , e o LHC não operava de forma contínua – o que é comum para um acelerador novo – permitindo elevar a taxa de armazenamento.

### 3.2.1 A estrutura do Sistema de Filtragem

O SF, Figura 3.3, é dividido em três níveis sequenciais, sendo descrito aqui resumidamente uma vez que já foi explicado em maiores detalhes nos trabalhos anteriores [7, 42], também podendo ser encontrada em detalhes nas referências [66, 67, 68, 69].

Os sinais do detector são armazenados em memórias *pipeline*, aguardando a decisão do L1. Para obter uma latência inferior a  $2,5 \mu\text{s}$ , o Primeiro Nível de filtragem (L1) é implementado em rápida eletrônica constituída de *Field-Programmable Gate Array* (FPGA) e Circuito Integrado de Aplicação Específica (ASIC), de forma a reduzir a taxa para um valor máximo de 75 kHz. Para aumentar a velocidade, esse nível utiliza apenas a informação dos subsistemas de calorimetria e câmaras de múons com granularidade reduzida. Além do primeiro passo de seleção, o L1 identifica as Regiões de Interesse (RoIs) do detector a serem investigadas pelo HLT.

O Nível Alto de Filtragem (HLT) consiste de fazendas (*clusters*) de processadores comerciais conectados em rede dedicada (*Ethernet de Gigabit e 10 Gigabit*). O SF foi projetado para utilizar cerca de 500 nós para o L2 e 1800 nós para o EF<sup>7</sup>. Quando um evento é aceito pelo L1, os dados na memória de cada um dos detectores são então transferidos para o *Buffer de Leitura* (ROB) específico para cada um dos subdetectores que armazenam o evento em fragmentos aguardando a decisão do Segundo Nível de filtragem (L2). Um ou mais ROBs são agrupados para formar os Sistemas de Leitura (ROS) que são conectados à rede do HLT. O seleção do L2 é baseada em algoritmos rápidos que processam os dados dos eventos de forma parcial nas regiões especificadas pelas RoIs identificadas pelo L1. Os processadores do L2 solicitam os dados dos ROS correspondentes aos elementos do subdetector dentro de cada RoI, reduzindo a quantidade de dados a serem transferidas e processadas no mesmo a cerca de 2-6% do volume total dos dados. O L2 reduz a taxa de dados para

---

<sup>7</sup>Em 2010, a fazenda de processamento consistia de 800 nós configuráveis tanto no L2 ou no EF, este contendo mais 300 nós dedicados.

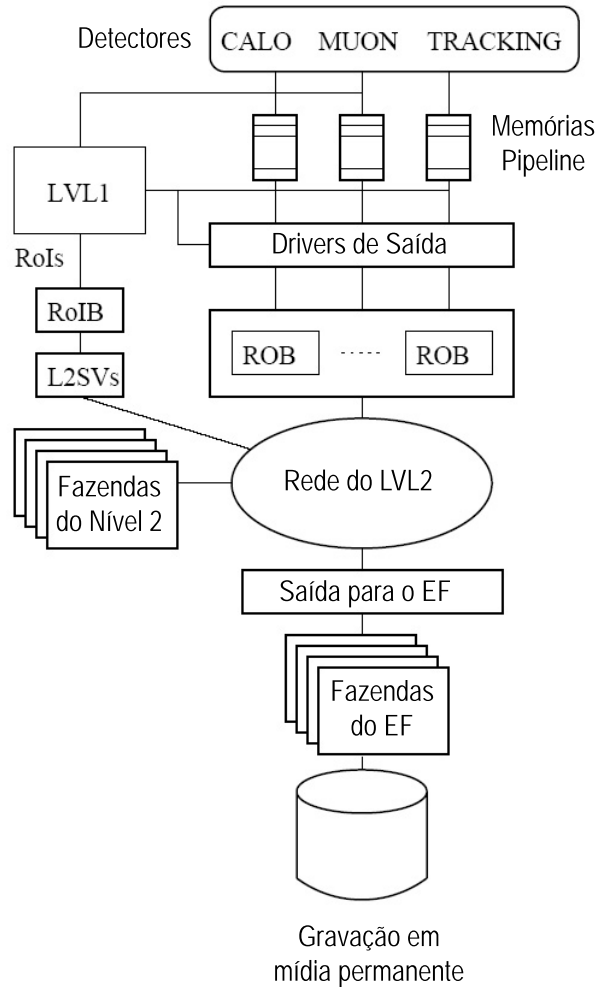


Figura 3.3: Esboço do Sistema de Filtragem. Extraído de [42].

cerca de  $\sim 3$  kHz com uma média de processamento de  $\sim 40$  ms/evento. Qualquer evento com tempo excedendo a 5 s nesse nível é perdido e rotulado como evento excedente ao tempo limite.

O Filtro de Eventos, ou terceiro nível de filtragem (EF) reúne todos os fragmentos dos eventos aceitos pelo L2 das ROBs, tendo assim acesso a toda sua informação. O EF é, em grande maioria, baseado nos algoritmos do Sistema de Reconstrução rodando em interfaces personalizadas para o ambiente do SF. Esse nível é projetado para reduzir os dados para  $\sim 200$  Hz com uma média de processamento de  $\sim 4$  s/evento. Qualquer evento com um tempo excedente a 180 s também é rotulado e perdido como no L2.

Os eventos de dados selecionados pelo SF são escritos nos fluxos de dados inclusivos, baseados no canal de filtragem. Existem quatro canais de dados primários,



cada um com uma banda pré-determinada (taxa em Hz utilizada na luminosidade de  $10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ): Egamma (50), Muons (50), JetTauEtMiss (65), Minbias (10), adicionados de diversos canais de calibração (13). Cerca de 10% dos eventos são escritos para um canal expresso aonde a reconstrução pronta dos eventos é realizada, como foi dito na Subseção 2.4.3. Ainda, além da gravação de eventos completos em um canal, é possível escrever informação parcial de um ou mais subdetectores em um canal, o que é normalmente realizado para a calibração do detector nos canais destinados a esse propósito.

### 3.2.2 Topologia dos algoritmos e sua configuração

A configuração do SF é realizada por um *menu*, que define as *cadeias* de filtragem que especificam uma sequência de passos de reconstrução e seleção para as assinaturas específicas requeridas pela filtragem. A cadeia de filtragem de elétrons é ilustrada na Figura 3.4. Cada *cadeia* é composta pelo Algoritmo de Extração de Característica (FEX) que criam objetos, como os aglomerados de células e variáveis que permitam obter uma informação sobre a descrição do evento, e pelo Algoritmo de Hipótese (HYPO) que faz a discriminação através dos critérios de seleção nos objetos gerados, como por exemplo a exigência de um  $p_T > 20 \text{ GeV}$ . As extrações de características realizadas por uma *cadeia* podem ser reutilizadas por outra cadeia, reduzindo tanto o acesso a dados como o tempo de processamento do SF.

Aproximadamente 500 filtros são definidos nos *menus* atuais, sendo compostos por um número de diferentes classes de filtros:

- **Objetos de filtro único:** usado para determinar estados com pelo menos um objeto característico. Por exemplo, um filtro para elétron único com um limiar nominal superior a 3 GeV seria referido como  $e3$ ;
- **Objetos de filtros múltiplos:** usado para determinar estados finais com dois ou mais objetos do mesmo tipo. Por exemplo, elétrons duplos decaindo da partícula  $J/\Psi$ . Esses filtros são indicados dependendo de sua multiplicidade, por exemplo:  $2e3$ ;
- **Objetos de filtro combinados:** usados por estados finais de dois ou mais objetos característicos de tipos diferentes. Por exemplo, um múon de 13 GeV

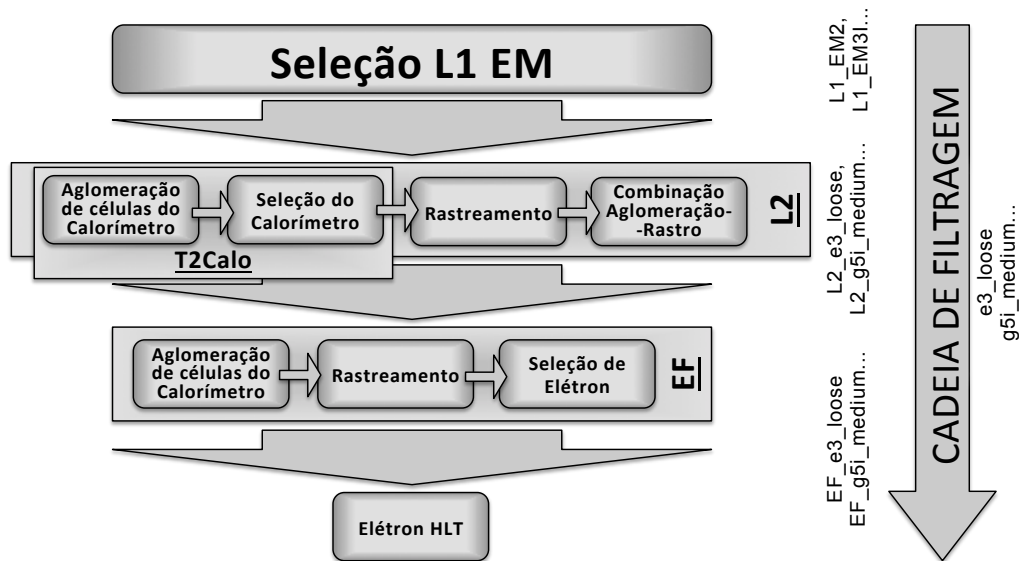


Figura 3.4: À cadeia de filtragem de elétrons. A direita de cada nível de filtragem estão colocados exemplos de nomes de filtros de elétrons e fótons, e o nome de sua respectiva cadeia à direita da seta indicando a evolução da cadeia. Adaptado de [65].

adicionado de 20 GeV de  $E_T^{miss}$  para selecionar decaimentos  $W \rightarrow \mu\nu$ , que seriam denotados de  $mu13\_xe20$ ;

- **Filtros Topológicos:** usados para estados finais selecionados de duas ou mais RoIs, como no caso do decaimento da partícula  $J/\Psi$ , que combina os traços das duas RoIs provenientes dos elétrons.

Quando se referindo a um nível em particular, o nível (L1, L2, EF) aparece como um prefixo, como por exemplo L1\_EM3 (aqui elétrons e fótons não são diferenciados, então se utiliza o prefixo EM em ambos os casos) para denotar um filtro de elétrons e fótons com um limiar nominal superior a 3 GeV para o L1 e L2\_e3 no caso de elétrons para um filtro com o mesmo limiar mas para elétrons apenas no L2. Um nome sem o prefixo de nível refere-se a toda a cadeia.

O controle das taxas de filtragem podem ser realizadas mudando os limiares ou aplicando outros valores de seleção. A seletividade de um grupo de cortes aplicados para um certo objeto de filtragem é representado pelos termos *Loose* (relaxado), *Medium* (mediano), *Tight* (apertado). Esses critérios de seleção são colocados como sufixos ao nome do filtro, por exemplo, e10\_medium. requisitos adicionais como

isolamento, podem ser adicionados para reduzir as taxas dos filtros. O isolamento mede a quantidade de energia, ou o número de partículas próximos a uma assinatura, se esse valor estiver acima de um limiar, então a partícula não está isolada. Nesse caso se adiciona a letra 'i' ao nome do filtro, como por exemplo L1\_EM20I ou e20i\_tight.

Fatores de *pré-escala* podem ser adicionados a cada filtro da *cadeia* do HLT, de tal forma que apenas 1 em cada N eventos passando o filtro causam que o evento seja aceito por aquele nível. A *pré-escala* controla a taxa e composição dos canais expressos. Uma série de *pré-escalas* são utilizadas baseadas em diversas regras que levam em consideração a prioridade dos filtros em relação com as seguintes categorias:

- **Filtros Primários:** filtros principais de física, que não deveriam ser *pré-escalados*;
- **Filtros de Suporte:** filtros importantes de suporte a filtros primários, como filtros que permitam estudar a eficiência utilizando seletividades mais baixas e limiar mais baixo de  $E_T$  *pré-escalados* para permitir sua gravação em disco, uma vez que a quantidade de dados que passam esse filtro será maior;
- **Filtros de Monitoração e Calibração:** permitindo a coleta de dados para garantir a operação correta do SF e dos subdetectores do ATLAS, incluindo a calibração dos mesmos.

Esses fatores de *pré-escala* devem ser modificados conforme a queda da luminosidade durante um preenchimento do LHC de forma a garantir a maximização das taxas utilizadas pelos filtros, enquanto garantindo uma taxa constante para a monitoração e calibração. Assim, as mesmas podem ser alteradas em quaisquer momentos de uma temporada, no início de um novo Bloco de Luminosidade (LB). Um LB é a unidade fundamental para a medição da luminosidade, cerca de 120 s em 2010, na qual se considera que a mesma permaneceu constante com o valor medido.

Flexibilidade adicional é oferecida ao definir *grupos de pacotes*, separando os filtros para colisões com pacotes emparelhados (compõe as colisões de física regulares, contendo pacotes de feixes opostos que se encontram no ponto de colisão

simultaneamente), pacotes vazios para estudo de pedestal criado por ruído no detector e raios cósmicos, ou até mesmo configurações mais inusitadas, como exigindo pacotes desparelhados separados por no mínimo 75 ns de quaisquer outro pacote no feixe oposto.

### 3.2.3 Algoritmos Padrões da *Cadeia de Filtragem de $e/\gamma$*

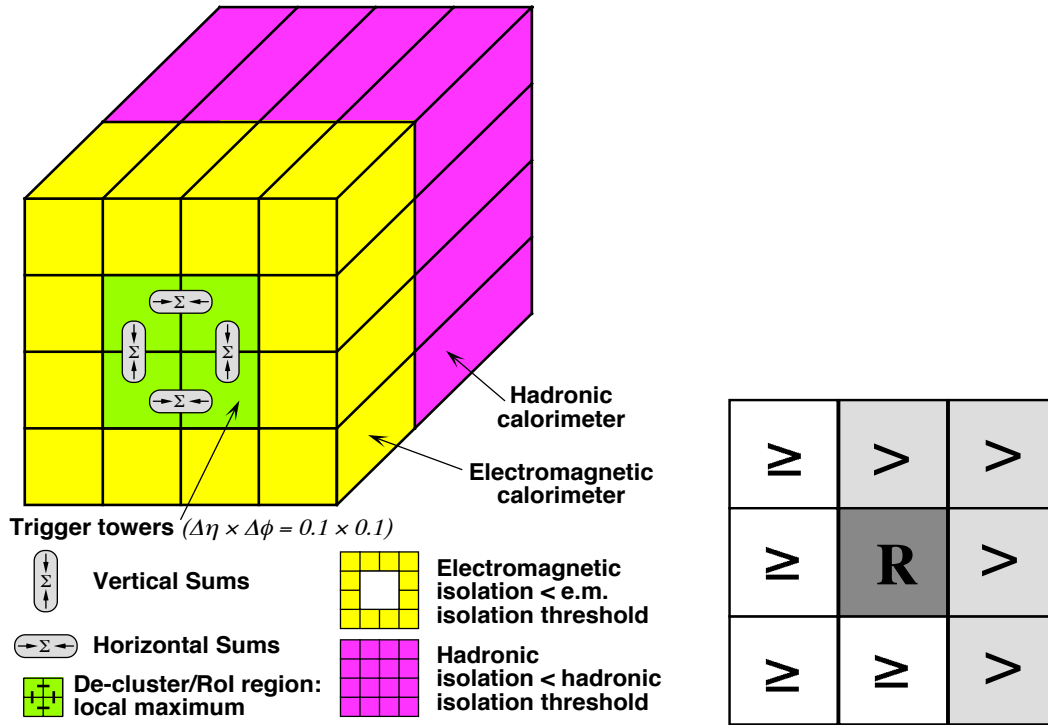
O sistema de calorimetria do ATLAS cobre uma região de  $|\eta| < 4,9$ , enquanto o ID fornece reconstrução precisa de traços dentro de  $|\eta| < 2,5$ . Os chuveiros EM são reconstruídos com melhor performance para essa última região, a região de precisão do ATLAS, contendo calorímetros com maior granularidade como descrito na Subseção 2.3.3. Assim, os filtros de elétrons e fótons [70, 71] do SF atuam somente para essa região. A cadeia de elétrons no SF está esboçada na Figura 3.4, entretanto a cadeia de fótons pode ser facilmente extrapolada ao se remover os algoritmos referentes ao ID.

No L1, os aglomerados de informação<sup>8</sup>  $e/\gamma$  do calorímetro são retirados utilizando granularidade reduzida, as chamadas Torres de Filtragem (TTs), que cobrem uma região de aproximadamente  $\Delta\eta \times \Delta\phi \approx 0,1 \times 0,1$ , a Figura 2.15 contém um esboço da TT para o EMB. A vantagem de se utilizar TTs se deve ao fato de reduzir a quantidade de fluxo de informação, reduzindo o custo e complexidade do sistema, e, ao mesmo tempo, conter o chuveiro EM inteiramente em cerca de uma ou duas dessas torres, podendo assim identificar a região em que foi formado o chuveiro não prejudicando a sua eficiência. Para cada TT, as células do ECAL e HCAL são somadas, com a exceção da quarta camada do HEC e dos cintiladores. Um algoritmo de janela deslizante formada por uma dimensão de  $4 \times 4$  TT, ilustrada na Figura 3.5(a), busca pela região com a melhor deposição de energia do chuveiro por todo o calorímetro com um passo de uma TT. O L1 seleciona o evento como um candidato a  $e/\gamma$  quando os seguintes critérios forem satisfeitos:

- A região deve ser um máximo local. Essa condição é importante para se evitar multiplicidade de RoIs a serem analisadas pelo L2. Assim, a energia contida no núcleo deve ser maior, ou ao menos igual, como na lógica da Figura 3.5(b),

---

<sup>8</sup>No caso, um conjunto de células identificados como *clusters* na literatura em inglês.



(a) A janela deslizando, seu núcleo e as regiões de isolamento. (b) Requisitos para o núcleo ser máximo local.

Figura 3.5: O Primeiro Nível de Filtragem para a Cadeia de Elétrons e Fótons. Extraído de [67].

que em todas as outras regiões de  $2 \times 2$  que podem ser formados na janela;

- O aglomerado formado pela dupla de torre mais energética na região (indicados na Figura 3.5(a) como somas verticais ou horizontais) deve ultrapassar o limiar EM exigido pelo filtro do L1. A posição de  $\eta$  e  $\phi$  desse aglomerado é passado para o L2, junto com outros *bits* indicando os critérios que foram satisfeitos, que formarão a palavra informada para o L2 para a qual será utilizada para a formação da RoI;
- Se isolamento for exigido:
  - A  $E_T$  total da região EM de isolamento não deve ultrapassar o limiar de isolamento EM;
  - A  $E_T$  total da região HAD de isolamento não deve ultrapassar o limiar de isolamento HAD.

O L2, alimentado pela posição dos aglomerados de torres do L1, realiza uma

rápida reconstrução do calorímetro, e no caso de elétrons, uma rápida reconstrução dos traços no ID. A reconstrução do calorímetro trabalha de maneira semelhante aos algoritmos do SR, entretanto apenas a região da janela de  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,4 \times 0,4$ , região chamada de RoI, em torno da posição alimentada pelo L1 é utilizada, o que reduz o tráfego de dados e aumenta a velocidade de processamento no L2. Algumas diferenças entre o algoritmo do L2 e o SR se dá devido as limitações em tempo. O algoritmo de reconstrução do aglomerado de células do calorímetro no L2 começa utilizando a célula mais energética da E2 dentro da região central de  $0,2 \times 0,2$ , enquanto o algoritmo de análise a posteriori utiliza uma janela deslizante para encontrar sua semente.

No L2, o tamanho do aglomerado é fixado para  $3 \times 7$  torres em  $\eta \times \phi$  para o barril ( $|\eta| < 1,5$ ) e  $5 \times 5$  na tampa ( $1,5 < |\eta| < 2,5$ ). O algoritmo a posteriori possui tamanhos diferentes dependendo do tipo de partícula e se a incidência foi no barril ou na tampa. No caso de incidência no barril, elétrons são reconstruídos através de aglomerados com  $3 \times 7$  torres; fótons  $3 \times 5$ , e fótons convertidos em elétrons,  $3 \times 7$ . Na tampa todos os aglomerados são de  $5 \times 5$ .

As energias das células podem ser corrigidas na análise a posteriori, para problemas transientes no *hardware*, como falhas de energia, etc., o que não pode ser realizado em tempo real, o que se aplica para tanto o L2 e EF. Para a reconstrução de traços no L2, um rápido reconhecimento de padrões é utilizado ao se determinar primeiro a posição z de interação ao longo do eixo do feixe e então realizando a combinação de pontos do traço apenas para o grupo de pontos que apontam para a posição determinada. O traço com a menor distância  $\Delta R$ , definida por 3.1, será atribuído ao aglomerado e seus parâmetros utilizados pelo L2 para a discriminação.

$$\Delta R = \sqrt{\Delta^2\eta + \Delta^2\phi} \quad (3.1)$$

Como no SR, a reconstrução do aglomerado no EF é realizado utilizando um algoritmo de janela deslizante que será explicado em 3.3.1. Basicamente, após encontrada a semente através do máximo local, um aglomerado é construído iniciando da E2, com o mesmo tamanho que aqueles descritos para o algoritmo a posteriori. O centro de distribuição de energia em  $\eta$  e  $\phi$  é calculado utilizando o aglomerado construído na E2, e então o valor dessa posição é propagado de forma a incluir as

camadas faltantes. O algoritmo de reconstrução de traços é feito como no algoritmo a posteriori, com uma combinação dos traços começando dos pontos dos Detectores de Silicose e TRT.

Os algoritmos de seleção são aplicados na reconstrução do L2 e no EF com o objetivo de identificar bons candidatos a  $e/\gamma$  e rejeitar falsos alarmes provenientes de jatos. As seleções são baseadas no formato do chuveiro nas aglomerações, tentando identificar as diferenças já citadas entre os chuveiros EM e HAD no Subtópico 2.3.3.1.3, como: a largura dos chuveiros, onde os EM devem ser mais estreitos; sua profundidade, no qual os HAD são mais profundos que os EM para uma partícula de mesma energia e geralmente somente os HAD deverão alcançar o HCAL, ou deverão depositar a maior parte de sua energia no calorímetro específico para a contenção de sua energia. Para elétrons, também se utiliza critérios de seleção baseados em informação do traço e qualidade de casamento entre o aglomerado e o traço. A parte do algoritmo responsável pela reconstrução do calorímetro no L2 é chamada de *T2Calo*.

Os três conjuntos de requisitos citados em 3.2.2 são utilizados para seleção de partículas  $e/\gamma$ . Eles são definidos ao se elevar a potência de rejeição de ruído físico nos dados finais: *Loose*, com menor seletividade, evitando a perda de dados prematura, mas ao mesmo tempo elevando a taxa de dados a serem gravados; *Tight*, com grande seletividade, reduzindo o ruído físico e a taxa de dados, mas podendo haver perda de eventos de interesse; *Medium*, que concilia a escolha da seletividade de forma a reduzir a taxa de armazenamento ao mesmo tempo que evita a perda de eventos de forma prematura. As variáveis utilizadas no EF, dispostas na Tabela 3.1, são as mesmas que as utilizadas na versão a posteriori, mas com limiares tipicamente mais relaxados que no último para se evitar a perda de eventos interessantes, enquanto o L2 utiliza apenas algumas dessas variáveis, novamente com valores mais relaxados que no EF pelo mesmo motivo. No caso do *T2Calo* essas variáveis são:  $R_\eta$ ,  $E_{ratio}$ ,  $E_T$  e  $R_{had1}$ , com algumas condições específicas dependendo da região em que a partícula está incidindo, em especial nesse caso para a região de fissura (*gap*) do calorímetro, e para partículas de altas energias onde se aceita um maior vazamento hadrônico. Os valores dos limiares são escolhidos através de estudos de MC, e, ainda que os mesmos variem conforme  $\eta$  e a energia da partícula, eles são

compostos por diversos cortes lineares nessas variáveis físicas. Vale ressaltar que as variáveis utilizando o ID não se aplicam para fótons, independente do algoritmo em questão.

Cada uma dessas variáveis contribuem na discriminação de acordo com os critérios de corte utilizados. Na Figura 3.6 estão dispostos a distribuição nas variáveis de corte dos algoritmos padrões utilizados na colaboração para dados de simulações de MC separados nas seguintes categorias [70]:

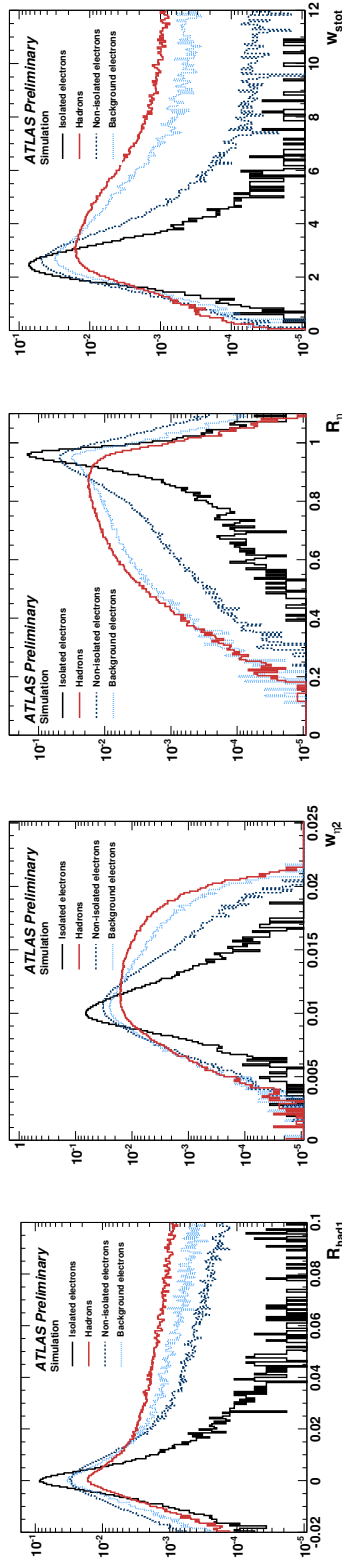
- Elétrons isolados: elétrons originados de decaimentos dos bósons W ou Z, ou outras partículas como o  $J/\Psi$ ;
- Hádrons: os hádrons provenientes de jatos hadrônicos compondo ruído físico para o Canal  $e/\gamma$ ;
- Elétrons não-isolados: elétrons provenientes de quarks-b(c). Elétrons não-isolados têm sua distribuição comprometida, uma vez que são formados por elétrons dentro de jatos;
- Elétrons constituintes de ruído: elétrons provenientes de decaimentos *Dalitz* ou provenientes de fótons. Os elétrons provenientes de fótons podem ser divididos dependendo da origem do fóton, por exemplo, o fóton pode ser gerado de um decaimento de um  $\pi^0$ , ou de um chuveiro EM de um elétron originados de um decaimento de um Z, ou da radiação de estado inicial ou final de um bóson Z.

É possível observar os diferentes comportamentos para cada uma das categorias. Por exemplo, elétrons isolados na variável  $R_\eta$ , Figura 3.6(c), possuem grande parte de valores próximos a 1, uma vez praticamente toda sua energia estará depositada no centro da RoI, por outro lado, hádrons distribuem sua energia em um espaço maior da RoI, de forma que ao realizar a fração  $R_\eta$ , obterá-se geralmente valores menores de 1. No caso da variável  $E_{ratio}$ , 3.6(e), é esperado o mesmo valor para elétrons isolados, onde a diferença de depósito entre as duas células de maior energia deverá ser grande para elétrons, uma vez que os mesmos terão grande parte de sua energia depositada na célula de maior energia, e pequeno para os hádrons. Cada variável tem sua distribuição específica, mas reflete uma diferença física da interação de hádrons e elétrons com o detector.

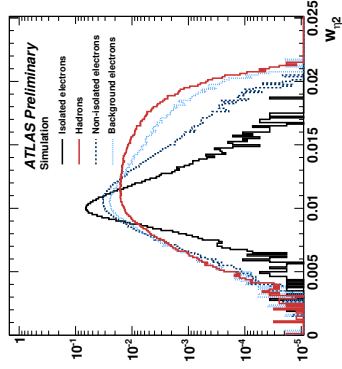


<b>Tipo</b>	<b>Descrição</b>	<b>Símbolo (se aplicável)</b>
<i>Cortes Loose</i>		
Vazamento Hadrônico	Razão de $E_T$ da primeira camada HAD com a depositada no ECAL (usado para $ \eta  < 0,8$ e $ \eta  > 1,37$ ).	$R_{had1}$
	Razão de $E_T$ da energia depositada no HCAL com a depositada no ECAL (usado para $ \eta  > 0,8$ e $ \eta  < 1,37$ ).	$R_{had}$
E2	Razão em $\eta$ entre a energia contida nas células numa região de $3 \times 7$ por uma região $7 \times 7$ .	$R_\eta$
	Largura lateral do chuveiro.	$w_{\eta2}$
<i>Cortes Medium (Incluem o Loose)</i>		
E1	Largura total do chuveiro.	$w_{tot}$
	Diferença entre o primeiro e o segundo depósito de maiores energias normalizadas por sua soma.	$E_{ratio}$
Qualidade do Traço	Número de pontos no Detector de Pixel ( $\geq 1$ ).	
	Número de pontos no Detector de Pixel e SCT ( $\geq 7$ ).	
	Parâmetro de impacto transversal ( $< 5$ mm).	$d_0$
Casamento de Traço	$\Delta\eta$ entre o aglomerado de células e traço ( $< 0,01$ )	
<i>Cortes Tight (Incluem o Medium)</i>		
Primeira Camada do Detector de Pixel (Camada B)	Número de pontos na camada B ( $\geq 1$ ).	
Casamento de Traço	$\Delta\phi$ entre o aglomerado de células e traço ( $< 0,02$ ).	$\Delta\phi_2$
	Razão entre a energia do aglomerado com o momento medido pelo ID.	$\frac{E}{p}$
	Corte mais restritivo em $\Delta\eta$ ( $< 0,005$ ).	$\Delta\eta_1$
Qualidade do Traço	Parâmetro de impacto transversal mais restritivo ( $< 1$ mm).	$d_0$
TRT	Número de pontos no TRT.	
	Razão entre o número de pontos de alto limiar pelo número total de pontos para o TRT.	
Conversões	Candidatos a elétron provenientes de fótons convertidos são rejeitados.	

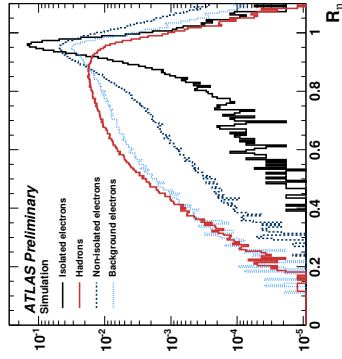
Tabela 3.1: Definições dos cortes utilizados para os critérios de identificação de elétrons *loose*, *medium* e *tight*, na região de  $|\eta| < 2,47$ . Adaptado de [70].



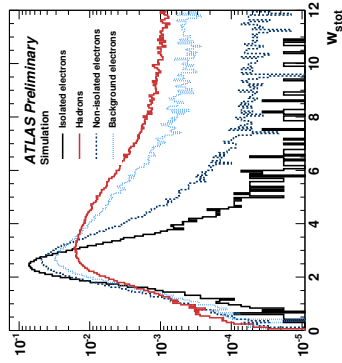
(a)  $R_{had1}$ .



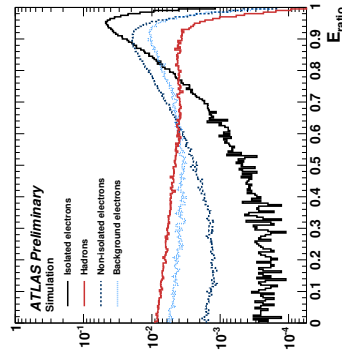
(b)  $w_{\eta 2}$ .



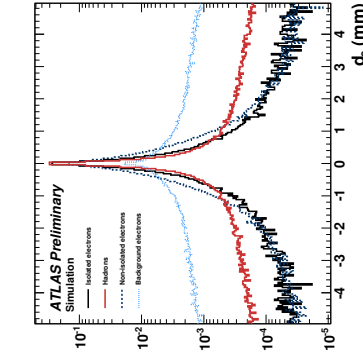
(c)  $R_{\eta}$ .



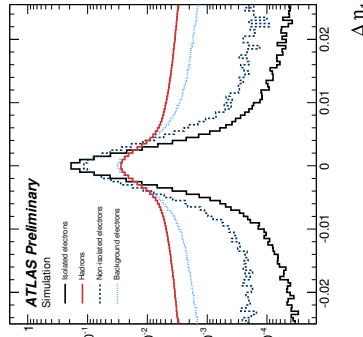
(d)  $w_{stot}$ .



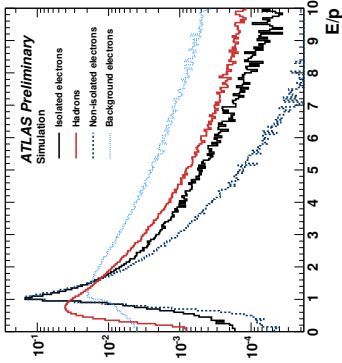
(e)  $E_{ratio}$ .



(f)  $d_0$ .



(g)  $\Delta\eta_1$ .



(h)  $\frac{E}{p}$ .

Figura 3.6: Distribuição de elétrons e seu ruído físico para algumas das variáveis dos algoritmos  $e/\gamma$  padrões. Em preto, elétrons isolados; em vermelho, hádrons; em azul escuro pontilhado, elétrons não-isolados; e em azul claro pontilhado, elétrons constituintes de ruído. Extraído de [70].

### 3.2.4 HLT\_EgammaCaloRinger (HLT\_Ringer)

Uma outra proposta para se identificar a evolução do chuveiro no calorímetro é abordada pelo algoritmo alternativo proposto, a fim de se identificar as partículas EM. Como o algoritmo é proposto para atuar sobre as variáveis do calorímetro, ele não faz distinção de elétron e pósitrons para fótons, essa distinção pode ser realizada posteriormente utilizando a informação do ID. Inicialmente esse algoritmo, chamado de HLT\_EgammaCaloRinger (*HLT\_Ringer*), foi planejado para operar no Segundo Nível de filtragem como uma alternativa ao *T2Calo*, o ambiente mais restritivo em questões de tempo. Ao invés de gerar diversas variáveis de interpretação física para a compreensão da interação da partícula com o calorímetro, como os já citados:  $E_{ratio}$ ,  $R_\eta$  e  $R_{had1}$ ; o algoritmo utiliza a informação anelada de calorimetria como o seu FEX (Tópico 3.2.4.1) e um processo de discriminação para o seu HYPO. Qualquer método estatístico pode ser aplicado para realizar o processo de discriminação. Em particular, os estudos deste trabalho utilizaram Redes Neurais Artificiais (RNAs) [72] (Tópico 3.2.4.3), pois obtiveram melhor performance nos estudos realizados no início do projeto.

Diversas técnicas de pré-processamento podem ser combinadas com redes neurais de forma a melhorar a sua eficiência de discriminação. Estudos anteriores [42, 7] utilizaram métodos como Análise de Componentes Independentes (ICA), Análise de Componentes Principais (PCA), Análise de Componentes Independentes Não-Linear (NLICA), Mapas Auto-Organizáveis (SOM) e Componentes Principais de Discriminação (PCD), obtendo resultados melhores que uma abordagem utilizando diretamente RNA. Um caso especial de pré-processamento de dados, necessária quando utilizando redes neurais, é a normalização dos dados. Esse pré-processamento ajusta o alcance de energia dos anéis ao alcance dinâmico das RNA. Uma grande gama de métodos de normalização são utilizados, podendo gerar alterações no espaço de representação de anéis, de forma que a interpretação da nova representação pode ter uma melhor, ou pior, interpretação pela RNA. As normalizações testadas para otimizar a eficiência do *HLT\_Ringer* estão explicadas no Tópico 3.2.4.2.

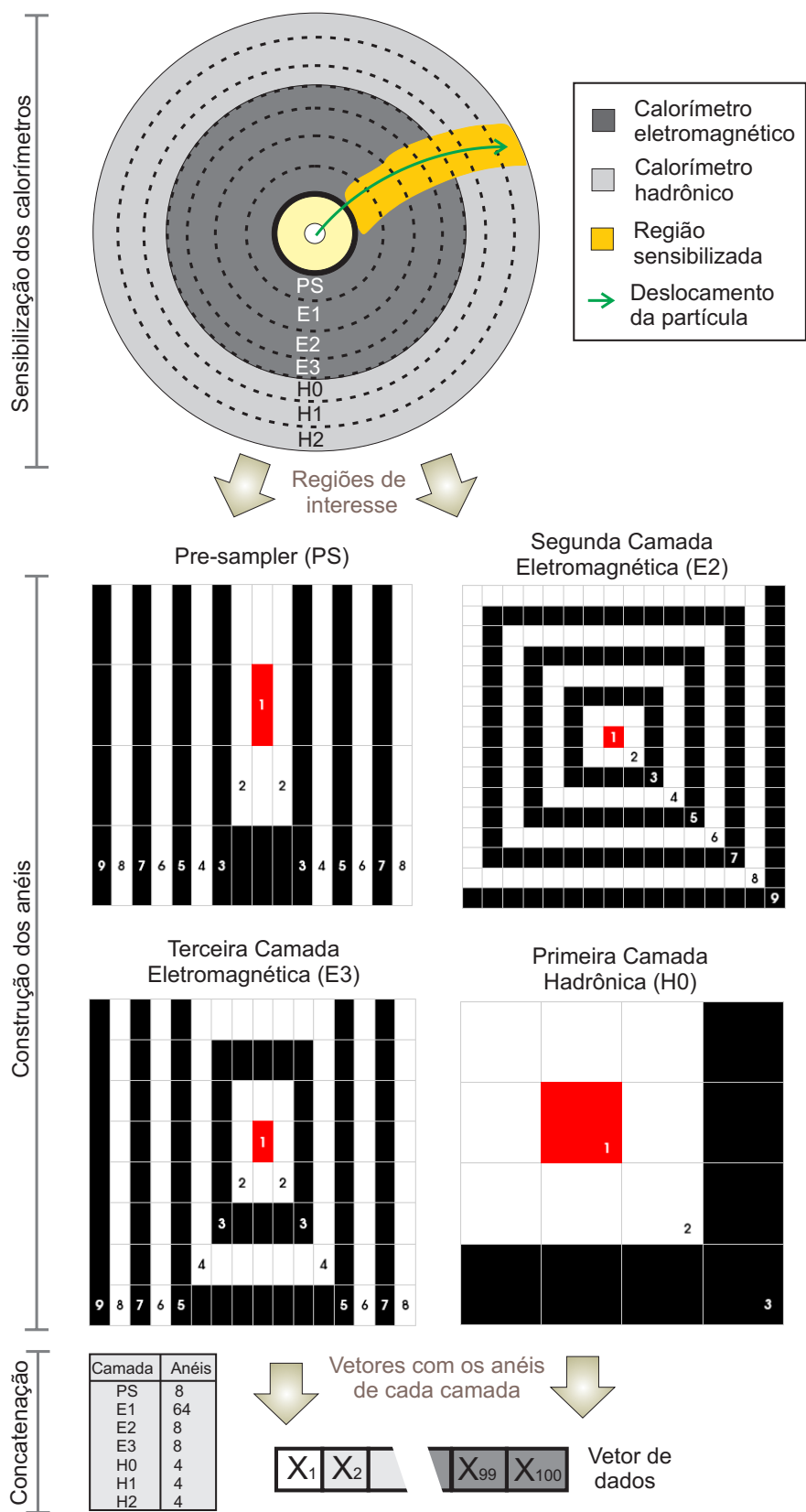


Figura 3.7: Diagrama do processo de construção dos anéis. Extraído de [42].

### 3.2.4.1 O processo de anelamento

O processo de anelamento, esboçado na Figura 3.7, é realizado para todas as camadas (PS, E1, E2, E3, H0, H1 e H2) do Sistema de Calorimetria do ATLAS. Como foi dito, no L2 a semente utilizada para a construção do aglomerado é a célula quente – ou a célula mais energética – da E2 na RoI gerada a partir da posição fornecida pelo L1. No *HLL\_Ringer*, ao invés da construção do aglomerado, é realizada a construção de anéis concêntricos, onde essa célula será o núcleo, e sua energia a informação contida no primeiro anel, o anel central. Os anéis posteriores contêm a soma da energia das células adjacentes exteriores ao anel anterior, por exemplo, no caso do segundo anel, as células imediatamente exteriores a célula quente. Esse processo irá se repetir até que uma região pré-determinada seja completamente preenchida. Atualmente o valor utilizado é de  $0,4 \times 0,4$  em  $\Delta\eta \times \Delta\phi$ . Nas outras camadas, a posição da semente é utilizada para encontrar a célula central e o processo é repetido, até que a mesma região seja preenchida, entretanto, como a granularidade das células do calorímetro varia conforme a segmentação longitudinal, o número de anéis é diferente para cada camada. O conceito de anéis é abstrato: como o L2 calcula um novo centro na RoI formada a partir da informação fornecida pelo L1, anéis podem necessitar de células exteriores à RoI, e essas, não estando disponíveis para o L2, geram anéis incompletos, como aqueles ilustrados para o PS a partir do terceiro anel. No caso de nenhuma célula estar disponível para um dado anel, é então atribuído valor nulo ao mesmo para garantir que o processo complete o número necessário no preenchimento da região. Os anéis esboçados na figura são meramente ilustrativos, não possuindo a proporção real para cada uma das camadas, nem o número de anéis totais para cada uma delas. Um total de 100 anéis foram especificados inicialmente, divididos conforme as camadas da maneira indicada na tabela contida no final dessa figura. Note que a quantidade de anéis é proporcional a granularidade de cada camada. Em uma discriminação não-segmentada (veja 3.2.4.3), os anéis são concatenados em um grande vetor de dados, como indicado.

O processo de anelamento reduz a quantidade de informação a ser analisada no calorímetro, ao agrupar diversas células em uma única informação, reduzindo as  $\sim 1000$  células dentro da RoI em 100 anéis, ou seja, um fator de compactação de  $\sim 10\times$ . Indo além, o número total de anéis a serem propagados para o método de

discriminação pode ser reduzido através de estudo com quantidade elevada de estatística do processo. Entretanto, a redução de informação é utilizada para se referir a compactação da informação das células do calorímetro nos anéis, não podendo se comparar com a ordem de informação armazenada nas variáveis físicas, que se resumem a cerca de 5 variáveis.

Ao mesmo tempo, a interpretação física da propagação do chuveiro é mantida, como a sua espessura lateral e profundidade longitudinal. Na Figura 3.9 está um exemplo da deposição de energia de elétrons e de um dos hádrons que compõem os jatos hadrônicos<sup>9</sup> para a E2. Pode-se observar na parte superior da figura a deposição de energia nas células do calorímetro, onde os jatos possuem um perfil de deposição mais largo, como o esperado para o chuveiro dessas partículas, quando em comparação com a deposição de energia de um elétron. Este, por sua vez, tem sua deposição de energia concentrada no centro da RoI. A parte inferior, contendo a deposição de energia nos anéis formados para cada um dos casos, demonstra a diferença de ambos, onde elétrons depositam grande parte de sua energia no primeiro anel, e pouca energia nos anéis mais externos, enquanto os jatos possuem um perfil mais disperso, alcançando anéis mais externos.

Quando considerando a distribuição de energia em anéis de uma maneira global, pode-se observar a diferença dos perfis dos chuveiros EM e HAD. A Figura 3.9 contém o perfil dos 100 anéis para um elétron (3.9(a)) e um jato (3.9(b)), onde a distribuição citada para elétrons e jatos na E2 se repete para as outras camadas do ECAL, com os jatos distribuindo sua energia nos anéis mais externos. Por outro lado, os elétrons geralmente não alcançam as camadas hadrônicas, sendo absorvidos pela E2 ou E3, enquanto jatos ultrapassam o ECAL depositando energia no HCAL. Contudo, esse fato nem sempre é verdadeiro, elétrons muito energéticos podem acabar ultrapassando a E3 e depositando parte de sua energia na H1, e jatos podem também serem absorvidos no ECAL, como aquele ilustrado em 3.9(c).

---

<sup>9</sup>Para evitar a repetição, quando se referindo a jatos no Canal  $e/\gamma$ , estará se mencionando os hádrons individuais que formam os jatos hadrônicos, e não o conjunto. O canal de reconstrução de jatos, diferente do Canal  $e/\gamma$ , reconstrói o jato como um todo, o que pode gerar confusão na nomenclatura.

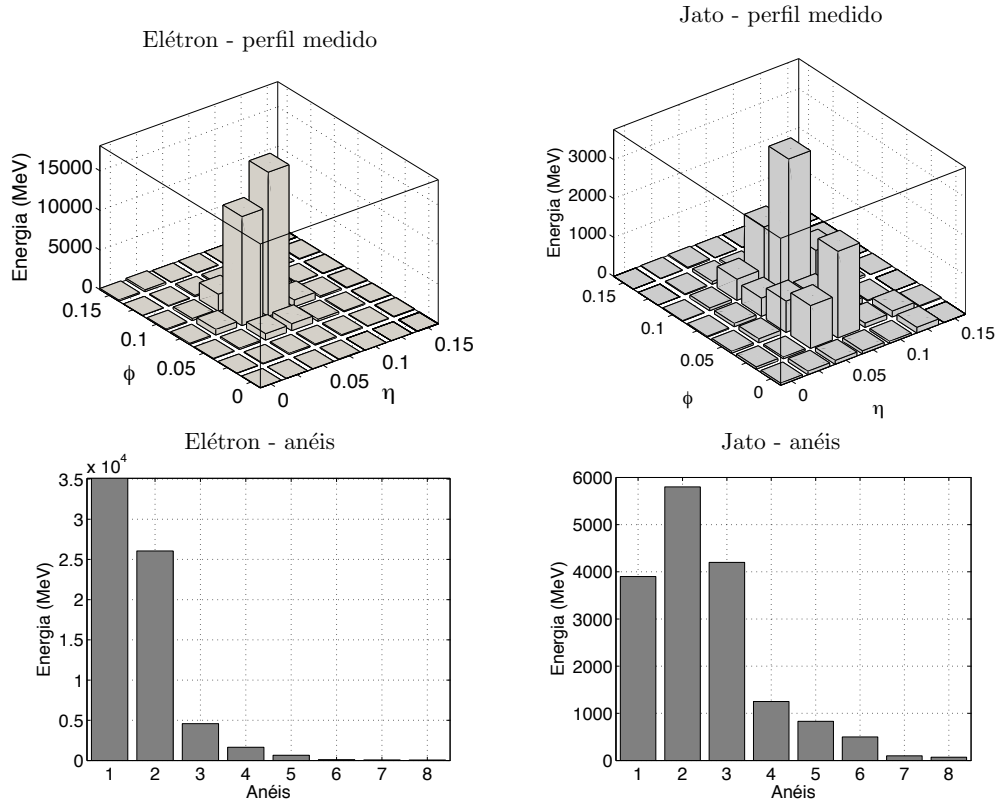


Figura 3.8: Perfil de distribuição de energia nas células e anéis na segunda camada para elétrons e jatos. Extraído de [42].

### 3.2.4.2 Normalização

Neste tópico estão as descrições das normalizações testadas para a otimização do *HLL\_Ringer*. Foram utilizadas normalizações presentes na literatura utilizando tratamento estatístico dos dados, como a Esferização, MinMax, adicionadas de normalizações baseadas no conhecimento da topologia dos calorímetros, sua segmentação longitudinal e das diferenças entre os chuveiros EM e HAD, buscando realçar suas características, citando entre elas a normalização sequencial.

#### 3.2.4.2.1 Energia Total (Norma 1)

Neste modo de normalização, os anéis ( $r$ ) produzidos são normalizados pela energia total (considerando-se todas as camadas) contida em uma região de  $0,4 \times 0,4$

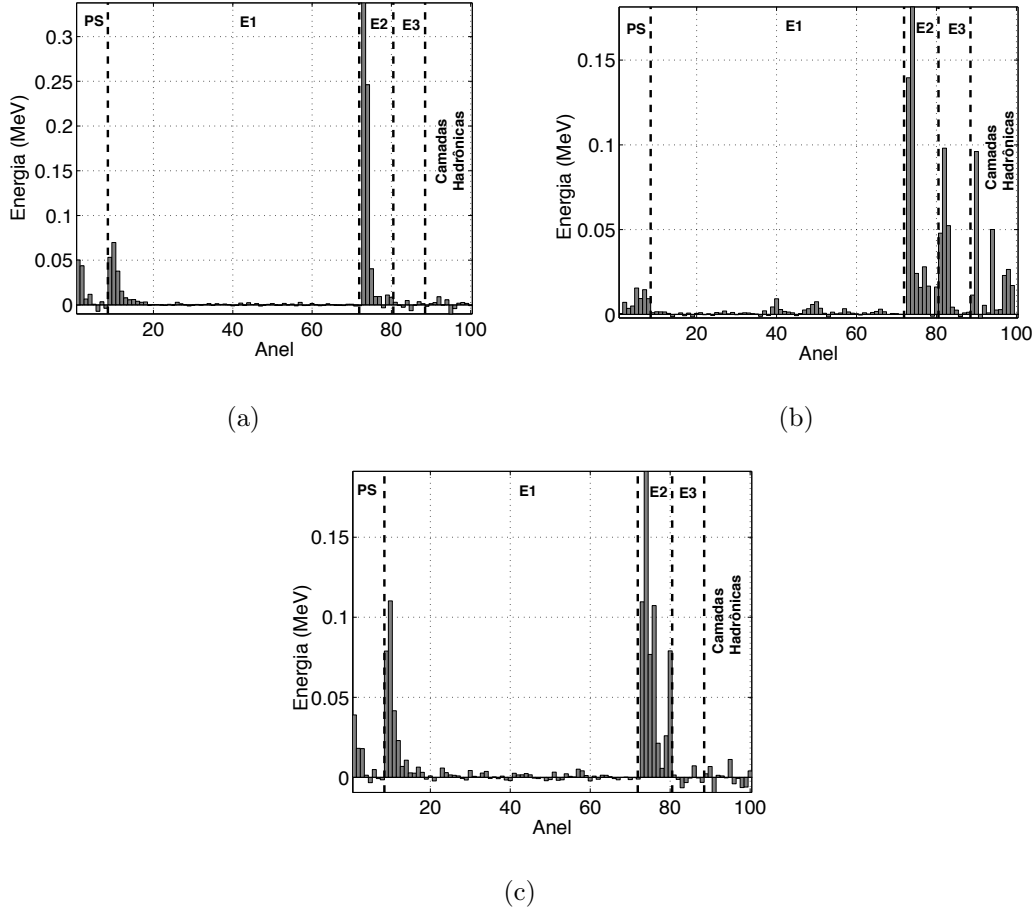


Figura 3.9: Perfil típico para os 100 anéis de elétrons (3.9(a)) e jatos (3.9(b)). Jatos atípicos (3.9(c)) dificultam o processo de discriminação. A escala de energia está normalizada pela Norma 1. Extraído de [42].

em  $\eta \times \phi$  do evento, fazendo-se:

$$r'_i = \frac{r_i}{\sum_{j=1}^N r_j} \quad \forall \quad i = 1, 2, 3, \dots, N \quad (3.2)$$

onde  $N$  é o número de anéis produzidos, considerando todas as camadas (i.e. 100). O objetivo desta normalização é reduzir a influência da energia de cada evento nas análises, mantendo, ainda assim, a proporção de energia contida em cada anel.

### 3.2.4.2.2 Norma 2

Cada anel foi normalizado por

$$r'_i = \frac{r_i}{\|\mathbf{r}\|} \quad \forall \quad i = 1, 2, 3, \dots, N \quad (3.3)$$



onde  $\|\mathbf{r}\|$  é a norma 2 dos  $N$  anéis produzidos.

### 3.2.4.2.3 Norma 2 Camada

Cada anel foi normalizado por

$$r'_{c_i} = \frac{r_{c_i}}{\|\mathbf{r}_c\|} \quad \forall \quad i = 1, 2, 3, \dots, N_c \quad (3.4)$$

onde  $\|\mathbf{r}_c\|$  é a norma 2 dos  $N_c$  anéis produzidos para a  $c$ -ésima camada.

### 3.2.4.2.4 Norma 2 Seção

Cada anel foi normalizado por

$$r'_{s_i} = \frac{r_{s_i}}{\|\mathbf{r}_s\|} \quad \forall \quad i = 1, 2 \quad (3.5)$$

onde  $\|\mathbf{r}\|$  é a norma 2 dos  $N_s$  anéis produzidos para a  $s$ -ésima seção.

### 3.2.4.2.5 Sequencial

Esta técnica de normalização visa amplificar as diferenças no perfil lateral dos chuveiros produzidos. Nesta técnica, os anéis ( $r_c$ ) produzidos na  $c$ -ésima camada são normalizados fazendo-se

$$r'_{c_i} = \frac{r_{c_i}}{E_{tot_c} - \sum_{j=1}^{i-1} r_{c_j}} \quad (3.6)$$

onde  $E_{tot_c}$  é a energia total da  $c$ -ésima camada. Esta normalização pode ser interpretada como uma otimização da normalização por energia, amplificando a contribuição dos anéis mais externos ao centro da RoI, através da aplicação de fatores de normalização sucessivamente menores. Para evitar a amplificação de anéis contendo apenas ruído, quando o fator de normalização fica menor do que um dado limiar ( $E_{stop} = 100$  MeV), todos os anéis restantes passam a ser normalizados pela energia total da camada ( $E_{tot_c}$ ). Adicionalmente, para evitar que camadas contendo apenas ruído sejam normalizadas, caso  $E_{tot_c}$  fique abaixo de um dado limiar ( $E_{thres} = 0,01$  MeV), nenhuma normalização é aplicada para a camada em questão.

### 3.2.4.2.6 Fixa

Após obter a média dos anéis  $\bar{r}$  e o seu desvio padrão  $\sigma_r$ , aplica-se a normalização fixa através de:

$$r = \frac{r}{\bar{r} + \sigma_r} \quad (3.7)$$

### 3.2.4.2.7 Fixa Seção

Após obter a média dos anéis para as seções EM e HAD do Sistema de Calorimetria,  $r_{EM}$  e  $r_{HAD}$  e o seus desvios padrões  $\sigma_{r_{EM}}$  e  $\sigma_{r_{HAD}}$ , aplica-se a normalização fixa por seção através de:

$$r'_{EM} = \frac{r_{EM}}{\bar{r}_{EM} + \sigma_{r_{EM}}} \quad (3.8)$$

$$r'_{HAD} = \frac{r_{HAD}}{\bar{r}_{HAD} + \sigma_{r_{HAD}}} \quad (3.9)$$

### 3.2.4.2.8 Fixa Camada

Após obter a média dos anéis para a c-ésima camada do detector (PS, E1, E2, E3, H0, H1, H2),  $\bar{r}_c$  e seus desvios padrões  $\sigma_{r_c}$ , aplica-se a normalização fixa por camada através de:

$$r'_c = \frac{r_c}{\bar{r}_c + \sigma_{r_c}} \quad \forall \quad i = 1, 2, 3, \dots, N_c \quad (3.10)$$

### 3.2.4.2.9 Mínimo e Máximo Unitários

Cada anel foi normalizado por

$$r'_i = \frac{r_i - \min(r_i)}{\max(r_i) - \min(r_i)} \quad \forall \quad i = 1, 2, 3, \dots, N \quad (3.11)$$

onde  $\min(r_i)$  e  $\max_{r_i}$  são, respectivamente, o valor máximo e o valor mínimo do i-ésimo anel. Com essa normalização cada anel terá uma distribuição contida dentro do intervalo  $[-1, +1]$ .

### 3.2.4.2.10 Esferização dos Anéis

Cada anel foi normalizado por

$$r'_i = \frac{r_i - \bar{r}_i}{\sigma_{r_i}} \quad \forall \quad i = 1, 2, 3, \dots, N \quad (3.12)$$

onde  $\bar{r}_i$  e  $\sigma_{r_i}$  são, respectivamente, a média e o desvio padrão do i-ésimo anel.

### 3.2.4.2.11 Normalização Modificada

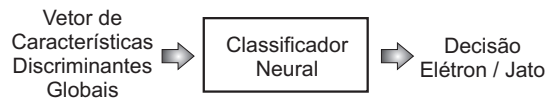
Essa normalização pode ser aplicada em outras normalizações, afetando a normalização da seção HAD. Nessa região do detector, ao invés da aplicação do método utilizado pela normalização sendo modificada, se irá alterar o nível de energia contido nos anéis da escala de MeV para GeV, dividindo os anéis por 1000:

$$r'_{HAD} = \frac{r_{HAD}}{1000} \quad (3.13)$$

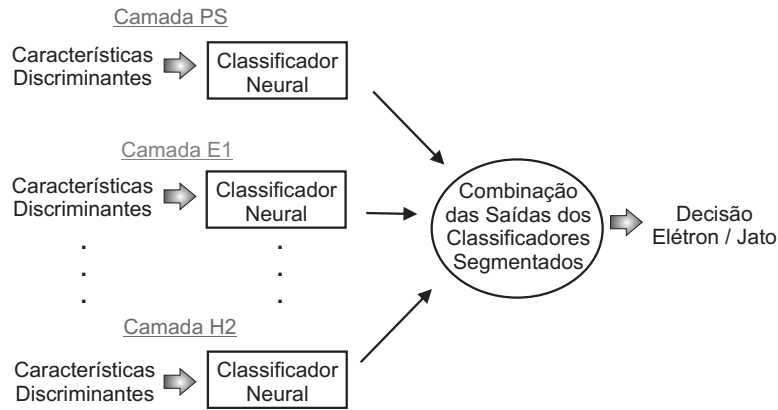
### 3.2.4.3 Classificadores Neurais

Após a extração e normalização dos anéis pode-se utilizar uma abordagem não-segmentada, na qual a informação contendo as características discriminantes é concatenada em um vetor e então propagada para uma única RNA discriminadora, ou então uma abordagem segmentada, onde cada a informação normalizada da camada longitudinal do Sistema de Calorimetria é propagada para sua RNA específica e então combinadas em um novo discriminador para compor a decisão. As abordagens estão esboçadas na Figura 3.10. No trabalho atual foi apenas utilizada a abordagem não-segmentada.

A topologia de uma RNA composta de uma rede *Perceptron* Multicamadas (MLP) alimentada em cascata, ou *feed-forward*, com uma camada escondida está esboçada na Figura 3.11. Estão simbolizados três neurônios de saída, para o caso de separação em três classes, mas a rede utilizada possui apenas um neurônio na camada de saída, suficiente para realizar a discriminação em duas classes, as partículas EM compondo o sinal: elétrons, pósitrons e fótons; e o ruído físico: os hádrons dos jatos hadrônicos. Os alvos utilizados para as classes foi de +1 para o conjunto de dados contendo sinal, e -1 para o conjunto de dados contendo ruído físico. A camada de



(a)



(b)

Figura 3.10: Abordagem de discriminação não-segmentada em 3.10(a), e segmentada em 3.10(b). Extraído de [42].

entrada recebe o vetor de dados, com os 100 anéis normalizados, enquanto o número de neurônios na camada escondida varia conforme a representação dos dados, sendo determinado através de um estudo de exaustão. Todos os neurônios utilizam função de ativação tipo tangente hiperbólica.

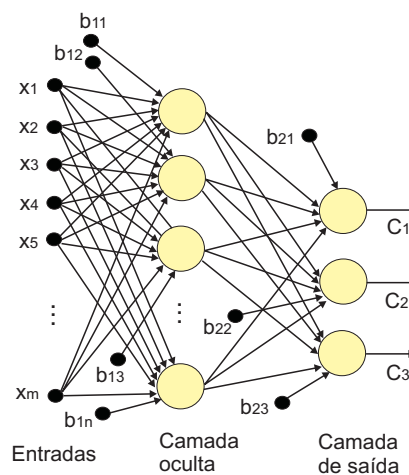


Figura 3.11: Topologia de uma MLP alimentada em cascata. Extraído de [42].

É necessário realizar o treinamento das RNAs para que as mesmas possam,

de fato, reconhecer padrões. Para o processo de treinamento se utilizou, na iniciação dos pesos, o algoritmo de *Nguyen-Widrow* [73], enquanto no treinamento o *Resilient Back-propagation* (RPROP) [74], devido a sua simplicidade de uso e rápida convergência. Para realizar o treinamento secciona-se o conjunto de dados em três partes:

- **Conjunto de Treino (TRN)** (totaliza 50% dos dados em casos de pouca estatística e 33% no oposto): no qual serão atualizados os pesos sinápticos da RNA de modo a minimizar uma função custo, na qual a utilizada foi o Erro Quadrático Médio (MSE);
- **Conjunto de Validação (VAL)** (16,6%/33,3%): utilizado para garantir a boa generalização da RNA;
- **Conjunto de Teste (TST)** (33,3% para ambos os casos): estatística não observada pela RNA durante seu treinamento, utilizada para testar sua performance.

Para a análise de eficiência de discriminação, alguns parâmetros precisam ser definidos:

- **Taxa de Detecção (DET)**: taxa de uma classe corretamente identificada pelo discriminador. Geralmente se refere a taxa de sinal, no caso do Canal  $e/\gamma$  a Taxa de Detecção de elétrons, pósitrons e fótons ( $DET_{e/\gamma}$ ), mas também podendo ser utilizada para o caso de ruído, Taxa de Detecção de hádrons ( $DET_j$ ). Caso não identificado a classe de detecção, então se estará referindo a  $DET_{e/\gamma}$ ;
- **Taxa de Falso Alarme (FA)**: taxa da classe constituinte de ruído erroneamente identificada pelo discriminador. No Canal  $e/\gamma$  a taxa de hádrons que formam os jatos hadrônicos identificados como  $e/\gamma$ . Também pode ser obtida como:  $1 - DET_j$ .

Dois critérios podem ser utilizados para medir a figura de mérito da RNA durante o treinamento, aplicando-se aos conjuntos de validação e teste: MSE e

Critério Soma-Produto (SP). O MSE visa encontrar o ponto onde as saídas da RNA ficam o mais próximo possível do alvo especificado. O SP é relacionado por:

$$SP = \sqrt{\sqrt{\text{DET}_{e/\gamma} \times \text{DET}_j} \times \frac{\text{DET}_{e/\gamma} + \text{DET}_j}{2}} \times 100\% \quad (3.14)$$

no caso de discriminação binária. Esse critério visa indicar ao processo de treinamento o ponto onde a distinção máxima entre classes é obtido, sendo o critério mais apropriado para RNAs destinadas ao reconhecimento de padrões [7].

O número de épocas (ou iterações) de treinamento foi ilimitado, de forma que o critério de parada para o processo de treinamento utilizado é de 50 falhas na tentativa de melhora da figura de mérito para a validação. Utilizou-se o critério *Save the Best*, onde os pesos sinápticos na época com o melhor resultado da figura de mérito para o conjunto de teste são armazenados para a utilização da rede. Foi utilizado o critério de batelada, onde se sorteia os dados a se realizarem o treinamento, com o tamanho do menor conjunto de dados de treinamento, geralmente sendo esse o de elétrons, para evitar uma maior estatística de um dos conjuntos durante o treinamento. O processo de treinamento é repetido  $N$  vezes para evitar-se flutuação estatística, inicializando novos pesos aleatórios para cada configuração testada.

Após o treinamento é possível especificar a DET (no caso de partículas  $e/\gamma$ ) e FA através da escolha do limiar de decisão, aonde valores maiores ao limiar serão considerados como  $e/\gamma$  e os menores jatos. A escolha do limiar tem o seu compromisso representado nas curvas Região de Critério (ROC): quanto maior a DET, também será a FA. O SP tenta conciliar o compromisso entre a detecção de partículas  $e/\gamma$  e jatos, o que não é desejado quando no SF, onde se deseja apenas filtrar os eventos a capacidade de armazenamento e processamento a posteriori, evitando a perda prematura dos dados. Assim, o SP é utilizado apenas como figura de mérito para o treinamento das redes, e não como critério de seleção para o limiar de decisão, que visa buscar a melhor DET sem comprometer a capacidade de armazenamento e processamento a posteriori.

### 3.3 O Sistema de Reconstrução (SR)

O papel da reconstrução de física [75, 53], realizada pelo SR, é de derivar dos dados armazenados os parâmetros das partículas e auxiliar na informação necessária para a análise de física. Cada subdetector do ATLAS utiliza um método individual de calibração de sua informação. Por exemplo, os calorímetros realizam a calibração da energia no nível das suas células, e a informação armazenada pelos especialistas do calorímetro para uma dada temporada é utilizada para evitar as células ruidosas ou mortas. Posteriormente cada canal de física utiliza a informação contida nos subdetectores de modo a identificar as partículas de interesse e seus parâmetros, realizando outras calibrações para garantir a melhor precisão possível nesses parâmetros, de forma a facilitar e melhorar a qualidade de descobertas, como a do bóson de Higgs, entendimento de física ainda não bem conhecida, como o quark *top*, e outros objetivos citados em 2.2.1.

Muitas semelhanças podem ser observadas nos algoritmos do HLT, em especial quando levando em consideração o EF, com o SR. Na verdade, os algoritmos do SF foram feitos baseados no SR com o objetivo de evitar ao máximo a polarização dos dados armazenados. As diferenças entre os dois ambientes, como já foi dito, está na maior restrição de tempo e robustez dos algoritmos no ambiente do SF, de forma que os algoritmos no SF realizam análises menos refinadas. Por esse motivo, os cortes utilizados no SF são relaxados quando em comparação com os do SR para evitar a perda prematura de física de partículas em que não se há muita certeza do que ocorreu. Nesses casos, prefere-se armazenar os dados para o SF analisar os eventos com mais detalhes e tomar uma decisão com maior precisão, desde que isso não ultrapasse os recursos computacionais para armazenamento e processamento dos dados.

#### 3.3.1 Algoritmo $e/\gamma$ Padrão

O Algoritmo Padrão de reconstrução de física a posteriori não é muito distinto daquele descrito para o EF da cadeia  $e/\gamma$  no Tópico 3.2.3, inclusive já sendo realizadas algumas distinções entre os algoritmos que serão aqui complementadas.

Primeiro, precisa-se ter em mente que o algoritmo a posteriori utiliza pa-

rômetros com maiores precisões. Calibrações, como a posição de  $\eta$ , e da energia depositada em cada camada é realizada com maior precisão. Outras calibrações, como a posição em  $\phi$  e calibrações no nível de células, também são realizadas no SR, o que não ocorre para o HLT.

Para a construção dos aglomerados de células no calorímetro se utiliza um algoritmo de janela deslizante [76]. Dois tipos de aglomerados podem ser construídos: os aglomerados EM, no caso de elétrons e fótons; e os combinados, na busca de jatos e identificação de táons-léptons. São utilizados três passos no algoritmo, a construção das torres de células, a procura por uma semente e o preenchimento do aglomerado, onde esses dois últimos passos ocorrem juntos para os aglomerados combinados.

Serão abordados apenas os aglomerados EM, uma vez que somente os mesmos são utilizados pelo Canal  $e/\gamma$ . O processo de construção é realizado para  $|\eta| < 2,5$ , onde é realizado a construção das torres, o Sistema de Calorimetria é dividido em uma grade de  $0,025 \times 0,025$ , através da soma da energia das células das camadas longitudinais do ECAL contidas dentro da região. Em seguida, uma janela de  $5 \times 5$  torres procura por uma região que ultrapasse um limiar para  $E_T > 2,5$  GeV e que seja um máximo local (a ideia de máximo local é a mesma que àquela citada para o L1, presente no tópico já referenciado). Quando encontrado, é gerada uma semente cuja posição é calculada através da ponderação de energia das células contidas em uma janela concêntrica a anterior mas menor ( $3 \times 3$  torres) para evitar o acúmulo de ruído, com as posições das células. Para remover duplicatas, ao se ocorrer múltiplas sementes dentro de uma região  $2 \times 2$  torres, apenas a semente mais energética será armazenada. Os aglomerados são reconstruídos com seus tamanhos específicos dependente da partícula e sua incidência ( $3 \times 7$  para elétrons e fótons convertidos,  $3 \times 5$  para fótons não-convertidos quando incidindo no barril, e  $5 \times 5$  na tampa). O processo se inicia na E2 através da construção do aglomerado a partir da posição da semente. Então o baricentro de energia é calculado e propagado para a E1 e E3, aonde são gerados os aglomerados para essas camadas. Para o PS é utilizado como centro o baricentro de energia da E1. A partir desse aglomerado serão retiradas as variáveis físicas utilizadas para representar a propagação do chuveiro, que serão utilizadas para realizar a discriminação. Essas variáveis são algumas daquelas contidas



na Tabela 3.1. Um algoritmo alternativo também pode ser utilizado para a construção de aglomerados topológicos, onde a ideia básica é agrupar as células vizinhas a semente que tiverem energia significativa quando comparado ao ruído esperado.

A informação do aglomerado é combinado com a reconstrução do traço [75] das partículas para fazer a separação de elétrons e fótons, assim como melhorar o potencial de identificação de elétrons. O traço, no qual o último ponto no TRT tiver o menor  $\Delta R$  (equação 3.1) ao baricentro da E1, é utilizado para a combinação entre o traço e aglomerado. Os parâmetros do traço e relação traço-aglomerado podem ser utilizados para gerar as outras variáveis da Tabela 3.1.

Os requisitos citados no SF também se aplicam, sendo eles: *loose*, *medium* e *tight*. Eles são utilizados para identificar a característica da estatística utilizada para a análise.

Além do Algoritmo Padrão, a colaboração também realizou estudos de técnicas multivariáveis, incluindo discriminadores de Máxima Verossimilhança, árvores de decisões ampliadas e redes neurais [75].

### 3.3.2 $e/\gamma$ *Calorimeter Ringer* (EgCaloRinger)

Uma dificuldade encontrada para a introdução do *HLT\_Ringer* na cadeia de filtragem  $e/\gamma$  é o receio, por parte da colaboração, que ocorra a polarização dos dados. Por isso, foi requisitada a implementação de uma versão do *Ringer* para o SR, permitindo a utilização da ferramenta pela colaboração e a confiança de que as partículas selecionadas estão coerentes com a física. O  $e/\gamma$  *Calorimeter Ringer* (EgCaloRinger) é a implementação do algoritmo proposto para esse ambiente.

Embora a estrutura do algoritmo seja a mesma que aquela explicada para o L2, no Tópico 3.2.4, realizando a construção dos anéis, normalizando e então propagando para uma RNA, há diferenças nas versões devido aos ambientes de implementação, de maneira que as duas versões não são idênticas. Primeiro, o SF realiza a calibração da energia no nível das células, de forma que os anéis do EgCaloRinger terão valores mais refinados de energia, enquanto o *HLT\_Ringer* utiliza o valor cru medido pelo calorímetro. Outra mudança importante quanto a construção dos anéis está na disponibilidade de todas as células para este, de forma que os anéis serão completamente construídos, enquanto naquele apenas as células

disponíveis na RoI podem ser acessadas, deixando anéis em aberto. Finalmente, a diferença da semente utilizada para a construção dos anéis entre o SF e L2 também modificarão o processo de anelamento, onde o *HLT\_Ringer* utiliza a célula quente da E2 contida na RoI, e sua versão a posteriori o centro do aglomerado calculado pelo SF, que contém uma ponderação da distribuição de energia entre as células de todas as camadas do ECAL contidas em uma região  $3 \times 3$  torres (cada torre tem  $0,025 \times 0,025$  em  $\eta \times \phi$ ), sendo uma posição muito mais realística do centro do chuveiro.

### 3.3.2.1 Implementação

A implementação do EgCaloRinger foi realizada garantindo que a operação dos algoritmos já implementados pela colaboração não fossem afetados, alterando o mínimo de código necessário destes e garantindo a operação normal da reconstrução do Canal  $e/\gamma$ . Assim, o EgCaloRinger só será executado quando explicitamente exigido pelo usuário. Para cumprir com esse requisito se idealizou a estrutura disposta na Figura 3.12, de forma que apenas quando adicionado a configuração via *JobOptions* o algoritmo é executado.

Durante a inicialização, o *egammaBuilder* organiza os algoritmos no nível de informação dos subdetectores, adicionando os algoritmos de reconstrução de traços, vértices e aglomerados do calorímetro, e chama a configuração do *EMPIDBuilder* que irá adicionar os algoritmos para a geração das variáveis físicas utilizadas para a discriminação. Quando exigido na *JobOptions*, o processo de construção dos anéis realizado pelo algoritmo *RingerCaloTool* é adicionado durante a inicialização ao *egammaBuilder*, que irá requisitar ao *EMPIDBuilder* a adição da execução do algoritmo de discriminação do EgCaloRinger pelo *egammaEPiRingerCaloTool*, onde será executada a normalização especificada na *JobOptions* e a propagação das informações contidas nos anéis normalizados na RNA também especificada.

Na execução, o *egammaBuilder* procura para cada evento os objetos de reconstrução dos subdetectores, em busca por aglomerados e seus respectivos traços, criando um objeto *egamma* transiente<sup>10</sup> com as informações no SG. A informação será armazenada dentro do recipiente *egammaContainer*, que irá ter *Element*

---

<sup>10</sup>Memória transiente é a informação contida na memória virtual do computador.

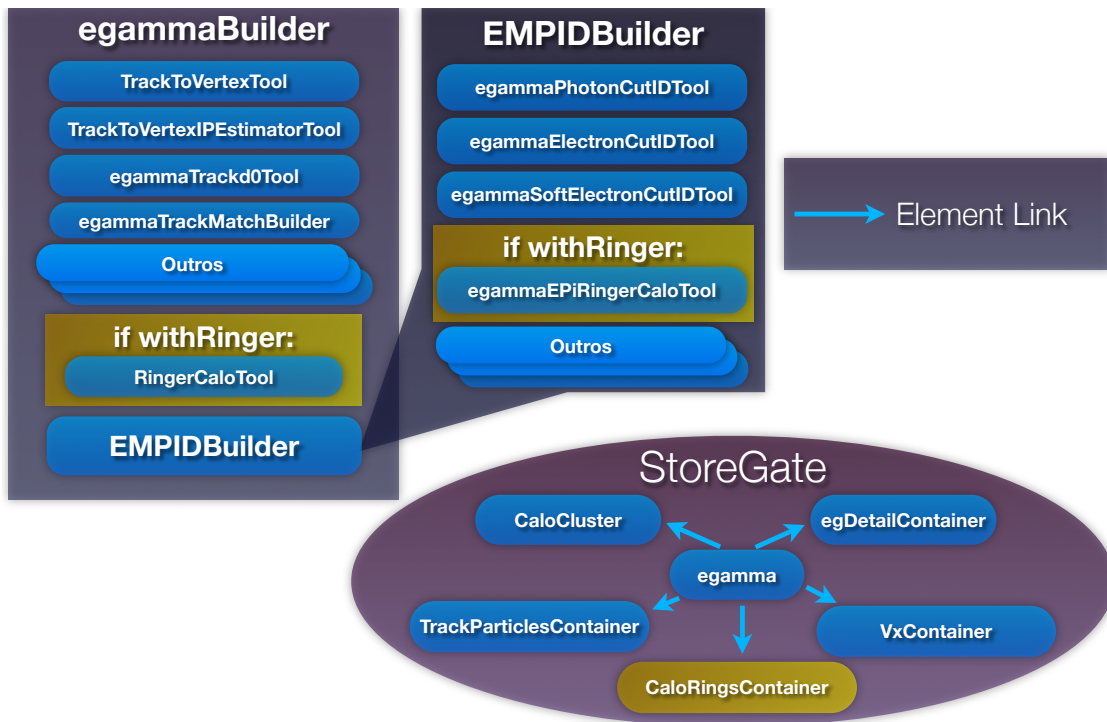


Figura 3.12: Diagrama de implementação do EgCaloRinger.

*Links*<sup>11</sup> para o seu respectivo aglomerado de células (*CaloCluster*), traço (*TrackParticlesContainer*), vértice (*VxContainer*), e detalhes como propriedades do chuveiro, reconstrução do *bremsstrahlung*, etc. (*egDetailContainer*). O objeto *egamma* é rotulado como um candidato a elétron, fóton, ou fóton convertido dependendo dessas informações. Se o *RingerCaloTool* estiver habilitado, durante a geração dos candidatos também será executado o processo de geração dos anéis, que serão armazenados de modo transitório no recipiente *CaloRingsContainer*, também ligado ao seu objeto *egamma* através do elo gerado pelo *Element Link*. Após o preenchimento do *egamma* com as informações do detector, o *egammaBuilder* chama a execução do algoritmo *EMPIDBuilder*, onde serão geradas as variáveis físicas do Algoritmo Padrão, que serão armazenadas no SG dentro do *egamma* através do objeto *egPID*. Novamente se habilitado, após a execução do Algoritmo Padrão, será realizada a execução do *egammaEPiRingerCaloTool*, que também irá armazenar a sua resposta no *egPID*.

<sup>11</sup>Pode ser interpretado com uma espécie de ponteiro de C++, embora contenha outras informações além da posição de memória do objeto.

As variáveis são então tornadas persistentes<sup>12</sup>, onde os anéis e a saída neural só serão armazenados se o EgCaloRinger tiver sido habilitado. Na primeira implementação realizada em Março de 2011, apenas a transformação em memória persistente no nível de AOD não foi implementada. A análise em ESDs só pode ser realizada por ARA, sendo um processo relativamente complexo. A compatibilidade com dados mais simples de análise foi realizada, como a CBNTAA e *TrigEgammaNtuple*, um arquivo de análise especial gerado pelo grupo HLT do Canal  $e/\gamma$ . Essa versão está disponível a partir da distribuição *AtlasOffline-17-00-00* do *Athena*.

Um segundo passo de implementação foi realizada em Agosto de 2011, adicionando a compatibilidade do algoritmo para D<sup>3</sup>PD e AOD, mas ainda não foi adicionado ao código oficial da colaboração. A implementação em AOD trás a vantagem de se poder alterar redes neurais e obter novos valores de propagação, sem necessitar ter que gerar os anéis novamente. Finalmente, a implementação do EgCaloRinger como um todo proporciona um ambiente muito mais flexível para análise, podendo utilizar ESD para a geração dos anéis, enquanto no *HLT\_Ringer* é necessário a utilização de *RAW*, que são de difícil obtenção.

---

<sup>12</sup>Memória persistente é a informação contida em disco rígido.

# Capítulo 4

## Resultados e Discussão

Este capítulo é dedicado à apresentação dos resultados e a discussão dos estudos realizados. A primeira abordagem (Seção 4.1) tratou a otimização do algoritmo através da normalização mais indicada para o *HLT\_Ringer*, a versão do algoritmo proposto no Segundo Nível de filtragem, que teve os resultados posteriormente confirmados nos estudos realizados por [7]. Em seguida, serão apresentados os resultados para a versão do algoritmo no SR (Seção 4.2), o ambiente de reconstrução da física a posteriori.

### 4.1 Otimização do *HLT\_Ringer*: Normalização

Este estudo foi dedicado a escolha da normalização a ser utilizada nos dados antes da propagação dos anéis para a RNA. Utilizou-se a implementação do algoritmo proposto para o SF, pois na época ainda não havia sido requisitado pela colaboração a implementação da versão para o SR. Uma descrição das normalizações testadas foi realizada no Tópico 3.2.4.2. Os dados utilizados foram simulações de MC de 2008, contendo elétrons isolados (não contendo o efeito de Empilhamento) para o conjunto de sinal e jatos em sua maioria com  $E_T$  de 17 GeV para o conjunto de ruído. As redes foram treinadas com os parâmetros especificados no Tópico 3.2.4.3, todas contendo 10 neurônios na camada escondida. Realizou-se apenas uma única inicialização e treinamento da RNA, de forma que os resultados podem ser influenciados por flutuação estatística. Contudo, os resultados foram reproduzidos por [7] para as normalizações que se destacaram neste estudo, utilizando 10 inicializações.

Os resultados obtidos foram semelhantes, mostrando que a flutuação não afetou significativamente os resultados obtidos por este estudo. O estudo também considerou os dois critérios utilizados durante o treinamento da RNA como figura de mérito, de modo a verificar se a utilização do Critério Soma-Produto como critério de parada ao invés do MSE realmente melhoraria a performance do RNA.

Normalização	Épocas	MSE	Critério	SP	DET	FA	Limiar
		TRN	VAL	TST	TST	TST	
Fixa SP	503	0,0418	98,73	98,75	99,29	1,79	0,028
<b>Fixa Seção SP</b>	<b>339</b>	<b>0,0415</b>	<b>98,74</b>	<b>98,75</b>	<b>99,33</b>	<b>1,82</b>	<b>-0,016</b>
Fixa Seção SP MOD	329	0,0445	98,72	98,73	99,27	1,80	0,036
Fixa Camada SP	295	0,0424	98,72	98,73	99,29	1,83	-0,028
<b>Norma 1 SP</b>	<b>325</b>	<b>0,0427</b>	<b>98,62</b>	<b>98,61</b>	<b>99,23</b>	<b>2,06</b>	<b>-0,052</b>
Norma 2 SP	101	0,0444	98,64	98,64	99,08	1,80	0,224
Norma 2 Seção SP	477	0,0546	98,40	98,43	99,14	2,28	0,028
Norma 2 Camada SP	584	0,0615	98,11	98,09	98,71	2,53	0,052
Sequencial SP	837	0,0610	98,09	98,15	98,72	2,42	0,088
MinMax SP	63	0,8899	92,75	92,88	94,10	8,34	0,172
<b>Esferização SP</b>	<b>237</b>	<b>0,0421</b>	<b>98,75</b>	<b>98,77</b>	<b>99,28</b>	<b>1,74</b>	<b>0,112</b>
<b>Esferização SP MOD</b>	<b>158</b>	<b>0,0434</b>	<b>98,77</b>	<b>98,77</b>	<b>99,37</b>	<b>1,82</b>	<b>0,004</b>
Fixa MSE	210	0,0465	0,0396	98,73	99,19	1,74	0,156
Fixa Camada MSE	131	0,0427	0,0400	98,70	99,39	1,98	-0,088
Fixa Seção MSE	253	0,0438	0,0393	98,72	99,30	1,86	0,036
Fixa Seção MSE MOD	175	0,0422	0,0394	98,72	99,31	1,87	0,020
Norma 1 MSE	117	0,0453	0,0428	98,60	99,25	2,04	0,000
Norma 2 MSE	105	0,0469	0,0431	98,63	99,18	1,92	0,144
Norma 2 Seção MSE	242	0,0541	0,0497	98,40	99,02	2,21	0,172
Norma 2 Camada MSE	522	0,0602	0,0585	98,05	98,82	2,71	-0,052
Sequencial MSE	538	0,0703	0,0636	97,94	98,69	2,82	0,088
MinMax MSE	331	0,1458	0,1385	95,17	96,33	5,98	-0,032
Esferização MSE	279	0,0410	0,0383	98,76	99,24	1,72	0,168
Esferização MSE MOD	243	0,0411	0,0372	98,77	99,37	1,84	0,000

Tabela 4.1: Resultados do estudo de pré-processamento.

Na Tabela 4.1 estão os resultados obtidos, sendo eles o número de épocas necessárias para o treinamento, o MSE para a melhor época para o conjunto TRN, e o valor da figura de mérito (SP ou MSE) utilizada como critério de parada no conjunto de VAL. O valor de eficiência da RNA utilizando o SP está destacado em

italico, já que esse valor é a figura de mérito do classificador. Em seguida estão os respectivos valores de DET, e FA obtidos para o respectivo SP.

Pode-se observar que a Esferização e sua versão modificada obtiveram as melhores eficiências. Logo em seguida estão as normalizações fixas, onde se destaca a versão por Seção da mesma. As normalizações por norma obtiveram resultados similares, e não muito distantes dos melhores resultados anteriormente indicados, o que pode ser uma vantagem em alguns casos devido a sua praticidade de aplicação, aonde não é necessário a descoberta do desvio padrão e média dos dados, ainda mais interessante para o caso da Norma 1, onde simplesmente se soma a energia de todos os anéis para então dividi-los por esse valor. A normalização sequencial, apesar de todo o conhecimento especialista aplicado para a otimização da Norma 1, obteve resultados bem inferiores aos demais, sendo talvez necessário a alteração de seus parâmetros para uma melhor eficiência. A utilização de normalização por Mínimo e Máximo obteve o pior resultado. Finalmente, avaliou-se que o treinamento com o critério de parada por SP obtém valores maiores de eficiência que quando treinando por MSE, como o esperado.

## 4.2 Estudo de Eficiência do $e/\gamma$ *Calorimeter Ringer*

Para o estudo de eficiência do EgCaloRinger foram utilizados três conjuntos de dados contendo elétrons e o respectivo ruído esperado (o nome dos conjuntos de dados utilizados estão em [77]):

- **Singlepart\_e × J2** (Subseção 4.2.2): originados através de simulações de MC:
  - Conjunto de sinal: formado por elétrons isolados;
  - Conjunto de ruído: contém jatos hadrônicos.
- **J/Ψ × Minbias** (Subseção 4.2.3): novamente original de simulações de MC:
  - Conjunto de sinal: contém decaimentos de J/Ψ em elétrons adicionados de eventos de Minbias para simular o fenômeno de Empilhamento;

- Conjunto de ruído: composto por eventos de Minbias.
- **$Z \rightarrow ee \times \text{JetTauEtmis}$**  (Subseção 4.2.4): composto por dados de colisões reais da *run* 167776, com pico de luminosidade de  $1,8 \times 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  (todas as informações da *run* estão disponíveis em [78]):
  - Conjunto de sinal: Contém candidatos a  $Z \rightarrow ee$  filtrados apenas pelo L1, estando assim altamente contaminado por ruído físico;
  - Conjunto de ruído: Contém candidatos a jatos, táons que também podem formar jatos e  $E_T^{\text{miss}}$  (neutrinos).

### 4.2.1 Metodologia

Para cada um dos casos foi utilizado os critérios de treinamento, separando os conjuntos de dados em função da quantidade de estatística disponível, indicadas no Tópico 3.2.4.3. Realizou-se o processo de inicialização e treinamento três vezes seguidas para cada quantidade de neurônios na camada escondida testadas, variando entre 5 – 20 o número de neurônios. O baixo valor de inicializações se deu ao curto prazo para a apresentação dos resultados da implementação e teste de eficiência do algoritmo. Utilizou-se normalização por Norma 1, devido aos resultados obtidos na Seção 4.1 e em [7], onde a eficiência dessa normalização é ligeiramente mais baixa que aquelas de melhor desempenho, mas é de simples implementação. A RNA foi treinada utilizando os dados do conjunto de sinal que fossem aceitos pelo critério *Medium* do Algoritmo Padrão e rejeitasse as partículas do conjunto de ruído que não fossem aceitos pelo critério *Loose* desse algoritmo, para que fosse possível uma boa detecção da parcela detectada por essas partículas, e ao mesmo tempo, rejeitar uma quantidade superior que a do Algoritmo Padrão, procurando um ganho em eficiência nesse requisito. Após o treinamento de uma rede para os casos a seguir, foi realizado um estudo de eficiência, e uma busca por correlação entre as variáveis físicas utilizadas pelo Algoritmo Padrão, para encontrar relações entre as variáveis. A busca por regiões de interseção das partículas aceitas pelos requisitos da RNA, *RNA Loose*, *RNA Medium* e *RNA Tight*, com as partículas aceitas pelos requisitos do Algoritmo Padrão, teve como o objetivo provar o ganho de eficiência. Os requisitos da rede foram arbitrariamente escolhidos como -0,5, 0, e +0,5, para os critérios na ordem



citados, exceto para o estudo de  $Z \rightarrow ee + \text{JetTauEtMiss}$ , onde os valores do limiar foi ajustado de modo a obter aproximadamente os mesmo valores de taxa de falso alarme que o do Algoritmo Padrão. Nos estudos de MC, a verdade de MC, contendo as informações sobre a partícula gerada, sua energia, e outros parâmetros podem ser utilizados para aprimorar a análise, de forma que essa informação disponível foi utilizada para esses conjuntos.

## 4.2.2 Conjunto Singlepart\_e $\times$ J2

Neste conjunto de dados há sobreposição dos dados para a faixa de energia de  $\sim 10 - 35$  GeV, praticamente não havendo jatos na região de maiores energias, como indicado na Figura 4.1. Os conjuntos de dados são limpos, contendo apenas elétrons no caso do Singlepart\_e, e jatos para o J2.

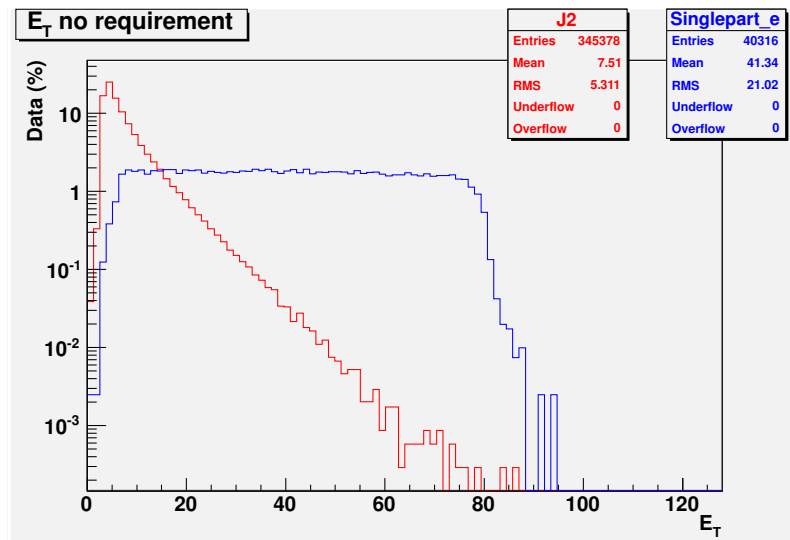


Figura 4.1: Distribuição de energia para o conjunto Singlepart\_e  $\times$  J2.

A Tabela 4.2 contém a eficiência do Algoritmos Padrão utilizado no SF e do EgCaloRinger. O último teve suas taxas fixadas para obter as mesmas taxas de FA que aquelas de cada um dos requisitos do Algoritmo Padrão. Os valores do algoritmo proposto foi bastante superior para os três requisitos, com ganhos de 9,26%, 25,18% e 36,5% de detecção para os critérios *Loose*, *Medium* e *Tight*, respectivamente. As eficiências de detecção para os algoritmos com seus requisitos estão na Tabela 4.3, e as de falso alarme na Tabela 4.4. Os valores contidos nessas tabelas são as respectivas parcelas na qual o EgCaloRinger identifica em comum ao Algoritmo Padrão. Por

exemplo, com o critério *RNA Medium* o EgCaloRinger é capaz de detectar 94,98% dos elétrons, enquanto o Algoritmo Padrão irá obter 71,82% dessas partículas, onde o conjunto de interseção de partículas identificadas para ambos algoritmos com esses critérios (ambos *Medium*) será de 71,59% das total de partículas no conjunto. Ao mesmo tempo, 57,35% das partículas do conjunto de sinal são identificadas por um critério *Tight* no Algoritmo Padrão e pelo critério *RNA Tight*, mostrando que a RNA é capaz de identificar com alta fidelidade os elétrons *Medium* e *Tight*. Mais do que alta fidelidade com esses requisitos, o algoritmo implementado acabou superando a taxa de detecção do Algoritmo Padrão. Seguindo o mesmo raciocínio para a detecção de elétrons, as taxas de falso alarme do Algoritmo Padrão são de 5,90 e 0,94, para os requisitos *Medium* e *Tight*, enquanto o EgCaloRinger consegue valores menores, 1,16 e 0,67, de modo que além da melhor capacidade de identificação de elétrons, o algoritmo tem melhor capacidade de rejeição de jatos.

Req. Do Alg. Padrão	DET (%) para algoritmo		para FA (%)
	Alg. Padrão	Egcaloringer	
Loose	89,16	98,45	28,53
Medium	71,82	97,00	5,90
Tight	57,68	94,18	0,94

Tabela 4.2: Eficiências do algoritmos para FA fixos. Conjunto Singlepart\_e x J2.

DET (%)	Todo o Conj.	Loose	Medium	Tight
Todo o Conj.	-	89,16	71,82	57,68
RNA Loose	95,34	86,49/89,16	71,70/71,82	57,62/57,68
RNA Medium	94,58	86,11/89,16	71,59/71,82	57,55/57,68
RNA Tight	93,37	85,51/89,16	71,31/71,82	57,35/57,68

Tabela 4.3: Taxa de detecção (%) dos algoritmos e parcela na qual o EgCaloRinger identifica em comum ao algoritmo padrão. Conjunto Singlepart\_e x J2.

A correlação da saída neural com os requisitos do Algoritmo Padrão está disposta na Figura 4.2. O degradê em tom de azul identifica a contagem de elétrons com os valores de saída neural, e os requisitos aceitos pelo Algoritmo Padrão, sendo eles do tom mais escuro para o mais claro: Sem Requisito (todo o conjunto de

FA (%)	Todo o Conj.	Loose	Medium	Tight
Todo o Conj,	-	28,57	5,90	0,94
RNA Loose	1,88	1,49/28,57	0,32/5,90	0,11/0,94
RNA Medium	1,16	0,96/28,57	0,21/5,90	0,08/0,94
RNA Tight	0,67	0,58/28,57	0,13/5,90	0,05/0,94

Tabela 4.4: Taxa de falso alarme (%) dos algoritmos e parcela na qual o EgCaloRinger identifica em comum ao algoritmo padrão. Conjunto Singlepart\_e x J2.

dados), *Loose*, *Medium* e *Tight*. O limiar de decisão para o corte *RNA Medium* está indicado na figura através da linha pontilhada vertical. Os valores da saída neural para os elétrons que passaram critérios *Medium* e *Tight* estão bastante concentrados em +1, o valor alvo para elétrons, mostrando alta correlação entre a rede neural e esses critérios. Por outro lado, o degradê em tom de vermelho identifica a saída neural para o conjunto de jatos, novamente os tons mais escuros estão relacionados às partículas que ultrapassaram critérios menos seletivos, e os tons mais claros, de maior seletividade. É possível visualizar que jatos que foram aceitos pelo critério mais seletivo (*Tight*) do Algoritmo Padrão foram rejeitados pela rede neural, estando em sua maioria em -1, o valor alvo para jatos.

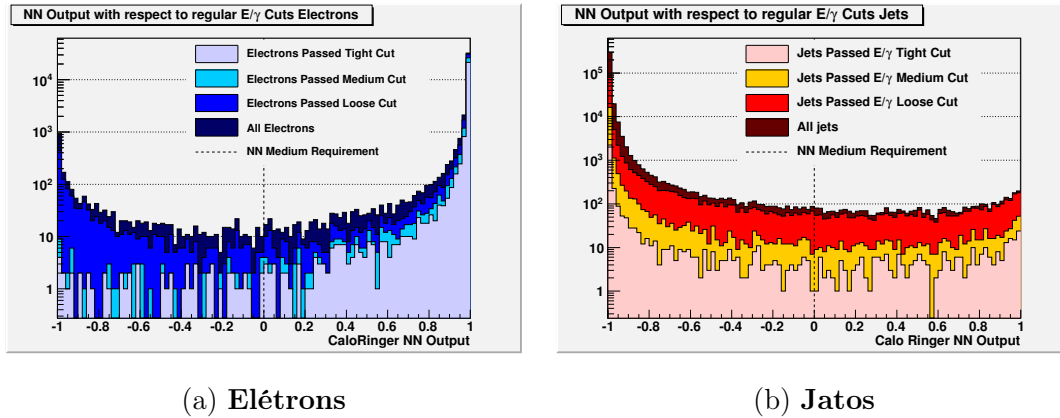


Figura 4.2: Saída da rede neural e suas relações com os requisitos do algoritmo eGamma padrão. Conjunto Singlepart\_e x J2.

A curva ROC pode ser utilizada para a escolha do limiar de decisão ou comparação da eficiência dos algoritmos. Nela, a relação entre a taxa de detecção e a taxa de falso alarme é evidenciada, estando a detecção no eixo das ordenadas, e o falso alarme nas abscissas, que são obtidas através do deslocamento do limiar de

decisão. Na Figura 4.3 está a curva ROC para a RNA treinada e os três pontos correspondentes aos valores obtidos para os requisitos do Algoritmo Padrão. A curva da rede neural está sempre acima dos pontos do Algoritmo Padrão, de forma que o EgCaloRinger sempre terá eficiência melhor.

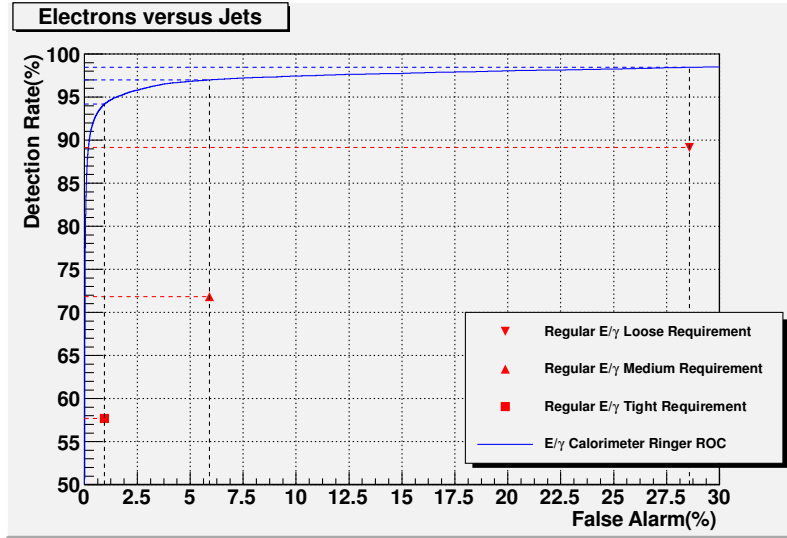


Figura 4.3: Curva ROC para o conjunto Singlepart\_e x J2.

As taxas de detecção, parte superior, e falso alarme, parte inferior, também podem ser observadas e comparadas em função dos parâmetros  $E_T$  e  $\eta$  da partícula na Figura 4.4, Figura 4.5 e Figura 4.6, para respectivamente os critérios *Loose*, *Medium* e *Tight*. A distribuição assimétrica para o eixo positivo e negativo de  $\eta$  é incomum e uma característica dos conjuntos de dados simulados de elétrons, observe que os jatos (falso alarme), por sua vez, têm uma distribuição simétrica. O EgCaloRinger obteve uma eficiência superior para toda a região de energia e  $\eta$  ao do Algoritmo Padrão, com exceção de algumas regiões de  $\eta$  para a taxa de detecção no critério *Loose*. Um fato importante também observado nessas figuras é a taxa de falso alarme constante para a região de fissura (*gap*) no Sistema de Calorimetria (Subtópico 2.3.3.2.1),  $|\eta| \sim 1,45$ , onde a operação do mesmo é degradada.

Um outro estudo possível em dados de MC é a identificação das partículas para as quais se está tendo maior ou menor facilidade de discriminar. A Tabela 4.5 contém as taxas de rejeição de algumas partículas estáveis – partículas que irão interagir com o ATLAS –, sendo eles os fótons, píons, káons e elétrons para os requisitos de ambos algoritmos. O algoritmo proposto possui um melhor potencial

de rejeição para todas as partículas desse conjunto de dados, como os hádrons que compõem os jatos, incluindo fótons e elétrons. Parte dos fótons contidos nesse conjunto são de decaimentos de  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ , de forma que a eliminação desses fótons é desejada. A pequena amostra de elétrons contida nesse conjunto são compostos por elétrons não isolados que mais se assemelham com hádrons, o que explica a maior rejeição pelo EgCaloRinger.

Taxa de Rejeição (%) para partícula estável	Alg. Padrão				CaloRinger		
	Loose	Medium	Tight	RNA Loose	RNA Medium	RNA Tight	
$\gamma$	78,38	94,10	99,34	98,69	99,24	99,58	
$\pi^+/\pi^-$	89,85	96,69	99,66	99,49	99,74	99,88	
$K^+/K^-$	91,81	97,17	99,66	99,50	99,72	99,86	
$K_l^0$	87,55	96,31	99,60	99,57	99,82	99,96	
$K_s^0$	87,70	96,85	99,57	99,49	99,70	99,86	
$e^+/e^-$	66,03	77,69	81,27	95,82	97,24	98,40	

Tabela 4.5: Rejeição de partículas estáveis para o conjunto de J2.

Finalmente, algumas das variáveis físicas foram traçadas em relação com a saída neural em busca de correlações. As Figuras 4.7-4.10 contêm histogramas de duas dimensões em escala logarítmica para o eixo z, a saída da rede neural está no eixo das ordenadas e a variável física no eixo das abscissas. Essas variáveis são:  $R_\eta$ ,  $E_{ratio}$ ,  $R_{had1}$  e  $w_{\eta 2}$ ; informações sobre essas variáveis estão contidas na Tabela 3.1. As linhas pontilhadas horizontais indicam os três requisitos do EgCaloRinger, sendo assim o limiar de decisão da rede. Valores abaixo desse limiar serão considerados pela rede como jatos, e acima como uma partícula  $e/\gamma$ . As linhas pontilhadas verticais apresentam uma referência para o corte da variável física, mas não devem ser consideradas como o seu valor verdadeiro uma vez que os cortes variam conforme  $\eta$  e  $E_T$ . Um conjunto de 16 figuras estão disponíveis para cada variável, sendo as linhas elétrons incidindo no barril, jatos incidindo no barril, elétrons incidindo na tampa, e jatos incidindo na tampa. As colunas indicam os requisitos (ou a ausência de) exigidos para as partículas, estando presente nas figuras, no caso de elétrons, aqueles aceitos pelo requisito, enquanto para jatos, aqueles que *não* foram aceitos pelo requisito. Algumas observações podem ser feitas, como no caso da variável  $R_\eta$  para jatos localizados no barril sem a exigência de requisito (Sem Req.).

É esperado que elétrons tenham valores próximos a 1 nessa variável, justamente a região em que há uma confusão para a saída neural, enquanto valores distantes de 1 são raramente confundidos pela rede, sendo com frequência atribuídos a -1. Outra variável, o  $E_{ratio}$  também deverá ter valores próximos a 1 para elétrons, onde novamente é concentrada a região de confusão da RNA. A variável  $R_{had1}$  deverá se formar próximo de 0, uma vez que elétrons não devem depositar energia no HCAL, enquanto valores negativos ou positivos muito elevados são devido a jatos (os valores negativos se devem a depósito de energia menor que o pedestal de ruído no ECAL), onde é formada a região de confusão da rede neural para a região do barril. Na tampa a variável tem uma distribuição relativamente uniforme. Finalmente,  $w_{\eta 2}$  contém a espessura do chuveiro na E2, de forma que chuveiros muito largos deverão ser formados por jatos, novamente sendo possível visualizar a região de confusão formada próximo à variável e corte utilizado pelo Algoritmo Padrão.

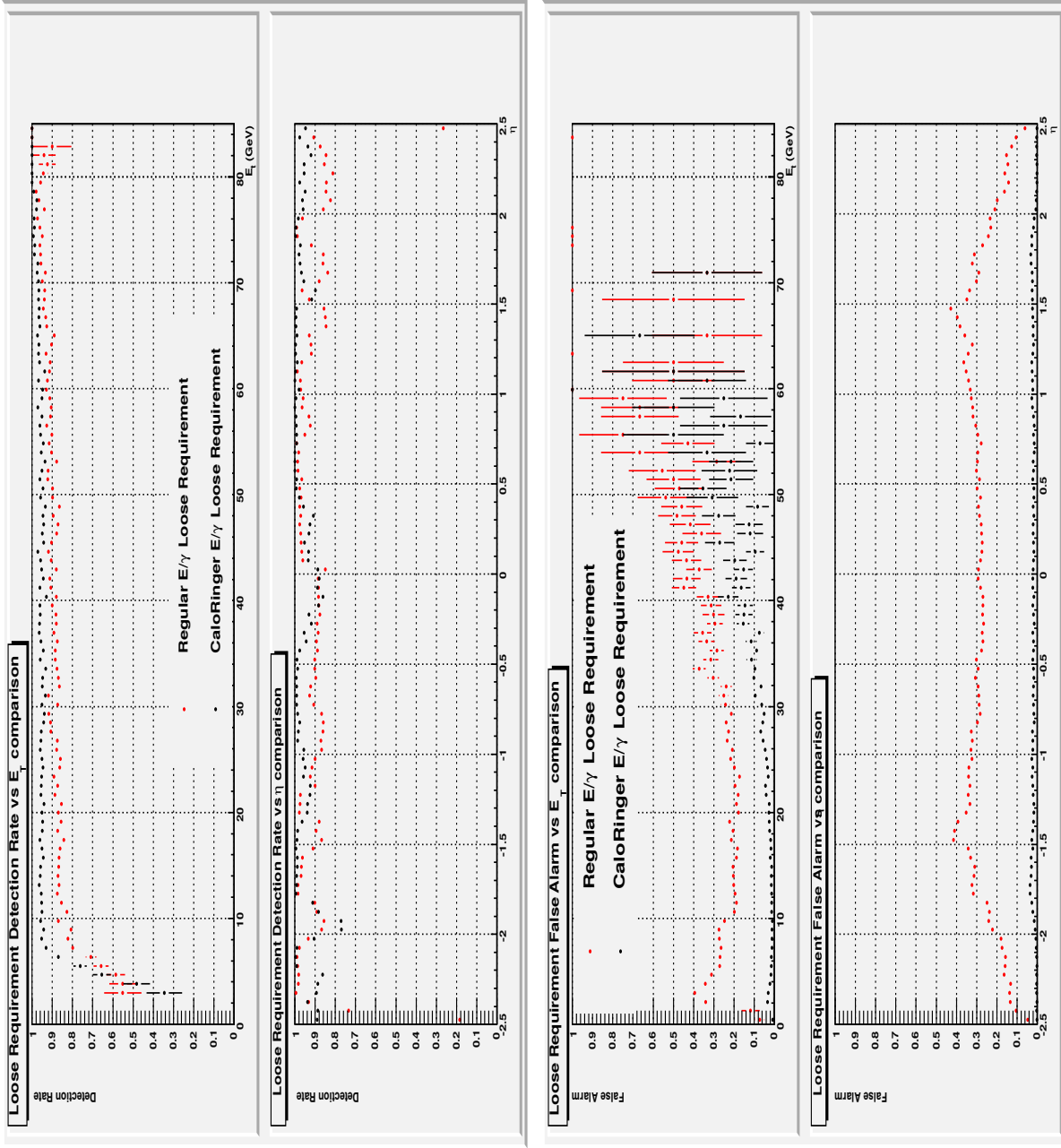


Figura 4.4: Comparações das eficiências em função das variáveis  $\eta$  e  $E_T$  para ambos algoritmos no requisito *Loose*. Conjunto Singlepart\_e x J2.

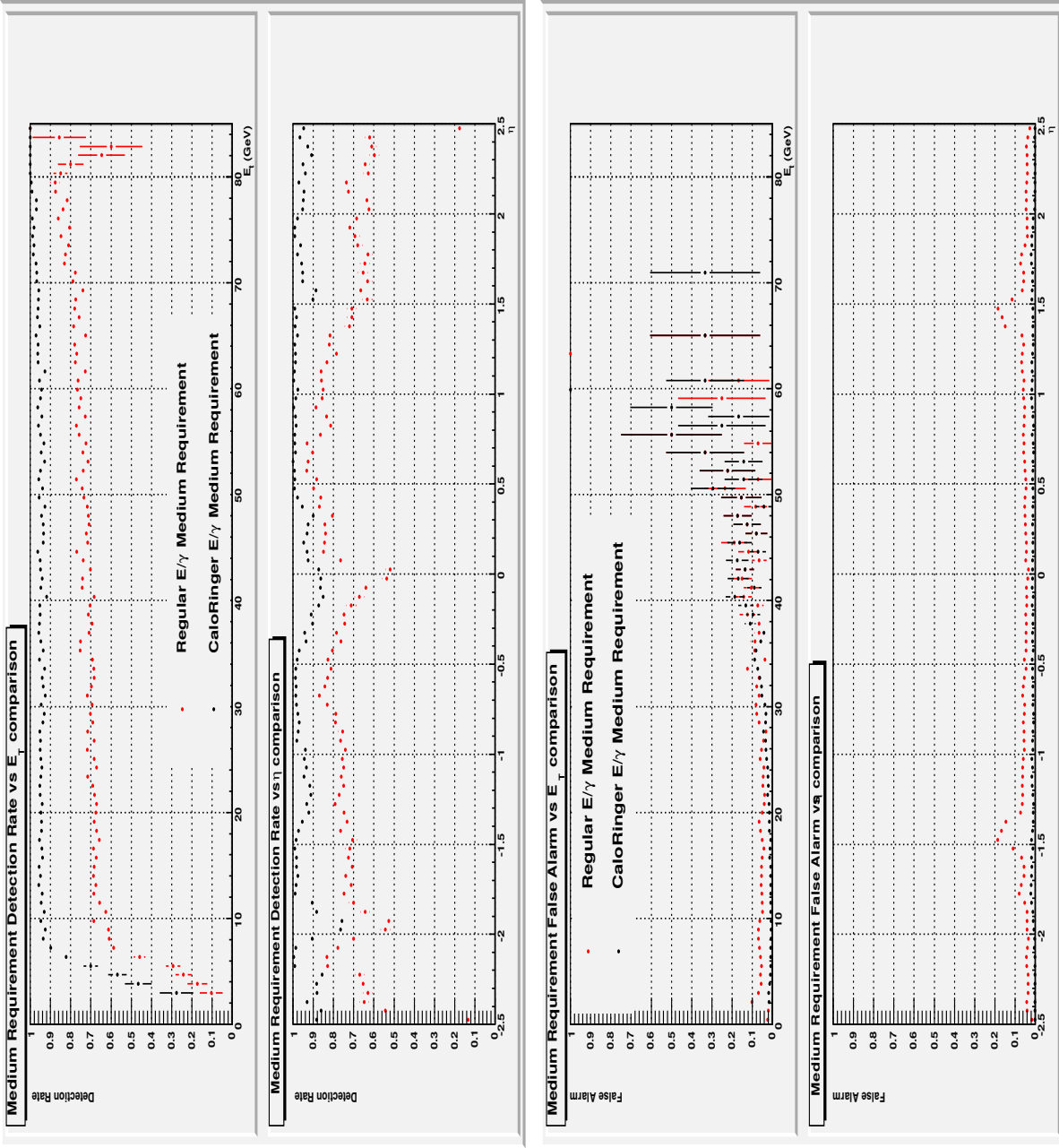


Figura 4.5: Comparações das eficiências em função das variáveis  $\eta$  e  $E_T$  para ambos algoritmos no requisito *Medium*. Conjunto Singlepart\_e x J2.



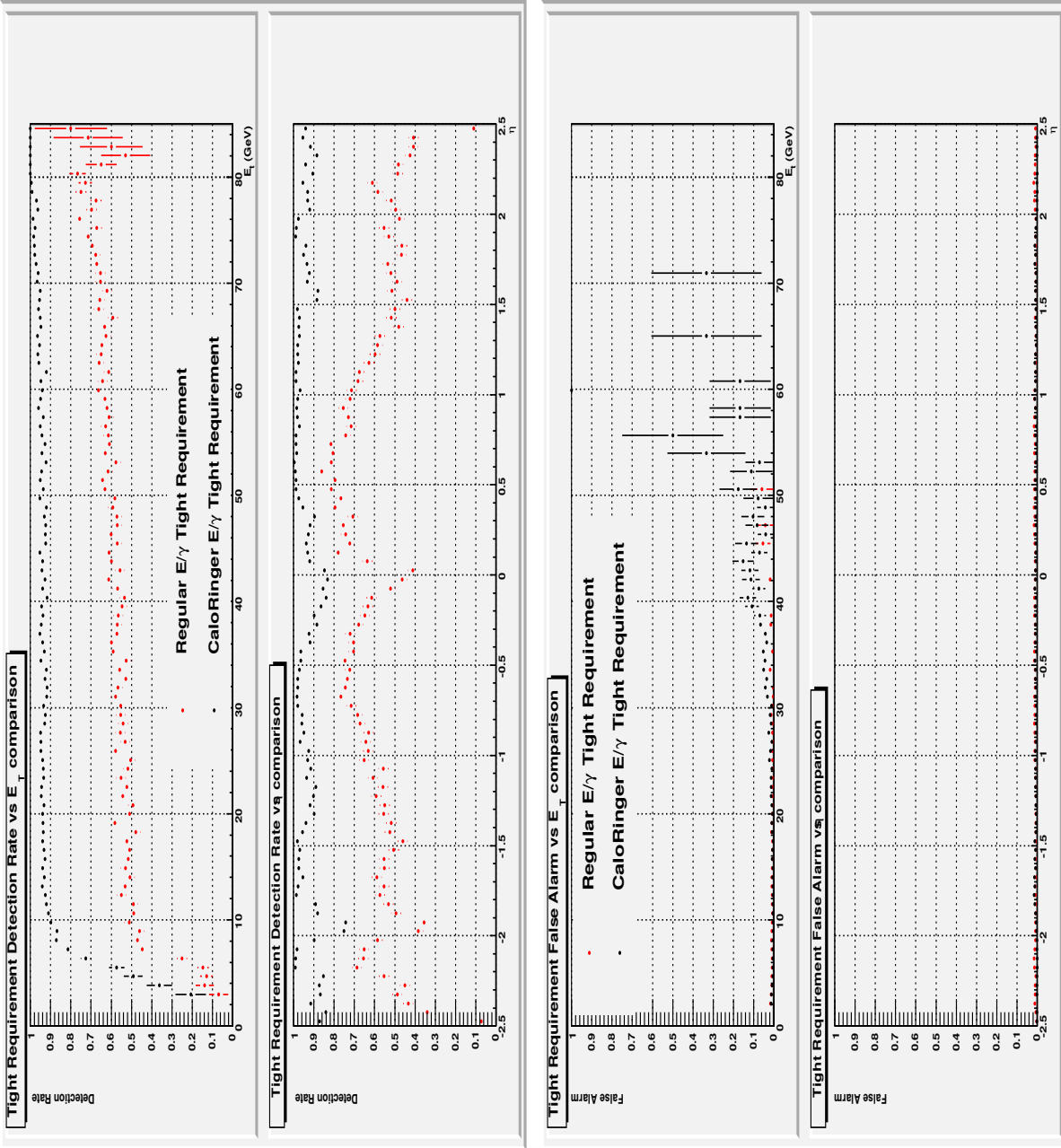


Figura 4.6: Comparações das eficiências em função das variáveis  $\eta$  e  $E_T$  para ambos algoritmos no requisito *Tight*. Conjunto Singlepart\_e x J2.

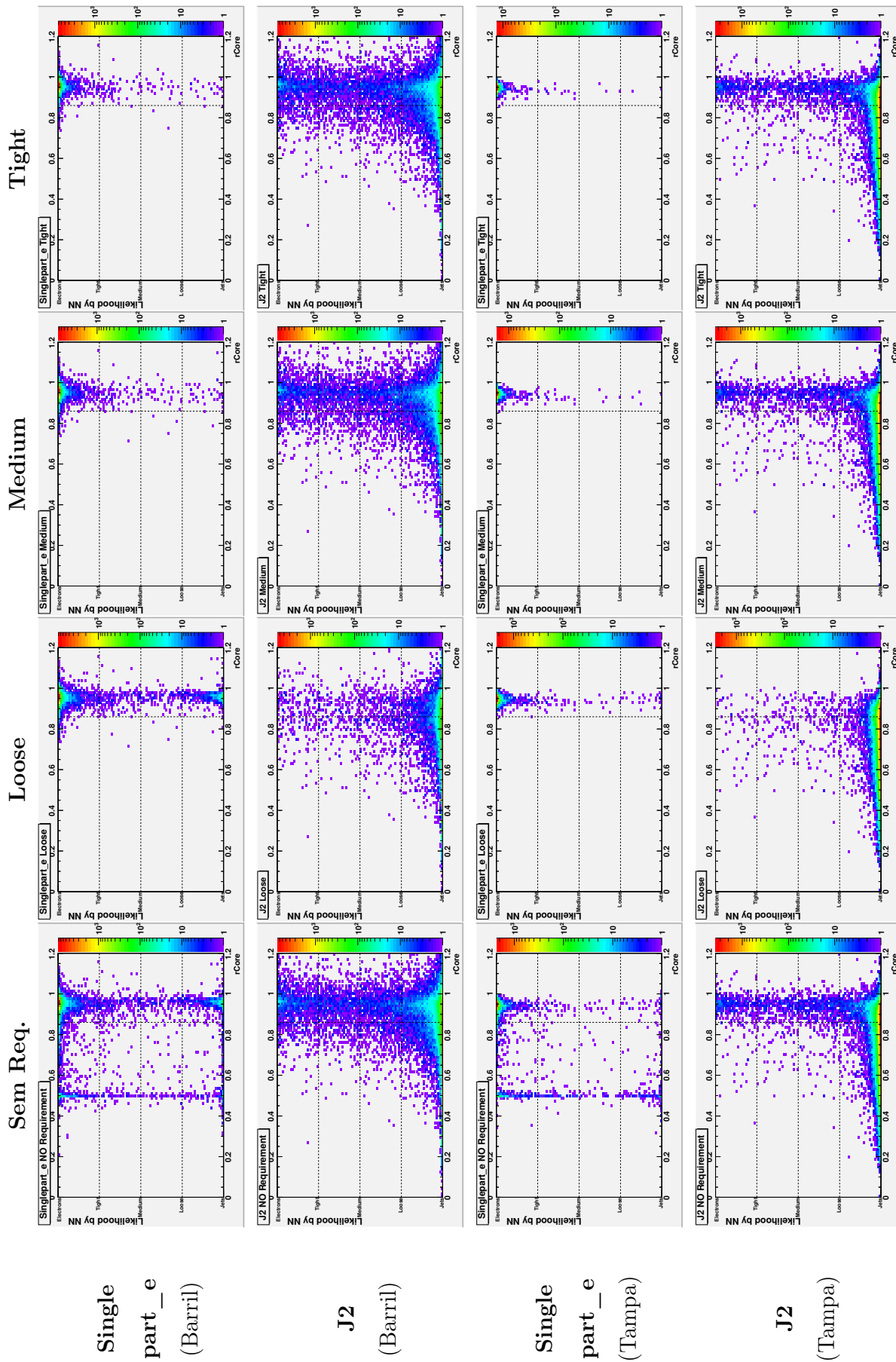


Figura 4.7: Correlações da saída neural para o conjunto Singlepart\_e x J2 com: rEta.

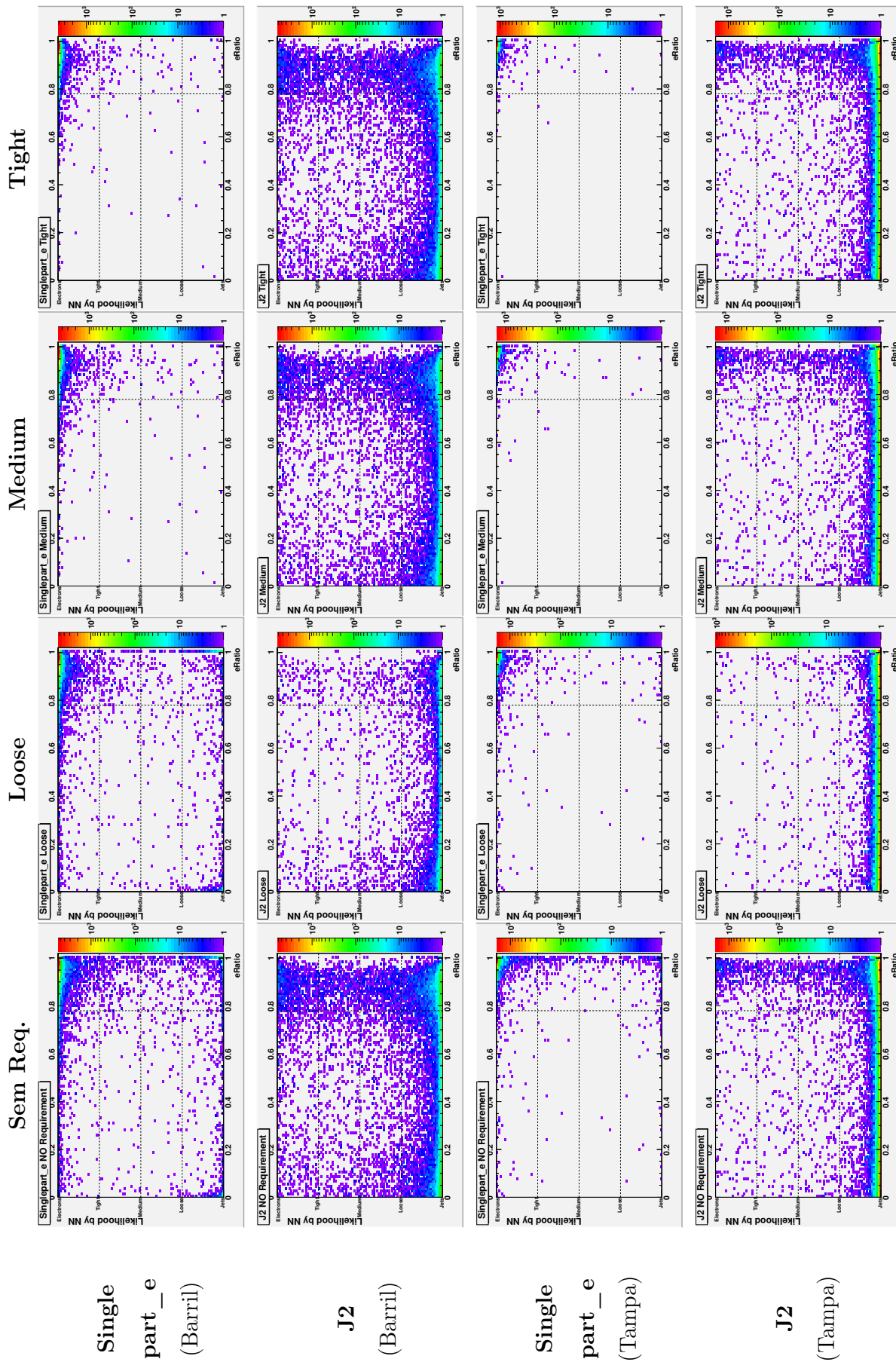


Figura 4.8: Correlações da saída neural para o conjunto Singlepart\_e x J2 com: eRatio.

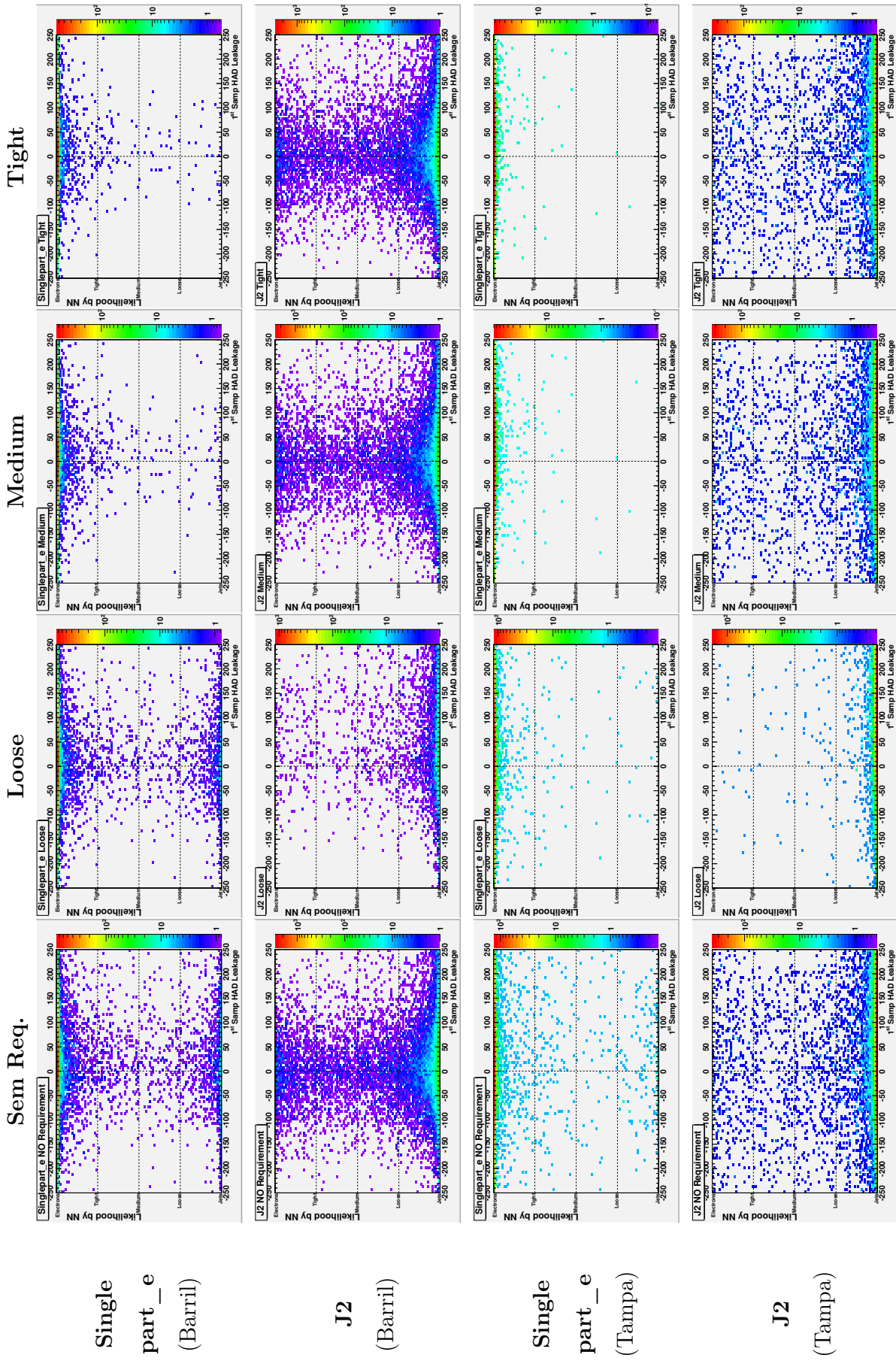


Figura 4.9: Correlações da saída neural para o conjunto Singlepart\_e x J2 com: Rhad1.

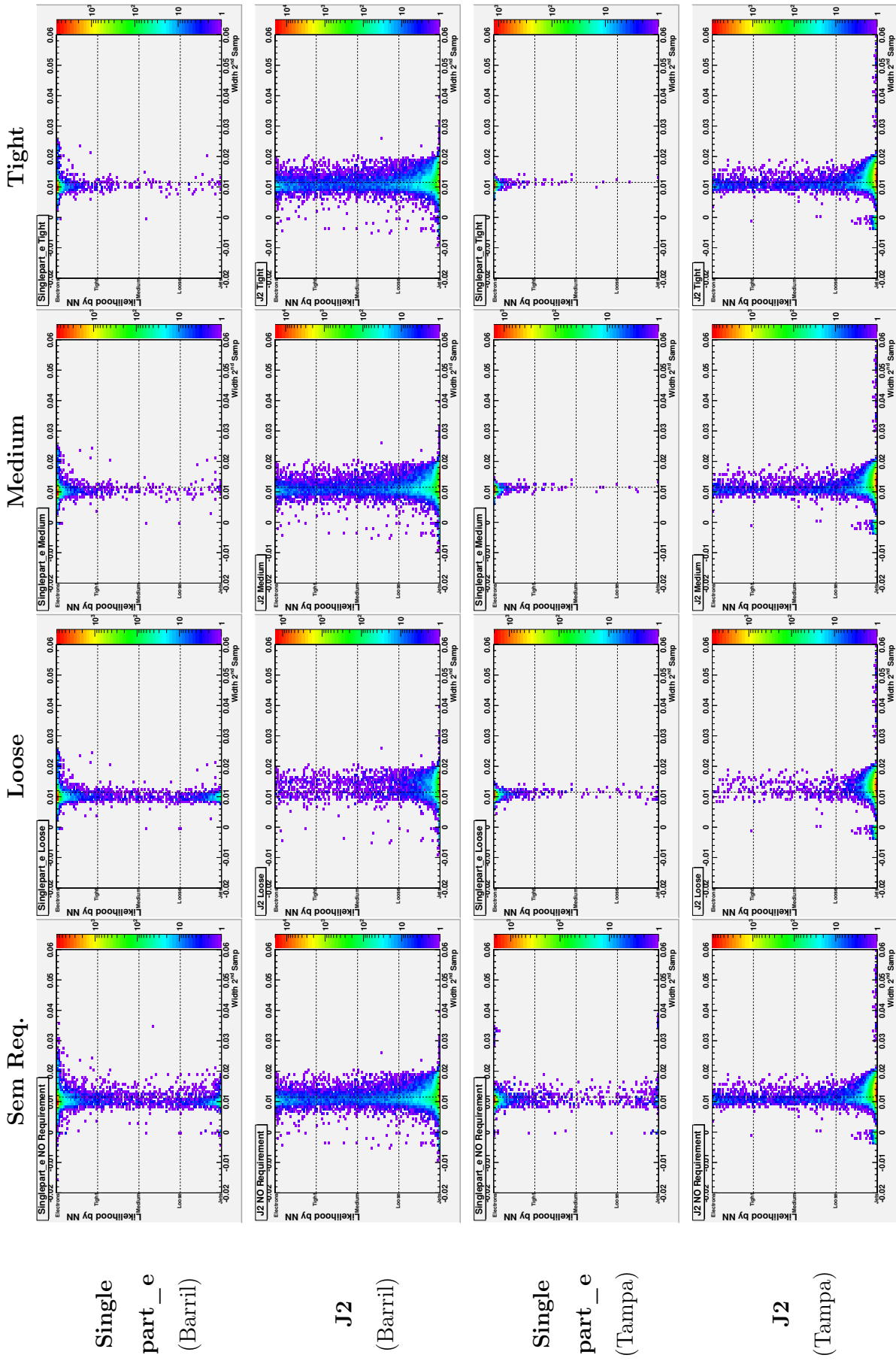


Figura 4.10: Correlações da saída neural para o conjunto Singlepart\_e x J2 com: wEta2.

### 4.2.3 Conjunto $J/\Psi \times$ Minbias

Deve-se levantar algumas diferenças entre o conjunto de Singlepart\_e x J2 e o conjunto atual. Primeiro, a sobreposição da faixa de energia nos dados acontece para toda ela, como pode ser visto na Figura 4.11. Além disso, no presente caso o conjunto de sinal não contém apenas elétrons, mas também simulações de Minbias, de forma que o conjunto está contaminado por jatos. Também, não é garantido que os elétrons estarão isolados, podendo ter parte da sua deposição de energia contaminada por outra partícula, dificultando o processo de discriminação uma vez que o outro depósito irá fazer partículas EM perderem suas características de deposição de energia em regiões mais estreitas. Quanto ao conjunto de ruído composto por Minbias, diferente do conjunto de J2, onde todas as partículas são compostas por jatos de seus decaimentos, podem estar contidos nesse conjunto elétrons legítimos, de forma que ambos os conjuntos podem conter partículas que, teoricamente, eram para pertencer ao conjunto oposto. O procedimento é o mesmo que aquele realizado para o conjunto anterior, entretanto essas diferenças serão importantes para determinar as diferenças encontradas durante a análise.

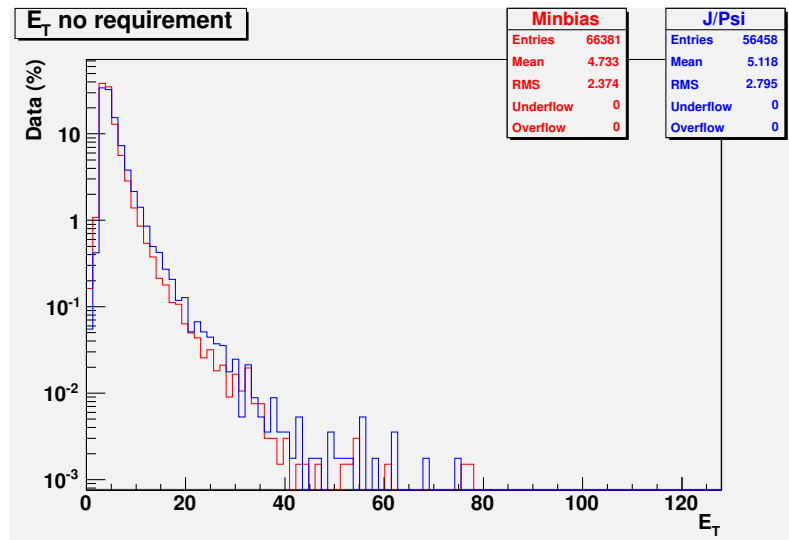


Figura 4.11: Distribuição de energia para o conjunto  $J/\Psi \times$  Minbias.

A Tabela 4.6 contém as taxas de detecção de ambos os algoritmos para falso alarme fixo nos valores do Algoritmo Padrão. O EgCaloRinger obtém valores consideravelmente maiores que os do Algoritmo Padrão para os cortes *Loose* e *Medium*. Contudo, os algoritmos obtiveram eficiência equivalente para o *Tight*. Esses valores

Req. Do Alg. Padrão	DET (%) para algoritmo		para FA (%)
	Alg. Padrão	EgCaloRinger	
Loose	62,89	86,52	54,22
Medium	43,89	77,51	29,17
Tight	33,70	34,51	4,48

Tabela 4.6: Eficiências do algoritmos para FA fixos para o conjunto  $J/\Psi$  x Minbias.

não devem ser considerados sem um estudo mais profundo, uma vez que não se sabe ainda quais são as partículas que o EgCaloRinger está considerando como sinal, enquanto o Algoritmo Padrão rejeita. As taxas de detecção e falso alarme para os algoritmos e seus requisitos estão na Tabelas 4.7 e 4.8. Diferente do conjunto de elétrons isolados, há uma quantidade de elétrons *Tight* do Algoritmo Padrão que estão sendo rejeitados pelo requisito *RNA Tight*. Por outro lado, o *RNA Medium* está considerando boa parte dos elétrons selecionados pelo critério *Medium* e *Tight* do Algoritmo padrão. Por sua vez, as taxas de rejeição do algoritmo proposto são menores para os requisitos *RNA Loose* e *RNA Medium* quando em comparação com os respectivos requisitos do Algoritmo Padrão, enquanto o oposto ocorre para o *RNA Tight*.

DET (%)	Todo o Conj.	Loose	Medium	Tight
Todo o Conj,	-	62,89	43,89	33,70
RNA Loose	80,00	57,49/62,89	42,61/43,89	33,08/33,70
RNA Medium	70,39	51,74/62,89	40,04/43,89	31,36/33,70
RNA Tight	52,72	39,99/62,89	32,71/43,89	26,14/33,70

Tabela 4.7: Taxa de detecção (%) dos algoritmos e parcela na qual o EgCaloRinger identifica em comum ao algoritmo padrão. Conjunto  $J/\Psi$  x Minbias.

Quanto a Figura 4.12, pode-se notar que a saída da rede neural já não está tão concentrada nos extremos, como no conjunto de Singlepart\_ e x J2, mostrando o impacto da contaminação dos dados no ajuste da rede neural, que irá deslocar os picos de concentração de saídas para uma região ligeiramente mais central. De qualquer forma, a rede ainda foi capaz de concentrar grande parte dos elétrons *Medium* e *Tight* do Algoritmo Padrão na região do pico correspondente a elétrons

FA (%)	Todo o Conj.	Loose	Medium	Tight
Todo o Conj,	-	54,23	29,18	4,48
RNA Loose	34,32	27,54/54,23	14,18/29,18	2,70/4,48
RNA Medium	19,67	16,85/54,23	8,34/29,18	1,82/4,48
RNA Tight	9,64	8,53/54,23	4,08/29,18	1,06/4,48

Tabela 4.8: Taxa de falso alarme (%) dos algoritmos e parcela na qual o EgCaloRinger identifica em comum ao algoritmo padrão. Conjunto  $J/\Psi$  x Minbias.

na saída neural. Por outro lado, quando observando a saída neural para o conjunto de Minbias, observa-se uma distribuição praticamente uniforme para os Minbias que passaram o critério *Tight*. A distribuição gradualmente se concentra no pico destinado a jatos da saída neural conforme os requisitos do Algoritmo Padrão são relaxados, até o momento que se chega aos jatos sem requisito, que nitidamente se agrupam no pico destinados a jatos.

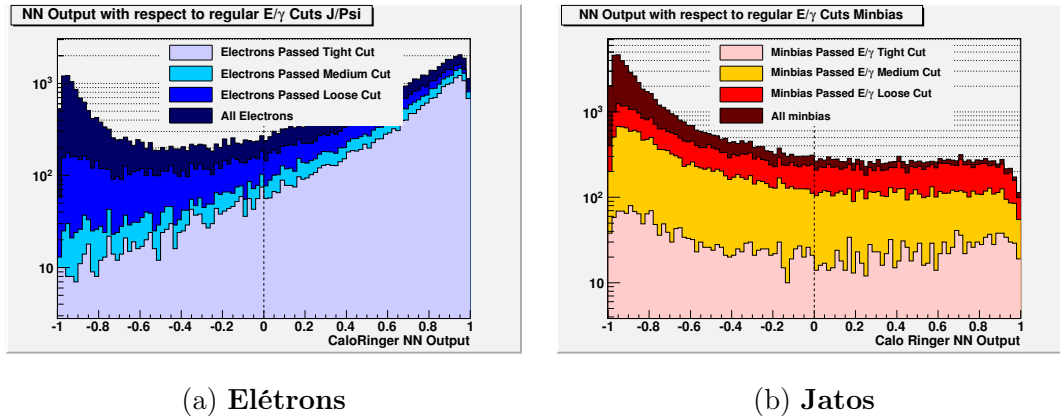


Figura 4.12: Saída da rede neural e suas relações com os requisitos do algoritmo eGamma padrão. Conjunto  $J/\Psi$  x Minbias.

Na curva ROC fica nítido a informação contida na Tabela 4.6, onde a eficiência da rede para a taxa de detecção do requisito *RNA Tight* é praticamente a mesma daquela do Algoritmo Padrão no seu respectivo requisito, enquanto os critérios *Medium* e *Loose* obtêm valores mais elevados, porém, sem se saber realmente quais são as partículas que estão sendo selecionadas. A Tabela 4.9 está preenchida com as taxas de rejeição de algumas partículas estáveis contidas no conjunto de dados de  $J/\Psi$ . A rede neural está rejeitando menos elétrons em todos os cortes, que na lógica invertida, significaria uma melhor eficiência de detecção, demonstrando que as mai-



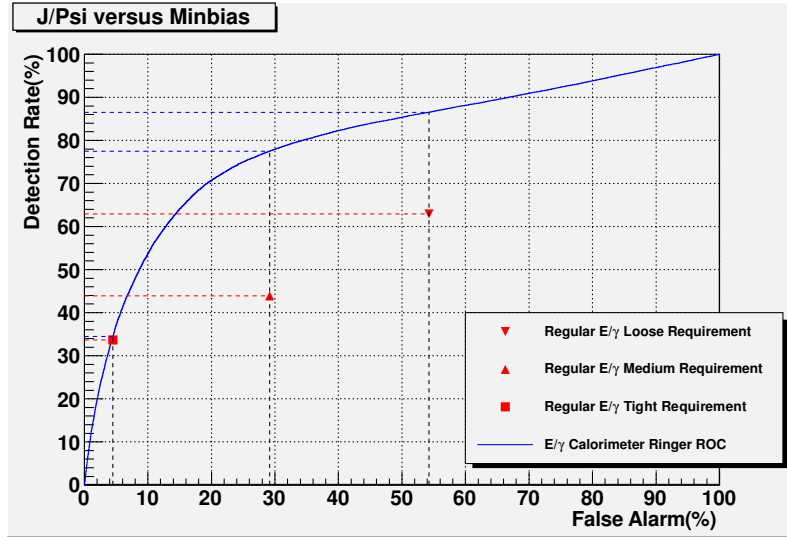


Figura 4.13: Curva ROC para o conjunto  $J/\Psi$  x Minbias.

ores taxas de detecção obtidas contêm, sim, uma maior quantidade de elétrons que aqueles selecionados pelo Algoritmo Padrão. Por outro lado, as taxas de rejeição de hádrons e fótons – que aqui novamente devem ser resultados de decaimentos da partícula  $\pi^0$  – são menores que aquelas do Algoritmo Padrão. Esse fator pode ser corrigido ao se filtrar essas partículas que estão contaminando o conjunto de sinal, alterando o alvo das mesmas para jatos, mas, ainda assim é interessante notar que a rede neural foi capaz de rejeitar grande parte dessas partículas mesmo que o alvo delas tenha sido como de elétrons, demonstrando que os dados contidos no conjunto de Minbias deslocaram essas partículas para a região de ruído por conterem características similares. O mesmo estudo foi realizado para o conjunto de Minbias, estando na Tabela 4.10. Observa-se que o critério *RNA Tight* não obteve o mesmo poder de rejeição que o critério *Tight* do Algoritmo Padrão, mas que pode ser compensado pelo ganho obtido na taxa de detecção. Por outro lado, os critérios *RNA Loose* e *RNA Medium* foram capazes de rejeitar uma maior porção dos hádrons. Ao mesmo tempo, foram perdidos elétrons contidos nesse conjunto, que compõe uma quantidade porção pequena das partículas nesse conjunto, podendo ser corrigido através da alteração do alvo dessas partículas.

As eficiências de taxa de detecção e falso alarme em função das variáveis físicas estão dispostas nas Figuras 4.14, 4.15 e 4.16, para os cortes *Tight*, *Medium* e *Loose*. Os valores do EgCaloRinger flutuam seguindo as tendências do Algoritmo

Taxa de Rejeição (%) para partícula estável	Alg. Padrão			CaloRinger		
	Loose	Medium	Tight	RNA Loose	RNA Medium	RNA Tight
$\gamma$	64,52	91,63	95,39	67,37	79,32	88,86
$\pi^+/\pi^-$	73,91	89,36	94,18	79,27	86,25	91,46
$K^+/K^-$	78,37	91,78	95,76	82,57	89,45	93,74
$K_l^0$	69,17	87,97	93,23	75,19	81,95	89,47
$K_s^0$	71,45	91,00	93,61	79,66	86,31	92,57
$e^+/e^-$	30,02	42,65	48,92	4,92	13,82	33,95

Tabela 4.9: Rejeição de partículas estáveis para o conjunto de  $J/\Psi$ .

Taxa de Rejeição (%) para partícula estável	Alg. Padrão			CaloRinger		
	Loose	Medium	Tight	RNA Loose	RNA Medium	RNA Tight
$\gamma$	50,44	77,66	97,09	61,85	76,89	88,45
$\pi^+/\pi^-$	53,47	66,21	95,63	79,02	90,10	96,04
$K^+/K^-$	58,51	69,84	96,84	83,05	91,82	96,83
$K_l^0$	63,24	79,41	95,34	82,11	91,67	96,57
$K_s^0$	64,70	82,41	98,11	84,53	93,07	97,44
$e^+/e^-$	20,07	25,69	35,82	25,95	41,70	61,24

Tabela 4.10: Rejeição de partículas estáveis para o conjunto de Minbias.

Padrão, obtendo eficiências melhores ou piores para cada requisito dependendo do valor médio de eficiência disposto nas Tabelas 4.7 e 4.8.

Os histogramas de duas dimensões, Figuras 4.17-4.20, para as variáveis físicas e saída neural seguem o que foi dito para a análise realizada para o conjunto Singlepart\_e x J2, onde a região de confusão fica relativamente próximo dos limites de corte utilizados pelo Algoritmo Padrão, região aonde os jatos mascaram os elétrons. Contudo, a concentração dos dados não é na borda como no conjunto anterior, reflexo do deslocamento dos picos observados na Figura 4.12.

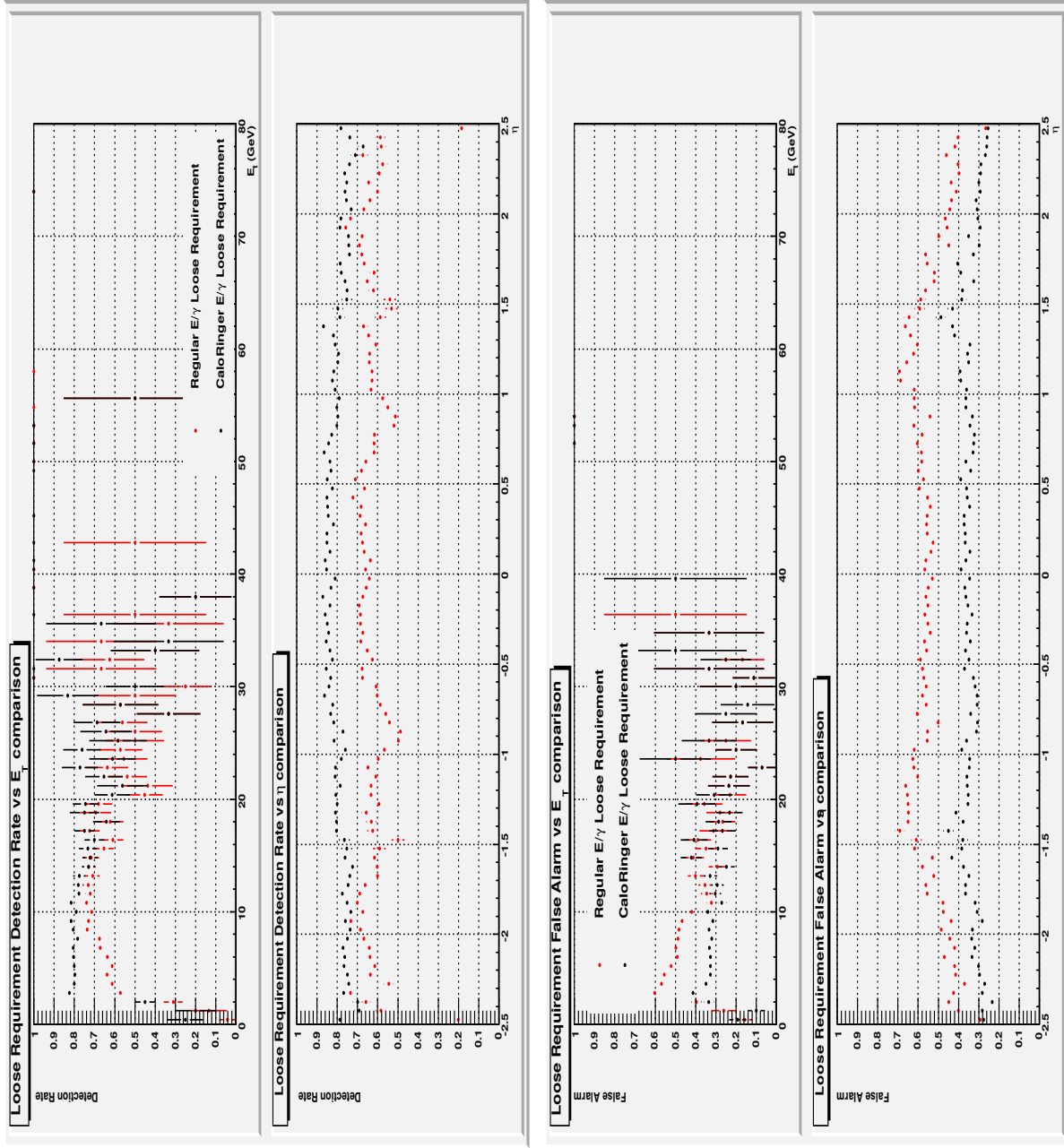


Figura 4.14: Comparações das eficiências em função das variáveis  $\eta$  e  $E_T$  para ambos algoritmos no requisito *Loose*. Conjunto  $J/\Psi$  x Minbias.

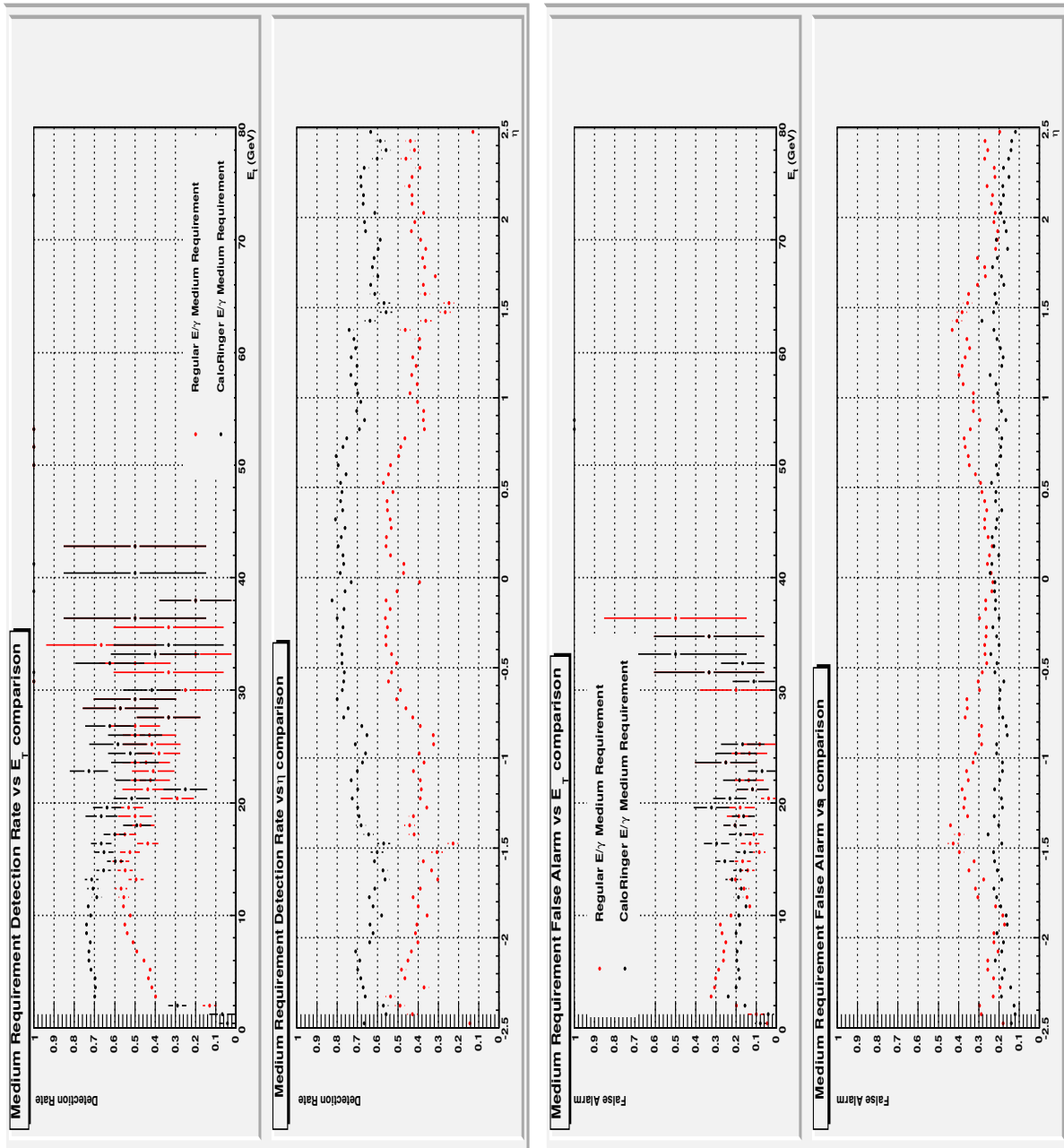


Figura 4.15: Comparações das eficiências em função das variáveis  $\eta$  e  $E_T$  para ambos algoritmos no requisito *Medium*. Conjunto  $J/\Psi$  x Minbias.

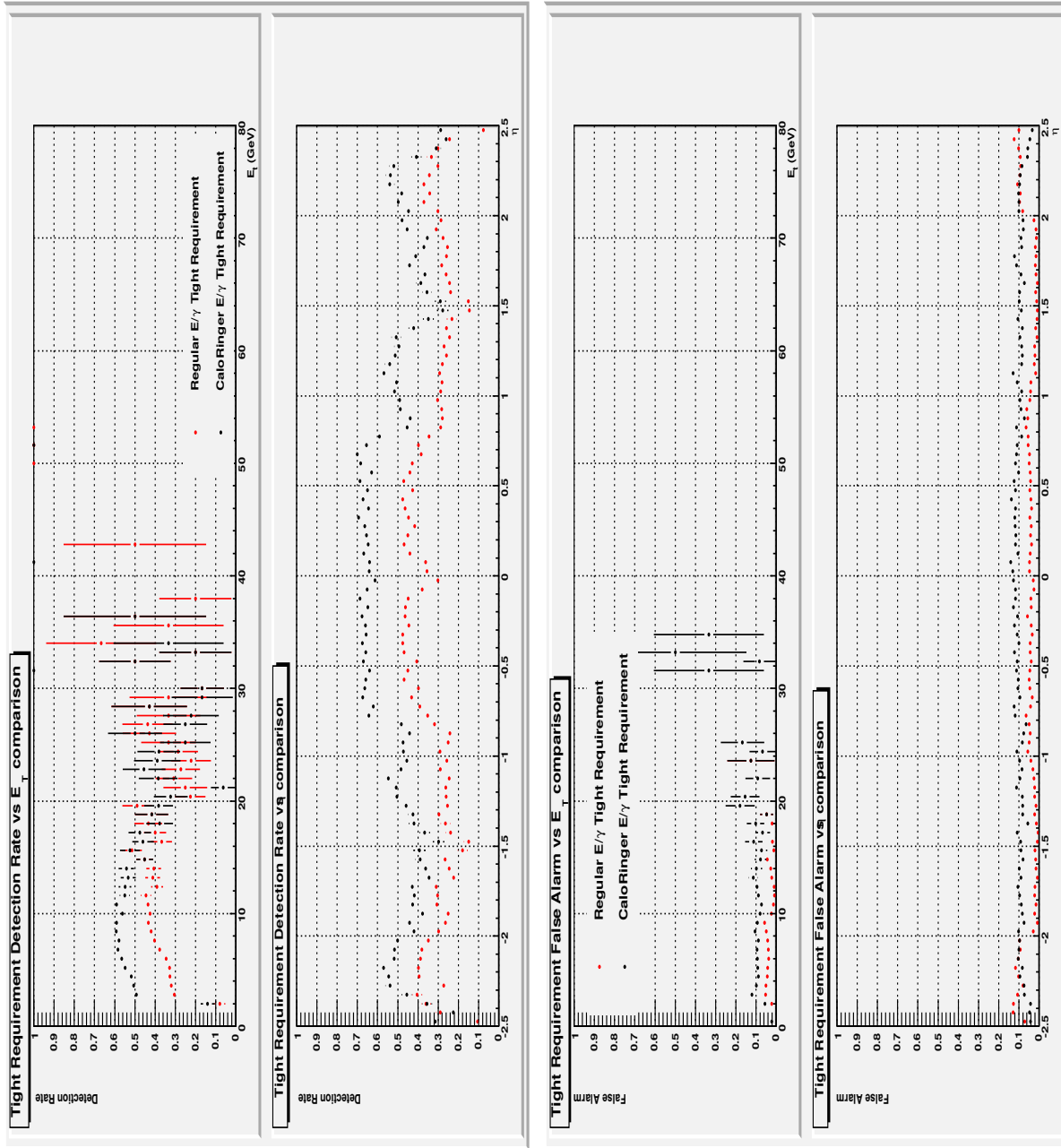


Figura 4.16: Comparações das eficiências em função das variáveis  $\eta$  e  $E_T$  para ambos algoritmos no requisito *Tight*. Conjunto  $J/\Psi$  x Minbias.

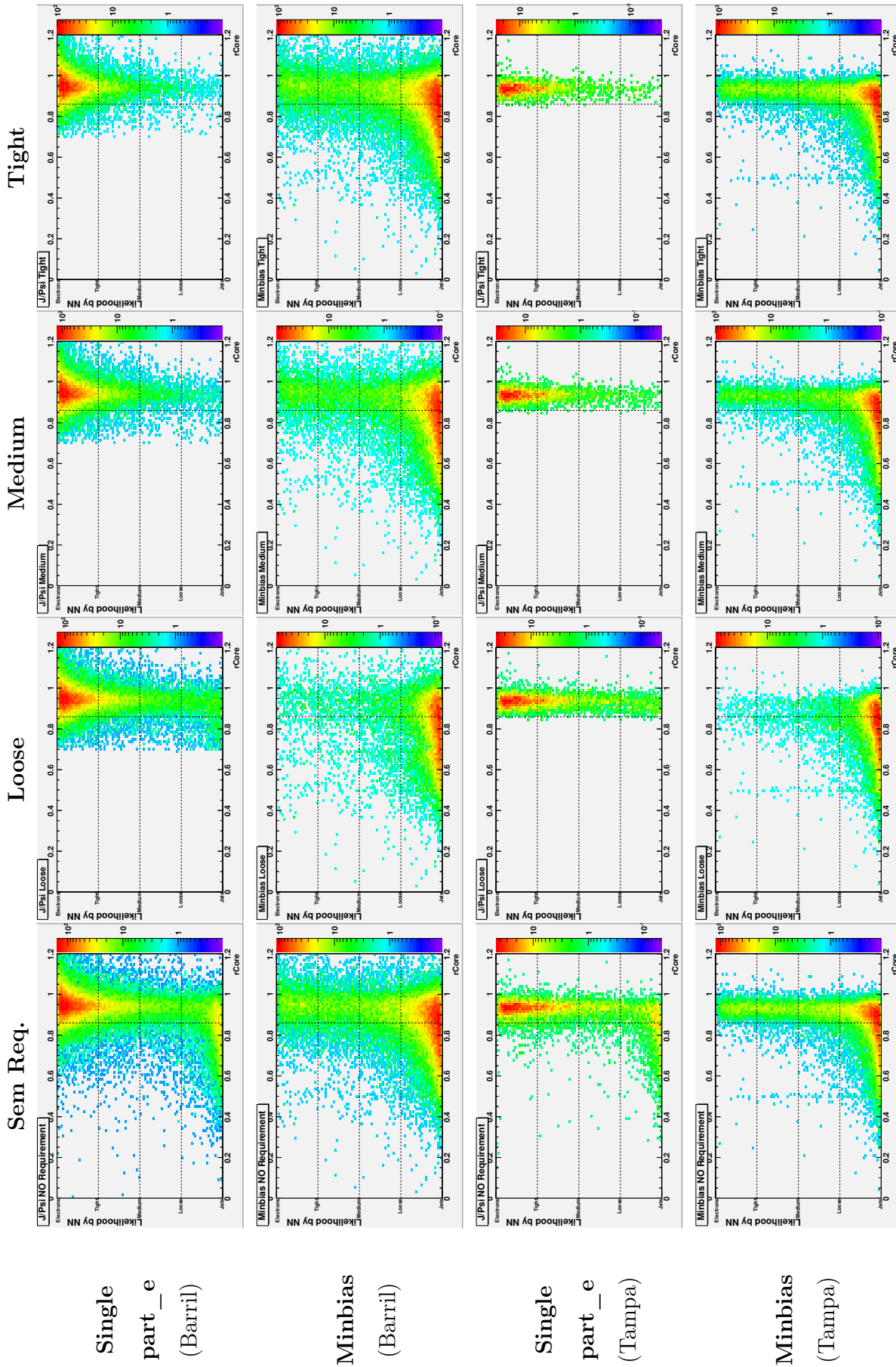


Figura 4.17: Correlações da saída neural para o conjunto  $J/\Psi$  x Minbias com:  $r_{\text{Eta}}$ .

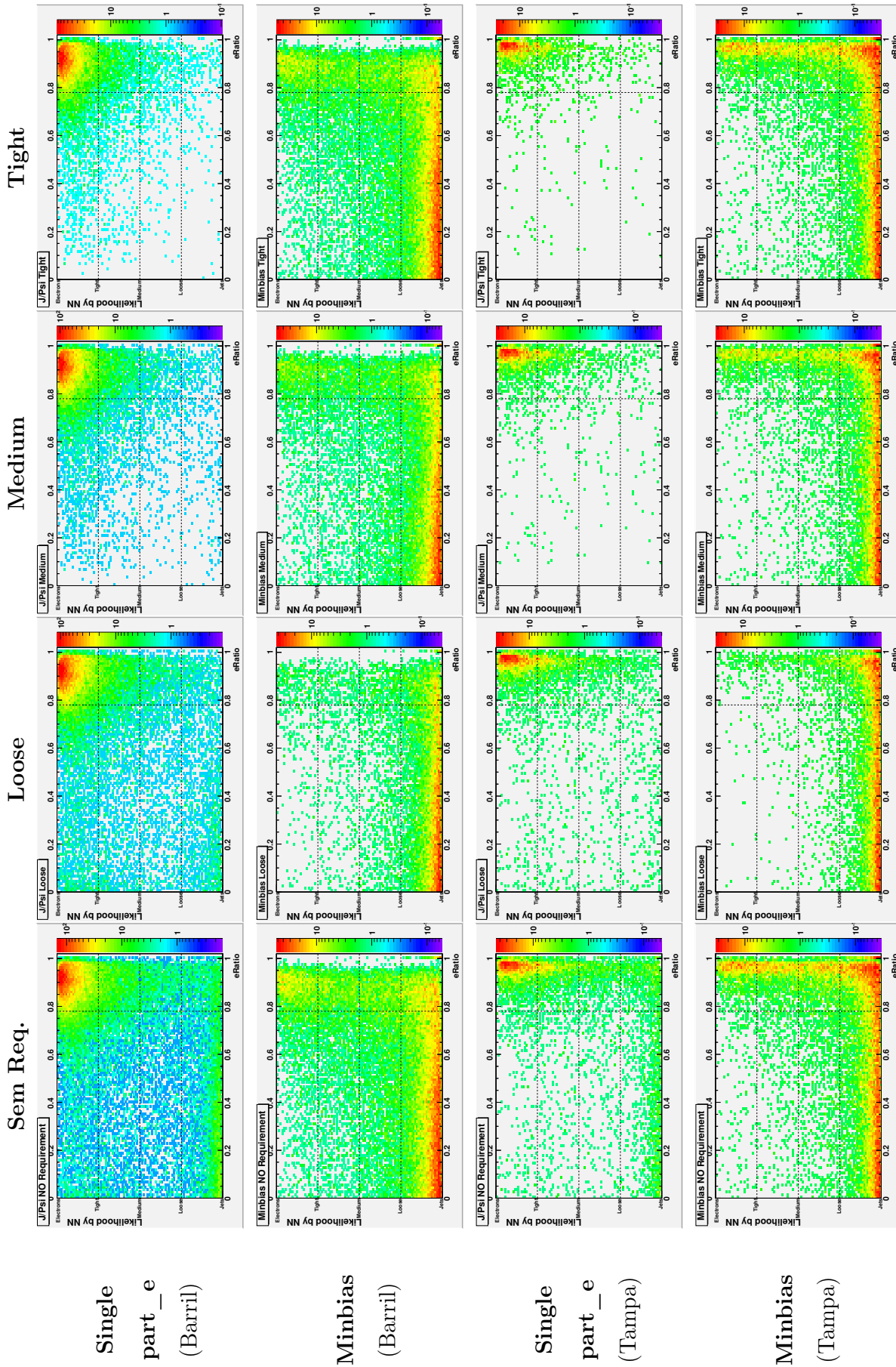


Figura 4.18: Correlações da saída neural para o conjunto  $J/\Psi$  x Minbias com: eRatio.

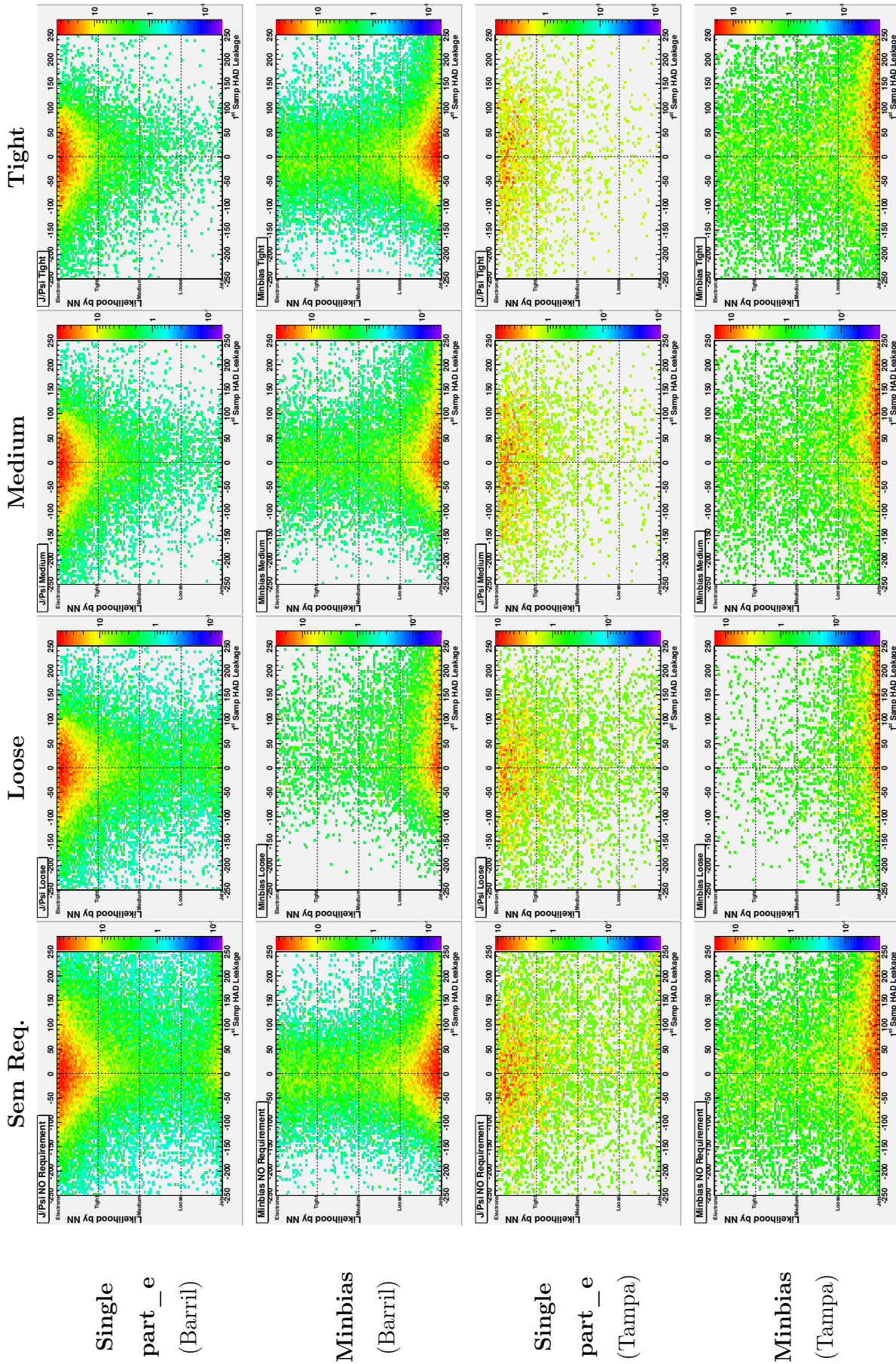


Figura 4.19: Correlações da saída neural para o conjunto  $J/\Psi$  x Minbias com: Rhad1.



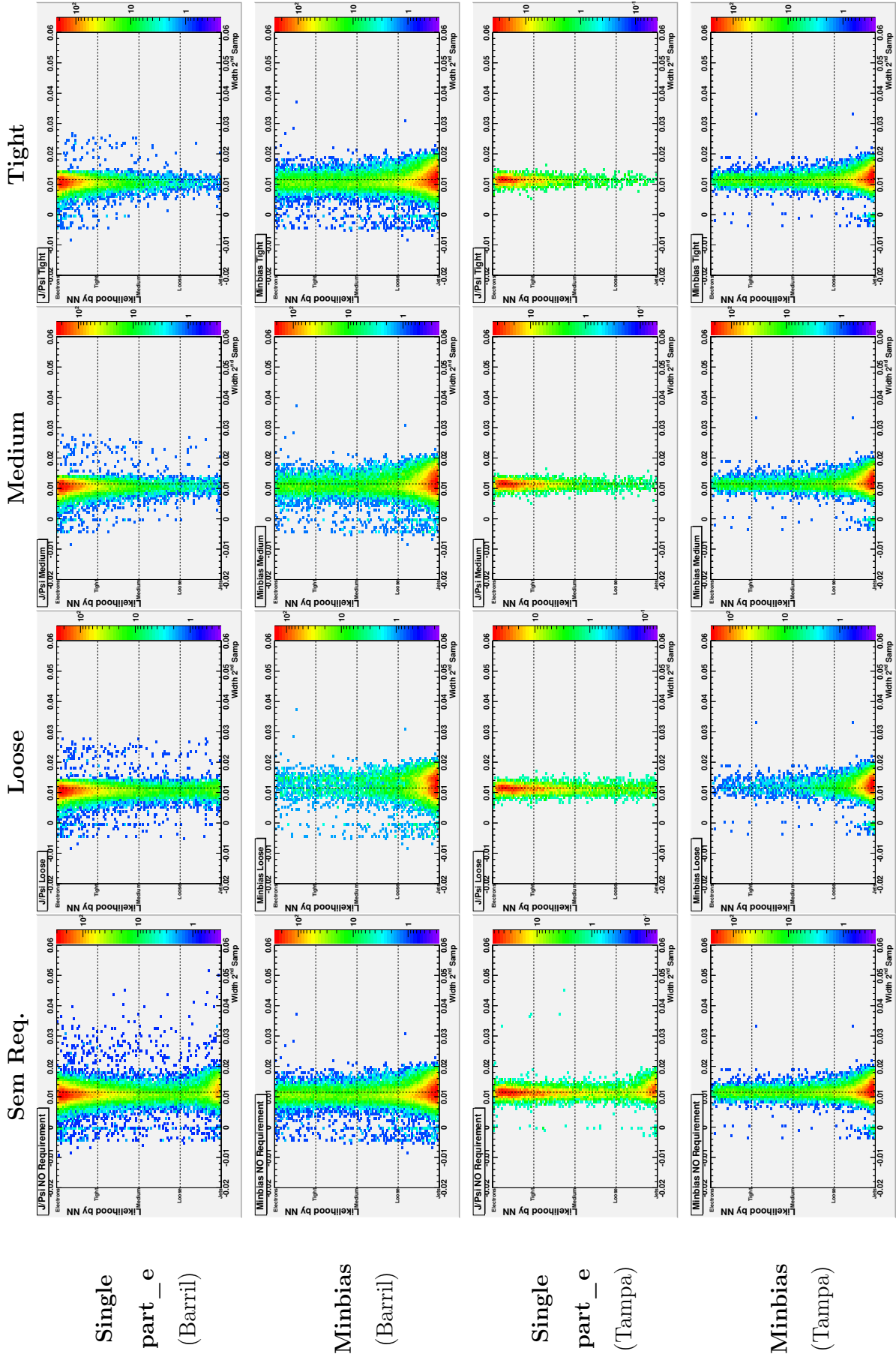


Figura 4.20: Correlações da saída neural para o conjunto  $J/\Psi$  x Minbias com: wEta2.

#### 4.2.4 Conjunto $Z \rightarrow ee \times \text{JetTauEtmiss}$

O conjunto  $Z \rightarrow ee \times \text{JetTauEtMiss}$ , diferente dos conjuntos anteriores, é formado por colisões reais, sendo um desafio maior já que não se sabe, de fato, o que as partículas são. Como foi dito anteriormente, a estratégia utilizada pela colaboração para escolher os cortes do Algoritmo Padrão é através das simulações de MC, que depois são aplicadas aos dados reais. Um dos problemas encontrados durante a época do estudo, foi que as simulações de MC não tinham um perfil de chuva EM adequado ao que a física produzia no detector, de forma que redes neurais treinadas através de simulações de MC não eram capazes de generalizar para os dados reais. A solução foi então treinar uma nova rede através dos próprios dados de colisão, aplicando os mesmos critérios da Subseção 4.2.1. Os conjuntos de dados são formados pelo período de comissionamento do SF, onde se utilizou apenas filtros do L1. Assim, a qualidade dos conjuntos de dados é muito baixa, estando altamente contaminados por partículas que não pertencem aos seus respectivos conjuntos de modo similar ao conjunto  $J/\Psi \times \text{Minbias}$ . Na Figura 4.21, está a distribuição de energia para os dois conjuntos de dados, novamente sobrepostos por toda sua região. O conjunto de  $\text{JetTauEtMiss}$  possui uma quantidade grande de estatística,  $\sim 5$  M de eventos.

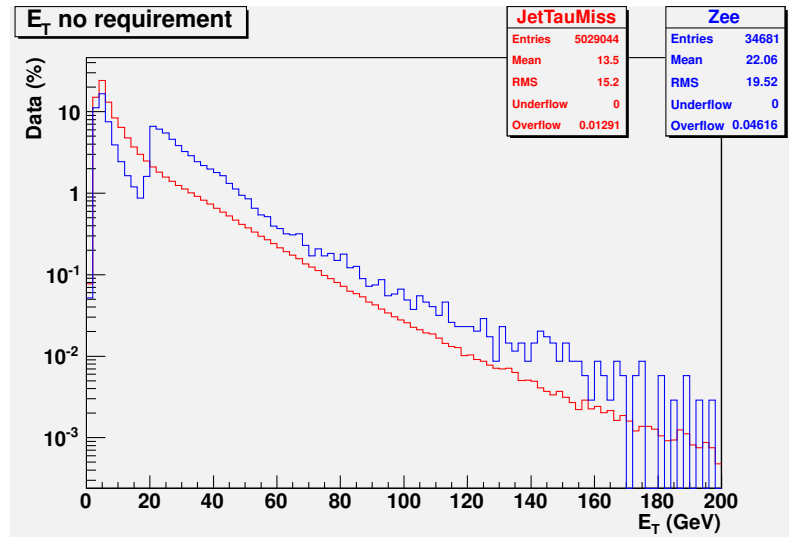


Figura 4.21: Distribuição de energia para o conjunto  $Z \rightarrow ee \times \text{JetTauEtMiss}$ .

As taxas de detecção de ambos os algoritmos para o falso alarme fixo nos valores do Algoritmo Padrão estão na Tabela 4.11. O EgCaloRinger obteve valores

melhores de detecção, entretanto, assim como no caso do  $J/\Psi$  x Minbias, não se pode afirmar que esse ganho de detecção é necessariamente composto de sinal, uma vez que os conjuntos estão contaminados. Por outro lado, o estudo de  $J/\Psi$  x Minbias indicou que a abordagem traz um aumento de eficiência em sua maioria através de ganhos em detecção de elétrons, e não nas partículas contaminadoras do conjunto, trazendo indícios de que os resultados são bons. As Tabelas 4.12 e 4.13 contêm as taxas de detecção e falso alarme dos algoritmos testados. Desta vez, os valores dos limiares foram forçados para que o algoritmo proposto obtenha os mesmos valores de falso alarme do Algoritmo Padrão para cada um dos requisitos. A parcela de interseção para os critérios *Medium* de ambos algoritmos foi a mais elevada, mas ainda assim os valores obtidos foram modestos, variando na ordem de 70-80% de correlação entre as saídas dos dois algoritmos para os requisitos. Quanto a taxa de falso alarme, os valores foram obtidos por especificação do limiar de decisão para que os valores fossem próximos, entretanto, pode-se perceber que a rede está rejeitando uma parcela considerável dos candidatos a JetTauEtMiss que foram aceitos pelo Algoritmo Padrão.

Req. Do Alg. Padrão	DET (%) para algoritmo		para FA (%)
	Alg. Padrão	EgCaloRinger	
Loose	48,44	54,35	16,52
Medium	11,70	36,47	5,61
Tight	7,47	20,99	1,83

Tabela 4.11: Eficiências do algoritmos para FA fixos para o conjunto  $Z \rightarrow ee$  x Jet-TauEtMiss.

DET (%)	Todo o Conj.	Loose	Medium	Tight
Todo o Conj,	-	48,44	11,70	7,47
RNA Loose	54,63	43,57/48,44	11,23/11,70	7,35/7,47
RNA Medium	37,14	34,45/48,44	10,05/11,70	6,82/7,47
RNA Tight	21,25	20,74/48,44	7,85/11,70	5,57/7,47

Tabela 4.12: Taxa de detecção (%) dos algoritmos e parcela na qual o EgCaloRinger identifica em comum ao algoritmo padrão. Conjunto  $Z \rightarrow ee$  x JetTauEtMiss.

FA (%)	Todo o Conj.	Loose	Medium	Tight
Todo o Conj,	-	16,52	5,61	1,83
RNA Loose	16,81	8,94/16,52	3,73/5,61	1,51/1,83
RNA Medium	5,83	4,31/16,52	2,16/5,61	1,01/1,83
RNA Tight	1,86	1,65/16,52	0,93/5,61	0,47/1,83

Tabela 4.13: Taxa de falso alarme (%) dos algoritmos e parcela na qual o EgCaloRinger identifica em comum ao algoritmo padrão. Conjunto  $Z \rightarrow ee$  x JetTauEtMiss.

A saída neural está na Figura 4.22, aonde se pode observar novamente o deslocamento dos picos de concentração, mas ainda mais agudo, dos conjuntos de dados de sinal e ruído devido a contaminação dos mesmos.

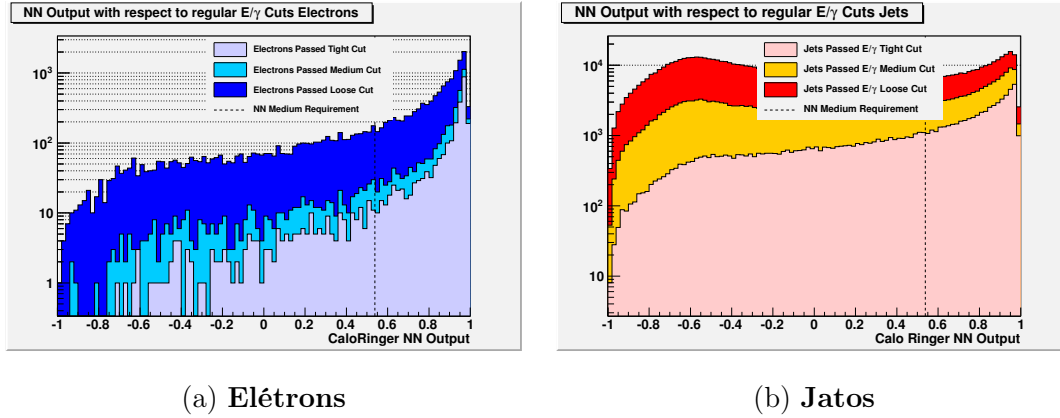


Figura 4.22: Saída da rede neural e suas relações com os requisitos do algoritmo eGamma padrão. Conjunto  $Z \rightarrow ee$  x JetTauEtMiss.

A curva ROC, Figura 4.23, reflete os valores da Tabela 4.11 para os requisitos do Algoritmo Padrão, e a curva todos os valores de detecção e falso alarme possíveis para o EgCaloRinger. Os valores baixos de eficiência são consequência da contaminação dos conjuntos.

As Figuras 4.24, 4.25 e 4.26 possuem a eficiência dos algoritmos para os parâmetros  $\eta$  e  $E_T$  da partícula. Para a variável  $\eta$ , o EgCaloRinger possui valores que acompanham a tendência do Algoritmo Padrão, entretanto o mesmo não ocorre para a parâmetro  $E_T$ , onde o EgCaloRinger cresce com o aumento da energia tanto no caso da detecção, quanto no falso alarme.

O estudo da relação entre as variáveis físicas e a saída neural, Figuras 4.27-4.30, demonstrou ganho devido a grande quantidade de estatística do conjunto Jet-

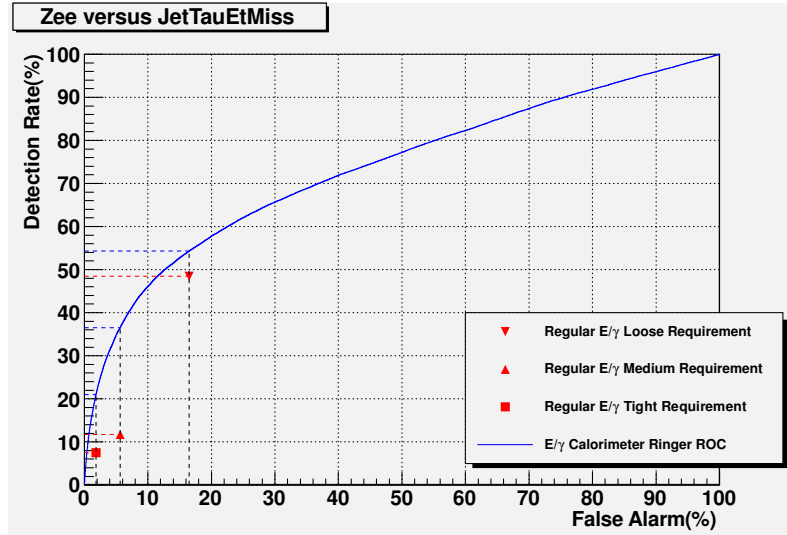


Figura 4.23: Curva ROC para o conjunto  $Z \rightarrow ee$  x JetTauEtMiss.

TauEtMiss, sendo mais simples a observação. O deslocamento do pico reflete nas manchas vermelhas dessas figuras. No  $R_\eta$  observa-se no caso de elétrons no barril sem a aplicação de requisito, na mancha verde no local aonde a rede e a variável do Algoritmo Padrão concentraram a grande maioria das partículas do JetTauEtMiss, contendo assim as mesmas características, tanto para a rede quanto para a variável física de ruído, ficando claro que essas partículas são compostas de ruído no conjunto de sinal. Na variável  $E_{ratio}$  e  $w_{\eta 2}$  essa concentração também pode ser observada. A correlação da variável  $R_{had1}$  que antes não era possível de ser visualizada, ficou perceptível através da mancha de jatos contida na região inferior ao requisito *RNA Loose* e superior ao limiar de  $R_{had1}$ , enquanto a concentração para elétrons está acima do requisito *RNA Tight* e próximo a 0 na variável  $R_{had1}$ .

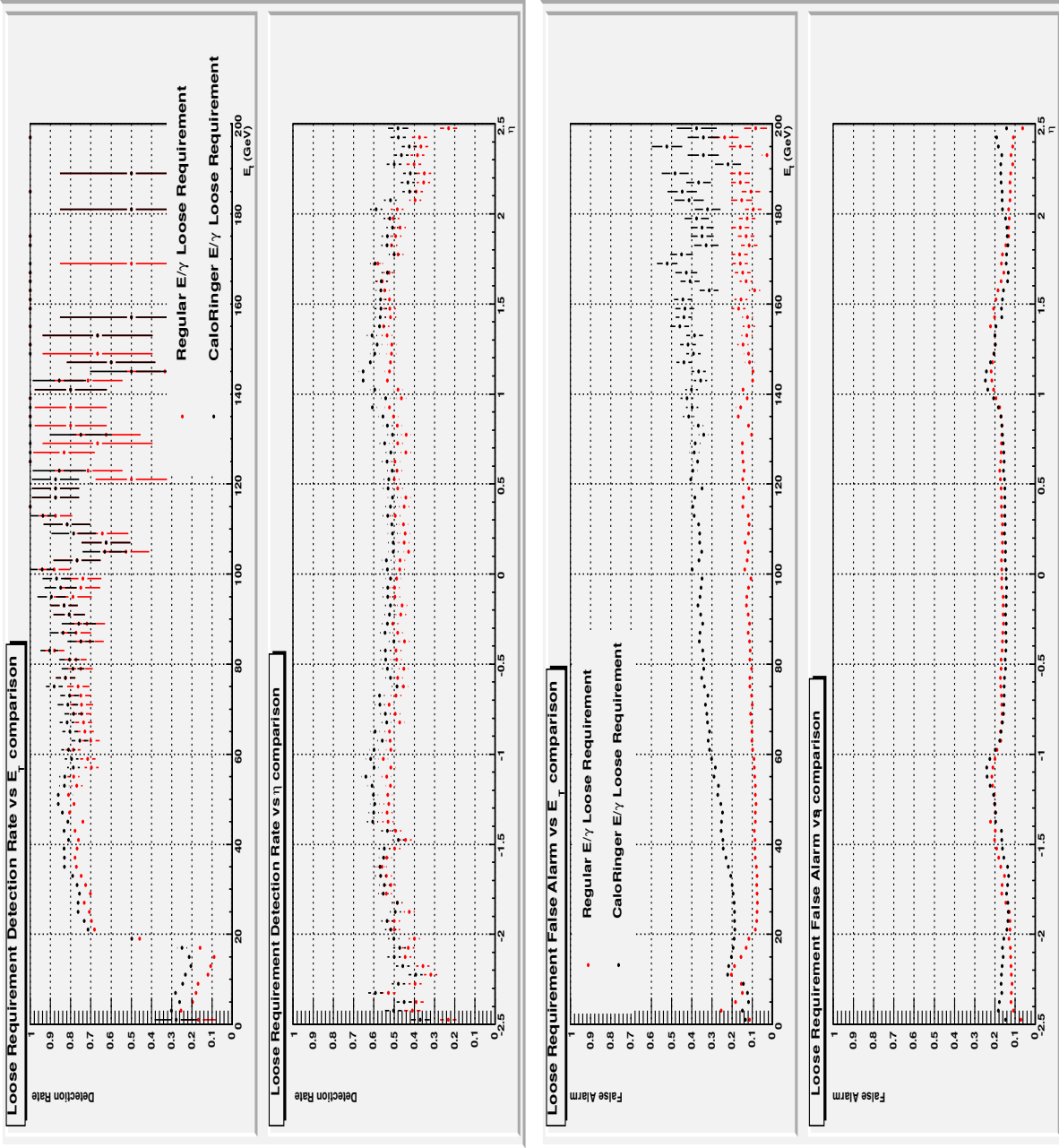


Figura 4.24: Comparações das eficiências em função das variáveis  $\eta$  e  $E_T$  para ambos algoritmos no requisito *Loose*, conjunto  $Z \rightarrow ee$  x  $\text{JetTauEtMiss}$ .

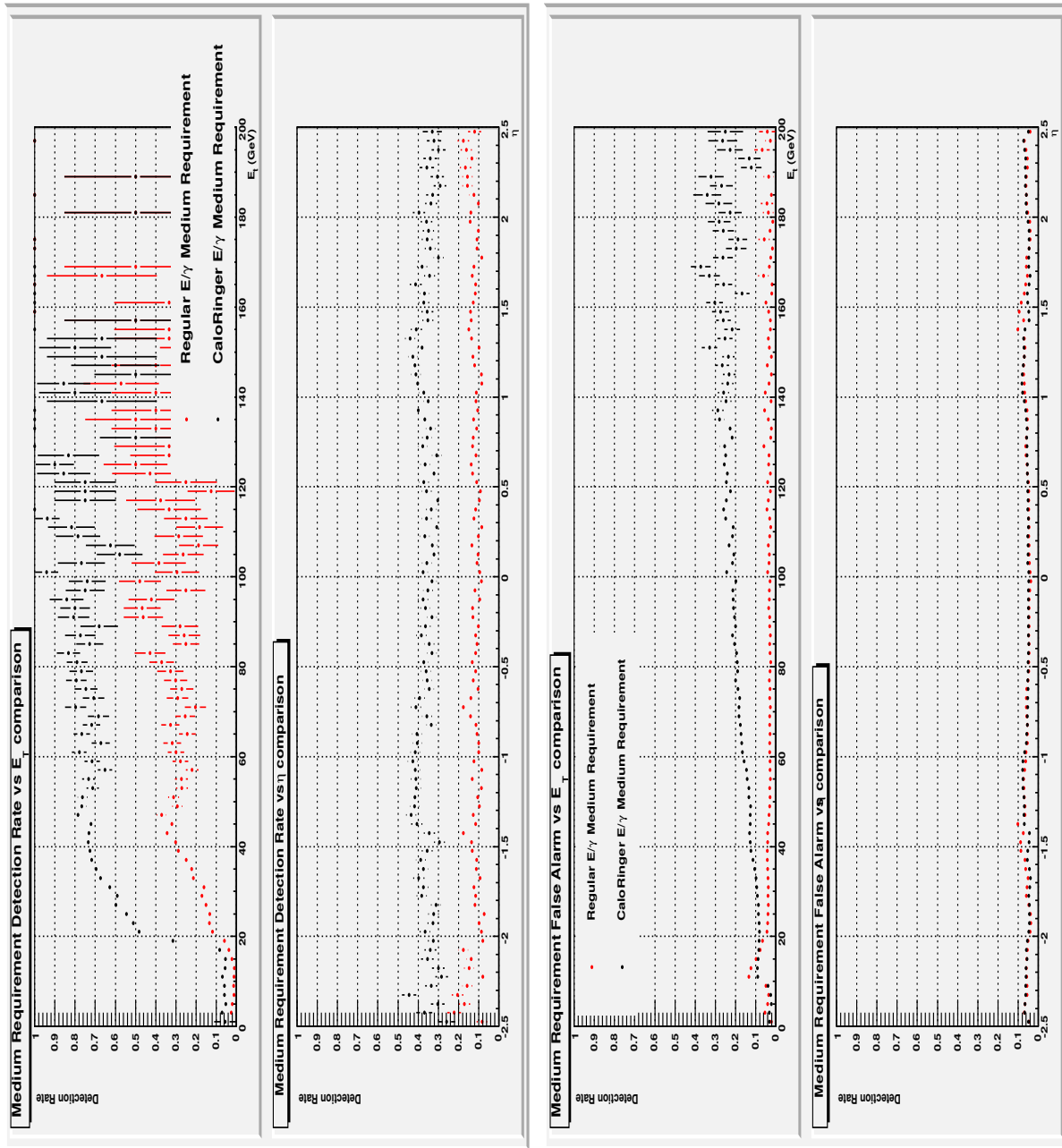


Figura 4.25: Comparações das eficiências em função das variáveis  $\eta$  e  $E_T$  para ambos algoritmos no requisito *Medium*, conjunto  $Z \rightarrow ee$  x JetTauEtMiss.

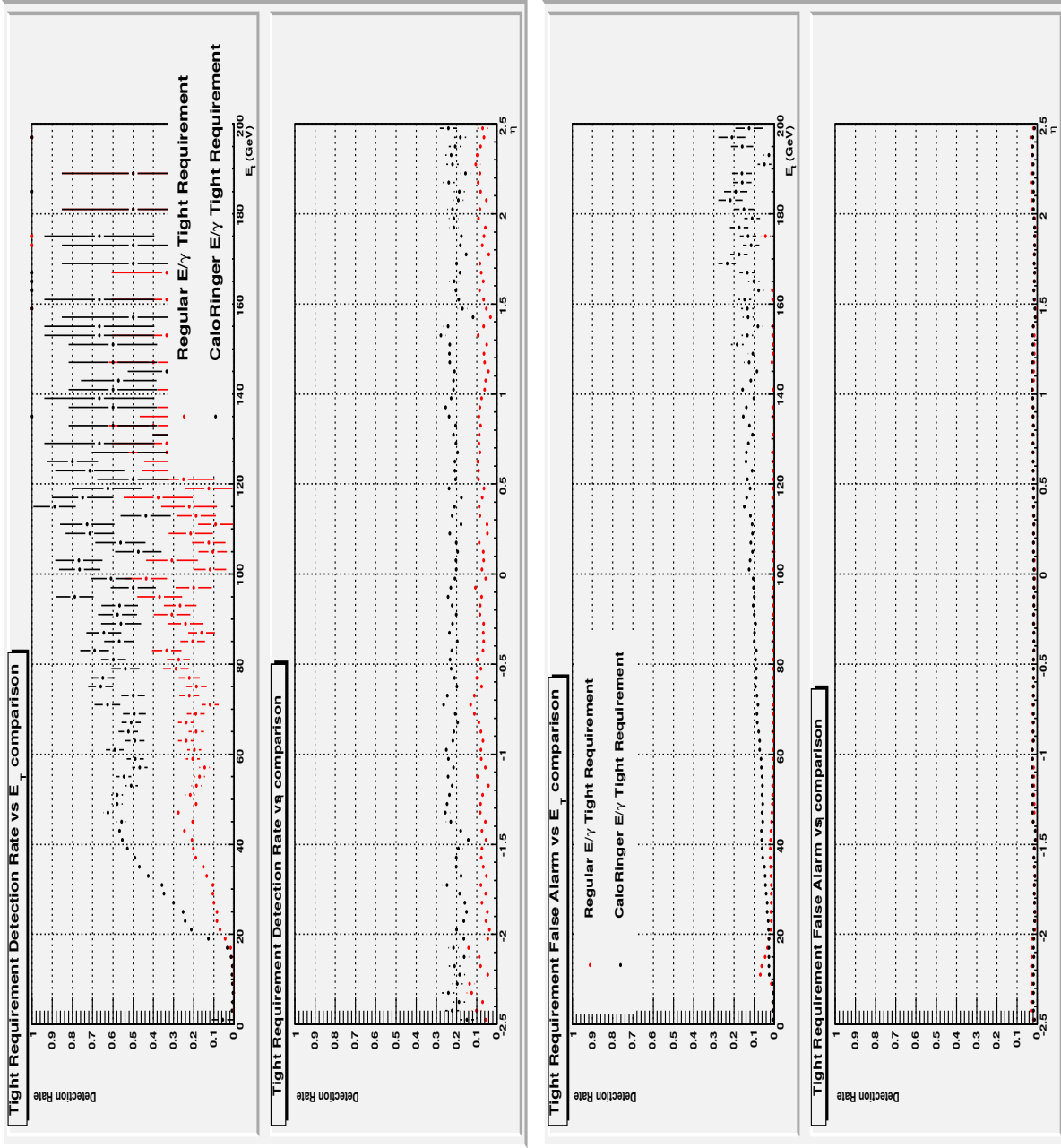


Figura 4.26: Comparações das eficiências em função das variáveis  $\eta$  e  $E_T$  para ambos algoritmos no requisito *Tight*, conjunto  $Z \rightarrow ee$  x JetTauEtMiss.



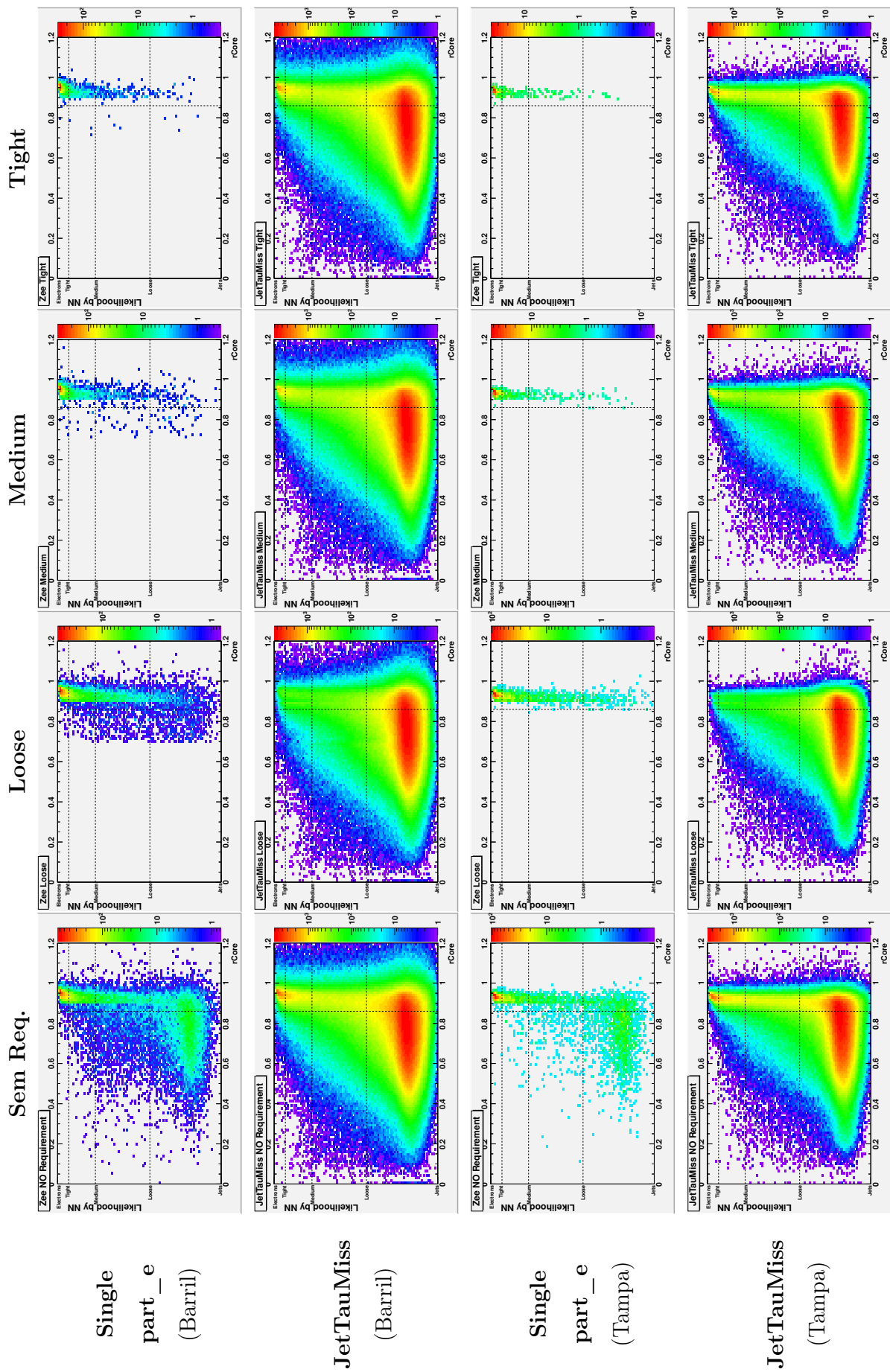


Figura 4.27: Correlações da saída neural para o conjunto  $Z \rightarrow ee$  x JetTauEtMiss com:  $r_{\eta}$ .

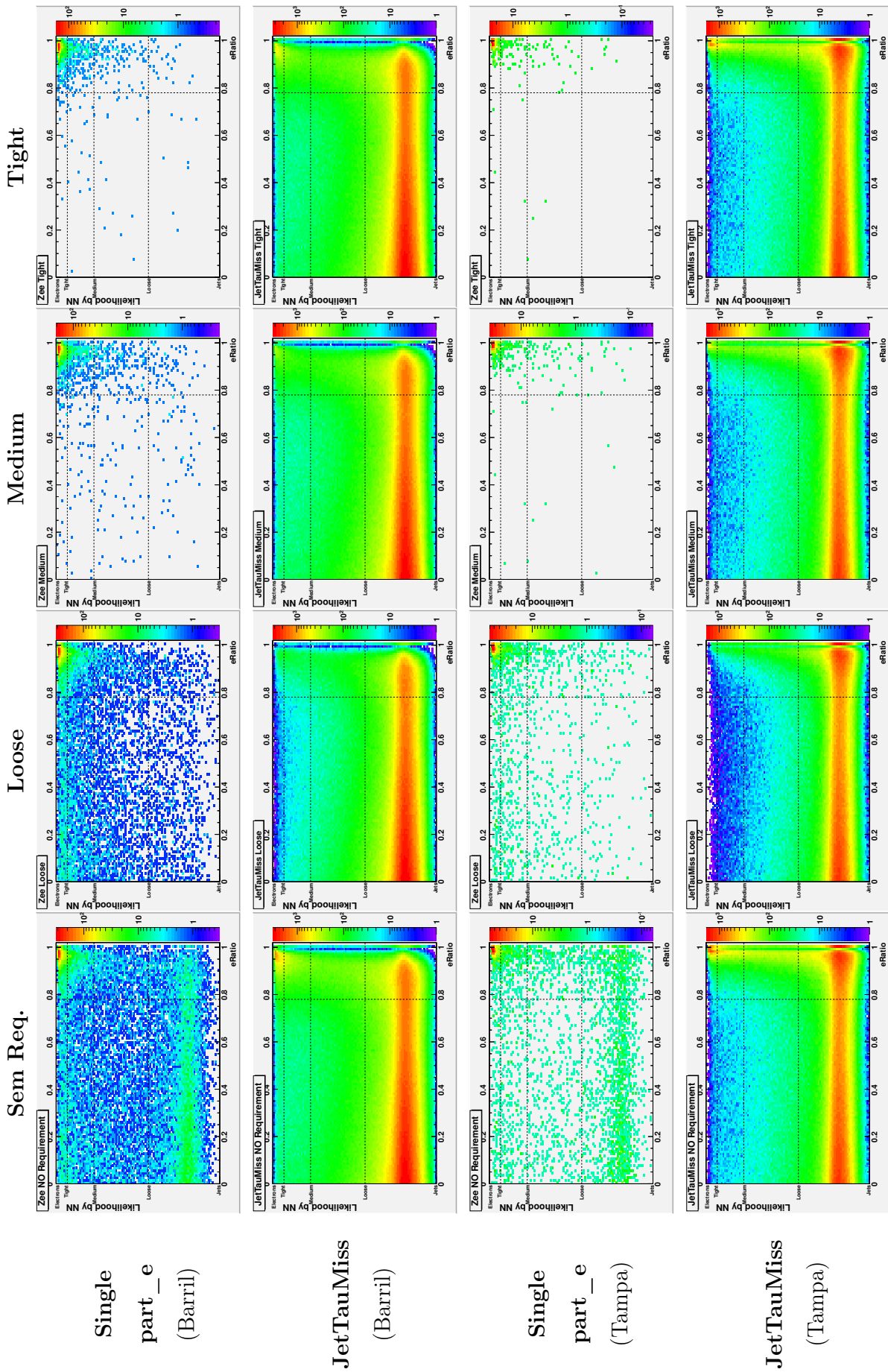


Figura 4.28: Correlações da saída neural para o conjunto  $Z \rightarrow ee$  x JetTauEtMiss com: eRatio.

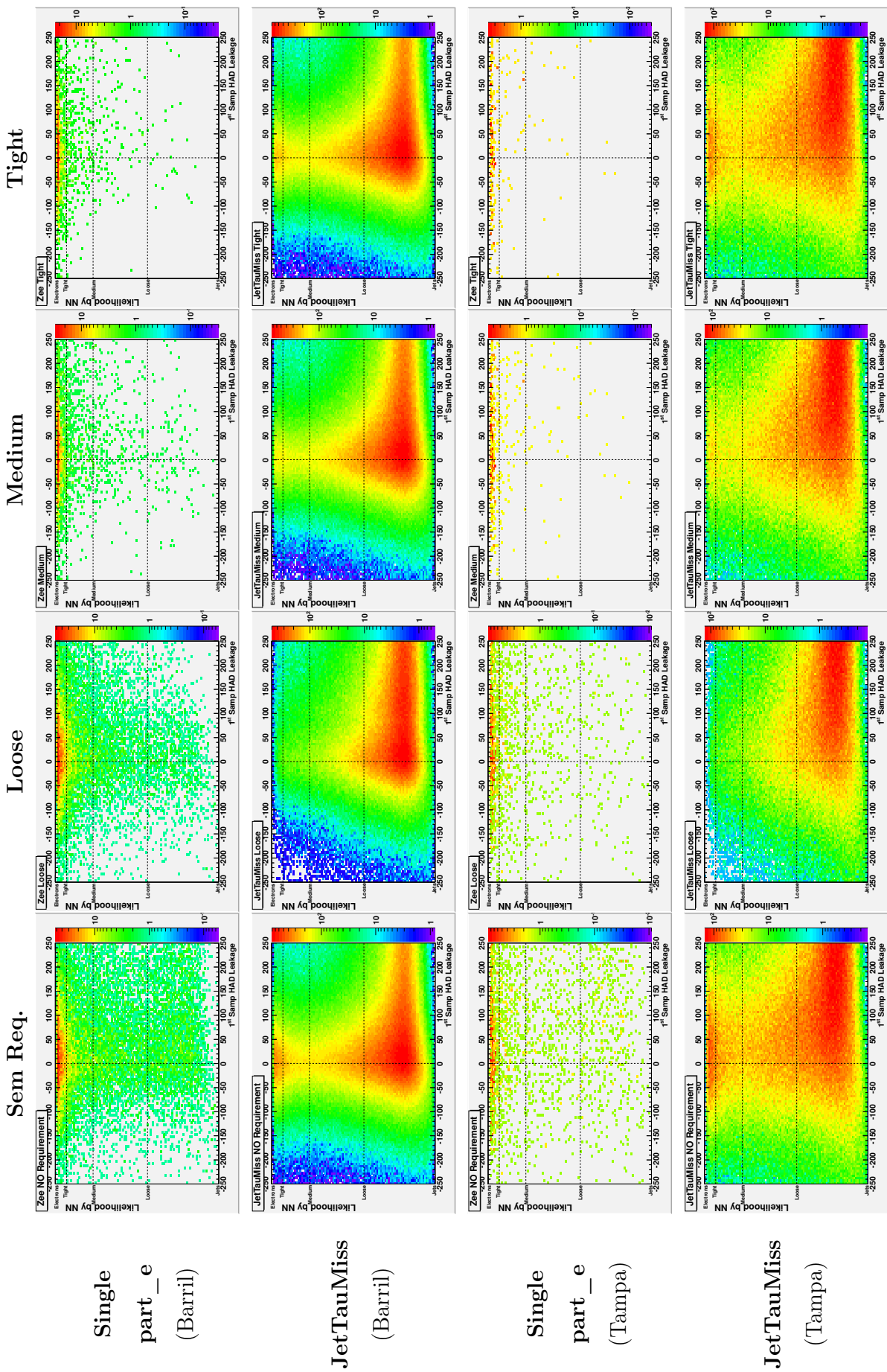


Figura 4.29: Correlações da saída neural para o conjunto  $Z \rightarrow ee$  x JetTauEtMiss com: Rhad1.

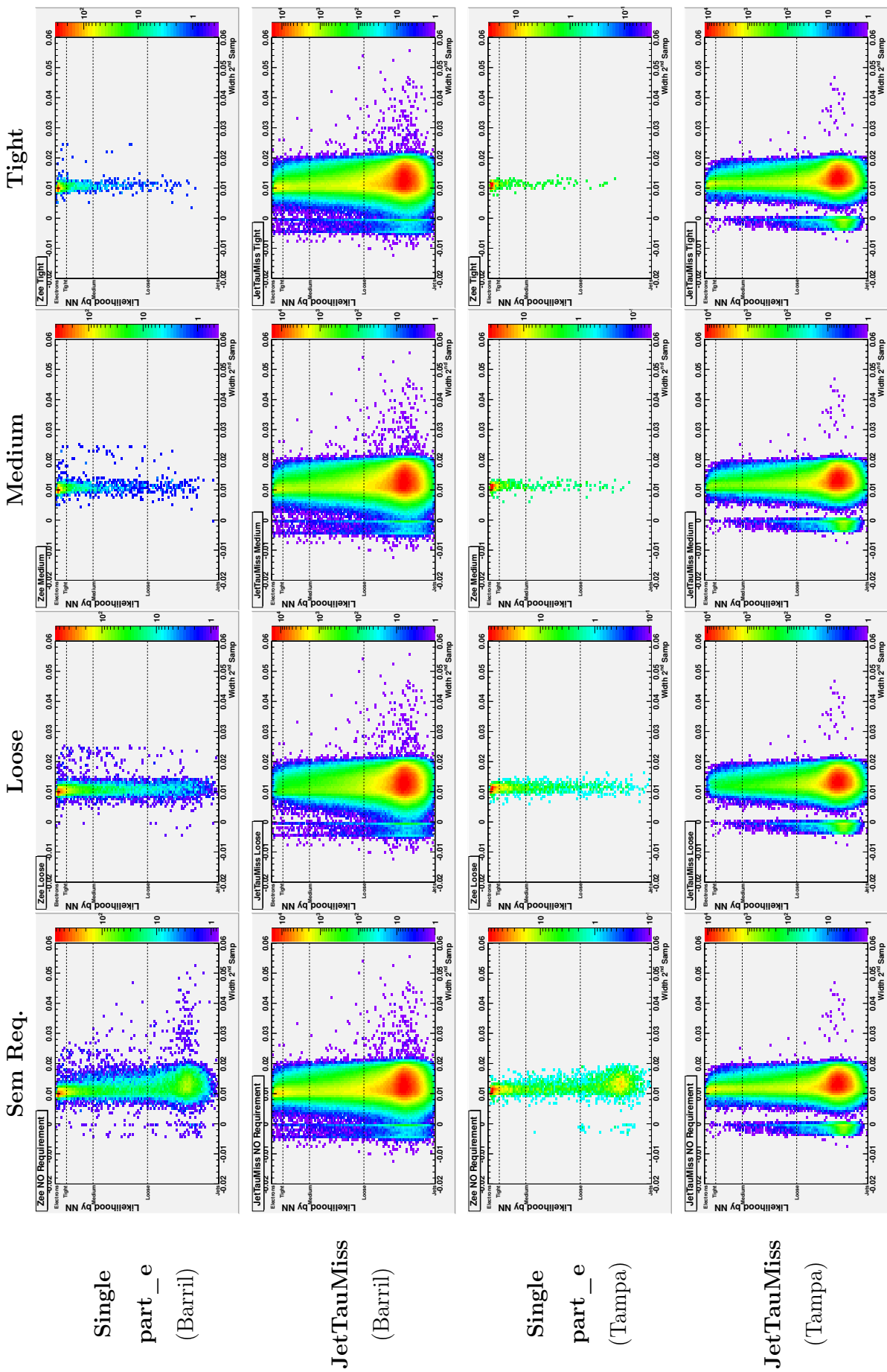


Figura 4.30: Correlações da saída neural para o conjunto  $Z \rightarrow ee \times JetTauEtMiss \text{ com: } wEta2$ .

# Capítulo 5

## Conclusão

O CERN é uma das fontes de avanços tecnológicos, obtendo grandes feitos desde sua fundação. Seus experimentos levam diversas áreas do conhecimento ao limite em busca de novas técnicas. O maior acelerador de partículas do mundo, o LHC, utiliza tecnologia de ponta em seus magnetos para produzir energias nunca antes alcançadas experimentalmente. O detector ATLAS, que terá a capacidade de explorar grande parte da física produzida nas colisões do LHC, foi construído e é operado por uma colaboração de 174 institutos e 38 países. Um dos objetivos do ATLAS é a confirmação da existência da partícula bósson de Higgs, única partícula prevista pelo MP ainda não observada experimentalmente. Essa partícula poderá sofrer diversos decaimentos diferentes, dependendo de sua massa. Grande parte deles decaem em estados finais como elétrons, pósitrons e fótons, as partículas de interesse do Canal  $e/\gamma$ . Os algoritmos desse Canal utilizam a informação do Sistema de Calorimetria e do Detector Interno para realizarem a tarefa de reconstrução ou filtragem.

O *HLT\_Ringer*, algoritmo proposto inicialmente para o L2, utiliza o conhecimento especialista através do processo de anelamento, que mantém a interpretação da propagação do chuveiro no calorímetro como a informação de espessura lateral e profundidade longitudinal. Essa informação precisa ser normalizada antes de sua propagação para uma rede neural, o discriminador multivariável atualmente utilizado. Por esse motivo, foi realizado um estudo de normalização, obtendo como melhor eficiência a normalização por Esferização Modificada e Fixa por Seção. A Norma 1, um tipo de normalização simples também foi indicado, por ter eficiên-

cia ligeiramente menor mas ser de simples implementação. Ainda nesse estudo, a escolha do produto SP como figura de mérito da RNA foi testado e bem sucedido.

Foi necessária a implementação do algoritmo proposto, EgCaloRinger, para o ambiente de análise do SR, para que o algoritmo fosse melhor entendido pela colaboração. Ao mesmo tempo, a implementação foi transparente e não afetou o funcionamento de qualquer um dos algoritmos anteriormente implementados pela colaboração. O esquema implementado foi bem sucedido, adicionando a compatibilidade das variáveis do EgCaloRinger para diversos meios de análise. Em seguida, o estudo prosseguiu, buscando testar a capacidade do algoritmo no novo ambiente. Utilizou-se a normalização mais simples, a Norma 1, por causa do estudo anterior. Um total de três conjuntos foi analisado. O primeiro deles, Singlepart\_e x J2, continha conjuntos com amostras limpas, sendo o conjunto em que os algoritmos propostos tiveram a melhor eficiência, principalmente quando comparados com o algoritmo padrão. O conjunto de  $J/\Psi$  x Minbias possuem contaminação por partículas que não eram para pertencer aos dados, alterando o perfil da saída neural, que ainda assim, teve uma performance melhor que o algoritmo padrão, sendo capaz de identificar uma quantidade maior dos elétrons do conjunto de  $J/\Psi$ , exceto para o requerimento *Tight*, onde ambos algoritmos tiveram performance similar. Finalmente, o conjunto de dados reais possuía amostras de dados filtrados apenas pelo L1, estando ainda mais contaminado que o conjunto  $J/\Psi$  x Minbias. Os resultados obtidos para os dados reais indicaram uma performance bastante promissora para o algoritmo.

## 5.1 Perspectivas

Os resultados preliminares após a implementação da versão de análise a posteriori mostraram o potencial do algoritmo para a discriminação de partículas EM. Não foi possível se aprofundar nos estudos para refinar os conjuntos de  $J/\Psi$  x Minbias utilizados, através da seleção das partículas pela verdade de MC, melhorando as análises filtradas. No caso de  $J/\Psi$  e do bósson de Z decaindo em dois elétrons, é necessário a utilização do método *tag and probe*, o que não foi realizado. Ainda, não se testou a eficiência do EgCaloRinger para canais de fótons, como por exemplo

$H \rightarrow \gamma\gamma$ , sendo esse um estudo necessário. Pela flexibilidade que o ambiente de análise a posteriori proporciona, um estudo adicionando as variáveis  $\eta$  e  $E_T$  para a rede neural pode trazer benefícios, uma vez que se sabe que a produção de física tem correlação com  $\eta$ , assim como o fato de o detector não ser homogêneo para essa coordenada. Ao mesmo tempo, a utilização de  $E_T$  pode auxiliar a rede a identificar as diferenças entres os chuveiros mais energéticos.

# Referências Bibliográficas

- [1] “CERN”, <http://cern.ch/>, acessado em Junho de 2011.
- [2] COTTINGHAM, W. N., GREENWOOD, D. A., *An Introduction to the Standard Model of Particle Physics; 2nd ed.* Cambridge, Cambridge Univ. Press, 2007.
- [3] BEISER, A., *Concepts of Modern Physics; 6th ed.* New York, NY, McGraw-Hill, 2003.
- [4] “Biografia de Demócrito de Abdera”, <http://www.dec.ufcg.edu.br/biografias/Democrit.html>, acessado em Junho de 2011.
- [5] “Biografia de Thompson - Prêmio Nobel”, [http://nobelprize.org/nobel\\_prizes/physics/laureates/1906/thomson-bio.html](http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1906/thomson-bio.html), acessado em Junho de 2011.
- [6] MARTIN, B. R., *Nuclear and particle physics: an introduction; 2nd ed.* Hoboken, NJ, Wiley, 2009.
- [7] TORRES, R., *Sistema online de filtragem em um ambiente com alta taxa de eventos e fina granularidade.* Tese de doutorado em engenharia elétrica, COPPE, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2010.
- [8] FEYNMAN, R. P., LEIGHTON, R. B., SANDS, M., *The Feynman Lectures on Physics.* Reading, MA, Addison-Wesley, 1963.
- [9] TUNBRIDGE, P., *Lord Kelvin: his influence on electrical measurements and units.* London, Peregrinus, 1992.



- [10] COMMITTEE ON ELEMENTARY PARTICLE PHYSICS IN THE 21ST CENTURY, N. R. C., *Revealling the Hidden Nature of the Space and Time*. Washington-DC, Estados Unidos, National Academic Press, 2006.
- [11] EINSTEIN A., I. L., *A Evolução da Física*. 3ª ed. Rio de Janeiro, Jorge Zahar, 1976.
- [12] CSERNAI, L. P., *Introduction to Inelastic Heavy Ion Collisions*. Chichester, England, John Wiley & Sons Ltd., 1994.
- [13] “The Large Hadron Collider”, <http://public.web.cern.ch/public/en/LHC/LHC-en.html>, acessado em Junho de 2011.
- [14] “Taking a Closer Look at LHC”, <http://www.lhc-closer.es/php/index.php?i=1&s=1&p=1&e=0>, acessado em Setembro de 2011.
- [15] “The ATLAS Experiment”, <http://atlas.ch/>, acessado em Junho de 2011.
- [16] NATH, P., NELSON, B. D., DAVOUDIASH, H., *et al.*, *The Hunt for New Physics at the Large Hadron Collider*. *oai:cds.cern.ch:1233863*, Report arXiv:1001.2693, CERN, Jan 2010. Comments: Summary document for international workshop Beyond the Standard Model at the LHC (Pre-SUSY09) Northeastern University, Boston, June 2-4, 2009.
- [17] JURAJ, B., WATSON, M., “High PT physics at LHC Lectures”, April 2011, Obtido em: <http://www2.warwick.ac.uk/fac/sci/physics/staff/academic/gershon/gradteaching/warwickweek/material/lhcphysics/>, acessado em Setembro de 2011.
- [18] HILL, C. S., “LHC Physics Lectures”, April 2010, Obtido em: <http://www2.warwick.ac.uk/fac/sci/physics/staff/academic/gershon/gradteaching/warwickweek/material/lhcphysics/>, acessado em Setembro de 2011.
- [19] “CERN Accelerators and Technology Sector”, <https://espace.cern.ch/acc-tec-sector/default.aspx>, acessado em Junho de 2011.

- [20] BRÜNING, O. S., COLLIER, P., LEBRUN, P., *et al.*, *LHC Design Report*. Geneva, CERN, 2004.
- [21] SCHLIPPE, W. V., “Relativistic Kinematics of Particle Interactions”, March 2002, Obtido em: [http://www.phys.spbu.ru/content/File/Library/studentlectures/schlippe/kin\\_rel.pdf](http://www.phys.spbu.ru/content/File/Library/studentlectures/schlippe/kin_rel.pdf), acessado em Outubro de 2011.
- [22] GROUP, P. D., “Particle Physics Booklet”, July 2010, Obtido em: <http://pdg.lbl.gov/2011/download/rpp-2010-booklet.pdf>, acessado em Outubro de 2011.
- [23] *Update of the Combination of Higgs Boson Searches in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS Experiment at the LHC*, Report ATLAS-CONF-2011-135, CERN, Geneva, Sep 2011.
- [24] JENNI, P., NESSI, M., NORDBERG, M., *et al.*, *ATLAS high-level trigger, data-acquisition and controls: Technical Design Report*, Technical Design Report ATLAS. Geneva, CERN, 2003.
- [25] FIELD, R., “Min-Bias and the Underlying Event at the LHC”, June 2011, Obtido em: [http://www.phys.ufl.edu/~rfield/cdf/Zakopane1\\_RickField\\_6-12-11.ppt](http://www.phys.ufl.edu/~rfield/cdf/Zakopane1_RickField_6-12-11.ppt), acessado em Outubro de 2011.
- [26] BANFI, D., MANDELLI, L., *Electron and photon energy reconstruction in the electromagnetic calorimeter of ATLAS*. oai:cds.cern.ch:1124300. Ph.D. dissertation, Univ. degli Studi di Milano, Milano, 2007. Presented on 29 Jun 2007.
- [27] ACOSTA, D., AMBROGLINI, F., BARTALINI, P., *et al.*, *The Underlying Event at the LHC*, Report CMS-NOTE-2006-067. CERN-CMS-NOTE-2006-067, CERN, Geneva, June 2006.
- [28] *ATLAS Detector and Physics Performance: Technical Design Report, 1*, Technical Design Report ATLAS. Geneva, CERN, 1999. Electronic version not available.
- [29] *ATLAS Detector and Physics Performance: Technical Design Report, 2*, Technical Design Report ATLAS. Geneva, CERN, 1999. Electronic version not available.

- [30] AAD, G., BENTVELSEN, S., BOBBINK, G. J., *et al.*, “The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider”, *J. Instrum.*, v. 3, pp. S08003. 437 p, 2008. Também publicado pelo CERN em Geneva, 2010. Imagens podem ser obtidas em <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/AtlasTechnicalPaperListOfFigures>.
- [31] “Event Cross Section in a computer generated image of the ATLAS detector”, <http://cdsweb.cern.ch/record/1096081>, acessado em Novembro de 2011.
- [32] *ATLAS Inner Detector: Technical Design Report, 1*, Technical Design Report ATLAS. Geneva, CERN, 1997.
- [33] *ATLAS Inner Detector: Technical Design Report, 2*, Technical Design Report ATLAS. Geneva, CERN, 1997.
- [34] SANDVOSS, S. A., MAETTIG, P., *Topics in the Measurement of Top Quark Events with ATLAS: Pixel Detector Optoelectronics, Track Impact Parameter Calibration, Acceptance Correction Methods*. oai:[cds.cern.ch:1260145](https://cds.cern.ch/record/1260145). Ph.D. dissertation, Wuppertal, Bergische Universitaet Wuppertal, Aachen, 2009. Presented on 21 Dec 2009.
- [35] GILL, K., AGUILAR, C., AZVEDO, C., *et al.*, “Radiation damage studies of optical link components for applications in future high-energy physics experiments”, *Proc. SPIE*, v. 3440, pp. 89–99, 1998.
- [36] EFTHYMIOPOULOS, I., *Overview of the ATLAS detector at LHC.*, Report ATL-CONF-99-002. 7, CERN, Geneva, May 1999. version revised com-conf-99-002 on Jun 22 1999.
- [37] WIGMANS, R., *Calorimetry: Energy Measurement in Particle Physics*, International series of monographs on physics. Oxford, Clarendon Press, 2000.
- [38] *ATLAS Calorimeter Performance: Technical Design Report*, Technical Design Report ATLAS. Geneva, CERN, 1996.
- [39] *ATLAS Liquid-Argon Calorimeter: Technical Design Report*, Technical Design Report ATLAS. Geneva, CERN, 1996.

- [40] *ATLAS Liquid-Argon Calorimeter: Technical Design Report*, Technical Design Report ATLAS. Geneva, CERN, 1996.
- [41] “Computer Generated image of the ATLAS calorimeter”, <http://cdsweb.cern.ch/record/1095927>, acessado em Novembro de 2011.
- [42] SIMAS, E., *Análise não-linear de componentes independentes para uma filtração online baseada em calorimetria de alta energia e fina segmentação*. Tese de doutorado em engenharia elétrica, COPPE, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2010.
- [43] “Atomic and Nuclear Properties of Materials for more than 300 materials”, <http://pdg.lbl.gov/2010/AtomicNuclearProperties/>, acessado em Novembro de 2011.
- [44] *ATLAS Muon Spectrometer: Technical Design Report*, Technical Design Report ATLAS. Geneva, CERN, 1997. distribution.
- [45] BRUN, R., RADEMAKERS, F., CANAL, P., *et al.*, *ROOT: An Object-Oriented Data Analysis Framework: Users Guide 5.26*. Geneva, CERN, 2009.
- [46] ECK, C., KNOBLOCH, J., ROBERTSON, L., *et al.*, *LHC computing Grid: Technical Design Report. Version 1.06 (20 Jun 2005)*, Technical Design Report LCG. Geneva, CERN, 2005.
- [47] “The PanDA Production and Distributed Analysis System”, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/Atlas/PanDA>, acessado em Novembro de 2011.
- [48] “The ATLAS Computing Workbook”, [https://twiki.cern.ch/twiki/pub/Atlas/WorkBook/WorkBook\\_15.8.0.pdf](https://twiki.cern.ch/twiki/pub/Atlas/WorkBook/WorkBook_15.8.0.pdf), acessado em Novembro de 2011.
- [49] “Physics Analysis Workbook - Release 17”, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/PhysicsAnalysisWorkBookRel17>, acessado em Novembro de 2011.
- [50] SCHILDT, H., *C++: The Complete Reference, 4th Edition*. 4 ed. McGraw-Hill Osborne Media, novembro 2002.

- [51] “Pythia”, <http://home.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html>, acessado em Novembro de 2011.
- [52] KRAUSS, F., “QCD and Monte Carlo Tools”, June 2007, Obtido em: <http://www.ipp.dur.ac.uk/~krauss/Lectures/MonteCarlos/MC2.pdf>, acessado em Novembro de 2011.
- [53] *Atlas Computing: technical design report*. Geneva, CERN, 2005.
- [54] “Python Programming Language”, <http://www.python.org/>, acessado em Junho de 2011.
- [55] BARLOW, N., *Prompt reconstruction of LHC collision data with the ATLAS reconstruction software*, Report ATL-SOFT-PROC-2011-019, CERN, Geneva, Jan 2011.
- [56] BOEHLER, M., *Data-driven auto-configuration of the ATLAS reconstruction software*, Report ATL-SOFT-PROC-2011-007, CERN, Geneva, Jan 2011.
- [57] *Search for neutral Higgs bosons in the standard model and the MSSM at 189 GeV*. [oai:cds.cern.ch:412227](http://cds.cern.ch/412227), Report CERN-OPEN-99-439. CERN-DELPHI-99-8-CONF-208, CERN, Geneva, Mar 1999. Not published in the proceedings.
- [58] “LHC Higgs Cross Section Working Group”, <https://twiki.cern.ch/twiki/pub/LHCPhysics/CrossSections>, acessado em Novembro de 2011.
- [59] *Search for the Standard Model Higgs boson in the decay mode  $H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow ll + 4$  neutrinos in Association with jets in Proton-Proton Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector*, Report ATLAS-CONF-2011-133, CERN, Geneva, Sep 2011.
- [60] *Search for neutral MSSM Higgs bosons decaying to  $\tau^+\tau^-$  pairs in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector*, Report ATLAS-CONF-2011-132, CERN, Geneva, Sep 2011.
- [61] “Combined Standard Model Higgs boson searches with up to 2.3 inverse femtobarns of pp collision data at  $\sqrt{s}=7$  TeV at the LHC”, , 2011.

- [62] TEIXEIRA-DIAS, P., “Higgs boson searches at LEP”, *J. Phys.: Conf. Ser.*, v. 110, n. arXiv:0804.4146, pp. 042030. 3 p, Apr 2008. Comments: 3 pages, 2 figures; submitted for proceedings of EPS HEP2007 Conference (19-25 July; Manchester, UK).
- [63] CDF, T., PHENOMENA, T. T. N., *Combined CDF and D0 Upper Limits on Standard Model Higgs Boson Production with up to 8.6 fb<sup>-1</sup> of Data*, Report arXiv:1107.5518. FERMILAB-CONF-11-354-E, Jul 2011. Comments: Submitted to the EPS 2011 Conference.
- [64] *Combination of Higgs Searches*, Report CMS PAS HIG-11-022, CERN, Geneva, Sep 2011.
- [65] AAD, G., ABBOTT, B., ABDALLAH, J., *et al.*, *Performance of the ATLAS Trigger System in 2010*. oai:cds.cern.ch:1388759, Report arXiv:1110.1530. CERN-PH-EP-2011-078, CERN, Geneva, Oct 2011. Comments: 50 pages, 64 figures.
- [66] JENNI, P., NESSI, M., NORDBERG, M., *et al.*, *ATLAS high-level trigger, data-acquisition and controls: Technical Design Report*, Technical Design Report ATLAS. Geneva, CERN, 2003.
- [67] *ATLAS level-1 trigger: Technical Design Report*, Technical Design Report ATLAS. Geneva, CERN, 1998.
- [68] *ATLAS DAQ, EF, LVL2 and DCS: Technical Progress Report*, Report CERN-LHCC-98-016, CERN, Geneva, Jun 1998.
- [69] *ATLAS Trigger Performance: Status Report*, Report CERN-LHCC-98-015, CERN, Geneva, Jun 1998.
- [70] *Expected electron performance in the ATLAS experiment*, Report ATL-PHYS-PUB-2011-006, CERN, Geneva, Apr 2011.
- [71] *Performance of the Electron and Photon Trigger in p-p Collisions at sqrt(s) = 7 TeV*, Report ATLAS-CONF-2011-114, CERN, Geneva, Aug 2011.

- [72] HAYKIN, S., *Neural Networks and Learning Machines*. 3 ed. Prentice Hall, 2008.
- [73] NGUYEN, D., WIDROW, B., “Improving the Learning Speed of 2-Layer Neural Networks by Choosing Initial Values of the Adaptive Weights”. In: *Proceeding of the International Joint Conference on Neural Networks*, v. 3, pp. 21–26, San Diego, USA, junho 1990.
- [74] RIEDMILLER, M., BRAUN, H., “A Direct Adaptive Method for Faster Back-propagation Learning: The RPROP Algorithm”. In: *Proceedings of the IEEE International Conference on Neural Networks*, pp. 586–591, San Francisco, USA, 1993.
- [75] AAD, G., ABAT, E., ABBOTT, B., *et al.*, *Expected performance of the ATLAS experiment: detector, trigger and physics*. Geneva, CERN, 2009.
- [76] LAMPL, W., LAPLACE, S., LELAS, D., *et al.*, *Calorimeter Clustering Algorithms: Description and Performance*, Report ATL-LARG-PUB-2008-002. ATL-COM-LARG-2008-003, CERN, Geneva, Apr 2008.
- [77] “Portal Contendo as Análises Realizadas para o egCaloRinger”, <https://wsfreund.web.cern.ch/wsfreund/EgammaCaloRinger/>, acessado em Novembro de 2011.
- [78] “Informações para a Temporada 167776”, <http://atlas-runquery.cern.ch/query.py?q=find+run+167776++/+show+all+/+nodef#RESULTS>, acessado em Novembro de 2011.