

UNIVERSIDADE FEDERAL DE JUIZ DE FORA
FACULDADE DE ENGENHARIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

Dayane Oliveira Gonçalves

**Detecção Online Embarcada de Sinais Raros com Baixa Relação Sinal-Ruído
em Ambientes com Alta Taxa Eventos**

Juiz de Fora

2021

Dayane Oliveira Gonçalves

**Detecção Online Embarcada de Sinais Raros com Baixa Relação Sinal-Ruído
em Ambientes com Alta Taxa Eventos**

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da Universidade Federal de Juiz de Fora como requisito parcial à obtenção do título de Doutor em Engenharia Elétrica. Área de concentração: Sistemas Eletrônicos.

Orientador: Prof. Dr. Augusto Santiago Cerqueira

Coorientador: Prof. Dr. Luciano Manhães de Andrade Filho

Juiz de Fora

2021

Ficha catalográfica elaborada através do Modelo Latex do CDC da UFJF
com os dados fornecidos pelo(a) autor(a)

Oliveira Gonçalves, Dayane.

Deteção Online Embarcada de Sinais Raros com Baixa Relação Sinal-Ruído em Ambientes com Alta Taxa Eventos / Dayane Oliveira Gonçalves. – 2021.

159 f. : il.

Orientador: Augusto Santiago Cerqueira

Coorientador: Luciano Manhães de Andrade Filho

Tese (Doutorado) – Universidade Federal de Juiz de Fora, Faculdade de Engenharia. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica, 2021.

1.Fusão de informação. 2. Processamento digital de Sinais. 3. Calorimetria. 4. Filtragem *online*. 5. Física de partículas. I. Santiago Cerqueira, Augusto, orient. II. Manhães de Andrade Filho, Luciano, orient. III. Título.

Dayane Oliveira Gonçalves

Deteção Online Embarcada de Sinais Raros com Baixa Relação Sinal-Ruído em Ambientes com Alta Taxa Eventos

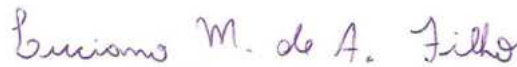
Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da Universidade Federal de Juiz de Fora como requisito parcial à obtenção do título de Doutor em Engenharia Elétrica. Área de concentração: Sistemas Eletrônicos.

Aprovada em 13 de outubro de 2021

BANCA EXAMINADORA



Prof. Dr. Augusto Santiago Cerqueira - Orientador
Universidade Federal de Juiz de Fora



Prof. Dr. Luciano Manhães de Andrade Filho -
Coorientador
Universidade Federal de Juiz de Fora



Prof. Dr. José Manoel de Seixas
Universidade Federal do Rio de Janeiro



Prof. Dr. Allan de Medeiros Martins
Universidade Federal do Rio Grande do Norte



Prof. Dr. Rafael Antunes Nóbrega
Universidade Federal de Juiz de Fora



Prof. Dr. Leandro Rodrigues Manso Silva
Universidade Federal de Juiz de Fora

À minha família

AGRADECIMENTOS

Mais uma etapa que se encerra e, com ela, a certeza de que não teria chegado até aqui sozinha. Agradeço a Deus por todas as oportunidades, aprendizados e pessoas que cruzaram meu caminho durante o doutorado.

Ao meu orientador Augusto, com quem tenho o privilégio de trabalhar desde a graduação. Meu eterno obrigada pela formação íntegra e de alto nível, pela confiança e amizade durante esta longa caminhada.

Ao Luciano pela coorientação, pelas brilhantes sugestões para este trabalho, por toda a generosidade e disponibilidade para produtivas discussões. Também não posso deixar de agradecer pela amizade e orientação em inúmeros momentos.

Ao Seixas, pela paciência, confiança e comprometimento com a educação. Muito obrigada pelo aprendizado e incentivo à pesquisa.

Aos três, pela oportunidade única de passar três anos no CERN. Essa experiência me transformou e transformou a minha vida em tantas maneiras que me faltam palavras para expressar.

Ao meu pai Sérgio, que sempre foi o meu maior incentivador. Muito obrigada pai, por me ensinar a ter coragem de ir atrás dos meus sonhos e estar sempre a postos para me ajudar. À minha mãe Eliete, pelo incentivo e apoio nas minhas escolhas. Sei que o caminho também não foi fácil para vocês. Obrigada!

Ao meu namorado Thiago, por ser este amor tranquilo com o qual tanto sonhei. Muito obrigada por todo apoio, incentivo, paciência, companheirismo e aprendizado mútuo ao longo desses anos. Com você o caminho é mais fácil e bonito. Te amo!

Aos meus sogros Sulanitt e João Carlos, por me acolherem tão bem na família. Muito obrigada por todos os almoços, pelas prazerosas conversas, pelo apoio, torcida e amor. Sem vocês essa trajetória teria sido muito mais difícil.

Aos meus amigos de longa data Laís, Karina, Natália e Igor, pela amizade sincera, companheirismo e todos os inúmeros momentos felizes que compartilhamos.

Aos colegas e amigos do Laptel, pelos momentos de descontração, companheirismo e troca de informações. Também agradeço àqueles com quem tive a oportunidade de conviver no CERN durante o período sanduíche e dividir experiências: Bernardo, Victor, Rafael, João, Guilherme e Alessa.

Aos meus amigos e companheiros em Genebra Flávia e Humphrey, obrigada pelos bons momentos compartilhados, pelos almoços e conversas. À Simona, Davide, Leo e Lhouna, muito obrigada por serem como família enquanto estive no CERN. Nunca vou esquecer as divertidas noites de jogos de tabuleiros e os deliciosos jantares tipicamente italianos.

Agradeço ao CNPq, CAPES e FAPEMIG pelo apoio financeiro ao trabalho. À UFJF, à colaboração ATLAS no CERN, em especial ao TileCal, por acreditar e apoiar este trabalho. Agradeço também ao Povo Brasileiro que indiretamente ou diretamente financiou este trabalho. Aos membros da banca examinadora, pela disponibilidade em avaliar este trabalho.

Por fim, obrigada a todos os meus professores e todos que contribuíram de alguma forma para o meu crescimento acadêmico e pessoal durante toda esta caminhada.

“Por vezes sentimos que aquilo que fazemos não é senão uma gota de água no mar. Mas o mar seria menor se lhe faltasse uma gota”.
(Madre Teresa de Calcutá)

RESUMO

O ATLAS é um dos principais experimentos do mais potente acelerador de partículas da atualidade, o LHC. Desde a sua concepção, este experimento fornece um grande potencial para o estudo de um vasto programa de física e já foi protagonista de notáveis descobertas na área, dignas de prêmio nobel, como a observação do bóson de Higgs. Atualmente, o LHC passa por um programa de atualização que tem como intuito prepará-lo para operar com uma quantidade maior de energia. Esta tese foi desenvolvida no contexto do programa de atualização do experimento ATLAS e apresenta propostas para aprimorar um dos grandes desafios do experimento: a detecção de sinais que, além de corrompidos por ruído, estão imersos em informação ordinária. Para obter alta eficiência na detecção de sinais de interesse, o experimento utiliza um sistema de filtragem *online*. Estudos que consideraram as atualizações do LHC demonstraram que a banda passante, disponível para o sistema de filtragem, seria excedida devido ao aumento do ruído de fundo. Como umas das alternativas para contornar este problema, incorporou-se a filtragem *online* do ATLAS um sistema, que baseia-se na fusão da informação da calorimetria e do detector de múons do experimento, a fim de aprimorar a rejeição de informações que não são de interesse para a física do LHC. Atualmente, este sistema utiliza um algoritmo baseado em uma aproximação da filtragem casada para detectar o sinal de interesse, imerso em ruído, proveniente da calorimetria do ATLAS. Embora este algoritmo opere de forma satisfatória, estudos demonstraram o resultado obtido não é ótimo. Dessa forma, este trabalho explora o estudo de algoritmos para aprimorar a eficiência da detecção do sinal de interesse, através do sistema de calorimetria do ATLAS. Como resultado, observa-se que é possível reduzir em até 20% o falso alarme obtido pelo algoritmo atualmente implementado, enquanto retêm-se 98% das classificações corretas do sistema de filtragem.

Palavras-chave: Fusão de informação. Processamento digital de Sinais. Calorimetria. Filtragem *online*. Física de partículas.

ABSTRACT

The ATLAS is one of the main experiments of the powerful particle accelerator ever built, the LHC. Since its conception, this experiment provides great potential for the study of a vast physics program and has already been protagonist of notable discoveries, worthy of a Nobel Prize, such as the observation of the Higgs boson. Currently, the LHC is undergoing an upgrade program that aims at preparing it to operate with a greater amount of energy. This thesis was developed in the ATLAS experiment update program context and presents proposals to improve one of the main challenges found in ATLAS: the detection of signals that, in addition to being corrupted by noise, are immersed in ordinary information. To achieve high efficiency in detecting signals of interest, the experiment employs an online filtering system. Studies that consider the LHC updates have shown that the available bandwidth, for the filtering system, would be exceeded due to an increase in the background noise. For the purpose of get around this problem, a system based on the information fusion from the ATLAS calorimetry system and the ATLAS muon detector was incorporated in the ATLAS online filtering system, in order to improve the rejection of information that is not of interest to LHC physics. This system uses an algorithm based on a matched filtering approach to detect the signal of interest immersed in noise. Although this algorithm provides good results, studies have shown that it can be improved. Thus, this work aims at studying algorithms to improve the system efficiency. As a result, it was achieved a reduction of 20% in the false alarm rate provided by the algorithm currently implemented in the system, while keeping 98% of the correct classification for the filtering system.

Keywords: Data fusion. Digital signal processing. Calorimetry. Online filtering. Particle physics.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1 – Partículas do Modelo Padrão	28
Figura 2 – Processo de Ionização	30
Figura 3 – Excitação atômica	31
Figura 4 – Radiação de Cherenkov e o cone formado no meio	32
Figura 5 – Processo de Bremsstrahlung	32
Figura 6 – Complexo de aceleradores do CERN	35
Figura 7 – LHC e seus principais experimentos	36
Figura 8 – ATLAS e seus principais experimentos e dimensões	37
Figura 9 – Sistema de coordenadas do ATLAS	38
Figura 10 – Corte transversal do ATLAS, mostrando os detectores e as interações de algumas partículas	39
Figura 11 – Arquitetura do sistema de Trigger do ATLAS	39
Figura 12 – Calorímetro Hadrônico de Telhas do ATLAS	41
Figura 13 – Segmentação de células de um módulo do TileCal para o barril longo e barril estendido	41
Figura 14 – Visão tridimensional de um módulo do TileCal	42
Figura 15 – Esquema de Leitura do TileCal	43
Figura 16 – Gaveta de um Módulo do TileCal	43
Figura 17 – Esquema de um bloco de PMT	44
Figura 18 – Tubo fotomultiplicador	45
Figura 19 – Diagrama da placa conformadora de onda	46
Figura 20 – Pulso de referência do TileCal	47
Figura 21 – Diagrama da placa Digitalizadora	48
Figura 22 – Espectrômetro de Múons e suas diferentes tecnologias de câmaras	50
Figura 23 – Disposição geométrica das câmaras do espectrômetro de múons	51
Figura 24 – Planejamento de operação do LHC	51
Figura 25 – Exemplos de duas partículas cruzando as camadas de trigger das câmaras do MS e as respectivas projeções do L1Muon	54
Figura 26 – Diagrama de bloco do primeiro nível de <i>trigger</i>	56
Figura 27 – Probabilidade de detecção de múons e falso-alarme, em relação ao patamar de energia, do sistema com fusão de informação para a região central do ATLAS	58
Figura 28 – Região do ATLAS compreendendo as câmaras de múons e as células do TileCal, utilizadas na fusão para a região central	59
Figura 29 – Geometria de coincidência em η entre o TileCal e o espectrômetro de múons na região das tampas do experimento	61

Figura 30 – Distribuições de candidatos a múons selecionados pelo L1Muon e o NSW (em branco), de candidatos a múons selecionados pelo L1Muon, NSW e o TileCal (em amarelo) e de múons offline com $p_T > 20$ GeV	62
Figura 31 – Eficiência de detecção de muon e redução das taxas de falsos <i>triggers</i> em função de um patamar	63
Figura 32 – Razão sinal-ruído para as células D1 e D2 do barril do TileCal	63
Figura 33 – Razão sinal-ruído para as células D5 e D6 através do canal analógico dedicado a múon (em vermelho) e através da leitura padrão do TileCal (em preto)	64
Figura 34 – Ruído para as células D5 e D6 em função de $\langle \mu \rangle$	65
Figura 35 – Linha do tempo do projeto TileMuon	67
Figura 36 – Arquitetura do Sistema TileMuon	68
Figura 37 – Mapa da USA15	69
Figura 38 – Arquitetura do Sistema TileMuon no barril longo do TileCal.	70
Figura 39 – Diagrama de blocos do design da TMDB.	71
Figura 40 – Diagrama em blocos dos circuitos digitais sintetizados no Core FPGA	74
Figura 41 – Diagrama em blocos da unidade de processamento de módulo (MPU)	75
Figura 42 – Diagrama em blocos do filtro casado implementado como um filtro FIR transposto	76
Figura 43 – Distribuição do ruído de canais do módulo EBA02 instalados no ATLAS	79
Figura 44 – Matrizes de correlação das amostras do ruído para módulo EBA02 do Tile-cal	80
Figura 45 – Correlação cruzada do ruído entre (a) todos dos canais do lado A (b) Canais de um módulo TMDB do lado A (c) Todos os canais do lado C (d) Canais de um módulo TMDB para o lado C.	81
Figura 46 – Mapa de ruído de todos os canais do TileCal instrumentados pelos módulos TMDB instalados no ATLAS	82
Figura 47 – Conjunto de pulsos para cálculo do pulso médio de 2 canais do módulo EBA02 e seus respectivos pulsos médios.	83
Figura 48 – Pulso médio normalizado para dois canais do módulo EBA45 do TileCal em diferentes <i>runs</i> de física	84
Figura 49 – Calibração em energia da saída do filtro casado para o módulo EBC03, canal D5L.	84
Figura 50 – Eficiência da detecção global de múons e o falso alarme (fake reduction) em função do patamar	85
Figura 51 – Histogramas da taxa de trigger em relação $ \eta $ a para o múons com $p_T > 20$ GeV	86
Figura 52 – Distribuição de múons com p_T acima de 20 GeV no primeiro nível de trigger em função η	87

Figura 53 – Distribuição de múons com p_T acima de 20 GeV no primeiro nível de trigger em função η	88
Figura 54 – Eficiência na seleção de múons verdadeiros antes (em azul) e depois (em vermelho) da implementação do TileMuon no primeiro nível de trigger	89
Figura 55 – Taxa de informação do primeiro nível de trigger de múons com p_T acima de 20 GeV em função da luminosidade instantânea	90
Figura 56 – Diagrama de blocos do filtro casado estocástico	94
Figura 57 – Diagrama de blocos das etapas da implementação do filtro casado estocástico	96
Figura 58 – Diagrama de blocos da detecção de sinais usando o filtro casado estocástico	97
Figura 59 – Diagrama de blocos da estimação da amplitude dos sinais usando o filtro casado estocástico	97
Figura 60 – Diagrama de blocos das etapas da implementação do <i>denoising</i>	102
Figura 61 – Diagrama de blocos do cálculo das energias das células D5 e D6 através do <i>denoising</i>	103
Figura 62 – Diagrama de blocos do <i>least square</i>	106
Figura 63 – Distribuição dos pesos obtidos pelo FCD-LS para todos os 128 módulos do TMDB	109
Figura 64 – Distribuição dos pesos obtidos pelo FCD-Deno para todos os módulos	110
Figura 65 – Distribuição dos pesos obtidos pelo FCE-LS para todos os módulos	110
Figura 66 – Distribuição dos pesos obtidos pelo FCE-Deno para todos os módulos	111
Figura 67 – Diagrama de blocos da combinação das técnicas propostas para estimar energia de múons do módulo no TMDB	112
Figura 68 – Organograma dos da sequência de resultados de estimação que serão apresentados	113
Figura 69 – Pesos da soma ponderada adquiridos pelo LS e Deno para o EBA 18	114
Figura 70 – Pesos da soma ponderada adquiridos pelo LS e Deno para o EBA 41	115
Figura 71 – Pesos da soma ponderada adquiridos pelo LS e Deno para o módulo EBC 17	116
Figura 72 – Pesos da soma ponderada adquiridos pelo LS e Deno para o EBC 28	117
Figura 73 – Histograma da energia estimada para o módulo EBA 18	118
Figura 74 – Histograma da energia estimada para o módulo EBA 41	118
Figura 75 – Histograma da energia estimada para o módulo EBC 17	119
Figura 76 – Histograma da energia estimada para o módulo EBC 28	119
Figura 77 – Correlação entre a energia estimada pelo TileCal e a estimada pela TMDB para o módulo EBA 18	120
Figura 78 – Correlação entre a energia estimada pelo TileCal e a estimada pela TMDB para o módulo EBA 41	121

Figura 79 – Correlação entre a energia estimada pelo TileCal e a estimada pela TMDB para o módulo EBC 17	122
Figura 80 – Correlação entre a energia estimada pelo TileCal e a estimada pela TMDB para o módulo EBC 28.	123
Figura 81 – Histograma da diferença entre a energia estimada pelo TileCal e a energia estimada pela TMDB para o módulo EBA 18	125
Figura 82 – Histograma da diferença entre a energia estimada pelo TileCal e a energia estimada pela TMDB para o módulo EBA 41	126
Figura 83 – Histograma da diferença entre a energia estimada pelo TileCal e a energia estimada pela TMDB para o módulo EBC 17	128
Figura 84 – Histograma da diferença entre a energia estimada pelo TileCal e a energia estimada pela TMDB para o módulo EBC 28	129
Figura 85 – Curva ROC para os métodos avaliados	133
Figura 86 – Curva ROC para os métodos avaliados	134
Figura 87 – Curva ROC Global para os métodos avaliados	137
Figura 88 – Curva ROC Global para Melhor Ponderação de Pesos por Módulo . . .	138
Figura 89 – Diagrama de blocos da estimação da energia de um módulo no Barril Longo	140
Figura 90 – Curva ROC para os métodos avaliados para o LB	142
Figura 91 – Curva ROC Global para os métodos avaliados	144

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Informação dos dados de colisão utilizados	108
Tabela 2 – Parâmetros da regressão linear e SEE para EBA 18	121
Tabela 3 – Parâmetros da regressão linear e SEE para EBA 41	122
Tabela 4 – Parâmetros da regressão linear e SEE para EBC17	123
Tabela 5 – Parâmetros da regressão linear e SEE para EBC 28	124
Tabela 6 – Parâmetros da Diferença na Estimção para EBA 18	125
Tabela 7 – Parâmetros da Diferença na Estimção para EBA 41	127
Tabela 8 – Parâmetros da Diferença na Estimção para EBC17	128
Tabela 9 – Parâmetros da Diferença na Estimção para EBC28	130
Tabela 10 – Resultado da divergência de Kullback-Leiber para EBA 18	130
Tabela 11 – Resultado da divergência de Kullback-Leiber para EBA 41	130
Tabela 12 – Resultado da divergência de Kullback-Leiber para EBC 17	131
Tabela 13 – Resultado da divergência de Kullback-Leiber para EBC 28	131
Tabela 14 – Parâmetros da curva ROC para EBA 18	135
Tabela 15 – Parâmetros da curva ROC para EBA 41	135
Tabela 16 – Parâmetros da curva ROC para EBC 17	135
Tabela 17 – Parâmetros da curva ROC para EBC 28	136
Tabela 18 – Parâmetros da curva ROC Global	137
Tabela 19 – Parâmetros da curva ROC Global para Melhor Ponderação de Pesos por Módulo	138
Tabela 20 – Relação da Quantidade de módulos para cada abordagem de Ponderação - Filtro Casado Determinístico	139
Tabela 21 – Parâmetros da curva ROC para LBA 4	143
Tabela 22 – Parâmetros da curva ROC para LBC 5	143
Tabela 23 – Parâmetros da curva ROC Global	144

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

ALICE	A Large Ion Collider Experiment
ATLAS	A Toroidal LHC Apparatus
AUC	Area Under the Curve
BAC	Backing Calorimeter
CERN	European Organization for Nuclear Research
CIS	Sistema de injeção de carga
CMS	Compact Muon Solenoid
CSC	Cathode Strip Chamber
CS	Sistema de césio
CTP	Central Trigger Processor
DAQ	Data Acquisition
DCS	Detector Control System
FA	Falso Alarme
FCD	Filtro Casado Determinístico
FCE	Filtro Casado Estocástico
FPGA	Field Programmable Gate Array
HERA	Hadron Elektron Ring Anlage
HLT	High Level Trigger
LHC	Large Hadron Collider
LHCb	Large Hadron Collider beauty
LS	Long Shutdown
MDT	Monitored Drift Tubes
MP	Modelo Padrão
MS	Muon Spectrometer
MUCTPI	Muon-to-CentralTrigger-Processor Interface
MVU	Minimum Variance Unbiased
NSW	New Small Wheel)
OF	Optimal Filter
PCA	Principal Component Analysis
PD	Probabilidade de Detecção
PMT	Photomultiplier Tube
PT	Momento Transverso
QCD	Teoria da Cromodinâmica Quântica
ROC	Receiver Operating Characteristic
ROD	Red Out Driver
ROI	Região de Interesse
RPC	Resistive Plate Chambers
SEE	Standard Error of Estimation
SI	Sistema Internacional de Medida
SLAC	Stanford Linear Accelerator Center

SNR	Signal Noise Rate
SP	Soma Produto
TGC	Thin-Gap Chambers
TileCal	Tile Calorimeter
TMDB	TileMuon Digitizer Board
TTC	Trigger Timing Control
USA15	Região da caverna do ATLAS onde ficam os equipamentos e o resto da instrumentação do experimento

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	19
1.1	CONTEXTUALIZAÇÃO	19
1.2	O AMBIENTE DE DESENVOLVIMENTO	21
1.3	MOTIVAÇÃO E OBJETIVO	22
1.4	O QUE FOI FEITO	24
1.5	ORGANIZAÇÃO DO TEXTO	24
2	FÍSICA DE ALTAS ENERGIAS E O EXPERIMENTO LHC	26
2.1	FÍSICA DE PARTÍCULAS ELEMENTARES	26
2.1.1	Férmions	27
2.1.2	Bósons	28
2.1.3	As Interações Fundamentais	28
2.2	INTERAÇÃO DAS PARTÍCULAS COM A MATÉRIA	29
2.2.1	Ionização	30
2.2.2	Excitação ou Cintilação	30
2.2.3	Radiação de Cherenkov	31
2.2.4	Bremsstrahlung	31
2.3	OS ACELERADORES DE PARTÍCULAS	31
2.4	O CERN E O ACELERADOR DE PARTÍCULAS LHC	34
2.5	O EXPERIMENTO ATLAS	36
2.5.1	Sistema de Filtragem Online e Aquisição de Dados	38
2.6	O CALORÍMETRO HADRÔNICO DE TELHAS	40
2.6.1	Eletrônica de Leitura do TileCal	41
2.6.1.1	Fotomultiplicador - PMT	44
2.6.1.2	Placa Conformadora de Onda	45
2.6.1.3	Placas Digitalizadoras	45
2.6.2	ROD	46
2.6.3	Interface de <i>trigger</i>	47
2.6.4	Sistemas de Calibração do TileCal	48
2.7	O ESPECTRÔMETRO DE MÚONS	49
2.8	O PLANO DE ATUALIZAÇÃO DO LHC	50
3	TRIGGER DE MÚONS ASSISTIDO PELO TILECAL	52
3.1	DETECÇÃO DE MÚONS	52
3.2	DETECÇÃO DE MÚONS NO ATLAS	53
3.3	FUSÃO DE INFORMAÇÃO PARA A REDUÇÃO DE FALSOS ALARMES NA REGIÃO CENTRAL	56
3.4	FUSÃO DE INFORMAÇÃO PARA A REDUÇÃO DE FALSOS ALARMES NA REGIÃO DAS TAMPAS (TILEMUON)	59

3.5	FUSÃO DE INFORMAÇÃO PARA A REDUÇÃO DE FALSOS ALARMES CONSIDERANDO A FASE 2 DE ATUALIZAÇÃO	62
3.6	O SISTEMA DE DIGITALIZAÇÃO E PROCESSAMENTO DE LEITURA ANALÓGICA DEDICADA A MÚONS	66
3.6.1	Interface entre o TileCal e as câmaras TGC	67
3.6.2	TileMuon Digitizer Board	69
3.6.3	Circuitos digitais sintetizados na FPGA Principal	72
3.6.4	Filtragem para a maximização da razão sinal-ruído	73
3.6.5	Desenvolvimento e Fabricação do módulo TMDB	76
4	RESULTADOS DE COMISSIONAMENTO E OPERAÇÃO DO TI- LEMUON	78
4.1	COMISSIONAMENTO	78
4.1.1	Características do Ruído	78
4.1.2	Características do Pulso	81
4.1.3	Eficiência do Sistema TileMuon	83
4.2	OPERAÇÃO	85
5	MÉTODOS PROPOSTOS	91
5.1	PROPOSTA PARA ESTIMAÇÃO DE ENERGIA NOS CANAIS DO TMDB	91
5.1.1	Filtro Casado Estocástico	91
5.2	PROPOSTA PARA A PONDERAÇÃO DE ENERGIA DOS CANAIS DE LEITURA DOS MÓDULOS TMDB	96
5.2.1	Técnica de <i>Denoising</i>	98
5.2.2	Least Square	101
6	RESULTADOS	107
6.1	DADOS UTILIZADOS	107
6.1.1	Dados de Colisão	107
6.2	DISTRIBUIÇÃO DOS PESOS DENOISING E LEAST SQUARE	108
6.3	RESULTADOS DE ESTIMAÇÃO	111
6.3.1	Ponderação dos Canais	113
6.3.2	Histograma da Energia Estimada	117
6.3.3	Gráfico de Dispersão e Regressão Linear	119
6.3.4	Diferença na Estimação	124
6.3.5	Kullback-Leiber	130
6.4	RESULTADOS DE DETECÇÃO	131
6.5	RESULTADOS DE MÚONS NO BARRIL LONGO	139
7	CONCLUSÕES	145
7.1	TRABALHOS FUTUROS E DESDOBRAMENTOS	147
	REFERÊNCIAS	149
	APÊNDICE A – Projeto de <i>authorship</i> do ATLAS	157

APÊNDICE B – Publicações	158
------------------------------------	-----

1 INTRODUÇÃO

As áreas de instrumentação eletrônica e processamento digital de sinais possuem um papel fundamental para o desenvolvimento tecnológico. Os grandes avanços na automação industrial e residencial, o advento das redes elétricas inteligentes, o crescente aumento da eletrônica embarcada em veículos automotores e os avanços da engenharia biomédica, são alguns exemplos.

O desenvolvimento de processadores e memórias com maiores capacidade de armazenamento e processamento de dados, aliado a evolução da tecnologia de sensores, são alguns dos fatores que impulsionaram o desenvolvimento tecnológico atual. Como resultado, os sistemas eletrônicos vêm se tornando cada vez mais complexos, com múltiplos sensores atuando em altas taxas em pequenos intervalos de tempo e, conseqüentemente, com uma grande quantidade de dados a serem processados. Tal cenário demanda técnicas cada vez mais avançadas de instrumentação eletrônica e processamento de sinais para adquirir e processar esses dados. Os avanços no campo de processamento digital de sinais, dessa forma, resultam de uma forte sinergia entre complexas arquiteturas de *hardware*, o desenvolvimento teórico de novos algoritmos, além das necessidades da aplicação, impostas, em muitos casos, por requisitos altamente específicos.

Avançados métodos de instrumentação são amplamente utilizados em física de partículas, área extremamente desafiadora, tanto para instrumentação quanto para o processamento digital de sinais, por envolver o processamento e a aquisição de milhares de sinais a taxas extremamente altas. Grandes experimentos de física, como os aceleradores de partículas, necessitam de um processamento de dados *online*, otimização da aquisição de dados para vários canais e técnicas de compressão e filtragem de sinais para operar de forma eficiente, introduzindo uma dificuldade adicional para a instrumentação eletrônica.

1.1 CONTEXTUALIZAÇÃO

Os aceleradores de partículas são instrumentos amplamente utilizados em diversos experimentos modernos de física de altas energias. Esses equipamentos são desenvolvidos para acelerar e colidir feixes de partículas em altíssima velocidade. Quando um feixe colide com outro, as partículas se estilhaçam em unidades ainda menores. O resultado da colisão é reconstruído computacionalmente através das informações de sensores especializados em medir certas grandezas físicas das partículas, à medida que as mesmas entram em contato com os transdutores de um experimento detector de partículas.

Os experimentos desenvolvidos para detectar as partículas resultantes da colisão, em muitos casos, são compostos por diversos sub-detectores responsáveis por medir uma propriedade específica da partícula incidente. Entre as propriedades, destaca-se a informação da energia da partícula, que pode ser obtida por meio de um sistema de

calorimetria.

Os calorímetros que compõem o sistema de calorimetria podem ser classificados como homogêneos ou por amostragem. Em um calorímetro homogêneo, todo o volume do detector é preenchido por um material de alta densidade que serve simultaneamente como absorvedor e como meio ativo. Já os calorímetros por amostragem, são constituídos por uma sobreposição do material utilizado como meio ativo e do material utilizado para absorver a energia da partícula. Além disso, os calorímetros são normalmente segmentados para que possam fornecer uma boa resolução espacial ao detector.

A alta segmentação dos calorímetros, aliada a raridade dos eventos de interesse para física (em muitos casos, são necessárias milhares de colisões até se obter um evento de interesse), resulta em uma grande quantidade de informações gerada durante as colisões. Como uma grande parte destas informações não são relevantes para a física, em muitos experimentos, um sistema de seleção de eventos *online* é utilizado para selecionar as informações de interesse.

Diversos sistemas de seleção de eventos *online* (também conhecido como sistemas de *trigger*) realizam a seleção dos eventos em etapas sequenciais de processamento. Dessa forma, os eventos não relevantes são descartados gradualmente a cada etapa. As primeiras etapas de processamento (ou primeiro nível de seleção de eventos), geralmente, recebem uma alta taxa de eventos e precisam operar com baixa latência. Para atender tais requisitos, comumente, este nível de seleção *online* é implementado em *hardware*. Já os níveis subsequentes, conhecidos como sistemas de seleção de alto nível (ou *high-level triggers*), são desenvolvidos para operar utilizando *software* pois, apesar de receberem as informações já selecionadas pelo primeiro nível, este nível utiliza dados de todos os sub-detectores do experimento para decidir a relevância do evento físico em questão e quais eventos devem ser armazenados para futuras análises.

Os calorímetros têm uma participação fundamental em todos os níveis de seleção do experimento, pois o perfil da deposição de energia é utilizado no processo de reconstrução e identificação das partículas primárias. O processo de reconstrução de uma partícula consiste em reproduzir, através dos dados gerados pelo detector, as interações físicas que nele ocorreram. Dessa forma, a reconstrução de energia está associada com a estimação da energia depositada no calorímetro.

A reconstrução *online*, tipicamente, tem início na eletrônica de leitura do calorímetro. Uma partícula advinda de uma colisão interage com o material do calorímetro e sensibiliza uma de suas células, que converte a grandeza física em um sinal elétrico. Esse sinal é condicionado e amplificado, de modo que a sua amplitude seja proporcional a energia depositada na célula. Em seguida, o sinal é digitalizado e, neste ponto da cadeia de instrumentação, da-se início a reconstrução *online* de energia. A estimação e detecção devem ser realizadas de maneira rápida e sem interrupções (conhecida na literatura como

free-running) no primeiro nível de seleção de eventos *online*. Para atender essa demanda, os experimentos de física comumente utilizam filtros de Resposta ao Impulso Finita (do inglês, *Finite Impulse Response*) (FIR), seguidos por circuito detector de picos, para estimar a energia das partículas. Os filtros FIR são projetados de forma que, no instante de tempo discreto em que as amostras de um pulso digitalizado se encontram corretamente alinhadas na cadeia de registradores do filtro, na sua saída é produzida uma estimação da amplitude do pulso baseado em algum critério de otimização. Diversas técnicas de otimização, tais como modelos baseados em filtros casados, estimador de mínima variância (filtros ótimos ou OF, do inglês *Optimal Filter*) e filtros de autocorrelação, vêm sendo empregadas de forma bem sucedida, para este propósito, em modernos calorímetros. No entanto, muitas vezes, tais modelos se baseiam em aproximações estatísticas e, por conta disso, não fornecem um resultado ótimo para o sistema.

1.2 O AMBIENTE DE DESENVOLVIMENTO

Este trabalho foi desenvolvido para o primeiro nível de seleção de eventos *online* do experimento ATLAS, que é um dos principais experimentos do Grande Colisor de Hádrons, (do inglês, *Large Hardron Collider*) (LHC), localizado no Conselho Europeu para Pesquisa Nuclear (do francês, *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*) (CERN), em Genebra, na Suíça.

O LHC é considerado o maior e mais energético acelerador de partículas já construído e foi responsável pela descoberta do Bóson de Higgs em 2012, uma partícula cuja a existência foi prevista pelo mecanismo de Higgs para explicar como as partículas ganham massa.

No LHC, pacotes de prótons são acelerados em sentidos opostos à uma velocidade próxima a da luz, colidindo em pontos específicos do acelerador a uma alta taxa de 25 ns. Nesses pontos, encontram-se experimentos responsáveis por coletar e processar as informações provenientes das colisões. Dentre os quatro principais experimentos do acelerador, encontra-se o ATLAS, uma máquina de propósito geral otimizada para detectar o maior número possível de eventos físicos que ocorrem no LHC.

O ATLAS trabalha a uma taxa de 40 MHz, resultando em 60 TB de dados gerados por segundo no experimento (1,5 MB de dados gerados por colisão). Por conta disso, o armazenamento e processamento de todos dados gerados no ATLAS é inviável e um sistema de filtragem *online* é necessário para reduzir o fluxo de dados, através da aceitação da informação de interesse e da rejeição daquela que é irrelevante. O sistema de filtragem do ATLAS é composto por dois níveis, reduzindo de 40 MHz para 1 kHz a quantidade de eventos salvos na base de dados do experimento. Dentre os desafios presentes na filtragem *online* do experimento, encontra-se os eventos que não são de interesse, mas que possuem comportamentos semelhantes aos objetos de estudo, gerando assim um falso-alarme e

prejudicando o desempenho do sistema. Estes eventos podem ser gerados pela interação de partículas com a estrutura do experimento ou pelas próprias colisões, a partir de decaimentos de partículas em outras, falseando as assinaturas de interesse.

Em busca de novos processos físicos, o LHC se encontra, atualmente, em fase de atualização (*upgrade*) a fim de aumentar o número de interação por colisão e as taxas de eventos de interesse armazenados, proporcionando mais informações e estatísticas para as análises da física de interesse. Em consequência, algumas mudanças na instrumentação, implementadas durante três paradas técnicas, estão previstas para adequar os experimentos do acelerador a este aumento. O foco deste trabalho se concentra em uma atualização incorporada ao primeiro nível de filtragem *online* do ATLAS durante a segunda fase do programa de atualização do experimento, o sistema TileMuon.

1.3 MOTIVAÇÃO E OBJETIVO

O experimento ATLAS foi desenvolvido com o propósito de estudar um extenso programa de física, incluindo a medição de evidências experimentais, como as que levaram a confirmação do bóson de Higgs, e a física além do modelo padrão. Em tais experimentos, a estatística associada à medida tem um papel crucial para a busca e confirmação dos eventos físicos de interesse. O bóson de Higgs, por exemplo, se manifesta através de diversos decaimentos. Dessa forma, o estudo sobre a sua natureza com mais estatística e maiores valores de energia é de grande importância para o programa de física do ATLAS. Além disso, o aumento da estatística e da energia das colisões permite a melhoria das medições de diversos processos físicos do modelo padrão e do aperfeiçoamento de diversas teorias físicas além do modelo padrão. Visando aumentar a luminosidade fornecida aos experimentos em seu entorno, o LHC se encontra atualmente na segunda fase (fase 1) de três fases de atualizações, gerando assim mais informações provenientes das colisões. No entanto, esse aumento de luminosidade também aumenta a produção do ruído de fundo no experimento. É essencial que o ATLAS seja capaz de operar, neste novo ambiente, com a mesma, ou até melhor, eficiência obtida para luminosidades inferiores. Dessa forma, o experimento precisa passar por atualizações, incluindo seu sistema de filtragem, para manter uma elevada eficiência de detecção dos processos físicos de interesse imersos em uma grande quantidade de informação. Este cenário é muito desafiador no que diz respeito a ocupação da banda passante, disponível para o sistema de filtragem *online*, com informação de interesse.

O sistema de seleção *online* de múons integra o sistema de filtragem do ATLAS e desempenha um papel muito importante para a confirmação do bóson de Higgs, uma vez que as partículas de múons fazem parte de decaimentos de diferentes canais de produção deste bóson. A largura de banda atualmente alocada para o primeiro nível de seleção *online* de múons (L1Muon) no ATLAS é de 25 kHz. Considerando a operação do experimento

em 2011 - 2012, foi estimado que, caso nenhuma atualização fosse realizada no referido sistema de seleção *online*, a taxa de múons chegaria a mais de 50 kHz para a luminosidade que espera-se atingir após a segunda fase de atualização. Grande parte desta taxa é, na realidade, provocada por ruído de fundo gerado pela interação de partículas, provenientes da eletrônica de blindagem feixe do LHC, com o sistema do ATLAS responsável pela detecção de múons, o Espectrômetro de Múons (MS). Esse ruído de fundo pode ser evitado ao utilizar a informação de um calorímetro do ATLAS, o Calorímetro Hadrônico de Telhas (TileCal), em coincidência com o Espectrômetro de Múons, liberando assim espaço na banda de passagem de aquisição do experimento. Com a finalidade de verificar a coincidência da informação entre estes dois sistemas, um novo sistema foi desenvolvido e incorporado no primeiro nível de filtragem *online* do ATLAS, o TileMuon.

Um módulo eletrônico, denominado *Tile Muon Digitizer Board* (TMDB), foi desenvolvido para adquirir, processar e enviar a informação das partículas de múons que interagem com o TileCal. Este módulo eletrônico foi desenvolvido inteiramente no Brasil, através da colaboração entre diversos alunos e professores, e configura uma das contribuições mais significativas feitas pelo país ao ATLAS atualmente. O sistema TileMuon passou por uma etapa de comissionamento, com a duração de dois anos, onde ajustes foram realizados para garantir a eficiência de sua operação. O sistema começou a operar no ATLAS em 2018 e, atualmente, desempenha um papel fundamental para a redução da ocupação da banda passante alocada para o L1Muon. A importância do desenvolvimento e incorporação do módulo TMDB ao experimento é amplamente reconhecida pela comunidade científica do TileCal que, além de outras contribuições, financiou a subsistência de diversos brasileiros em Genebra - Suíça para que o projeto fosse bem sucedido. Este complexo sistema também foi tema de diversos trabalhos acadêmicos e contribuiu para a internacionalização da produção científica brasileira.

Para estimar a energia das partículas de múons nos módulos TMDB utiliza-se uma técnica de otimização fundamentada na teoria do filtro casado. Esta técnica se baseia em algumas aproximações que não incorpora toda estatística do sinal em questão e, por conta disso, não fornece um resultado ótimo para o sistema. Apesar disso, o TileMuon operou dentro dos requisitos esperados durante a tomada de dados de 2018 do LHC. No entanto, espera-se um aumento da luminosidade para a segunda tomada de dados da fase 1 de atualizações do experimento, que terá início em 2022. Como mencionado anteriormente, o aumento da luminosidade também aumenta a produção do ruído de fundo no experimento. Dessa forma, para que o sistema TileMuon seja capaz de operar, na próxima tomada de dados, com a mesma, ou até melhor, eficiência obtida até então, é importante a busca de técnicas mais acuradas de estimação de energia e detecção de sinais. Estes são os pontos principais de motivação desta tese, que tem como principal objetivo o desenvolvimento de métodos de detecção e estimação de parâmetros para complexos ambientes de instrumentação eletrônica, com milhares de canais e fusão de informações de

diferentes sensores em ambientes com alta taxa de eventos e grande quantidade de ruído de fundo, como é o caso o sistema TileMuon.

1.4 O QUE FOI FEITO

Diversas contribuições ao projeto, durante as fases de comissionamento e operação, foram realizadas durante o desenvolvimento da presente tese. Durante a fase de comissionamento, a presente autora esteve envolvida no desenvolvimento e implementação dos algoritmos de reconstrução de sinais e na elaboração dos resultados da eficiência do sistema durante esta etapa. A elaboração e exposição dos resultados de eficiência foram de suma importância para que o sistema TileMuon fosse integrado ao experimento, uma vez que os mesmos demonstraram que, de fato, o sistema reduz a ocupação da banda passante do primeiro nível de filtragem *online*, sem deteriorar significativamente a eficiência na detecção de múons de interesse no experimento. A autora também contribuiu significativamente para a fase de operação do sistema, que ocorreu em 2018, ao prover todo o suporte técnico para os módulos TMDB, garantindo que eles operassem conforme o esperado. Apesar das contribuições citadas, o foco desta tese foi mantido na busca do aprimoramento da eficiência de detecção de sinais através de métodos de detecção e estimação de parâmetros ainda inexplorados no sistema. A busca por este aprimoramento é fundamental para que o sistema TileMuon opere, na próxima tomada de dados, com a mesma, ou até melhor, eficiência obtida até então.

Desta forma, esta tese explora uma abordagem linear estocástica para estimar a energia nos módulos TMDB e duas técnicas lineares para combinar a energia dos canais de um módulo do TileCal. A vantagem das abordagens lineares é que elas fornecem soluções simples para algumas limitações práticas impostas pelo sistema como, por exemplo, a capacidade do hardware utilizado no TMDB e a estimação *offline* dos parâmetros necessários para cálculo dos coeficientes, através das tomadas de dados do LHC. Um estudo da eficiência de detecção de múon, considerando duas abordagens para estimar energia, em uma outra região do TileCal, denominada Barril Longo, também foi realizado. Estes estudos são relevantes para entender os benefícios de utilizar as informações do Barril Longo do TileCal para auxiliar o sistema de seleção *online* de múons do ATLAS.

1.5 ORGANIZAÇÃO DO TEXTO

No Capítulo 2, será apresentado uma breve introdução dos aspectos teóricos da Física de Partículas, bem como a descrição do Modelo Padrão de interação entre as partículas elementares. O CERN, LHC e os calorímetros do ATLAS serão descritos, além do detalhamento dos requisitos do primeiro nível de seleção de eventos do ATLAS. O Capítulo 3 será dedicado à revisão da técnica do sistema de fusão de informação implementado no ATLAS, o TileMuon, através da descrição da interface entre a calorimetria

e o Espectrômetro de Múons, além do módulo eletrônico TMDB. No Capítulo 4, os resultados obtidos durante o comissionamento do módulo TMDB e a eficiência do sistema TileMuon durante a fase de operação serão discutidos. No Capítulo 5, são apresentados os métodos propostos neste trabalho para estimar a energia nos módulos TMDB. No Capítulo 6, os resultados relacionados as técnicas propostas são apresentados e comparados com as técnicas de referência para estimação de energia *online*. Finalmente, no Capítulo 7, serão apresentadas as discussões sobre o trabalho realizado, considerações finais e vertentes para o desenvolvimento de trabalhos futuros.

2 FÍSICA DE ALTAS ENERGIAS E O EXPERIMENTO LHC

Conhecida como a "Grande Ciência", a Física Experimental de Altas Energias desempenha um papel ímpar na evolução da ciência mundial. Com o objetivo de buscar respostas sobre a origem do universo, seus experimentos envolvem complexos aparatos eletrônicos e uma colaboração de centenas ou milhares de cientistas de diversas áreas e nacionalidades. Os experimentos são construídos em décadas e toma-se mais outra para coletar e analisar seus resultados. Geralmente esses experimentos são realizados para possibilitar a observação de mecanismos ou processos previstos pelo campo teórico da Física de Partículas Elementares.

Neste Capítulo, será apresentada uma breve introdução dos aspectos teóricos da Física de Partículas, bem como a descrição do Modelo Padrão de interação entre as partículas elementares, necessários para a compreensão deste trabalho. O CERN e seu acelerador mais importante na atualidade, o LHC, será descrito. Seguido por uma explicação detalhada do maior experimento do LHC, a ATLAS e seus sub-detectores. Uma particular ênfase será dada ao TileCal e ao Espectrômetro de Múons, que são o ambiente de desenvolvimento desta tese.

2.1 FÍSICA DE PARTÍCULAS ELEMENTARES

O estudo de Física de Partículas tem como principal objetivo a compreensão das partículas básicas que constituem o universo. A noção de partículas elementares surgiu na Grécia antiga quando o filósofo grego Demócrito, um dos pioneiros nos estudos de física de partículas, introduziu o conceito de que toda a matéria poderia ser dividida até chegar à sua parte mais fundamental e indivisível, por volta de 430 a.c (BRITANNICA, 2020).

As ideias de Demócrito só foram retomadas no século XIX, quando o químico John Dalton, elaborou a teoria atômica (HARTLEY, 1967; MELZER; AIRES, 2015). Durante muitos anos, os prótons, nêutrons e elétrons foram tidos como as únicas partículas elementares existentes no universo. Essa concepção começou a mudar em 1933, quando a criação de um novo método para detectar partículas, baseado no processo de emulsões fotográficas, possibilitou a descoberta de novas partículas elementares. Uma das primeiras descobertas utilizando este processo foi o múon e , um pouco mais tarde, após a evolução do método, foi descoberto o pión.

Entre 1932 e 1947, uma série de novas partículas elementares foram descobertas. Entre elas, o neutrino, proposta pelo físico italiano Enrico Fermi, em 1933. Embora a sua existência ter sido confirmada somente vinte anos após a sua proposição teórica, a descoberta do neutrino foi importante para explicar o espectro em uma faixa contínua de energia da radiação beta, fenômeno que parecia contradizer leis bem estabelecidas da física, como a lei da conservação da energia. Os estudos na área de física de partículas

avançaram ao longo das décadas de 1930 e 1940. Em 1947, esse campo de estudo já contava com um conjunto composto por 14 partículas elementares, identificadas teórica ou experimentalmente.

O crescente interesse pela área de física de partículas nas décadas que sucederam a descoberta do modelo atômico resultou no desenvolvimento do Modelo Padrão de interação entre partículas elementares (MP) (MARTIN, 2006; COTTINGHAM; GREENWOOD, 2007), uma teoria física que descreve não só as partículas elementares, como também as forças que governam suas interações.

Em Física de Partículas normalmente utiliza-se as unidades de medidas MeV, GeV ou TeV para massa ou energia, onde 1eV (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 unidade 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. Além disso, utiliza-se fm para distância (equivalente a 10^{-15} m) e, para área, a unidade barn, definida por $1b = 10^{28} \text{ m}^2$, utilizada em termos de mb ou fb (MARTIN, 2006).

Desenvolvida entre 1970 e 1973, a teoria do Modelo Padrão mostrou-se bem sucedida na descrição dos fenômenos de interação com alto grau de precisão, além de fornecer restrições para propriedades de novas partículas que somente após décadas seriam descobertas, como o caso do bóson Higgs (ATLAS COLLABORATION, 2012b; CMS COLLABORATION, 2012). As partículas que compõem o Modelo Padrão podem ser vistas na Figura 1. No MP as partículas fundamentais são divididas em dois tipos: os bósons e os férmions.

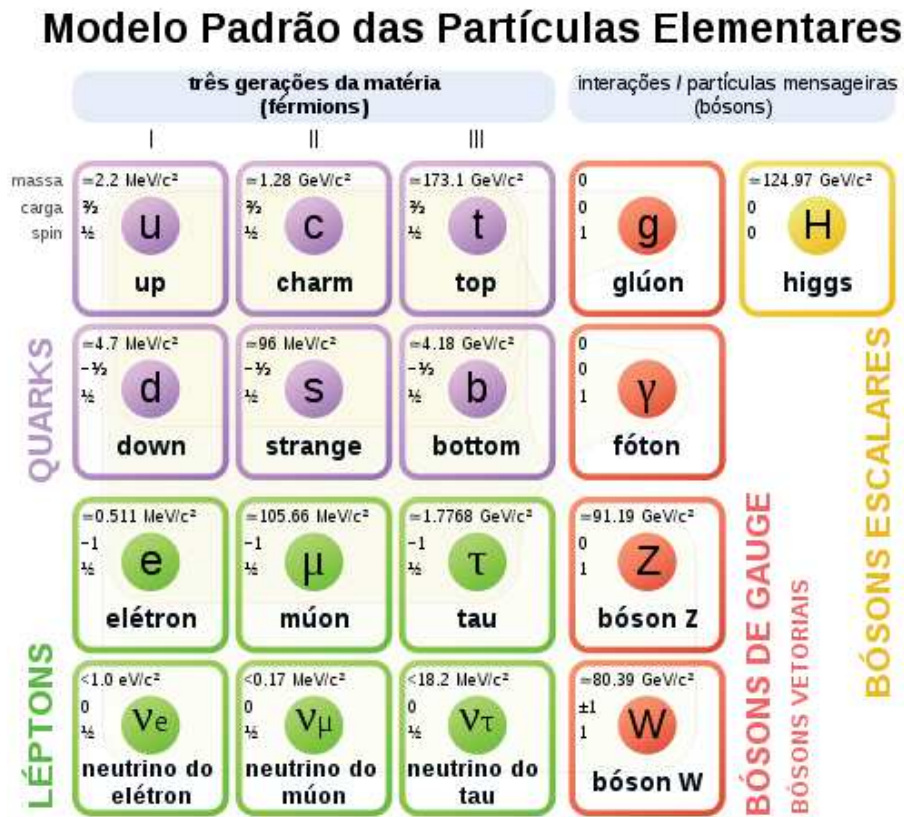
2.1.1 Férmions

Os férmions correspondem a 12 partículas subatômicas e são considerados basicamente as partículas que descrevem a matéria. Eles podem ser classificados em dois grupos: os léptons, com carga elétrica inteira em unidades da carga do elétron, e os quarks, com carga fracionária. Além disso, os férmions são divididos em três gerações, cada uma com léptons e quarks com propriedades similares, porém com diferentes massas. Toda matéria hadrônica¹ no universo é formada pela primeira geração de férmions.

Como pode ser visto na Figura 1, existem 6 quarks: *up/down*, *charm/strange* e *top/bottom*, e 6 léptons: o elétron, o múon, o tau e seus respectivos neutrinos, divididos em três gerações. A segunda e terceira geração dos léptons são constituídas por partículas raras e instáveis, que decaem rapidamente em partículas da primeira geração.

¹ matéria formada por partícula composta, formada por um estado ligado de quarks.

Figura 1 – Partículas do Modelo Padrão



Fonte: (WIKIMEDIA, 2020)

2.1.2 Bósons

Os bósons são partículas responsáveis pela interação existente entre os férmions. São eles: o fóton, mediador da interação eletromagnética, os bósons W^+ , W^- e Z, responsáveis pela interação fraca, os oito tipos de glúons, que mediam a força forte e o bóson de Higgs, responsável pela existência da massa inercial das demais partículas.

2.1.3 As Interações Fundamentais

As partículas elementares se interagem através de 4 forças fundamentais: fraca, eletromagnética, forte e gravitacional. As interações fracas, responsáveis por decaimentos nucleares fracos, e eletromagnéticas foram descritas na teoria da interação eletro-fraca do Modelo Padrão. Já as interações fortes, que mantêm os quarks unidos formando hádrons, são descritas na teoria da Cromodinâmica Quântica (QCD). As forças são descritas no MP através de partículas excitadoras de campo (mediadoras) de spin unitário: os bósons de gauge. Cada força possui um bóson característico, são eles: o glúon (g): força forte; o fóton (γ): força eletromagnética; e os bósons W e Z: força fraca.

O glúon e o fóton são desprovidos de carga e massa de repouso. Já as partículas

excitadoras de campo da interação fraca, os bósons W e Z possuem massa de $80,385 \pm 0,015 GeV$ e $91,1876 \pm 0,0021 GeV$, respectivamente (OLIVE, 2016). O bóson W possui carga elétrica, enquanto o bóson Z é neutro, sendo sua própria antipartícula.

O MP também teoriza que, durante um curto período após o Big Bang, as interações eletromagnéticas e fracas advinham de uma única força, conhecida como interação eletrofraca. Embora a descrição dessa interação tenha sido corretamente teorizada em 1964, ela só foi ser observada experimentalmente em 2012 (ATLAS COLLABORATION, 2012b; CMS COLLABORATION, 2012).

Os quarks sofrem influência de todas as interações descritas pelo MP, enquanto nenhum dos léptons sofrem interação forte. Por outro lado, os léptons neutrinos também não interagem via força eletromagnética, interagindo somente via força fraca. Por esse motivo, os neutrinos são difíceis de detectar (MARTIN, 2006; COTTINGHAM; GREENWOOD, 2007).

2.2 INTERAÇÃO DAS PARTÍCULAS COM A MATÉRIA

Do ponto de vista científico, sabe-se que a observação de um objeto ocorre através da detecção de uma onda eletromagnética ou sonora refletida por este objeto. Cotidianamente objetos são observados através do reflexo de uma onda eletromagnética visível ao olho humano, a luz.

Em experimentos de físicas de altas energias, no entanto, percebe-se que, devido às dimensões das partículas físicas, as ondas eletromagnéticas não sofrem nenhuma perturbação: o comprimento de onda da luz visível estende-se do violeta (400 nm) ao vermelho (700 nm) e a dimensão de um átomo é de aproximadamente 0.1 nm. Dessa forma, a única maneira de detectar tais partículas é através da radiação emitida da sua interação com a matéria. Uma partícula carregada movendo com alta velocidade através de um meio perde energia frequentemente e ocasionalmente é desviada da sua direção inicial. Esses efeitos são resultantes de dois tipos de colisões que podem ocorrer entre a partícula e o meio (BRAIBANT; GIACOMELLI; SPURIO, 2012):

- Colisão inelástica com os elétrons dos átomos do meio: Este tipo de colisão é a principal forma de perda de energia da partícula incidente e é responsável pela ionização e/ou excitação dos átomos do meio.
- Colisão elástica com o núcleo: Esta colisão, menos frequente que a anterior, não causa perda de energia e é responsável pelo desvio da direção da partícula incidente.

Estas colisões ocorrem frequentemente durante o caminho percorrido pela partícula incidente no meio e a energia perdida em cada colisão representa uma pequena fração da energia cinética da partícula. Apesar da fração de energia perdida por colisão ser muito

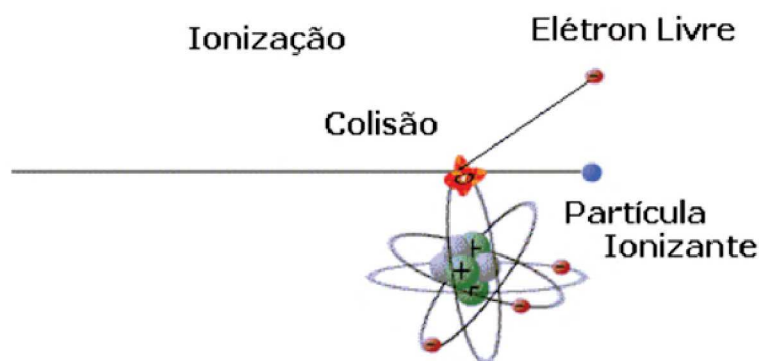
pequena (algumas dezenas de elétron-volt), o grande número de colisões em um meio denso resulta em uma energia total perdida pela partícula mensurável. Além disso, essa perda média de energia tem pequenas flutuações e varia lentamente com a energia da partícula incidente.

A ionização e excitação (ou cintilação) são os principais mecanismos de interação das partículas com a matéria utilizados em detectores de partículas atualmente. A radiação de Cherenkov também é utilizada em alguns tipos de detectores (WALTER, 2008; AARTSEN et al., 2017) . Além disso, as partículas relativísticas mais leves, principalmente os elétrons, tem outra fonte importante de perda de energia: o processo de bremsstrahlung, ou seja, a emissão de um fóton de alta energia.

2.2.1 Ionização

A radiação pode ser definida como um processo físico de emissão e de propagação de energia por meio de partículas ou de ondas eletromagnéticas em movimento. Dependendo da quantidade de energia, uma radiação pode ser descrita como não-ionizante ou ionizante. Quando a radiação possui energia acima da energia de ligações dos elétrons do átomo com o núcleo, ela é definida como radiação ionizante. Dessa forma, a energia das radiações ionizante é suficiente para fazer com que os elétrons se desprendam de átomos e moléculas, alterando sua estrutura – num processo conhecido como ionização, ilustrado na Figura 2. Como resultado, eles tornam-se eletricamente carregados.

Figura 2 – Processo de Ionização



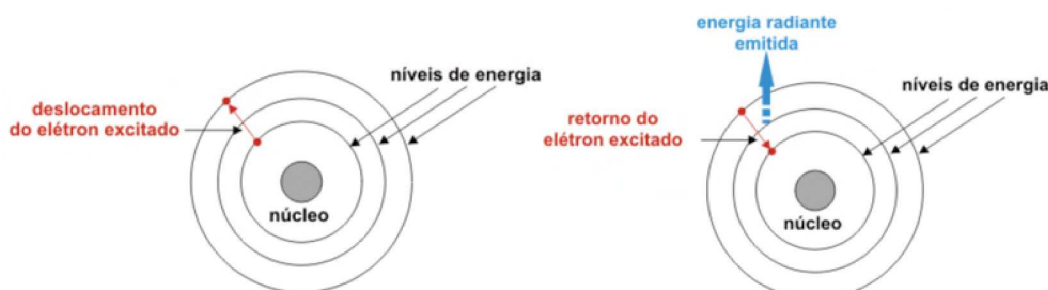
Fonte: (FÍSICA NET, 2020)

2.2.2 Excitação ou Cintilação

A excitação, ilustrada na Figura 3, consiste em elevar os elétrons a um estado excitado, saindo, portanto, do estado fundamental. Ao retornar ao estado fundamental, a energia perdida pelo elétron é emitida na forma de fótons que podem ser transformados em sinal elétrico. Quando a energia envolvida no processo é tal que os fótons emitidos

estão na região visível, este processo é chamado de fluorescência ou cintilação. A cintilação foi o primeiro processo utilizado para a geração de sinais em calorímetros (BRAIBANT; GIACOMELLI; SPURIO, 2012).

Figura 3 – Excitação atômica



Fonte: (ALFA CONNECTION, 2020)

2.2.3 Radiação de Cherenkov

A radiação de Cherenkov é uma radiação eletromagnética emitida, que pode ser na faixa visível, quando uma partícula carregada atravessa o meio com uma velocidade maior do que a luz nesse determinado meio (ALAEIAN, 2014). As características e tonalidade do espectro visível da radiação dependem do meio. Um exemplo deste fenômeno pode ser observado nas profundezas do oceano, onde a luz azul resulta da radiação causada pelos raios cósmicos penetrantes. A radiação de Cherenkov também pode ser utilizada para detectar neutrinos. Como exemplo desta aplicação pode-se citar o detector de neutrino Super-Kamiokande, localizado no interior do monte Ikenoyama no Japão, que utiliza 11 mil fotomultiplicadores para detectar e distinguir neutrinos do elétron e do múon (WALTER, 2008). Nestes experimentos, a medição da velocidade da partícula pode ser realizada medindo-se o ângulo do cone de Cherenkov, ilustrado na Figura 4.

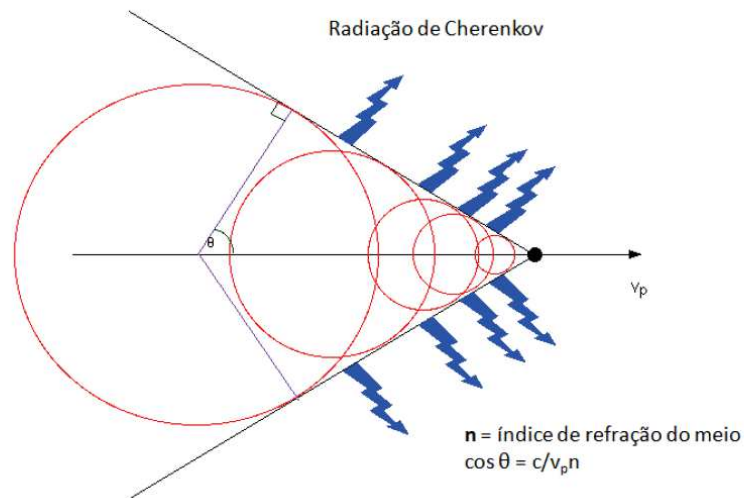
2.2.4 Bremsstrahlung

O Bremsstrahlung, representado na Figura 5, é a emissão de um fóton a partir de um elétron defletido por um núcleo. Ele ocorre devido à interação eletromagnética que produz uma grande perda de energia. O Bremsstrahlung é a forma mais comum de partículas com velocidades relativísticas perderem energia.

2.3 OS ACELERADORES DE PARTÍCULAS

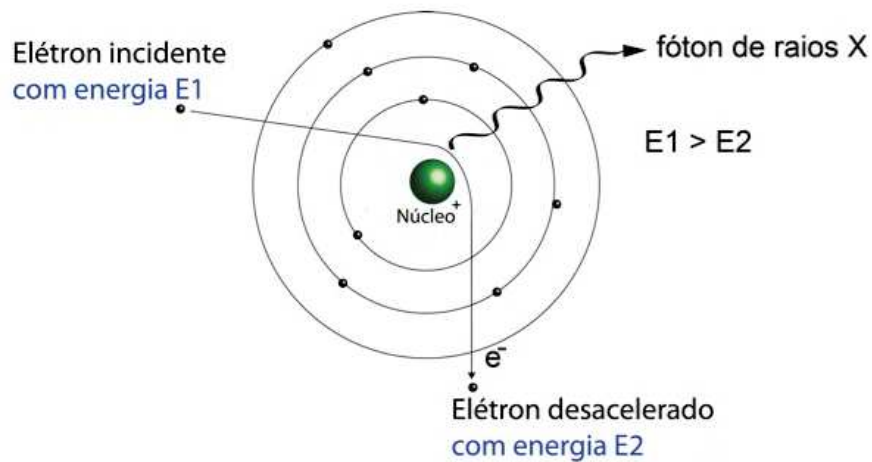
Os aceleradores de partículas são máquinas que impulsionam partículas carregadas, como prótons ou elétrons, à uma velocidade próxima a velocidade da luz através de

Figura 4 – Radiação de Cherenkov e o cone formado no meio



Fonte: (PEREIRA, 2019)

Figura 5 – Processo de Bremsstrahlung



Fonte: (ESTUDANTE RADIOLOGICO, 2020)

poderosos campos eletromagnéticos. Ao atingir uma energia desejada, o feixe de partículas é direcionado para colidir contra um alvo ou contra outras partículas que circulam na direção oposta. Quando as partículas são suficientemente energéticas, a energia da colisão é transformada em matéria na forma de novas partículas. Esse fenômeno é descrito pela famosa equação de Einstein $E = mc^2$, segundo a qual a energia pode ser convertida em massa e massa em energia. Este processo ocorre obedecendo as leis de conservação de energia e justifica o uso de uma energia cada vez mais elevada no centro de massa de colisão dos aceleradores de partículas (BRAIBANT; GIACOMELLI; SPURIO, 2012). Os aceleradores podem ser do tipo linear, como o *Stanford Linear Accelerator Center*

(SLAC) (BRITANNICA, 2020) , ou circular, como o *Large Hadron Collider* (LHC) (CERN, 2020c).

Nos aceleradores lineares, as partículas são aceleradas em linha reta por campos elétricos. Já em aceleradores circulares, um campo magnético é usado para forçar as partículas a circularem em uma órbita circular. Dessa forma, em um acelerador circular, as partículas repetem o mesmo circuito pelo tempo que for necessário, recebendo um aumento de energia a cada curva. Em teoria, a energia poderia ser aumentada continuamente. Porém, quanto mais energia as partículas têm, mais poderosos devem ser os campos magnéticos para mantê-las em sua órbita circular.

Um acelerador linear, ao contrário, é formado exclusivamente por estruturas de aceleração, uma vez que as partículas não precisam ser desviadas. No entanto, neste tipo de aceleradores, as partículas só se beneficiam de uma única passagem de aceleração. Nesse caso, aumentar a energia significa aumentar o comprimento do acelerador. Os aceleradores lineares possuem uma grande utilidade na medicina, como, por exemplo, a geração de raios-X e elétrons de alta energia para tratamento de tumores (WAMBERSIE; GAHBAUER, 1996; ZHAO et al., 2020).

Um dos indicadores-chaves do desempenho de um acelerador é a luminosidade (\mathcal{L}): ela indica o número de colisões potenciais por unidade de superfície durante um determinado período de tempo. Dessa forma, multiplicando-se a luminosidade pela seção total do feixe de partículas (σ), obtém-se o número total de colisões por unidade de tempo (N):

$$N = \mathcal{L}\sigma. \quad (2.1)$$

A luminosidade pode ser definida através de parâmetros do acelerador, conforme descrita na Equação 2.2 (COTTINGHAM; GREENWOOD, 2007):

$$\mathcal{L} = \frac{fn_p n_a N_p N_a G}{4\pi r^2} \quad (2.2)$$

onde, n_p é o número de partículas circulando em uma direção, n_a o número de partículas circulando na direção oposta, N_p e N_a o número de pacotes, f a frequência de circulação dos pacotes no acelerador e r é a média do raio transversal de cada pacote. O fator G considera o comprimento finito de um pacote e usualmente é $G \approx 1$.

O número médio de colisões inelásticas por cruzamento de feixes (μ) é um outro parâmetro muito utilizado em aceleradores de partículas para medir a intensidade das colisões. Este parâmetro é calculado utilizando a Equação 2.3:

$$\mu = L_{bunch} \times \sigma_{inel} / f_r, \quad (2.3)$$

onde L_{bunch} é a luminosidade instantânea por grupo de partícula, σ_{inel} é a seção transversal inelástica dos feixes e f_r é a frequência de revolução.

2.4 O CERN E O ACELERADOR DE PARTÍCULAS LHC

Fundada em 1954, a Organização Europeia para Pesquisa Nuclear, em francês, *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire - CERN* (CERN, 2020d) está localizada na fronteira Franco-Suíça, próxima a cidade de Genebra. Sua criação foi idealizada, após a Segunda Guerra Mundial, por um grupo de cientistas europeus com o intuito de impulsionar a ciência na Europa. Lew Kowarski, Raol Dautry, Pierre Auger, Edoardo Amaldi e Niels Bohr são alguns dos físicos pioneiros que compunham este grupo de cientistas. A primeira proposta oficial do CERN foi apresentada pelo físico francês Louis de Broglie na abertura da Conferência Européia Cultural de Laussane, em 9 de dezembro de 1949. Além de prover um lugar para os cientistas da Europa desenvolverem suas pesquisas, a proposta de criar um laboratório de física europeu também tinha como objetivo dividir os altos custos envolvidos na construção das instalações nucleares necessárias para os avanços científicos desejados.

Atualmente, o CERN é o maior centro de pesquisa de física de partículas do mundo, conhecido mundialmente pela descoberta dos bósons W e Z e os inúmeros prêmios Nobel ganhos por seus pesquisadores. Além disso, a organização possui 23 estados-membros e cerca de 2500 pessoas trabalhando como funcionários diretos, além de mais de 600 universidades e institutos em todo o mundo contribuindo com suas pesquisas.

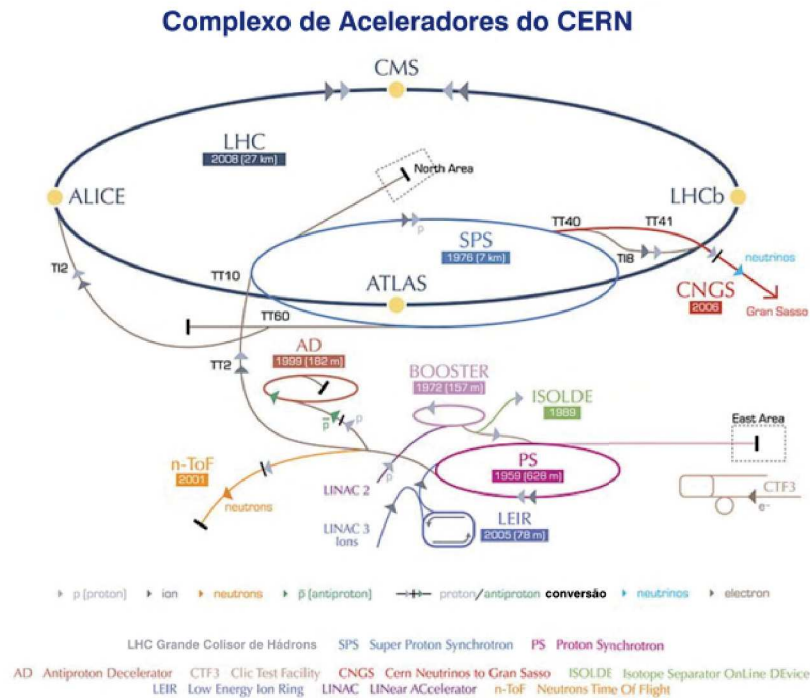
O primeiro acelerador de partículas do CERN foi construído em 1957, fornecendo feixe para o primeiro experimento em física nuclear no CERN. Em 1994, foi aprovada a construção do Grande Colisor de Hádrons (LHC) (CERN, 2020c) (do inglês, *Large Hadron Collider*), um novo acelerador de partículas com propriedades potencialmente superiores a dos aceleradores construídos até então. Atualmente, o LHC é principal acelerador de partículas utilizado no CERN e é considerado o maior e mais poderoso acelerador de partículas do mundo.

Operando desde 2010, esse acelerador já foi protagonista de diversas observações relevantes para os avanços da física de partículas. Entre suas descobertas mais significativas está a comprovação da existência do Bósson de Higgs, partícula que foi prevista por Peter Higgs em 1964 mas somente foi observada em 2012 pelos experimentos do LHC. Esta descoberta resultou no Prêmio Nobel, em outubro de 2013, para François Englert e Peter Higgs por seus trabalhos teóricos relacionados ao Bósson de Higgs.

O LHC conta com um complexo de aceleradores, mostrado na Figura 6, constituído por uma série de aceleradores menores, responsáveis por elevar a energia do feixe de partículas a uma velocidade próxima a da luz. Cada máquina aumenta a energia dos feixes de partículas antes de entregá-los ao próximo e mais poderoso acelerador. A energia de colisão varia de 0,9 à 13 TeV, com um espaçamento de 50 e 25 ns.

O LHC, projetado para operar com energia de centro de massa de até $\sqrt{s} = 14$ TeV,

Figura 6 – Complexo de aceleradores do CERN



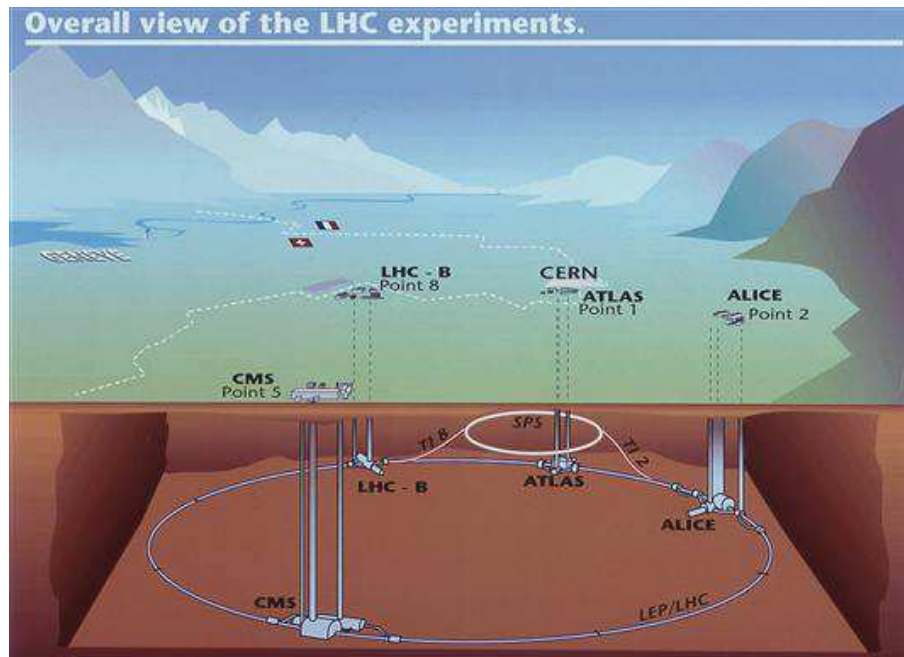
Fonte: (MARCASTEL, 2013)

fica localizado em um túnel subterrâneo de 27 quilômetros de circunferência, situado entre 45 e 170 metros abaixo do solo. Cada feixe de partículas no LHC consiste em pacotes com cerca de $1,15 \times 10^{11}$ de partículas de prótons se movendo à uma velocidade ultra-relativística, alcançando uma velocidade próxima a da luz. O total de energia nominal de um feixe no LHC pode chegar a 362 MJ, equivalente a 77,4 Kg de TNT. Além disso, o valor nominal para que cada feixe passe pelos pontos de colisão é de 25 ns ou 40 milhões de vezes por segundo, este valor é conhecido como *bunch spacing* do LHC.

Ele possui quatro principais experimentos posicionados ao longo do acelerador para observar e registrar as partículas resultantes das colisões, como pode ser visto na Figura 7. Dois deles, o ATLAS (do inglês, *A Toroidal LHC Apparatus*) (ATLAS COLLABORATION, 2020) e o CMS (do inglês, *Compact Muon Solenoid*) (CHATRCHYAN et al., 2008), são experimentos de propósito geral otimizados para estudar o maior número possível de partículas provenientes das colisões do LHC. Já os outros dois, o ALICE (do inglês, *A Large Ion Collider Experiment*) (AAMODT et al., 2008) e o LHCb (do inglês, *Large Hadron Collider beauty*) (ALVES et al., 2008), possuem papéis mais específicos, como o estudo do plasma de quarks-glúons obtidos na colisão de íons pesados e o estudo dos fenômenos de violação da simetria CP, respectivamente.

Ao longo dos anos, o LHC passou por vários períodos de atualizações (*upgrades*) com o intuito de aumentar sua luminosidade e energia de colisões para que novas físicas

Figura 7 – LHC e seus principais experimentos



Fonte: (TEAM, 1999)

possam ser estudadas. Tais atualizações resultaram no aumento da radiação e da taxa de coleta de dados, demandando o uso de equipamentos cada vez mais resilientes e o desenvolvimento de sofisticados algoritmos de filtragens e processamento de sinais. Três fases de atualizações foram previstas para o acelerador (APOLLINARI et al., 2015), com três longas paradas para intervenções. Este trabalho é parte de uma das atualizações do LHC e foi realizado em colaboração com o experimento ATLAS, descrito detalhadamente na próxima seção.

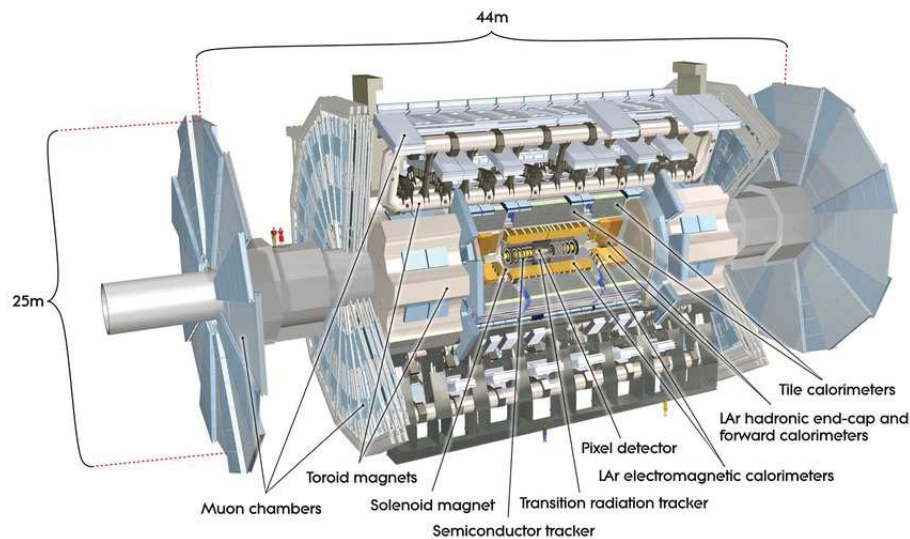
2.5 O EXPERIMENTO ATLAS

O experimento ATLAS, ilustrado na Figura 8, foi desenvolvido para estudar o maior número possível de fenômenos físicos que possam ser gerados nas colisões do LHC. Os principais estudos são relacionados ao bóson de Higgs, buracos negros microscópicos, matéria escura e dimensões extras do universo. Ele é composto por diversos diferentes sub-sistemas:

- Detector Interno (ATLAS COLLABORATION, 2003a): sistema desenvolvido para medir a trajetória das partículas carregadas.
- Calorímetros Eletromagnéticos e Hadrônicos (BOUMEDIENE, 2017): responsáveis por medir a energia das partículas que interagem de forma eletromagnética e hadrônica com o experimento.

- Espectrômetro de Múon (ATLAS COLLABORATION, 2003b): responsável por identificar, filtrar e medir o momento dos múons no experimento.
- Ímãs Selenoidais e Toróides (Kate, 2005): sistema magnético desenvolvido para auxiliar a medição do momento das partículas.

Figura 8 – ATLAS e seus principais experimentos e dimensões

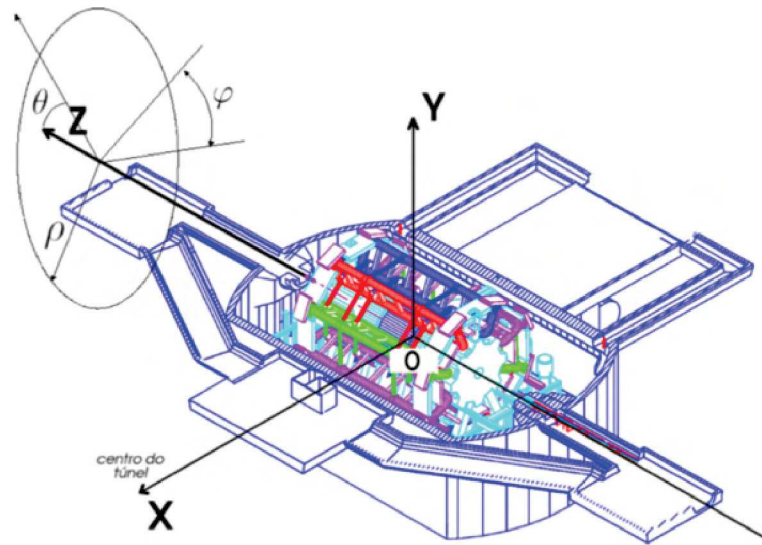


Fonte: (AAD et al., 2011)

O ATLAS possui uma geometria cilíndrica simétrica, medindo 45 metros de comprimento, 25 metros de diâmetro e pesando 7.000 toneladas, um peso semelhante ao da Torre Eiffel e metade do tamanho da Catedral de Notre Dame, em Paris. Dessa forma, utiliza-se um sistemas de coordenadas cilíndricas para descrever o experimento ATLAS, representado na Figura 9. Sendo ponto O definido como o ponto de origem da colisão e o eixo-z a direção do feixe de colisão, três coordenadas principais são utilizadas: o ângulo azimutal $\varphi \in [-\pi, \pi]$, medido em torno do eixo z, a pseudo-rapidez (WIGMANS, 2017) $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$, definida em função do ângulo de incidência (θ) das partículas resultantes da colisão e a distância ρ de um ponto ao centro da colisão. O ATLAS ainda é dividido em dois lados ao longo do eixo-z: o lado A para valores de z e η positivos e lado C para valores de z e η negativos.

A Figura 10 ilustra o comportamento das interações das partículas no ATLAS. Cada partícula interage especificamente em um ou mais sub-sistemas do experimento. Os elétrons e os fótons são absorvidos pelo calorímetro eletromagnético, gerando uma cascata de partículas eletromagnéticas. Já os hádrons são absorvidas pelo calorímetro hadrônico, gerando os chuveiros hadrônicos. Observa-se ainda partículas de múons, detectados pelo espectrômetro de múons e os neutrinos, que não interagem com nenhum dos sub-sistemas do ATLAS.

Figura 9 – Sistema de coordenadas do ATLAS



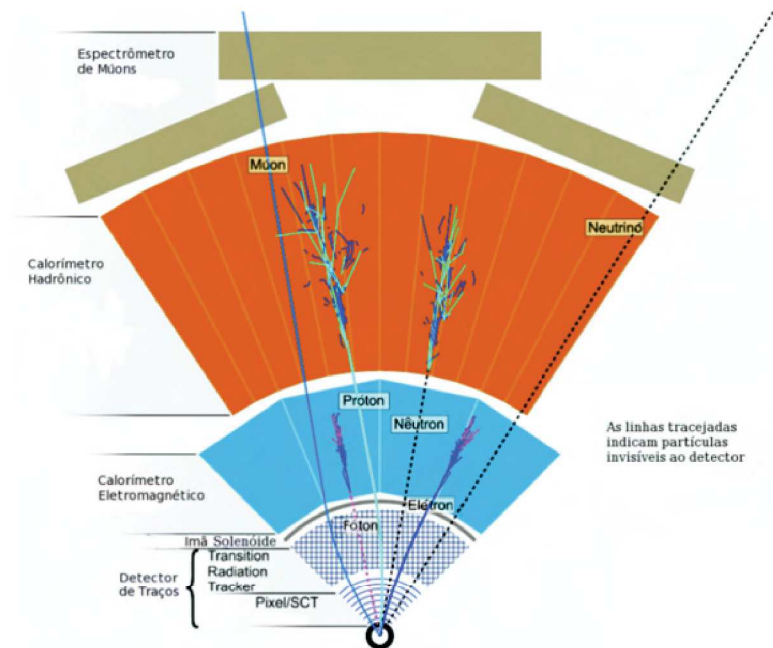
Fonte: (CIODARO, 2012)

2.5.1 Sistema de Filtragem Online e Aquisição de Dados

Devido a grande quantidade de dados produzidas no LHC durante as colisões (em torno de 60 TB/s), que, por sua vez, raramente são eventos de interesse para física, é necessário o emprego de um sofisticado sistema de filtragem *online* (*trigger*). Os níveis do sistema de filtragem *online*, em conjunto com o sistema de *Data Acquisition* (DAQ) e o *Detector Control System* (DCS), permitem uma operação coerente entre os diferentes sub-detectores. O sistema de *trigger* desempenha um papel importante no ATLAS, selecionando quais eventos físicos serão considerados de interesse para o programa de pesquisa do experimento. Os eventos que não são selecionados são descartados, reduzindo assim a taxa inicial de aquisição de cerca de 40 MHz para 1 KHz (NAKAHAMA, 2015).

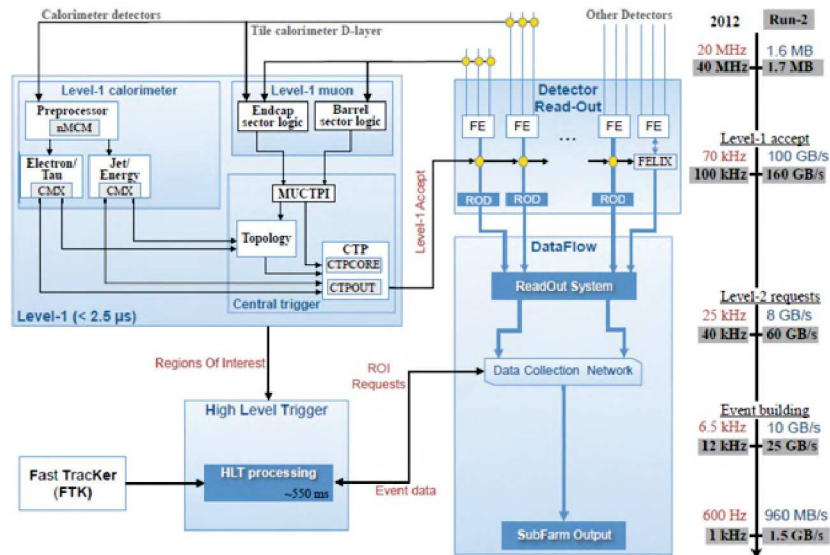
A Figura 11 fornece uma visão geral do sistema de filtragem *online* do ATLAS. Estruturado em dois níveis, o sistema é implementado de forma hierárquica, onde o nível superior valida a decisão do nível inferior através do emprego de um critério de seleção adicional. Cada nível do sistema possui um tempo de duração máximo entre o recebimento de dados e a decisão sobre a aceitação/rejeição do evento, também conhecido como tempo de latência.

Figura 10 – Corte transversal do ATLAS, mostrando os detectores e as interações de algumas partículas



Fonte: (PEQUENAO; SCHAFFNER, 2013)

Figura 11 – Arquitetura do sistema de Trigger do ATLAS



Fonte: (NAKAHAMA, 2015)

O primeiro nível de filtragem *online* (L1, do inglês *Level-1*) é implementado em *hardware* e processa informações obtidas com granularidade reduzida advindas dos calorímetros hadrônicos e eletromagnéticos e dos detectores de múons com resposta rápida

(o RPC e o TGC). Ele é responsável pelo maior corte na taxa de eventos, com a menor latência ($2,5\mu\text{s}$) (KORDAS et al., 2007), reduzindo a taxa de eventos para 100 kHz.

As informações dos eventos aceitos pelo L1 no CTP (do inglês, *Central Trigger Processor*) são propagadas para os algoritmos do segundo nível de filtragem, o HLT (do inglês, *High Level Trigger*), que é implementado em *software*. Neste nível, as propriedades dos eventos são estudadas através da execução de vários algoritmos sofisticados, para tomar a decisão de aceitação ou rejeição do evento. Além das células do calorímetro, o HLT utiliza informações advindas dos detectores de traço do ATLAS para realizar a seleção, reduzindo assim a taxa de dados à 1 KHz, que são gravados em um disco permanente.

2.6 O CALORÍMETRO HADRÔNICO DE TELHAS

A calorimetria é um método popularmente utilizado em física de partículas para absorver e medir a energia das partículas (WIGMANS, 2017). Conceitualmente, um calorímetro é um bloco de matéria em que uma partícula incidente interage e deposita toda a sua energia, gerando um chuveiro de partículas com energia reduzida. Dessa forma, a energia é detectada em forma de um sinal proporcional à energia inicial.

O sistema de calorimetria do ATLAS foi desenvolvido para absorver os hádrons, léptons e fótons que interagem com a matéria. Com este propósito, o calorímetro eletromagnético e o calorímetro hadrônico de alta granularidade foram desenvolvidos.

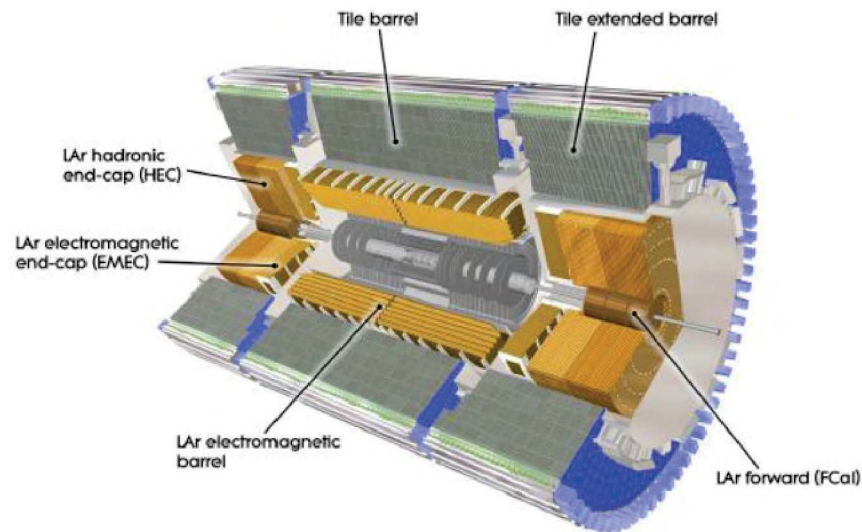
O Calorímetro Hadrônico de Telhas (TileCal) (ADRAGNA et al., 2006; AABOUD et al., 2018) é o principal calorímetro hadrônico do ATLAS. Ele utiliza aço como material absorvedor e telhas cintilantes como material ativo (AABOUD et al., 2018) para fornecer medições precisas de hádrons, taus, jatos e energia transversal faltante.

O TileCal é composto por um barril longo (dividido em duas partições LBA e LBC) de 5,64 metros de comprimento, que cobre a região de $|\eta| < 1.0$ e dois barris estendidos (EBA e EBC) de 2,91 metros de comprimento, com raio interno de 2,28 metros e raio externo de 4,23 metros, que cobre a região de $0.8 < |\eta| < 1.7$. Os barris do TileCal são ilustrados na Figura 12. Cada barril é dividido azimutalmente em 64 módulos com granularidade $\Delta\phi = 0.1$.

Cada módulo dos barris longo e estendido é dividido em 23 e 16 células respectivamente, consistindo em aproximadamente 5000 células, cada uma lida por dois canais. O TileCal ainda é segmentado em três camadas, A, BC e D, de diferentes tamanhos, conforme ilustrado na Figura 13.

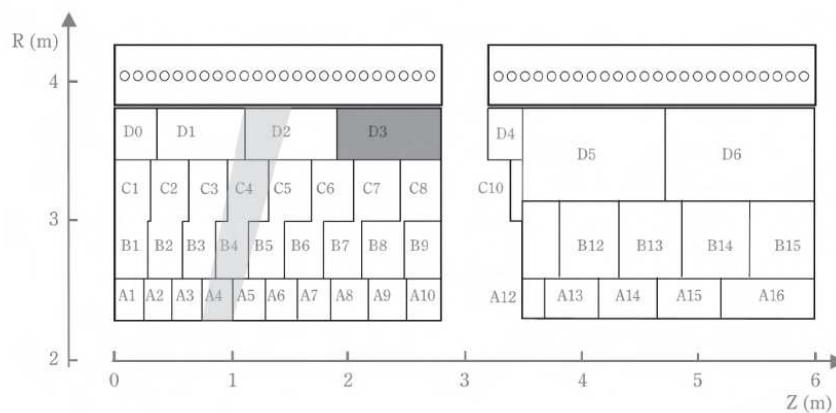
A Figura 14 ilustra uma visão tridimensional de um módulo do calorímetro. Quando ocorre colisão, é gerado um chuveiro de partículas no TileCal. As partículas carregadas provenientes deste chuveiro produzem uma luz proporcional à energia, resultante do processo de cintilação (DYER, 2004). A luz emitida, com comprimento de onda na faixa de 240-

Figura 12 – Calorímetro Hadrônico de Telhas do ATLAS



Fonte: (PEREIRA, 2019)

Figura 13 – Segmentação de células de um módulo do TileCal para o barril longo e barril estendido



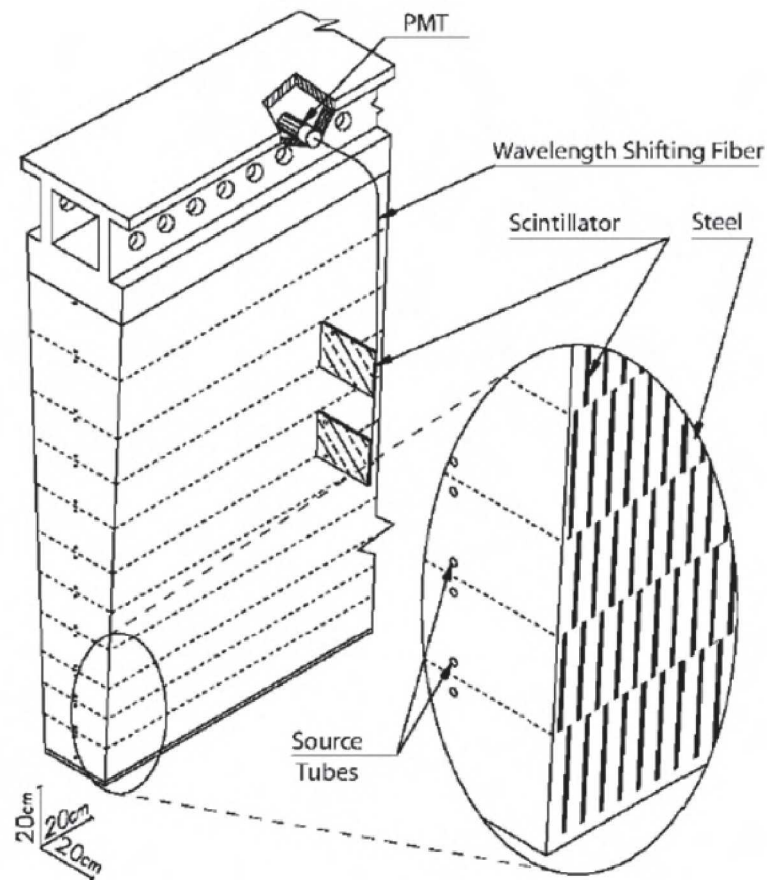
Fonte: (CERN, 2020a)

400nm, é transmitida por fibras óticas e lidas por tubos fotomultiplicadores (PMTs), que geram o sinal elétrico a ser processado.

2.6.1 Eletrônica de Leitura do TileCal

Cada módulo do TileCal é estruturado em gavetas (*drawers*), localizadas na parte mais externa do sistema, compostas por suas respectivas fotomultiplicadoras e eletrônica *front-end*. O sinal elétrico produzido pelo PMT é amplificado e enviado para as placas digitalizadoras localizadas no final das gavetas, onde ele será digitalizado com um intervalo de tempo de 25 ns entre suas amostras e conformado por um circuito de *shaper*. Tipicamente,

Figura 14 – Visão tridimensional de um módulo do TileCal

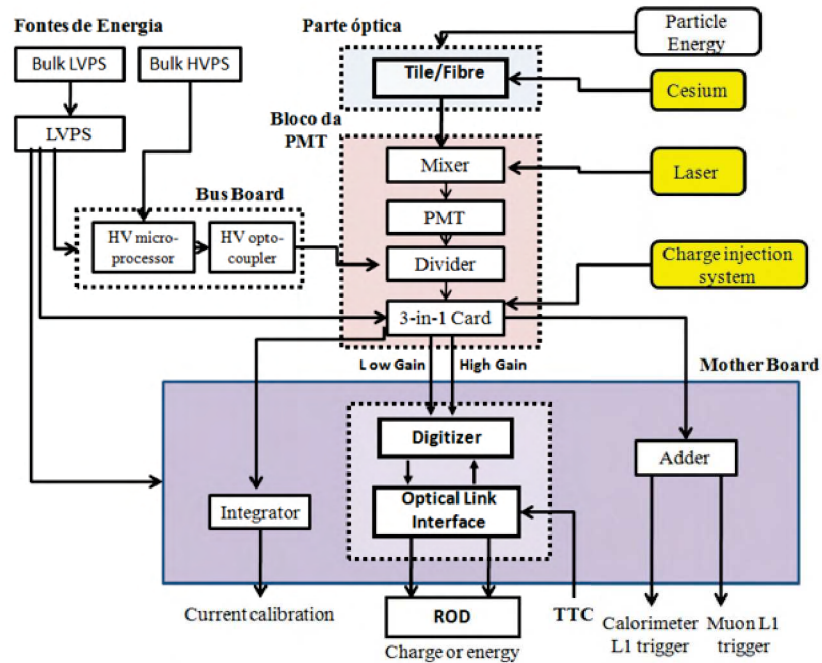


Fonte: (ADRAGNA et al., 2009)

7 amostras são lidas de cada resposta da PMT para reconstruir o pulso. Na Figura 15 encontra-se um diagrama de blocos da eletrônica de leitura do TileCal, composto por duas partes:

- Eletrônica de *front-end*: Responsável pela conformação e leitura dos sinais das fotomultiplicadoras, esta eletrônica se encontra em um compartimento removível conhecido como gaveta (*drawer*), ilustrado na Figura 16. Ele é constituído por um bloco de PMT, mostrado na Figura 17, composto por um fotomultiplicador, um *Mixer* (responsável por misturar a luz oriunda das fibras óticas de um feixe, evitando que haja alguma correlação entre a área do fotocátodo e a posição da fibra), *HV Divider* (responsável por dividir a tensão entre os dinodos do PMT) e uma placa conformadora de onda (conhecida também como placa 3-in-1). A eletrônica de *front-end* também é composta pela *Motherboard*, responsável pela digitalização dos sinais, controle dos processos e comunicação com os sistemas de aquisição do ATLAS, através de interfaces ópticas. Os sinais analógicos são digitalizados a uma taxa de 40 MHz e armazenados em memórias, enquanto aguardam a aceitação do

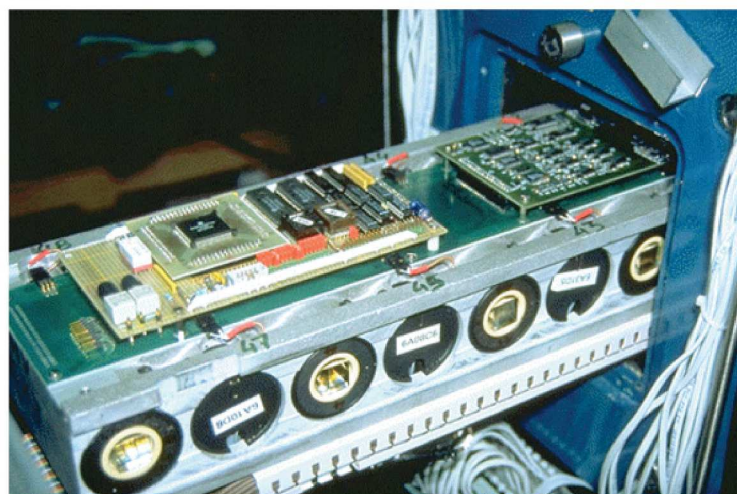
Figura 15 – Esquema de Leitura do TileCal



Fonte: (PEREIRA, 2019)

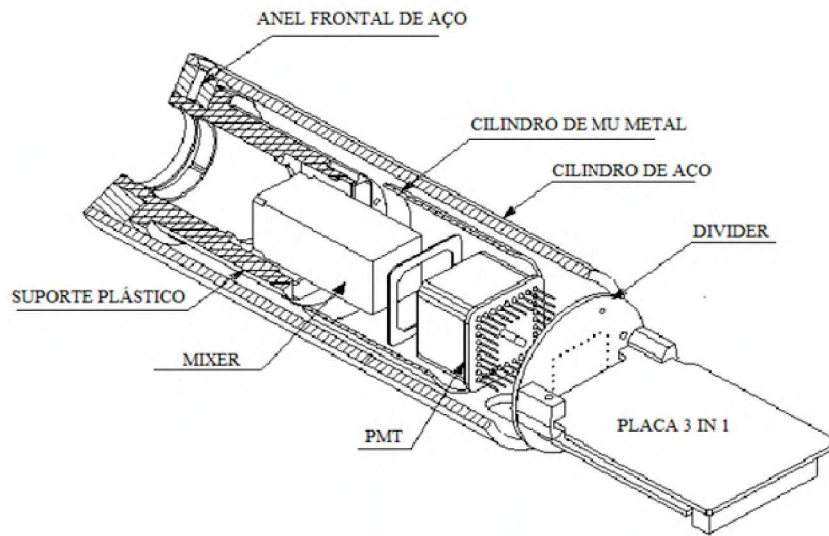
primeiro nível de filtragem do ATLAS. Além disso, os sinais analógicos são enviados para o primeiro nível de filtragem através do somador (*Adder*), que por sua vez os envia para a eletrônica de *back-end*, onde estes sinais serão digitalizados. O somador também disponibiliza sinais analógicos advindos das células D do calorímetro para detecção de múons.

Figura 16 – Gaveta de um Módulo do TileCal



Fonte: (PEREIRA, 2019)

Figura 17 – Esquema de um bloco de PMT



Fonte: (PEREIRA, 2019)

- Eletrônica de *back-end*: Localizada na parte de fora do calorímetro, a eletrônica de *back-end* é composta por fibras que recebem os dados dos cabos ópticos provenientes do sistema global de TTC do ATLAS e repassa para a eletrônica de *front-end*. O TTC também é responsável por fornecer o clock do sistema de 40 MHz ao digitalizador, sincronizado com toda a eletrônica do ATLAS. As informações do sinal são recebidas pelos crates ROD (*Read Out Driver*), que geram estimativas de energia, temporização e empilhamento para o próximo nível de filtragem *online* do ATLAS.

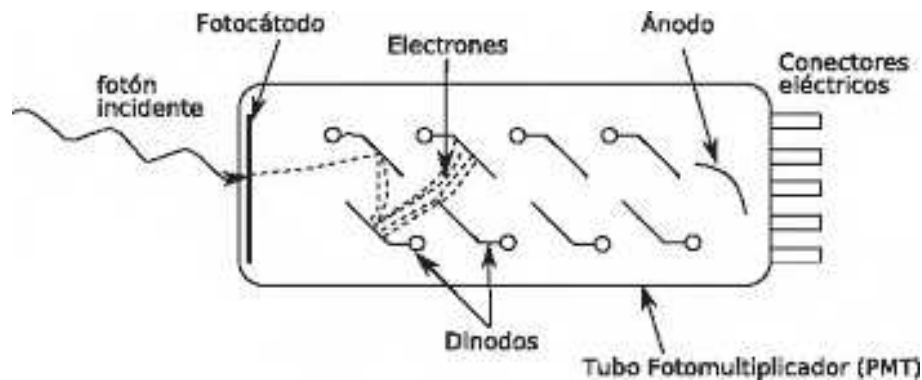
2.6.1.1 Fotomultiplicador - PMT

Os tubos fotomultiplicadores (PMTs) são detectores de luz sensíveis nas faixas ultravioleta, próxima ao infravermelho do espectro eletromagnético. Esses detectores amplificam um feixe de luz incidente e de pouca energia utilizando o efeito fotoelétrico e a emissão secundária de elétrons. O efeito fotoelétrico é a emissão de elétrons por um material quando exposto a uma radiação eletromagnética, como a luz. Já o efeito da emissão secundária de elétrons consiste em um fenômeno onde elétrons adicionais (secundários) são emitidos da superfície de um material quando uma partícula carregada incide neste material.

Os fotomultiplicadores são normalmente construídos em um invólucro de vidro evacuado, contendo um fotocátodo, vários dinodos e um ânodo. A Figura 18 ilustra a constituição da PMT e o seu princípio de funcionamento. Os fótons incidentes atingem o material do fotocátodo e, como consequência do efeito fotoelétrico, elétrons são injetados na superfície. Esses elétrons são direcionados para incidir em eletrodos, onde os elétrons

são multiplicados através processo de emissão secundária. Os elétrons primários movem-se em direção ao primeiro dínodo porque são acelerados pelo campo elétrico. Ao atingir o primeiro dínodo, mais elétrons de baixa energia são emitidos e esses elétrons, por sua vez, são acelerados em direção ao segundo dínodo. A geometria da cadeia dínodo é tal que ocorre uma cascata com um número exponencialmente crescente de elétrons sendo produzidos em cada estágio. Este acúmulo de carga chega ao anodo gerando um pulso de corrente, que pode ser medido como um sinal elétrico.

Figura 18 – Tubo fotomultiplicador



Fonte: (PEREIRA, 2019)

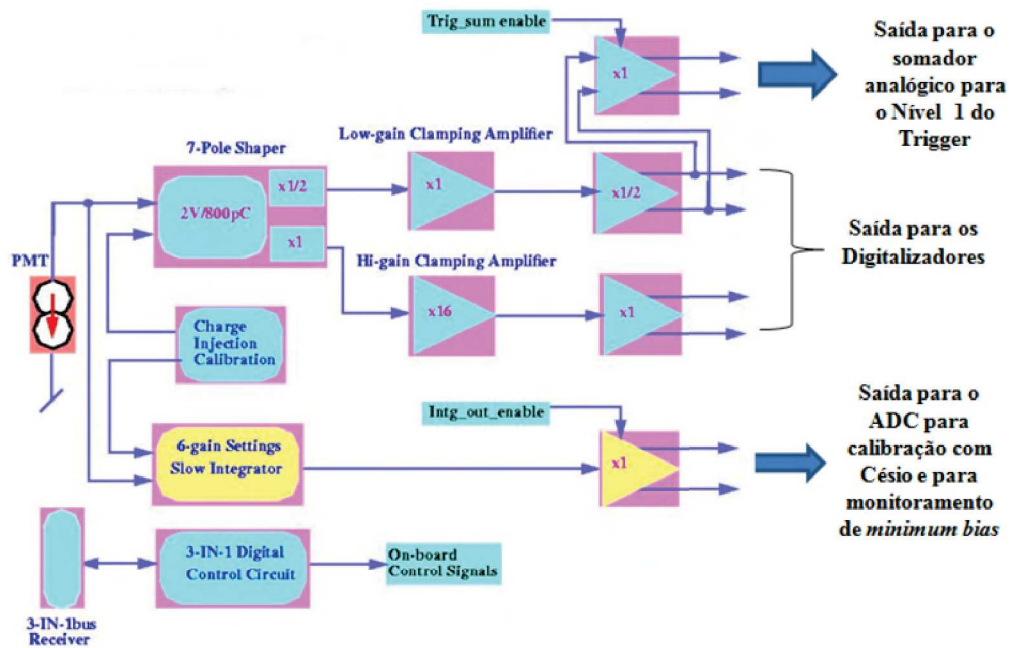
2.6.1.2 Placa Conformadora de Onda

A placa conformadora de onda, ilustrada na Figura 20, é responsável por condicionar os pulsos elétricos vindos do PMT, tornando-os padronizados e invariáveis para todos os canais de leitura do TileCal (o pulso analógico e suas amostras, representadas por pontos, podem ser vistos na figura). Dessa forma, a energia total da partícula é proporcional a amplitude do pulso obtido pelo PMT. Posteriormente, para aumentar a faixa dinâmica de energia do calorímetro, o sinal de energia é amplificado por dois diferentes ganhos antes de ser digitalizado: o ganho Alto (*High gain*) e baixo (*Low gain*), usado em sinais de menor e maior energia, respectivamente. Além disso, esta placa também é composta pelo sistema de injeção de carga (*Charge Injection*), utilizado para a calibração em carga dos canais das fotomultiplicadoras.

2.6.1.3 Placas Digitalizadoras

Os sinais analógicos advindos da placa conformadora de onda são digitalizados na placa digitalizadora em intervalos de 25 ns, fazendo com que os sinais digitalizados sejam síncronos com as colisões do LHC, e temporariamente armazenados em memórias, enquanto aguardam a aceitação do primeiro nível de filtragem do ATLAS. A placa digitalizadora recebe o sinal do TTC através de um circuito integrado especial, desenvolvido pelo CERN, chamado TTCrx. Este chip é responsável por decodificar o sinal do L1, além de

Figura 19 – Diagrama da placa conformadora de onda



Fonte: (PEREIRA, 2019)

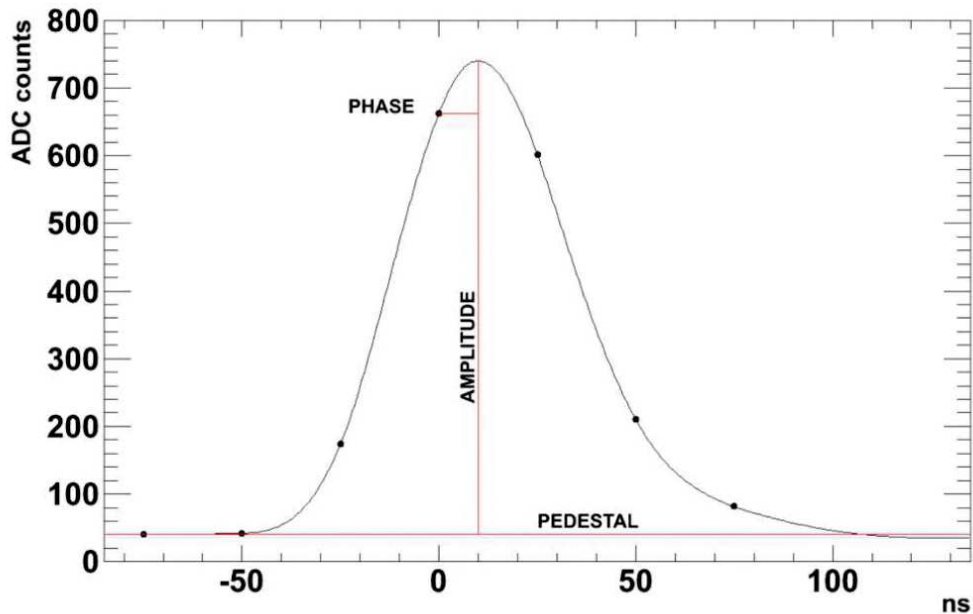
controlar partes específicas do detector. O TTCrx também associa cada conjunto de dados digitalizados a um identificador (BCID).

Um diagrama da placa digitalizadora pode ser visto na Figura 21. Após receber o sinal de aceitação, a placa digitalizadora envia a sequência de amostras digitais para a ROD.

2.6.2 ROD

As informações transmitidas pelos módulos do TileCal são recebidos por dispositivos eletrônicos, denominados *Read-out Drivers* (ROD), localizados na USA15 (parte da caverna onde está a maior parte da eletrônica para o experimento ATLAS e é acessível durante o funcionamento do LHC). Estes dispositivos de leitura recebem as amostras digitalizadas dos módulos do TileCal e calculam a quantidade de energia que cada sinal representa. Apesar do sinal ter sido amostrado de forma que o pico do sinal seja proporcional à energia da partícula, pequenas flutuações impedem a perfeita aquisição do sinal. Dessa forma, um sofisticado método de reconstrução de energia é implementado na ROD (USAI, 2011). Este método estima três parâmetros do pulso típico do TileCal: a energia (amplitude) do sinal, o valor do pedestal (valor constante sobre o qual o sinal é formado) e a fase do sinal (distância temporal entre o pico do sinal e o centro da janela de digitalização). A partir desses três parâmetros, o sinal do TileCal pode ser reconstruído. Além disso, todos os parâmetros estimados são transmitidos para os ROB (do inglês, *Readout-Buffers*), onde

Figura 20 – Pulso de referência do TileCal



Fonte: (PERALVA, 2015)

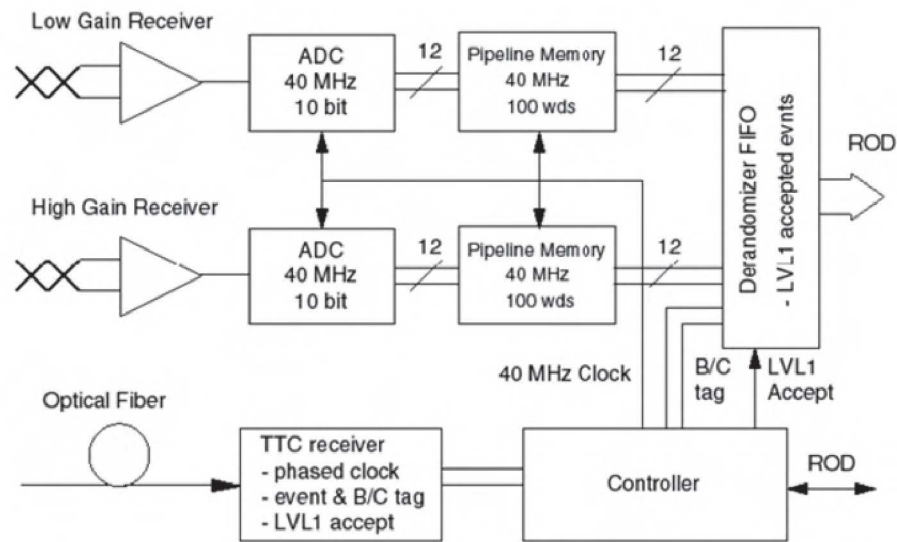
ficam disponíveis para o segundo nível de filtragem.

2.6.3 Interface de *trigger*

A interface entre o TileCal e o primeiro nível de filtragem *online* é feita através de placas de circuitos somadores rápidos (CERQUEIRA; SEIXAS; CALOBA, 2007). Cada somador é encarregado de somar os sinais analógicos, contidos em uma torre de *trigger* (região sombreada na Figura 13), advindos da placa conformadora de onda. O sinal analógico resultante (também conhecido como sinal de torre) é transmitido através de longos cabos até a USA15, onde será utilizado pelo primeiro nível de *trigger* de calorimetria (L1Calo) (Garvey et al., 2004). Além do sinal de torre, o somador também fornece uma réplica amplificada do sinal de ganho baixo, fornecido pela placa conformadora de onda, das células da última camada de deposição energética do TileCal (células D).

As células D, por serem menos suscetíveis à atividade hadrônica (AABOUD et al., 2018), podem ser utilizadas na detecção de partículas de múons. Este sinal é amplificado com um ganho de 255 e é diferencial, com excursão máxima de 4 Vpp (CERQUEIRA; SEIXAS; CALOBA, 2007). Além disso, a célula D central (D0) possui uma singularidade - ela está dividida entre o lado A e o lado C do detector. Dessa forma, um lado recebe a informação de uma leitura, enquanto o outro lado recebe informação do outro canal de leitura.

Figura 21 – Diagrama da placa Digitalizadora



Fonte: (PEREIRA, 2019)

O sinal da célula D fornecido pelo somador foi concebido com intuito de auxiliar o primeiro nível de *trigger* referente a múons (L1Muon), na redução da taxa de *trigger* falsos devido a efeitos de radiação da caverna (CERQUEIRA; DAVIDEK; USAI, 2002)(CIODARO; SEIXAS, 2011). Esse sinal começou a ser utilizado no projeto TileMuon, tema desta tese, que será detalhado no próximo capítulo.

2.6.4 Sistemas de Calibração do TileCal

O TileCal possui diversos sistemas responsáveis pela calibração e monitoramento do desempenho do detector, são eles (GREEN, 2010):

- Sistema de injeção de carga (CIS): O CIS gera pulsos de descarga de capacitores, localizados nas placas 3-in-1, para simular um sinal elétrico do PMT e medir sua respectiva resposta eletrônica. Dessa forma, uma relação quantitativa entre a resposta eletrônica dos canais de leitura do TileCal e seus sinais analógicos pode ser fornecida.
- Sistema a laser: O sistema de calibração a laser envia uma quantidade óptica controlada de luz de um laser para monitorar a resposta dos fotomultiplicadores, em geral, a estabilidade do seu ganho e sua linearidade.
- Sistema de césio (Cs): O sistema de césio foi desenvolvido para monitorar a estabilidade da resposta óptica de cada célula do calorímetro e equalizar a resposta ao sinal de todas as células.

2.7 O ESPECTRÔMETRO DE MÚONS

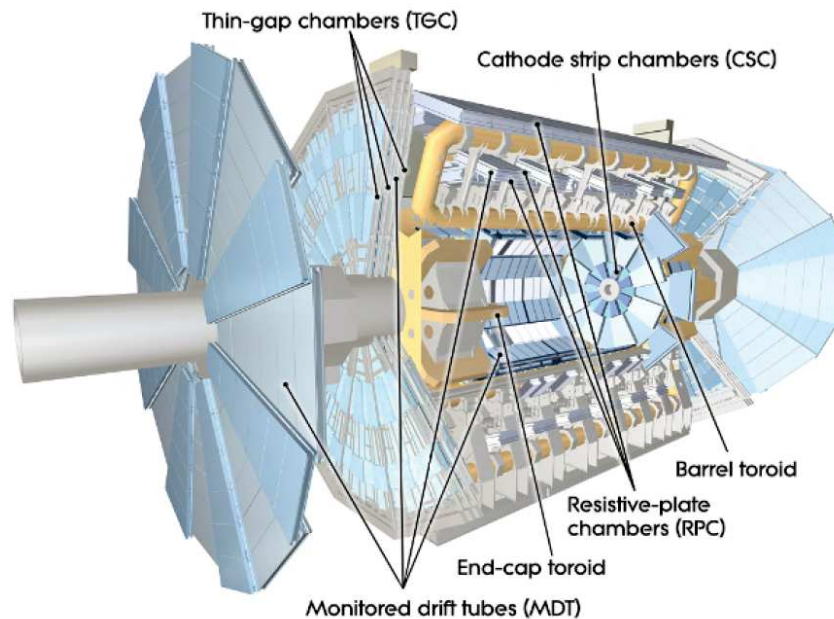
O Espectrômetro de Múons (MS, do inglês *Muon Spectrometer*), localizado na parte mais externa do ATLAS, foi desenvolvido para detectar múons, uma partícula que não é absorvida por nenhum dos componentes anteriores do ATLAS.

O MS é composto por um barril longo (barrel) e tampas (Endcap), onde se encontram as câmaras de detecção. Tais câmaras foram desenvolvidas utilizando quadro diferentes tecnologias, que podem ser divididas em duas categorias: identificação de múons e medição de seu momento. A identificação de múons na região do barril longo e na tampa é realizada por câmaras RPC (*Resistive Plate Chambers*) (ALOISIO et al., 2005) e por câmaras TGC (*Thin-Gap Chambers*) (ALOISIO et al., 2005), respectivamente. O espectrômetro também usa três camadas de câmaras de rastreamento de alta precisão do tipo MDT (*Monitored Drift Tubes*) (BAUER et al., 2001) e CSC (*Cathode Strip Chamber*) (WOTSCHACK, 2008) para fornecer rastreamento preciso e a medição do momento das partículas candidatas a múons.

As câmaras que compõem o MS são submetidas a um intenso campo elétrico. Dessa forma, quando uma partícula eletricamente carregada libera elétrons (devido ao fenômeno de ionização) ao passar pelas câmaras, eles são captados por eletrodos que geram um sinal elétrico, confirmando a passagem da partícula. Além disso, essas câmaras são altamente segmentadas para obter a informação da trajetória da partícula. A Figura 22 ilustra as quatro diferentes tecnologias usadas no desenvolvimento das câmaras de identificação de múons, que podem ser descritas como:

- **RPC** (*Resistive Plate Chambers*): Constituídas de pratos resistivos de baquelite, preenchidos pelo gás ionizável, estas câmaras estão localizadas no barril longo. Elas geram informação para o primeiro nível de *trigger* e possuem boa resolução temporal e resposta rápida.
- **MDT** (*Monitored Drift Tubes*): As câmaras MDT se encontram na região do barril longo e das tampas e realizam medidas do momento linear das partículas. Compostas por camadas de tubos metálicos preenchidos com gás em alta pressão e um fio fino de tungstênio-rênio ao centro, nestas câmaras um campo elétrico é gerado ao aplicar uma alta tensão entre o fio e o tubo.
- **TGC** (*Thin-Gap Chambers*): Consistindo em um plano de fios de alta tensão dispostos entre planos resistivos a uma pequena distância, essas câmaras estão localizadas nas tampas e têm como objetivo a identificação de múons.
- **CSC** (*Cathode Strip Chamber*): Assim como as câmaras MDT, as câmaras CSC medem o momento das partículas. Localizadas nas tampas, essas câmaras apresentam uma resposta mais rápida e de melhor resolução temporal.

Figura 22 – Espectrômetro de Múons e suas diferentes tecnologias de câmaras



Fonte: (ATLAS COLLABORATION, 2003b)

Na Figura 23 ilustra a disposição geométrica das câmaras do espectrômetro. Em verde, rotuladas BIL, BML e BOL, e em azul, EIL, EEL, EML, EOL, encontram-se as câmaras MDT do barril longo e da tampa, respectivamente. As câmaras TGC são representadas por finas câmaras em vermelho, as câmaras RPC estão mostradas em branco e as câmaras CSC em amarelo.

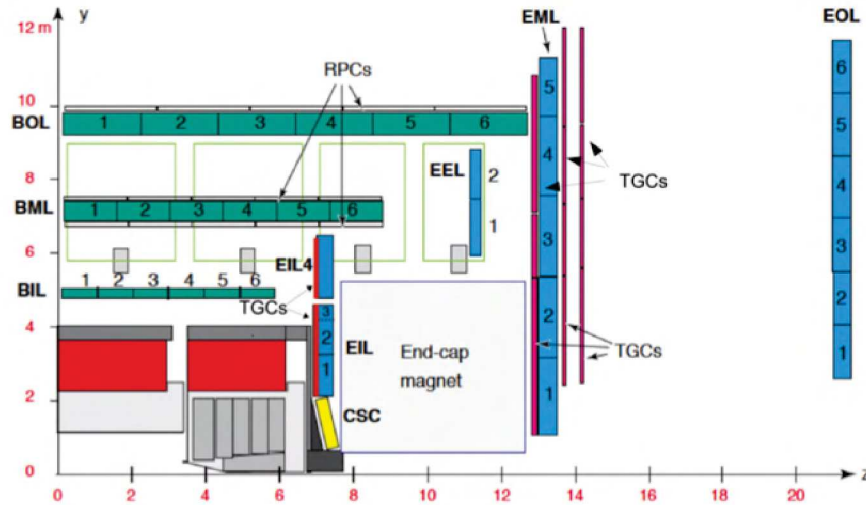
2.8 O PLANO DE ATUALIZAÇÃO DO LHC

Com o intuito de pesquisar novas físicas e consolidar a observação do Bóson de Higgs, foi desenvolvido um plano de atualização para o LHC. Este plano foi desenvolvido para proporcionar o aumento da estatística dos processos físicos já observados bem como a possibilidade de observar um novo processo físico, através do aumento da energia das colisões.

A Figura 24 mostra o cronograma do plano de upgrade do LHC (CERN, 2020b). O plano é composto por três fases (fase 0, fase 1 e fase 2) e três longas paradas (LS, do inglês Long Shutdown), onde intervenções serão feitas para a manutenção e aprimoramentos dos detectores.

A fase 0, chamada de Run 1, ocorreu antes do primeiro LS (em 2013 e 2014) e, durante seu período de operação, teve suas colisões ocorrendo com energias de 7 TeV e 8 TeV. Em 2015 iniciou-se a fase 1, logo após o primeiro LS, que se estenderá até 2023,

Figura 23 – Disposição geométrica das câmaras do espectrômetro de múons



Fonte: (ATLAS COLLABORATION, 2003b)

Figura 24 – Planejamento de operação do LHC



Fonte: (CERN, 2020b)

quando ocorrerá o terceiro LS e a preparação para a operação do High-Luminosity LHC. A fase 1 ainda é dividida em dois períodos de colisões, a Run 2 e Run 3, operando com energias de 13 TeV e 14 TeV, respectivamente. Após o terceiro LS, iniciará a fase 2, que visa aumentar ainda mais o potencial de descobertas físicas elevando as taxas de luminosidade a níveis extremos.

O projeto TileMuon, tema desta tese, faz parte da fase 1 do programa de atualização do LHC, operando no primeiro nível de filtragem do ATLAS desde 2018 (Run 2) até o final da fase 1, que ocorrerá em 2023.

3 *TRIGGER* DE MÚONS ASSISTIDO PELO TILECAL

Desde a sua fabricação, o ATLAS passa por diversos períodos de manutenção, onde seus componentes são atualizados e novos sistemas são incorporados de acordo com as necessidades do experimento. Na última década, observou-se um crescente aumento na taxa de falso alarme no primeiro nível de *trigger* de múons, provocado por diferentes fontes de ruído. Esses falsos eventos ocupam desnecessariamente a banda de aquisição do L1, impedindo que o primeiro nível de *trigger* guarde informações de eventos que poderiam ser interessantes para a física.

Da necessidade de atenuar a taxa de falso alarme no experimento, surgiu o conceito de fusão da informação de calorimetria com a informação das câmaras de *trigger* de múons, foco principal deste capítulo. Além disso, o sistema de detecção de múons no ATLAS é detalhado e uma revisão bibliográfica sobre a fusão de informação é feita, onde diversos estudos são descritos. O sistema de fusão de informação implementado no ATLAS - o TileMuon - também é abordado, através da descrição da interface entre a calorimetria e as câmaras de *trigger* de múons, além do módulo eletrônico instalado no sistema de calorimetria dedicado a detecção de múons.

3.1 DETECÇÃO DE MÚONS

Os Múons (μ) são partículas elementares de alta energia que possuem massa 207 vezes maior que a massa do elétron. Essas partículas são classificadas como Léptons e geralmente decaem em um elétron, um neutrino do múon e um anti-neutrino do elétron. As partículas de Múons podem ser produzidas a partir da interação entre a atmosfera da Terra e Raios Cósmicos, que são constituídos por partículas atômicas viajando a velocidades muito próximas à velocidade da luz como, por exemplo, os prótons relativísticos.

Diversas tecnologias foram desenvolvidas para detectar os múons. Entre elas pode-se citar os detectores visuais, amplamente utilizados no início dos estudos de Raios Cósmicos, e os detectores eletrônicos, como os contadores Geiger-Müller (PANDEY et al., 2017), os contadores Cherenkov (WATSON, 2011), os cintiladores (HOU, 2018), os contadores proporcionais (WINKLER et al., 2015) e as câmaras de ionização (HAJAMI et al., 2019).

Atualmente, os contadores proporcionais, as câmaras de ionização e os cintiladores são os detectores que proporcionam os melhores resultados em velocidade de resposta e/ou resolução e, por conta disso, são amplamente utilizados nos experimentos de altas energias. Embora esses experimentos possuam detectores dedicados a observação de múons, a construção desses imensos aparatos possui uma grande complexidade estrutural e, muitas vezes, os detectores não conseguem cobrir espacialmente toda a região de incidência das partículas de múons.

Diversas soluções foram propostas para contornar essas dificuldades. O experimento ZEUS (ADAMCZYK et al., 2014) por exemplo, que operou no acelerador de partícula HERA (*Hadron Elektron Ring Anlage*), na Alemanha, incorporou câmaras proporcionais de alumínio ao seu calorímetro mais externo, o BAC (*Backing Calorimeter*), adicionando ao calorímetro a função de detecção de múons.

A proposta de utilizar um calorímetro na identificação de múons também já estava prevista no ATLAS desde de a sua idealização inicial, no documento Letter of Intent (ATLAS COLLABORATION, 1992) em 1992. Durante a sua construção em 1996 (ATLAS COLLABORATION, 1996), uma saída analógica para o uso na identificação de múons foi disposta na eletrônica de aquisição de um dos seus calorímetros. No entanto, a necessidade de utilizar a informação do calorímetro para auxiliar o detector de múons deste experimento só surgiu anos mais tarde, quando a luminosidade do experimento atingiu níveis mais elevados.

3.2 DETECÇÃO DE MÚONS NO ATLAS

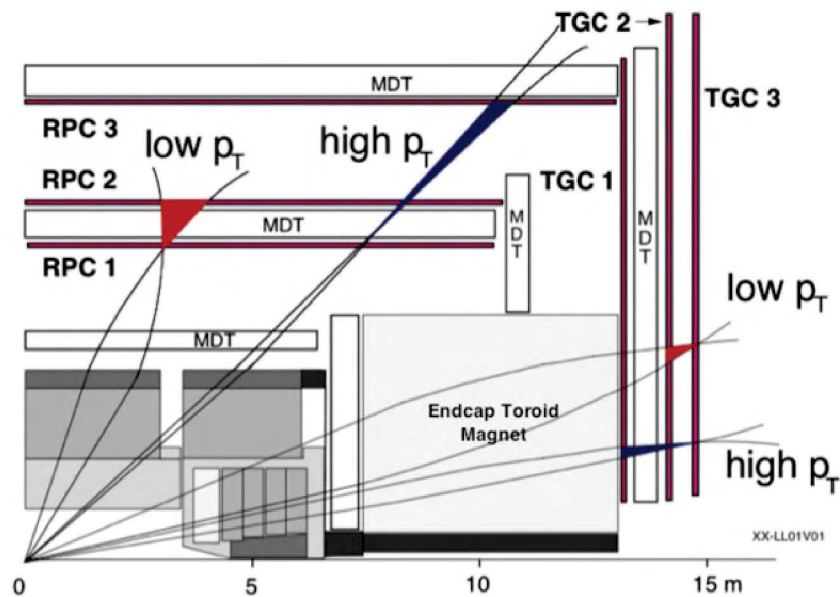
A presença de múons no estado final das colisões é uma assinatura para muitos processos físicos estudados no LHC. Esses estudos incluem medições de propriedades do bóson de Higgs e do modelo padrão, além de pesquisas que buscam por novos fenômenos. Dessa forma, um *trigger* de múons de alto desempenho é crucial para se obter um conjunto de dados que irá atender as demandas das várias análises físicas realizadas no experimento.

O sistema de *trigger* de múons do ATLAS é parte do sistema de seleção *online* de eventos do ATLAS. O primeiro nível de *trigger* de múons (L1Muon) baseia-se nos sinais das câmaras de *trigger*: TGCs na região da EndCap e RPCs na região do barril longo. O L1Muon busca pela combinação de cruzamentos entre partículas e as várias camadas (estações) de *trigger* das câmaras do MS, a fim de detectar múons em 6 patamares de momentos transversos (p_T) distintos. Para cada região de interesse (RoI) em uma estação (plano pivô), há uma janela pré-calculada de localizações em outras estações (até duas outras estações) para as quais se acredita que um múon acima de um certo patamar é capaz de passar. Essas janelas são calculadas usando simulações de Monte Carlo. Cada combinação de pontos de cruzamento indica o p_T da partícula (BUTTINGER, 2012).

As câmaras de *trigger* RPC e TGC são divididas em setores. Em ambas as regiões, existem três estações, com a estação intermediária no sistema RPC e a estação externa do TGC usada como os planos pivô, respectivamente. Aproximadamente 25 kHz dos 75 kHz da banda de seleção do nível 1 de filtragem são reservados para eventos de múons. A Figura 25 ilustra a seção transversal do detector ATLAS e a representação de duas janelas de localização projetadas pelo sistema de filtragem: uma para um múon de alto p_T e outra para o de baixo p_T .

O L1MUON é configurado para encontrar os seguintes patamares de seleção (BUT-

Figura 25 – Exemplos de duas partículas cruzando as camadas de trigger das câmaras do MS e as respectivas projeções do L1Muon



Fonte: (BUTTINGER, 2012)

(BUTTINGER, 2012):

- **MU0:** *Trigger* de múon para qualquer p_T . Requer somente que a partícula cruze duas estações do mesmo setor do MS. Esse patamar foi substituído pelo MU4 a partir da metade de 2011.
- **MU4:** Seleciona múons que cruzam duas estações do mesmo setor com p_T superior à 4 GeV.
- **MU6:** *Trigger* para múon com p_T superior à 6 GeV. Requer que pelo menos duas estações do RPC sejam atingidas ou as três estações do TGC.
- **MU10:** *Trigger* para múon com p_T superior à 10 GeV. Possui as mesmas regras de coincidência do MU6, porém com janelas de localizações menores.
- **MU11:** *Trigger* para múon com p_T superior à 11 GeV. Este patamar utiliza as janelas de localização do MU10 para duas estações, mas requer uma terceira coincidência no RPC. Assim, os *triggers* MU10 e MU11 têm o mesmo patamar de energia, porém o MU11 tem um requisito de *trigger* mais restrito que o MU10.
- **MU15:** *Trigger* para múon com p_T superior à 15 GeV. Exige a passagem do múon nas três estações.

- **MU20:** *Trigger* para múon com p_T superior à 20 GeV. Possui as mesmas regras de coincidência do MU15, porém projeta janelas menores.

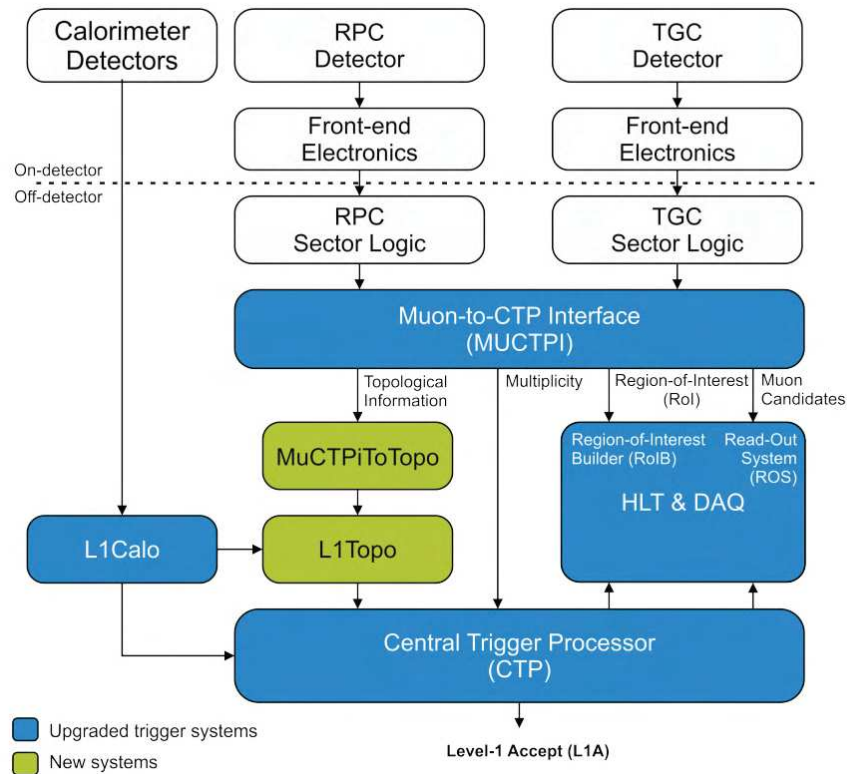
Algumas regiões do detector não são cobertas pelo RPC devido a questões geométricas (ATLAS COLLABORATION, 1997). Por conta disso, nestas regiões o múon não pode ser classificado como MU11, MU15 ou MU20, mesmo que o valor de p_T o qualifique para tal patamar. Nesses casos, os eventos são marcados como MU10.

A interface entre o L1Muon e o HLT é feita através do MUCTPI (*Muon-to-Central-Trigger-Processor Interface*) (SPIWOKS et al., 2018). Em cada colisão, o MUCTPI recebe até dois candidatos de múon de cada um dos 208 setores de múon (64 na região do barril longo e 144 na região *EndCap* e *Foward*) e calcula a multiplicidade total para cada um dos seis patamares mencionados, levando em consideração a contagem dupla de candidatos de múon em diferentes setores devido a regiões de sobreposição. Além disso, o MUCTPI também extrai a informação da posição da partícula e envia para o L1Topo via a interface MuCTPiTopo. Essas informações são enviadas para o CTP, que tomará a decisão final do L1 *trigger* com base nas informações dos calorímetros, a multiplicidade dos múons e os resultados dos algoritmos executados no processador L1Topo (SIMIONI, 2014). A Figura 26 mostra um diagrama de bloco do primeiro nível de *trigger*, enfatizando o *trigger* de múon.

A seleção de múons no HLT utiliza informações das regiões de interesse passadas pelo L1 com granularidade plena, melhorando a estimativa da posição e do momento transversal através de algoritmos otimizados para rejeitar eficientemente o ruído de fundo e selecionar rapidamente os candidatos à múons (VENTURA, 2009). Esses algoritmos utilizam as informações adquiridas pelas câmaras de precisão (MDT no caso da região do barril longo) - que possuem maior precisão que as informações provenientes do RPC - para processarem os dados. Através da reconstrução mais precisa, refina-se a estimativa do momento transversal da partícula.

O primeiro algoritmo do HLT é o *muFast* (VENTURA, 2009). Este algoritmo seleciona tubos do MDT próximos a trajetória projetada pelo L1, visando confirmar ou rejeitar os candidatos a múons. Um ajuste linear é realizado em cada estação para se obter a interseção entre a passagem do múon e a própria estação, aprimorando a reconstrução da trajetória da partícula (MATTIA, 2011). O segundo algoritmo é chamado de *muComb* e combina as informações do detector interno com a trajetória do múon no MS (BUTTINGER, 2012). Com essa informação, é possível identificar e rejeitar os múons provenientes de decaimentos de píons e káons, além de falsos alarmes e raios-cósmicos (AAD et al., 2011).

Baseado nas informações advindas do *muComb* e da calorimetria, o *muIso* é utilizado para rejeitar múons oriundos de decaimentos de hádrons. Além disso, este algoritmo também pode ser utilizado para distinguir um múon isolado e um não isolado (VENTURA,

Figura 26 – Diagrama de bloco do primeiro nível de *trigger*

Fonte: (OLIVEIRA et al., 2014)

2009).

O *muTile* foi desenvolvido para aumentar a eficiência em identificar múons com um momento transverso baixo, utilizando a informação da energia depositada na última camada do TileCal (célula D). Se a energia na célula D for compatível com a de um múon as demais células daquela torre são analisadas e, se todos os cortes energéticos do algoritmo for satisfeito, considera-se que a torre foi cruzada por um múon (USAI, 2004).

Por fim, existem ainda dois algoritmos que compõem o *trigger* de múons do HLT: o *TrigMuonEF* e o *TrigMuGirl*. Com a finalidade de confirmar os candidatos de múons já validados, esses algoritmos seguem as mesmas estratégias dos quadro algoritmos descritos anteriormente, com uma maior latência. Dessa forma, pode-se acessar mais informações e obter resultados mais apurados (VENTURA, 2009).

3.3 FUSÃO DE INFORMAÇÃO PARA A REDUÇÃO DE FALSOS ALARMES NA REGIÃO CENTRAL

A principal motivação da construção do TileCal foi auxiliar na detecção de jatos hadrônicos. No entanto, desde sua concepção, vislumbrou-se um potencial para detectar partículas de múons através das células D do detector. Isto é possível devido ao tamanho

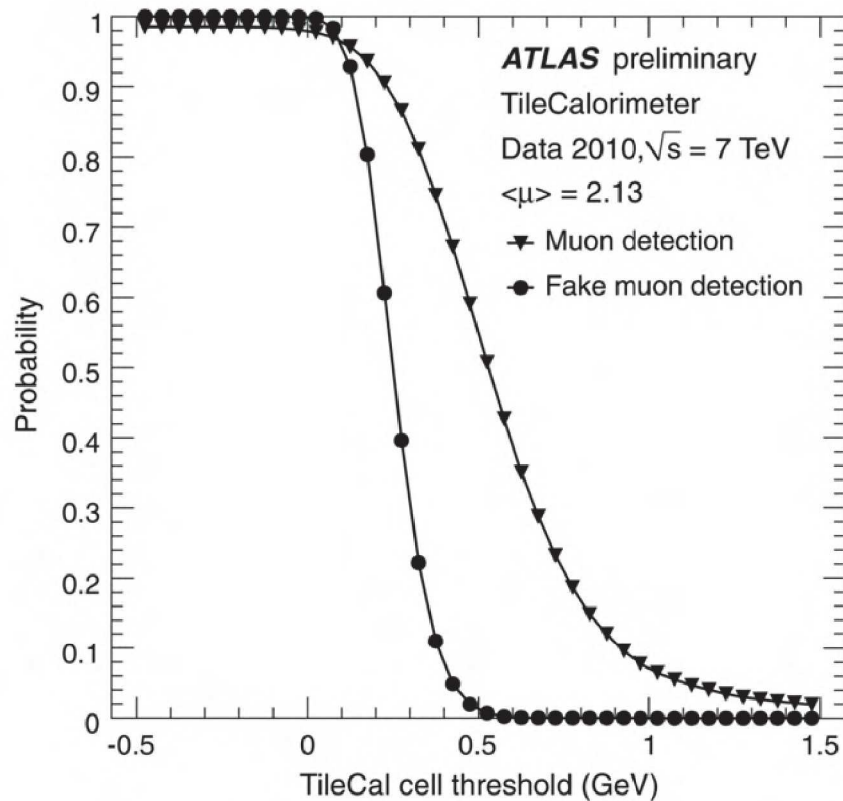
e a localização destas células, sendo as maiores do TileCal e as mais distantes do ponto de interação do ATLAS. Devido a estas características, as células D possuem SNR (*Signal to Noise Ratio*) favorável para detecção de múons. Isso ocorre porque a energia depositada por uma partícula é proporcional ao comprimento da trajetória desempenhada por tal partícula no material e, sendo a camada D radialmente a mais externa do TileCal, grande parte do ruído de fundo é absorvido pelas camadas do calorímetro que estão mais próximas do ponto de interação. Além disso, por se tratarem de léptons pesados, deposição de energia pelos múons nos calorímetros do ATLAS é baixa. Assim, a probabilidade dessas partículas serem detectadas é maior nas células que tem o maior volume de material absorvedor, as células D do TileCal.

Os canais analógicos destinados a detecção de múons no calorímetro estavam disponíveis desde a construção do ATLAS, através das placas somadoras do TileCal, conforme descrito na seção **2.6.3**. No entanto, a utilização desses canais mostrou-se relevante somente quando simulações indicaram um aumento do ruído de fundo da caverna, onde o ATLAS está instalado, que prejudicaria o desempenho do L1Muon. O ruído de fundo influencia em parâmetros como a granularidade, a taxa de aceitação de eventos, a redundância na taxa de instrumentação de *trigger*, a eficiência no reconhecimento de padrões e, até mesmo, na degradação dos componentes do detector (BARANOV et al., 2005), exercendo um impacto relevante no espectrômetro de múons e, conseqüentemente, no L1Muon.

Os múons pelos quais se tem interesse, gerados no ponto de interação das colisões, interagem com as câmaras do MS após cruzarem todos os outros detectores do ATLAS, incluindo o TileCal. Já as partículas que geram o ruído de fundo partem de outros pontos, como os ímãs toroidais das tampas, e interagem apenas as câmaras de múons. Dessa forma, utilizar a informação do TileCal em coincidência com a informação do MS pode atenuar a taxa de falso alarme no L1Muon, causada pelo ruído de fundo.

Antes do primeiro *upgrade* do ATLAS, algumas simulações indicaram que o aumento do ruído de fundo da caverna na próxima fase de operação impactaria de forma significativa o desempenho do L1Muon. Motivado por esta observação, um estudo foi realizado para avaliar o efeito do ruído de fundo da caverna no L1Muon na região $|\eta| < 1.0$ (CIODARO, 2012). Como resultando, concluiu-se que este impacto poderia ser reduzido ao combinar as informações entre o TileCal e as câmaras RPC, na região central do ATLAS. Dessa forma, em tal estudo foi proposta a fusão de informação da região do barril longo do TileCal com a informação das câmaras de múon da região central do ATLAS, as câmaras RPC. O desempenho desta fusão é mostrado na Figura 27. Para um patamar de detecção de 350 MeV, observa-se uma probabilidade de confirmar 80% dos múons detectados pelo L1Muon para uma probabilidade de confirmar 20% da taxa de falso alarme do L1Muon. Assim, é possível reduzir 80% da taxa de falso alarme do L1Muon, enquanto 80% da taxa de múons detectada pelo mesmo é mantida.

Figura 27 – Probabilidade de detecção de múons e falso-alarme, em relação ao patamar de energia, do sistema com fusão de informação para a região central do ATLAS

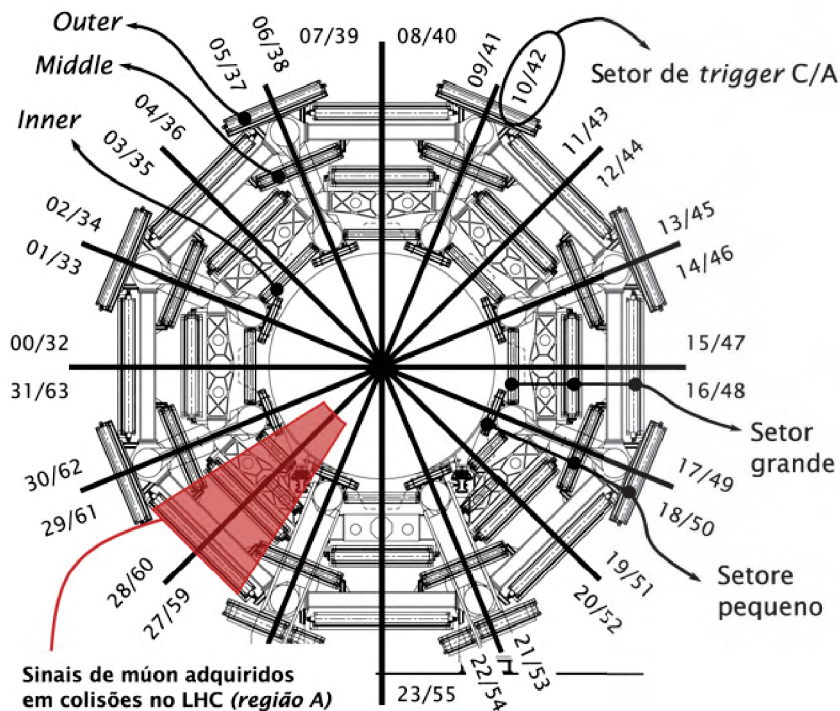


Fonte: (CIODARO, 2012)

Este estudo foi realizado com dados de colisão adquiridos por um conjunto de *hardware* de aquisição, normalmente utilizado para a digitalização dos sinais das torres de *trigger* do TileCal, durante o ano de 2010. Este conjunto de *hardware* estava reservado para eventuais substituições durante uma fase de manutenção do ATLAS e, por isso, pôde ser utilizado. A Figura 28 ilustra a região do ATLAS em que a fusão de informação foi realizada no referido estudo. Os sinais de múons obtidos através das placas somadoras do TileCal foram adquiridos concomitantemente com toda a informação fornecida pelos demais sistemas do ATLAS, tornando possível que a análise do desempenho da fusão de informação fosse feita com dados reais, mesmo sem um *hardware* dedicado para realizar a fusão das informações entre o TileCal e o MS.

Embora o estudo em questão tenha apontado os benefícios de utilizar a fusão de informação na redução de falsos alarmes no L1Muon, a evolução dos estudos sobre o ruído de fundo da caverna mostraram que a taxa de falsos *trigger* durante a Run 2 e Run 3 está dentro das margens de segurança do primeiro nível de *trigger* de múons (CIODARO; SEIXAS; CERQUEIRA, 2013). Dessa forma, a possibilidade de utilizar o calorímetro na região central do barril para a detecção de múons foi vislumbrada para o futuro, quando

Figura 28 – Região do ATLAS compreendendo as câmaras de múons e as células do TileCal, utilizadas na fusão para a região central



Fonte: (CIODARO, 2012)

os benefícios de atribuir ao barril longo do TileCal uma finalidade adicional superar os esforços para a implementação do mesmo.

3.4 FUSÃO DE INFORMAÇÃO PARA A REDUÇÃO DE FALSOS ALARMES NA REGIÃO DAS TAMPAS (TILEMUON)

O *trigger* de múons MU20 desempenha um papel importante na confirmação do bóson de Higgs no programa de física do ATLAS. Isso ocorre porque os múons presentes no decaimento do bóson de Higgs tem uma maior probabilidade de ter seu momento transversal superior a 20 GeV. A taxa máxima de *trigger* do L1 do ATLAS, assim como a alocação de banda para diferentes *triggers*, é definida pelo grupo de *trigger* do ATLAS, levando em consideração as necessidades do programa de física e limitações práticas do sistema. Considerando o aumento da luminosidade instantânea fornecida pelo LHC e, conseqüentemente, o aumento da taxa de *trigger* do L1, ficou estabelecido para o run 2 e 3 uma taxa máxima de *trigger* do L1 de aproximadamente 100 kHz. Este valor máximo é dividido entre elétrons, múons, jatos, eventos com energia faltante e *triggers* com objetos combinados. Isso implica uma largura de banda limitada em 25 kHz para a detecção de múons. Estudos demonstraram que, caso o sistema de *trigger* não fosse alterado, a taxa de

MU20 chegaria a mais de 50 kHz para uma luminosidade de $3 \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. A maior parte desta taxa seria, na realidade, gerada por prótons de baixa energia (falsos múons) que emergem dos ímãs toroidais e da blindagem dos feixes do LHC, ambos situados na região das tampas do ATLAS $\eta > 1$ (ATLAS TDAQ SYSTEM, 2013).

Esses falsos múons interagem apenas com as referidas câmaras, enquanto os múons de colisão cruzam tanto o TileCal quanto as câmaras de múons, conforme mencionado anteriormente. Assim, da mesma forma que na fusão na região central, outro estudo da fusão da informação do TileCal com a informação das câmaras de múons foi realizado (CERQUEIRA, 2015) (RYZHOV, 2016). Este estudo, no entanto, apresenta algumas diferenças em relação ao estudo apresentado na seção anterior:

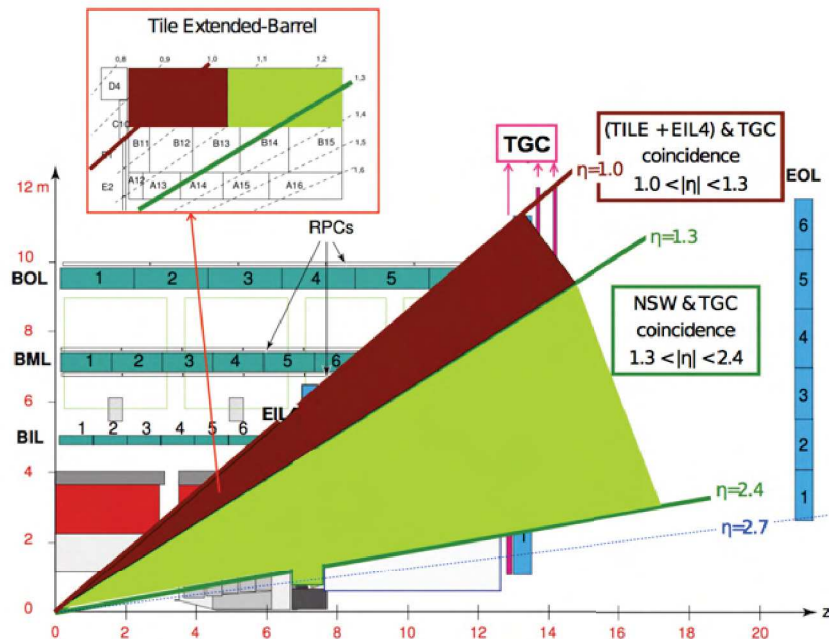
- As câmaras de múons utilizadas estão localizadas na região das tampas do MS (TGC), enquanto na fusão para a região central são utilizadas as câmaras RPC.
- É utilizada a região do barril estendido do TileCal, ao invés da região do barril longo.
- A taxa de falsos múons é causada por prótons de baixo momento na região das tampas enquanto, no estudo anterior, essa taxa é causada pelo ruído da caverna.

Este sistema de *trigger*, chamado de TileMuon, tem como objetivo combinar a informação do TGC com a informação do TileCal na região do barril estendido para reduzir a taxa de falsos múons. A Figura 29 ilustra um corte transversal no detector ATLAS. Note que os múons emergentes das colisões cruzam as células D5 e D6 do barril estendido do TileCal, coberta por $1,0 < |\eta| < 1,3$, antes de chegar ao TGC. Além disso, a região do TileCal que coincide com as câmaras TGC não tem cobertura do NSW¹. As distribuições de múons previstas para a Run 3 (ATLAS TDAQ SYSTEM, 2013), quando o sistema TileMuon já estaria em operação, em função de η , obtidas a partir do patamar $p_T > 20$ GeV, são mostradas na Figura 30. Em branco, encontram-se os candidatos a múons selecionados pelo L1Muon, após a instalação do NSW. Em amarelo, estão representados os múons selecionados pela coincidência entre a informação do L1Muon e do barril estendido do TileCal. E, em verde, estão os múons aceitos pelos algoritmos *offline*. Nesta figura é possível observar que, a área da distribuição em branco na região entre $1,0 < \eta < 1,3$ é completamente atenuada ao utilizar a informação do TileCal combinada com o L1Muon. Esta região representa os *triggers* gerados pelos falsos múons na região das tampas.

O conjunto de *hardware* de aquisição utilizado para adquirir os dados utilizados nos estudos da fusão para a região do barril longo, também foram utilizados em 2011 para adquirir dados das células D5 e D6 do barril estendido do TileCal. Dessa forma, foi possível

¹ O NSW (New Small Wheel) é um detector que foi instalado durante a fase 1 de atualização do LHC e sua finalidade é realizar medições de trajetória de múons e auxiliar na redução da taxa de falso alarme do L1Muon, através da coincidência com as câmaras TGC (KAWAMOTO et al., 2013)

Figura 29 – Geometria de coincidência em η entre o TileCal e o espectrômetro de múons na região das tampas do experimento

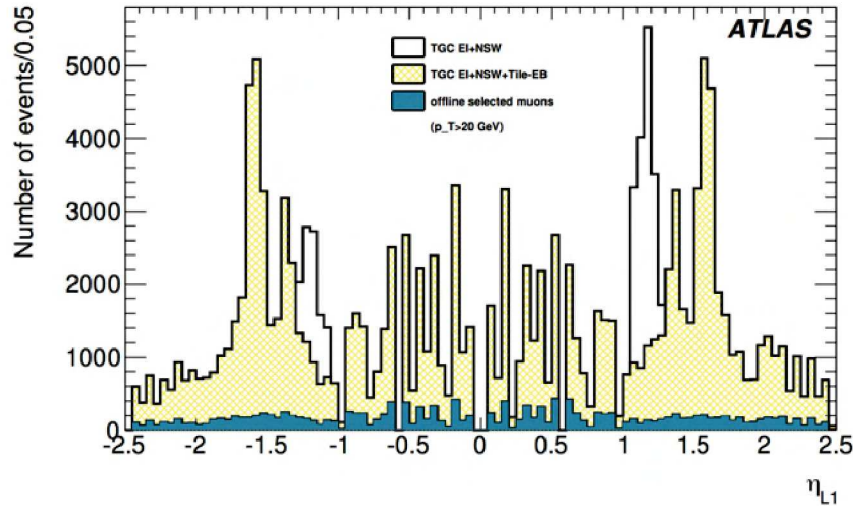


Fonte: (ATLAS TDAQ SYSTEM, 2013)

estimar a eficiência da detecção de múons (pontos pretos) e a respectiva redução das taxas de falsos *triggers* (triângulos vermelhos) em função do limiar de energia aplicado as células D5 + D6 do TileCal, como pode ser visto na Figura 31. Usando um patamar de 500 MeV, uma eficiência de 93% é obtida, ou seja, apenas 7% dos múons selecionados pelo L1Muon não são confirmados pelo sistema de coincidência. Para este mesmo patamar, observa-se que a probabilidade de confirmar um falso-alarme do L1Muon é de 17%, rejeitando assim 83% dos falsos *triggers* de múons. Note que este resultado é superior ao resultado do desempenho da fusão na região do barril longo (apresentado na Figura 27). Este resultado pode ser explicado pelo fato das células do barril estendido do TileCal possuírem uma relação sinal ruído (SNR) mais favorável para a detecção de múons que as células do barril longo. Enquanto a SNR das células do barril longo variam entre 2 e 3, a SNR das células do barril estendido varia entre 4 e 6. Estes valores podem ser observados na Figura 32, para as células D1 e D2 do barril longo, e nas barras em vermelho na Figura 33, para as células D5 ($0,9 < |\eta| > 1,1$) e D6 ($1,1 < |\eta| > 1,4$) do barril estendido. Os valores de SNR para o barril estendido foram obtidos com os mesmos dados utilizados para calcular a eficiência da detecção de múons (ilustrado na Figura 31). Já os valores de SNR para o barril longo foram adquiridos através de um feixe para testes utilizado para a calibração e caracterização dos módulos TileCal (ADRAGNA et al., 2009).

Os resultados do estudo descrito nesta seção demonstraram que, pode-se rejeitar uma quantidade substancial de falsos múons no primeiro nível de *trigger* do ATLAS,

Figura 30 – Distribuições de candidatos a múons selecionados pelo L1Muon e o NSW (em branco), de candidatos a múons selecionados pelo L1Muon, NSW e o TileCal (em amarelo) e de múons offline com $p_T > 20$ GeV



Fonte: (ATLAS TDAQ SYSTEM, 2013)

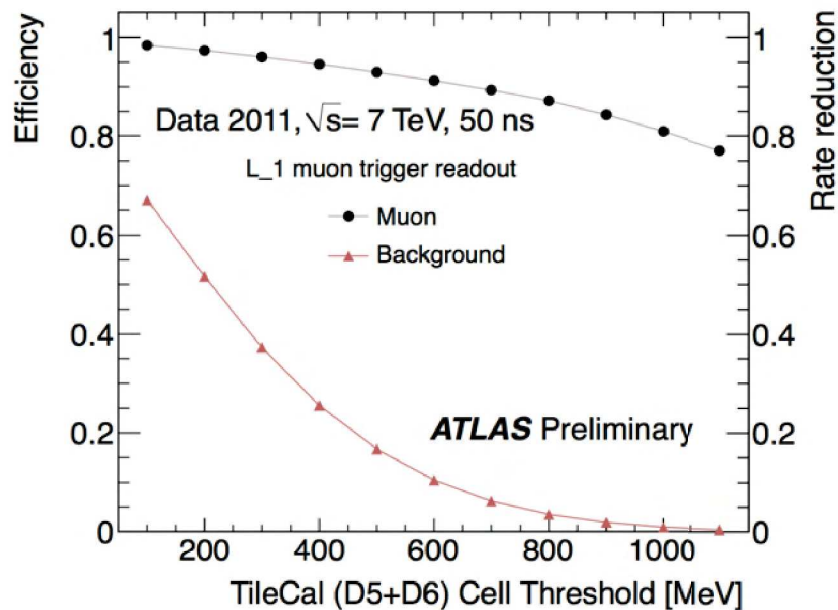
sem comprometer significativamente a eficiência na detecção de múons. Dessa forma, um módulo eletrônico foi desenvolvido para processar as informações dos canais de múons do TileCal e prover a comunicação com o sistema do MS, permitindo assim a fusão de informação entre o barril estendido do TileCal e o TGC. Este módulo eletrônico é denominado (*TileMuon Digitizer Board*) (TMDB) será apresentado na seção **3.6.2**.

3.5 FUSÃO DE INFORMAÇÃO PARA A REDUÇÃO DE FALSOS ALARMES CONSIDERANDO A FASE 2 DE ATUALIZAÇÃO

Esta seção é dedicada a explorar o potencial para a utilização da fusão de informação no run 4, que ocorrerá após a fase 2 de atualização do LHC. Nesta fase da operação, o ruído para a detecção de múons passará a ser dominado pelo ruído de empilhamento, ao invés do ruído eletrônico do canal analógico de múons. A Figura 34 ilustra o ruído de fundo medido para as células D5 e D6, com valores de número médio de interações por colisões dos feixes do LHC (μ) de até 20, para dados de colisão adquiridos pela leitura padrão do TileCal em 2012 (CERQUEIRA, 2013). Também pode-se observar valores do ruído das células D5 e D6 para valores de μ maiores que 20, obtidos através de simulação. Ainda na mesma figura, é mostrado o ruído eletrônico da leitura padrão do TileCal, cujo o valor é aproximadamente 20 MeV. O aumento do ruído de fundo ocorre em função do ruído de empilhamento, que cresce com o aumento de μ .

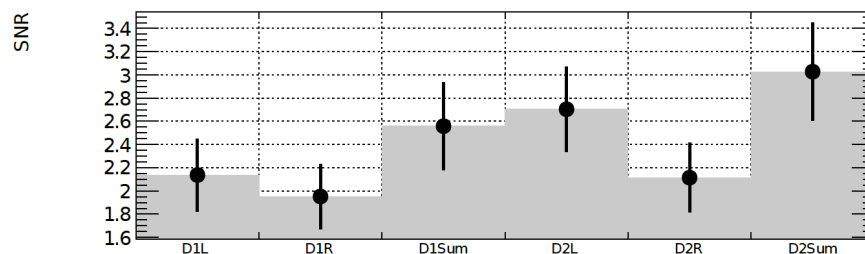
Após a fase 2 de atualização, espera-se atingir uma luminosidade instantânea de $5 \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ e $\mu = 200$ (ATLAS COLLABORATION, 2012a) no ATLAS. Além disso,

Figura 31 – Eficiência de detecção de muon e redução das taxas de falsos *triggers* em função de um patamar



Fonte: (ATLAS TDAQ SYSTEM, 2013)

Figura 32 – Razão sinal-ruído para as células D1 e D2 do barril do TileCal

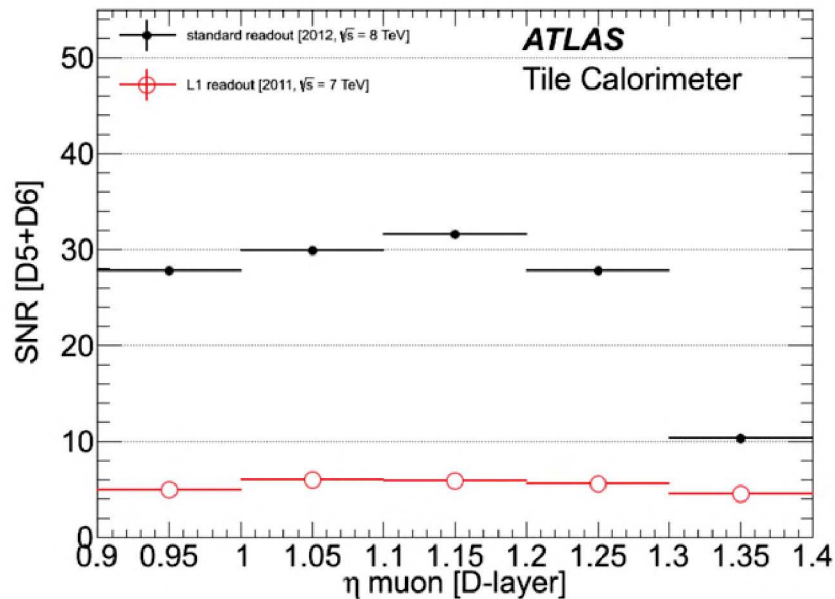


Fonte: (ATLAS TDAQ SYSTEM, 2013)

nesta fase, o TileCal receberá uma nova eletrônica onde a informação de todas as células estarão disponíveis para o sistema de *trigger* através de canais digitais (CERQUEIRA, 2013)(TANG et al., 2010). Estima-se que o ruído eletrônico em tais canais serão cerca de 20 MeV, resultando em uma relação sinal-ruído de aproximadamente 10 vezes maior que a SNR do canal analógico de múons. Apesar deste resultando não considerar o efeito do ruído de empilhamento, ele apresenta um cenário otimista para a detecção de múons no barril longo e condições ainda mais favoráveis para a detecção de múons no barril estendido.

Um estudo sobre a eficiência da fusão de informação para a região central e para a região das tampas, considerando o ambiente após a fase 2 de atualização, foi

Figura 33 – Razão sinal-ruído para as células D5 e D6 através do canal analógico dedicado a múon (em vermelho) e através da leitura padrão do TileCal (em preto)

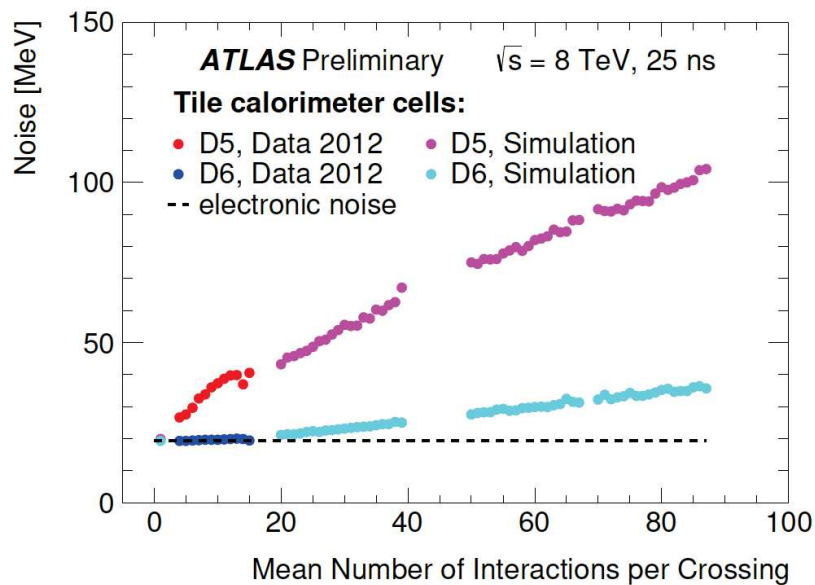


Fonte: (ATLAS TDAQ SYSTEM, 2013)

realizado (GAMA, 2017). Para simular o ruído da nova eletrônica do TileCal foi utilizado a leitura padrão do calorímetro, contida em conjuntos de dados *offline*. Os valores SNR das células D5 e D6, representados pelas barras pretas na figura 33, também foram obtidos através da leitura padrão do TileCal. Essa leitura é gerada em função de eventos que são aceitos pelo primeiro nível de *trigger*, por isso, na prática, ela não pode ser utilizada para alimentar um sistema de *trigger* de nível 1, como é o caso do TileMuon. Esse estudo mostrou que a fusão para a região central rejeita 85% da taxa de falsos múons, enquanto mantém certa de 98% da taxa de múons detectados pelo mesmo. Esse resultado representa um aumento de 18 pontos percentuais na probabilidade para que um múon detectado pelo L1Muon seja confirmado em comparação com a fusão para a região central, que usa o canal analógico de múons. Observa-se também uma redução de 5 pontos percentuais na taxa de falso alarme. Já para fusão na região das tampas, estimou-se uma taxa de 20% de falso alarme, enquanto mantém cerca de 98% da taxa de múons detectados. Em comparação com a fusão para a região das tampas que usa o canal analógico de múons, existe um aumento de 5 pontos percentuais para a probabilidade de confirmação de múons detectados pelo L1Muon e um aumento de 3 pontos percentuais na taxa de falso alarme. Ainda assim, estes resultados demonstram que, a taxa de falsos múons pode ser substancialmente reduzida ao utilizar a fusão de informação, mesmo considerando o ambiente após a fase 2 de atualização, mantendo uma alta taxa de confirmação dos múons de colisão detectados pelo L1Muon.

Motivado pelos resultados obtidos no estudo sobre a eficiência da fusão de in-

Figura 34 – Ruído para as células D5 e D6 em função de $\langle \mu \rangle$



Fonte: (ATLAS TDAQ SYSTEM, 2013)

formação para o run 4 e nas limitações da eficiência do L1Muon geradas por efeito de descontinuidades nas câmaras de trigger de múons na região central do ATLAS, um sistema de trigger de múons com leitura digital, que utiliza apenas a informação de uma das estações das câmaras de trigger RPC, para detectar múons de alto p_T na região-central do ATLAS foi idealizado (GAMA, 2017). Por efeito de descontinuidades nas câmaras de trigger de múons da região central do ATLAS, a eficiência do L1Muon é limitada a cerca de 70%. Esta região é coberta pelas câmaras de trigger RPC, que é composta por três estações (RPC1, RPC2 e RPC3). Para que um múon de alto p_T ($p_T > 11 \text{ GeV}$) seja detectado, o L1Muon requer que a partícula passe nas três estações. Como as duas estações mais internas (RPC1 e RPC2) possuem mais descontinuidades, com a finalidade de eliminar a ineficiência causada pelas mesmas, estudou-se um sistema de *trigger* de múons que não exige interações com o RPC1 e o RPC2. As células do TileCal que coincidem com as câmaras RPC3 estão situadas na região do barril longo do calorímetro. Atualmente, essas células não exibem uma SNR favorável para a detecção de múons. No entanto, após a fase 2 de atualização, quando as informações das células do TileCal serão disponibilizadas para o sistema de *trigger* através de canais digitais, a razão sinal-ruído será cerca de 10 vezes maior, criando um cenário propício para a detecção de múons no barril longo do TileCal.

Para que o estudo da fusão de informação neste cenário pudesse ser realizado, as dimensões da região do TileCal por onde passa o múon detectado pelas câmaras RPC3 foram estimadas. Como as geometrias do RPC3 e das células do TileCal são distintas, não há alinhamento entre tal estação e as células. Além disso, existem incertezas relacionadas

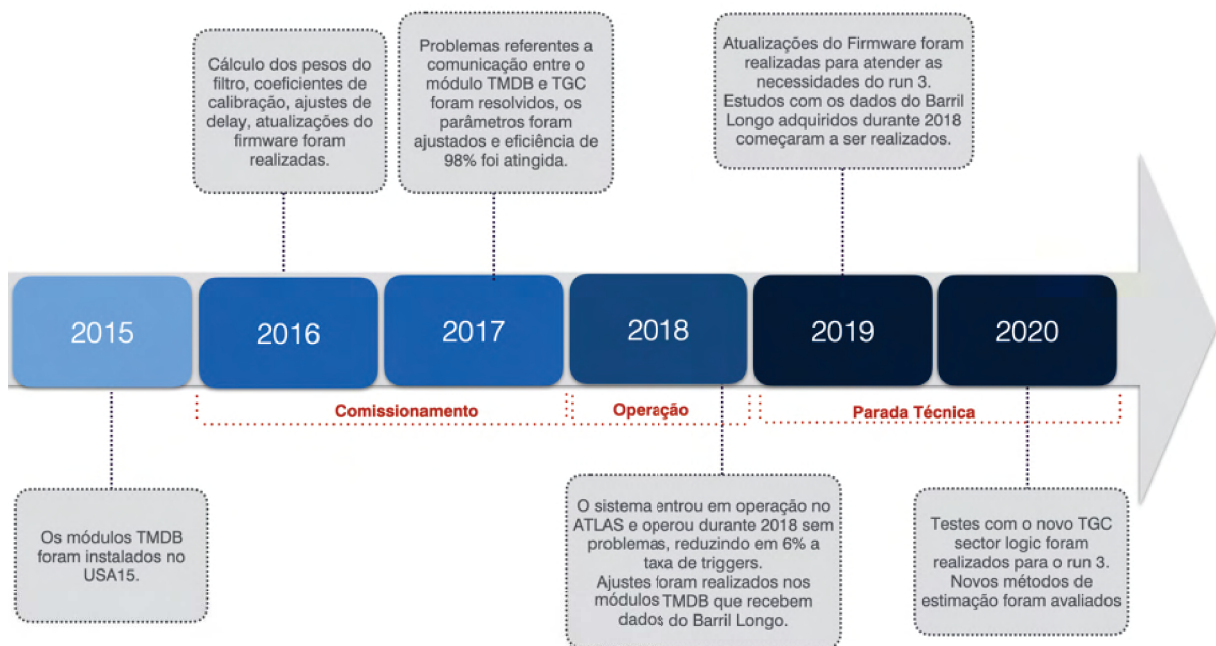
a estimação da posição dos múons detectados e um campo magnético no ATLAS, que provoca um desvio entre as coordenadas do mesmo múon medida pelo TileCal e pelo RPC. Tal cenário indica uma considerável incerteza na posição onde um múon, identificado em uma determinada região no RPC3, cruzou o TileCal. Isso implica que este múon deve ser procurado em uma região do TileCal. No referido trabalho, um estudo foi realizado para estimar as dimensões dessa região. Com o intuito de avaliar o impacto do tamanho das regiões no rendimento da fusão de informação, quatro detectores de múons para o TileCal, alimentados por regiões diferentes, foram analisados. O detector que utilizou a região que considera duas células e dois módulos do TileCal, centradas nas coordenadas do candidato a múon, apresentou o melhor rendimento e, por isso, foi utilizado na continuação deste trabalho. Por fim, a eficiência do sistema de *trigger* que usa a fusão de informação, denominado de trigger RPC3+Tile, foi analisada e comparada com a eficiência do L1Muon. O RPC3+Tile obteve um ganho de 13,01 pontos percentuais na detecção de múon, quando comparado ao L1Muon ($p_T > 15$ GeV), e um acréscimo de apenas 3,75 pontos percentuais no falso alarme. Além disso, observou-se que o sistema RPC3+Tile é capaz de recuperar a eficiência das regiões onde há falhas na instrumentação.

3.6 O SISTEMA DE DIGITALIZAÇÃO E PROCESSAMENTO DE LEITURA ANALÓGICA DEDICADA A MÚONS

Os estudos apresentados nas três seções anteriores destacam o potencial de utilizar a deposição de energia ocasionada por múons nas células D do TileCal para reduzir a taxa de falso alarme do L1Muon. Dentre os sistemas apresentados nestes estudos, a fusão de informação na região das tampas (TileMuon) se destacou pelo seu desempenho em reduzir os falsos *triggers* de múons sem comprometer significativamente a identificação dos múons de colisão. Esses resultados motivaram a implementação do TileMuon na fase 1 de atualizações do ATLAS. Para tal, um módulo eletrônico, chamado *TileMuon Digitizer Board* (TMDB), foi desenvolvido e instalado no primeiro nível de *trigger* do TileCal para digitalizar os canais analógicos dedicados à leitura dos sinais de múons, processá-los, e enviar o resultado do processamento à eletrônica de *trigger* das câmaras TGC, conhecida como *TGC - Sector Logic*. A Figura 35 mostra uma linha do tempo do projeto TileMuon. Ao final de 2015, os módulos TMDB foram instalados na caverna USA15 do ATLAS, onde recebem todos os canais de múons do TileCal e se comunicam com o sistema de *trigger* e aquisição de dados (TDAQ). A fase de comissionamento começou logo em seguida e se estendeu durante os anos de 2016 e 2017. Durante o comissionamento, diversos testes foram efetuados com a finalidade de avaliar o sucesso da integração dos dois sistemas e estudar a eficiência do TileMuon. Nesta etapa, o *firmware* dos módulos TMDB recebeu diversas atualizações e problemas referentes a comunicação entre o módulo TMDB e o TGC foram detectados e resolvidos. O comissionamento do TileMuon foi o foco dos trabalhos (GONCALVES, 2017) e (FERRAZ, 2018), onde foram realizados os primeiros

estudos com dados de colisões coletados pelos módulos TMDB. Durante o run 2, no ano de 2018, o TileMuon entrou em operação no ATLAS, reduzindo em 6% a taxa de *trigger* do ATLAS. Durante esta fase, os módulos TMDB que recebem informações dos canais de múons advindos do barril longo receberam alguns ajustes e passaram a coletar dados de colisões. Atualmente, o ATLAS se encontra em uma fase de atualização (LS). Esta etapa teve início em 2019 e irá se estender até início de 2022, quando se iniciará o run 3. Durante o LS, o projeto TileMuon está passando por algumas atualizações, com o objetivo de prepará-lo para as condições de operação do run 3. O espectrômetro de múons terá um novo *TGC-sector logic* (MINO, 2020) e o TMDB, por sua vez, receberá uma atualização no *firmware* da sua FPGA principal. As próximas seções deste capítulo são dedicadas a apresentar uma visão geral da interface entre os módulos do barril estendido do TileCal e o *TGC-sector logic*, além de descrever o módulo TMDB.

Figura 35 – Linha do tempo do projeto TileMuon



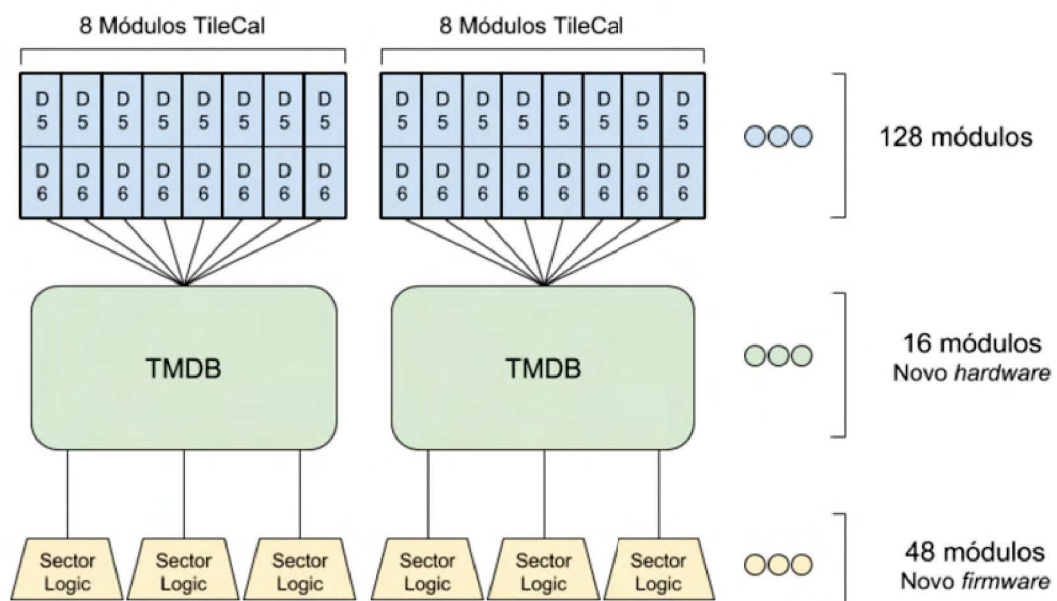
Fonte: Elaborado pelo autor (2020)

3.6.1 Interface entre o TileCal e as câmaras TGC

O sistema TileMuon é composto por 64 módulos do barril estendido do TileCal para cada região da tampa, em cada lado do detector (lados A e C), e o primeiro nível de *trigger* de múons na região das tampas do MS, divididos em 48 setores de *trigger*. Devido ao casamento de geometria entre o TileCal e as câmaras TGC, cada setor de *trigger* recebe a informação de 2 módulos do TileCal. Dessa forma, o sistema é composto por

128 módulos do TileCal e 48 *TGC-sector logic*. A Figura 36 mostra uma visão geral da interface entre os módulos do TileCal e a eletrônica do *TGC-sector logic*, intermediada por módulos eletrônicos TMDB. Este módulo é responsável por processar os sinais das células D5 e D6 de 8 módulos do TileCal e fazer a interface com 3 módulos *TGC-sector logic* do primeiro nível de *trigger* de múons. O sistema TileMuon é composto, portanto, por 16 módulos TMDB hospedados na caverna ATLAS USA15 e 48 *TGC-Sector Logic*. Cada módulo TMDB recebe 32 sinais analógicos de múon do barril estendido TileCal e interage com 3 *TGC-Sector Logic*.

Figura 36 – Arquitetura do Sistema TileMuon

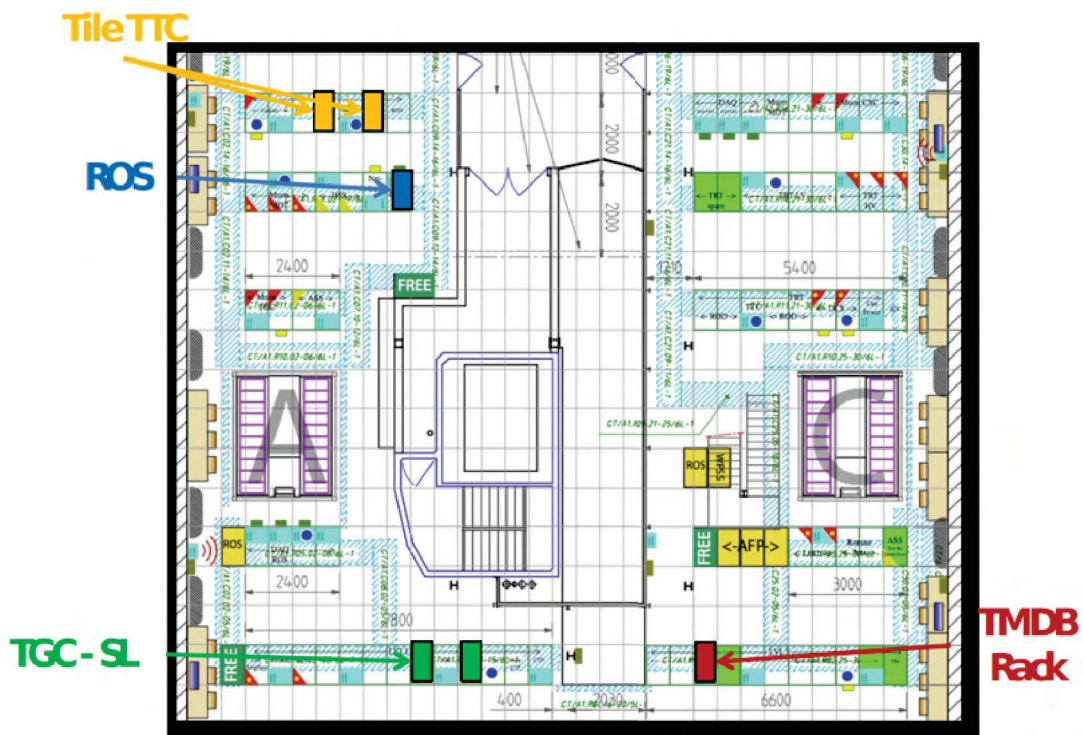


Fonte: (FERRAZ, 2018)

Os módulos TMDB estão alocados em um *crate* com o padrão VME 9U (GAMA, 2017) em um *rack* da caverna USA15. Os sinais do TileCal são conduzidos até os módulos TMDB por cabos diferenciais de cobre por cerca 75 m, distância entre a caverna principal do experimento (UX15) e os módulos TMDB. Os módulos *TGC-sector logic* recebem as informações do módulo TMDB através de três links Gigabit (Glink), instaladas ente os *racks* dos módulos TMDB e o *rack* onde os *TGC-sector logic* estão instalados. Além disso, dados contendo detalhes do processamento realizado em cada TMDB são enviados para o *Readout System* (ROS) (JENNI et al., 2003) do TileCal, através de uma fibra ótica (S-link). Os módulos TMDB são sincronizados com o restante dos detectores do ATLAS através do sinal TTC, que é transmitido para os módulos TMDB através de fibras óticas. A Figura 37 ilustra o mapa da USA15, destacando os *racks* dos sistemas mencionados.

Além disso, outros 6 módulos TMDB instalados no USA15 recebem sinais do barril

Figura 37 – Mapa da USA15



Fonte: (GAMA, 2017).

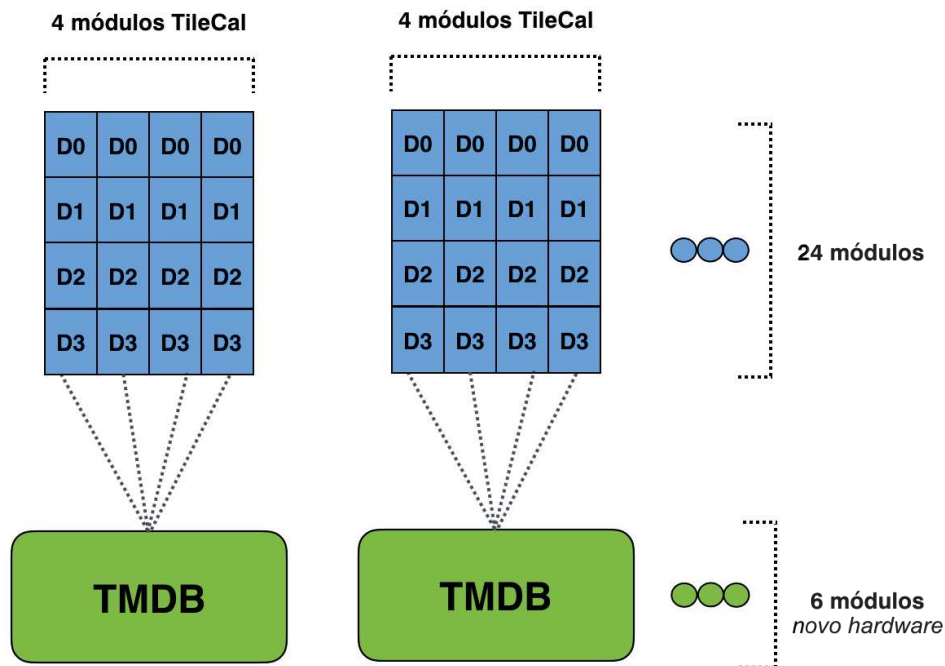
longo do TileCal. Diferente dos módulos que recebem informação do EB do TileCal, essas placas não fazem interface com *TGC-sector logic* e seu objetivo é coletar as informações das partículas de múons que passam nesta região do TileCal para a realização de estudos. A Figura 38 apresenta o sistema TileMuon para o barril longo do TileCal. Cada módulo TMDB recebe informação de quatro células (D0, D1, D2 e D3) de quatro módulos do barril longo do TileCal. Dessa forma, o sistema é composto por 6 módulos TMDB hospedados na caverna ATLAS USA15 que recebem, ao total, informação de 24 módulos do TileCal.

3.6.2 TileMuon Digitizer Board

O módulo TMDB foi desenvolvido para realizar a interface entre as células D e o *TGC-Sector Logic*. A Figura 39 mostra o diagrama de blocos do design do referido módulo. A recepção e digitalização de 32 sinais analógicos são realizadas pelo bloco de recepção de sinais. O sistema também inclui uma FPGA (do inglês, *Field Programmable Gate Array*) principal, responsável pelo processamento, comunicação e monitoramento do sistema.

Uma FPGA dedicada é usada para fornecer a comunicação com o VMEbus, permitindo o acesso e controle remoto dos módulos TMDB pelo sistema *online* do ATLAS. As funcionalidades de calibração e monitoramento também podem ser feitas através da

Figura 38 – Arquitetura do Sistema TileMuon no barril longo do TileCal.



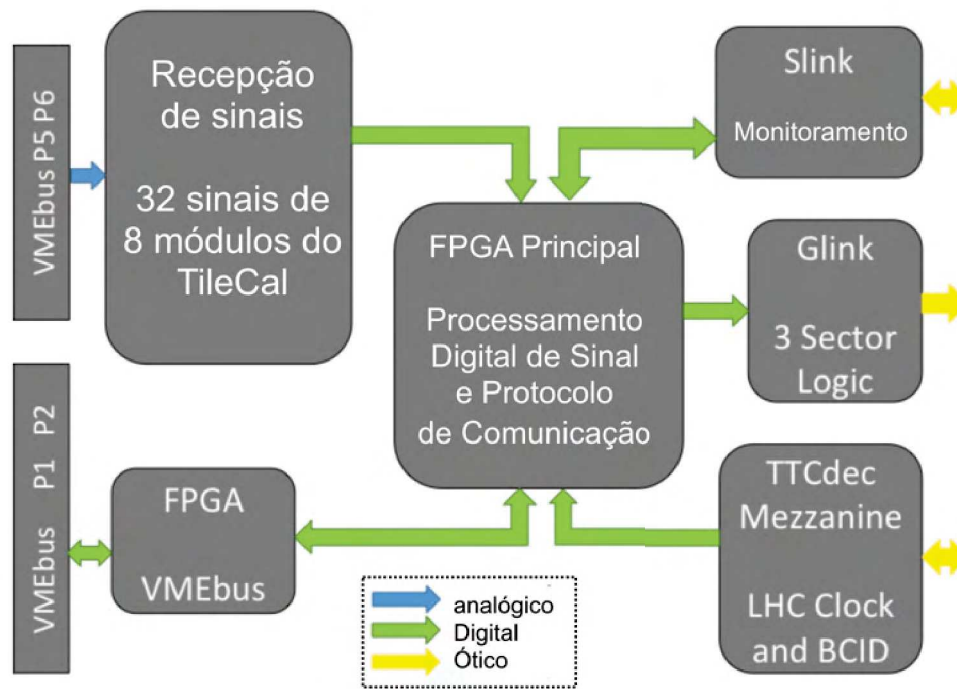
Fonte: Elaborado pelo autor (2020)

interface SLink. O bloco Glink é responsável pela comunicação com os 3 módulos *TGC-sector logic*. O TTCdec é uma placa projetada para recepção e decodificação dos sinais de Clock e de TTC (do inglês, *Timing, Trigger and Control*) do ATLAS, proporcionando a sincronização com o experimento.

A saída do módulo TMDB fornece o valor de energia estimado executando um produto interno entre os coeficientes do método proposto para estimar energia e as amostras de entrada digitalizadas. Quatro *triggers* de decisão são obtidos a partir da comparação da saída de energia e um patamar, dois da célula D6 e dois das células D5 + D6. Os coeficientes do filtro e os patamares são carregados através da interface SLink. Detalhes sobre os principais blocos serão descritos a seguir:

- **Recepção de sinais:** Este bloco recebe os sinais de leitura das células D do TileCal através de um padrão elétrico diferencial com terminação de 50 ohms. Ele é formado por uma seção analógica seguida da seção de conversão analógico-digital (GAMA, 2017). A seção analógica é composta por 3 estágios. No primeiro estágio o sinal é convertido para um sinal de modo-comum através de um transformador e acoplado em um *buffer* construído em torno de um amplificador operacional. Em seguida, o sinal passa por um filtro passa-baixa RC passivo de primeira ordem, que limita a

Figura 39 – Diagrama de blocos do design da TMDB.



Fonte: Elaborado pelo autor (2020)

banda do sinal com uma frequência de corte em cerca de 20MHz. O terceiro estágio contém um amplificador operacional duplo (OPA2822), que atenua o sinal do estágio anterior, para que a excursão do sinal seja compreendida entre os limites da faixa dinâmica da conversão analógico-digital. Além disso, como o sinal recebido pode apresentar valores negativos e o conversor analógico-digital trabalha apenas com sinais positivos, neste estágio uma tensão positiva e constante (*offset*) é somada ao mesmo. Assim, um sinal de entrada nulo situa-se em cerca de 20% da escala de conversão. Este valor foi escolhido porque os valores negativos não representam mais que 20% da excursão total do sinal. A conversão analógico-digital do sinal é realizada por um dispositivo AD9059. A tensão de referência é gerada pelo próprio conversor para as duas seções analógicas ligadas ao mesmo. Dessa forma, para a conversão dos 32 canais do TMDB são empregados 16 conversores analógico-digital. Os amplificadores de saída e a parte analógica do AD9059 são alimentados por fontes de alimentação baseadas no conversor DC-DC ITX0505S. Existe também uma fonte dedicada a parte digital do AD9059, que é a mesma que alimenta o banco do FPGA que recebe os sinais digitalizados. Esta prática garante a integridade dos sinais digitais, oferecendo baixa impedância aos mesmos.

- **FPGA Principal:** A FPGA principal escolhida para sintetizar os circuitos digitais

responsáveis pelo processamento dos sinais das células D e promover a interface de comunicação com a ROS Do TileCal e com a *TGC-Sector Logic*, foi a XC6SLX150T da família Spartan-6 da Xilinx. Essa FPGA é integrada com um transceptor serial de alta velocidade, o GTP. Este dispositivo é composto por 8 pares de canais transmissores e remetentes Tx/Rx. Um desses pares é utilizado para a comunicação com a ROS. As seções de transmissão de três outros pares são utilizadas para realizar a comunicação com o *TGC-Sector Logic*. A FPGA principal também realiza a distribuição do *clock* para os 16 conversores analógico-digital, através de uma PLL interna. Essa PLL interna pode receber o sinal de clock do LHC, recuperado através de um circuito decodificador do TTC, ou o sinal de um oscilador local de 40 MHz.

- **FPGA VMEbus:** A FPGA VMEbus é um dispositivo EP3C25F324C8 da família Cyclone III da Altera. Sua principal função é realizar a interface do TMDB com o barramento VME. Essa interface é construída através de protocolos de comunicação descritos em (VMEBUS INTERNATIONAL TRADE ASSOCIATION, 1995), implementados por circuitos digitais sintetizados na FPGA VMEbus. O barramento VME é utilizado para configurar e depurar o TMDB, através de registradores presentes em ambas FPGAs. Para fins de depuração, os dados que são enviados para a Ros do TileCal podem ser requisitados pelo barramento VME. Através barramento VME, a FPGA VMEbus fornece acesso ao decodificador do TTC, que permite a configuração e o monitoramento de registradores do circuito decodificador do TTC. Além disso, também é possível acessar o circuito que concentra a comunicação com todos os dispositivos e as fontes de alimentação da seção digital, que podem ser configuradas e monitoradas através do barramento PMBus (WHITE, 2014).

3.6.3 Circuitos digitais sintetizados na FPGA Principal

Os circuitos digitais sintetizados na FPGA principal são responsáveis pelo processamento do sinais das células D do TileCal e pela comunicação com o *TGC-Sector Logic* e a ROS do TileCal. Estes circuitos foram descritos utilizando a linguagem Verilog (BROWN; VRANESIC, 2008)(THOMAS; MOORBY, 1996) e simulados através da ferramenta ModelSim (MENTOR, 2020). A Figura 40 ilustra um diagrama de blocos dos circuitos digitais sintetizados na FPGA principal. Os principais blocos são:

- **MPU:** O MPU é a Unidade de Processamento de Módulo (do inglês, *Module Processing Unit*) do TMDB. A função desse bloco é processar os sinais de um módulo do TileCal. No total, 8 MPUs são instanciados na FPGA principal, um para cada módulo do TileCal, e processados por um TMDB. A Figura 41 mostra o diagrama de blocos de um MPU. Cada MPU recebe os quatro sinais de leitura das células D5 e D6 de um mesmo módulo. Estes sinais passam por quatro filtros, um para cada sinal, que têm como objetivo maximizar a relação sinal-ruído de cada leitura. As

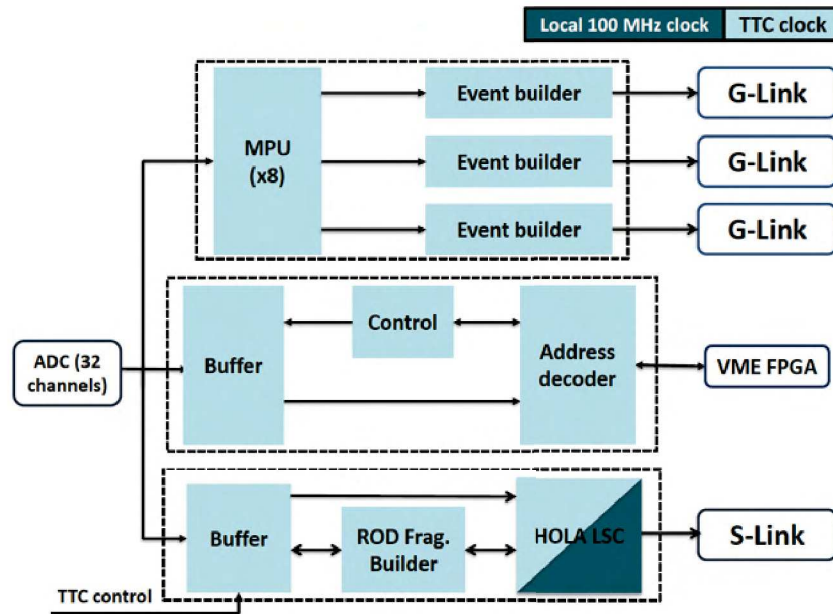
operações de soma e multiplicação do filtro casado foram implementadas através de LUTs no FPGA, realizadas através da configuração inversa de filtros FIR. As saídas dos filtros referentes aos lados da célula D6 são somadas, obtendo o valor da energia na célula D6 (D6SUM). Além disso, a energia dos quatro sinais são somadas, obtendo a energia no módulo do TileCal (D5D6SUM). Os sinais D6SUM e D5D6SUM são comparados com dois diferentes patamares de energia para a detecção de múons. Os comparadores de patamar fornecem a resposta final do MPU, que retorna quatro valores Booleanos (bits) referentes aos sinais D5SUM e D5D6SUM. Estes valores são atualizados a cada frequência de *clock* do LHC.

- **Event Builder:** Este bloco é responsável por combinar os resultados de 4 MPUs, formando uma palavra de 16 bits que será enviada para o *TGC-Sector Logic*, por uma das interfaces G-Link. Elementos lógicos da FPGA são utilizados para codificar essa palavra conforme exigido pelo padrão G-Link, CIMT (ALOISIO et al., 2009). Já a sincronização e serialização, para a mesma interface, é feita pelo GTP.
- **VME Interface:** Responsável por implementar um barramento paralelo de comunicação, no modo *Slave*, para que dados possam ser trocados entre as FPGAs do TMDB. É por essa interface que os dados trafegam quando o barramento VME acessa os registradores da FPGA principal. Os fragmentos da ROD também são transmitidos por essa interface quando requisitados pelo barramento VME.
- **Address Decoder:** Decodifica os endereços recebidos pela VME Interface. Estes endereços referem-se aos registradores da FPGA principal.
- **ROD Fragment Builder:** Este bloco, baseado em um FSM (do inglês, *Finite State Machine*) (BROWN; VRANESIC, 2008), constrói um banco de dados, denominado fragmentos da ROD, contendo informações sobre o processamento realizado em um TMDB. Um fragmento da ROD está sempre associado a um evento aceito pelo L1 e contém informações dos dados brutos da conversão analógica-digital, as respostas das MPUs e os resultados dos filtros casados. Além disso, são adicionados dados aos fragmentos da ROD para fins de identificação e controle.

3.6.4 Filtragem para a maximização da razão sinal-ruído

Um estudo realizado em (CIODARO, 2012) demonstrou que, para que um sinal seja discriminado de forma ótima, é necessário este ter uma SNR de aproximadamente 6,0. Como os valores de SNR dos sinais das células das regiões do EB e LB do TileCal, adquiridos através dos canais analógicos dedicados a múons, variam entre 4 e 6 (Figura 33) e entre 2 e 3 (Figura 32) respectivamente, um discriminador linear para a maximização do SNR foi incluído no processamento do módulo TMDB. Este discriminador se baseia na

Figura 40 – Diagrama em blocos dos circuitos digitais sintetizados no Core FPGA



Fonte: (GAMA, 2017).

teoria de hipótese (PERALVA et al., 2011) e tem como propósito detectar, com a máxima eficiência, a presença de sinais corrompidos por um ruído aditivo. Em outras palavras, um processamento deve ser realizado no sinal recebido, a fim de otimizar a decisão entre duas hipóteses possíveis:

- Hipótese H_0 : Somente ruído.
- Hipótese H_1 : Sinal mais ruído.

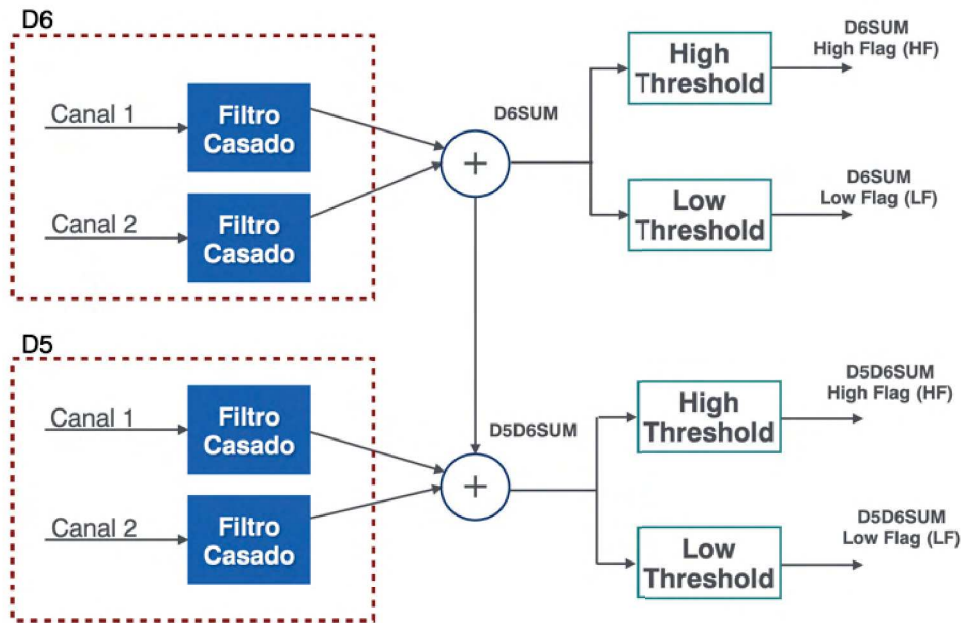
Assim, o problema de detecção pode ser descrito em função do sinal recebido, da seguinte forma:

$$\begin{aligned} H_0 : x[k] &= n[k] & k &= 0, 1, 2, \dots, N - 1 \\ H_1 : x[k] &= s[k] + n[k] & k &= 0, 1, 2, \dots, N - 1 \end{aligned} \quad (3.1)$$

onde $s[k]$ representa as amostras do sinal de interesse e $n[k]$ as amostras de ruído digitalizadas.

Representando a sequência $x[k]$ como um vetor \mathbf{x} e \mathbf{X} o conjunto de todos os sinais recebidos, pode ser demonstrado que a relação que maximiza a eficiência de detecção é

Figura 41 – Diagrama em blocos da unidade de processamento de módulo (MPU)



Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

dada pelo razão de máxima verossimilhança (TREES, 2001), como segue:

$$\Lambda(x) = \frac{f_{\mathbf{x}|H_1}(\mathbf{x}|H_1)}{f_{\mathbf{x}|H_0}(\mathbf{x}|H_0)} \underset{H_0}{\overset{H_1}{\gtrless}} \gamma, \quad (3.2)$$

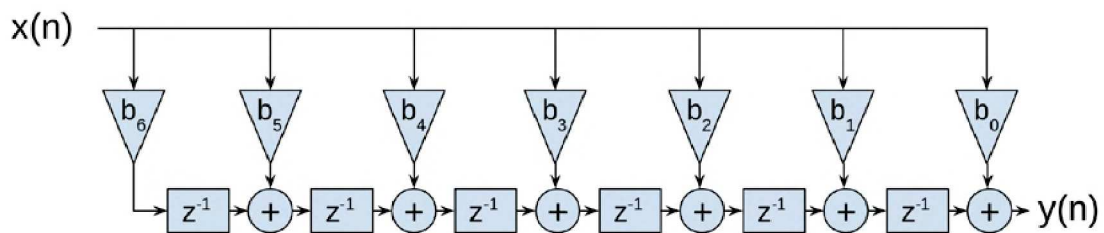
Os termos $f_{\mathbf{x}|H_1}$ e $f_{\mathbf{x}|H_0}$ são as funções de densidade de probabilidade do sinal recebido \mathbf{x} , dado que H_0 e H_1 ocorreram e γ é o patamar de decisão escolhido. Como as funções de densidade de probabilidade são desconhecidas na maioria dos problemas reais de detecção, o projeto do algoritmo de detecção requer a estimação de $f_{\mathbf{x}|H_1}$ e $f_{\mathbf{x}|H_0}$ a partir de um conjunto de dados de desenvolvimento em que cada evento é previamente conhecido. No entanto, mesmo que sejam estimadas, utilizar as referidas pdfs conjuntas demanda recursos computacionais que podem resultar em um tempo de processamento maior que o permitido no L1 (CIODARO, 2012). Neste caso, o desenvolvimento de um modelo simplificado do estimador pareceu ser uma solução que oferece um bom compromisso entre a demanda de recursos computacionais e a eficiência de operação para o módulo TMDB. Esta abordagem simplificada, que será chamado de filtro casado determinístico no presente documento, considera o sinal de interesse determinístico e corrompido por um ruído gaussiano e branco.

Considerar o sinal do canal analógico de múons determinístico é razoável porque os sinais gerados a partir das células do TileCal passam por um circuito de conformação, descrito na seção 2.6.1. Este circuito resulta em um sinal constante, onde apenas a

amplitude varia proporcionalmente a quantidade de energia depositada em uma célula do TileCal. Ao utilizar essa consideração, a razão de máxima verossimilhança se resume ao cálculo do produto interno entre o sinal recebido e um sinal de referência (TREES, 2001), reduzindo consideravelmente a demanda por recursos computacionais. Para o projeto do filtro casado determinístico do módulo TMDB utiliza-se, como sinal de referência, o sinal típico gerado por múons que cruzam as células do TileCal. Este sinal é obtido através da média de um grande número de sinais de múons de alta energia (>1 GeV). Tais sinais de alta energia são utilizados com o intuito de minimizar a presença de ruído no pulso de referência, um vez que não é possível adquirir uma amostra do sinal típico de múons sem a participação do mesmo através de um sistema real. O ruído eletrônico do TileCal pode ser considerado um processo gaussiano (CIODARO; SEIXAS, 2011), no entanto, observa-se uma alta correlação entre suas amostras. Para descorrelacionar as amostras do ruído, um filtro branqueador foi considerado. O projeto deste filtro é desenvolvido a partir do cálculo dos autovalores e autovetores da matriz de covariância do ruído do canal analógico de múons (HYVARINEN; KARHUNEN; OJA, 2001).

O projeto do filtro casado determinístico resulta em um filtro FIR (*Finite Impulse Response*) de 7 coeficientes, implementado no FPGA Core com estrutura transposta (MITRA; KUO, 2004). Há um total de 32 filtros, um para cada canal, sintetizados na FPGA core de cada módulo TMDB. A Figura 42 ilustra o filtro FIR implementado nos registradores (flip-flops) do FPGA, onde $b(n)$ representa os 7 coeficientes do filtro e $y(n)$, o sinal de saída. A implementação transposta do filtro permitiu a operação com o clock de 40 MHz, uma vez que a implementação direta demandaria circuitos combinacionais muito extensos, inviabilizando a operação em alta velocidade.

Figura 42 – Diagrama em blocos do filtro casado implementado como um filtro FIR transposto



Fonte: (FERRAZ, 2018)

3.6.5 Desenvolvimento e Fabricação do módulo TMDB

Os módulos TMDB foram desenvolvidos e fabricados no Brasil, através de uma colaboração entre a COPPE/UFRJ e a UFJF. O grupo responsável pelo projeto é composto

por três professores: Augusto Cerqueira (UFJF), Luciano Manhães (UFJF) e José Manoel de Seixas (UFRJ), e quatro alunos: Júlio de Souza (UFJF), Rafael Gama (UFRJ), Victor Ferraz (UFRJ), e Vinicius Schettino (UFJF). Primeiramente, foi desenvolvido um protótipo do *hardware*, onde três placas foram fabricadas. Nesta etapa, algumas correções na seção analógica da placa foram realizadas e, a interface S-link e o receptor TTC foram incluídos no projeto. Três placas com a segunda versão do *hardware*, denominada módulo 0, foram fabricadas para consolidar as modificações realizadas na fase anterior. Finalmente, 25 placas com o mesmo projeto da fase anterior foram fabricadas para atender o projeto TileMuon. Destas, 16 foram instaladas na região do barril estendido do TileCal e compõem o projeto TileMuon. Outras 6 foram destinadas a instrumentação de parte da região do barril longo. Estas placas tem como objetivo coletar dados de colisão para analisar a contribuição desta região do TileCal na redução de falsos múons. As últimas 3 placas foram reservadas para uma eventual substituição de uma placa defeituosa. Por uma questão de síntese, os testes iniciais dos módulos TMDB e a avaliação de aspectos técnicos que influenciaram no desenvolvimento dos mesmos, não serão comentados neste documento. Porém, caso o leitor queira se aprofundar neste tópico, estes estão descritos em (GAMA, 2017).

4 RESULTADOS DE COMISSIONAMENTO E OPERAÇÃO DO TILE-MUON

Analisar as características dos sinais adquiridos é primordial para garantir a boa eficiência de um sistema de aquisição de dados. Tais resultados permitem a avaliação do comportamento do sistema no ambiente para o qual ele foi proposto e quais métodos são mais adequados para o processamento destes sinais. A caracterização dos sinais de entrada dos módulos TMDB foi realizada durante a etapa de comissionamento do projeto.

Este capítulo é dedicado a explorar os resultados obtidos durante o comissionamento do módulo TMDB, destacando algumas características dos sinais que podem indicar que há espaço para o aprimoramento da detecção de sinais de múons nos módulos TMDB. A eficiência do sistema TileMuon durante a fase de operação também é avaliada neste capítulo, indicando seu impacto na rejeição de falsos *triggers* de múons no primeiro nível de filtragem *online* do ATLAS. As etapas de comissionamento e operação do TileMuon possibilitaram o desenvolvimento desta tese a partir dos dados adquiridos. Além disso, os resultados obtidos durante estas etapas do projeto, serviram como referência do desempenho do sistema durante a avaliação dos métodos de detecção e estimação de parâmetros desenvolvidos nesta tese.

4.1 COMISSIONAMENTO

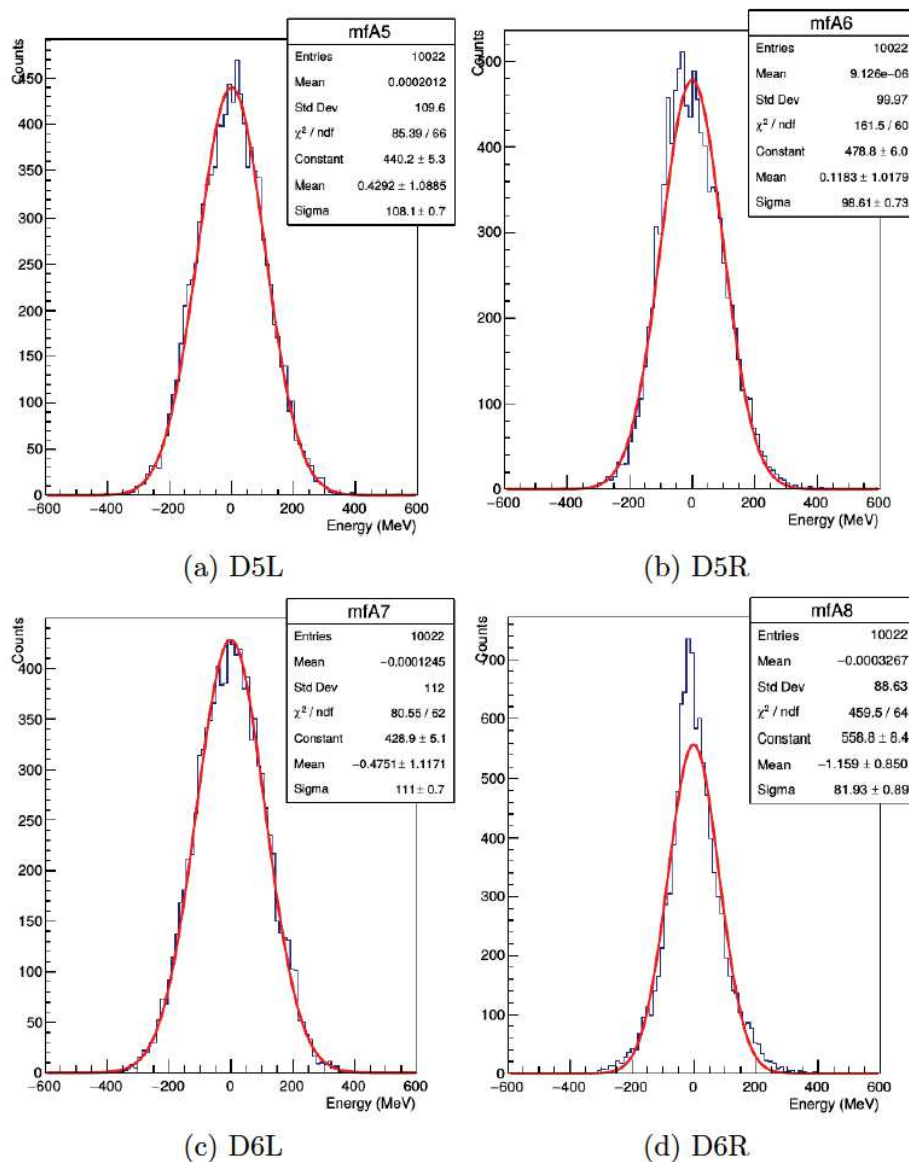
Comissionar equipamentos e sistemas elétricos significa integrar, testar e garantir que todos os itens que compõem uma determinada instalação irão operar de forma correta e satisfatória. A fase de comissionamento do sistema TileMuon durou dois anos (2016 e 2017) e diversas análises foram realizadas a fim de caracterizar o comportamento dos módulos TMDB no ambiente da física ao qual eles foram propostos. Nessa seção, algumas destas análises serão abordadas. Para referência, serão nomeados EBAXx os módulos do TileCal localizados no barril estendido, lado A e EBCxx, os módulos do TileCal localizados no barril estendido, lado C. O "xx" corresponde ao número do módulo, que começa em 01 e termina em 64 e, para cada módulo, é considerado 4 canais (D5L, D5R, D6L e D6R).

4.1.1 Características do Ruído

Entender as características do ruído dos canais dos módulos TMDB instalados na caverna é importante para garantir margens seguras para a detecção de múons e para o projeto do filtro casado determinístico. Os dados de ruído usados nas análises desta seção são dados de pedestal, adquiridos quando nenhum processo físico está ocorrendo no experimento. Dessa forma, adquire-se apenas o ruído eletrônico do canal. A Figura 43 ilustra a distribuição de 10 mil eventos de ruído para os canais do módulo EBA02. As distribuições de ruído foram ajustadas com um modelo gaussiano e comparadas através

do teste de verossimilhança (TABOGA, 2012). Embora a distribuição se assemelhe visualmente a uma distribuição gaussiana, o teste de hipótese mostrou que as amostras experimentais não incluem apenas um processo gaussiano. É razoável assumir o método do filtro casado determinístico operará em condições satisfatórias, no que diz respeito à exigência de ruído. No entanto não é possível afirmar que o filtro proposto irá operar de condições ótimas, uma vez que um ruído com distribuição puramente gaussiano é assumido em seu projeto.

Figura 43 – Distribuição do ruído de canais do módulo EBA02 instalados no ATLAS

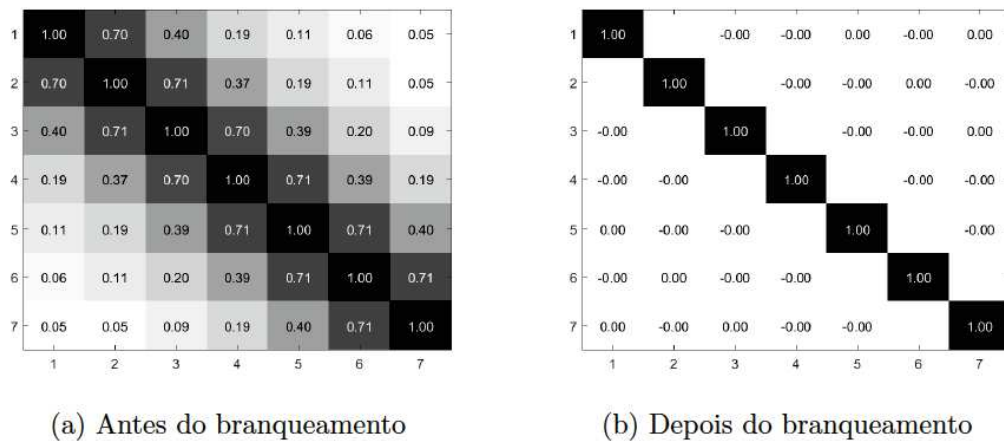


Fonte: (FERRAZ, 2018)

A Figura 44 ilustra a matriz de covariância de um canal do módulo EBA02 do TileCal, a partir do qual se pode observar que as amostras de ruído são fortemente corre-

lacionadas. Essa característica precisa ser contornada para a aplicação do filtro proposto, que assume um ruído gaussiano branco. Dessa forma, uma matriz de branqueamento é aplicada ao ruído, conforme demonstrado na Figura 44 (b), tornando as amostras decorrelacionadas.

Figura 44 – Matrizes de correlação das amostras do ruído para módulo EBA02 do TileCal

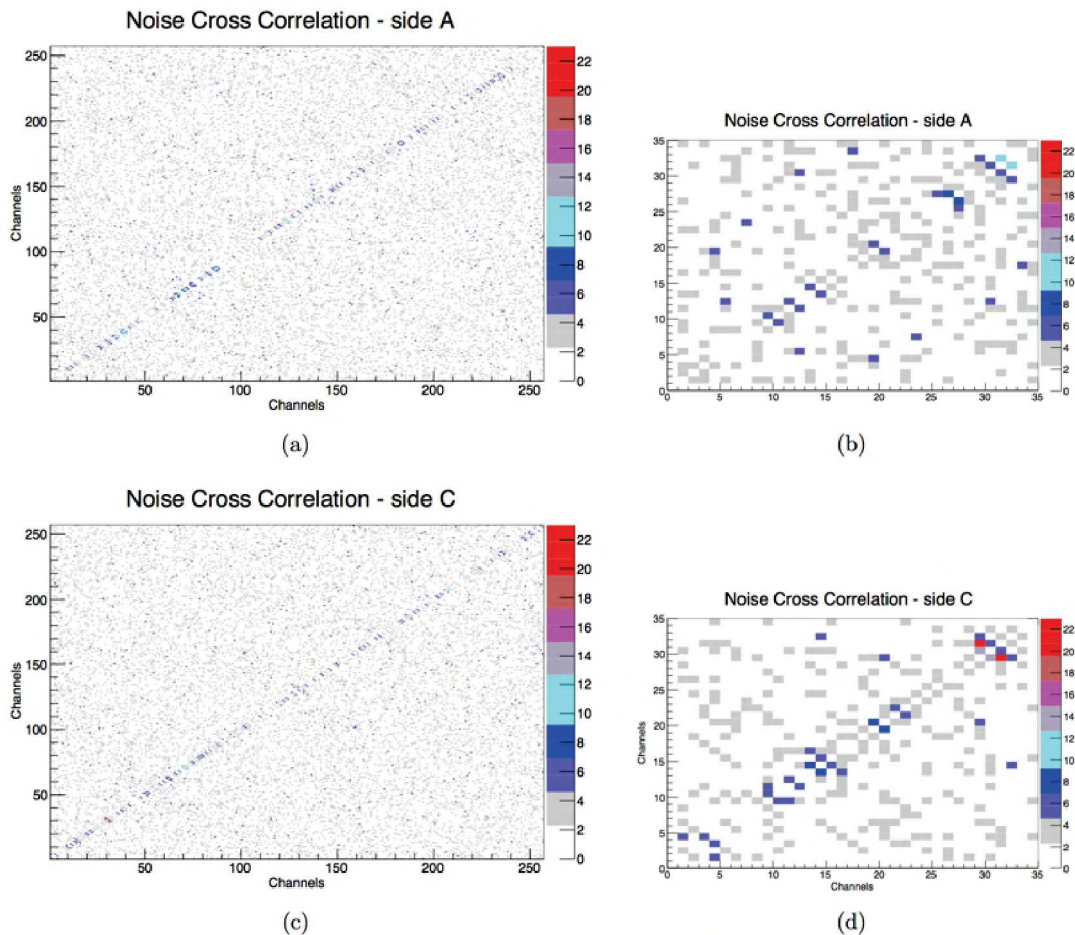


Fonte: (FERRAZ, 2018)

A Figura 45 (a) e (c) ilustra a correlação cruzada do ruído entre os 256 canais da TMDB para cada lado do TileCal. A mesma figura foi adquirida utilizando 36 canais de leitura de um módulo TMDB, mostrado na Figura 45 (b) e (d). Os elementos da diagonal principal foram removidos para enfatizar a correlação-cruzada. Nesta análise notou-se que a correlação cruzada entre canais adjacentes é perceptível para os dois lados do TileCal, com valores entre 8% e 20%. Esse resultado pode indicar uma deterioração no desempenho da detecção de múons, uma vez que o método proposto não considera a presença da correlação cruzada entre os canais dos módulos TMDB e nenhum processamento de sinais no sentido de minimizar este efeito é incorporado ao sistema.

A Figura 46 ilustra o ruído RMS (em MeV) de cada canal usando os dados de pedestal. O ruído global medido no TMDB (105 MeV) é melhor do que o ruído previsto na proposta do sistema (140 MeV) (ATLAS TDAQ SYSTEM, 2013). Dez canais (em branco) foram classificados como canais problemáticos e sua coincidência entre as células TGC e TileCal não são adquiridos. Eles são canais ruidosos ou inativos e as fontes do problema vieram do caminho do sinal de múon antes dos módulos TMDB (PMTs, eletrônicos front-end, cabos). Além disso, pode-se notar que, uma pequena porcentagem de canais, possuem ruído com valores próximos ao limiar de 140 MeV. Apesar desses canais problemáticos representarem em torno de 3% dos canais TMDB e não afetarem significativamente o desempenho do sistema, esse resultado indica que o sistema não opera, em sua totalidade, nas condições inicialmente propostas.

Figura 45 – Correlação cruzada do ruído entre (a) todos dos canais do lado A (b) Canais de um módulo TMDB do lado A (c) Todos os canais do lado C (d) Canais de um módulo TMDB para o lado C.



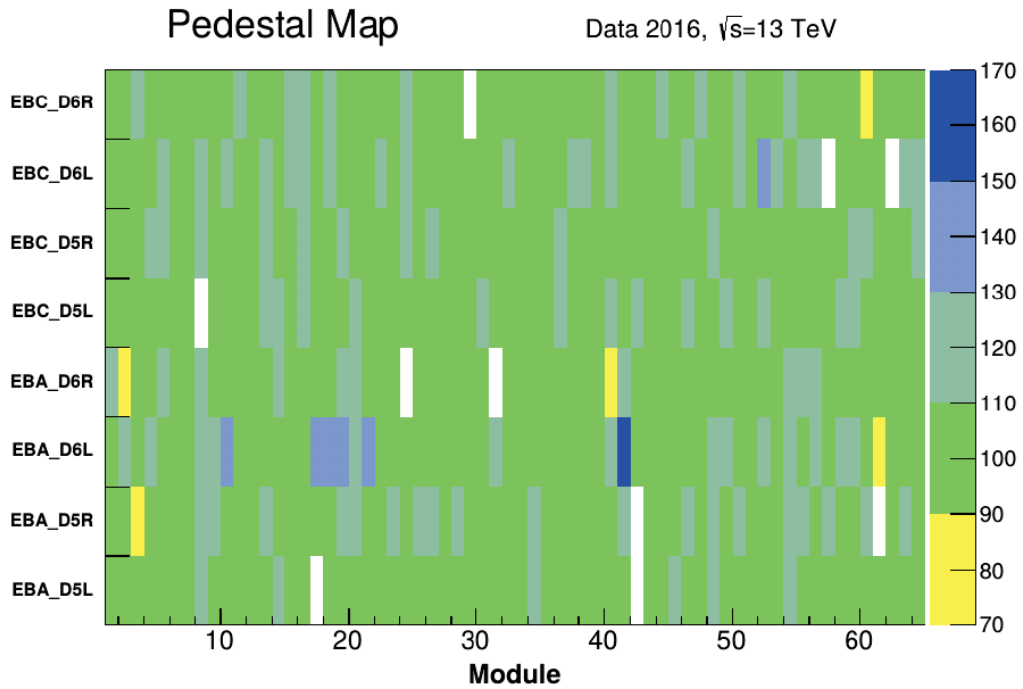
Fonte: (GONCALVES, 2017)

4.1.2 Características do Pulso

Para a obtenção do pulso médio, foram selecionados em torno de 200 pulsos com energia entre 1 GeV e 6 GeV, estimada no HLT do TileCal. Atualmente, um pulso de referência é calculado para cada canal de múon do TileCal, conforme ilustra a Figura 47. Esta abordagem leva a um erro de máximo de estimação em relação aos algoritmos online de 2 MeV (VALERO, 2009).

A Figura 48 ilustra o pulso médio adquiridos para três tomadas de dados diferentes. Apesar de um pulso médio de referência fornecer uma boa representação do pulso de entrada, como foi demonstrado em (GONCALVES, 2017), pode-se perceber que ele apresenta uma pequena flutuação para diferentes tomadas de dados. Esse resultado confirma que o sinal de entrada não possui somente componentes determinísticas e, dessa forma, a aproximação do filtro casado não deve ser considerada como um estimador ótimo para este problema.

Figura 46 – Mapa de ruído de todos os canais do TileCal instrumentados pelos módulos TMDB instalados no ATLAS



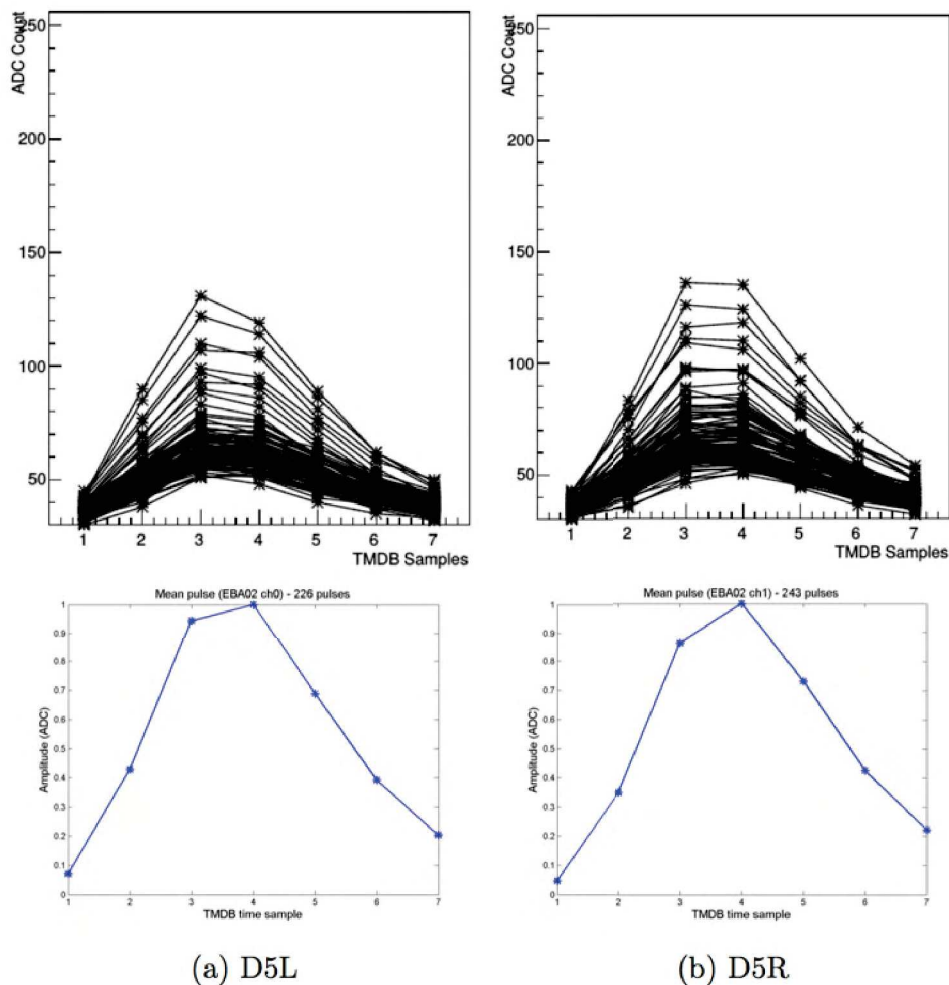
Fonte: (FERRAZ, 2018)

A operação do filtro no TMDB resulta em uma saída em contagens ADC. No entanto, essa medida arbitrária precisa ser convertida em uma unidade de medida de energia conhecida para que os eventos de múons possam ser detectados, o mega-elétron-volt (MeV). Esta tarefa apresenta algumas dificuldades, já que o TMDB não possui um sistema de calibração, como é o caso do TileCal (TANG et al., 2010; VIRET, 2010; STARCHENKO et al., 2002). Assim, optou-se pela estratégia inovadora de utilizar os parâmetros de calibração calculados através de um ajuste linear com base na energia do canal TileCal em MeV reconstruído *offline* (GONCALVES, 2017).

A Figura 49 ilustra o ajuste linear calculado para um canal de um módulo TMDB. No eixo das ordenadas, encontra-se os valores da estimativa da energia em ADC resultante da operação do filtro no TMDB e, no eixo das abscissas, o seus respectivos valores em MeV obtidos pela reconstrução *offline* do TileCal. A conversão então se dá através da Equação 4.1, onde a e b são as constantes angular e linear da reta de calibração respectivamente. As constantes de calibração foram adquiridas para cada um dos 512 canais de entrada dos módulos TMDB.

$$E_{MeV} = \frac{E_{ADC} - b}{a} \quad (4.1)$$

Figura 47 – Conjunto de pulsos para cálculo do pulso médio de 2 canais do módulo EBA02 e seus respectivos pulsos médios.



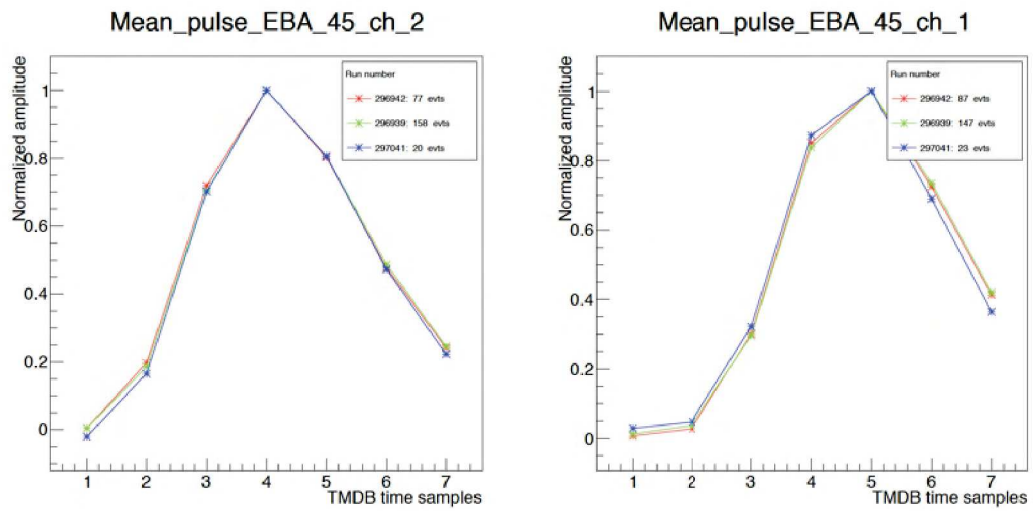
Fonte: (GONCALVES, 2017)

4.1.3 Eficiência do Sistema TileMuon

A eficiência de detecção no barril estendido do TileCal usando o algoritmo de fusão de informação descrito na Seção 3.6 foi avaliada durante o comissionamento. Para esta análise, utilizou-se dados provenientes de colisões de física, adquiridos pelos módulos TMDB. Os eventos de múons avaliados foram selecionados com o auxílio das informações dos algoritmos *offline*, obedecendo os seguintes critérios:

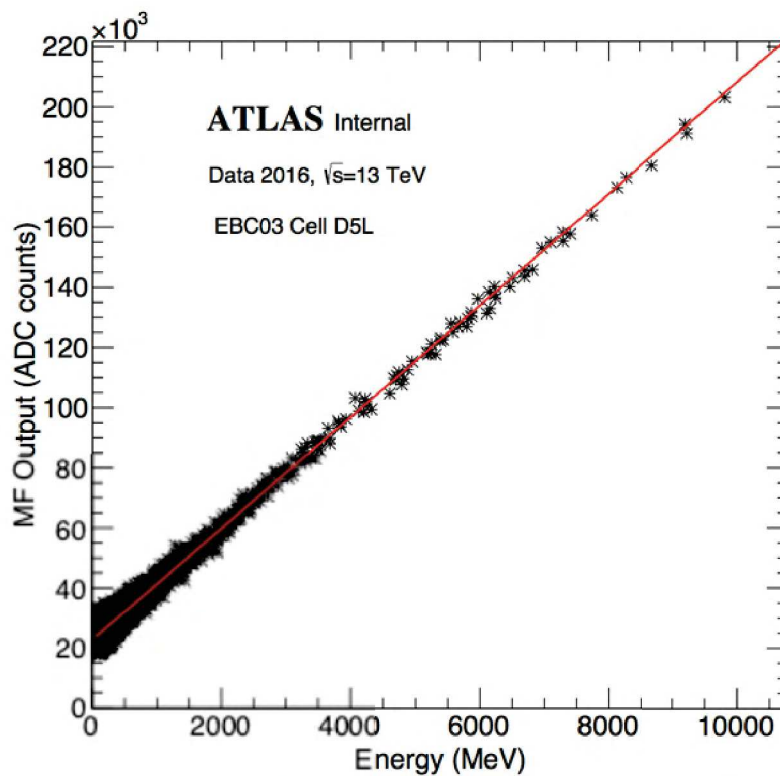
- $1 < |\eta| < 1.3$
- Eventos aceitos pelo *trigger* L1 MU20, com $p_T > 20$ GeV
- Apenas *hits* na região das tampas (endcap) das câmaras do TGC
- Associação com um múon detectado e confirmado pelo algoritmo *offline*

Figura 48 – Pulso médio normalizado para dois canais do módulo EBA45 do TileCal em diferentes *runs* de física



Fonte: (FERRAZ, 2018)

Figura 49 – Calibração em energia da saída do filtro casado para o módulo EBC03, canal D5L.

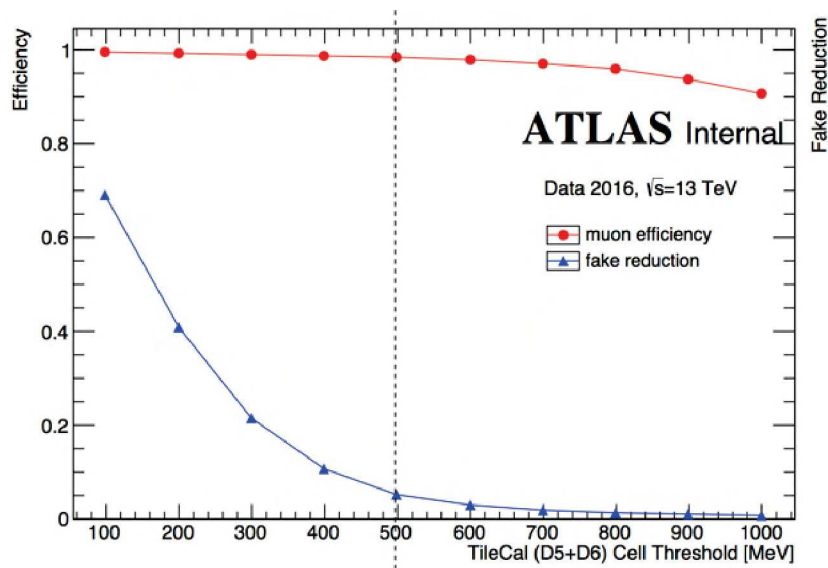


Fonte: (GONCALVES, 2017)

A eficiência é calculada como a razão entre o número de eventos de múons confirmados pelo sistema (energia acima do patamar) pelo número total de eventos de múons selecionados, enquanto o falso alarme é a probabilidade que o TileCal tem de confirmar falsos eventos de múons. A eficiência da detecção global de múons e o falso alarme em função do patamar são mostradas na Figura 50. Observe que, para um patamar de 500 MeV, uma eficiência na detecção de múon de 98,2% é atingida, com uma probabilidade de 3,07% para confirmar falsos eventos de múons.

A variação da taxa de *trigger* em relação a η , para múons com $p_t > 20\text{GeV}$, para dados de comissionamento tomados em 2016, é ilustrada na Figura 51. Pode-se observar uma redução na taxa de *trigger* em $1.0 < |\eta| < 1.3$ ao se considerar a coincidência com o TileCal. Essa redução é ocasionada pela rejeição de falsos *trigger* múons pelo sistema TileMuon, mostrando uma expectativa de redução da taxa de *trigger* em aproximadamente 6 pontos percentuais. A assimetria observada no gráfico é causada por uma recepção diferente do espectrômetro de múons com o campo magnético toroidal (ATLAS COLLABORATION, 1997).

Figura 50 – Eficiência da detecção global de múons e o falso alarme (fake reduction) em função do patamar

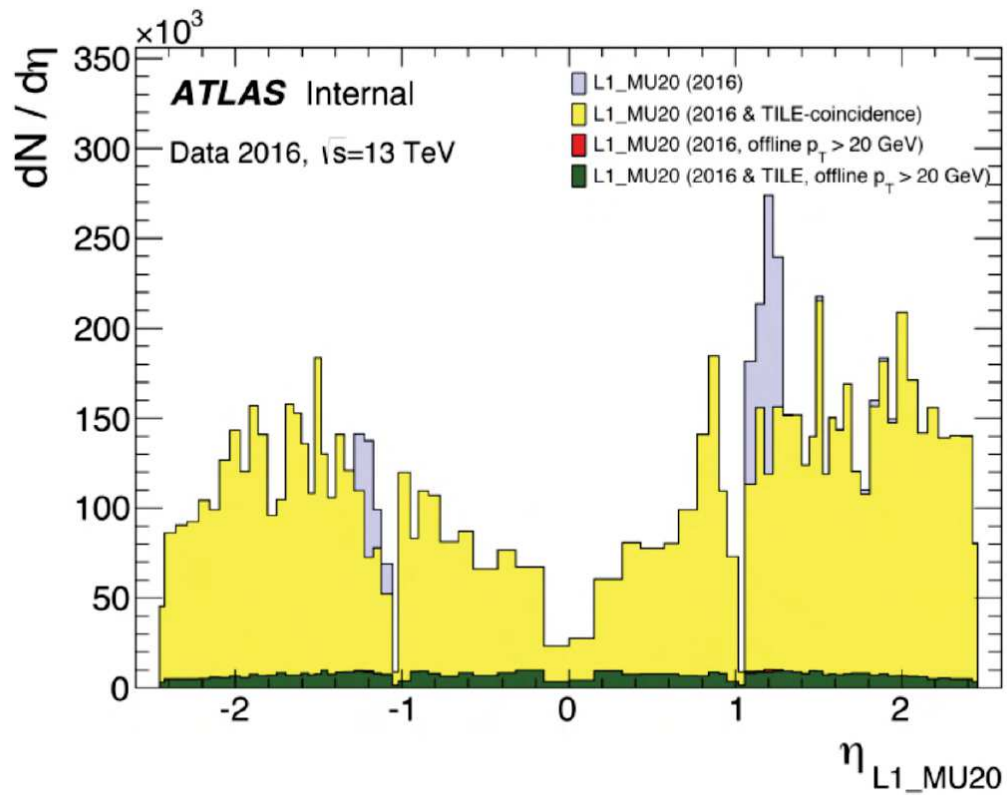


Fonte: Elaborado pelo autor (2016).

4.2 OPERAÇÃO

O TileMuon entrou em operação no ATLAS no ano 2018, auxiliando a redução da seleção de falsos eventos de múons através da combinação da informação do TileCal com o MS. Nesta seção, serão apresentados os resultados do desempenho do sistema combinado TileMuon durante sua operação no detector.

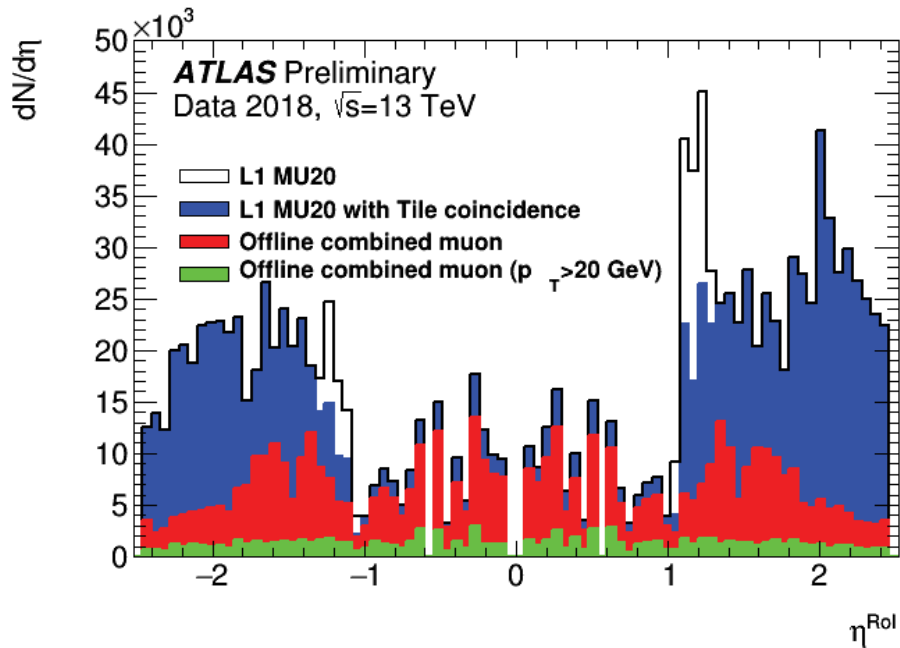
Figura 51 – Histogramas da taxa de trigger em relação $|\eta|$ a para o múons com $p_T > 20\text{GeV}$



Fonte: (FERRAZ, 2018)

A Figura 52 ilustra a distribuição de múons com p_T acima de 20 GeV no primeiro nível de *trigger* em função η . A combinação das informações TileCal e TGC (histograma azul) em comparação com as entradas L1 MU20 (histograma branco) mostra a redução da taxa de *trigger* devido aos prótons de baixo momento em $1.05 < |\eta| < 1.3$. A Figura também ilustra os múons aceitos pela seleção *offline* sem e com o corte de $p_T > 20\text{GeV}$.

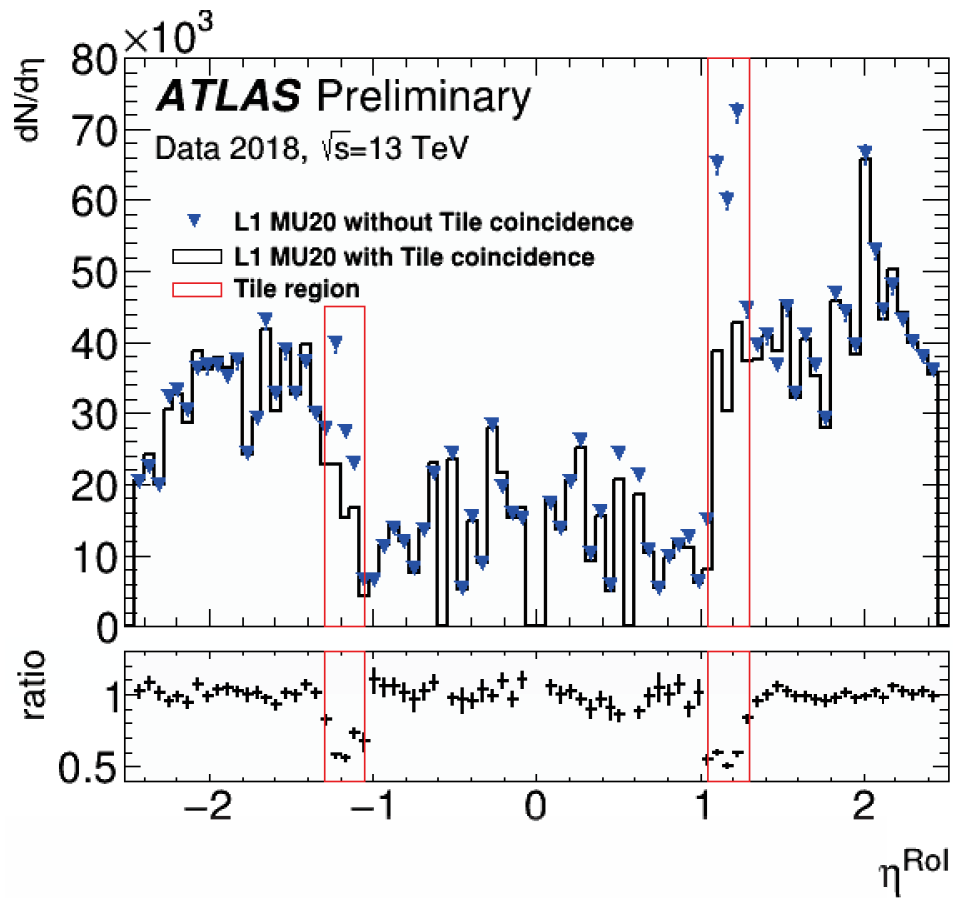
Figura 52 – Distribuição de múons com p_T acima de 20 GeV no primeiro nível de trigger em função η .



Fonte: (L1 MUON TRIGGER, 2020).

A Figura 53 mostra a distribuição de múons com p_T acima de 20 GeV no primeiro nível de trigger em função η antes da habilitação da coincidência com o TileCal (triângulo azul). A região de coincidência com o TileCal é destacada pelos retângulos em vermelho. Além disso, um histograma de referência com a razão entre a aceitação de L1 MU20 antes e após a implementação da coincidência TileCal foi adicionado à figura. Observou-se que o uso da coincidência TileCal reduz significativamente a taxa de aceitação.

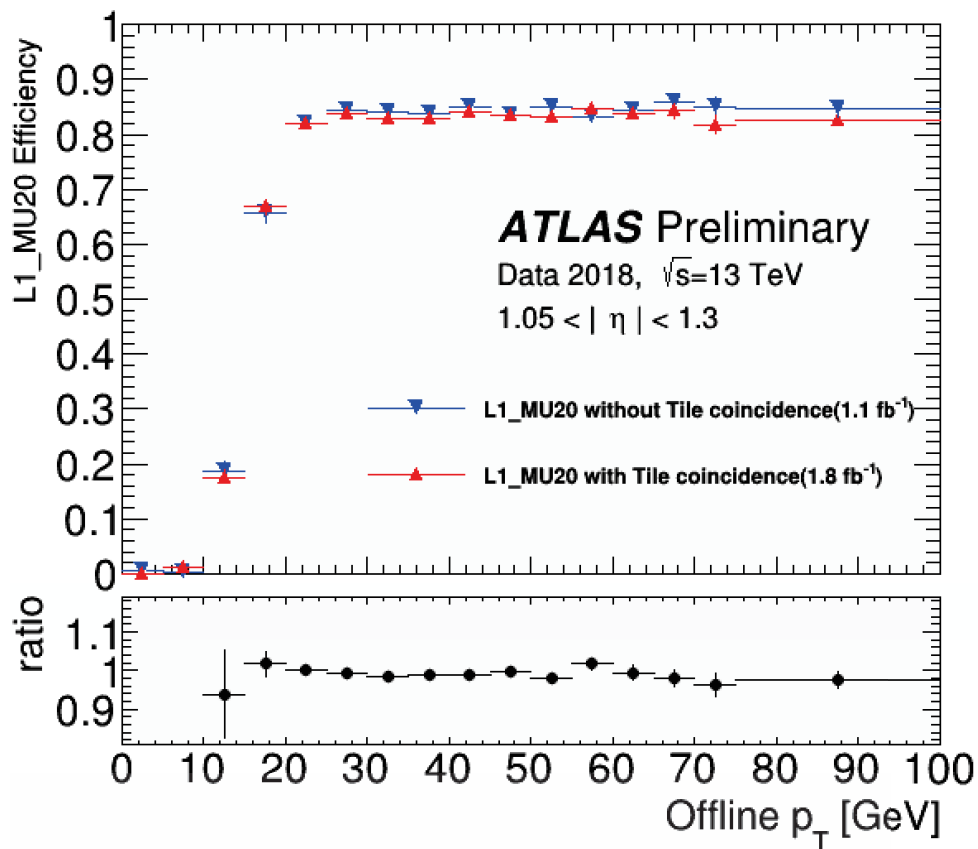
Figura 53 – Distribuição de múons com p_T acima de 20 GeV no primeiro nível de trigger em função η



Fonte: (L1 MUON TRIGGER, 2020).

A eficiência na seleção de múons verdadeiros é avaliada antes (em azul) e depois (em vermelho) da implementação do TileMuon no primeiro nível de *trigger*, como mostra a Figura 54. Note que a ineficiência adicionada pela coincidência TileCal é limitada a 2,5 %, o que é compatível com a ineficiência esperada devido a pequenas lacunas geométricas entre os módulos TileCal.

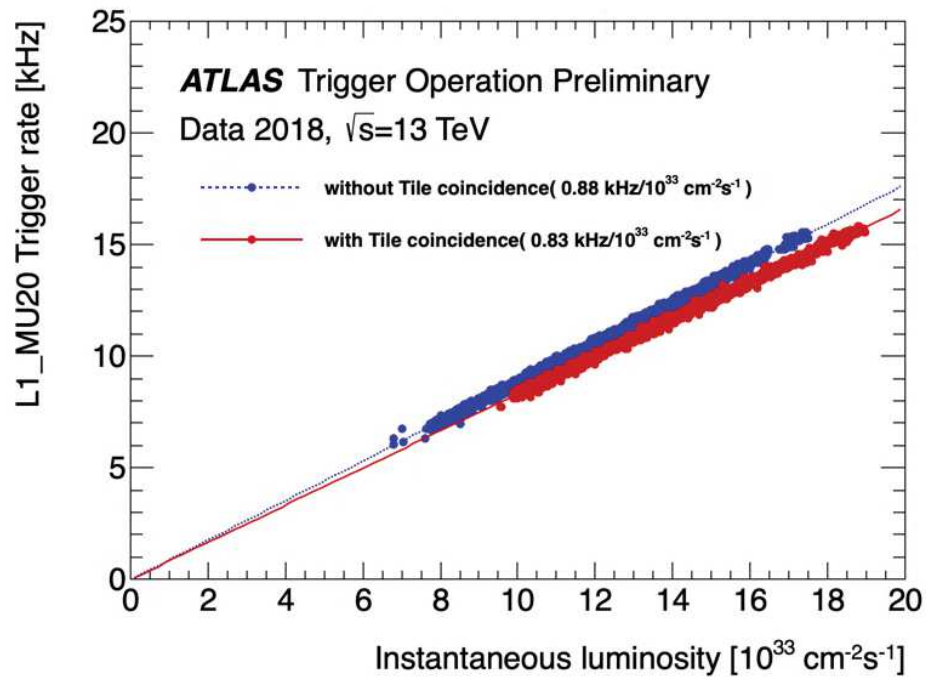
Figura 54 – Eficiência na seleção de múons verdadeiros antes (em azul) e depois (em vermelho) da implementação do TileMuon no primeiro nível de trigger



Fonte: (L1 MUON TRIGGER, 2020).

A taxa de informação do primeiro nível de *trigger* de múons com p_T acima de 20 GeV em função da luminosidade instantânea é mostrada na Figura 55. A reta em vermelho corresponde aos dados selecionados com o requisito do TileMuon. Enquanto a reta em azul representa os dados selecionados sem este requisito de coincidência com o TileCal. Pode-se observar que o uso das informações de coincidência TileCal reduziu cerca de 6 % da taxa de *trigger* para toda a cobertura do espectrômetro de múons. Esse é um resultado expressivo, que contribuiu de forma importante com o experimento ATLAS.

Figura 55 – Taxa de informação do primeiro nível de trigger de múons com p_T acima de 20 GeV em função da luminosidade instantânea



Fonte: (L1 MUON TRIGGER, 2020).

5 MÉTODOS PROPOSTOS

Apesar do TileMuon ter obtido um bom desempenho durante a sua operação em 2018, o método utilizado para estimar a energia no módulo TMDB não é ótimo, como pode ser observado através dos resultados expostos no capítulo anterior. Dessa forma, este trabalho tem como intuito a busca de técnicas para aprimorar a estimação de energia e detecção de sinal no TileMuon. Neste capítulo, serão apresentados os métodos propostos neste trabalho para estimar a energia do módulo do TileCal no TMDB. Uma proposta para estimar a energia nos canais do TMDB e duas técnicas lineares para combinar a energia dos canais do módulo são apresentadas.

5.1 PROPOSTA PARA ESTIMAÇÃO DE ENERGIA NOS CANAIS DO TMDB

A aproximação do filtro casado implementado atualmente nos módulos TMDB, denominado neste trabalho como filtro casado determinístico, oferece um bom desempenho (em termos de relação sinal-ruído) para casos em que o sinal recebido é determinístico e corrompido por um ruído aditivo composto por processos gaussianos. No entanto, como foi mostrado no capítulo anterior, os sinais recebidos no TMDB possuem flutuações, além do ruído não incluir somente processos gaussianos, indicando que a aproximação determinística não é uma abordagem ótima. Dessa forma, este trabalho propõe o uso do filtro casado estocástico (PERALVA, 2015) para estimar a energia de múons nos canais de leitura dos módulos TMDB. Ao contrário do filtro casado determinístico, a abordagem estocástica considera e otimiza as estocasticidades gaussianas presentes no sinal. A abordagem estocástica proposta trata a detecção de sinais como um problema de detecção de processo aleatório gaussiano, lidando adequadamente com as flutuações de segunda ordem presentes no sinal.

5.1.1 Filtro Casado Estocástico

Um processo estocástico pode ser representado pela sua expansão de Karhunen-Loève (STARK; WOODS, 1994). Assim, caso o sinal $s[k]$ presente na Equação (3.1) componha uma sequência estocástica (S), pode-se obter a expansão de Karhunen-Loève através da Análise de Componentes Principais (PCA, do inglês *Principal Component Analysis*), computada através de um conjunto de dados. Dessa forma, o vetor de amostras digitais recebidas é mapeado através dos autovetores da matriz de covariância de S, de acordo com a seguinte expressão:

$$x_{pca}[k] = \mathbf{x}\phi_{S_k} \quad k = 0, 1, 2, \dots, N - 1, \quad (5.1)$$

onde \mathbf{x} representa o vetor do sinal recebido $\mathbf{x} = [x[0], x[1], x[2], \dots, x[N-1]]$ e ϕ_{S_k} representa o autovetor da matriz de covariância do processo S associado a amostra do sinal k . Esta

operação resulta em amostras descorrelacionadas $x_{pca}[k]$. Considerando a sequência aleatória do sinal $s[k]$ estatisticamente independente da sequência do ruído e gaussiana, a equação de máxima verossimilhança que maximiza a detecção resulta em:

$$\Lambda(\mathbf{x}) = \frac{f_{\mathbf{x}|H_1}(\mathbf{x}|H_1)}{f_{\mathbf{x}|H_0}(\mathbf{x}|H_0)} \underset{H_0}{\overset{H_1}{\gtrless}} \gamma, \quad (5.2)$$

$$\Lambda(\mathbf{x}) = \frac{\prod_{k=0}^{N-1} \frac{1}{\sqrt{2\pi(N_0/2 + \lambda_{S_k})}} \exp\left(-\frac{1}{2} \sum_{k=0}^{N-1} \frac{(x[k] - m_S[k])^2}{\lambda_{S_k} + N_0/2}\right)}{\prod_{k=0}^{N-1} \frac{1}{\sqrt{2\pi(N_0/2)}} \exp\left(-\frac{1}{2} \sum_{k=0}^{N-1} \frac{(x[k])^2}{N_0/2}\right)} \quad (5.3)$$

onde $m_S[k]$ corresponde a média do processo de sinal mapeado sobre os autovetores do processo S para a amostra k do sinal, λ_{S_k} é o autovalor associado ao autovetor ϕ_{S_k} , $N_0/2$ é a variância das amostras do ruído associado a k .

Multiplicando cada termo no expoente, cancelando fatores comuns, fazendo o logaritmo e reorganizando os resultados, obtêm-se:

$$\begin{aligned} \ln \Lambda(\mathbf{x}) &= \frac{1}{N_0} \sum_{k=0}^{N-1} \left(\frac{\lambda_{S_k}}{\lambda_{S_k} + N_0/2} \right) x[k]^2 + \sum_{k=0}^{N-1} \left(\frac{1}{\lambda_{S_k} + N_0/2} \right) m_S[k] x[k] \\ &\quad - \frac{1}{2} \sum_{k=0}^{N-1} \left(\frac{1}{\lambda_{S_k} + N_0/2} \right) (m_S[k])^2 - \frac{1}{2} \sum_{k=0}^{N-1} \ln \left(1 + \frac{2\lambda_{S_k}}{N_0} \right) \end{aligned} \quad (5.4)$$

Após algumas manipulações matemáticas, a equação de máxima verossimilhança pode ser expressa em dois termos, I_D e I_R (TREES, 2001):

$$\Lambda(\mathbf{x}) = I_D + I_R \quad (5.5)$$

$$I_D = \mathbf{m}_S \left[\sum_{k=0}^{N-1} \frac{1}{\lambda_{S_k} + N_0/2} \phi_{S_k} \phi_{S_k}^T \right] \mathbf{x}_{pca} \Phi_S \quad (5.6)$$

$$I_R = \frac{1}{N_0} \mathbf{x}_{pca} \Phi_S \left[\sum_{k=0}^{N-1} \frac{\lambda_{S_k}}{\lambda_{S_k} + N_0/2} \phi_{S_k} \phi_{S_k}^T \right] \mathbf{x}_{pca} \Phi_S \quad (5.7)$$

onde \mathbf{m}_S corresponde ao vetor médio do processo de sinal mapeado sobre os autovetores do processo S, λ_{S_k} é o autovalor associado ao autovetor ϕ_{S_k} , $N_0/2$ é a variância das amostras do ruído associado a k , Φ_S é a matriz de autovetores $\Phi_S = [\phi_{S_0}; \phi_{S_1}; \phi_{S_2}; \dots; \phi_{S_{N-1}}]$ e \mathbf{x}_{pca} representa o vetor de amostras recebidas mapeado através dos autovetores da matriz de covariância de S, conforme descrito em (5.1).

Essa abordagem pode ser utilizada para selecionar os sinais com informação relevante através da aplicação de um simples patamar. No entanto, a amplitude do pulso, que é a informação de interesse para a reconstrução final de um determinado evento, não é

estimada. Dessa forma, uma transformação precisa ser realizada para encontrar o valor da amplitude do pulso.

Considere a operação da filtragem casada utilizando a abordagem estocástica representada a seguir:

$$y_{FCE} = (\mathbf{B}_2 \mathbf{B}_1 \mathbf{A} \mathbf{s})^T (\mathbf{B}_1 \mathbf{A} \mathbf{s}) + (\mathbf{B}_3 \mathbf{B}_1 \mathbf{A} \mathbf{s})^T, \quad (5.8)$$

em que y_{FCE} corresponde à saída do detector filtro casado estocástico e \mathbf{s} é o vetor que representa o sinal de interesse $\mathbf{s} = [s[0], s[1], s[2], \dots, s[N-1]]$.

$$y_{FCE} = (\mathbf{B}_2 \mathbf{B}_1 \mathbf{x})^T (\mathbf{B}_1 \mathbf{x}) + (\mathbf{B}_3 \mathbf{B}_1 \mathbf{x})^T. \quad (5.9)$$

As matrizes \mathbf{B}_1 , \mathbf{B}_2 e \mathbf{B}_3 correspondem a:

$$\mathbf{B}_1 = \Phi_S \Phi_S^T \quad (5.10)$$

$$\mathbf{B}_2 = \sum_{k=0}^{N-1} \frac{\lambda_{S_k}}{\lambda_{S_k} + N_0/2} \phi_{S_k} \phi_{S_k}^T \quad (5.11)$$

$$\mathbf{B}_3 = \mathbf{m}_S \left[\sum_{k=0}^{N-1} \frac{1}{\lambda_{S_k} + N_0/2} \phi_{S_k} \phi_{S_k}^T \right] \quad (5.12)$$

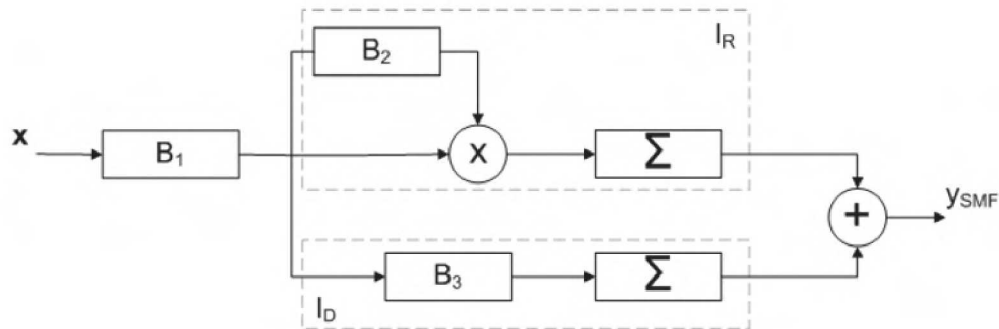
A estimativa da amplitude do pulso recebido pode ser encontrada igualando-se as equações (5.8) e (5.9), e resolvendo a equação resultante para a variável A:

$$\hat{A}_{FCE} = \frac{-\mathbf{B}_1 \mathbf{B}_3 \mathbf{s} + \sqrt{(\mathbf{B}_3 \mathbf{B}_1 \mathbf{s}) + 4(\mathbf{B}_1 \mathbf{B}_1^T \mathbf{B}_2 \mathbf{s} \mathbf{s}^T y_{FCE})}}{2\mathbf{B}_1 \mathbf{B}_1^T \mathbf{B}_2 \mathbf{s} \mathbf{s}^T} \quad (5.13)$$

A Figura 56 ilustra o diagrama de bloco da operação do filtro casado estocástico, em que \mathbf{B}_1 é a matriz de ordem $N \times C$, responsável pelo branqueamento e o mapeamento de \mathbf{x} nos autovetores Φ_s , onde a variável N representa o número de amostras disponíveis e C corresponde ao número de componentes principais utilizado (onde $C \leq N$). O bloco \mathbf{B}_2 é a matriz de ordem $C \times N$ que representa a parte aleatória de I_R do filtro estocástico, enquanto \mathbf{B}_3 compõe a parte determinística I_D , matriz de ordem $C \times 1$. Dessa forma, o número de multiplicações para implementar o FCE é $C(N + 2C + 1)$. No projeto do FCE para os módulos TMDB, utilizou-se 7 componentes principais para estimar a energia do sinal de entrada (composto por 7 amostras). Isso significa que, o FCE realiza 154 operações para estimar a amplitude do sinal no TMDB, enquanto o Filtro Casado Determinístico necessita de somente 7 operações.

A Figura 57 apresenta um diagrama de blocos que ilustra as etapas que devem ser realizadas para adquirir as variáveis necessárias para a implementação do filtro casado estocástico no TMDB. As etapas envolvidas neste processo estão descritas a seguir:

Figura 56 – Diagrama de blocos do filtro casado estocástico



Fonte: (PERALVA, 2015)

1. Definir a base de dados de sinais de múons e de ruído para cada um dos canais do TMDB. Os dados utilizados devem ser obtidos através das colisões próton-próton, que ocorrem durante a operação do LHC. Um pré-processamento deve ser realizado com o intuito de selecionar os eventos em que ocorreram a deposição de energia de partículas de múons nas células de leitura de interesse do TileCal. Esses eventos podem ser selecionados utilizando as informações do primeiro nível de *trigger* e do processamento *offline* do ATLAS. Dessa forma, a base de dados de sinal é composta pelas amostras dos eventos de múons adquiridas pelos módulos TMDB. Já a base de dados de ruído é composta pelos eventos em que não ocorreram a deposição de energia de múon nas células de leitura de interesse do TileCal.
2. Calcular o valor do pedestal para cada canal através da base de dados do ruído. Esse valor pode ser encontrado calculando a média aritmética do ruído.
3. Subtrair o valor do pedestal na base de dados de sinais de múons.
4. Dividir a base de dados de sinal e ruído em conjuntos de treino e de teste. Esta etapa é importante para realizar a validação cruzada dos resultados. Para a implementação no TMDB, os conjuntos foram divididos utilizando o método k-fold, com 10 subconjuntos.
5. Branquear a base de dados de treinamento do ruído, de acordo com a seguinte equação:

$$\mathbf{W} = \mathbf{D}^{-1/2}\mathbf{V}^T \quad (5.14)$$

onde \mathbf{W} representa a matriz de branqueamento, as matrizes \mathbf{D} e \mathbf{V} contêm os autovalores (diagonal) e autovetores de norma unitária da estimativa da matriz de covariância do ruído, respectivamente.

6. Calcular a estimativa da matriz de covariância robusta, conforme descrito em (ROUSSEEUW; DRIESSEN, 1999), do conjunto de treino do ruído obtido na etapa anterior.
7. Calcular a estimativa da variância para cada uma das sete amostras do ruído utilizando o conjunto de treino. Esta operação pode ser descrita pela seguinte equação:

$$N_0/2 = \frac{\sum_{i=0}^{M-1} [(\mathbf{n}_k - \hat{E}[\mathbf{n}_k])^2]}{M - 1} \quad (5.15)$$

onde \mathbf{n}_k corresponde ao vetor de ruído associado a amostra k , \hat{E} representa a estimativa do valor esperado (que pode ser encontrado através da média aritmética) e M é o número total de eventos do conjunto de dados de treinamento de ruído $\mathbf{N} = [\mathbf{n}_0; \mathbf{n}_1; \mathbf{n}_2; \dots; \mathbf{n}_{N-1}]$, que é uma matriz de ordem $M \times N$.

8. Retirar sinais com energia abaixo de 200 MeV do conjunto de treino de sinais de múons.
9. Normalizar os sinais da base de dados de treinamento de sinais de múons. A normalização é realizada ao dividir cada vetor da base de dados pelo seu valor máximo.
10. Obter uma estimativa do sinal médio de múons através da matriz da base de dados de treinamento de sinais de múons normalizada, obtida no item anterior. Esse cálculo é realizado através da equação:

$$\mathbf{m}_S = \frac{\sum_{i=0}^{M-1} \mathbf{x}_{s_i}}{M} \quad (5.16)$$

onde \mathbf{x}_{s_i} é o vetor do sinal de entrada normalizado e M é o número de eventos do conjunto de dados de treinamento de sinais de múons normalizada, que é uma matriz de ordem $M \times N$.

11. Branquear o sinal médio adquirido na etapa anterior, utilizando a matriz de branqueamento descrita no item 5.
12. Obter os autovalores e autovetores da matriz resultante da aplicação da PCA na base de dados:

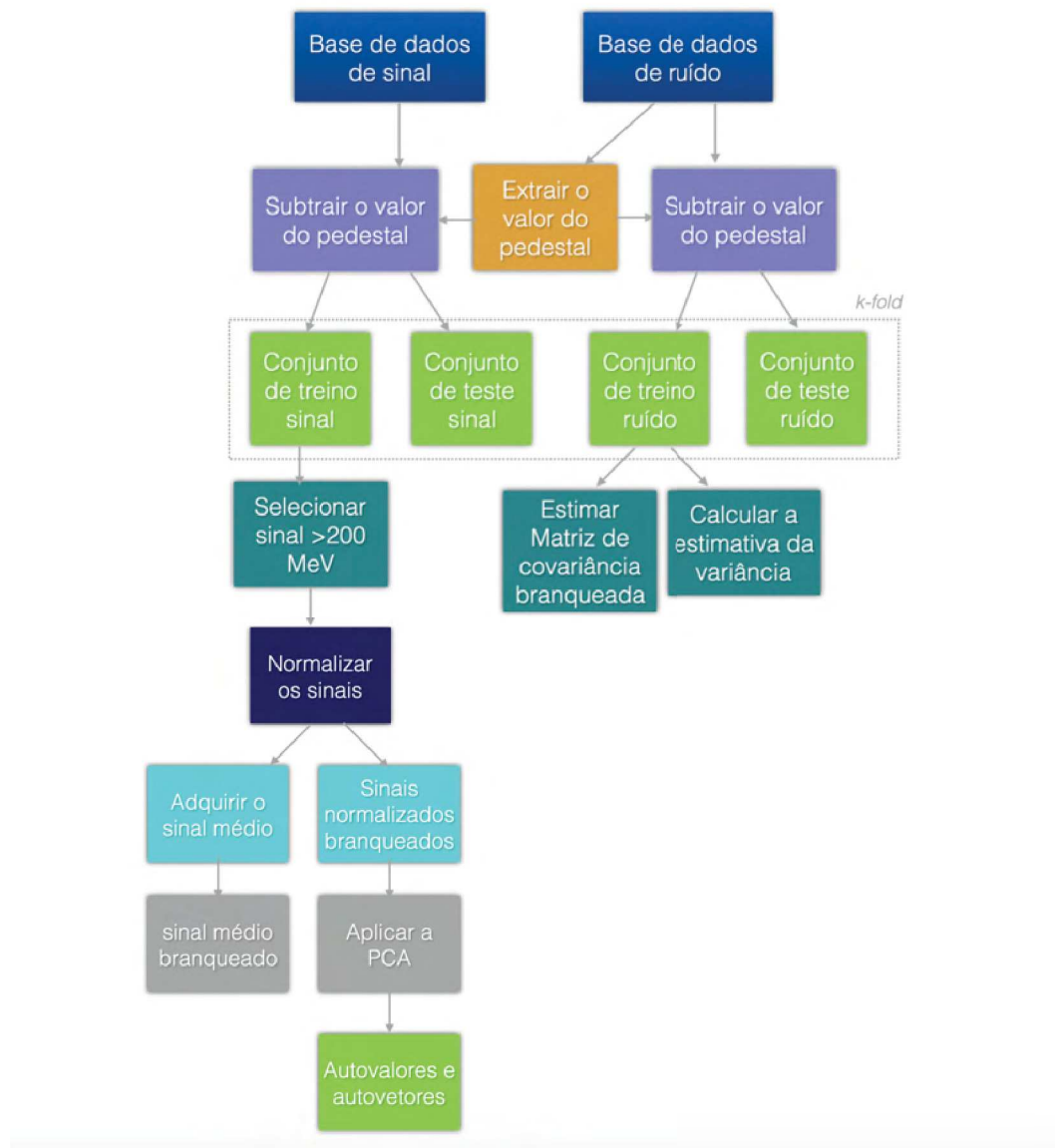
$$[\boldsymbol{\lambda}_S, \boldsymbol{\Phi}_S] = PCA(\mathbf{X}_b) \quad (5.17)$$

onde $\boldsymbol{\lambda}_S = [\lambda_{S_0}, \lambda_{S_1}, \lambda_{S_2}, \dots, \lambda_{S_{N-1}}]$, $\boldsymbol{\Phi}_S = [\phi_{S_0}; \phi_{S_1}; \phi_{S_2}; \dots, \phi_{S_{N-1}}]$ e \mathbf{X}_b é a matriz com a base de dados treinamento de sinais de múons normalizada e branqueada.

13. O procedimento utilizado para a detecção do sinal está ilustrado na Figura 58. A saída do filtro casado estocástico é calculada através da Equação (5.8) e comparada com um patamar. Caso o valor encontrado for inferior ao patamar, a hipótese que

ocorreu um evento de múon é rejeitada. Caso o valor encontrado seja superior ao patamar escolhido, a hipótese que ocorreu um evento de múon é confirmada. Já a estimação da amplitude do sinal de entrada pode ser calculada através da Equação (5.13), conforme ilustrado na Figura 59.

Figura 57 – Diagrama de blocos das etapas da implementação do filtro casado estocástico

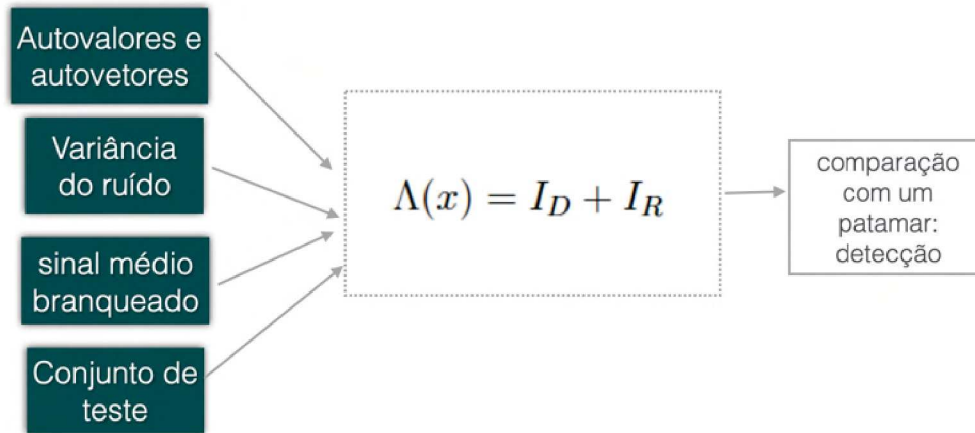


Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

5.2 PROPOSTA PARA A PONDERAÇÃO DE ENERGIA DOS CANAIS DE LEITURA DOS MÓDULOS TMDB

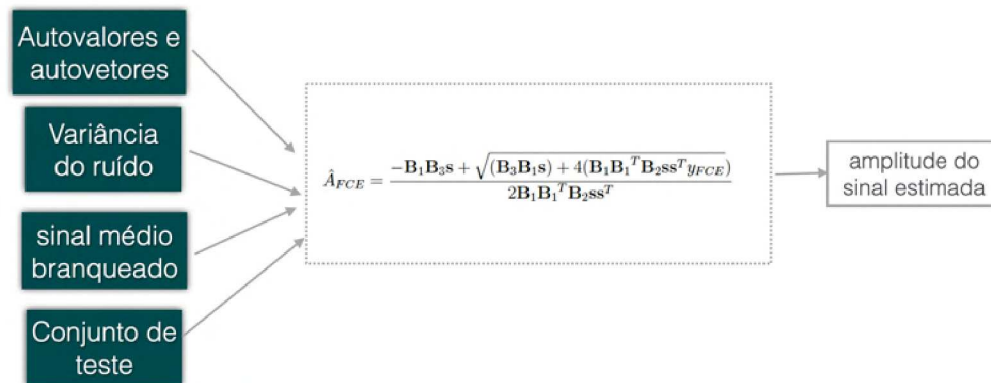
Atualmente, a energia do múon em um módulo do TileCal é obtida no TMDB através da soma simples da estimativa de energia dos quatro canais das células D5 e D6 do

Figura 58 – Diagrama de blocos da detecção de sinais usando o filtro casado estocástico



Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

Figura 59 – Diagrama de blocos da estimação da amplitude dos sinais usando o filtro casado estocástico



Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

TileCal. No entanto, o perfil de deposição de energia de uma partícula de múon durante as colisões (que pode depositar mais energia na célula D5 do que na célula D6), possíveis diferenças na relação sinal ruído entre os canais em função de diferenças na eletrônica e/ou até mesmo problemas na eletrônica, como perda de um dos sinais do par diferencial, problemas de casamento de impedância nos cabos e a presença de covariância ou um desbalanceamento entre variância no ruído dos canais, são algumas características que motivam o uso de uma ponderação ao somar a energia dos canais.

Dessa forma, este trabalho explora, de forma inédita, duas técnicas de otimização para combinação dos canais no TMDb. A primeira proposta é uma técnica de *denoising* (PEREIRA, 2019), baseada no estimador MVU (do inglês, *Minimum Variance*

Unbiased), que pondera os canais de uma mesma célula, tirando proveito da dupla leitura do TileCal, a fim de minimizar a variância final do ruído após a combinação dos canais. A segunda abordagem proposta, o *Least Square* (KAY, 1993; BOYD, 2018), é uma técnica de otimização matemática que procura encontrar o melhor ajuste para um conjunto de dados tentando minimizar o erro entre o valor estimado e o valor de referência. Dessa forma, enquanto a técnica de *denoising* pondera os canais de uma mesma célula olhando para as características do ruído dos canais, o *Least Square* pondera de forma diferente os canais buscando combinação que seja ótima do ponto de vista da minimização do erro médio quadrático da estimação, em função das diferenças de trajetória dos múons nas células D5 e D6 e possíveis diferenças de relação sinal-ruído entre canais.

5.2.1 Técnica de *Denoising*

O algoritmo de reconstrução de energia utilizado no TileMuon realiza a estimação de energia de forma individual nos canais de leitura, obtendo assim a energia da célula através da soma simples das energias dos canais que compõem a célula, conforme descrito abaixo:

$$\epsilon_{Cell} = \epsilon_{Canal_1} + \epsilon_{Canal_2} \quad (5.18)$$

Esta abordagem não é ótima quando o ruído dos canais não são independentes. Existe assim, uma abordagem que melhora a resolução da energia da célula:

$$\epsilon_{Cell} = a_1 \times \epsilon_{Canal_1} + a_2 \times \epsilon_{Canal_2}, \quad (5.19)$$

sendo,

$$a_1 + a_2 = 2, \quad (5.20)$$

para manter o nível de energia da célula.

Os pesos deste método podem ser calculados utilizando uma formulação baseada no estimador MVU (do inglês, *Minimum Variance Unbiased*), através da matriz de covariância do ruído. Determinar um estimador não tendencioso de mínima variância não é uma tarefa fácil. No entanto, o estimador MVU pode ser obtido para resolver muitos problemas de estimação em processamento de sinais representados através de um modelo linear. O modelo linear com ruído branco gaussiano pode ser definido da seguinte forma:

$$x[k] = a + bk + n[k] \quad (5.21)$$

onde $n[k]$ é um ruído branco Gaussiano, a e b são o coeficiente linear e angular da reta, respectivamente. O modelo linear pode ser reescrito na forma matricial:

$$\mathbf{x} = \mathbf{H}\boldsymbol{\theta} + \mathbf{n} \quad (5.22)$$

onde

$$\mathbf{x} = [x[0], x[1], x[2], \dots, x[N-1]] \quad (5.23)$$

$$\mathbf{n} = [n[0], n[1], n[2], \dots, n[N-1]] \quad (5.24)$$

$$\boldsymbol{\theta} = [A \quad B]^T \quad (5.25)$$

$$\mathbf{H} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 1 & 1 \\ \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot \\ 1 & K-1 \end{bmatrix} \quad (5.26)$$

A matriz \mathbf{H} é denominada matriz de observação. Uma das maneiras mais populares de se encontrar um estimador MVU é através do limite de CRLB (uma outra forma de encontrar o estimador é utilizando o Teorema de RaoBlackwell em conjunto com o Teorema de Lehmann-Scheffe) (BLACKWELL, 1947). Utilizando a condição de igualdade do limite de CRLB, o estimador $\hat{\boldsymbol{\theta}}$ será um estimador MVU se satisfazer a condição:

$$\frac{\partial \ln f(\mathbf{x}; \boldsymbol{\theta})}{\partial \boldsymbol{\theta}} = \mathbf{I}(\boldsymbol{\theta})(\hat{\boldsymbol{\theta}} - \boldsymbol{\theta}) \quad (5.27)$$

onde $f(\mathbf{x}; \boldsymbol{\theta})$ é a função densidade de probabilidade conjunta dos parâmetros \mathbf{x} e $\boldsymbol{\theta}$ e $I(\boldsymbol{\theta})$, conhecido como Informação de Fisher, é dado por:

$$\mathbf{I}(\boldsymbol{\theta}) = -E\left[\frac{\partial^2 \ln f(\mathbf{x}; \boldsymbol{\theta})}{\partial \boldsymbol{\theta}^2}\right] \quad (5.28)$$

Derivando a função de máxima verossimilhança do modelo linear e assumindo que $\mathbf{H}^T \mathbf{H}$ é reversível, pode-se escrever que:

$$\frac{\partial \ln f(\mathbf{x}; \boldsymbol{\theta})}{\partial \boldsymbol{\theta}} = \frac{\mathbf{H}^T \mathbf{H}}{\sigma^2} [(\mathbf{H}^T \mathbf{H})^{-1} \mathbf{H}^T \mathbf{x} - \boldsymbol{\theta}] \quad (5.29)$$

que possui exatamente a forma da Equação (5.27) com

$$\hat{\boldsymbol{\theta}} = (\mathbf{H}^T \mathbf{H})^{-1} \mathbf{H}^T \mathbf{x}, \quad (5.30)$$

$$\mathbf{I}(\boldsymbol{\theta}) = \frac{\mathbf{H}^T \mathbf{H}}{\sigma^2} \quad (5.31)$$

onde σ^2 é a variância do vetor de ruído \mathbf{n} . Dessa forma, dado um conjunto de dados que possa ser modelado através da Equação (5.22), o estimador de mínima variância $\hat{\boldsymbol{\theta}}$ é dado por:

$$\hat{\boldsymbol{\theta}} = (\mathbf{H}^T \mathbf{H})^{-1} \mathbf{H}^T \mathbf{x}, \quad (5.32)$$

e a sua matriz de covariância será:

$$\mathbf{C} = \mathbf{I}^{-1}(\boldsymbol{\theta}) = \sigma^2 (\mathbf{H}^T \mathbf{H})^{-1} \quad (5.33)$$

O resultado anterior por ser generalizado para um conjunto de dados corrompido por um ruído colorido. O estimador MVU pode ser obtido através de uma abordagem que realiza um branqueamento do conjunto de dados. Assim, a inversa da matriz de covariância \mathbf{C} pode ser fatorada da seguinte forma:

$$\mathbf{C}^{-1} = \mathbf{D}^T \mathbf{D}, \quad (5.34)$$

onde \mathbf{D} é uma matriz inversível $K \times K$. A matriz \mathbf{D} se comporta como uma matriz de branqueamento, quando aplicada ao ruído. Aplicando a matriz \mathbf{D} ao conjunto de dados modelados, obtêm-se a generalização do estimação MVU para o ruído colorido:

$$\hat{\boldsymbol{\theta}} = (\mathbf{H}^T \mathbf{C}^{-1} \mathbf{H})^{-1} \mathbf{H}^T \mathbf{C}^{-1} \mathbf{x} \quad (5.35)$$

Dessa forma, o estimador MVU considera uma possível correlação entre o ruído dos canais e pode ser generalizado para abranger o caso onde o ruído aditivo é colorido. Para o caso de dois canais por célula, como no TMDB, a estimativa da energia da célula, considerando o estimador MVU, resulta em:

$$\hat{\epsilon}_{cell} = 2 \frac{\mathbf{u}^T \mathbf{C}^{-1}}{\mathbf{u}^T \mathbf{C}^{-1} \mathbf{u}} \boldsymbol{\epsilon}_{canais} \quad (5.36)$$

onde $\boldsymbol{\epsilon}_{canais}$ é o vetor com a energia dos canais, \mathbf{C} é a matriz de covariância do ruído dos canais e \mathbf{u} corresponde a $\mathbf{u} = [1 \ 1]$. A constante 2 na equação possui a função de garantir o nível de energia total na célula.

A Figura 60 ilustra as etapas para adquirir os parâmetros necessários para a implementação do *denoising* no TMDB, conforme descritas a seguir:

1. Definir a base de dados de sinais de múons e de ruído para cada um dos canais do TMDB. Os dados utilizados devem ser obtidos através das colisões próton-próton, que ocorrem durante a operação do LHC. Um pré-processamento deve ser realizado com o intuito de selecionar os eventos em que ocorreram a deposição de energia de partículas de múons nas células de leitura de interesse do TileCal. Esses eventos

podem ser selecionados utilizando as informações do primeiro nível de *trigger* e do processamento *offline* do ATLAS. Dessa forma, a base de dados de sinal é composta pelas amostras dos eventos de múons adquiridas pelos módulos TMDB. Já a base de dados de ruído é composta pelos eventos em que não ocorreram a deposição de energia de múon nas células de leitura de interesse do TileCal.

2. Estimar o valor da energia dos sinais de múons e de ruído utilizando o estimador desejado, como por exemplo o filtro casado estocástico, para cada um dos canais do TMDB.
3. Dividir a base de dados de sinal e ruído em conjuntos de treino e de teste. Esta etapa é importante para realizar a validação cruzada dos resultados. Para a implementação no TMDB, os conjuntos foram divididos utilizando o método k-fold, com 10 subconjuntos.
4. Calcular a estimativa da matriz de covariância utilizando o conjunto de treino de ruído para as células D5 e D6, conforme descrito em (5.34).
5. A energia das células D5 e D6 do TMDB podem ser calculadas através da Equação (5.36), utilizando a matriz de covariância e o conjunto de teste, conforme ilustrado na Figura 61. Dessa forma, o vetor de pesos do *denoising* é dado pela relação que multiplica a energia dos canais.

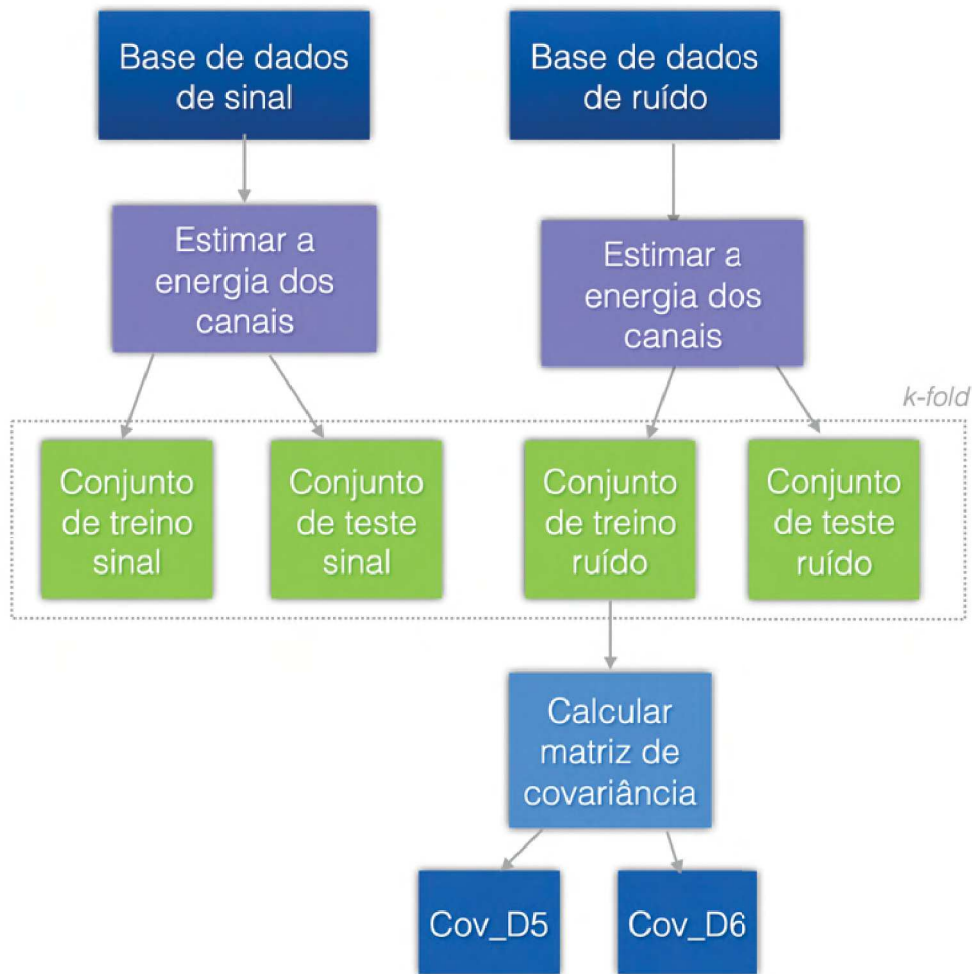
5.2.2 Least Square

A primeira exposição clara e concisa do *Least Square* (LS) foi publicada por Legendre em 1805. A técnica é descrita como um procedimento algébrico para ajustar equações lineares aos dados e Legendre demonstra o novo método analisando os mesmos dados que Laplace para a forma da terra. O valor do método dos mínimos quadrados de Legendre foi imediatamente reconhecido pelos principais astrônomos e geodestas da época, tornando o método popular devido a sua fácil implementação. A abordagem *Least Square* tem como objetivo minimizar o erro entre o valor estimado e o valor de referência do sinal.

Considere um sinal $x[k]$ composto por um sinal determinístico $s[k]$ (gerado por um modelo que depende de um parâmetro desconhecido \mathbf{w}) corrompido por um ruído aditivo, os parâmetros de \mathbf{w} que minimizam do erro é dada pela seguinte função custo:

$$J(\mathbf{w}) = \sum_{k=0}^{N-1} (s[k] - x[k])^2 \quad k = 0, 1, \dots, N - 1. \quad (5.37)$$

Figura 60 – Diagrama de blocos das etapas da implementação do *denoising*



Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

Para aplicar a abordagem LS, pode-se considerar:

$$s[k] = \mathbf{w}y[k] \quad (5.38)$$

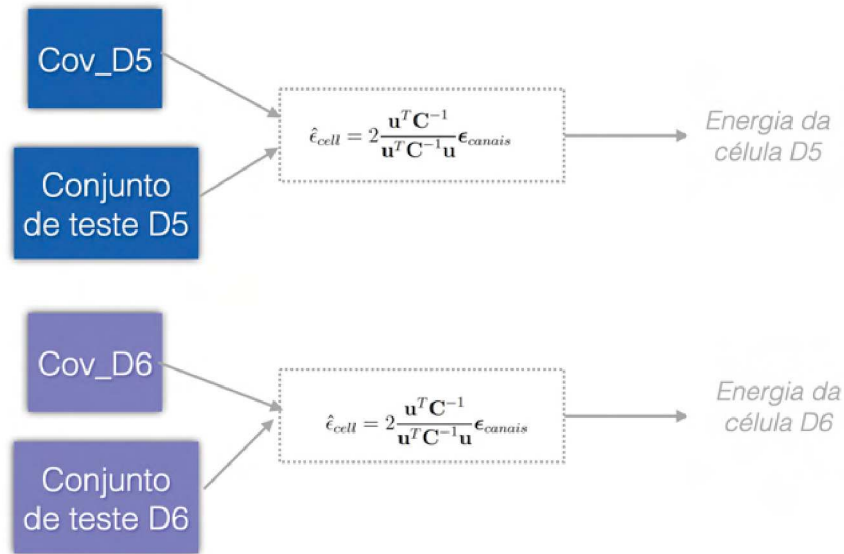
Onde $y[k]$ corresponde a uma janela do sinal de entrada. Os parâmetros do LS podem ser encontrados através da minimização da função custo:

$$J(\mathbf{w}) = \sum_{n=0}^{N-1} (s[n] - wy[n])^2 = (\mathbf{s} - \mathbf{Y}\mathbf{w})^T (\mathbf{s} - \mathbf{Y}\mathbf{w}) \quad (5.39)$$

A minimização da função custo pode ser encontrada igualando a sua derivada a zero. Dessa forma, os parâmetros LS ótimos são dados por:

$$\frac{\partial J(\mathbf{w})}{\partial \mathbf{w}} = -2\mathbf{Y}\mathbf{w}^T \mathbf{s} + 2\mathbf{Y}\mathbf{w}^T \mathbf{Y}\mathbf{w} \quad (5.40)$$

Figura 61 – Diagrama de blocos do cálculo das energias das células D5 e D6 através do *denoising*



Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

$$\frac{\partial J(\mathbf{w})}{\partial \mathbf{w}} = 0 \quad (5.41)$$

$$-2\mathbf{Y}\mathbf{w}^T \mathbf{s} + 2\mathbf{Y}\mathbf{w}^T \mathbf{Y}\mathbf{w} = 0 \quad (5.42)$$

$$\hat{\mathbf{w}} = (\mathbf{Y}^T \mathbf{Y})^{-1} \mathbf{Y}^T \mathbf{s} \quad (5.43)$$

Para os casos em que os parâmetros desconhecidos possuem alguma restrição, como é o caso do problema tratado nesta tese, assume-se que \mathbf{w} está sujeito a $r < p$ restrições independentes, onde p é o número de parâmetros a ser estimado. Dessa forma, as restrições podem ser resumidas na seguinte equação:

$$\begin{bmatrix} A_{11}w_1 & A_{12}w_2 & \dots & A_{1p}w_p \\ A_{21}w_1 & A_{22}w_2 & \dots & A_{2p}w_p \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ A_{r1}w_1 & A_{r2}w_2 & \dots & A_{rp}w_p \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ \vdots \\ b_r \end{bmatrix} \quad (5.44)$$

Neste trabalho, o LS é utilizado para estimar quatro parâmetros (os pesos da soma ponderada dos canais de leitura dos módulos TMDB), cuja a soma deve ser 4. Esta

restrição é necessária para evitar que o modelo superestime a energia do módulo. Dessa forma, a restrição atribuída ao problema de estimação pode ser representada por:

$$1w_1 + 1w_2 + 1w_3 + 1w_4 = 4 \quad (5.45)$$

Os parâmetros do LS submetidos as restrições podem ser encontrados utilizando os multiplicadores de Lagrange. Pode-se determinar \mathbf{w}_c (onde c denota o *least square* com restrição) minimizando o Lagrangiano:

$$J_c = (\mathbf{s} - \mathbf{Y}\mathbf{w})^T(\mathbf{s} - \mathbf{Y}\mathbf{w}) + \boldsymbol{\lambda}^T(\mathbf{A}\mathbf{w} - \mathbf{b}) \quad (5.46)$$

Onde $\boldsymbol{\lambda}$ corresponde aos multiplicadores de Lagrange.

Derivando a função custo e igualando-a a zero, obtêm-se:

$$\frac{\partial J_c}{\partial \mathbf{w}} = -2\mathbf{Y}^T\mathbf{s} + 2\mathbf{Y}^T\mathbf{Y}\mathbf{w} + \mathbf{A}^T\boldsymbol{\lambda} \quad (5.47)$$

$$\hat{\mathbf{w}}_c = \hat{\mathbf{w}} - (\mathbf{Y}^T\mathbf{Y})^{-1}\mathbf{A}^T\frac{\boldsymbol{\lambda}}{2} \quad (5.48)$$

Onde $\hat{\mathbf{w}}$ são os parâmetros LS sem restrição. O vetor $\boldsymbol{\lambda}$ pode ser encontrado ao aplicarmos as restrições descritas na Equação (5.44):

$$\mathbf{A}\mathbf{w}_c = \mathbf{A}\hat{\mathbf{w}} - \mathbf{A}(\mathbf{Y}^T\mathbf{Y})^{-1}\mathbf{A}^T\frac{\boldsymbol{\lambda}}{2} = \mathbf{b} \quad (5.49)$$

Dessa forma,

$$\frac{\boldsymbol{\lambda}}{2} = [\mathbf{A}(\mathbf{Y}^T\mathbf{Y})^{-1}\mathbf{A}^T]^{-1}(\mathbf{A}\hat{\mathbf{w}} - \mathbf{b}) \quad (5.50)$$

Substituindo (5.50) em (5.49), pode-se encontrar que:

$$\hat{\mathbf{w}}_c = \hat{\mathbf{w}} - (\mathbf{Y}^T\mathbf{Y})^{-1}\mathbf{A}^T[\mathbf{A}(\mathbf{Y}^T\mathbf{Y})^{-1}\mathbf{A}^T]^{-1}(\mathbf{A}\hat{\mathbf{w}} - \mathbf{b}) \quad (5.51)$$

Onde $\hat{\mathbf{w}}$ são os parâmetros LS obtidos sem a restrição, \mathbf{H} é a matriz contendo os sinais de entrada, \mathbf{A} é a matriz de vetor unitário e \mathbf{b} é o vetor com as restrições (para o problema tratado neste trabalho, $\mathbf{b}=4$).

Na Figura 62 estão apresentadas as etapas para adquirir pesos do *least square*, que serão utilizados na soma ponderada da energia dos canais no TMDB. São estas:

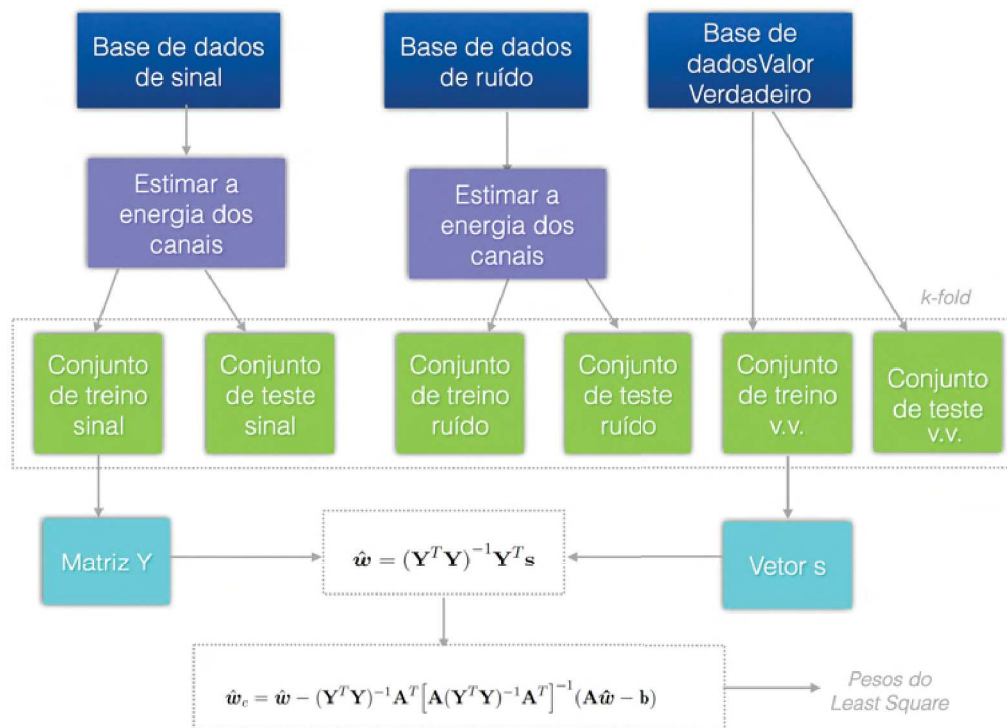
1. Definir a base de dados de sinais de múons e de ruído para cada um dos canais do TMDB. Os dados utilizados devem ser obtidos através das colisões próton-próton, que ocorrem durante a operação do LHC. Um pré-processamento deve ser realizado

com o intuito de selecionar os eventos em que ocorreram a deposição de energia de partículas de múons nas células de leitura de interesse do TileCal. Esses eventos podem ser selecionados utilizando as informações do primeiro nível de *trigger* e do processamento *offline* do ATLAS. Dessa forma, a base de dados de sinal é composta pelas amostras dos eventos de múons adquiridas pelos módulos TMDB. Já a base de dados de ruído é composta pelos eventos em que não ocorreram a deposição de energia de múon nas células de leitura de interesse do TileCal.

2. Selecionar a base de dados que serão utilizados como valores de referência. No caso do TMDB, são utilizados a base de dados da estimativa de energida partícula obtida pelo processamento *offline* do TileCal.
3. Estimar o valor da energia dos sinais de múons e de ruído utilizando o estimador desejado, como por exemplo o filtro casado estocástico, para cada um dos canais do TMDB.
4. Dividir a base de dados de sinal, de ruído e de valores de referência em conjuntos de treino e de teste. Esta etapa é importante para realizar a validação cruzada dos resultados. Para a implementação no TMDB, os conjuntos foram divididos utilizando o método k-fold, com 10 subconjuntos.
5. Calcular a matriz \mathbf{Y} através do conjunto de treino de sinal.
6. Calcular o vetor \mathbf{s} através do conjunto de treino de valores de referência.
7. Calcular a estimativa dos pesos do *least square* w através da relação entre a matriz \mathbf{Y} e o vetor de valores de referência \mathbf{x} , conforme a Equação (5.48).
8. Calcular a estimativa dos pesos do *least square* com restrição w_c através da Equação (5.51).
9. Após adquirir o conjunto de pesos do *least square*, a energia do módulo no TMDB pode ser calculada através da soma da energia dos canais, conforme descrito a seguir:

$$\epsilon_{Mod} = \sum_{k=1}^4 \hat{w}_c[k] \times \epsilon_{canais}[k] \quad (5.52)$$

onde ϵ_{canais} é a energia dos canais.

Figura 62 – Diagrama de blocos do *least square*

Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

6 RESULTADOS

Neste capítulo, os resultados obtidos com a implementação dos métodos propostos no capítulo anterior serão apresentados. A eficiência de cada método é avaliada em termos da estimação da energia e detecção sinais, sendo comparada com a eficiência do método utilizado atualmente nos módulos TMDB para a detecção de múons. Os resultados foram adquiridos utilizando dados reais obtidos durante a operação do experimento durante o ano de 2018.

6.1 DADOS UTILIZADOS

Nesta seção, serão descritas as fontes e características dos dados utilizados para produzir os resultados apresentados neste capítulo.

6.1.1 Dados de Colisão

Os dados utilizados para adquirir e avaliar os estimadores propostos neste trabalho foram obtidos através das colisões de próton-próton, que ocorreram durante a operação do LHC em 2018. Estes dados foram reconstruídos através do Athena (CALAFIURA et al., 2005), que é o *software* de processamento de eventos de colisão usado pelo experimento. Essa poderosa ferramenta, desenvolvida por centenas de colaboradores, contém cerca de 5 milhões de linhas de código em C++ e Python e é utilizada para reconstrução de eventos, simulação de detector e outras tarefas essenciais necessárias para análise de dados e extração de resultados físicos. Após a reconstrução dos dados no Athena, um pré-processamento foi realizado com o intuito de selecionar os sinais da partícula de interesse deste trabalho, os múons. As informações do primeiro nível de *trigger* e do processamento *offline* do ATLAS foram utilizadas para selecionar os eventos em que ocorreram a deposição de energia de partículas de múons nas células de leitura de interesse do TileCal, cuja a informação é utilizada no TileMuon. Dos eventos selecionados, foram extraídas as informações das amostras adquiridas pelos módulos TMDB e da estimação da energia da partícula obtida pelo processamento *offline* do TileCal para compor a base de dados de sinais utilizada neste trabalho. Já a base de dado de ruído é composta pelos eventos em que não ocorreram a deposição de energia de múon nas células de leitura de interesse do TileCal. Ao total, foram utilizadas informações de 14 tomadas de dados. As principais características dos dados de colisão utilizados são resumidas na Tabela 1.

Tabela 1 – Informação dos dados de colisão utilizados

Run	Data	Energia Máx do Feixe (GeV)	$\langle \mu \rangle$
362661	04/Oct/2018	6499	54
362776	04/Oct/2018	6499	55
363033	07/Oct/2018	6499	52
363129	08/Oct/2018	6499	51
363198	09/Oct/2018	6499	52
362776	09/Oct/2018	6499	55
363738	17/Oct/2018	6499	48
363830	18/Oct/2018	6499	52
363910	19/Oct/2018	6499	45
363979	20/Oct/2018	6499	52
364030	21/Oct/2018	6499	52
364076	21/Oct/2018	6499	50
364098	22/Oct/2018	6499	54
364160	22/Oct/2018	6499	52

Fonte: (ATLAS COLLABORATION, 2021)

Após selecionar os eventos de múons nos dados de colisão adquiridos, foram obtidos 6449920 eventos de sinais e de ruído para cada um dos canais de leituras das células de interesse do TileCal. A fim de avaliar as flutuações estatísticas, o método de validação cruzada k-fold com 10 subconjuntos é realizado (FUSHIKI, 2011). O emprego deste método consiste em dividir aleatoriamente os dados em 10 subconjuntos mutuamente exclusivos do mesmo tamanho. Um subconjunto é utilizado para teste, enquanto os outros subconjuntos são usados no desenvolvimento do estimador proposto. Este processo é realizado 10 vezes, alternando de forma circular o conjunto de teste. Ao final de todas as iterações disponíveis, é possível calcular a acurácia e o erros relacionados ao estimador.

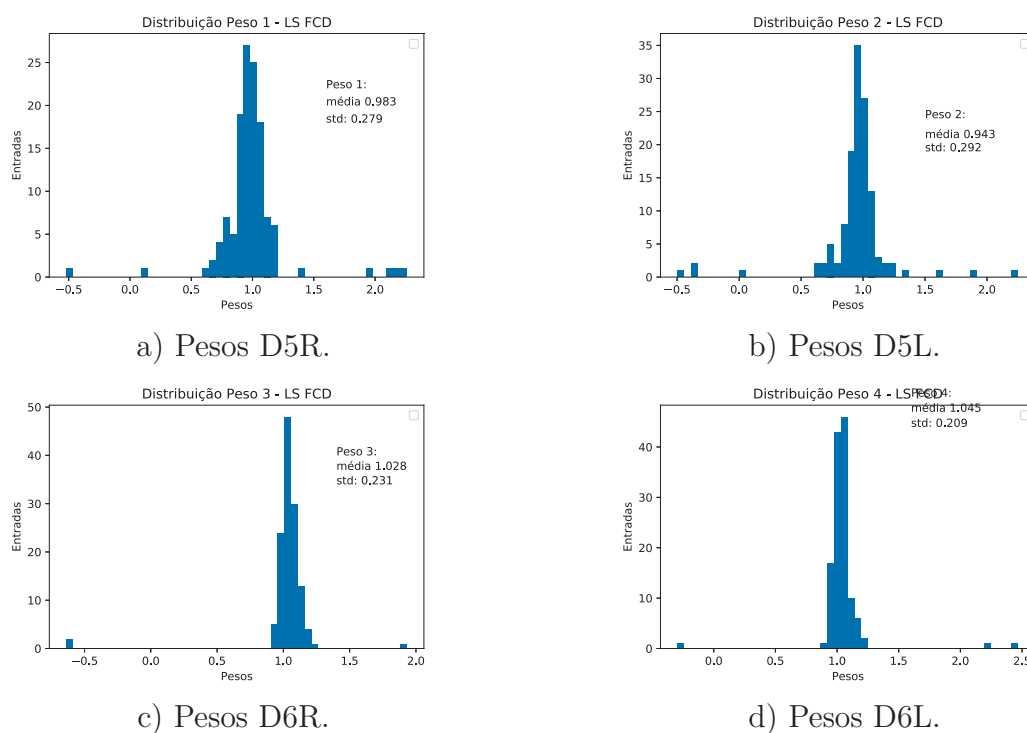
6.2 DISTRIBUIÇÃO DOS PESOS DENOISING E LEAST SQUARE

Atualmente, a energia depositada em um módulo do TileCal é obtida, nos módulos TMDB, através da soma simples da energia estimada em cada canal pelo filtro casado determinístico (FCD). Este trabalho, propõe dois diferentes métodos para adquirir uma ponderação para a soma das energias dos canais em cada um dos módulos, denominados *Least Square* (LS) e *Denoising* (Deno).

A ponderação para a soma das energias dos canais estimada pelo *Denoising*, foi obtida a partir da estimação da matriz de covariância do ruídos entre canais. Neste caso, o *Denoising* foi aplicado aos dois canais de uma mesma célula, resultando em dois grupos de pesos para os canais do módulo. Já a ponderação resultante do emprego do *Least Square*, foi obtida utilizando a energia do sinal estimada em cada canal e, como valor de

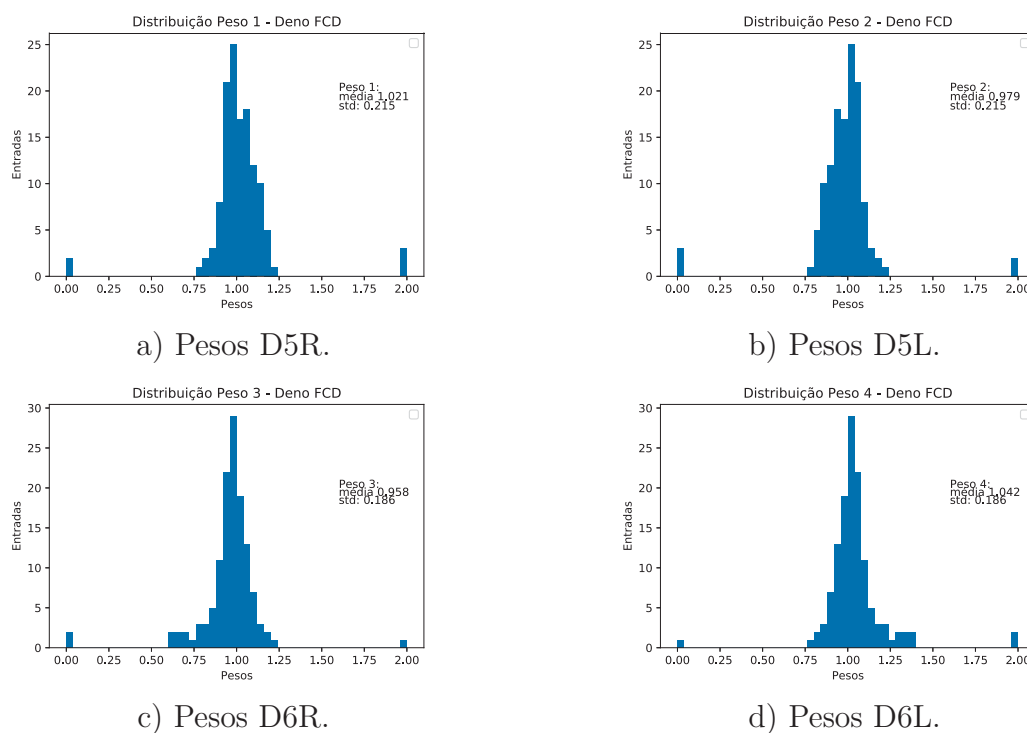
referência, a energia do módulo estimada pelo processamento *offline* do TileCal. Apesar da energia estimada pelo TileCal conter incertezas, ela possui uma melhor relação sinal ruído que os sinais nos módulos TMDB, fornecendo assim uma melhor exatidão e precisão na estimativa. As Figuras 63 - 66 ilustram a distribuição dos pesos do *Denoising* e *Least Square* para todos os 128 módulos do barril estendido do TileCal. Esta análise tem como objetivo avaliar o impacto da abordagem de ponderação de canais em todos os canais do TileCal utilizados no TileMuon, quanto mais próximo do valor unitário, menor é o impacto da ponderação. Pode-se observar que a média dos pesos obtidos em todos os métodos é próxima de um, o indica que utilizar as abordagens de ponderação dos canais não resulta em um forte impacto na eficiência do sistema. Esse resultado é esperado, já que os efeitos de correlações observados entre os canais não são predominantes na estimativa do sinal. No entanto, ponderar a soma da energia dos canais pode trazer alguns benefícios, como a identificação de canais ruins por exemplo.

Figura 63 – Distribuição dos pesos obtidos pelo FCD-LS para todos os 128 módulos do TMDB



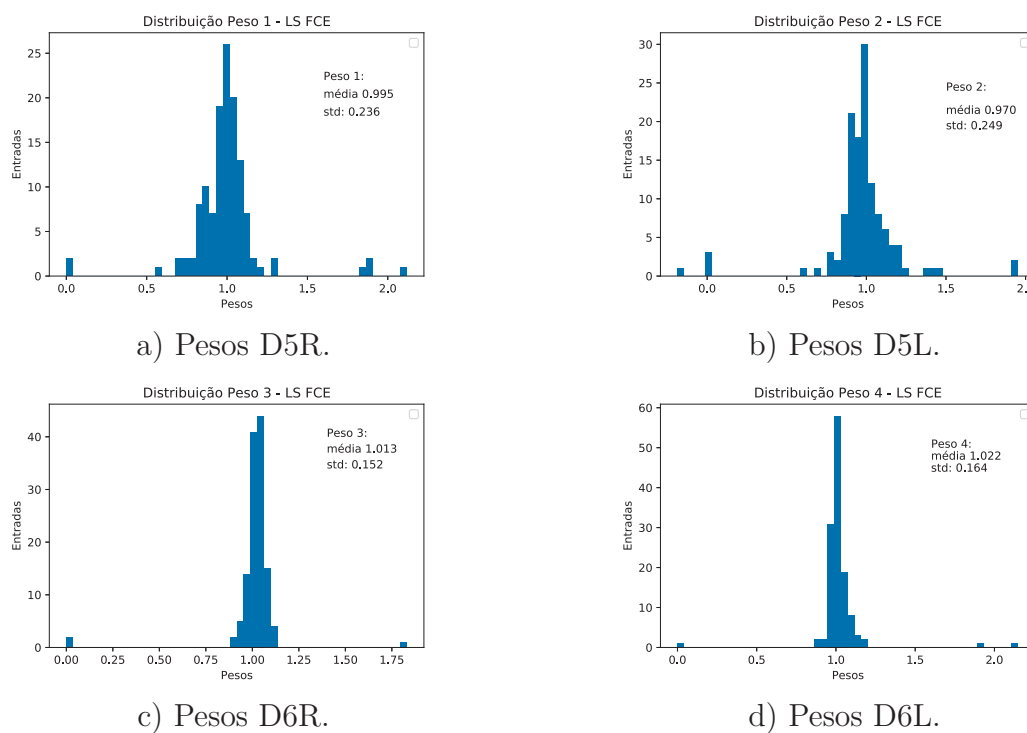
Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

Figura 64 – Distribuição dos pesos obtidos pelo FCD-Deno para todos os módulos



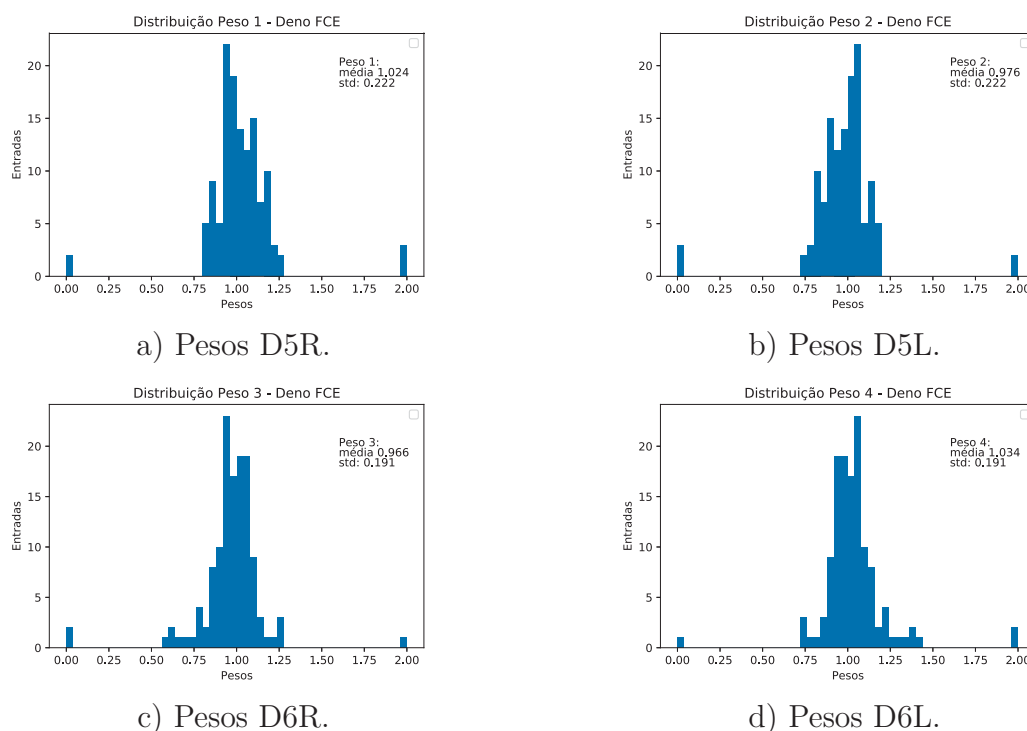
Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

Figura 65 – Distribuição dos pesos obtidos pelo FCE-LS para todos os módulos



Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

Figura 66 – Distribuição dos pesos obtidos pelo FCE-Deno para todos os módulos



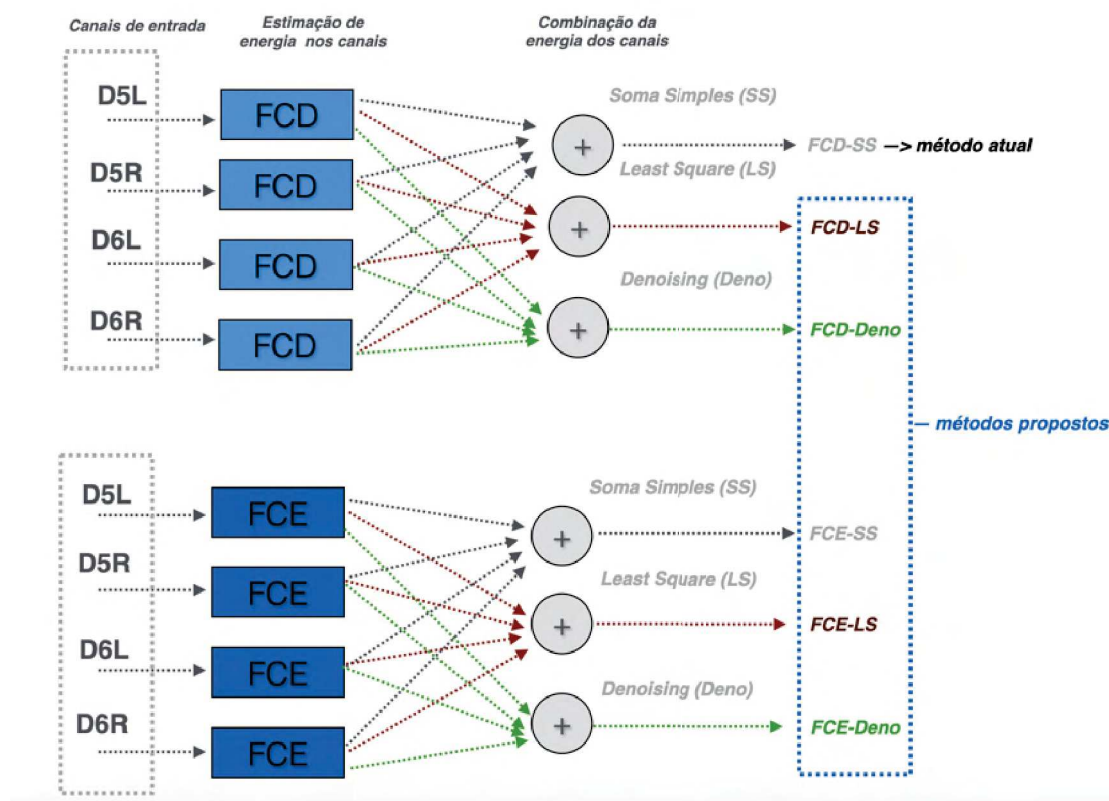
Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

6.3 RESULTADOS DE ESTIMAÇÃO

Os resultados apresentados nesta seção foram obtidos para cada um dos 128 módulos do barril estendido do TileCal. Porém, por questão de síntese, serão mostrados os resultados de quatro módulos (EBA 18, EBA 41, EBC 17, EBC 28), que fornecem uma boa generalização dos resultados. Dentre os módulos selecionados, encontra-se um módulo que possui um canal classificado como *bad channel* (canal ruim) no TMDB. No processamento atualmente utilizado, todo canal ruim é mascarado - sua saída é zerada e a energia do outro canal da mesma célula é dobrada. O uso desta estratégia é possível porque as células do TileCal possuem canais de dupla leitura. No entanto, a aferição de um canal ruim é feita manualmente, através da inspeção visual dos parâmetros de pulso médio do sinal e distribuição do ruído em cada canal. Como veremos a seguir, o uso de um método para ponderar a soma das energias dos canais, pode identificar e automatizar o mascaramento de canais ruins no sistema, oferecendo uma vantagem extra ao se implementar o método de ponderação.

Para avaliar a proposta de estimação dos canais e ponderação das células, cinco combinações foram analisadas inicialmente, ilustradas na Figura 67. As cinco combinações foram avaliadas e comparadas com o método utilizado atualmente nos módulos TMDB.

Figura 67 – Diagrama de blocos da combinação das técnicas propostas para estimar energia de múons do módulo no TMDB



Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

As análises realizadas nesta seção estão ilustradas no organograma da Figura 68. Elas foram realizadas com o intuito de avaliar a eficiência da proposta em estimar, de forma acurada e precisa, a energia dos sinais de múons. Dessa forma, a energia estimada utilizando a técnica proposta foi comparada com a energia estimada pelo algoritmo *offline* do TileCal. Como mencionado anteriormente, os sinais adquiridos pelo TileCal possuem uma melhor relação sinal-ruído que os obtidos pelo TMDB e o sinal estimado no calorímetro será utilizado como referência neste trabalho.

Figura 68 – Organograma dos da sequência de resultados de estimação que serão apresentados



Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

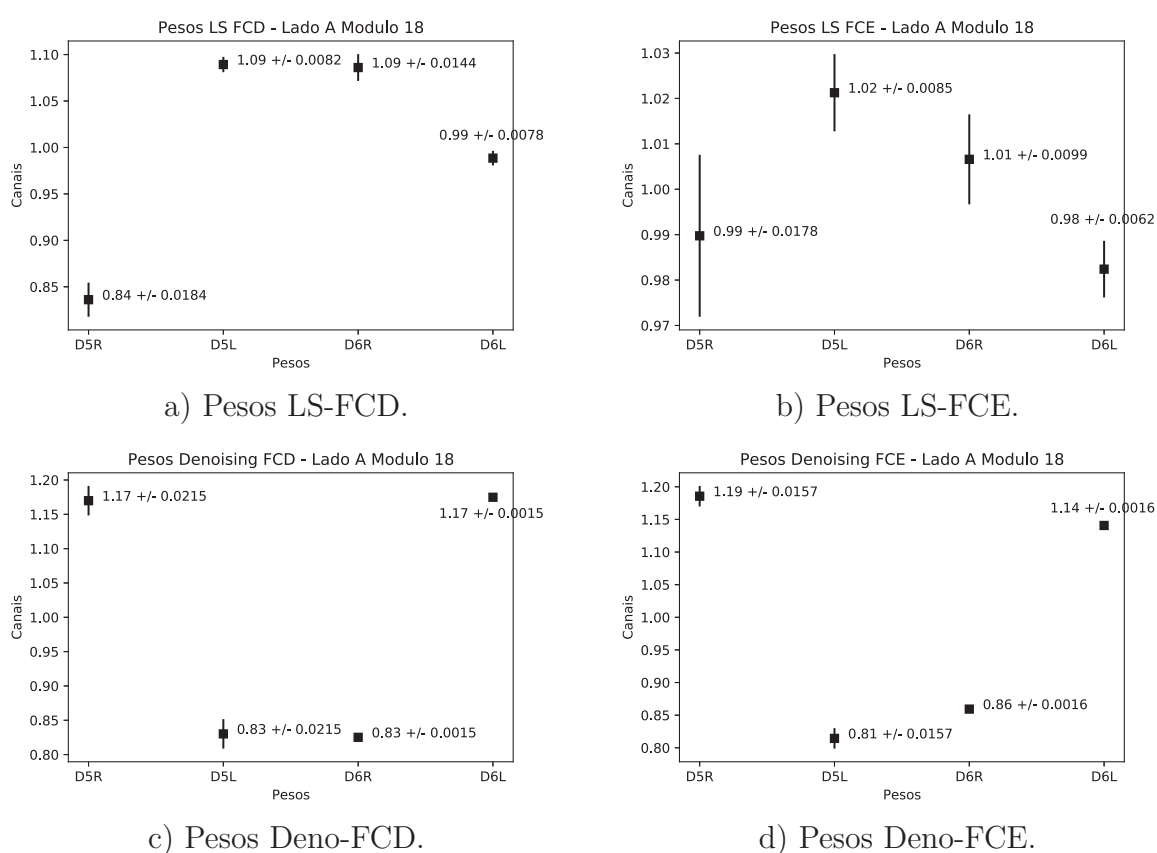
6.3.1 Ponderação dos Canais

O conjunto de pesos do *Denoising* e *Least Square* obtidos para cada um dos módulos estão apresentados nas Figuras 69 - 72.

A Figura 69 ilustra o valor dos pesos para o módulo EBA 18, onde temos o exemplo de um módulo em que as técnicas LS e *Denoising* contribuem de forma moderada para a combinação dos canais do módulo. Nas figuras 69a e 69b observamos os pesos atribuídos pelo LS para ambas técnicas de estimação utilizadas, o filtro casado determinístico (FCD) e o filtro casado estocástico (FCE), respectivamente. Para o FCD, o canal mais afetado pela ponderação foi o D5R, cujo valor foi 0,84. Os canais D5L e D6R também tiveram seus

pesos alterados (1,09), enquanto o canal D6L ficou com peso aproximadamente igual (0,99). Com relação ao FCE, é possível observar que o LS não altera de forma significativa nenhum dos pesos dos canais para esse módulo. Observando as figuras 69c e 69d, verificamos que a ponderação dos canais através da técnica *Denosing* trás contribuição semelhante para ambas as técnicas de estimação utilizadas já que os pesos são obtidos considerando apenas as características do ruído dos canais. Outra observação interessante é que o canal com maior peso passou a ser o D5R, com valor próximo a 1,2, resultado oposto ao obtido pela ponderação LS, deixando explícita a diferença entre as duas abordagens.

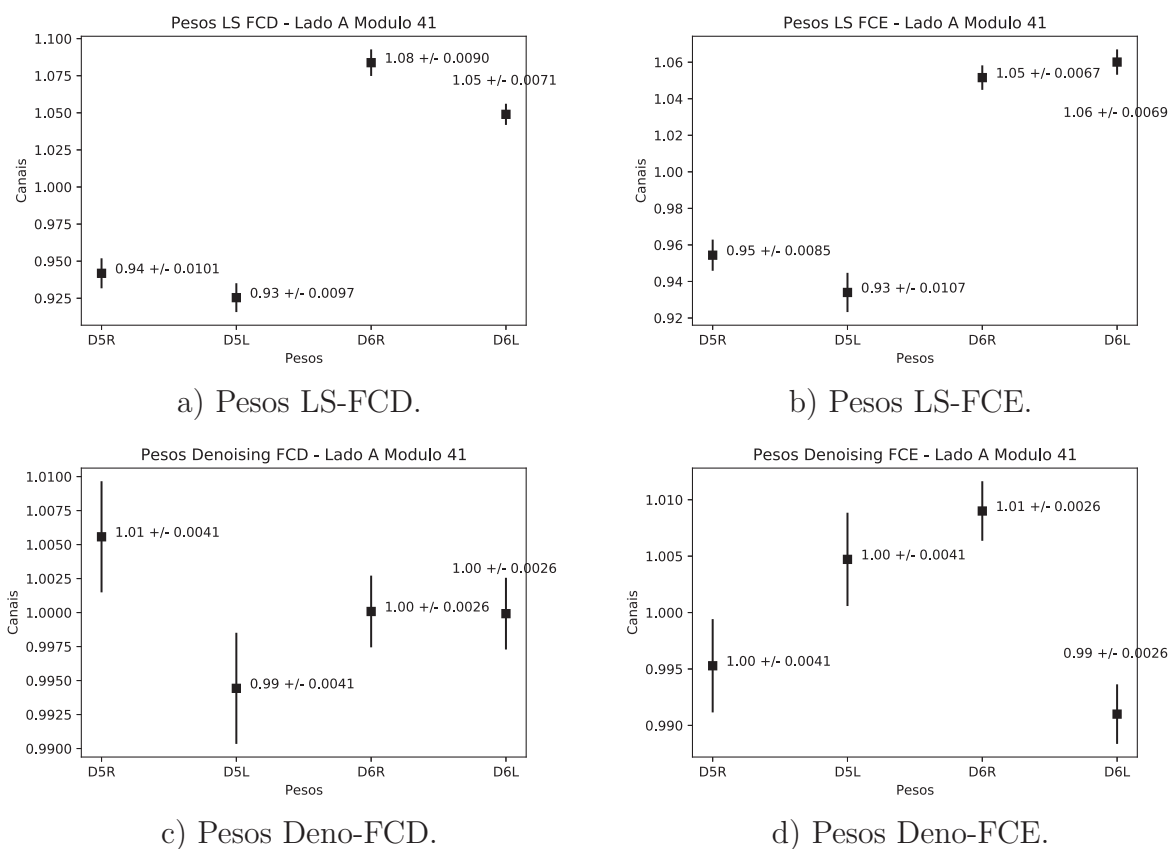
Figura 69 – Pesos da soma ponderada adquiridos pelo LS e Deno para o EBA 18



Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

Para o módulo EBA 41 (Figura 70) é possível observar que a ponderação dos canais trás uma contribuição menor do que para o módulo EBA 18. A ponderação LS reduz um pouco o peso da célula D5 em relação a D6, como pesos em torno de 0,94 para D5 e 1,06 para a D6. Os pesos obtidos através da técnica *Denosing* ficaram em torno de 1. Observamos comportamento semelhante em diversos módulos do TileCal, o que mostra que a ponderação dos canais não é relevante para a maioria dos módulos do TileCal. Esse resultado é indica que não há problemas na cadeia eletrônica do sinal de múons do TileCal para a maioria dos módulos, em conformidade com as análises e resultados obtidos pelo TileMuon durante o comissionamento e operação (Capítulo 4).

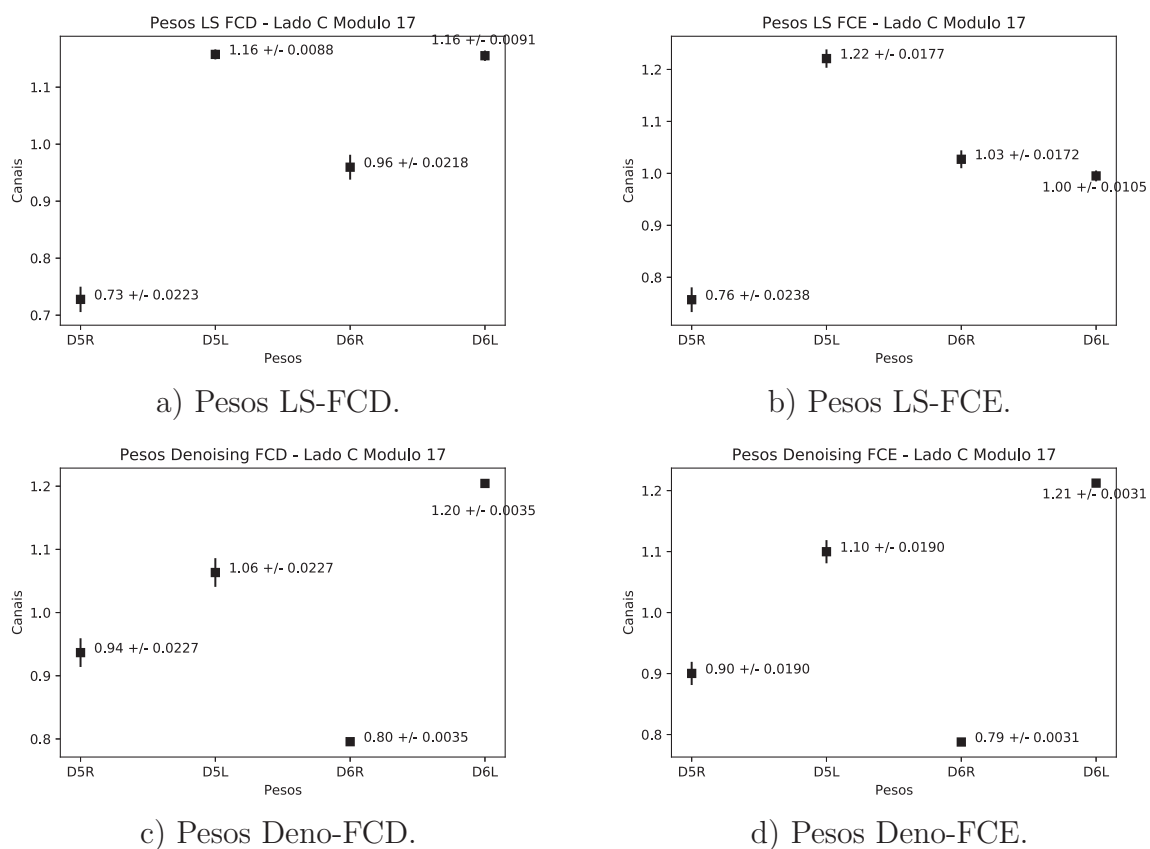
Figura 70 – Pesos da soma ponderada adquiridos pelo LS e Deno para o EBA 41



Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

A Figura 71 mostra o valor dos pesos obtidos para o módulo EBC 17. É possível observar que para ambas as técnicas de ponderação, a contribuição é relevante, principalmente para a abordagem LS. Esse é um caso que ocorre com menos frequência, mas indica que para alguns módulos a ponderação dos canais pode trazer contribuição importante. Novamente, destaca-se o comportamento distinto entre os métodos de ponderação, conforme já observado anteriormente.

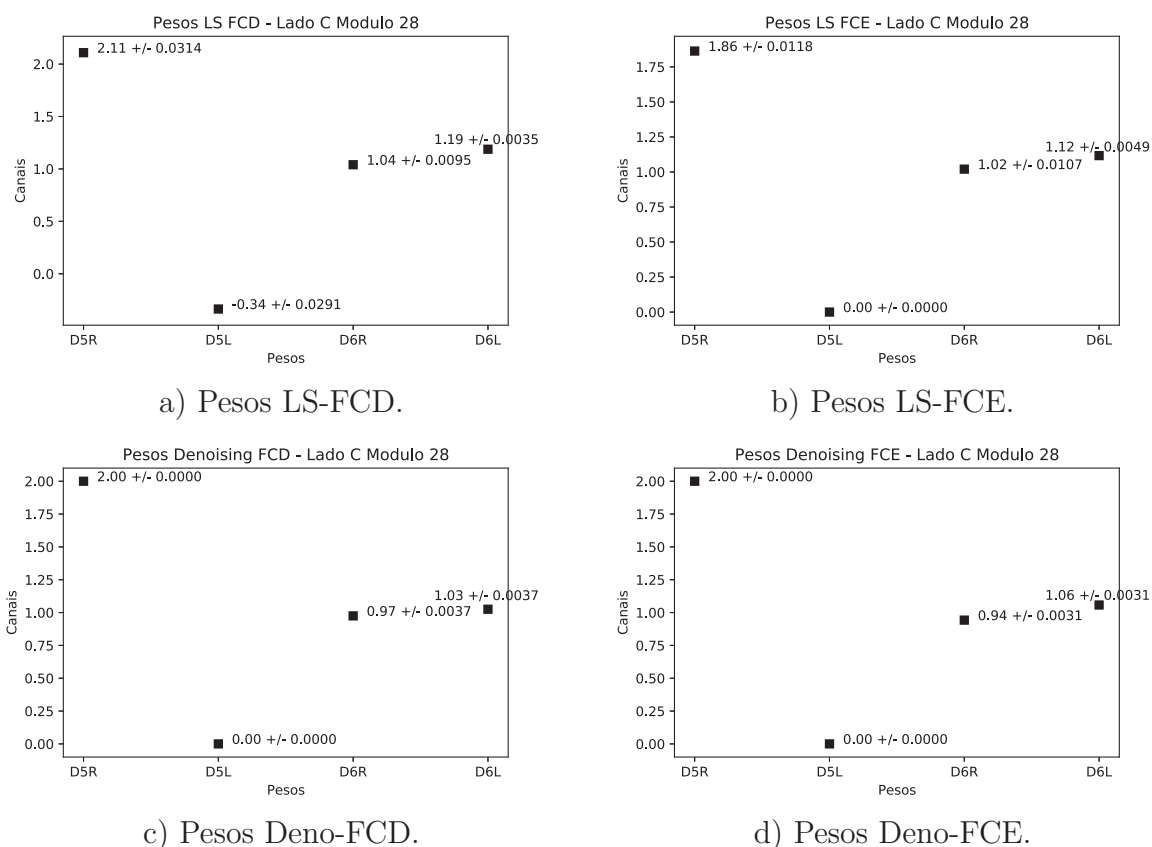
Figura 71 – Pesos da soma ponderada adquiridos pelo LS e Deno para o módulo EBC 17



Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

Finalmente, a Figura 72 ilustra o valor dos pesos obtidos para o módulo EBC 28 que possui um canal morto (D5L), indicando que para esse cenário a técnica *Denoising* se mostra superior da LS, já que para ambas as técnicas de estimação, a *Denoising* atribui peso zero para o canal D5L e com valor 2 o canal D5R.

Figura 72 – Pesos da soma ponderada adquiridos pelo LS e Deno para o EBC 28



Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

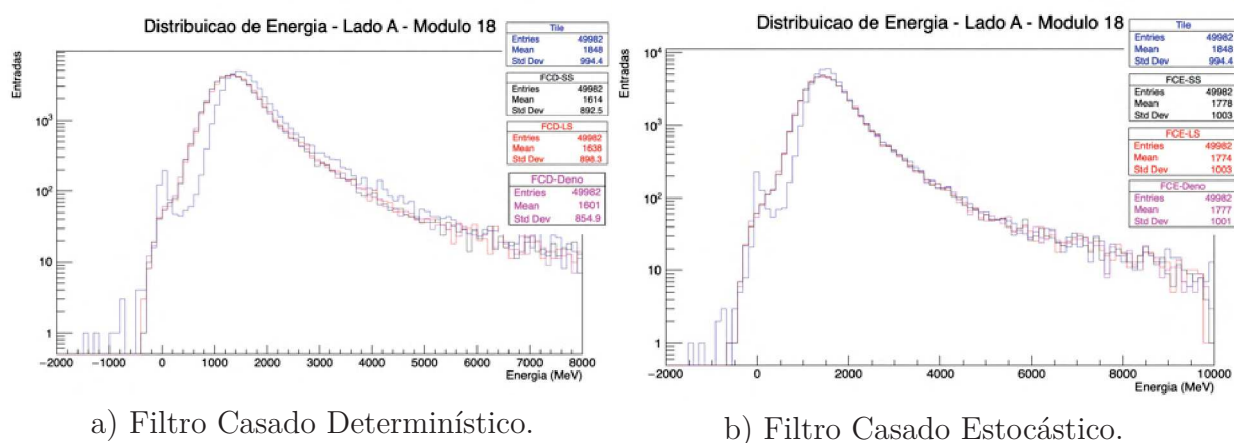
De forma geral é possível observar que para a maior parte dos módulos do TileCal a utilização de ambas as técnicas de ponderação não modifica de forma significativa os pesos para combinação dos canais do módulo do TileCal, conforme ilustrado na Figura 70. Por outro lado, em alguns módulos ocorre a mudança significativa dos pesos, mostrando a importância de se buscar alternativas a soma simples, conforme ilustrado nas figuras 71 e 72. Adicionalmente, a Figura 72 mostra que a técnica *Denoising* é superior a LS para o caso de módulos com canal morto.

6.3.2 Histograma da Energia Estimada

Os histogramas resultantes da estimação de energia realizada em dados de colisão, utilizando os dois estimadores de amplitude de canal avaliados (FCD, FCE) e aplicando a soma simples e a ponderação dos pesos obtidas com o *Denoising* e *Least Square*, estão apresentados nas figuras 73 - 76. O histograma do sinal obtido pelo processamento *offline* do TileCal também pode ser observado nas figuras, servindo como referência para o valor da energia estimada no módulo. De forma geral, o comportamento se repete para os quatro módulos ilustrados nas figuras, onde é possível observar que a utilização do filtro casado estocástico faz com que o histograma da estimação pelo TMDB se aproxime mais

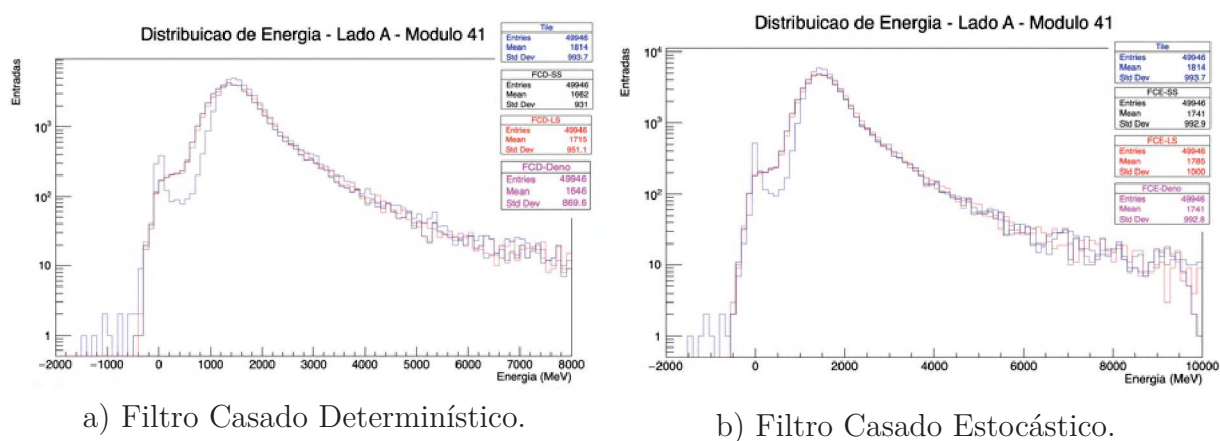
do histograma observado no TileCal, já que os valores da média e desvio padrão ficam mais próximos. Deve-se também ressaltar que para esta análise, não é possível observar efeito relevante das técnicas de ponderação propostas no comportamento do histograma da energia estimada.

Figura 73 – Histograma da energia estimada para o módulo EBA 18



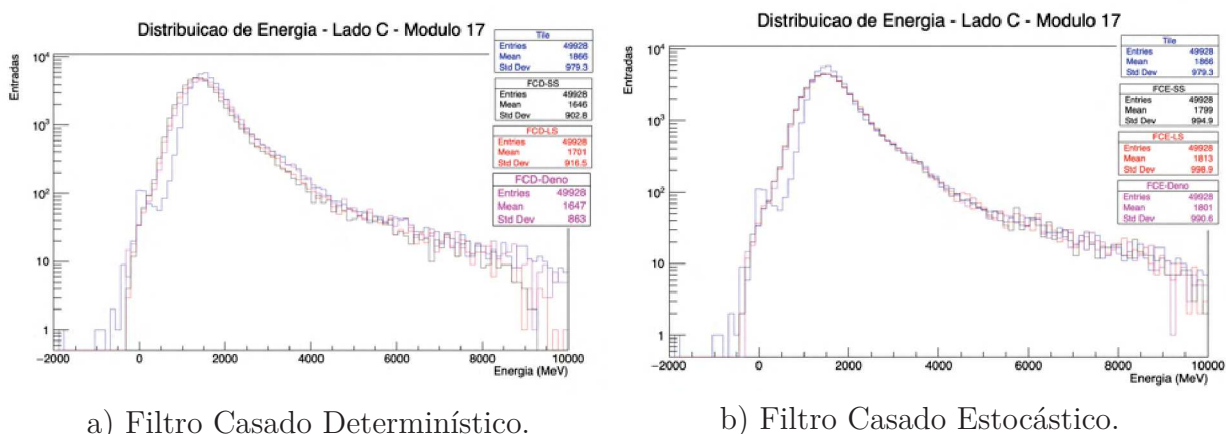
Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

Figura 74 – Histograma da energia estimada para o módulo EBA 41



Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

Figura 75 – Histograma da energia estimada para o módulo EBC 17

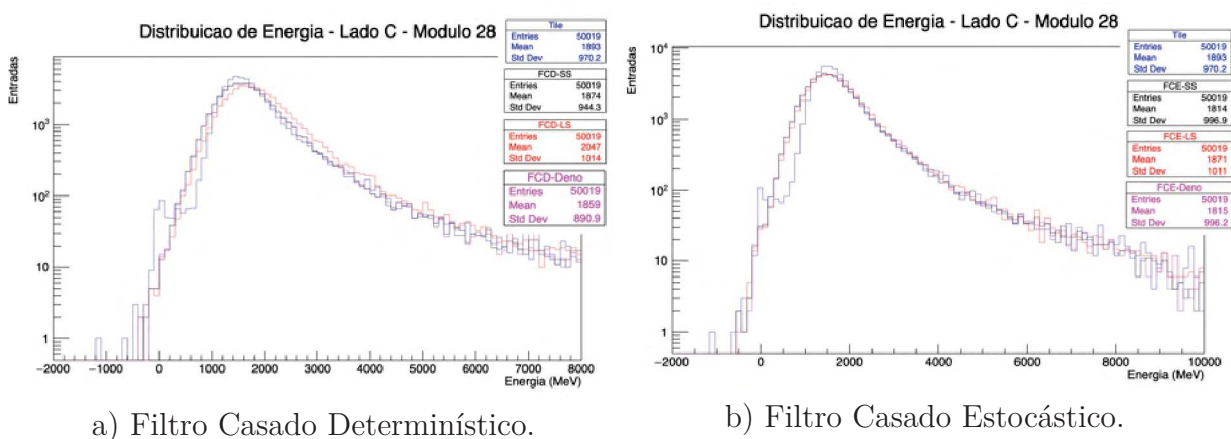


a) Filtro Casado Determinístico.

b) Filtro Casado Estocástico.

Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

Figura 76 – Histograma da energia estimada para o módulo EBC 28



a) Filtro Casado Determinístico.

b) Filtro Casado Estocástico.

Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

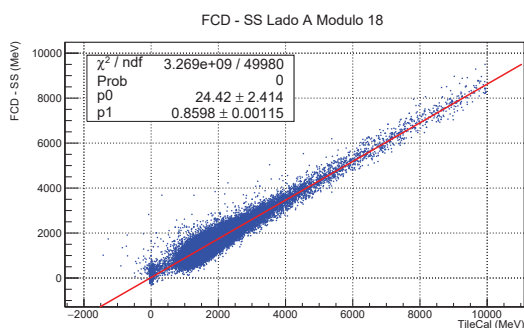
6.3.3 Gráfico de Dispersão e Regressão Linear

Nesta seção, será apresentado o resultado da dispersão e os parâmetros obtidos da regressão linear realizada no gráfico de dispersão entre a energia do TileCal e a energia estimada, através dos diferentes métodos propostos, para os módulos avaliados, ilustrados nas figuras 77 -80. Além da regressão linear, foi utilizado para medir a dispersão ao redor da reta o *Standard Error of Estimation* (SEE), que pode ser definido como uma medida da variação de uma observação feita em torno da linha de regressão calculada. Dessa forma, quanto maior o SEE, melhor o desempenho do estimador. O SEE é definido pela equação a seguir:

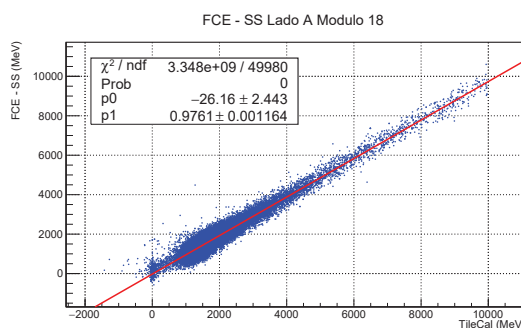
$$\sqrt{\frac{\sum (A - \hat{A})^2}{N - 1}} \quad (6.1)$$

As tabelas 2-5 resumem os resultados obtidos a partir dos gráficos de dispersão que correlacionam a energia estimada, através dos diversos métodos, e a energia do TileCal. Observando as figuras 77 -80 e os valores das tabelas 2-5 é possível afirmar que não há diferença relevante de comportamento para os diferentes módulos analisados com relação as técnicas propostas no trabalho. Para os quatro módulos, é possível observar que as técnicas de ponderação não modificam de forma significativa a dispersão, mas por outro lado, a utilização do estimador estocástico melhora do desempenho na estimação do TMDB, já que é possível observar que o coeficiente angular da regressão linear fica mais próximo a um (valor ideal) ao mesmo tempo em que reduz o SEE em até 25% (Tabela 2).

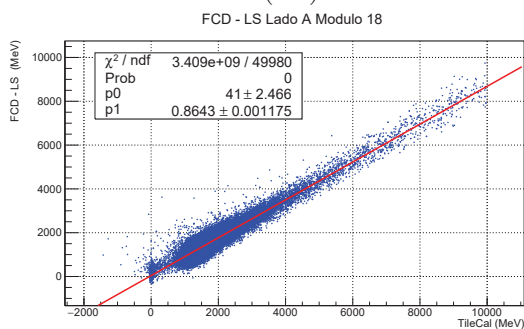
Figura 77 – Correlação entre a energia estimada pelo TileCal e a estimada pela TMDB para o módulo EBA 18



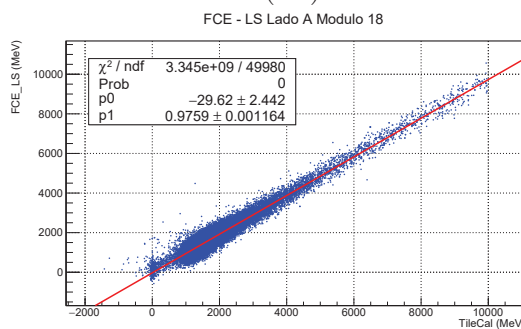
a) Estimação com FCD por soma simples (SS).



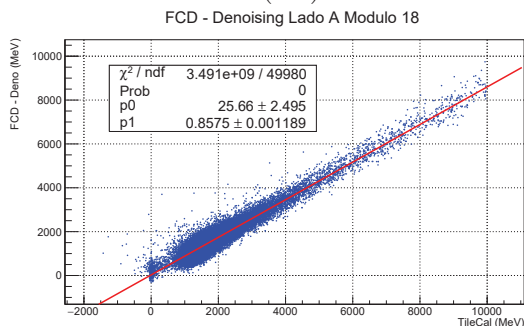
b) Estimação com FCE por soma simples (SS).



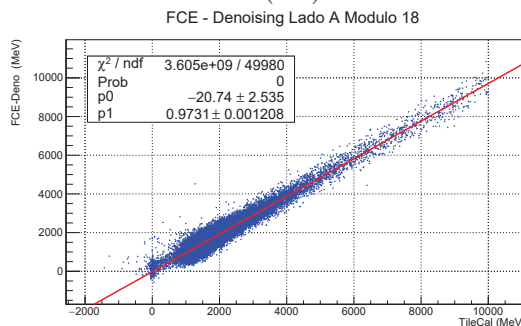
c) Estimação com FCD por Least Square (LS).



d) Estimação com FCE por Least Square (LS).



e) Estimação com FCD por Denoising.



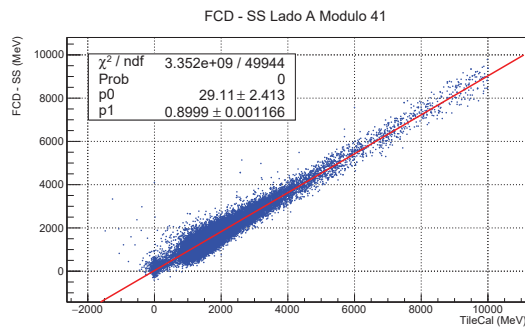
f) Estimação com FCE por Denoising.

Tabela 2 – Parâmetros da regressão linear e SEE para EBA 18

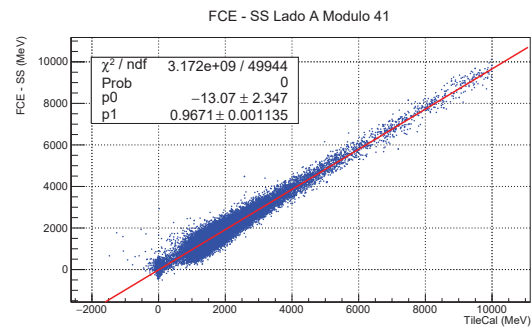
Parâmetros correlação para EBA 18			
Método	p0	p1	SEE
FCD-SS	24 ± 2	$0,860 \pm 0,002$	374
FCD-LS	41 ± 3	$0,864 \pm 0,001$	361
FCD-Deno	25 ± 3	$0,858 \pm 0,001$	383
FCE-SS	-26 ± 2	$0,976 \pm 0,001$	269
FCE-LS	-30 ± 2	$0,976 \pm 0,001$	270
FCE-Deno	-21 ± 3	$0,973 \pm 0,001$	279

Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

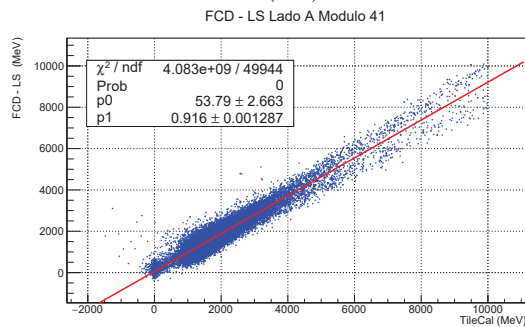
Figura 78 – Correlação entre a energia estimada pelo TileCal e a estimada pela TMDB para o módulo EBA 41



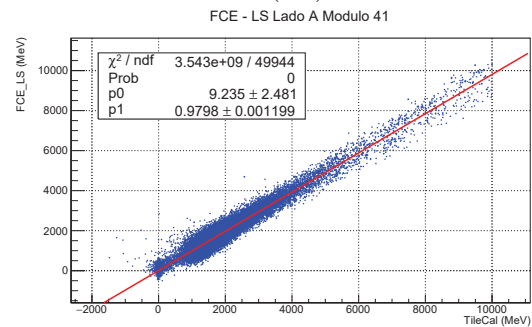
a) Estimação com FCD por soma simples (SS).



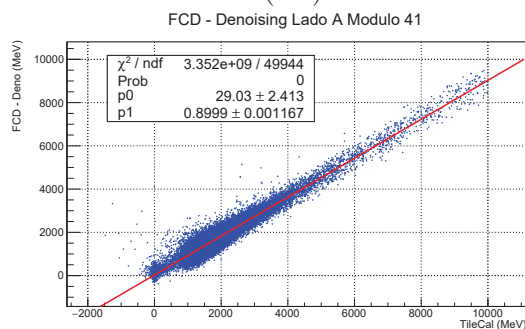
b) Estimação com FCE por soma simples (SS).



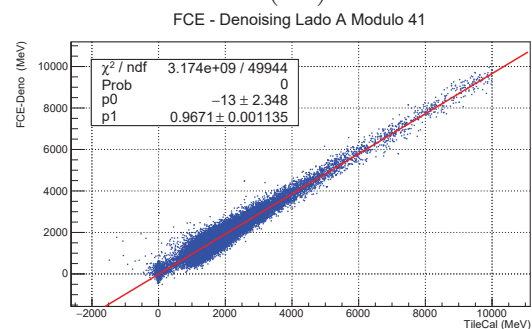
c) Estimação com FCD por Least Square (LS).



d) Estimação com FCE por Least Square (LS).



e) Estimação com FCD por Denoising.



f) Estimação com FCE por Denoising.

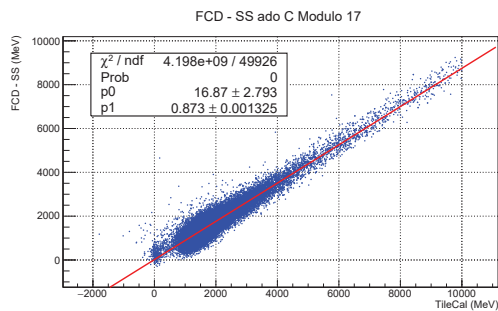
Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

Tabela 3 – Parâmetros da regressão linear e SEE para EBA 41

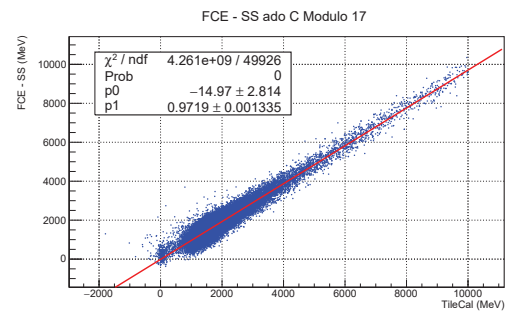
Parâmetros correlação para EBA 41			
Método	p0	p1	SEE
FCD-SS	29 ± 2	$0,899 \pm 0,001$	317
FCD-LS	54 ± 3	$0,916 \pm 0,001$	314
FCD-Deno	29 ± 2	$0,899 \pm 0,001$	317
FCE-SS	-13 ± 2	$0,967 \pm 0,001$	264
FCE-LS	9 ± 2	$0,980 \pm 0,001$	269
FCE-Deno	-13 ± 2	$0,967 \pm 0,001$	264

Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

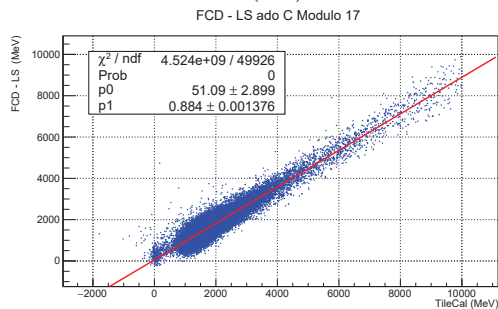
Figura 79 – Correlação entre a energia estimada pelo TileCal e a estimada pela TMDB para o módulo EBC 17



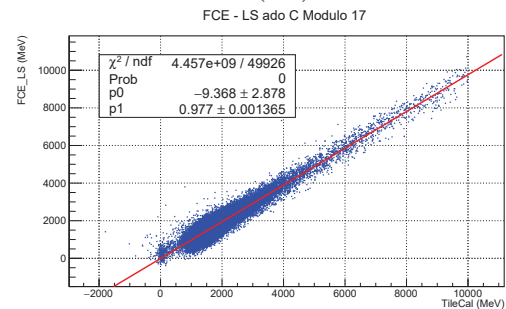
a) Estimação com FCD por soma simples (SS).



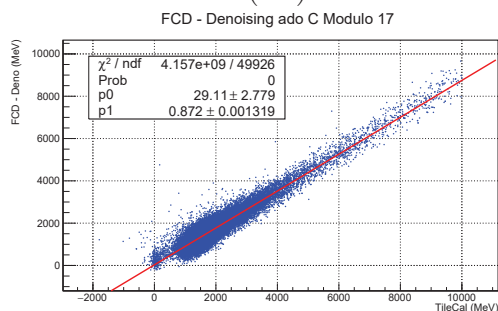
b) Estimação com FCE por soma simples (SS).



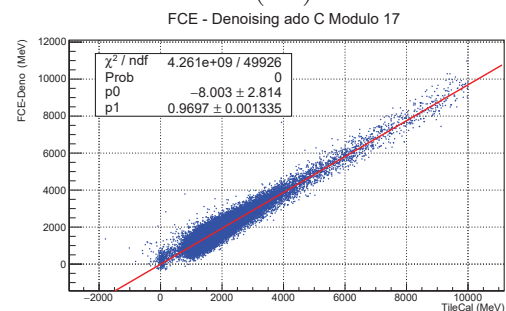
c) Estimação com FCD por Least Square (LS).



d) Estimação com FCE por Least Square (LS).



e) Estimação com FCD por Denoising.



f) Estimação com FCE por Denoising.

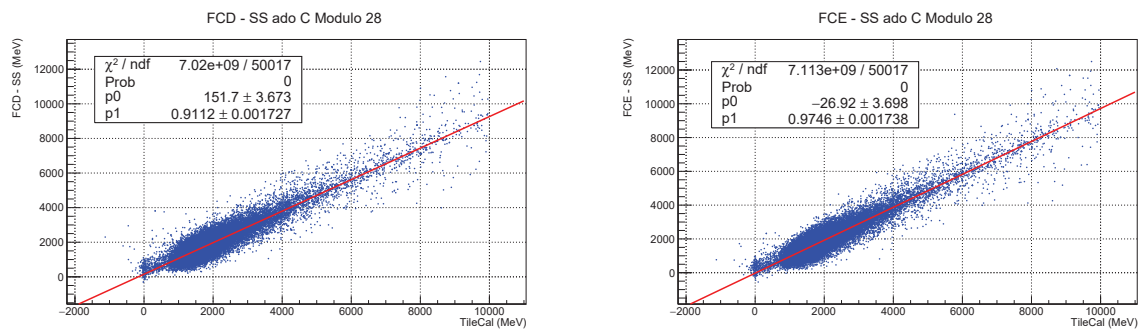
Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

Tabela 4 – Parâmetros da regressão linear e SEE para EBC17

Parâmetros correlação para EBC 17			
Método	p0	p1	SEE
FCD-SS	17 ± 3	$0,873 \pm 0,001$	385
FCD-LS	51 ± 3	$0,884 \pm 0,001$	362
FCD-Deno	29 ± 3	$0,872 \pm 0,001$	379
FCE-SS	-15 ± 3	$0,977 \pm 0,001$	301
FCE-LS	-9 ± 3	$0,977 \pm 0,001$	304
FCE-Deno	-8 ± 3	$0,9697 \pm 0,001$	301

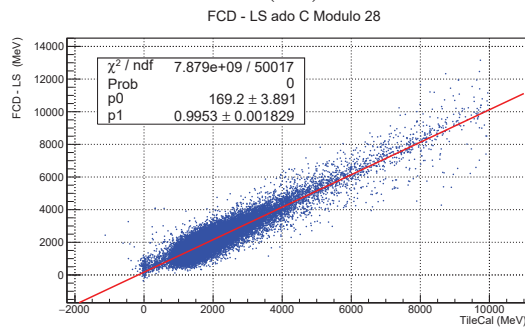
Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

Figura 80 – Correlação entre a energia estimada pelo TileCal e a estimada pela TMDB para o módulo EBC 28.

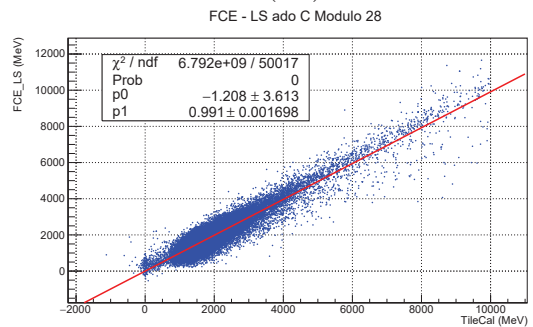


a) Estimação com FCD por soma simples (SS).

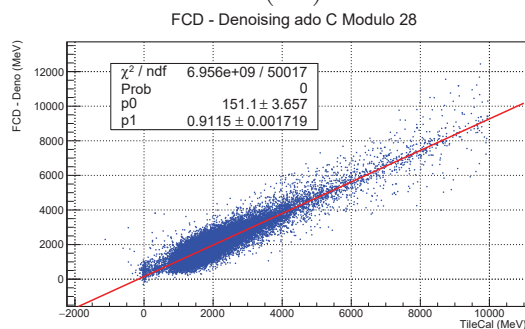
b) Estimação com FCE por soma simples (SS).



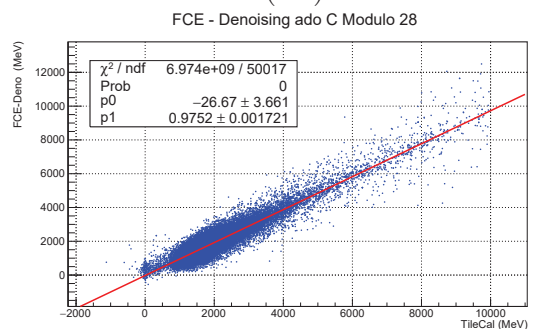
c) Estimação com FCD por Least Square (LS).



d) Estimação com FCE por Least Square (LS).



e) Estimação com FCD por Denoising.



f) Estimação com FCE por Denoising.

Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

Tabela 5 – Parâmetros da regressão linear e SEE para EBC 28

Parâmetros correlação para EBC 28			
Método	p0	p1	SEE
FCD-SS	151 ± 4	0,911 ± 0,002	385
FCD-LS	169 ± 4	0,995 ± 0,002	428
FCD-Deno	151 ± 4	0,911 ± 0,002	383
FCE-SS	-30 ± 4	0,975 ± 0,002	385
FCE-LS	-1 ± 4	0,991 ± 0,002	369
FCE-Deno	-27 ± 4	0,975 ± 0,002	381

Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

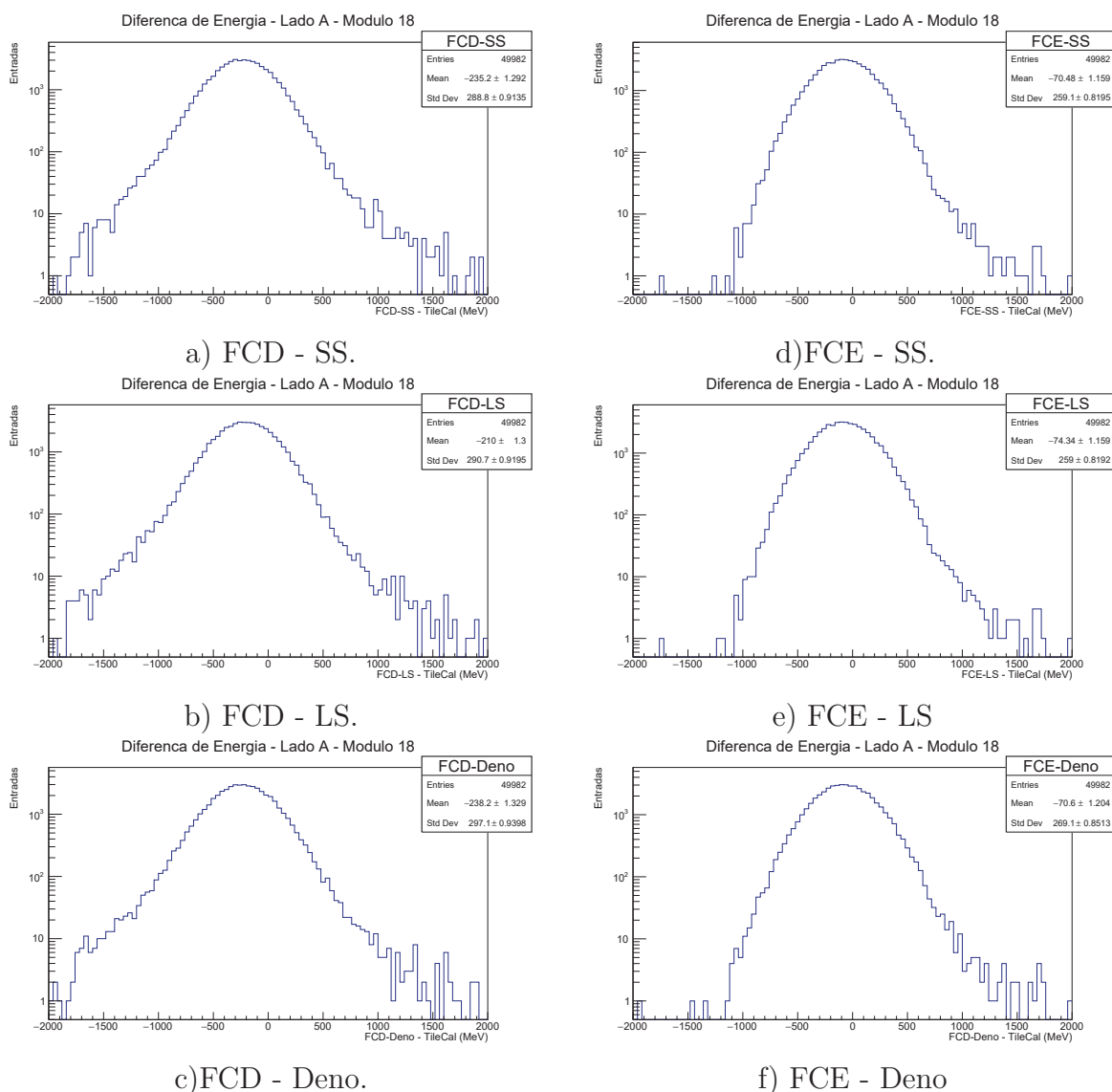
A Tabela 5 apresenta os parâmetros da regressão linear e SEE para o módulo EBC 28 nos revela um resultado interessante. O pior resultado de SEE foi obtido para a combinação FCD-LS, o que nos mostra a limitação da utilização da técnica de ponderação LS para os módulos com canal morto, algo já observado anteriormente na análise do valor dos pesos. Aqui é importante destacar que para o caso FCD-SS em módulos com canal morto, é realizada a identificação prévia de canais mortos para que eles sejam retirados do cálculo do valor estimado da energia do módulo no TMDB. Desta forma, o comportamento do FCD-SS se aproxima da ponderação através da técnica *Denoising*, conforme pode ser observado na tabela.

6.3.4 Diferença na Estimação

A seguir, são apresentadas os histogramas da diferença encontrada entre os valores estimados e o valor de energia obtida pelo TileCal, para os diferentes módulos avaliados, mostrados nas Figuras 81-84 e seus principais parâmetros para a comparação dos resultados, resumidos nas Tabelas 6-9.

Na Figura 81 e na Tabela 6, é possível observar que para o módulo EBA 18 a ponderação pela técnica LS (FCD-LS) melhorou em aproximadamente 10% a exatidão da estimação em relação a técnica atualmente utilizada no TMDB (FCD-SS). Por outro lado, é possível observar que as técnicas de ponderação não afetam de forma significativa a precisão da estimação da energia no módulo. Quando passa-se a análise dos resultados das estimações realizadas quando é utilizado o filtro casado estocástico, pode-se verificar que o mesmo melhora de forma significativa, tanto a exatidão ($\approx 69\%$) quanto a precisão ($\approx 10\%$) em comparação as abordagens que utilizam o filtro casado determinístico.

Figura 81 – Histograma da diferença entre a energia estimada pelo TileCal e a energia estimada pela TMDB para o módulo EBA 18



Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

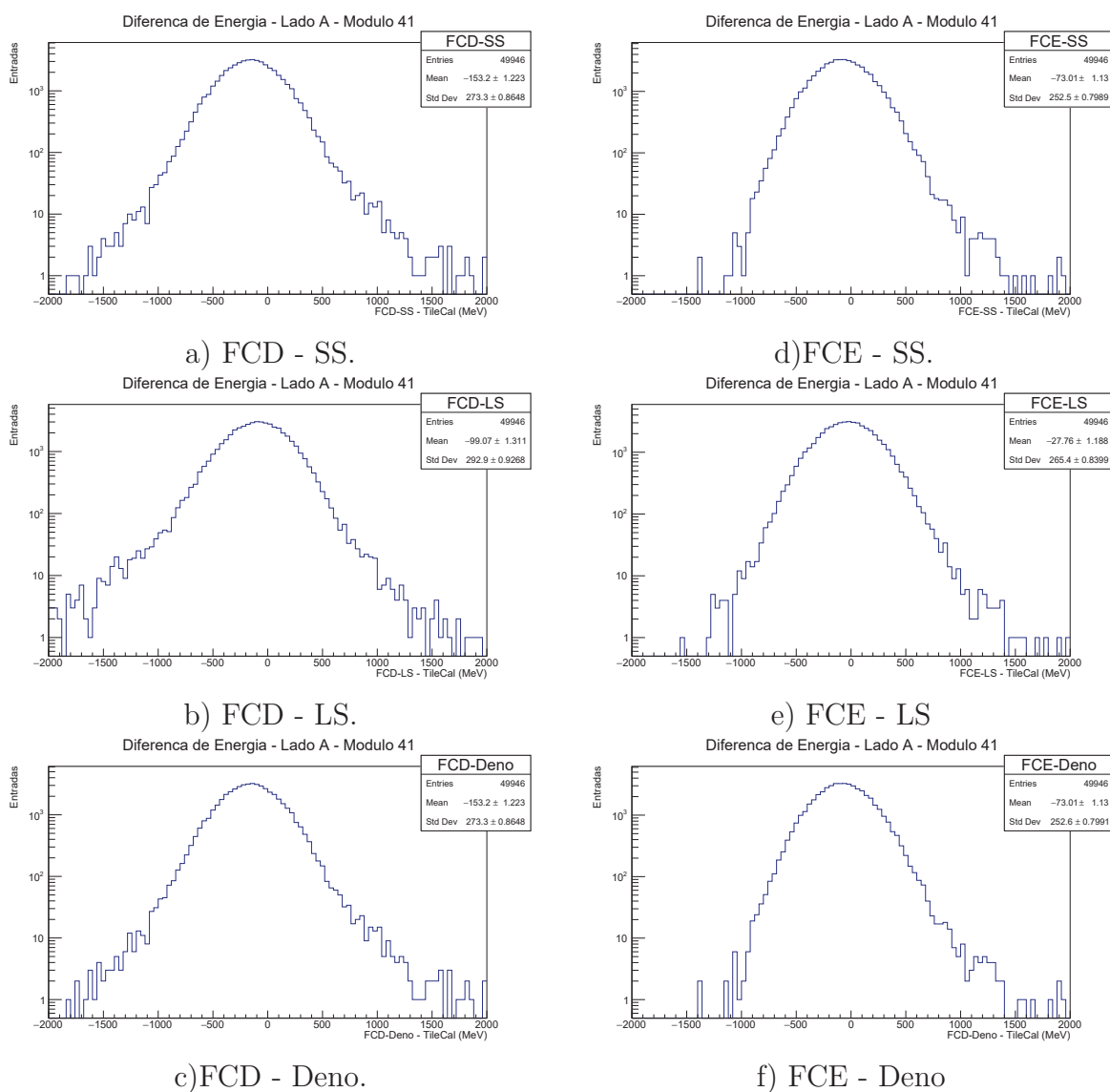
Tabela 6 – Parâmetros da Diferença na Estimação para EBA 18

Diferença na Estimação para EBA 18			
Método	Entradas	Média	RMS
FCD-SS	49982	-235 ± 1	$288,8 \pm 0,9$
FCD-LS	49982	-210 ± 1	$290,7 \pm 0,9$
FCD-Deno	49982	-238 ± 1	$297,1 \pm 0,9$
FCE-SS	49982	-71 ± 1	$259,1 \pm 0,8$
FCE-LS	49982	-74 ± 1	$259,0 \pm 0,8$
FCE-Deno	49982	-71 ± 1	$269,1 \pm 0,8$

Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

A Figura 82 e a Tabela 7 mostram os histogramas e os parâmetros quantitativos para o módulo EBA 41. Pode-se observar que as considerações realizadas em relação ao módulo EBA 18 se mantêm, mas a melhora causada pela técnica LS na exatidão da estimação é ainda mais significativa.

Figura 82 – Histograma da diferença entre a energia estimada pelo TileCal e a energia estimada pela TMDB para o módulo EBA 41



Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

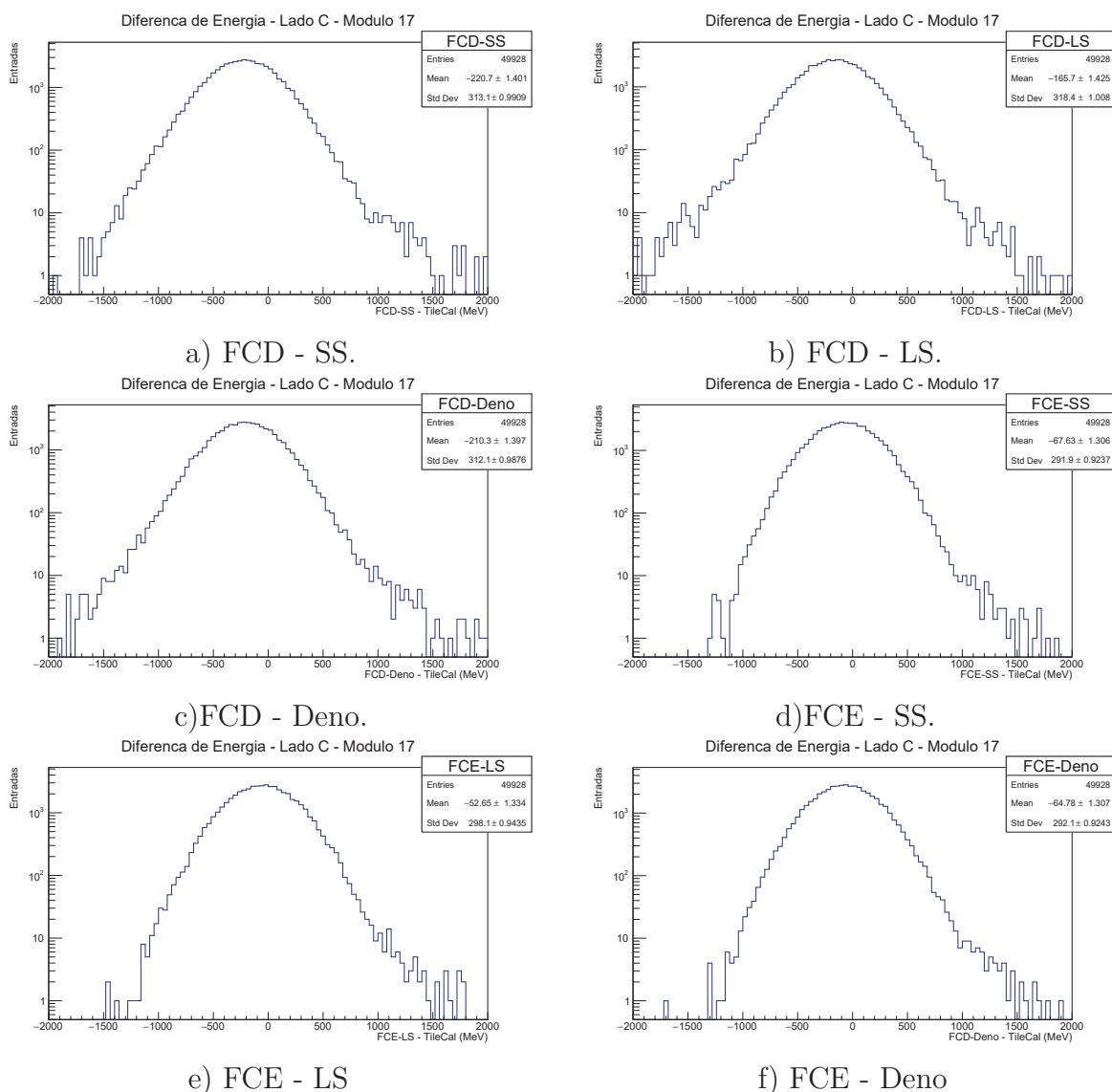
Tabela 7 – Parâmetros da Diferença na Estimação para EBA 41

Diferença na Estimação para EBA 41			
Método	Entradas	Média	RMS
FCD-SS	49946	-153 ± 1	$273,3 \pm 0,9$
FCD-LS	49946	-99 ± 1	$292,9 \pm 0,9$
FCD-Deno	49946	-153 ± 1	$273,3 \pm 0,9$
FCE-SS	49946	-73 ± 1	$252,5 \pm 0,8$
FCE-LS	49946	-27 ± 1	$265,4 \pm 0,8$
FCE-Deno	49946	-73 ± 1	$252,6 \pm 0,8$

Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

A Figura 83 e a Tabela 8 apresentam os histogramas e os parâmetros, respectivamente, do histograma da diferença entre a estimação do TMDB e o valor estimado no TileCal para o módulo EBC 17. O comportamento segue semelhante ao observado para o módulo EBA 17. É interessante destacar que os pesos resultantes da ponderação LS e *Denoising* foram próximos a unidade, mas mesmo assim os pesos LS contribuem para melhora da exatidão na estimação.

Figura 83 – Histograma da diferença entre a energia estimada pelo TileCal e a energia estimada pela TMDb para o módulo EBC 17



Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

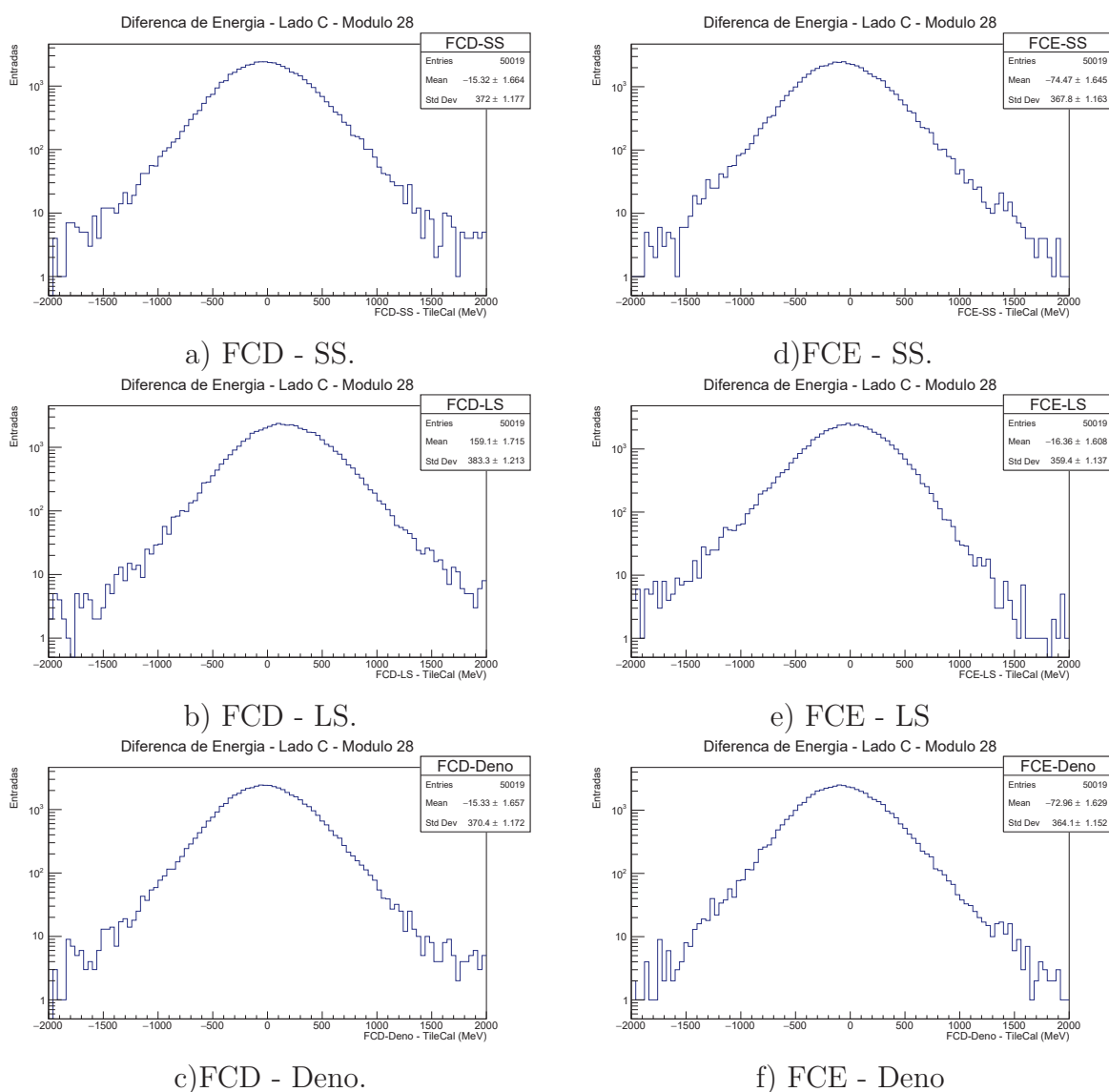
Tabela 8 – Parâmetros da Diferença na Estimação para EBC17

Diferença na Estimação para EBC 17			
Método	Entradas	Média	RMS
FCD-SS	49928	-220 ± 1	$313,1 \pm 0,9$
FCD-LS	49928	-166 ± 1	319 ± 1
FCD-Deno	49928	-210 ± 1	$312,1 \pm 0,9$
FCE-SS	49928	-68 ± 1	$291,9 \pm 0,9$
FCE-LS	49928	-53 ± 1	$298,1 \pm 0,9$
FCE-Deno	49928	-65 ± 1	$292,1 \pm 0,9$

Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

Finalmente os resultados para o módulo EBC 28 podem ser vistos na Figura 84 e na Tabela 9. Conforme já apontado anteriormente, O módulo EBC 28 possui um canal morto (D5L) e neste cenário a ponderação *Denoising* é mais indicada por realizar a correta identificação e correção para o canal morto. Isso pode ser comprovado pelo resultado ruim obtido pela estimação do filtro casado determinístico junto a ponderação LS, piorando de forma acentuada a exatidão da estimação. Por outro lado, o melhor resultado de estimação foi obtido pela combinação do filtro casado estocástico com a ponderação LS. Isso correu porque a ponderação LS foi adequada para lidar com o canal morto, conforme pode ser visto na Figura 72b. Neste caso, a utilização do filtro casado estocástico auxiliou a ponderação LS a lidar com o canal morto.

Figura 84 – Histograma da diferença entre a energia estimada pelo TileCal e a energia estimada pela TMDB para o módulo EBC 28



Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

Tabela 9 – Parâmetros da Diferença na Estimação para EBC28

Diferença na Estimação para EBC 28			
Método	Entradas	Média	RMS
FCD-SS	50019	-15 ± 2	372 ± 1
FCD-LS	50019	159 ± 2	383 ± 1
FCD-Deno	50019	-15 ± 2	370 ± 1
FCE-SS	50019	-75 ± 2	367 ± 1
FCE-LS	50019	-16 ± 2	359 ± 1
FCE-Deno	50019	-73 ± 2	364 ± 1

Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

Como conclusão geral, é possível notar que o filtro casado estocástico contribui de forma significativa para melhora da exatidão e precisão da estimação. A ponderação LS contribui para a melhora na exatidão, enquanto o *Denoising* não altera de forma significativa o resultado da estimação.

6.3.5 Kullback-Leiber

Nesta seção, os resultados dos valores da divergência de Kullback-Leiber (KL) (MURPHY, 2012) aplicadas as distribuições de energia estimadas serão mostrados. Essa medida não simétrica indica a diferença entre as duas distribuições de probabilidade.

Uma divergência de Kullback-Leibler igual a 0 aponta que as duas funções/distribuições são muito parecidas (ou até mesmo iguais), enquanto uma divergência de 1 indica que se comportam de maneira diferente.

Tabela 10 – Resultado da divergência de Kullback-Leiber para EBA 18

Divergência de Kullback-Leiber para EBA 18			
Método	SS	LS	Deno
FCD	0,015	0,015	0,016
FCE	0,013	0,013	0,014

Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

Tabela 11 – Resultado da divergência de Kullback-Leiber para EBA 41

Divergência de Kullback-Leiber para EBA 41			
Método	SS	LS	Deno
FCD	0,014	0,015	0,014
FCE	0,013	0,013	0,013

Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

Tabela 12 – Resultado da divergência de Kullback-Leiber para EBC 17

Divergência de Kullback-Leiber para EBC 17			
Método	Área SS	Área LS	Área Deno
FCD	0,018	0,018	0,018
FCE	0,016	0,016	0,015

Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

Tabela 13 – Resultado da divergência de Kullback-Leiber para EBC 28

Divergência de Kullback-Leiber para EBC 28			
Método	Área SS	Área LS	Área Deno
FCD	0,021	0,020	0,021
FCE	0,022	0,021	0,022

Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

Os resultados resumidos nas tabelas 10-12 mostram uma significativa diminuição no valor da divergência de KL ao utilizar o FCE ($\approx 15\%$), indicando que o filtro casado estocástico aumenta a similaridade entre as distribuições da energia estimada pelo TMDB e pelo TileCal, conforme já observado nas análises anteriores. Entretanto, para o módulo que possui um canal morto (EBC 28), não houve contribuição significativa, como pode ser visto na Tabela 13.

6.4 RESULTADOS DE DETECÇÃO

Para avaliar os métodos propostos no que diz respeito à detecção de sinais, foi utilizada a curva ROC (*Receiver Operating Characteristics*). A curva ROC mostra a probabilidade de detecção de sinal (PD) contra a taxa de falso alarme (FA) para um sistema de detecção binário. O PD para um determinado limiar é estimado a partir do número de sinais detectados corretamente (acima do limiar) dividido pelo número total de sinais recebidos. A taxa de FA é calculada a partir do número de eventos de ruído classificados incorretamente como sinais dividido pelo número total de eventos de ruído.

Além da análise dos pontos da curva propriamente dita, é possível utilizar alguns indicadores para avaliar o desempenho para as curvas ROC. Um dos parâmetros empregados nesta análise foi a área abaixo da curva (AUC). A AUC é o resultado da integração de todos os pontos durante o trajeto da curva, e computa simultaneamente a sensibilidade e a especificidade, sendo um estimador do comportamento do desempenho global do teste. Quanto maior a AUC, melhor é o desempenho do método avaliado. Uma outra medida de

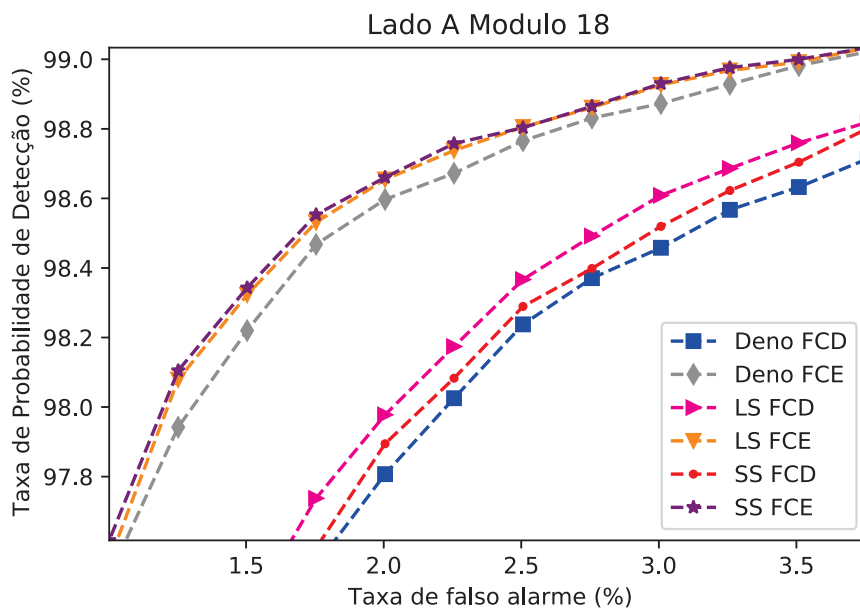
desempenho empregada neste trabalho foi o índice de soma-produto (SP). O SP fornece uma relação entre PD e FA, e é calculado para detecção binária de acordo com:

$$SP = \sqrt{\frac{PD + (1 - FA)}{2}} \sqrt{PD(1 - FA)} \quad (6.2)$$

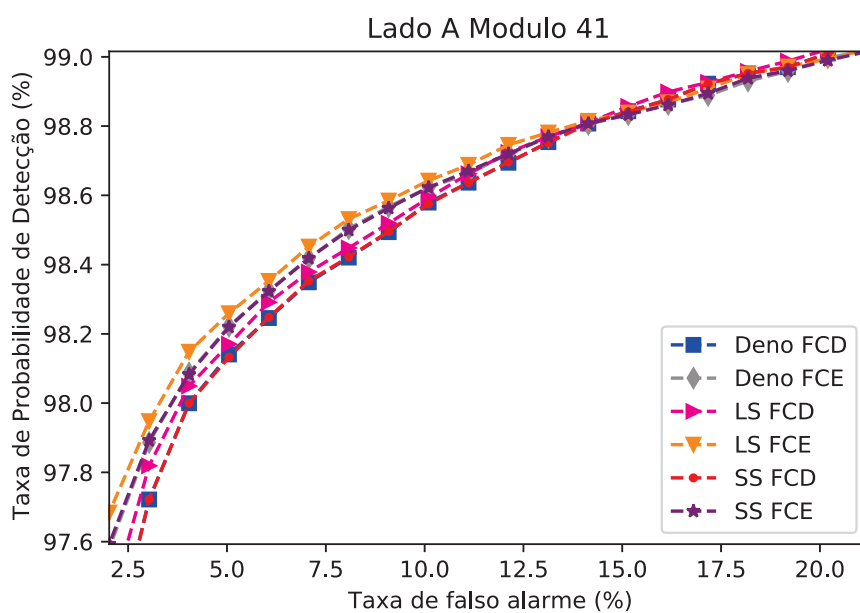
O valor SP é calculado para cada par de valores PD e FA da curva ROC. Quanto maior o valor de SP, melhor o desempenho na detecção. Como o projeto tilemuon estabeleceu como valor mínimo de eficiência para detecção de 98%, as tabelas apresentam a taxa de falso alarme para essa probabilidade de detecção.

As curvas ROC obtidas para cada um dos módulos avaliados na seção anterior estão apresentadas nas figuras 85 e 86, ampliadas na região em torno de 98% de eficiência de detecção. Para uma melhor avaliação quantitativa, os parâmetros das curvas ROC estão resumidos nas tabelas 14 -17.

Figura 85 – Curva ROC para os métodos avaliados



a) EBA 18.

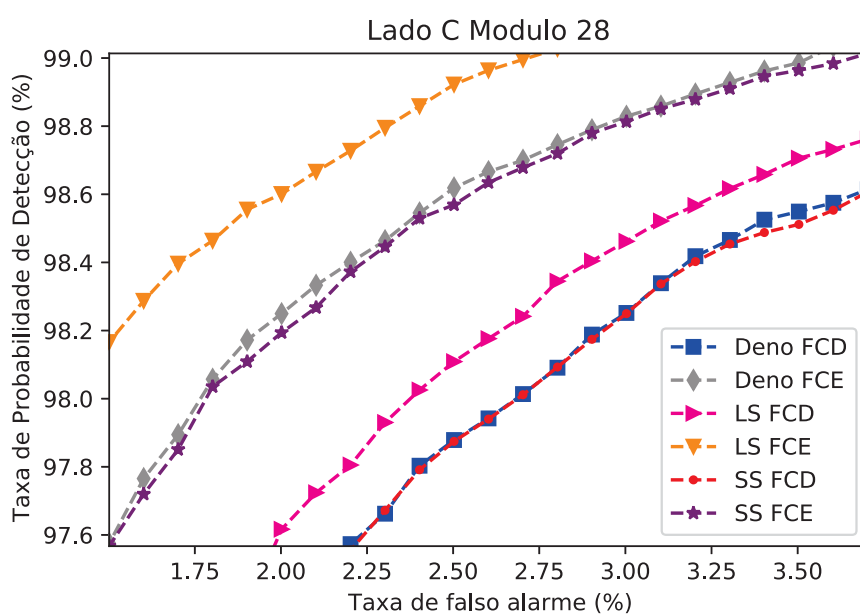
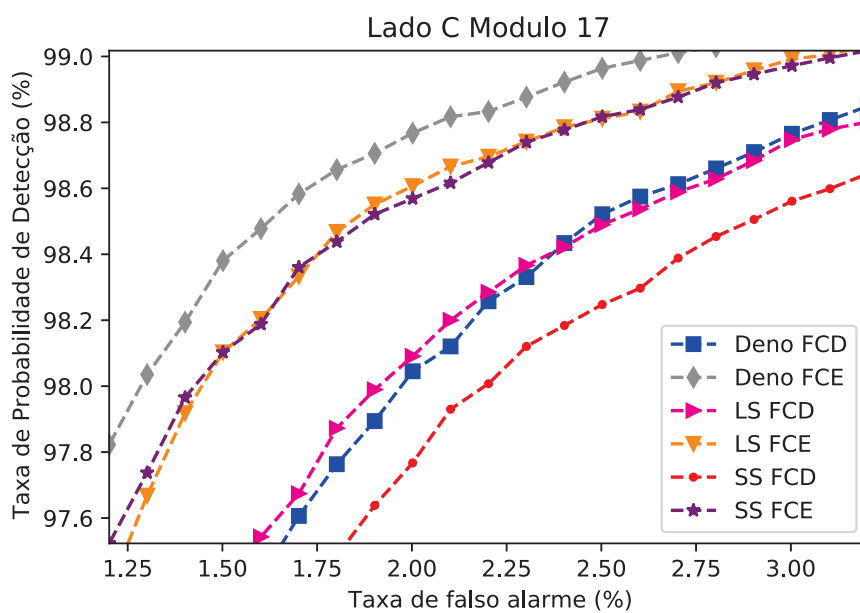


b)EBA 41.

Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

A Figura 85 mostra que os métodos baseados no filtro estocástico trazem uma pequena melhora de desempenho para detecção no módulo EBA 17, enquanto que para o módulo EBA 41 as curvas se apresentam mais próximas umas das outras, indicando desempenho semelhante entre os diferentes métodos avaliados.

Figura 86 – Curva ROC para os métodos avaliados



Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

A Figura 86 mostra que para ambos os módulos analisados, EBC 17 e EBC 28, os métodos baseados no filtro casado estocástico trazem pequenas melhoras de detecção em relação as abordagens baseadas no filtro casado determinístico.

Tabela 14 – Parâmetros da curva ROC para EBA 18

Parâmetros de Desempenho da Detecção EBA 18:			
Método	AUC	FA(%) para PD 98%	SP(%) máx
FCD-SS	99,49 ± 0,07	2,3 ± 0,5	97,9 ± 0,1
FCD-LS	99,51 ± 0,07	2,1 ± 0,4	97,9 ± 0,2
FCD-Deno	99,48 ± 0,07	2,4 ± 0,5	98,4 ± 0,2
FCE-SS	99,58 ± 0,08	1,3 ± 0,4	98,4 ± 0,2
FCE-LS	99,58 ± 0,08	1,3 ± 0,4	98,4 ± 0,2
FCE-Deno	99,57 ± 0,08	1,4 ± 0,4	98,4 ± 0,2

Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

Tabela 15 – Parâmetros da curva ROC para EBA 41

Parâmetros de Desempenho da Detecção EBA 41:			
Método	AUC	FA(%) para PD 98%	SP(%) máx
FCD-SS	99,21 ± 0,09	4 ± 1	97,6 ± 0,2
FCD-LS	99,25 ± 0,09	4 ± 1	97,7 ± 0,2
FCD-Deno	99,21 ± 0,09	5 ± 1	97,6 ± 0,2
FCE-SS	99,24 ± 0,09	4 ± 1	97,9 ± 0,2
FCE-LS	99,28 ± 0,09	3 ± 1	98,0 ± 0,1
FCE-Deno	99,24 ± 0,09	4 ± 1	98,0 ± 0,1

Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

Tabela 16 – Parâmetros da curva ROC para EBC 17

Parâmetros de Desempenho da Detecção EBC 17:			
Método	AUC	FA(%) para PD 98%	SP(%) máx
FCD-SS	99,52 ± 0,07	2,3 ± 0,2	97,9 ± 0,1
FCD-LS	99,58 ± 0,07	2,0 ± 0,2	99,0 ± 0,1
FCD-Deno	99,55 ± 0,07	2,0 ± 0,2	98,3 ± 0,2
FCE-SS	99,62 ± 0,07	1,5 ± 0,3	98,3 ± 0,2
FCE-LS	99,62 ± 0,07	1,5 ± 0,3	98,3 ± 0,2
FCE-Deno	99,64 ± 0,07	1,4 ± 0,3	98,4 ± 0,2

Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

Tabela 17 – Parâmetros da curva ROC para EBC 28

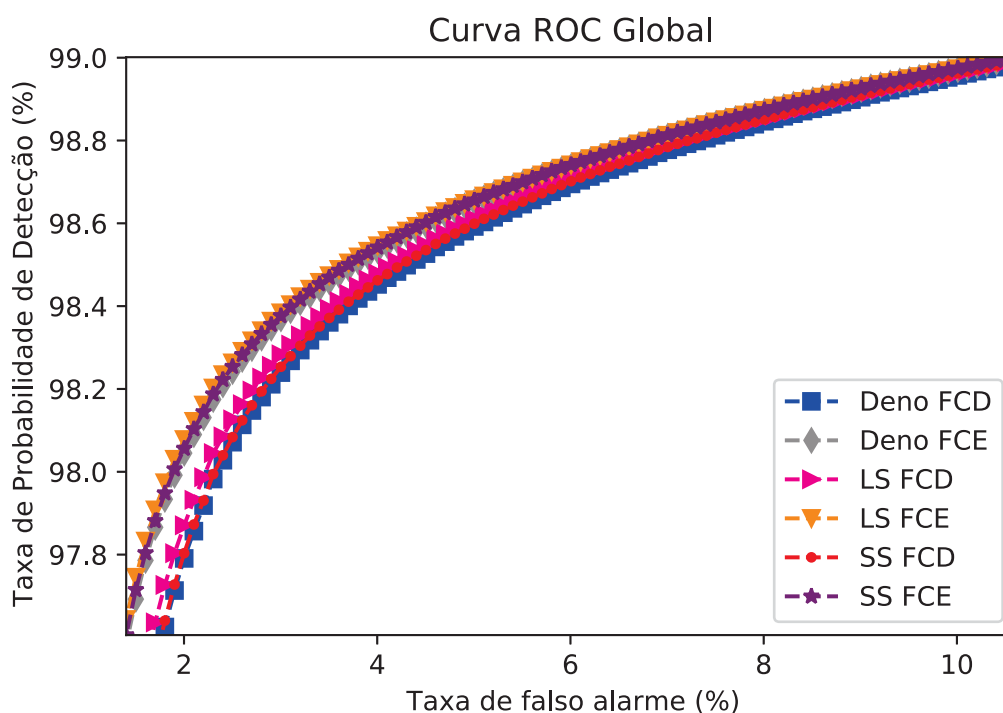
Parâmetros de Desempenho da Detecção EBC 28:			
Método	AUC	FA(%) para PD 98%	SP(%) máx
FCD-SS	99,46 ± 0,06	2,7 ± 0,3	97,7 ± 0,2
FCD-LS	99,50 ± 0,06	2,4 ± 0,3	97,8 ± 0,1
FCD-Deno	99,46 ± 0,06	2,7 ± 0,3	97,7 ± 0,2
FCE-SS	99,59 ± 0,07	1,8 ± 0,3	98,1 ± 0,2
FCE-LS	99,65 ± 0,07	1,4 ± 0,3	98,4 ± 0,1
FCE-Deno	99,60 ± 0,07	1,8 ± 0,3	98,1 ± 0,2

Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

As tabelas 14 -17 devem ser analisadas com atenção. Quando olhamos os valores de área sobre a curva (AUC) e o produto SP, não é possível identificar uma diferença significativa entre os diferentes métodos analisados, indicando que do ponto de vista de desempenho global qualquer um dos métodos analisados apresentam desempenhos semelhantes. Por outro lado, quando olhamos o valor do falso alarme para uma probabilidade de detecção de 98%, é possível identificar diferenças entre as abordagens estudadas. Para o módulo EBA 18 (Tabela 14) o filtro casado estocástico reduz o falso alarme em aproximadamente 40% para a probabilidade de detecção de 98%. Olhando apenas para o efeito da ponderação dos canais, é possível observar uma pequena contribuição da técnica LS, que leva a uma redução do falso alarme de $\approx 9\%$. O mesmo comportamento pode ser observado para os demais módulos analisados, inclusive para o módulo EBC 28 que possui um canal morto, onde o filtro estocástico reduz o falso alarme em $\approx 32\%$ e a ponderação LS reduziu em $\approx 10\%$.

A Figura 87 ilustra a curva ROC global do sistema, adquirida considerando todos os 128 módulos dos lado A e C do TileCal. Os parâmetros das curvas e os erros associados as medidas estão resumidos na Tabela 18. Pode-se observar que utilizar a abordagem estocástica do filtro casado imprime uma melhora significativa na eficiência do sistema, reduzindo o falso alarme de 2,4% para 1,9% (uma redução de aproximadamente 21%) para uma probabilidade de detecção de 98%. Ao aplicar-se a ponderação LS ou *Denoising* para todos os módulos do TileCal, não houve alteração significativa no desempenho global de detecção. Entretanto, aplicar a ponderação LS ou *Denoising* para todos os módulos pode não ser a melhor abordagem e uma análise módulo a módulo deve ser realizada.

Figura 87 – Curva ROC Global para os métodos avaliados



Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

Tabela 18 – Parâmetros da curva ROC Global

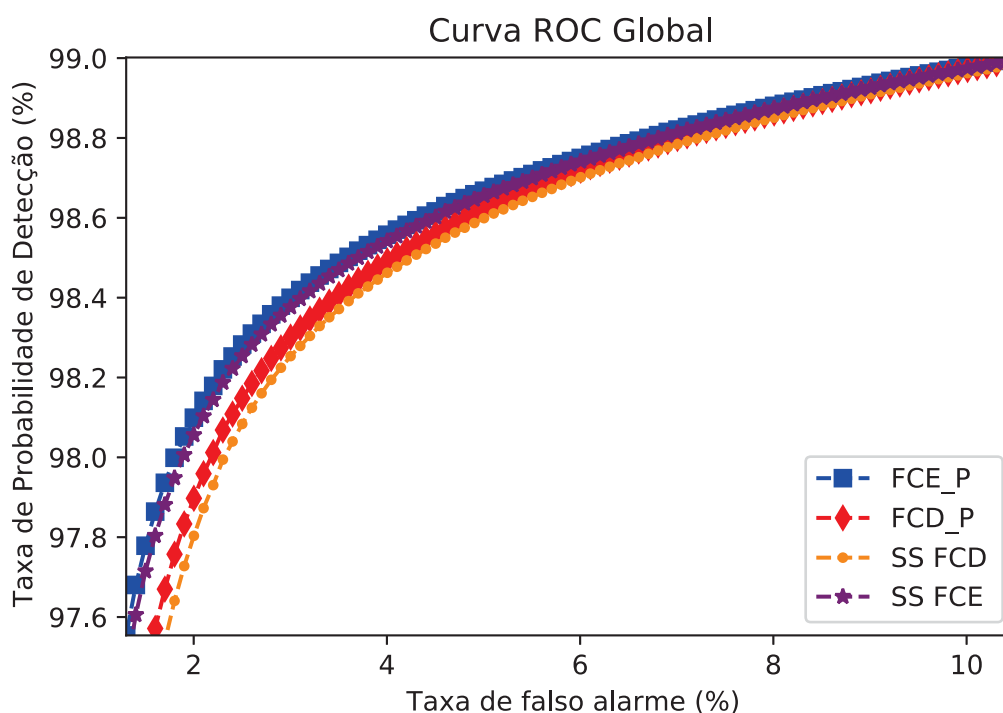
Parâmetros de Desempenho da Detecção Global:			
Método	AUC	FA(%) para PD 98%	SP(%) máx
FCD-SS	99,37 ± 0,08	2,4 ± 0,2	98,0 ± 0,2
FCD-LS	99,39 ± 0,08	2,3 ± 0,2	98,0 ± 0,2
FCD-Deno	99,37 ± 0,08	2,4 ± 0,2	98,0 ± 0,2
FCE-SS	99,41 ± 0,08	1,9 ± 0,3	98,1 ± 0,2
FCE-LS	99,42 ± 0,08	1,9 ± 0,3	98,2 ± 0,2
FCE-Deno	99,42 ± 0,08	2,0 ± 0,3	98,2 ± 0,2

Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

Uma vez que os coeficientes utilizados para ponderar a soma da energia dos canais são calculados individualmente para cada módulo e todas as abordagens resultam em quatro pesos, é possível escolher a melhor abordagem de ponderação dos canais para cada módulo, ao invés de escolher uma mesma abordagem para todos os módulos, conforme mostrado na Tabela 18. A eficiência de detecção considerando a técnica com melhor desempenho de ponderação de canais para cada módulo do TileCal para o filtro casado determinístico (FCD_P) e para o filtro casado estocástico (FCE_P), estão apresentadas na Figura 88. Os parâmetros das curvas estão resumidos na Tabela 19. Pode-se notar

que, o uso da melhor ponderação resulta em uma melhora no desempenho de detecção para o filtro casado determinístico, quando comparado com o método atualmente utilizado no TMDB (FCD_SS), reduzindo o falso alarme em torno de 8% para uma probabilidade de detecção de 98%. Já para o filtro casado estocástico, a ponderação dos canais não afeta a detecção de forma significativa. Esse resultado é muito importante na medida que indica que sem nenhuma alteração no TMDB, nem mesmo de *firmware*, é possível reduzir ligeiramente o falso alarme para 98% de eficiência na detecção de múons.

Figura 88 – Curva ROC Global para Melhor Ponderação de Pesos por Módulo



Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

Tabela 19 – Parâmetros da curva ROC Global para Melhor Ponderação de Pesos por Módulo

Parâmetros de Desempenho da Detecção Global:			
Método	AUC	FA(%) para PD 98%	SP(%) máx
FCD_P	99,40 ± 0,08	2,2 ± 0,2	98,0 ± 0,2
FCD-SS	99,37 ± 0,08	2,4 ± 0,2	98,0 ± 0,2
FCE_P	99,43 ± 0,08	1,9 ± 0,2	98,2 ± 0,2
FCE-SS	99,41 ± 0,08	1,9 ± 0,3	98,1 ± 0,2

Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

A relação da quantidade de módulos para cada abordagem de ponderação, conside-

rando o filtro casado determinístico, está apresentada na Tabela 20. Observa-se que houve uma predominância da abordagem *least square* em relação à *Denoising*. Esse resultado é esperado, uma vez que, como mencionado anteriormente, o *least square* tem como função custo o erro médio quadrático de estimação, enquanto o *Denoising* olha apenas para a característica do ruído dos canais da mesma célula, trazendo vantagens claras em situações de canal morto ou similares, algo que não ocorre com frequência.

Tabela 20 – Relação da Quantidade de módulos para cada abordagem de Ponderação - Filtro Casado Determinístico

Relação da Quant. módulos por método			
	Soma Simples	Denoising	Least Square
Quantidade	23	5	100

Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

6.5 RESULTADOS DE MÚONS NO BARRIL LONGO

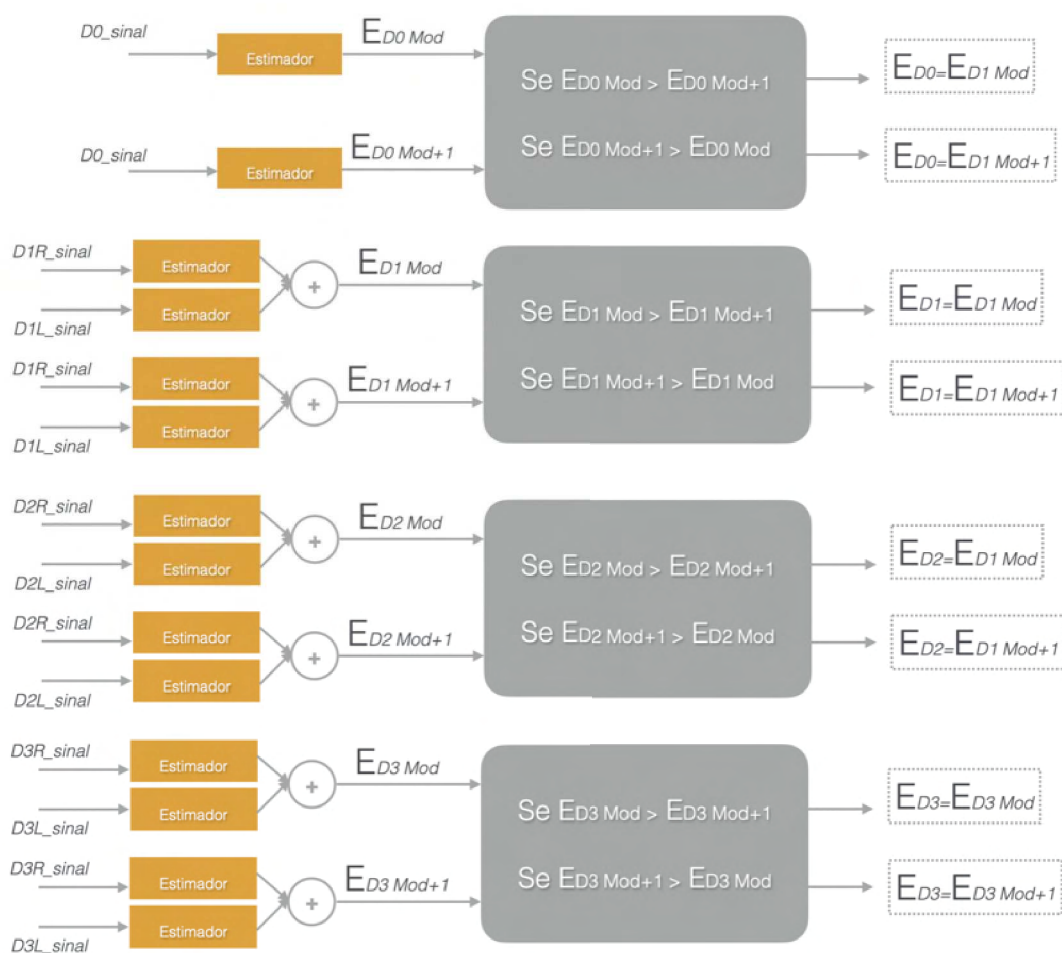
Um estudo da eficiência de detecção no barril longo do TileCal para o patamar de 20 GeV do L1 também foi realizado neste trabalho. Para esta análise, utilizou-se os dados provenientes de colisões de física, descritos na Seção 6.1, coletados pelo módulos TMDB que recebem informações do barril longo do TileCal. Assim como os dados coletados para o barril estendido, um pré processamento precisou ser realizado nos dados advindos do barril longo para selecionar os eventos de múons de interesse. Os eventos de múons foram selecionados com o auxílio das informações dos algoritmos *offline* do sistema de seleção do ATLAS, obedecendo os seguintes critérios:

- $|\eta| < 0.7$
- $1.57 < |\varphi| < 2.75$ (região correspondente aos módulos do TileCal que enviam informação para TMDB)
- Eventos aceitos pelo trigger L1 MU20, com $p_T > 20$ GeV
- Apenas hits na região das tampas (endcap) das câmaras do RPC
- Associação com um múon detectado e confirmado pelo algoritmo *offline*

A para realizar essa análise, a localização da deposição da energia de um evento de múon no TileCal foi encontrada através da reconstrução da trajetória da partícula em η e φ . A deposição da energia da partículas de múon em um módulo, foi estimada, por sua vez, considerando a célula mais enérgica no referido módulo, conforme ilustrado na Figura 89. Essa estratégia, diferente da adotada para os módulos do EB - onde a energia das células D5 e D6 são associadas para estimar a deposição da energia da partículas

de múon em um módulo - foi escolhida devido as características espaciais das células do LB e o perfil da trajetória do múon que atravessa essa região. As células utilizadas para detectar múon do LB (D0 - D3) possuem uma área menor que as células do EB (D5 e D6). Além disso, um múon que atravessa o EB, pode interagir com D5 e D6 durante a sua trajetória. Esse comportamento é praticamente desprezível para a trajetória dos múons que atravessam o barril longo, que interagem somente uma das células por vez. Para avaliar a eficiência em detectar múons do sistema, foi considerada a abordagem aproximada do filtro casado atualmente utilizado no TileMuon, chamado nesta tese de Filtro Casado Determinístico e a abordagem estocástica, o Filtro Casado Estocástico, que apresentou resultados promissores para a estimação de múons no EB do TileCal. A ponderação dos pesos utilizando o *least square* não é avaliada para esta região do TileCal, uma vez que a energia é obtida considerando apenas uma célula.

Figura 89 – Diagrama de blocos da estimação da energia de um módulo no Barril Longo



Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

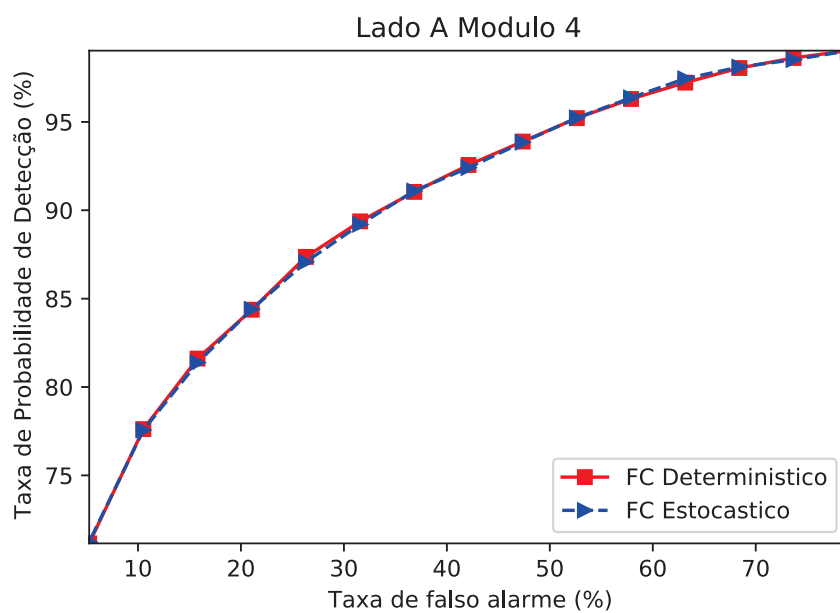
Uma vez estimada as energias das células para o módulo onde ocorreu o evento

de múon, a estimativa da energia do múon é obtida a partir energia da célula que está localizada na região em η que ocorreu a trajetória da partícula, conforme descrito a seguir:

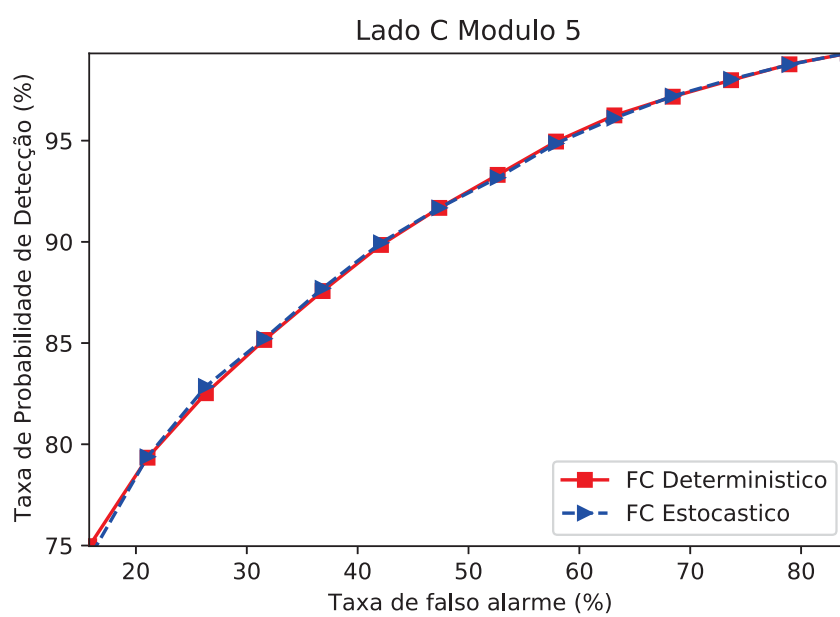
- $|\eta| < 0.1$: $Energia_{múon} = E_{D0}$
- $0.2 < |\eta| < 0.4$: $Energia_{múon} = E_{D1}$
- $0.4 < |\eta| < 0.6$: $Energia_{múon} = E_{D2}$
- $0.6 < |\eta| < 0.7$: $Energia_{múon} = E_{D3}$

As Curvas ROC obtidas para dois módulos do LB, selecionados aleatoriamente, estão apresentadas na Figura 90 e os parâmetros das referidas curvas estão resumidos nas tabelas 21 e 22. Pode-se notar que, a eficiência da detecção de múons para o LB é significativamente inferior a obtida para os módulos do EB do TileCal. Esse resultado é esperado, pois a células do LB possuem uma pior relação sinal-ruído do que as células do EB. Além disso, diferentemente do resultado obtido para o EB, observa-se que o uso do estimador estocástico não apresentou benefícios em termos de detecção de sinais para os módulos do LB. Esse resultado pode ser justificado pelo fato do múon depositar a energia por ionização, a medida que ele vai percorrendo a célula. Dessa forma, a energia do pulso depositada em cada célula varia de acordo com a trajetória do múon dentro da célula. Como a área das células D5 e D6 do TileCal são maiores, o múon pode ter vários tipos de trajetórias quando passa sobre elas, desde trajetórias muito pequenas (quando passa na ponta da célula) à trajetórias muito grandes (quando passa no meio da célula), resultando em um sinal de múon com uma certa estocasticidade nesta região. Já no barril longo, espera-se um sinal com menos flutuação.

Figura 90 – Curva ROC para os métodos avaliados para o LB



a) LBA 4.



b) LBC 5.

Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

Tabela 21 – Parâmetros da curva ROC para LBA 4

Parâmetros de Desempenho da Detecção LBA 4:			
Método	AUC	FA(%) para PD 80%	SP(%) máx
FCD	$91,0 \pm 0,6$	14 ± 3	84 ± 1
FCE	$90,9 \pm 0,6$	14 ± 3	$83,5 \pm 0,9$

Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

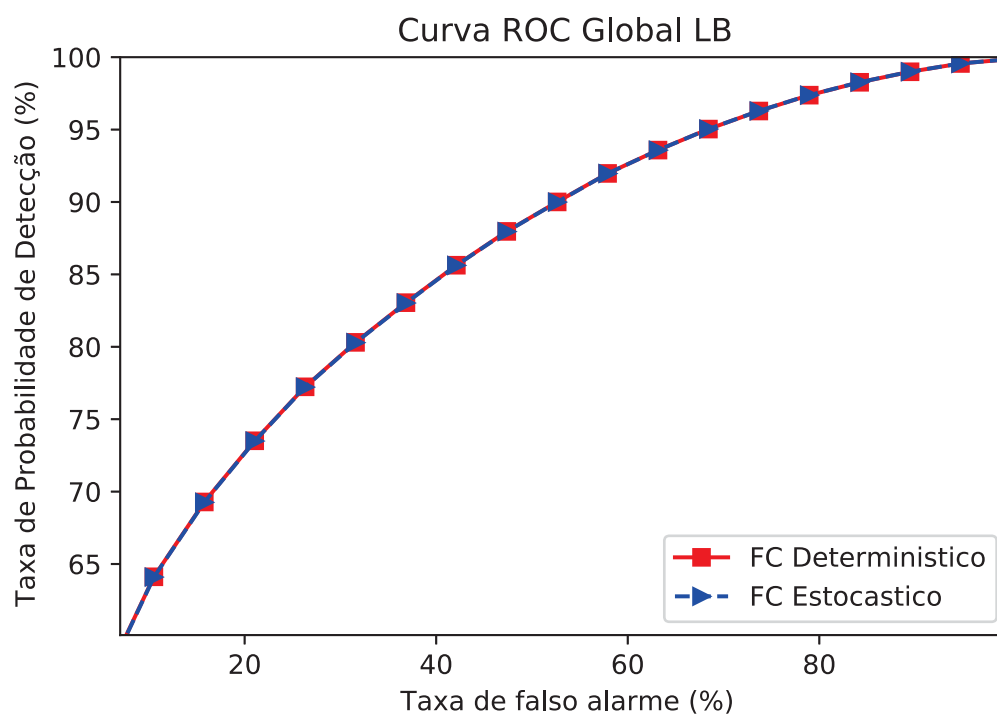
Tabela 22 – Parâmetros da curva ROC para LBC 5

Parâmetros de Desempenho da Detecção LBC 5:			
Método	AUC	FA(%) para PD 80%	SP(%) máx
FCD	$88,1 \pm 0,5$	22 ± 2	$79,6 \pm 0,6$
FCE	$88,1 \pm 0,4$	22 ± 2	$79,6 \pm 0,5$

Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

A Figura 91 ilustra a curva ROC global do sistema, adquirida considerando todos os 24 módulos dos lado A e C do Barril Longo do TileCal. Os parâmetros das curvas estão resumidos na Tabela 23. Pode-se observar que, considerando uma probabilidade de detecção de 80%, obteve-se um falso alarme global de aproximadamente 29,6% para ambos os métodos de estimação de energia avaliados. Dessa forma, como a abordagem estocástica não apresentou uma melhora significativa e a detecção de múons apresenta uma baixa eficiência nesta região do TileCal, avalia-se que não é factível o uso desta região do TileCal para detectar múons utilizando o sistema TileMuon. Um cenário mais favorável para a detecção de múons através da região do barril longo do TileCal acontecerá na fase 2 do programa de atualização do experimento, quando o readout digital do TileCal estará disponível (GAMA, 2017).

Figura 91 – Curva ROC Global para os métodos avaliados



Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

Tabela 23 – Parâmetros da curva ROC Global

Parâmetros de Desempenho da Detecção Global:			
Método	AUC	FA(%) para PD 80%	SP(%) máx
FCD	$85,4 \pm 0,2$	$29,6 \pm 0,6$	$77,0 \pm 0,3$
FCE	$85,4 \pm 0,2$	$29,6 \pm 0,6$	$76,9 \pm 0,3$

Fonte: Elaborado pelo autor (2021)

7 CONCLUSÕES

O experimento ATLAS tem como objetivo estudar um extenso programa de física, que inclui medição de evidências experimentais que comprovam modelos e teorias físicas, como as medições que levaram a comprovação do bóson de Higgs, e a busca de uma física além do modelo padrão. Em tais experimentos, ter uma boa estatística da medida é fundamental na busca dos fenômenos físicos com precisão. Dessa forma, o aumento da estatística e da energia das colisões possibilita a melhoria das medições de diversos processos físicos do modelo padrão e, conseqüentemente, o aperfeiçoamento das teorias que apoiam o bóson de Higgs e física além do modelo padrão. Visando o aumento da estatística, o LHC passa por um período de atualização, composta por três fases, para fornecer mais luminosidade aos detectores em seu entorno.

O aumento da luminosidade no experimento proporciona uma maior quantidade de informação, resultando também em um aumento do ruído de fundo no experimento. Para operar em um ambiente com maior ruído de fundo e, simultaneamente manter ou até superar o rendimento obtido com luminosidades menores, o sistema de filtragem *online* (também chamado de *trigger*) do ATLAS deve ser também atualizado, além dos próprios detectores que compõem o experimento. É importante manter uma elevada eficiência de detecção de processos físicos imersos em um maior volume de informação, o que resulta em um cenário muito desafiador no que diz respeito a ocupação da banda passante disponível para o sistema de filtragem *online*. O sistema de *trigger* de múons desempenha um papel fundamental para o programa de física do ATLAS, particularmente para os estudos que tangem o Bóson de Higgs, um vez que os múons fazem parte de decaimentos resultantes da produção deste bóson.

Atualmente, a largura de banda alocada do primeiro nível sistema de filtragem online para múons (L1Muon) é de 25 kHz. Caso mudanças não fossem feitas para tal sistema de *trigger*, estima-se que a taxa de múons ($p_T > 20$ GeV) chegaria a mais de 50 kHz para a luminosidade que será atingida ao final da fase 1 de atualização. Grande parte desta taxa é provocada pelo ruído de fundo. Para solucionar esse problema da banda passante, um sistema de *trigger online*, que utiliza a calorimetria para auxiliar a detecção de múons, foi desenvolvido. Esse sistema funde a informação das células D do calorímetro hadrônico do ATLAS, o TileCal, obtida através de um canal analógico de leitura, com a informação do detector de múons do experimento. No capítulo 3, todo o conceito deste sistema de *trigger*, denominado TileMuon, foi apresentado. O sistema TileMuon é baseado na coincidência entre a detecção de um múon através do detector de múons e a detecção do mesmo múon no TileCal. Os múons produzidos pelas colisões do LHC, que são os múons de interesse, desempenham uma trajetória que percorre todo o ATLAS, saindo do ponto de interação, cruzando o TileCal, até interagir com as câmaras de múons. Já os falsos múons, interagem apenas com as câmaras de múons. Assim, utilizar a informação

da coincidência entre esses dois sistemas possibilita a rejeição das partículas do ruído de fundo. Utilizar a informação do TileCal no auxílio do *trigger* de múons só foi possível porque foi disponibilizado um canal analógico de leitura dedicado a detecção de múons na eletrônica do TileCal, onde pode-se obter a informação de deposições de energia que ocorrem nas células D do calorímetro.

Diversas contribuições, durante as etapas de comissionamento e operação, foram realizadas ao sistema TileMuon durante o desenvolvimento da presente tese. Os resultados da eficiência do sistema obtidos durante as etapas de comissionamento e operação foram apresentados no presente documentos. A consolidação destes resultados foi de suma importância para o reconhecimento da relevância do sistema para o L1Muon, que foi responsável por reduzir em cerca de 6% a taxa de ocupação do L1Muon, sem deteriorar significativamente a detecção dos múons de interesse no experimento, durante a operação do LHC em 2018.

Apesar da reconhecida contribuição do TileMuon em 2018 para o sistema de *trigger* do ATLAS, espera-se um aumento da luminosidade para a segunda tomada de dados da fase 1 de atualizações do experimento, que terá início em 2022. O aumento da luminosidade irá impactar diretamente a quantidade de ruído de fundo do experimento e, conseqüentemente, o desempenho do sistema. Dessa forma, a busca por algoritmos de estimação de energia e detecção de sinais que irão proporcionar uma melhor eficiência para a detecção de múons no TileCal, é importante para garantir que o sistema TileMuon seja capaz de operar, na próxima tomada de dados, com a mesma, ou até melhor, eficiência obtida no seu primeiro ano de operação. Dessa forma, o foco desta tese foi mantido na busca do aprimoramento da eficiência de detecção de sinais através de métodos de detecção e estimação de parâmetros ainda inexplorados no sistema.

Um algoritmo linear com uma abordagem estocástica, o filtro casado estocástico, foi proposto para estimar a energia nos canais do TMDB neste trabalho. Apesar do método linear para estimação atualmente implementado nos módulos TMDB ter obtido bons resultados, ele não leva em consideração a estocasticidade presente no sinal, diferente do método proposto. Esta tese também avaliou duas técnicas lineares para combinar a energia dos canais do módulo do TileCal no TMDB, que atualmente são combinados através de uma soma simples, sem que nenhum processamento seja feito neste sentido. Os algoritmos propostos para estimar a energia e combinar as informações dos canais foram combinados e comparados com o método atualmente implementado nos módulos TMDB. Os resultados de eficiência, obtidos neste trabalho, demonstraram que a abordagem estocástica melhora a exatidão e a precisão da estimação, além de aumentar a eficiência da detecção de múons no TileCal, reduzindo o falso alarme de 2,4% para 1,9% para uma eficiência de detecção de 98%.

A respeito das técnicas empregadas para a ponderação dos canais, observou-se

que em alguns módulos a abordagem LS trás uma pequena melhora e para outros o Denoising é mais indicado, principalmente nos casos em que há canal morto. Desta forma uma avaliação no desempenho global de detecção foi realizada, utilizando a melhor abordagem para combinação das células em cada módulo. Neste cenário, a proposta melhorou o desempenho de detecção, reduzindo o falso alarme em 8% para o uma eficiência de detecção de 98% em comparação ao método utilizado atualmente na TMDB. Esse resultado bastante relevante na medida em que pode ser implementado imediatamente no TMDB, sem que haja nenhuma modificação de hardware ou de *firmware*. A utilização do filtro casado estocástico trás uma melhora mais relevante para a detecção ($\approx 20\%$), entretanto, aumenta a complexidade computacional e exige uma alteração de *firmware* no TMDB. Desta forma, a abordagem que utiliza a melhor ponderação de canais para cada módulo do TileCal, junto ao filtro casado determinístico, se mostra também promissora.

Finalmente, também foi realizado um estudo da eficiência de detecção de múon, considerando a abordagem estocástica e a aproximação do filtro casado determinístico para estimar energia, em uma outra região do TileCal, denominada Barril Longo. Estudos da eficiência de detecção são de extrema relevância para entender os benefícios de utiliza as informações do Barril Longo do TileCal para auxiliar o sistema de seleção online de múons do ATLAS. Nesta análise, observou-se que a abordagem estocástica não trouxe ganhos para a eficiência do sistema. Este resultado pode ser explicado devido às características físicas das células do TileCal nesta região, que diferem das células do barril estendido do calorímetro. Dessa forma, o falso alarme da detecção de múons nesta região resultou em torno de 29,6% para uma probabilidade de detecção de apenas 80%, para ambos os algoritmos de estimação de energia avaliados. Através desse resultado, pôde-se concluir que a região do barril longo do TileCal não apresenta um cenário favorável para a detecção de múons e, dessa forma, a implementação do TileMuon para essa região não é factível. Um cenário mais favorável para a detecção de múons através da região do barril do TileCal acontecerá na fase 2 do programa de atualização do experimento, quando o readout digital do TileCal estará disponível.

7.1 TRABALHOS FUTUROS E DESDOBRAMENTOS

Como propostas de trabalhos futuros, encontra-se a implementação da abordagem estocástica para estimação da energia dos sinais nos módulos TMDB, já que ela trás melhoras na estimação e detecção no TileMuon.

Além disso, é possível, já para o próximo período de coleta de dados do experimento, a avaliação no TMDB da proposta de se usar a melhor técnica de ponderação dos canais (least square, Denoising ou soma simples) em cada módulo do TileCal. Esse processo é simples e pode contribuir para uma pequena melhora no desempenho do TileMuon.

Apesar dos resultados do barril longo utilizando o TileMuon resultarem em um

cenário desfavorável para a detecção de múons, a informação do readout do TileCal apresenta uma relação sinal ruído bem melhor do que a informação do TileMuon. Dessa forma, utilizar a informação do TileCal pode viabilizar a detecção de múons na região do barril longo. O acesso a informação da leitura do TileCal será possível na segunda fase do programa de atualização do LHC, quando toda a eletrônica de leitura será digital. Portanto, é importante avançar nas análises que possam viabilizar essa proposta.

REFERÊNCIAS

- AABOUD, M. et al. Operation and performance of the atlas tile calorimeter in run 1. *The European Physical Journal C*, Springer Science and Business Media LLC, v. 78, n. 12, Nov 2018. ISSN 1434-6052. doi: [10.1140/epjc/s10052-018-6374-z](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6374-z).
- AAD, G. et al. Studies of the performance of the atlas detector using cosmic-ray muons. *The European Physical Journal C*, Springer Science and Business Media LLC, v. 71, n. 3, Mar 2011. ISSN 1434-6052. doi: [10.1140/epjc/s10052-011-1593-6](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-011-1593-6).
- AAMODT, K. et al. The ALICE experiment at the CERN LHC. *JINST*, v. 3, p. S08002, 2008. doi:[10.1088/1748-0221/3/08/S0800](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S0800).
- AARTSEN, M. et al. The icecube neutrino observatory: instrumentation and online systems. *Journal of Instrumentation*, IOP Publishing, v. 12, n. 03, p. P03012–P03012, Mar 2017. doi: [10.1088/1748-0221/12/03/p03012](https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/03/p03012).
- ADAMCZYK, L. et al. Measurement of the luminosity in the zeus experiment at hera ii. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Elsevier BV, v. 744, p. 80–90, Apr 2014. ISSN 0168-9002. doi: [10.1016/j.nima.2014.01.053](https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.01.053).
- ADRAGNA, P. et al. The atlas hadronic tile calorimeter: From construction toward physics. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, v. 53, p. 1275 – 1281, 07 2006. doi: [10.1109/TNS.2006.872628](https://doi.org/10.1109/TNS.2006.872628).
- ADRAGNA, P. et al. Testbeam studies of production modules of the atlas tile calorimeter. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A-accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment - NUCL INSTRUM METH PHYS RES A*, v. 606, 04 2009. doi:[10.1016/j.nima.2009.04.009](https://doi.org/10.1016/j.nima.2009.04.009).
- ALAEIAN, H. An introduction to cherenkov radiation. *Physics 241*, Stanford University, Mar 2014. Disponível em: <http://large.stanford.edu/courses/2014/ph241/alaedian2/>.
- ALFA CONNECTION. *Propriedade dos Átomos*. Acessado em Outubro de 2020. Disponível em: <https://www.alfaconnection.pro.br/fisica/atomos/estrutura-atomica/propriedades-dos-atomos/>.
- ALOISIO, A. et al. The muon spectrometer barrel level-1 trigger of the atlas experiment at lhc. In: . [S.l.: s.n.], 2005. v. 53, p. 584– 588. ISBN 0-7803-9221-3. doi: [10.1109/NSSMIC.2005.1596319](https://doi.org/10.1109/NSSMIC.2005.1596319).
- ALOISIO, A. et al. An FPGA-based Emulation of the G-Link Chip-Set for the ATLAS Level-1 Barrel Muon Trigger. 2009. doi: [10.5170/CERN-2009-006.509](https://doi.org/10.5170/CERN-2009-006.509).
- ALVES, A. A. et al. The LHCb Detector at the LHC. *JINST*, v. 3, p. S08005, 2008. doi: [10.1088/1748-0221/3/08/S08005](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08005).
- APOLLINARI, G. et al. *High-Luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC): Preliminary Design Report*. Geneva: CERN, 2015. (CERN Yellow Reports: Monographs). doi: [10.5170/CERN-2015-005](https://doi.org/10.5170/CERN-2015-005).

ATLAS COLLABORATION. Atlas: letter of intent for a general-purpose pp experiment at the large hadron collider at cern. 1992. Disponível em: <http://cds.cern.ch/record/291061>.

ATLAS COLLABORATION. *ATLAS tile calorimeter: Technical Design Report*. Geneva: CERN, 1996. (Technical design report. ATLAS). Disponível em: <https://cds.cern.ch/record/331062>.

ATLAS COLLABORATION. *ATLAS muon spectrometer: Technical Design Report*. Geneva: CERN, 1997. (Technical Design Report ATLAS). Disponível em: <http://cds.cern.ch/record/331068>.

ATLAS COLLABORATION. Atlas inner detector. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, v. 120, p. 235 – 238, 2003. ISSN 0920-5632. doi:10.1016/S0920-5632(03)01908-X.

ATLAS COLLABORATION. The muon spectrometer of the atlas experiment. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, v. 125, p. 337 – 345, 2003. ISSN 0920-5632. doi:10.1016/S0920-5632(03)91013-9.

ATLAS COLLABORATION. *Letter of Intent for the Phase-II Upgrade of the ATLAS Experiment*. Geneva, Dec 2012. Disponível em: <https://cds.cern.ch/record/1502664>.

ATLAS COLLABORATION. Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the atlas detector at the lhc. *Physics Letters B*, v. 716, n. 1, p. 1 – 29, 2012. ISSN 0370-2693. doi: 10.1016/j.physletb.2012.08.020.

ATLAS COLLABORATION. *Portal oficial do ATLAS*. Acessado em Outubro de 2020. Disponível em: <https://atlas.cern/>.

ATLAS COLLABORATION. *ATLAS Run Query*. acessado em maio de 2021. Disponível em: <https://atlasrunquery.cern.ch>.

ATLAS TDAQ SYSTEM. *Technical Design Report for the Phase-I Upgrade of the ATLAS TDAQ System*. [S.l.], Sep 2013. Disponível em: <https://cds.cern.ch/record/1602235>.

BARANOV, S. et al. *Estimation of Radiation Background, Impact on Detectors, Activation and Shielding Optimization in ATLAS*. Geneva, Jan 2005. <https://cds.cern.ch/record/814823>.

BAUER, F. et al. Construction and test of mdt chambers for the atlas muon spectrometer. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, v. 461, p. 17–20, 04 2001. doi: 10.1016/S0168-9002(00)01156-6.

BLACKWELL, D. Conditional Expectation and Unbiased Sequential Estimation. *The Annals of Mathematical Statistics*, Institute of Mathematical Statistics, v. 18, n. 1, p. 105 – 110, 1947. doi:10.1214/aoms/1177730497.

BOUMEDIENE, D. E. *ATLAS calorimeters: Run-2 performances and Phase-II upgrades*. [S.l.], Oct 2017. doi:10.22323/1.314.0485.

BOYD, L. V. S. *Introduction to Applied Linear Algebra*. [S.l.]: Cambridge University Press, 2018. doi: 10.1017/9781108583664.

BRAIBANT, S.; GIACOMELLI, G.; SPURIO, M. *Particles and fundamental interactions. An introduction to particle physics*. [S.l.: s.n.], 2012. doi: 10.1007/978-94-007-2464-8.

BRITANNICA. *Biografia de Demócrito de Abdera*. acessado em Setembro de 2020. Disponível em: <http://www.britannica.com/biography/Democritus>.

BRITANNICA. *SLAC*. Acessado em Outubro de 2020. Disponível em: <https://www.britannica.com/topic/SLAC>.

BROWN, S.; VRANESIC, Z. *Fundamentals of Digital Logic with VHDL Design with CD-ROM*. 3. ed. USA: McGraw-Hill, Inc., 2008. doi: 10.1604/9780077221430. ISBN 0077221435.

BUTTINGER, W. *The ATLAS Level-1 Trigger System*. Geneva, Jun 2012. doi: 10.1088/1742-6596/396/1/012010.

CALAFIURA, P. et al. The Athena control framework in production, new developments and lessons learned. In: *14th International Conference on Computing in High-Energy and Nuclear Physics*. [S.l.: s.n.], 2005. doi: 0.5170/CERN-2005-002.456.

CERN. *Approved Tile Calorimeter Plots*. Acessado em Outubro de 2020. Disponível em: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/ApprovedPlotsTile>.

CERN. *High-Luminosity LHC*. Acessado em Dezembro de 2020. Disponível em: <https://home.cern/science/accelerators/high-luminosity-lhc>.

CERN. *The Large Hadron Collider*. Acessado em Outubro de 2020. Disponível em: <https://home.cern/science/accelerators/large-hadron-collider>.

CERN. *Portal oficial do CERN*. Acessado em Outubro de 2020. Disponível em: <https://home.cern/>.

CERQUEIRA, A.; SEIXAS, J.; CALOBA, L. Analog system for building the first-level triggering signal provided by the hadronic calorimeter of atlas detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, v. 570, p. 117–125, 01 2007. doi: 10.1016/j.nima.2006.09.107.

CERQUEIRA, A. S. ATLAS Tile Calorimeter Readout Electronics Upgrade Program for the High Luminosity LHC. In: *International School on High Energy Physics: Workshop on High Energy Physics in the near Future*. [S.l.: s.n.], 2013. Disponível em: <https://cds.cern.ch/record/1546010?ln=pt>.

CERQUEIRA, A. S. *Tile Calorimeter Upgrade Program for the Luminosity Increasing at the LHC*. Geneva, Oct 2015. Disponível em: <https://cds.cern.ch/record/2056628>.

CERQUEIRA, A. S.; DAVIDEK, T.; USAI, G. L. *Tile Calorimeter Muon Trigger Signal*. Geneva, Apr 2002. Disponível em: <https://cds.cern.ch/record/685351>.

CHATRCHYAN, S. et al. The CMS Experiment at the CERN LHC. *JINST*, v. 3, p. S08004, 2008. doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08004.

CIODARO, T. *Identificação online de sinais baseada em calorimetria de altas energias e com fina segmentação*. Tese (Doutorado) — COPPE UFRJ, 2012. Disponível em: <http://pee.ufrj.br/teses/?Resumo=2012122101>.

- CIODARO, T.; SEIXAS, J. *Optimal Signal Detection in a Low Signal-to-Noise Ratio Environment*. Geneva, Feb 2011. Disponível em: <https://cds.cern.ch/record/1330363>.
- CIODARO, T.; SEIXAS, J. de; CERQUEIRA, A. *Use of Hadronic Calorimetry Information in the ATLAS Level-1 Muon Trigger*. Geneva, Jun 2013. Disponível em: <https://cds.cern.ch/record/1553306>.
- CMS COLLABORATION. Observation of a new boson at a mass of 125 gev with the cms experiment at the lhc. *Physics Letters B*, v. 716, n. 1, p. 30 – 61, 2012. ISSN 0370-2693. doi: [10.1016/j.physletb.2012.08.021](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021).
- COTTINGHAM, W. N.; GREENWOOD, D. A. *An Introduction to the Standard Model of Particle Physics*. 2. ed. [S.l.]: Cambridge University Press, 2007. doi: [10.1017/CBO9780511791406](https://doi.org/10.1017/CBO9780511791406).
- DYER, S. *Wiley Survey of Instrumentation and Measurement*. [S.l.]: Wiley, 2004. (Wiley - IEEE). Disponível em: <https://www.wiley.com/en-us/Wiley+Survey+of+Instrumentation+and+Measurement-p-9780471221654>. ISBN 9780471221654.
- ESTUDANTE RADIOLOGICO. *Radiação de Bremsstrahlung*. Acessado em Outubro de 2020. Disponível em: <http://estudanteradiologico.blogspot.com/2016/07/radiacao-de-bremsstrahlung-freamento.html>.
- FERRAZ, V. A. *Detecção Online Eficiente de Eventos raros Utilizando Detectores Finamente Segmentado*. Tese (Doutorado) — COPPE UFRJ, 2018. Disponível em: <https://pantheon.ufrj.br>.
- FUSHIKI, T. Estimation of prediction error by using k-fold cross-validation. Kluwer Academic Publishers, USA, v. 21, n. 2, 2011. ISSN 0960-3174. doi: [10.1007/s11222-009-9153-8](https://doi.org/10.1007/s11222-009-9153-8).
- FÍSICA NET. *Radiação*. Acessado em Outubro de 2020. Disponível em: <https://www.fisica.net/aplicada/biofisica/radiacao.php>.
- GAMA, R. G. *Filtragem Online Baseada na Fusão de Informação de Detectores Finamente Segmentados*. Tese (Doutorado) — COPPE UFRJ, 2017. Disponível em: <http://www.pee.ufrj.br/index.php/es/producoes-academica-es/teses-de-doutorado>.
- Garvey, J. et al. The atlas level-1 calorimeter trigger architecture. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, v. 51, n. 3, p. 356–360, 2004. doi: [10.1109/TNS.2004.828800](https://doi.org/10.1109/TNS.2004.828800).
- GONCALVES, D. O. *Fast Online Filtering Based on Data Fusion of Two Highly Segmented Detectors*. 2017. Disponível em: <https://www2.ufjf.br/ppee/producao-bibliografica/dissertacoes>.
- GREEN, D. (Ed.). *At the leading edge: the ATLAS and CMS LHC experiments*. Singapore: World Scientific, 2010. Disponível em: doi:[10.1142/7349](https://doi.org/10.1142/7349). ISBN 978-981-4304-67-2.
- HAJAMI, A. el et al. Evaluation of the performance of an ionization chamber cylindrical (ptw) by the elekta linear accelerator: Case of pulsed radiation. *Journal of Physics: Conference Series*, v. 1292, p. 012006, 08 2019. doi: [10.1088/1742-6596/1292/1/012006](https://doi.org/10.1088/1742-6596/1292/1/012006).

HARTLEY, H. John dalton, f.r.s. (1766-1844) and the atomic theory - a lecture to commemorate his bicentenary. *Proceedings of the Royal Society of London. Series B, Biological Sciences*, The Royal Society, v. 168, n. 1013, p. 335–359, 1967. ISSN 00804649. doi:10.1098/rspb.1967.0069.

HOU, X. Liquid scintillation counting for determination of radionuclides in environmental and nuclear application. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, v. 318, 10 2018. doi: 10.1007/s10967-018-6258-6.

HYVARINEN, A.; KARHUNEN, J.; OJA, E. *Independent Component Analysis*. USA: Wiley, 2001. doi: 10.1002/0471221317.ch7. ISBN 9780471221319.

JENNI, P. et al. *ATLAS high-level trigger, data-acquisition and controls: Technical Design Report*. Geneva: CERN, 2003. (Technical design report. ATLAS). Disponível em: <https://cds.cern.ch/record/616089>.

Kate, H. H. J. Atlas superconducting toroids and solenoid. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 15, n. 2, p. 1267–1270, 2005. doi:10.1109/TASC.2005.849560.

KAWAMOTO, T. et al. *New Small Wheel Technical Design Report*. [S.l.], Jun 2013. Disponível em: <https://cds.cern.ch/record/1552862>.

KAY, S. M. *Fundamentals of Statistical Processing, Volume I: Estimation Theory*. [S.l.]: Prentice-Hall, 1993.

KORDAS, K. et al. The atlas data acquisition and trigger: concept, design and status. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, v. 172, p. 178 – 182, 2007. ISSN 0920-5632. doi:10.1016/j.nuclphysbps.2007.08.004.

L1 MUON TRIGGER. *L1 Muon Trigger Public Results, Public Plots*. Acessado em Setembro de 2020. Disponível em: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/L1MuonTriggerPublicResults>.

MARCASTEL, F. Cern's accelerator complex. la chaîne des accélérateurs du cern. Oct 2013. Disponível em: <https://cds.cern.ch/record/1621583>.

MARTIN, B. *Nuclear and particle physics: an introduction*. 1. ed. [S.l.]: Hoboken, NJ, Wiley, 2006. doi: 10.1002/0470035471. ISBN 978-1-119-34463-6.

MATTIA, A. D. Online muon reconstruction in the atlas muon spectrometer at the level-2 stage of the event selection. In: *2011 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*. [S.l.: s.n.], 2011. p. 30–37. doi: 10.1109/NSSMIC.2011.6154358.

MELZER, E.; AIRES, J. A história do desenvolvimento da teoria atômica: um percurso de dalton a bohr. *Amazônia: Revista de Educação em Ciências e Matemáticas*, v. 11, 09 2015. doi: 10.18542/amazrecm.v11i22.2137.

MENTOR. *ModelSim PE Student Edition*. Acessado em Setembro de 2020. <http://www.mentor.com>.

MINO, Y. ATLAS hardware-based Endcap Muon Trigger for future upgrades. Oct 2020. Disponível em: <http://cds.cern.ch/record/2742901>.

- MITRA, S. K.; KUO, Y. *Digital signal processing: a computer-based approach*. New York: McGraw-Hill, 2004.
- MURPHY, K. P. *The Machine Learning: A Probabilistic Perspective*. 1. ed. [S.l.]: Mit Press, 2012.
- NAKAHAMA, Y. The atlas trigger system: Ready for run-2. *Journal of Physics: Conference Series*, v. 664, p. 082037, 12 2015. doi:10.1088/1742-6596/664/8/082037.
- OLIVE, K. Review of particle physics. *Chinese Physics C*, v. 40, n. 10, p. 100001, 2016. doi: 10.1088/1674-1137/40/10/1000011.
- OLIVEIRA, M. V. S. et al. *The ATLAS Level-1 Muon Topological Trigger Information for Run 2 of the LHC*. Geneva, Nov 2014. doi: 10.1088/1748-0221/10/02/C02027.
- PANDEY, S. et al. Role of geiger muller counter in modern physics. p. 192–196, 05 2017. doi: 10.5897/IJPS2016.4566.
- PEQUENAO, J.; SCHAFFNER, P. How atlas detects particles: diagram of particle paths in the detector. . Jan 2013.
- PERALVA, B. S.-M. *Reconstrução de Energia para Calorímetros Finamente Segmentados*. Tese (Doutorado) — UFJF, 2015. Disponível em: <https://www2.ufjf.br/ppee/producao-bibliografica/teses>.
- PERALVA, B. S.-M. et al. *An Alternative Method for TileCal Signal Detection and Amplitude Estimation*. Geneva, Nov 2011. doi: 10.1088/1742-6596/368/1/012037.
- PEREIRA, R. A. *Estimação de Energia e Qualidade de dados em Condições de Fina Segmentação e Alto Ruído de Empilhamento*. Tese (Doutorado) — COPPE UFRJ, 2019. Disponível em: <https://pantheon.ufrj.br/handle/11422/12290>.
- ROUSSEEUW, P.; DRIESSEN, K. A fast algorithm for the minimum covariance determinant estimator. *Technometrics*, v. 41, p. 212–223, 08 1999. doi: 10.1080/00401706.1999.10485670.
- RYZHOV, A. *The Level-1 Tile-Muon Trigger in the Tile Calorimeter Upgrade Program*. Geneva, Oct 2016. <https://cds.cern.ch/record/2227213>.
- SIMIONI, E. The topological processor for the future atlas level-1 trigger: from design to commissioning. 06 2014. <https://cds.cern.ch/record/1969429>.
- SPIWOKS, R. et al. The atlas muon-to-central-trigger-processor-interface (muctpi) upgrade: Volume 1. p. 360–365, 08 2018. doi: 10.1007/978 – 981 – 13 – 1313 – 469.
- STARHENKO, E. et al. Cesium monitoring system for atlas tile hadron calorimeter. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, v. 494, n. 1, p. 381–384, 2002. ISSN 0168-9002. 10.1016/S0168-9002(02)01507-3.
- STARK, H.; WOODS, J. *Probability, Random Processes, and Estimation Theory for Engineers*. [S.l.: s.n.], 1994.

- TABOGA, M. *Lectures on Probability Theory and Mathematical Statistics*. [S.l.]: CreateSpace Independent Publishing Platform, 2012. Disponível em: <https://www.statlect.com/assets>.
- TANG, F. et al. Design of the front-end readout electronics for atlas tile calorimeter at the slhc. In: *2010 17th IEEE-NPSS Real Time Conference*. [S.l.: s.n.], 2010. p. 1–5. doi: [10.1109/RTC.2010.5750382](https://doi.org/10.1109/RTC.2010.5750382).
- TEAM, A. The four main lhc experiments. Disponível em: <https://cds.cern.ch/record/40525>. Jun 1999.
- THOMAS, D. E.; MOORBY, P. R. *The VERILOG Hardware Description Language*. 3rd. ed. USA: Kluwer Academic Publishers, 1996. ISBN 0792397231.
- TREES, H. L. *Detection, Estimation and Modulation Theory, Part I*. [S.l.]: Wiley, 2001.
- TREES, H. L. V. *Detection, Estimation, and Modulation Theory: Detection, Estimation, and Linear Modulation Theory*. USA: Wiley, 2001. doi: [10.1002/0471221082](https://doi.org/10.1002/0471221082). ISBN 9780471095170.
- USAI, G. Trigger of low pt muons with the atlas hadronic calorimeter. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, v. 518, p. 36–38, 02 2004. doi: [10.1016/j.nima.2003.10.017](https://doi.org/10.1016/j.nima.2003.10.017).
- USAI, G. Signal reconstruction of the atlas hadronic tile calorimeter: implementation and performance. *J. Phys. Conf. Ser.*, v. 293, p. 012056, 2011. [10.1088/1742-6596/293/1/012056](https://doi.org/10.1088/1742-6596/293/1/012056).
- VALERO, A. The atlas tilecal read-out drivers signal reconstruction. In: *2009 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record (NSS/MIC)*. [S.l.: s.n.], 2009. p. 593–596. doi: [10.1109/NSSMIC.2009.5401975](https://doi.org/10.1109/NSSMIC.2009.5401975).
- VENTURA, A. *The Muon High Level Trigger of the ATLAS experiment*. Geneva, Apr 2009. Disponível em: <https://cds.cern.ch/record/1174560>.
- VIRET, S. Laser monitoring system for the atlas tile calorimeter. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, v. 617, n. 1, p. 120–122, 2010. ISSN 0168-9002. 11th Pisa Meeting on Advanced Detectors.
- VMEBUS INTERNATIONAL TRADE ASSOCIATION. *American National Standard for VME64*. 1995.
- WALTER, C. W. The super-kamiokande experiment. *Neutrino Oscillations*, WORLD SCIENTIFIC, p. 19–43, Mar 2008. doi: [10.1142/9789812771971_0002](https://doi.org/10.1142/9789812771971_0002).
- WAMBERSIE, A.; GAHBAUER, R. A. Medical applications of electron linear accelerators. 1996. doi:[10.5170/CERN-1996-002.22](https://doi.org/10.5170/CERN-1996-002.22).
- WATSON, A. A. The discovery of cherenkov radiation and its use in the detection of extensive air showers. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, Elsevier BV, v. 212-213, p. 13–19, Mar 2011. ISSN 0920-5632. doi: [10.1016/j.nuclphysbps.2011.03.003](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2011.03.003).

WHITE, R. V. Pmbus: A decade of growth: An open-standards success. *IEEE Power Electronics Magazine*, v. 1, n. 3, p. 33–39, 2014. doi: [10.1109/MPEL.2014.2330492](https://doi.org/10.1109/MPEL.2014.2330492).

WIGMANS, R. *Calorimetry: Energy Measurement in Particle Physics*. [S.l.]: OUP Oxford, 2017. (International Series of Monographs on Physics). doi: [10.1093/oso/9780198786351.001.0001](https://doi.org/10.1093/oso/9780198786351.001.0001). ISBN 9780191089695.

WIKIMEDIA. Acessado em Outubro de 2020. Disponível em: <http://commons.wikimedia>.

WINKLER, A. et al. A gaseous proportional counter built from a conventional aluminum beverage can. *American Journal of Physics*, American Association of Physics Teachers (AAPT), v. 83, n. 8, p. 733–740, Aug 2015. ISSN 1943-2909. doi: [10.1119/1.4923022](https://doi.org/10.1119/1.4923022).

WOTSCHACK, J. *ATLAS Muon Chamber Construction Parameters for CSC, MDT, and RPC chambers*. Geneva, Apr 2008. Disponível em: <http://cds.cern.ch/record/1099400>.

ZHAO, W. et al. *Beam data modeling of linear accelerators (linacs) through machine learning and its potential applications in fast and robust linac commissioning and quality assurance*. 2020. doi: [10.1016/j.radonc.2020.09.05](https://doi.org/10.1016/j.radonc.2020.09.05).

APÊNDICE A – Projeto de *authorship* do ATLAS

Authorship Qualification:

- **Local Supervisor:** Augusto Santiago Cerqueira
- **Technical Supervisor:** Henric Wilkens
- **Description:** The TileMuon system worked as expected in 2018 using the matched filter approach to estimate the muon energy. However, there is room to explore other energy estimation methods, in order to improve the TMDB performance. Also, data were acquired for six TMDBs installed in the TileCal long barrel needing to be analyzed. This proposal aims at testing different energy estimation methods in the TMDBs and evaluating the possible improvements and benefits of using the TMDB information to reduce the fake rates also in the Long Barrel region. Presentations at Tile or ATLAS meetings will be given during the qualification as well as one final summary presentation.
- **Proposed beginning of qualification:** 2019/10/21
- **Beginning of qualification:** 2019/10/21
- **Qualification Date:** 2020/10/21

APÊNDICE B – Publicações

1. D. O. Gonçalves, B. S. Peralva, A. S. Cerqueira e L. M. Andrade Filho. *Estimação da Energia do Sinal de Múons do Calorímetro Hadrônico do Experimento ATLAS.*, XXXIII Simpósio Brasileiro de Telecomunicações e Processamento de Sinais, 2015.

Resumo: Este trabalho apresenta o estudo, o desenvolvimento e a implementação da técnica mais eficiente para estimação de energia no contexto de um projeto relacionado com física experimental de altas energias. Técnicas de estimação encontradas na literatura foram aplicadas no contexto do projeto e comparadas. Os resultados para dados simulados e experimentais mostraram que o estimador de amplitude de pulso de máxima verossimilhança para o caso de ruído Gaussiano atinge a melhor eficiência em termos do erro de estimação, juntamente com a menor complexidade computacional, sendo o mais indicado para a aplicação.

2. D. O. Gonçalves, on behalf of the ATLAS Collaboration. *Energy reconstruction of the ATLAS Tile Calorimeter under high pile-up conditions using the Wiener filter.*, 19th International Workshop on Advanced Computing and Data Analysis Techniques, 2019.

Resumo: The ATLAS experiment records data from the proton-proton collisions produced by the Large Hadron Collider (LHC). The Tile Calorimeter is the hadronic sampling calorimeter of ATLAS in the region $|\eta| < 1.7$. It uses iron absorbers and scintillators as active material. Jointly with the other calorimeters it is designed for reconstruction of hadrons, jets, tau-particles and missing transverse energy. It also assists in muon identification. The energy deposited by the particles in the Tile Calorimeter is read out by approximately 10,000 channels. The signal provided by the readout electronics for each channel is digitized at 40 MHz and its amplitude is estimated by an optimal filtering algorithm. The increase of LHC luminosity leads to signal pile-up that deforms the signal of interest and compromises the amplitude estimation performance. This work presents the proposed algorithm for energy estimation in the Tile Calorimeter under high pile-up conditions during LHC Run 3, named Wiener Filter. The performance of the proposed method is studied under various pile-up conditions and compared with current optimal filtering method using proton-proton collision data and Monte Carlo.

3. D. O. Gonçalves, A. C. N. de Oliveira, J. M. de Seixas, A. S. Cerqueira e L. M. Andrade Filho. *Combinando Filtro Casado e Topologia para Aprimoramento da Reconstrução de Múons no Calorímetro Hadrônico do ATLAS*, XXXVII Simpósio Brasileiro de Telecomunicações e Processamento de Sinais, 2019, Petrópolis.

Resumo: Este trabalho apresenta o estudo de técnicas de discriminação de eventos de partículas do experimento ATLAS. O estimador de energia de máxima verossi-

milhança Gaussiano (MLEG) foi aplicado no contexto deste projeto e comparado com a técnica usada atualmente no calorímetro, o Filtro ótimo (OF2). Diferentes topologias de fusão da informação de interesse também foram avaliadas. Os resultados adquiridos utilizando dados experimentais mostraram que o estimador MLEG, para o caso em que se considera somente a informação de maior valor estimado entre quatro informações avaliadas, apresenta maior eficiência na discriminação.

4. D. O. Gonçalves, on behalf of the ATLAS Collaboration. *Performance of the ATLAS muon triggers in Run 2.*, Journal of Instrumentation, 2020.

Resumo: The performance of the ATLAS muon trigger system is evaluated with proton-proton (pp) and heavy-ion (HI) collision data collected in Run 2 during 2015-2018 at the Large Hadron Collider. It is primarily evaluated using events containing a pair of muons from the decay of Z bosons to cover the intermediate momentum range between 25 GeV and 100 GeV. Overall, the efficiency of the single-muon triggers is about 68% in the barrel region and 85% in the endcap region. The pT range for efficiency determination is extended by using muons from decays of J/Ψ mesons, W bosons, and top quarks. The performance in HI collision data is measured and shows good agreement with the results obtained in pp collisions. The muon trigger shows uniform and stable performance in good agreement with the prediction of a detailed simulation. Dedicated multi-muon triggers with kinematic selections provide the backbone to beauty, quarkonia, and low-mass physics studies. The design, evolution and performance of these triggers are discussed in detail.

5. D. O. Gonçalves M. S. Oliveira, L. M. Andrade Filho, A. S. Cerqueira e J. M. de Seixas. *Fusão de Dados em Sensores Redundantes para Detecção de Múons no Calorímetro Hadrônico do ATLAS.*, XXXVIII Simpósio Brasileiro de Telecomunicações e Processamento de Sinais, 2020.

Resumo: Um grande desafio encontrado em sistemas com múltiplos sensores é desenvolver uma forma eficiente de combinar os dados para obter a informação de interesse com a maior precisão possível. Este trabalho apresenta uma técnica linear para combinar a informação de sensores redundantes, de forma a minimizar os efeitos do ruído. Resultados obtidos com sensores do Calorímetro Hadrônico do Experimento ATLAS (CERN, Suíça), na detecção de partículas de múons, mostraram uma redução de 6% no ruído proveniente da combinação de canais vizinhos. O método se mostrou também muito eficaz na detecção e remoção de canais defeituosos, aumentando a robustez do sistema.