



FILTRAGEM *ONLINE* BASEADA NA FUSÃO DE INFORMAÇÃO DE
DETECTORES FINAMENTE SEGMENTADOS

Rafael Gonçalves Gama

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Elétrica, COPPE, da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Doutor em Engenharia Elétrica.

Orientador: José Manoel de Seixas

Rio de Janeiro
Junho de 2017

FILTRAGEM *ONLINE* BASEADA NA FUSÃO DE INFORMAÇÃO DE
DETECTORES FINAMENTE SEGMENTADOS

Rafael Gonçalves Gama

TESE SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO INSTITUTO ALBERTO LUIZ
COIMBRA DE PÓS-GRADUAÇÃO E PESQUISA DE ENGENHARIA (COPPE)
DA UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO COMO PARTE DOS
REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE DOUTOR
EM CIÊNCIAS EM ENGENHARIA ELÉTRICA.

Examinada por:

Prof. José Manoel de Seixas, D.Sc.

Prof. Luiz Pereira Calôba, Dr.Ing.

Prof^a. Marcia Begalli, Dr. rer. nat.

Prof. Sidnei Noceti Filho, D.Sc.

Prof^a. Aline Gesualdi Manhães, D.Sc.

Prof. André Massafferri Rodrigues, D.Sc.

RIO DE JANEIRO, RJ – BRASIL
JUNHO DE 2017

Gama, Rafael Gonçalves

Filtragem *online* baseada na fusão de informação de detectores finamente segmentados/Rafael Gonçalves Gama. – Rio de Janeiro: UFRJ/COPPE, 2017.

XVII, 114 p.: il.; 29, 7cm.

Orientador: José Manoel de Seixas

Tese (doutorado) – UFRJ/COPPE/Programa de Engenharia Elétrica, 2017.

Referências Bibliográficas: p. 101 – 108.

1. Fusão de informação. 2. Filtragem *online*.
3. Calorimetria. 4. Processamento de sinais. 5.
Instrumentação eletrônica. 6. Física de altas energias.
I. Seixas, José Manoel de. II. Universidade Federal do Rio
de Janeiro, COPPE, Programa de Engenharia Elétrica. III.
Título.

Aos meus pais.

Agradecimentos

Agradeço a Deus, por me ajudar a ter força nos momentos mais difíceis e por todas as oportunidades em minha vida.

Aos meus pais, pelos imensuráveis esforços em minha educação, por todo o amor, carinho e dedicação, e por sempre me apoiarem em todas as minhas escolhas e objetivos. Muito obrigado, serei eternamente grato.

Ao restante da minha família, principalmente as minhas tias Anna Gama e Neyde Gama que são muito carinhosas e me ajudam a todo momento. Amo vocês!

Ao meu orientador Prof. José Manoel de Seixas, por me receber no LPS (Laboratório de Processamento de Sinais), por todo o conhecimento transmitido, pela confiança no meu trabalho e por sua amizade.

Aos professores no mestrado, Prof. Herman Lima Junior. e Prof. Ademarlaudo Barbosa (*in memoriam*).

Aos Prof. Luiz Pereira Calôba, Prof. Antonio Petraglia e Prof^a. Mariane Petraglia, pela a oportunidade de cursar disciplinas indispensáveis para a minha formação.

Aos funcionários do Programa de Engenharia Elétrica, Daniele Cristina Oliveira da Silva e Mauricio de Carvalho Machado, por toda a ajuda e paciência.

À Ana Maria Henriques Correia, Denis Oliveira Damazio e Eirini Vichou (*in memoriam*), pela ótima recepção no CERN e por toda a ajuda durante no meu trabalho no ATLAS.

Aos Prof. Augusto Santiago Cerqueira e ao Prof. Luciano Manhães de Andrade Filho, por toda a ajuda durante o desenvolvimento do módulo eletrônico TMDB.

Aos pesquisadores do ATLAS, Alexander Paramanov e Masaya Ishino, cujas orientações e contribuições foram indispensáveis para a realização deste trabalho.

Aos meus amigos e companheiros de desenvolvimento no ATLAS, Júlio Vieira de Souza e Victor Araujo Ferraz.

Aos meus amigos e companheiros em Genebra, João Victor da Fonseca Pinto e Werner Spolidoro Freund.

Aos meus amigos do LPS/CERN: Andressa Sivolella, Felipe Grael, Fernando Ferreira, Filipe Martins, Hellen Lima, Henrique Gonçalves, Julio de Castro Vargas, Leonardo Lessa, Lucas Santiago Borgna, Makoto Hasegawa, Marisilvia Donadelli, Michel Moraes Ferreira, Natanael Nunes de Moura, Natanael Nunes de Moura Ju-

nior, Pedro Bittencourt, Phil Gaspar, Rodrigo Coura Torres, Rodrigo Pereira, Takuto Kunigo, Tomoe Kishimoto e Vinicius Schettino. São muitos, peço perdão a quem eventualmente não tenha sido citado.

Aos amigos em Genebra: Eduardo, Fernando Barbosa, Leandro Pivetta e Vera Nunes.

Aos meus amigos: Artur Vilar, Bruno Tinoco, Fernando França, João Gabriel Vieira, Natália Miranda Vargas, Rodrigo Forli e Rodrigo “Pex”.

Resumo da Tese apresentada à COPPE/UFRJ como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Doutor em Ciências (D.Sc.)

FILTRAGEM *ONLINE* BASEADA NA FUSÃO DE INFORMAÇÃO DE DETECTORES FINAMENTE SEGMENTADOS

Rafael Gonçalves Gama

Junho/2017

Orientador: José Manoel de Seixas

Programa: Engenharia Elétrica

O ATLAS é um dos experimentos instalados no entorno do mais potente acelerador de partículas já construído, o LHC (*Large Hadron Collider*). Este foi projetado para atingir uma energia de até 14 TeV, valor nunca alcançado anteriormente pela ciência e, também, um valor de luminosidade, sem precedentes, de $5 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, fornecendo um enorme potencial para o estudo de um vasto programa de física, incluindo o já confirmado bóson de Higgs e física além do modelo padrão. Atualmente o LHC opera com uma energia de 13 TeV e uma luminosidade de $1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Sendo assim, o LHC passará por atualizações para atingir as características comentadas. Esta tese apresenta um dos grandes desafios encontrados no ATLAS: 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 consideram as atualizações demonstraram que a banda passante, disponível para o sistema de filtragem, seria excedida devido ao aumento do ruído de fundo. A fim de contornar este problema, estudou-se um conceito que baseia-se na fusão da informação de dois detectores. Para que o mesmo fosse incorporado ao experimento, uma instrumentação eletrônica foi desenvolvida. Serão apresentados resultados da integração desta instrumentação com o ATLAS, assim como o rendimento da fusão de informação. É possível rejeitar 96,93% da taxa de falso alarme enquanto retém-se 98,20% das classificações corretas do sistema de filtragem. Tal sistema ainda sofre com a limitação de sua eficiência por efeito de descontinuidades nos detectores do experimento. Um sistema de filtragem *online* que busca superar tal limite de eficiência foi proposto, onde pôde-se obter um ganho de 13,01 pp na eficiência para um acréscimo de 3,75 pp na taxa de falso alarme.

Abstract of Thesis presented to COPPE/UFRJ as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor of Science (D.Sc.)

ONLINE FILTERING BASED ON THE INFORMATION FUSION FROM FINE SEGMENTED DETECTORS

Rafael Gonçalves Gama

June/2017

Advisor: José Manoel de Seixas

Department: Electrical Engineering

The ATLAS is one of the experiments installed on the LHC (Large Hadron Collider), the most powerful particle accelerator ever built. It was designed to deliver energies of up to 14 TeV, a value never reached before, and also an unprecedented luminosity of $5 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, providing a huge potential for the study of a vast physics program, which includes the Higgs boson and physics Beyond the Standard Model (BSM). Currently the LHC is running with a 13 TeV energy and a $1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ luminosity. In order to reach the mentioned values, the LHC will undergo an update process. This thesis presents 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 concept which is based on the information fusion of two detectors was studied. For it to be deployed into the experiment, an electronic instrumentation system was developed. Results of the system integration, as well as its performance, will be presented. It will be shown that it's possible to reject 96,93% of the false alarm rate while keeping 98,20% of the correct classification for the filtering system. This system also has its efficiency limited by discontinuities on its detectors. In order to overcome this issue an online filtering system was proposed, where it's possible to achieve a gain of 13,01 pp in efficiency for an increase of 3,75 pp in the false alarm rate.

Sumário

Lista de Figuras	xi
Lista de Tabelas	xv
Lista de Abreviaturas	xvi
1 Introdução	1
1.1 Motivação	3
1.2 O que foi feito	5
1.3 Roteiro do texto	8
2 O ATLAS	9
2.1 O acelerador LHC	9
2.2 O experimento ATLAS	10
2.3 O Calorímetro de Telhas do ATLAS (TileCal)	11
2.4 O Sistema de Trigger do ATLAS	15
2.5 As fases de atualização LHC/ATLAS	16
3 <i>Trigger</i> de múons assistido pelo TileCal: fusão de informação com leitura analógica	19
3.1 Fusão de informação para a redução de falsos alarmes na região central	19
3.2 Fusão de informação para a redução de falsos alarmes na região das tampas (TileMuon)	22
3.3 Fusão de informação para a redução de falsos alarmes considerando a fase 2 de atualização	27
3.4 O sistema de digitalização e processamento da leitura analógica dedicada a múons	30
3.4.1 Visão geral da interface entre o TileCal e as câmaras TGC	30
3.4.2 O módulo eletrônico TMDB	31
3.4.3 Circuitos digitais sintetizados no Core FPGA	35
3.4.4 Filtragem para a maximização de razão sinal-ruído	38
3.4.5 Desenvolvimento e Fabricação do módulo TMDB	39

4	<i>Trigger</i> de múons com leitura digital	42
4.1	<i>Trigger</i> utilizando apenas a RPC3	44
4.1.1	Métodos de coincidência	45
4.1.2	Estimação de coordenadas	47
4.2	Sistema de <i>trigger</i> utilizando as câmaras RPC3 e as células D do TileCal	48
4.2.1	Casamento em geometria	49
4.2.2	Confirmação de candidatos a múon detectados pelo <i>trigger</i> RPC3	56
4.3	Conjunto de dados utilizado	58
4.4	Cálculo de rendimento dos sistemas de <i>trigger</i> desenvolvidos	58
5	Resultados	62
5.1	Leitura Analógica	63
5.1.1	Resultados em laboratório do módulo TMDB	63
5.1.2	Rendimento do <i>trigger</i> combinado durante o comissionamento	73
5.2	Leitura Digital	76
5.2.1	Acurácia dos métodos de estimação de coordenadas do <i>trigger</i> RPC3	77
5.2.2	Rendimento do <i>trigger</i> RPC3	79
5.2.3	Rendimento da detecção de múons no TileCal	82
5.2.4	Rendimento do <i>trigger</i> RPC3+Tile	88
6	Conclusões	94
6.1	<i>Trigger</i> de múons assistido por calorimetria através de canais analógicos	96
6.1.1	Perspectivas	98
6.2	<i>Trigger</i> de múons assistido por calorimetria através de canais digitais	98
6.2.1	Perspectivas	100
	Referências Bibliográficas	101
	A O Sistema de Coordenadas do Detector ATLAS	109
	B Projeto de <i>authorship</i> do ATLAS	111
	C Lista de publicações	112

Lista de Figuras

2.1	O acelerador LHC e seus quatro detectores – extraído de [1].	9
2.2	O detector ATLAS e seus sub-detectores – extraído de [2].	11
2.3	Os calorímetros do ATLAS – extraído de [3].	12
2.4	Células do barril longo e do barril estendido – extraído de [4].	12
2.5	Diagrama de um módulo do TileCal – extraído de [5].	13
2.6	Pulso típico do Tilecal – extraído de [6].	14
2.7	Diagrama em blocos do processamento de sinais do TileCal – extraído de [7].	15
2.8	Diagrama em blocos do sistema de <i>trigger</i> e aquisição de dados do ATLAS – extraído de [1].	16
2.9	Ilustração do ruído de empilhamento. O sinal em preto é o sinal de interesse, enquanto o sinal de vermelho (atrasado) é remanescente da colisão anterior. – Extraído de [8]	18
3.1	Coincidência entre o TileCal e as câmaras de múons – Extraído de [9].	20
3.2	Rendimento da fusão de informação para a região central – Extraído de [10].	21
3.3	Região do ATLAS compreendendo as câmaras de múons e as células do TileCal, utilizadas na fusão para a região central – Extraído de [11].	23
3.4	Rendimento da fusão de informação para a região das tampas, utilizando dados de colisão de 2011 – Extraído de [9].	24
3.5	Distribuições de candidatos a múon selecionados pelo L1Muon e o NSW (contorno em preto), de candidatos a múon selecionados pelo L1Muon, NSW e o TileCal (em amarelo) e de múons <i>offline</i> com $p_T > 20$ GeV – Extraído de [9].	25
3.6	Razão sinal-ruído para as células D1 e D2 do barril do TileCal – Extraído de [11].	26
3.7	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) – Extraído de [9].	27

3.8	Distribuição de energia para múons com $p_T > 15$ GeV que cruzam as células D e BC8 do TileCal – Extraído de [12].	28
3.9	Razão sinal-ruído para as células D5 e D6 em função de $\langle \mu \rangle$ – Extraído de [9].	29
3.10	Diagrama em blocos da interface entre os módulos do TileCal e o TGC-Sector Logic.	31
3.11	Mapa da USA15.	32
3.12	Fotografia do módulo eletrônico TMDB.	33
3.13	Diagrama em blocos do módulo eletrônico TMDB.	33
3.14	Diagrama em blocos dos circuitos digitais sintetizados no Core FPGA.	36
3.15	Diagrama em blocos da unidade de processamento de módulo (MPU).	37
3.16	Estrutura transposta do filtro FIR – extraído de [13].	40
4.1	Mapa $\eta \times \phi$ das regiões que não são cobertas pelas câmaras RPC. Os pontos pretos indicam a região onde há falhas na instrumentação. – extraído de [11].	43
4.2	Distribuição do número de módulos estimulados por candidatos a múons, confirmados por simulação como múons com $p_T > 15$ GeV.	50
4.3	Distribuição do número de células estimuladas por candidatos a múon, confirmados por simulação como múons com $p_T > 15$ GeV. A figura (b) exibe a mesma distribuição com a escala vertical logarítmica.	51
4.4	Distribuição do número de células, por módulo, estimuladas por candidatos a múon, confirmados por simulação como múons com $p_T > 15$ GeV. A figura (b) exibe a mesma distribuição com a escala vertical logarítmica.	52
4.5	Distribuição do número de células, para uma região 2×2 (células \times módulos), estimuladas por candidatos a múon, confirmados por simulação como múons com $p_T > 15$ GeV. A figura (b) exibe a mesma distribuição com a escala vertical logarítmica.	53
4.6	Distribuição de E_i/E_{total} para <i>clusters</i> 2×2 selecionados no entorno de candidatos a múons, confirmados por simulação como múons com $p_T > 15$ GeV.	54
4.7	Distribuição de E_i para <i>clusters</i> 2×2 selecionados no entorno de candidatos a múons, confirmados por simulação como múons com $p_T > 15$ GeV.	55
5.1	Pulso médio adquirido pelo TMDB FV14 para uma carga de 12 pC.	64
5.2	Regressão linear para o ADC31 do TMDB FV14.	65
5.3	Regressão linear para o ADC11 do TMDB FV14.	66
5.4	Pulso médio adquirido pelo TMDB FV14 para uma carga de 3 pC.	66

5.5	Pulso médio adquirido pelo TMDB FV14 para uma carga de 6 pC.	67
5.6	Sumário dos ganhos obtidos para o TMDB FV14.	68
5.7	Sumário dos ganhos obtidos para o TMDB FV2.	68
5.8	Regressão linear para o ADC8 do TMDB FV2.	69
5.9	Regressão linear para o ADC9 do TMDB FV2.	69
5.10	Regressão linear para o ADC18 do TMDB FV2.	70
5.11	Pulsos médios adquiridos pelo TMDB FV2.	71
5.12	Sumário dos ganhos obtidos para os módulos TMDB.	72
5.13	Distribuições de ruído para o TMDB FV14.	72
5.14	Distribuições de ruído para o TMDB FV2.	73
5.15	Sumário dos valores de ruído obtidos para o TMDB FV14.	74
5.16	Sumário dos valores de ruído obtidos para o TMDB FV2.	74
5.17	Sumário dos valores de ruído obtidos para os módulos TMDB.	75
5.18	Matrizes de covariância do ruído para o TMDB FV14.	75
5.19	Matrizes de covariância do ruído para o TMDB FV2.	76
5.20	Rendimento do TileMuon durante o comissionamento – extraído de [14].	77
5.21	Distribuições de $\Delta\eta$ para múons com carga negativa (μ^-) e múons com carga positiva (μ^+).	80
5.22	Distribuições de $\Delta\phi$ para múons com carga negativa (μ^-) e múons com carga positiva (μ^+).	81
5.23	(a) Curvas ROC para o <i>cluster</i> 2×2 e (b) versão ampliada das curvas em (a).	84
5.24	(a) Curvas ROC para o <i>cluster</i> 2×3 e (b) versão ampliada das curvas em (a).	84
5.25	(a) Curvas ROC para o <i>cluster</i> 3×2 e (b) versão ampliada das curvas em (a).	85
5.26	(a) Curvas ROC para o <i>cluster</i> 3×3 e (b) versão ampliada das curvas em (a).	86
5.27	Curvas ROC para os detectores com <i>clusters</i> 2×2 , 2×3 , 3×2 e 3×3 , utilizando apenas a célula mais energética.	88
5.28	Curvas de eficiência em função de p_T para os <i>triggers</i> RPC3+Tile, RPC3 e L1_MU15.	89
5.29	Curvas de eficiência em função de η para os <i>triggers</i> RPC3+Tile, RPC3 e L1_MU15, em relação a múons de simulação com $p_T > 15$ GeV.	90
5.30	Curvas de eficiência em função de ϕ para os <i>triggers</i> RPC3+Tile, RPC3 e L1_MU15, em relação a múons de simulação com $p_T > 15$ GeV.	92
5.31	Mapas de eficiência $\eta \times \phi$ para os <i>triggers</i> RPC3+Tile e L1_MU15, em relação a múons de simulação com $p_T > 15$ GeV.	93

A.1 Sistema de coordenadas utilizado no ATLAS.	110
--	-----

Lista de Tabelas

4.1	Computação de parâmetros para o <i>trigger</i> RPC3.	59
4.2	Computação de parâmetros para o <i>trigger</i> RPC3+Tile.	60
4.3	Computação de parâmetros para o detector de múons no TileCal. . .	61
5.1	Rendimento do <i>trigger</i> RPC3	79
5.2	Relevância das células	83
5.3	Rendimento para os detectores com <i>clusters</i> 2×2 , 2×3 , 3×2 e 3×3 , nos casos em que todas as células são utilizadas e nos casos em que apenas a célula mais energética é utilizada.	86
5.4	Rendimento dos <i>triggers</i> RPC3+Tile, RPC3 e L1_MU15.	91

Lista de Abreviaturas

ALICE	<i>A Large Ion Collider Experiment</i> , um dos detectores do LHC, p. 10
ATLAS	<i>A Toroidal LHC ApparatuS</i> , um dos detectores do LHC, p. 3
CERN	Organização Europeia para Pesquisa Nuclear, originalmente do francês <i>Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire</i> , p. 3
CMS	<i>Compact Muon Solenoid</i> , um dos detectores do LHC, p. 10
DSP	<i>Digital Signal Processors</i> , p. 2
EBA	Região do estendido longo no lado A do detector, p. 11
EBC	Região do estendido longo no lado C do detector, p. 11
EF	<i>Event Filter</i> , p. 15
FAE	Física de Altas Energias, p. 3
FPGA	<i>Field Programmable Gate Array</i> , p. 2
HLT	<i>High Level Trigger</i> , p. 15, 79
ICA	Independent Component Analysis, p. 100
L1Muon	Primeiro nível para o sistema de filtragem (<i>trigger</i>) de múons, p. 8
L1	Primeiro nível de filtragem, p. 15
L2	Segundo nível de filtragem, p. 15
LBA	Região do barril longo no lado A do detector, p. 11
LBC	Região do barril longo no lado C do detector, p. 11
LHC	Grande Colisor de Hádrons, do inglês <i>Large Hadron Collider</i> , p. 3

LHCb	<i>Large Hadron Collider beauty</i> , um dos detectores do LHC, p. 10
MS	Espectrômetro de Múons, do inglês <i>Muon Spectrometer</i> , p. 8
PMT	Tubo fotomultiplicador, do inglês <i>Photomultiplier Tube</i> , p. 12, 41
ROC	<i>Receiver Operating Characteristics.</i> , p. 88
ROD	<i>Readout Driver</i> , p. 14
ROI	Região de interesse, do inglês <i>Region of Interest</i> , p. 79
RPC	<i>Resistive Plate Chamber</i> , uma das câmaras para detecção de múons no MS, p. 8
SNR	Razão sinal-ruído, do inglês <i>Signal to Noise Ratio</i> , p. 41
SUSY	Supersimetria, do inglês <i>supersimmetry.</i> , p. 17
TDAQ	Sistema de <i>trigger</i> e aquisição de dados no ATLAS, do inglês <i>Trigger and Data Acquisition System</i> , p. 8
TGC	<i>Thin Gap Chambers</i> , tecnologia utilizada nas câmaras de <i>trigger</i> de múons na região das tampas do ATLAS, p. 41
TMDB	<i>Tile Muon Digitizer Board</i> , p. 8
TileCal	Calorímetro Hadrônico do ATLAS, p. 8
USA15	Caverna de serviço do ATLAS, onde está situada a eletrônica do experimento, p. 31
UX15	Caverna onde está situado o detector ATLAS, p. 31

Capítulo 1

Introdução

A aquisição e o gerenciamento de informação são indispensáveis para o estabelecimento e a evolução de diversas áreas do conhecimento como medicina, biologia, física, engenharia, entre outras. Na maioria das ocasiões sensores são empregados de forma a traduzir a informação em alguma grandeza eletricamente mensurável. Há situações onde a informação é traduzida por diferentes sensores, com características distintas, a fim de caracterizar-se um mesmo objeto de estudo. Neste caso, diz-se que a informação é segmentada. Dependendo da complexidade de tal objeto, uma fina segmentação é utilizada, de modo que a correspondente granularidade dos sensores promova a riqueza de detalhes exigida.

Um ambiente com copiosa quantidade de informação e elevada taxa de amostragem, com baixa razão sinal-ruído, finamente segmentado, e onde é mandatório detectar-se um raro padrão imerso em abundante informação ordinária, não é uma situação incomum, quando percebe-se que, ao menos, duas dessas características, se não todas, podem ser identificadas em diversas aplicações de controle, telecomunicações, processamento de áudio e vídeo, *big data*, etc. Esta consideração permite afirmar que muitos dos atuais problemas de engenharia residem no tratamento da informação, de forma que os requisitos e objetivos de uma determinada aplicação possam ser atingidos. Devido ao constante crescimento de exigências tecnológicas ao redor do globo, obriga-se que essas aplicações operem em ambientes cada vez mais desafiadores. Logo, para solucionar tais desafios, há uma grande demanda por sistemas inteligentes, que encontram seus fundamentos em áreas como processamento de sinais, inteligência computacional e teoria da informação.

Em ambientes com baixa razão sinal ruído, o sinal que carrega a informação de interesse pode estar corrompido. Cabe ao sistema inteligente incorporar técnicas que permitam a recuperação deste sinal, de acordo com a necessidade da aplicação. Para esta finalidade existem técnicas como a filtragem casada que, baseada em um teste de hipótese entre o sinal ruidoso e um modelo que caracteriza o sinal de interesse, é capaz de oferecer resultados notórios em diversos contextos. A fina segmentação

implicará em dados de alta dimensão, gerando possíveis cenários de processamento impraticáveis. Este problema pode ser contornado com técnicas de compactação que permitem que a informação seja representada em um novo espaço de menor dimensão, onde exclui-se a parte irrelevante da informação e retém-se o que é de interesse. Como a informação é segmentada, um pré-processamento dedicado e ajustado à cada segmento da informação pode promover um sistema mais eficiente. Abordando a detecção de um raro padrão imerso em volumosa informação, deve-se projetar um sistema que seja altamente sensível ao objeto de interesse mas, ao mesmo tempo, ofereça máxima rejeição ao ordinário. Esta tarefa pode se beneficiar de abordagens segmentadas, onde a fusão de dados de fontes distintas é possível.

É importante notar que há instâncias onde não se pode arcar com dados de alta dimensão gerados a uma elevada taxa. E no caso de aplicações cujo objetivo é encontrar um raro padrão, a redução da referida taxa implicaria na diminuição da probabilidade de detecção. Devido às limitações práticas de processamento, de armazenamento, e de largura de banda, uma filtragem *online* faz-se necessária para a rejeição do que for espúrio em etapas iniciais do processamento. Para atender a rigorosos requerimentos de tempo de processamento é comum a utilização de *hardware* especializado (sistemas embarcados), baseados em FPGA (*Field Programmable Gate Array*) e DSP (*Digital Signal Processors*), processando uma quantidade reduzida de canais (dimensão reduzida), contudo, ainda capazes de oferecer suficiente representatividade para a filtragem. Esta tarefa pode acontecer em níveis iniciais do processo, permitindo que níveis mais altos tenham mais tempo de processamento disponível, uma vez que estes receberão apenas amostras selecionadas pelo nível anterior. Com mais tempo disponível, os níveis mais altos podem usufruir de todos os canais disponíveis e executar algoritmos mais rebuscados.

As técnicas de processamento mencionadas podem proporcionar grandes benefícios com o conhecimento especializado do objeto de estudo. Esses objetos exibem frequentemente um comportamento não-linear oriundo de sua própria natureza e/ou inerente ao processo de sua detecção. Técnicas de processamento capazes de acessar a estatística de ordem superior da informação são mais eficientes, neste caso, apesar de exigirem mais recursos computacionais. Tais técnicas são amplamente utilizadas em processamento *offline*, quando dados já armazenados são processados sem rigorosas exigências de tempo de processamento. As referidas técnicas são, também, cada vez mais empregadas em processamento *online*, em virtude da elaboração de algoritmos mais rápidos e de avanços tecnológicos que permitem o desenvolvimento de dispositivos com maior poder computacional. De qualquer maneira, o compromisso entre a demanda por recursos computacionais e o rendimento requerido deve sempre ser observado para que se possa conceber um sistema equilibrado em termos de custo e aproveitamento.

1.1 Motivação

A Física de Altas Energias, abreviada pelo acrônimo FAE, é uma área do conhecimento que estuda as forças ou interações fundamentais da natureza e seus principais elementos, chamados de partículas (daí também surge o termo Física de Partículas) que, por sua vez, são conhecidas como os blocos fundamentais que constituem toda a matéria que nos rodeia. Com a intenção de elucidar questões relacionadas à formação e à evolução do universo, aos mecanismos pelos quais se dá a interação com a matéria, entre outras, a FAE necessita de métodos experimentais cada vez mais avançados, capazes de promover níveis de detalhe e profundidade jamais alcançados. Respondendo a esta demanda, diferentes experimentos foram construídos ao longo da história. Um exemplo notável é o conjunto formado por aceleradores de partículas e seus detectores, aparatos utilizados há mais de oito décadas para a exploração de nova física e na comprovação de modelos teóricos previamente estabelecidos, como a confirmação dos bósons W e Z em 1983 no CERN (Hoje em dia chamada de Organização Europeia para Pesquisa Nuclear e originalmente do francês *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*) e a confirmação do bóson de Higgs em 2013, também no CERN, pelos detectores ATLAS e CMS. Estes bósons tratam-se de partículas de grande interesse para a física, uma vez que os mesmos desempenham papéis fundamentais no modelo padrão.

Atualmente, no CERN, o acelerador principal é o LHC (do inglês *Large Hadron Collider*) que é o maior e mais potente acelerador de partículas construído até os dias de hoje, projetado para atingir energias de até 14 TeV, com uma geometria circular cujo perímetro mede cerca de 27 Km. O LHC ocupa um túnel subterrâneo situado nas proximidades da fronteira entre a França e a Suíça. Neste acelerador, pacotes de prótons são acelerados em sentidos opostos e colididos a uma elevada taxa, provocando uma reação que gera diversos subprodutos. Ao redor dos pontos de colisão, detectores são empregados para colher o máximo de informação das partículas geradas. Há quatro detectores em operação no LHC, sendo o ATLAS o maior detector de partículas já construído. O ATLAS é um detector de uso geral, cobrindo um vasto programa de física. Assim, o ATLAS deve detectar raríssimos eventos que acontecem em meio a uma profusa quantidade de outros eventos já conhecidos pela física (chamados de *background*, o ruído de fundo do experimento) que, portanto, são considerados desinteressantes.

A probabilidade de observar a física de interesse torna-se plausível apenas quando as partículas são aceleradas a altas energias e colididas a elevadas taxas. Por este motivo, o LHC quer atingir o patamar dos 14 TeV de energia e já opera a uma taxa de 40 milhões de colisões por segundo. A cada colisão, cerca de 1,5 MB de dados são gerados no ATLAS. Ainda que existam avançadas ferramentas e recursos

para a análise *offline* de informação, não seria possível armazenar os 60 TB/s de dados que emergem do ATLAS. Os dados se acumulariam a níveis inconcebíveis em pouquíssimo tempo, uma vez que a taxa de produção de informação seria excessivamente maior que a taxa de análise da informação. Para reduzir este enorme fluxo de dados utiliza-se um sistema de filtragem *online* baseado em técnicas de processamento distribuído, através de sistemas eletrônicos embarcados (dedicados) de alta velocidade e de *clusters* de computação paralela. Este sistema é baseado em diferentes níveis de filtragem, que reduzem progressivamente a quantidade de informação gerada no ATLAS, buscando o melhor compromisso entre a retenção do extraordinário e a rejeição do ordinário.

Além do enorme fluxo de dados que deve ser processado, ainda há outro grande desafio enfrentado pelo sistema de filtragem: lidar com eventos espúrios ou falsos alarmes. Isto é, eventos desinteressantes que têm um perfil muito similar aos dos eventos de interesse, provocando uma grande dificuldade para o sistema inteligente que, como dito anteriormente, deve operar com máximo poder de discriminação. Tais falsos alarmes acabam ocupando a banda passante do sistema de filtragem, reduzindo a probabilidade para que eventos de interesse sejam observados. Em muitos experimentos, e também no ATLAS, é comum que um processo físico de interesse seja observado indiretamente, através da detecção de partículas que são geradas por um ou mais decaimentos concernentes a tal processo, caracterizando uma espécie de assinatura do mesmo. Processos físicos ordinários acabam sendo gerados pelos próprios processos interessantes, através de seus decaimentos, acarretando em mais informação para ocupar e confundir o sistema de filtragem. Além disso, ao interagir com a estrutura do detector e com o ambiente onde o detector está situado, processos físicos gerados pelas colisões podem, também, gerar um fluxo de partículas que irá perturbar o sistema de filtragem.

O experimento ATLAS visa estudar um extenso programa de física, incluindo física além do modelo padrão e a medição de evidências experimentais que, como comentado anteriormente, já levaram à confirmação do bóson de Higgs. Este bóson se manifesta através de diversos decaimentos e, sendo assim, 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 que, por sua vez, permitem o aperfeiçoamento da teoria que apoia os estudos do bóson de Higgs e da física além do modelo padrão. Para atender a esta demanda, o LHC já passou por uma fase (fase 0) e ainda vai passar por duas fases (fases 1 e 2) de atualização para fornecer mais luminosidade aos experimentos em seu entorno. Tal aumento de luminosidade proporcionará mais informação, contudo a produção de ruído de fundo também será maior. É essencial que o ATLAS

seja capaz de operar, neste novo ambiente, mantendo ou até mesmo superando o rendimento obtido para luminosidades inferiores. Sendo assim, o sistema de filtração *online* do ATLAS (ou sistema de *trigger*^{1,2}) deve ser também atualizado, assim como os próprios detectores que compõem o experimento, para manter uma elevada eficiência de detecção de processos físicos de interesse imersos em maior quantidade de informação ordinária. Este é um cenário muito desafiador no que tange a ocupação da banda passante, disponível para o sistema de *trigger*, com informação de interesse.

O sistema de *trigger* de múons é de grande importância para o programa de física do ATLAS, particularmente à luz da confirmação do bóson de Higgs, uma vez que múons participam de decaimentos de diferentes canais de produção do referido bóson. A largura de banda alocada para o *trigger* de nível-1 de múons (L1Muon) é de 25 kHz. Caso alterações não sejam realizadas para tal sistema de *trigger*, a taxa de múons ($p_T > 20$ GeV) chegará a mais de 50 kHz para a luminosidade que será atingida após a fase 1 de atualização. Grande parte desta taxa é, na realidade, provocada pelo ruído de fundo. Além disso, em consequência da complexa estrutura mecânica do ATLAS, existem descontinuidades na instrumentação que alimenta o L1Muon. Estas limitam a eficiência para detecção de múons, na região central do ATLAS, em cerca de 70%. Como a detecção de múons desempenha um papel fundamental para o programa de física do ATLAS, deseja-se estudar e desenvolver sistemas de *trigger* que solucionem tanto o problema da banda passante, que é excedida em decorrência da alta taxa de falsos múons, quanto o problema da limitação da eficiência para a detecção de múons, que ocorre por efeito de descontinuidades na instrumentação, produzindo, desta maneira, importantes contribuições para o programa de atualização do sistema *online* de *trigger* do ATLAS.

1.2 O que foi feito

Com o propósito de desenvolver uma solução para o problema da banda passante, que é excedida em decorrência da alta taxa de falsos múons, quando considera-se as condições que serão atingidas com as atualizações do LHC, realizou-se o estudo de um conceito onde é realizada a fusão da informação de dois detectores do ATLAS: um calorímetro e um detector de múons. Tal conceito baseia-se na coincidência entre a detecção de um mesmo múon nos referidos detectores. Os múons pelos quais se tem interesse cruzam os dois detectores, enquanto os falsos múons interagem apenas com o detector de múons. Desta maneira, a avaliação da referida coincidência permite a

¹Também chamado de sistema de *trigger* (sistema de disparo) por tratar-se de um sistema que dispara o processo de aquisição de dados no experimento.

²Tanto o termo “sistema de filtração” como o termo “sistema de *trigger*” serão usados, de maneira equivalente, ao longo do presente trabalho.

rejeição das partículas do ruído de fundo.

A utilização da informação do calorímetro para a fusão só é possível porque a eletrônica do mesmo disponibiliza um canal analógico de leitura dedicado à detecção de múons. Contudo, tal canal havia sido reservado para uma possível necessidade futura e, portanto, nunca havia sido digitalizado e integrado ao sistema de *trigger* do ATLAS. Diante da necessidade de utilizar a informação do canal de múons para auxiliar o *trigger*, um módulo eletrônico foi desenvolvido para realizar o processamento do tal canal. Este processamento inclui a digitalização de sinais, através de conversores analógico-digital com alta taxa de amostragem, a maximização da razão sinal-ruído dos sinais digitalizados, baseada em filtragem casada implementada em FPGA, e a comunicação com o sistema de *trigger* e aquisição de dados do ATLAS, utilizando protocolos de comunicação de alta velocidade, também implementados em FPGA, interligados por meio de fibras ópticas.

Diversas contribuições ao projeto, à fabricação e aos testes do módulo eletrônico, foram realizados durante o desenvolvimento da presente tese. Além disso, testes em um laboratório do ATLAS foram feitos para avaliar a integração do módulo com o ambiente onde o mesmo deverá operar. Tais testes foram de suma importância para que a fusão de informação fosse, de fato, integrada ao experimento, uma vez que os mesmos demonstram a linearidade do módulo para a medição de energia no calorímetro, além do êxito na integração com a eletrônica do ATLAS. A partir dos resultados obtidos com os testes em laboratório, a fusão de informação pôde passar para a fase de comissionamento. Nesta fase, os módulos eletrônicos foram instalados junto com a eletrônica do experimento e diversos testes foram efetuados com a finalidade de avaliar o sucesso na integração e, também, para estudar o rendimento do novo sistema de *trigger* que usa a fusão de informação.

Apesar do envolvimento do autor da presente tese com a fase de comissionamento³, os resultados obtidos durante tal fase não foram realizados pelo referido autor. O foco desta tese foi mantido na linha da fusão de informação para atender a limitação da eficiência do *trigger* de múons.

O outro problema do *trigger* de múons é que o mesmo tem a sua eficiência limitada, em cerca de 70%, por efeito de descontinuidades na instrumentação (câmaras de múons) que alimenta o referido *trigger*. Para que um múon de alto p_T seja detectado, o *trigger* requer uma coincidência de interações em três camadas de câmaras de múons. As duas primeiras camadas são as que tem o maior número de descontinuidades. Deste modo, com o objetivo de excluir a participação das duas primeiras camadas, um *trigger* que é alimentado apenas pela terceira camada foi proposto. Sem a coincidência com as camadas que exibem o maior número de

³O comissionamento do sistema de *trigger* que utiliza a fusão de informação, apesar de próximo de sua finalização, ainda estava em andamento durante a redação do presente documento.

descontinuidades, espera-se obter uma eficiência superior a do *trigger* de múons. Em contrapartida, um aumento da taxa de falso alarme é também esperado. Por conseguinte, baseando-se no mesmo conceito de fusão de informação apresentado acima, o calorímetro foi utilizado para reduzir a taxa de falso alarme do *trigger* que é alimentado apenas pelas câmaras da terceira camada.

A região do calorímetro que coincide com as câmaras de múons é denominada de barril. Esta região não exhibe uma razão sinal-ruído favorável para a detecção de múons. Esta afirmação é válida apenas quando a informação do barril é lida através dos canais analógicos de múons, cujo valor RMS do ruído eletrônico é cerca de 200 MeV. Com a fase 2 de atualização, a eletrônica do calorímetro será atualizada e a informação do barril poderá ser lida através de um canal digital, cujo valor RMS do ruído eletrônico é cerca de 20 MeV. Pode-se dizer que a razão sinal-ruído do canal digital é 10 vezes maior que a do canal analógico, criando uma situação favorável para a detecção de múons. A fim de usufruir de tal situação, o estudo da fusão de informação considerou as condições que serão obtidas com a nova eletrônica do calorímetro.

Para que a fusão de informação pudesse ser realizada, foi necessário estimar as dimensões da região do calorímetro por onde passa um múon que foi detectado pelas câmaras de múons. As geometrias destes detectores são distintas, há a incerteza de medição de cada detector e ainda existe um campo magnético que deflexiona a trajetória de múons. Deste modo, há uma considerável incerteza para a posição por onde um múon cruza o calorímetro em relação a posição em que o mesmo foi detectado por uma câmara de múon. Além disso, com o objetivo de analisar o impacto do tamanho das referidas regiões no rendimento da detecção de múons no calorímetro, quatro detectores alimentados por regiões com diferentes dimensões foram avaliados. Por fim, avaliou-se, em comparação com o *trigger* de múons, o rendimento do *trigger* que combina a informação das câmaras de múons da terceira camada com a informação do calorímetro.

Em suma, dois sistemas *online* de *trigger* foram desenvolvidos na presente tese. O primeiro busca solucionar o problema da banda passante que é excedida em decorrência do ruído de fundo, através da fusão de informação que utiliza um canal analógico de leitura. O segundo busca solucionar a limitação de eficiência para a detecção de múons, por conta de descontinuidades nas câmaras de múons, através da fusão de informação que emprega um canal digital de leitura. Ambos os sistemas baseiam-se no paradigma da utilização da calorimetria para auxiliar a detecção *online* de múons. A fusão da informação de calorimetria com a informação de câmaras de múons para a concepção de sistemas *online* de *trigger*, que buscam aperfeiçoar a detecção de múons, no contexto da atualização de um experimento de altas energias de grande porte, é uma contribuição deste trabalho.

O projeto do sistema de *trigger* que considera o canal digital de leitura foi a base de um processo de *authorship* do ATLAS cumprido pelo autor da presente tese. Tal processo prevê um trabalho cuja duração mínima é um ano, sob a supervisão de um pesquisador do experimento, onde contribuições pré-acordadas são desenvolvidas. Durante este processo diversas apresentações são realizadas para a colaboração do ATLAS, de modo a proporcionar o acompanhamento do que está sendo desenvolvido. Com o fim deste processo, uma apresentação final das contribuições é realizada para a colaboração. Com a aprovação das contribuições, o candidato é reconhecido como autor do experimento, ou seja, a contribuição feita é reconhecida como essencial ao experimento e aos resultados por ele obtidos. O projeto de *authorship* desenvolvido durante a elaboração da presente tese pode ser visto no apêndice B.

1.3 Roteiro do texto

No capítulo 2 será apresentado o experimento ATLAS, onde o trabalho desenvolvido na presente tese é aplicado. O acelerador LHC é brevemente descrito, seguido de uma visão geral do experimento. Além disso, são apresentados os detectores que compõem o ATLAS e o sistema de filtragem *online*. Por último há uma explicação sobre as fases de atualização do LHC/ATLAS.

No capítulo 3 será mostrado o estudo sobre o conceito de fusão da informação, entre o calorímetro hadrônico do ATLAS e as câmaras de múons do mesmo, considerando as fases de atualização do LHC/ATLAS e o canal analógico para a detecção de múons. Tal fusão visa solucionar o problema da banda passante do *trigger online* de múons, que é excedida em decorrência do ruído fundo. Ainda neste capítulo será apresentado o módulo eletrônico que foi desenvolvido para processar o sinal do canal analógico de múons.

No capítulo 4 será apresentado o desenvolvimento de um sistema de *trigger* que busca solucionar a limitação da eficiência do *trigger online* de múons, por efeito de descontinuidades nas câmaras de múons. O conceito da fusão de informação é também empregado neste capítulo, mas considera-se um canal digital para a detecção de múons.

O capítulo 5 reúne os resultados obtidos durante a elaboração da presente tese. Serão apresentados resultados, em laboratório, do módulo eletrônico que processa o canal analógico de múons. Em seguida, será apresentado o rendimento do *trigger* que visa solucionar o problema da banda passante, durante o seu comissionamento no ATLAS. Por último, serão apresentados resultados de rendimento para os sistemas de *trigger* que foram desenvolvidos para solucionar a limitação da eficiência.

Por fim, no capítulo 6, serão apresentadas as conclusões e perspectivas sobre o que foi desenvolvido na presente tese.

Capítulo 2

O ATLAS

O presente trabalho foi realizado em colaboração com o experimento ATLAS, no Centro Europeu para a Pesquisa Nuclear (CERN) [15]. Este capítulo introduzirá o experimento ATLAS que está em operação no CERN.

2.1 O acelerador LHC

No CERN, na fronteira franco-suíça, pesquisadores estudam, através de instrumentos científicos complexos, a estrutura fundamental da matéria explorando a física além do Modelo Padrão [16]. Os instrumentos utilizados são aceleradores de partículas e detectores. Os aceleradores elevam as energias dos feixes de partículas antes de os colocarem em colisão entre si, ou com alvos fixos. Já os detectores, observam e registram os resultados destas colisões [17].

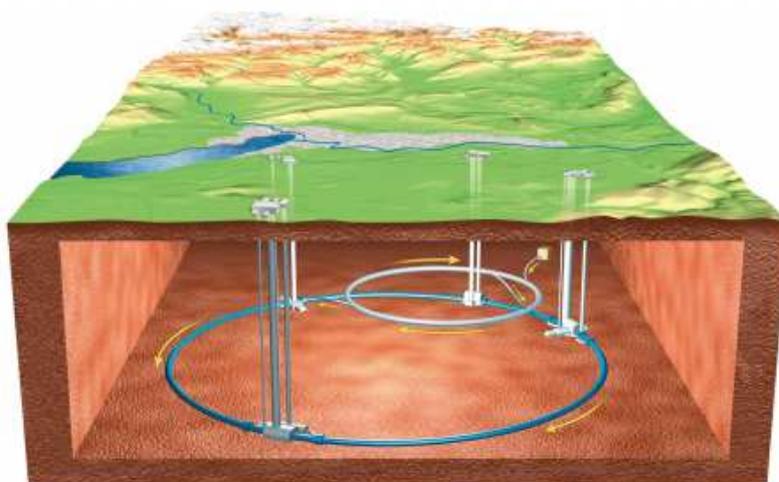


Figura 2.1: O acelerador LHC e seus quatro detectores – extraído de [1].

O Grande Colisor de Hádrons (LHC) [18] é o colisor de partículas mais energético do mundo e completou três anos de operação com sucesso, colidindo prótons com

energia no centro de massa de 13 TeV. O LHC foi construído, no CERN, em um túnel circular de 27 Km de circunferência a aproximadamente 100 metros abaixo da superfície terrestre, como ilustrado na Figura 2.1. Neste túnel, dois feixes de prótons são acelerados, em sentidos opostos, e colididos em pontos específicos. Detectores são posicionados estrategicamente no túnel e coletam as informações provenientes das colisões. Quatro experimentos estão instalados ao longo do túnel no LHC. Dois detectores de propósito geral, o ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*) [5] e o CMS (*Compact Muon Solenoid*) [19], que foram projetados e otimizados para estudar a nova física na escala de energia de TeV. Os outros dois experimentos, o LHCb (*Large Hadron Collider beauty*) [20] e o ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) [21], foram projetados para estudar fenômenos específicos. O LHCb foi desenvolvido para estudos da violação da simetria CP e procura por decaimentos raros. Já o ALICE, destina-se ao estudo do plasma de quarks-glúons obtido pela colisão de íons pesados (colisões Pb-Pb).

2.2 O experimento ATLAS

O ATLAS é o maior experimento do LHC. Este possui aproximadamente 45 metros de comprimento, 25 metros de altura e em torno de 7000 toneladas (ver Figura 2.2). Os componentes principais do ATLAS são: o Detector Central (Inner Detector) [22], o Solenoide (*Solenoidal Magnets*) que envolve o Detector Central, os calorímetros Eletromagnético e Hadrônico [23], o Toroide (*Toroid Magnets*) e o Espectrômetro de Múons (*Muon Spectrometer*) [24]. O sistema de coordenadas do ATLAS é detalhado no Apêndice A. Alguns dos principais critérios utilizados para o projeto do detector podem ser destacados:

- Calorímetro eletromagnético de alta eficiência na identificação e medição de elétrons e fótons com suporte do calorímetro hadrônico para as medições de jatos.
- Alta granularidade tanto na direção η de pseudo-rapidez quanto em azimute ϕ . O ângulo azimutal ϕ é medido em torno do eixo do feixe (eixo z) (ver Apêndice A).
- Medidas de múons com alta precisão e eficiência, utilizando o espectrômetro de múons.
- Sistema de *trigger* de partículas de baixo momento transversal (p_T).

O ATLAS tem um programa de física extenso sendo projetado para explorar todo o potencial de descoberta do LHC. Depois de um intenso período de comissionamento, o ATLAS operou entre 2010 e 2012 e já retomou a operação em 2015,

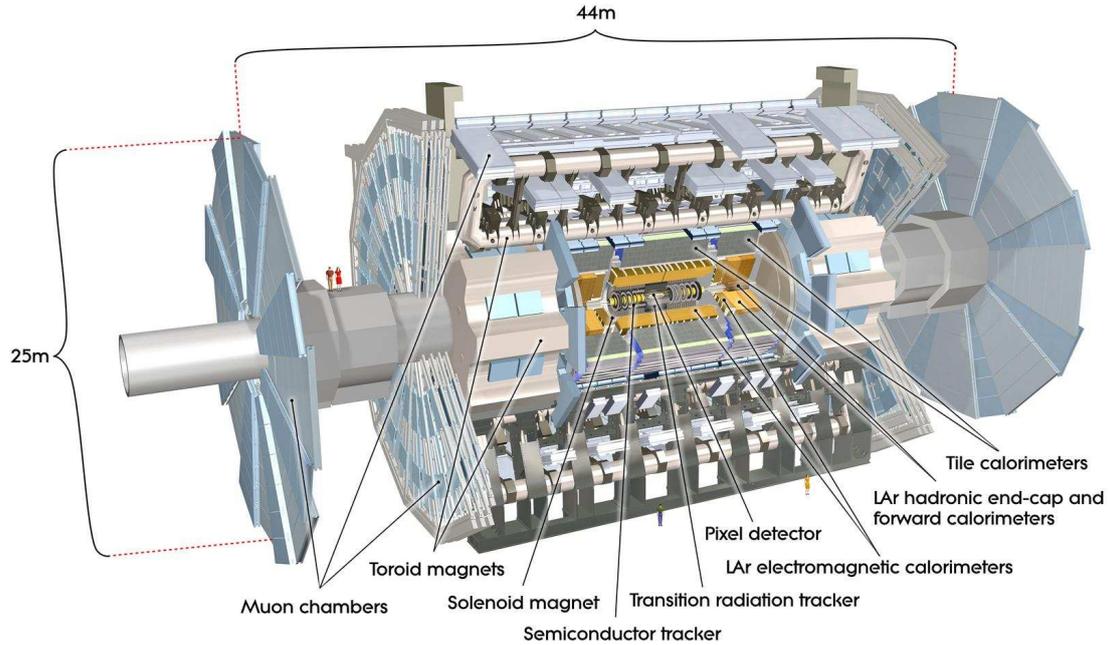


Figura 2.2: O detector ATLAS e seus sub-detecores – extraído de [2].

com o fim da primeira fase de atualização (fase 0). A existência do bóson de Higgs, partícula prevista pelo Modelo Padrão [16], foi comprovada em 2013 através dos dados que foram colhidos pelo ATLAS e o CMS durante a operação entre 2010 e 2012 [25].

2.3 O Calorímetro de Telhas do ATLAS (TileCal)

O calorímetro de telhas do ATLAS, normalmente chamado de TileCal, é o principal calorímetro hadrônico do detector ATLAS e atingiu suas expectativas durante os primeiros anos de operação do LHC [26]. O objetivo do TileCal é realizar medidas precisas envolvendo hádrons, jatos, taus e da energia transversa faltante. Além disso, a informação proveniente do TileCal é utilizada para a tomada de decisão realizada pelo sistema *online* de *trigger* do ATLAS [27].

O TileCal é formado por três cilindros, um barril longo central dividido em duas partições independentes, LBA e LBC, e dois barris estendidos, EBA e EBC. Ao todo, o TileCal cobre a maior parte da região central do ATLAS, com $\eta < 1,7$ (ver Figuras 2.3 e 2.4).

No que tange o seu princípio de funcionamento, o TileCal utiliza placas de aço como material absorvedor e telhas plásticas cintilantes como material amostrador [28]. As partículas hadrônicas, provenientes das colisões, interagem com o material pesado, depositando energia que é parcialmente amostrada pelas telhas cintilantes. A energia é gerada através de interações de *bremstrahlung* e produção de pares

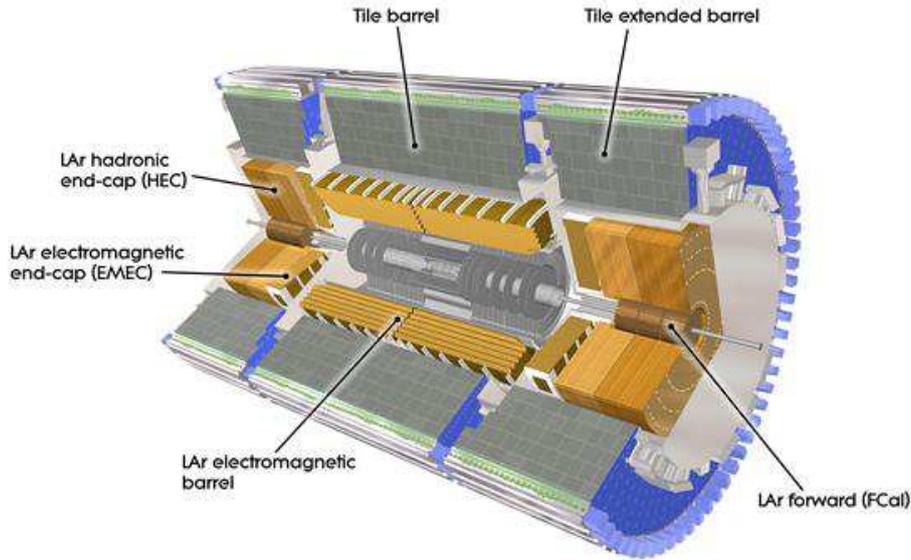


Figura 2.3: Os calorímetros do ATLAS – extraído de [3].

elétron-pósitron. Por sua vez, as telhas cintilantes transformam elétrons em um sinal luminoso. Esta luz é, em seguida, transmitida por fibras ópticas e lida por tubos fotomultiplicadores (PMTs), os quais geram os sinais elétricos que devem ser processados. A Figura 2.5 mostra o desenho esquemático do sistema de coleta do sinal utilizado em um módulo do TileCal.

Cada módulo do barril central e do barril estendido é dividido, respectivamente, em 23 e 16 células com dupla leitura, resultando em aproximadamente 10.000 canais. Além disso, cada barril é dividido em 64 módulos em azimute, ϕ , resultando numa granularidade de $\Delta\phi = 0,1$. Cada módulo é segmentado radialmente (profundidade) em três camadas de células com uma granularidade de $\Delta\eta = 0,1$ para as duas primeiras camadas e $\Delta\eta = 0,2$ para a terceira camada. As camadas pertencentes a

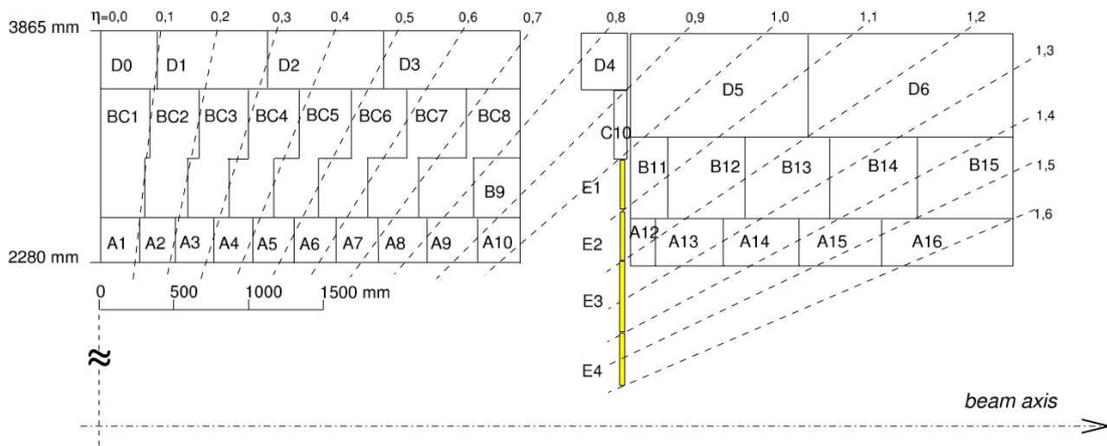


Figura 2.4: Células do barril longo e do barril estendido – extraído de [4].

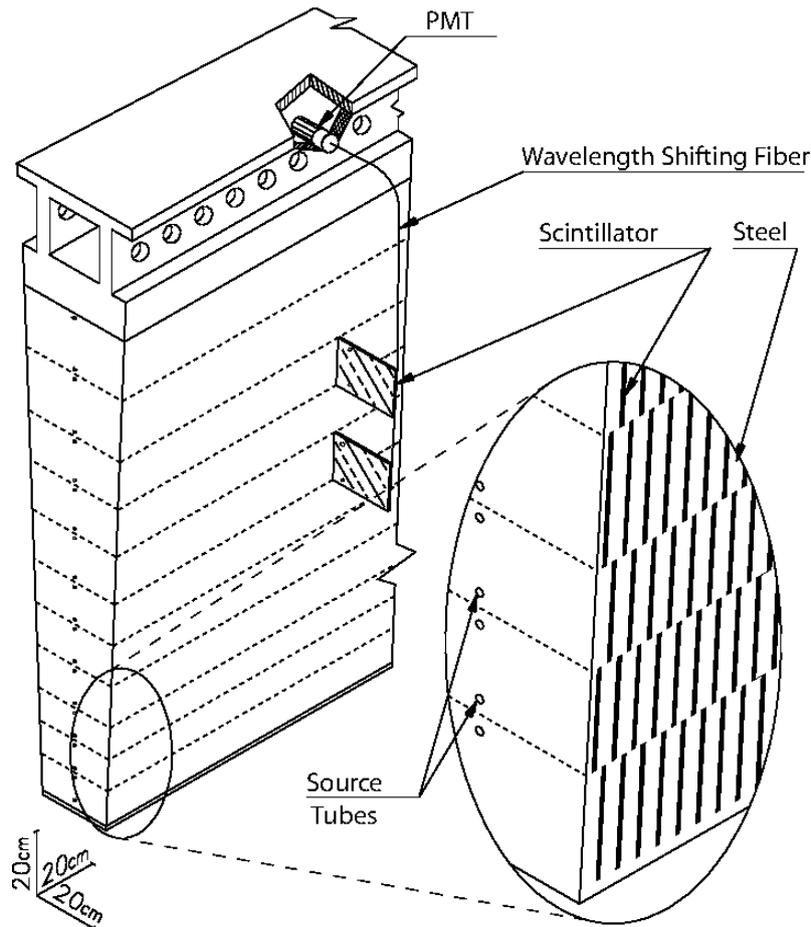


Figura 2.5: Diagrama de um módulo do TileCal – extraído de [5].

cada $\Delta\eta$ são somadas e esta informação compactada, chamada de Torre de Trigger, é enviada ao primeiro nível de *trigger* (L1) do ATLAS. A segmentação de células do TileCal está representada na Figura 2.4 para um módulo do barril central e um módulo do barril estendido (apenas a região $\eta > 0$ está representada).

O pulso rápido gerado na saída da PMT é condicionado por um circuito de conformação (*shaper*) [29], o qual fornece um pulso cuja amplitude é proporcional à energia depositada. Consequentemente, a forma do pulso pode ser considerada como invariante de canal a canal [30]. A energia depositada pela partícula em um dado canal pode então ser calculada através da estimação da amplitude do pulso.

Com a finalidade de cobrir toda a faixa de energia requerida (220 MeV até 1,3 TeV) o pulso conformado é amplificado por dois amplificadores com razão de ganho de 64. Os sinais analógicos são convertidos em digitais por um conversor com frequência de amostragem de 40 MHz e uma janela com 7 amostras (150 ns). Tal janela é aproximadamente suficiente para cobrir todo o pulso. O pulso analógico e suas amostras, representadas por pontos, podem ser vistos na Figura 2.6.

O pedestal é definido como a linha de base do sinal e a amplitude é a altura do sinal medido a partir do pedestal. A fase do sinal pode ser medida como a

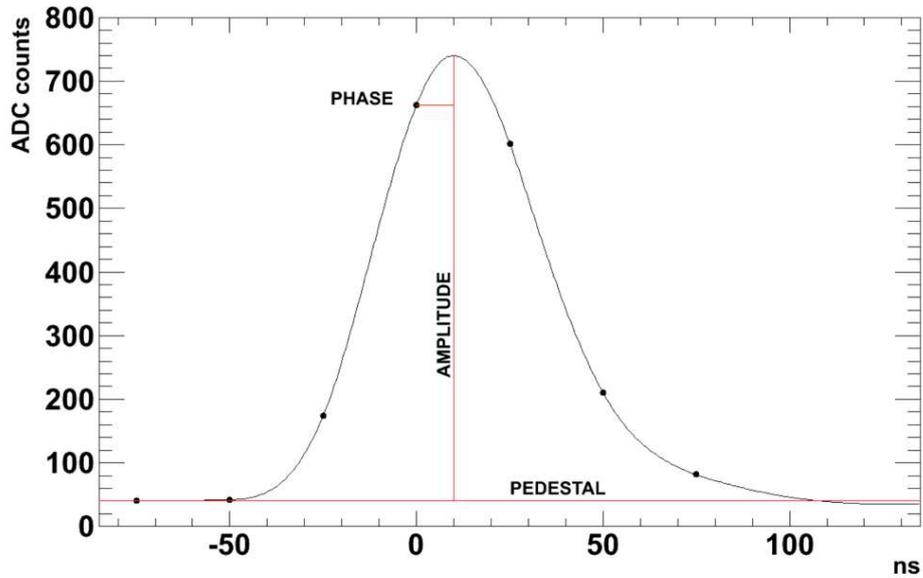


Figura 2.6: Pulso típico do Tilecal – extraído de [6].

diferença de tempo entre a amostra central (quarta amostra) e o pico do pulso. As sete amostras são finalmente enviadas através de fibras ópticas, para os Read Out Drivers (RODs), aonde a energia é estimada para os eventos aceitos pelo L1.

O processamento do sinal, desde a sua coleta nas telhas cintilantes até a transmissão do sinal digital dos RODs para o HLT pode ser visto no diagrama de blocos da Figura 2.7. A informação das torres de *trigger* que é enviada ao L1, para a seleção das regiões de interesse, está representada pelo bloco (\sum cell). Ainda na Figura 2.7 podem ser notados dois dos três principais sistemas de calibração desenvolvidos e utilizados no TileCal que serão apresentados a seguir:

- Sistema de Injeção de Carga (do inglês, *Charge Injection*) [29]: é utilizado para derivar os fatores de conversão de contagens de ADC para pC. Este sistema simula pulsos físicos nos canais do TileCal a partir da descarga de capacitores de 5,2 e 100 pF. Este sistema fornece uma medida que relaciona os sinais analógicos e sua respectiva resposta na eletrônica de leitura.
- Sistema de Laser [31]: este sistema permite que o ganho de cada PMT no TileCal seja medido. Uma quantidade controlada de luz é enviada para excitar, simultaneamente, os PMTs do TileCal. Os resultados obtidos com este sistema são utilizados para a calibração de fase dos pulsos e para a compensação das variações de ganho entre diferentes PMTs.
- Sistema de Cesium [32]: este sistema é baseado numa fonte radioativa móvel, cujo movimento é controlado por dispositivos hidráulicos. Uma fonte γ , ^{137}Cs ,

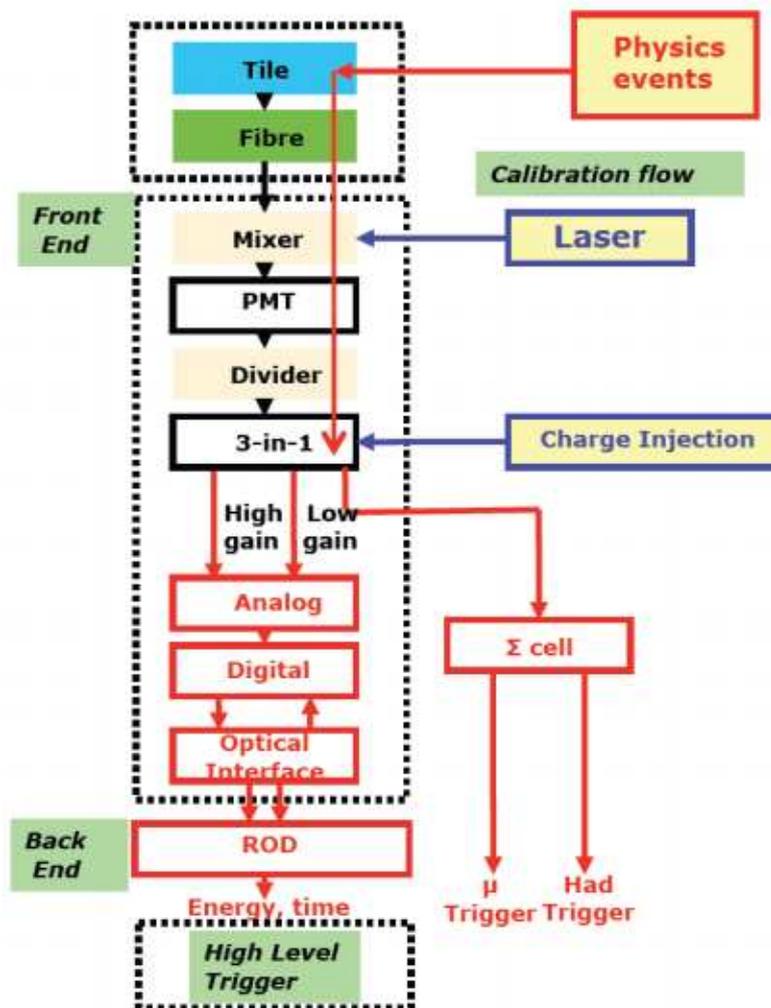


Figura 2.7: Diagrama em blocos do processamento de sinais do TileCal – extraído de [7].

atravessa todas as telhas para permitir a equalização da resposta dos canais e a monitoração da estabilidade dos componentes ópticos.

2.4 O Sistema de Trigger do ATLAS

Devido à alta taxa de eventos e limitações no armazenamento de dados, um sistema de *trigger online* foi desenvolvido para o ATLAS. Tal sistema seleciona eventos em três estágios diferentes, nível 1 (L1) [33], nível 2 (L2) [33] e o Filtro de Eventos (EF) [27]. Os dois últimos estágios, quando combinados, são chamados de *High Level Trigger* (HLT). O HLT é implementado em *software*, utilizando ferramentas de computação e *hardware* disponíveis comercialmente. O L1 é implementado utilizando-se eletrônica dedicada (embarcada), e tem a tarefa de reduzir a taxa de eventos de 40 MHz (taxa de eventos do LHC) para 100 kHz.

Para cada *trigger* aceito pelo L1, uma região de interesse associada a este evento

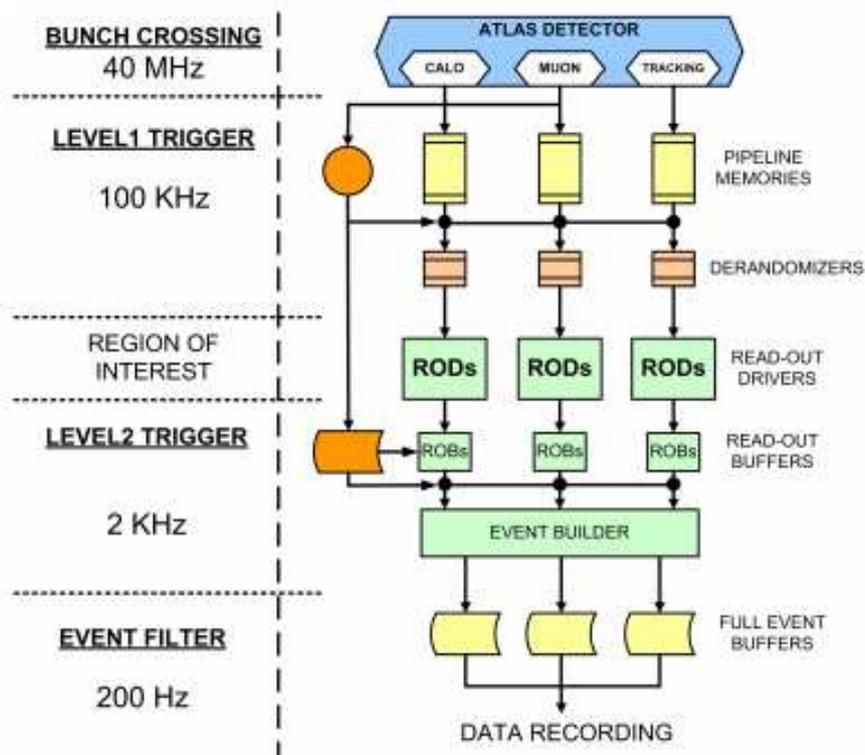


Figura 2.8: Diagrama em blocos do sistema de *trigger* e aquisição de dados do ATLAS – extraído de [1].

é propagada para o L2, alimentando os algoritmos deste nível, que por sua vez, deverá reduzir a taxa de eventos para 2 kHz [34]. Ao fim do processo de filtragem de dados, apenas 200 Hz são gravados em disco para serem reconstruídos e analisados em modo *offline*. Esta estratégia permite que o sistema de *trigger* selecione eventos de interesse no cenário de alta radiação de fundo do ATLAS. A Figura 2.8 mostra o diagrama em blocos do sistema de *trigger* e aquisição de dados do ATLAS. Na mesma figura pode-se notar os três níveis de filtragem já comentados.

Vale ressaltar que a seleção de sinais do L1 é feita baseada na informação proveniente dos sistemas de calorimetria e múons. O L1 foi projetado para processar a informação compactada enviada por estes sistemas. Nos calorímetros, esta informação corresponde à soma dos sinais presentes em uma mesma região de η do calorímetro. Esta informação é utilizada pelo L1 para localizar elétrons e fótons no plano transversal ao eixo do feixe (momento transversal, p_T) e transferir esta informação ao HLT.

2.5 As fases de atualização LHC/ATLAS

O detector ATLAS foi projetado para estudar um extenso programa de física, incluindo a medição de evidências experimentais que, como dito anteriormente, já

levaram à confirmação do Bóson de Higgs. Tal confirmação propiciou uma grande e diversa quantidade de estudos acerca da natureza do referido bóson. Como o bóson de Higgs se manifesta através de diversos decaimentos e modos de produção, a continuação destes estudos com maior estatística e maiores energias é um tópico de grande interesse para o programa de física do ATLAS. Será possível, por exemplo, realizar o estudo de raros decaimentos do bóson de Higgs (como o decaimento direto em 2 múons) em conjunto com uma comparação do que é previsto no modelo padrão. Além disso, o ATLAS será utilizado para sondar física além do modelo padrão, através da detecção de partículas pesadas que podem indicar fenômenos como a supersimetria (SUSY, do inglês *supersymmetry*) e o acoplamento entre bósons de Higgs e bósons gauge ou entre bósons de Higgs e férmions. Por fim, o aumento da estatística e da energia das colisões permitirá a melhoria das medições de diversos processos físicos do modelo padrão que, por sua vez, permitirão o aperfeiçoamento das fundações onde são construídos os estudos do bóson de Higgs e da física além do modelo padrão [35].

Para atender as demandas expostas acima, o LHC já passou por uma fase (fase 0) e ainda passará por duas fases (fases 1 e 2) de atualização para fornecer cada vez mais luminosidade aos detectores em seu entorno. Após a fase 0 de atualização [36], a energia do acelerador foi aumentada para 13 TeV e espera-se atingir o valor de 14 TeV ainda na fase de operação do detector (*run 2*) que foi iniciada logo após o final da fase 0 de atualização. Além disso, ainda na *run 2*, espera-se atingir valores de luminosidade instantânea entre 1 e $2 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Com a fase 1 de atualização [36], espera-se manter a energia de 14 TeV alcançada anteriormente e, também, que a luminosidade instantânea seja aumentada para valores entre 2 e $3 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Finalmente, após a fase 2 de atualização, espera-se atingir um valor de luminosidade, sem precedente, de $5 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Ao final da *run 3*, que terá começo com o fim da fase 1 de atualização, espera-se que a luminosidade integrada¹ detectada pelo ATLAS seja superior a 300fb^{-1} . Considerando o ambiente que será atingido após a fase 2 de atualização [37], a partir da *run 4* em diante, espera-se que cerca de 3000fb^{-1} sejam acumulados pelo ATLAS em 10 anos de operação. Com a fase 2 de atualização o LHC passa a ser conhecido como o HL-LHC (*High Luminosity LHC*) [38].

Para obter um melhor aproveitamento do ambiente que será criado com as atualizações do LHC, o ATLAS precisa, também, ser atualizado. Enquanto o aumento da luminosidade irá proporcionar mais informação, é essencial que o ATLAS seja capaz de operar em um ambiente com mais ruído de fundo e, ao mesmo tempo manter ou até mesmo superar o rendimento alcançado durante a operação com luminosidades

¹A quantidade de informação detectada pelo ATLAS, acumulada desde o início da operação do mesmo até o final da *run* em questão.

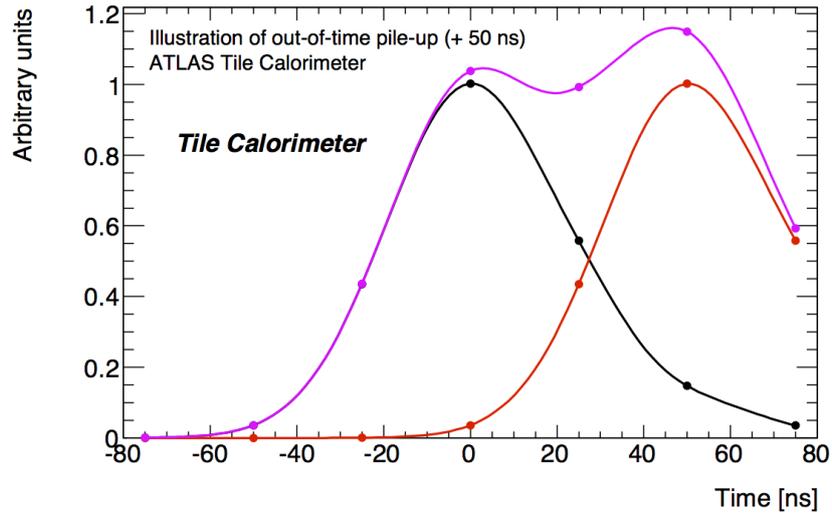


Figura 2.9: Ilustração do ruído de empilhamento. O sinal em preto é o sinal de interesse, enquanto o sinal de vermelho (atrasado) é remanescente da colisão anterior. – Extraído de [8]

menores. Outra importante consequência do aumento da luminosidade é que sinais provenientes de interações de uma colisão anterior podem ser observados na colisão atual, ocasionando o efeito de empilhamento de sinais. Tal efeito está ilustrado na figure 2.9 e pode atrapalhar a detecção de sinais de interesse. Desta maneira, faz-se necessário que o sistema de filtragem *online* do ATLAS seja atualizado de forma a manter a alta eficiência para discriminação entre processos físicos de interesse e o ruído de fundo, considerando a presença de um maior volume de informação ordinária que, por sua vez, gera cenários muito desafiadores no que tange a ocupação de banda passante disponível por eventos de interesse. A alocação de banda passante disponível tem que ser realizada de forma adequada para atender as demandas do programa de física do experimento.

Capítulo 3

Trigger de múons assistido pelo TileCal: fusão de informação com leitura analógica

Neste capítulo será apresentado o conceito de fusão da informação de calorimetria com a informação das câmaras de *trigger* de múons, com objetivo de atenuar a taxa de falso alarme detectada pelo L1Muon (*trigger* de nível 1 de múons). Tal taxa de falso alarme é provocada por diferentes fontes de ruído de fundo que serão comentadas nas seções seguintes.

3.1 Fusão de informação para a redução de falsos alarmes na região central

Durante o projeto das placas somadoras, cuja função é gerar os sinais das torres de *trigger* do calorímetro hadrônico (TileCal), também foi considerada a disponibilização de um canal analógico com sinais amplificados e independentes de cada PMT (*Photomultiplier Tube*) da camada radialmente mais externa do TileCal, a camada D. Estes sinais são gerados a partir de deposições de energia que ocorrem nas células da referida camada, as células D, e podem ser utilizados para a identificação de múons [39], [40]. Apesar do TileCal ter sido projetado para detecção de jatos hadrônicos, estes sinais que permitem a identificação de múons foram incluídos no projeto das placas somadoras porque o potencial para a detecção de tais partículas através das células D foi vislumbrado desde a concepção do TileCal. Este potencial ocorre porque as células D são as maiores células do TileCal e também, dentre as demais células do referido calorímetro, são as mais distantes do ponto de interação do ATLAS. Com estas características, as células D podem oferecer uma SNR (razão sinal-ruído, do inglês *Signal to Noise Ratio*) favorável para a detecção

de múons. Isto ocorre em consequência de dois fatores: (i) a energia depositada por um múon em uma célula do TileCal é proporcional ao comprimento da trajetória desempenhada por tal partícula dentro da célula. (ii) sendo a camada radialmente mais externa do TileCal, grande parte do ruído de fundo é absorvida pelas camadas dos calorímetros que estão mais próximas do ponto de interação. Além disso, por se tratarem de léptons pesados, os múons depositam pouca energia nos calorímetros do ATLAS e, portanto, têm maior probabilidade de serem detectados nas células que tem o maior volume de material absorvedor, as células D do TileCal. O canal analógico que permite a leitura dos sinais destinados a detecção de múons, das placas somadoras mencionadas acima, será chamado de canal analógico de múon ou simplesmente de canal de múon no decorrer do presente documento.

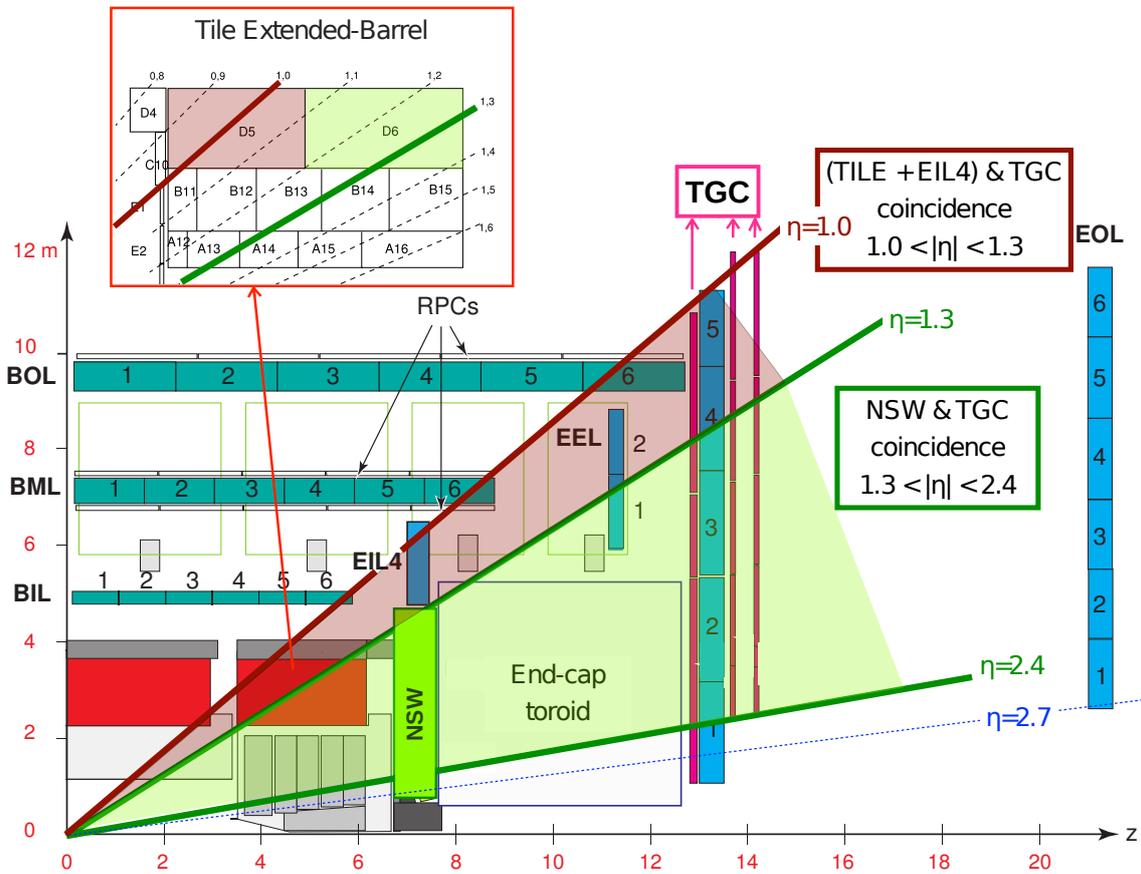


Figura 3.1: Coincidência entre o TileCal e as câmaras de múons – Extraído de [9].

Apesar dos canais analógicos de múon estarem disponíveis para leitura desde o início da operação do ATLAS, a utilização dos mesmos mostrou-se relevante apenas quando simulações indicaram um aumento do ruído de fundo da caverna, onde o ATLAS está instalado, que prejudicaria o rendimento do L1Muon. A taxa de interação de partículas do ruído de fundo do ATLAS tem um impacto importante no espectrômetro de múons, e consequentemente, no L1Muon. O ruído de fundo influencia em parâmetros como a taxa de aceitação de eventos, a granularidade e a re-

dundância da instrumentação de *trigger*, a eficiência no reconhecimento de padrões, e também, na própria degradação dos componentes do detector [41]. Os múons pelos quais se tem interesse, múons gerados por colisões do LHC¹, cruzam todos os detectores do ATLAS. Tais múons partem do ponto de colisão, passam pelo TileCal e, finalmente, interagem com as câmaras de *trigger* espectrômetro de múons. Já as partículas do ruído de fundo interagem apenas com as câmaras de múons. Desta maneira, com a finalidade de atenuar a taxa de falso alarme do L1Muon, causada pelo ruído de fundo, pode-se utilizar a fusão da informação do TileCal com a informação das câmaras de múons. Esta fusão baseia-se na avaliação da coincidência entre a detecção de um múon através das câmaras de *trigger* e a detecção do mesmo múon no TileCal.

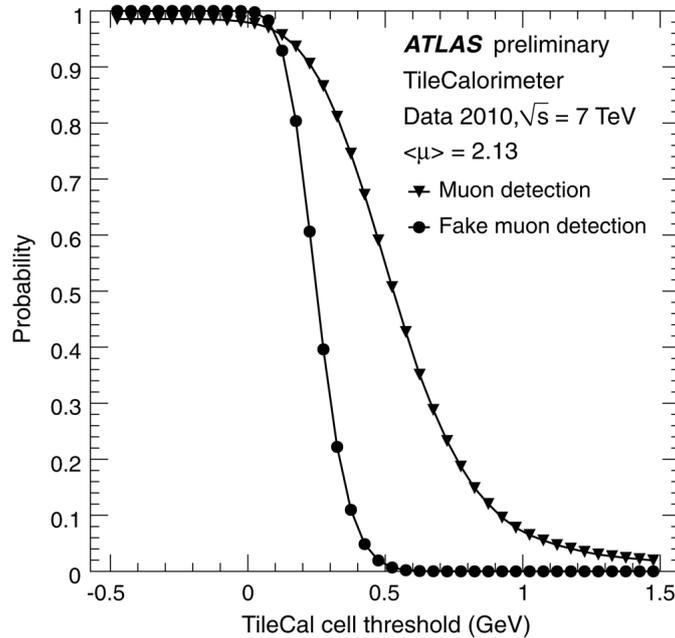


Figura 3.2: Rendimento da fusão de informação para a região central – Extraído de [10].

Um estudo [11] foi realizado para reduzir o efeito do ruído de fundo da caverna no rendimento do L1Muon, onde se concebeu um módulo eletrônico que seria instalado no ATLAS para receber os canais analógicos de múon. Tal módulo foi projetado para processar os sinais dos referidos canais e enviar decisões de *trigger* para o L1Muon, de modo a proporcionar a confirmação ou a rejeição dos múons detectados pelas câmaras de *trigger* do espectrômetro de múons. No contexto considerado pelo referido estudo, o ruído de fundo da caverna afetaria a região central do ATLAS ($|\eta| < 1, 0$), aumentando a taxa de falso alarme do L1Muon para a mesma região. Sendo assim, em tal estudo foi proposta a fusão de informação da região do barril do TileCal com a informação das câmaras de múon da região central do ATLAS, as

¹Também chamados de múons de colisão.

câmaras RPC. O barril do TileCal pode ser visto na figura 3.1, sendo representado pelo retângulo vermelho à esquerda. As câmaras RPC estão também identificadas na mesma figura. Este estudo será chamado de fusão para a região central no decorrer deste capítulo. A figura 3.2 mostra o rendimento obtido com a fusão para a região central. Desta pode-se avaliar que para um patamar de detecção de ≈ 350 MeV, a detecção de múons com as células do barril tem uma probabilidade de confirmar 80% dos múons detectados pelo L1Muon para uma probabilidade de confirmar 20% da taxa de falso alarme do L1Muon. A confirmação da taxa de falso alarme é decorrente do ruído de fundo nas células do barril. Pode-se concluir que com o uso da fusão para a região central é possível rejeitar 80% da taxa de falso alarme do L1Muon, enquanto 80% da taxa de múons detectada pelo mesmo é mantida. Um filtro casado foi utilizado para maximizar a SNR na detecção de múons com as células do barril. Mais detalhes podem ser vistos em [10] e os valores de SNR para a detecção de múons com o TileCal serão comentados a frente. O rendimento da fusão para a região central foi obtido com dados de colisão adquiridos em 2010, quando parte dos canais analógicos de múon foram conectadas a um conjunto de *hardware* de aquisição de dados que estava reservado para eventuais substituições durante uma fase de manutenção do ATLAS. Tal *hardware* é normalmente utilizado para a digitalização dos sinais das torres de *trigger* do TileCal, tendo características similares às do módulo eletrônico comentado acima. A figura 3.3 mostra a região do ATLAS que foi utilizada para a fusão de informação. Os sinais obtidos através dos canais de múon foram adquiridos em conjunto com toda a informação fornecida pelos demais detectores do ATLAS, o que permitiu que a análise de rendimento fosse realizada utilizando dados reais antes mesmo da fabricação dos módulos eletrônicos que foram concebidos para processar os canais de múon. Entretanto, com a evolução dos estudos sobre o ruído de fundo da caverna, foi demonstrado que a taxa de falsos múons produzida está dentro das margens de segurança do L1Muon e, portanto, a produção do referido módulo eletrônico foi descontinuada [10].

3.2 Fusão de informação para a redução de falsos alarmes na região das tampas (TileMuon)

Um *trigger* de múons com $p_T > 20\text{--}25$ GeV é de grande importância para o programa de física do ATLAS, particularmente à luz da confirmação do bóson de Higgs. Isto ocorre porque múons estão presentes em decaimentos de diferentes canais de produção do bóson de Higgs. A taxa do *trigger* de nível 1 do ATLAS irá crescer proporcionalmente com a luminosidade instantânea fornecida pelo LHC. Considerando as *runs* 2 e 3, a taxa máxima que pode ser atingida pelo *trigger* de nível 1

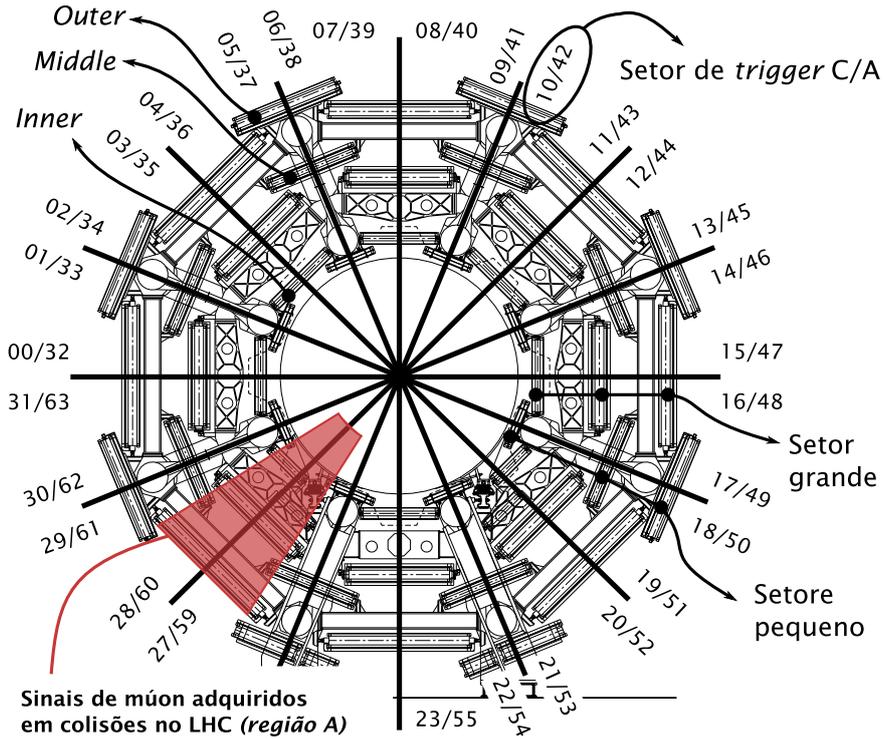


Figura 3.3: Região do ATLAS compreendendo as câmaras de múons e as células do TileCal, utilizadas na fusão para a região central – Extraído de [11].

é cerca de 100 kHz. Este valor, assim como a alocação de banda para diferentes *triggers*, é definida pelo grupo de gerenciamento do *trigger* do ATLAS, através de discussões e estudos que consideram as necessidades do programa de física e as limitações práticas do sistema de *trigger*. Do valor máximo que pode ser atingido pelo nível 1, tipicamente, quantidades iguais são reservadas para elétrons e múons, com uma grande parcela destinada para jatos, *triggers* com objetos combinados, e eventos com energia faltante (ocasionados por neutrinos e outras partículas que não interagem com o detector), E_T^{miss} . Isto implica que a largura de banda para elétrons e múons é limitada, para cada, em 25 kHz. Estudos demonstraram que, sem alterações no sistema de *trigger*, a taxa para múons ($p_T > 20$ GeV) chegaria a mais de 50 kHz para uma luminosidade de $3 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Grande parte desta taxa é, na realidade, gerada por falsos múons que são, em sua grande maioria, prótons de baixa energia que emergem dos ímãs toroidais e da blindagem dos feixes do LHC, ambos situados na região das tampas do ATLAS ($|\eta| > 1, 0$) [9].

Como já comentado acima, os múons de colisão cruzam tanto o TileCal quanto as câmaras de múon, enquanto os prótons do ruído de fundo interagem apenas com as referidas câmaras. Deste modo, da mesma forma que na fusão para a região central, o presente trabalho estudou a fusão da informação do TileCal com a informação das câmaras de múons, porém, há as seguintes diferenças: (i) as câmaras

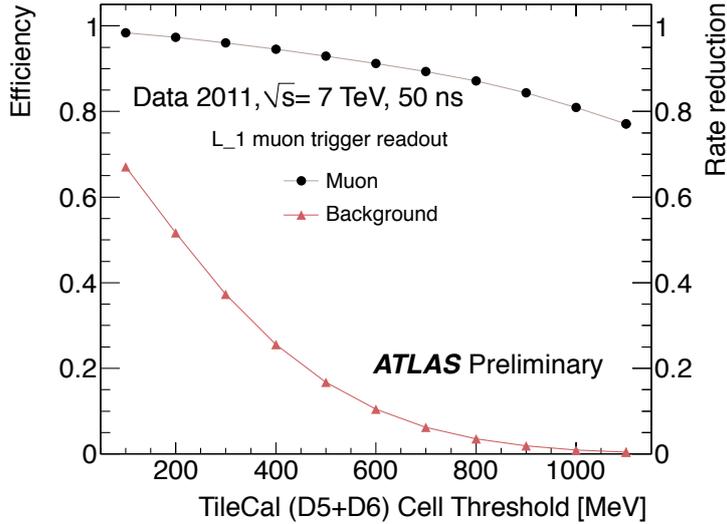


Figura 3.4: Rendimento da fusão de informação para a região das tampas, utilizando dados de colisão de 2011 – Extraído de [9].

de múons utilizadas no presente trabalho são as da região das tampas do ATLAS, enquanto na fusão para a região central são utilizadas as câmaras de múons da região central; (ii) no presente trabalho, a região do TileCal utilizada é a região do barril estendido, ao invés da região do barril que é a região utilizada na fusão para a região central; (iii) no trabalho atual, a alta taxa de falsos múons é causada por prótons de baixo momento na região das tampas, enquanto na fusão para a região central tal taxa é causada pelo ruído de fundo da caverna. Este sistema de *trigger* que combina a informação das câmaras da região das tampas com a informação do barril estendido será chamado de fusão para a região das tampas no decorrer deste capítulo. Tal sistema é também chamado de TileMuon pela colaboração do ATLAS e em outros capítulos deste documento. A figura 3.1 mostra o TileCal em vermelho, com um destaque para região do barril estendido, e as câmaras de múons da região das tampas, as câmaras TGC. Pode-se ver que as células do barril estendido que coincidem com as câmaras TGC são as células D5 e D6. Além disso, é possível notar que a região do TileCal que coincide com a região das câmaras TGC que não tem a cobertura do NSW² está dentro de $1, 0 < |\eta| < 1, 3$, a região de cobertura do TileCal na fusão para a região das tampas. A redução da taxa de falso alarme do L1Muon, em consequência da utilização da referida fusão, pode ser vista em função de η na figura 3.5, onde são mostradas as seguintes distribuições: (i) em verde, candidatos a múon que foram confirmados pelo *offline*, (ii) contorno em preto, candidatos a múon selecionados pelo L1Muon em conjunto com o NSW e (iii) em amarelo, candidatos

²O NSW (*New Small Wheel*) é um detector que será instalado durante a fase 1 de atualização. A finalidade deste detector é realizar medições de trajetória de múons e, também, auxiliar na redução da taxa de falso alarme do L1Muon, através da coincidência com as câmaras TGC [35].

a múon selecionados pelo L1Muon em conjunto com o NSW e o TileCal. Para o L1Muon foi utilizado um patamar de 20 GeV ($p_T > 20$ GeV). Este *trigger* é também chamado de L1_MU20. O termo candidato a múon é utilizado porque um objeto detectado pelo L1 não é necessariamente a partícula esperada, por efeito da probabilidade de falso alarme inerente ao próprio sistema de *trigger*. Já a explicação para o termo confirmado pelo *offline* é a seguinte: quando uma colisão do LHC gera um ou mais processos físicos de interesse para o ATLAS, segundo a decisão do sistema *online* de *trigger*³, um conjunto contendo toda a informação gerada pelos detectores do ATLAS é armazenada em disco. Tal conjunto de informação associado a uma colisão é denominado de evento. Os processos físicos de um evento podem, então, ser reconstruídos utilizando toda a segmentação dos detectores do ATLAS, de maneira *offline*, através de algoritmos refinados que operam sem restrições de tempo de execução. A informação obtida com este processo de reconstrução é referida por dados *offline* ou informação *offline*. Desta maneira, a informação *offline* é utilizada como referência para que candidatos do L1 sejam confirmados, ou não, como a partícula esperada. Retornando à figura 3.5, desta se pode dizer que a área da distribuição com o contorno em preto, excluindo a área da distribuição em verde, é completamente populada por falsos alarmes. Deste modo, é possível perceber a atenuação dos falsos alarmes, em consequência da fusão para a região das tampas, nas faixas de η que são cobertas pelo TileCal ($1, 0 < |\eta| < 1, 3$) – os 2 picos que não estão preenchidos pela cor amarela são excluídos quando a referida fusão é utilizada.

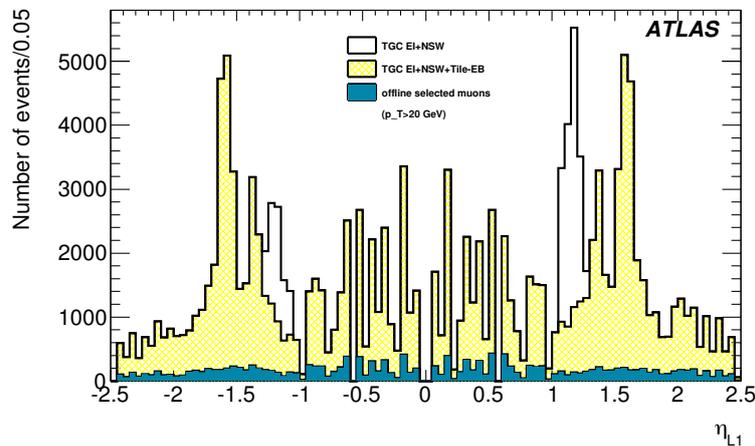


Figura 3.5: Distribuições de candidatos a múon selecionados pelo L1Muon e o NSW (contorno em preto), de candidatos a múon selecionados pelo L1Muon, NSW e o TileCal (em amarelo) e de múons *offline* com $p_T > 20$ GeV – Extraído de [9].

O mesmo conjunto de *hardware* reserva, utilizado na fusão para a região central,

³Quando a informação é aceita tanto pelo nível 1 de *trigger* (L1) quanto pelo HLT (*High Level Trigger*).

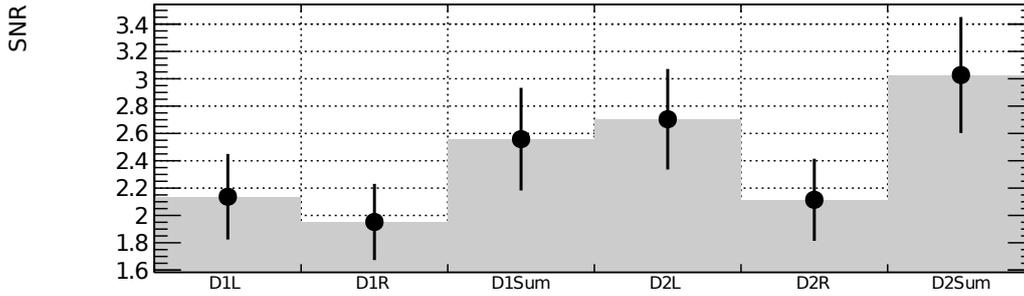


Figura 3.6: Razão sinal-ruído para as células D1 e D2 do barril do TileCal – Extraído de [11].

foi utilizado em 2011 para adquirir dados das células do barril estendido do TileCal⁴ em conjunto com a informação dos demais detectores do ATLAS. Tal aquisição permitiu a estimação do rendimento da fusão para a região das tampas. A figura 3.4 mostra o referido rendimento, de onde é possível analisar que, para um patamar de detecção de 500 MeV, a detecção de múons com as células do barril estendido exibe uma probabilidade de confirmar 93% dos múons⁵ detectados pelo L1Muon para uma probabilidade de confirmar 17% dos falsos alarmes do L1Muon, o que significa que 83% da taxa de falso alarme do L1Muon pode ser suprimida. Para este resultado não foi utilizado nenhum tipo de filtragem para maximização de SNR. Ainda assim o rendimento da fusão para região das tampas é superior ao rendimento da fusão para a região central (apresentado na figura 3.2). Isto ocorre porque a SNR das células do barril estendido é mais favorável para a detecção de múons do que a SNR das células do barril. Enquanto a SNR para a última varia entre, aproximadamente, 2 e 3, a SNR para o barril estendido varia entre, aproximadamente, 4 e 6. Estes valores são mostrados na figura 3.6, para as células D1 e D2 do barril, e nas barras em vermelho da figura 3.7, para as células D5 ($0,9 < \eta < 1,1$) e D6 ($1,1 < \eta < 1,4$). Os valores de SNR para o barril foram obtidos através de um feixe para testes utilizado para a caracterização e a calibração dos módulos do TileCal [42]. Mais detalhes podem ser vistos em [11]. Os valores de SNR para o barril estendido foram obtidos com os dados adquiridos em 2011 com o conjunto de *hardware* reserva. Ainda sobre os valores de SNR, estes foram calculados considerando o canal analógico de múons cujo ruído eletrônico exibe um valor RMS de aproximadamente 200 MeV. Este é utilizado como denominador dos valores de SNR apresentados. O numerador é o pico da distribuição de energia de múons que cruzam as células D do TileCal. Deste modo, o que provoca a variação nos valores de SNR são as diferentes dimensões das células D e, conseqüentemente, as diferentes trajetórias desempenhadas por múons nestas células. As trajetórias nas células do barril são menores, enquanto

⁴Apesar das células D4 também fazerem parte do barril estendido, somente as células D5 e D6 foram utilizadas porque estas são as células que coincidem com a região das câmaras TGC.

⁵Candidatos a múon que foram confirmados pelo *offline*.

as trajetórias nas células do barril estendido são maiores. Distribuições de energia provocadas por múons em células do TileCal podem ser vistas, separadamente para as células D0-D6 e BC8, na figura 3.8. Desta pode-se avaliar que há um pico entre 500-600 MeV para o sinal de múons.

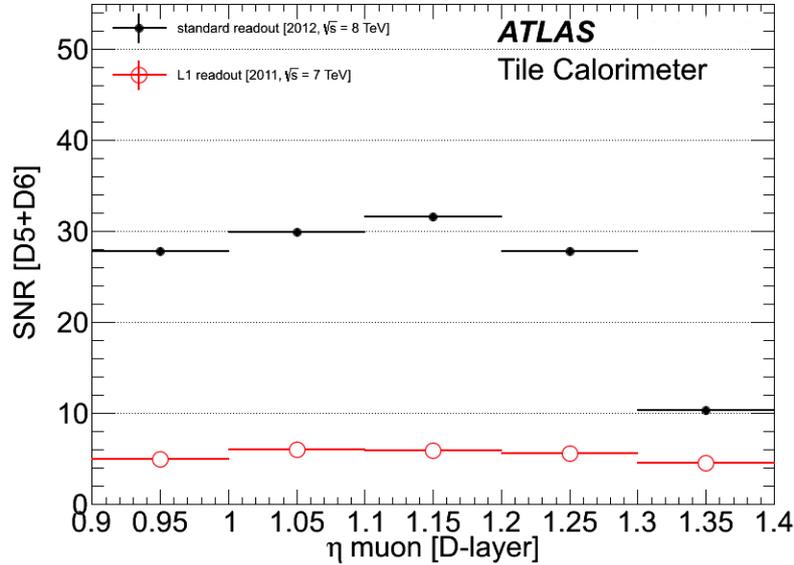


Figura 3.7: Razão sinal-ruído para as células D5 e D6 através do canal analógico dedicado a múon (em vermelho) e através da leitura padrão do TileCal (em preto) – Extraído de [9].

Diante dos últimos resultados que demonstram que é possível rejeitar uma quantidade substancial dos falsos alarmes gerados pelo L1Muon, com uma pequena perda para a probabilidade de detecção de múons, um módulo eletrônico teve que ser desenvolvido para processar os canais analógicos de múons permitindo, desta maneira, que a fusão de informação para a região das tampas seja integrada ao ATLAS. Este módulo eletrônico é denominado de TMDB (*TileMuon Digitizer Board*) e será apresentado na seção 3.4.

3.3 Fusão de informação para a redução de falsos alarmes considerando a fase 2 de atualização

Por uma questão de completude será comentado a seguir o potencial para a utilização da fusão de informação na *run 4*, que ocorrerá após a fase 2 de atualização do LHC/ATLAS, onde o ruído para a detecção de múons com o TileCal deixará de ser dominado pelo ruído eletrônico do canal analógico de múons. Mas, em compensação, passará a ser dominado pelo ruído de empilhamento. A figura 3.9 mostra o ruído de fundo medido para as células D5 e D6, com valores de $\langle \mu \rangle$ até 20, para dados de colisão de 2012 utilizando a leitura padrão do TileCal [43]. O ruído de empilhamento

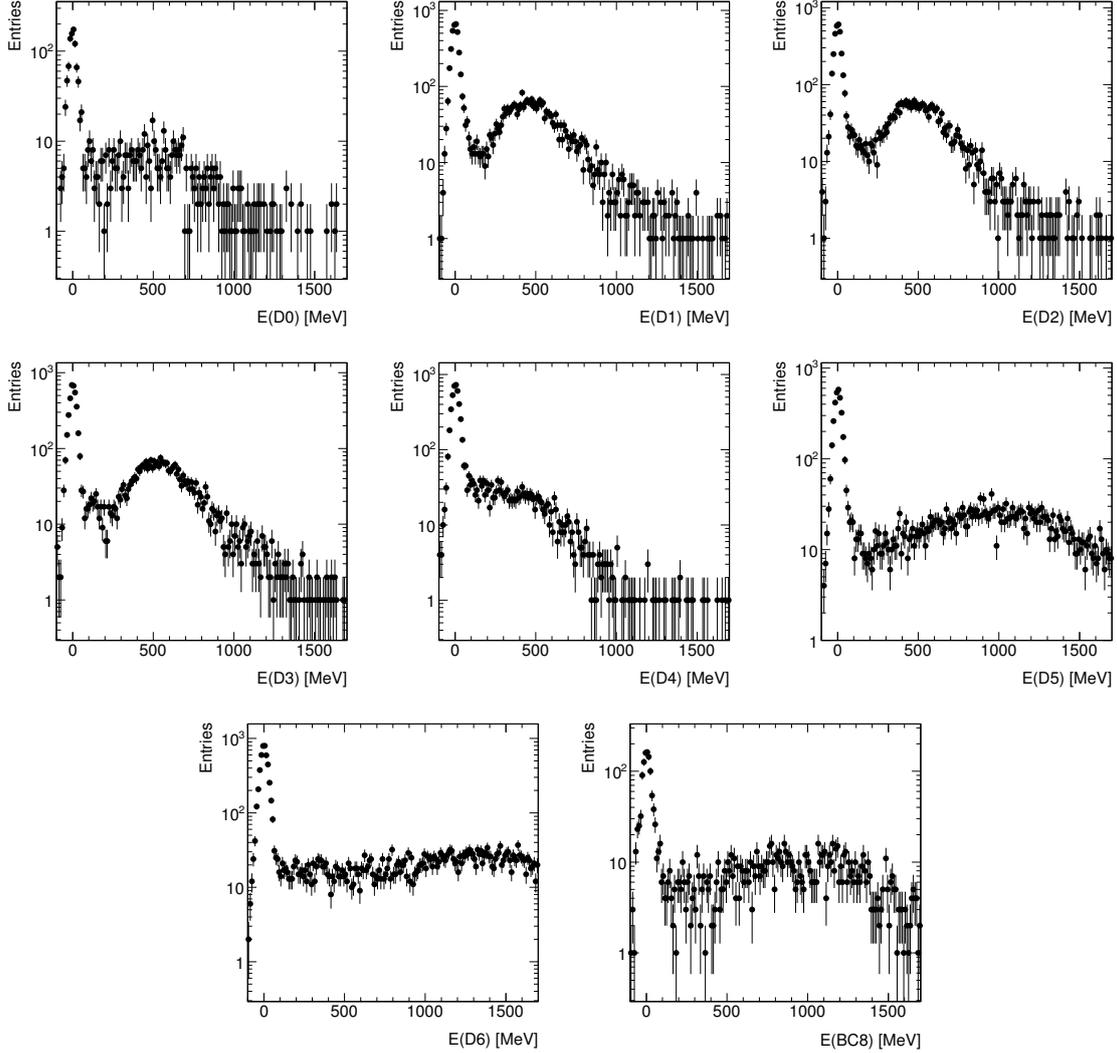


Figura 3.8: Distribuição de energia para múons com $p_T > 15$ GeV que cruzam as células D e BC8 do TileCal – Extraído de [12].

crece com o aumento de $\langle \mu \rangle$, que é o número médio de interações por colisão dos feixes do LHC. Na mesma figura também é mostrado o ruído de fundo das células D5 e D6 para maiores valores de $\langle \mu \rangle$, obtidos com dados de simulação. Ainda nesta figura é possível observar o ruído eletrônico da leitura padrão do TileCal, cujo valor RMS é cerca de 20 MeV.

O rendimento da fusão de informação tanto para a região central quanto para a região das tampas foi estudado considerando as condições do ATLAS que serão obtidas após a fase 2 de atualização, onde espera-se atingir uma luminosidade instantânea de $5 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ e $\langle \mu \rangle = 200$ [12], [37]. Com a fase 2 de atualização, o TileCal receberá uma nova eletrônica onde a informação de todas as suas células será disponibilizada através de canais digitais para o sistema de *trigger* [44], [45]. Tais canais terão um ruído eletrônico cujo valor RMS é cerca de 20 MeV. Excluindo o efeito do ruído de empilhamento, pode-se avaliar que a razão sinal-ruído do canal

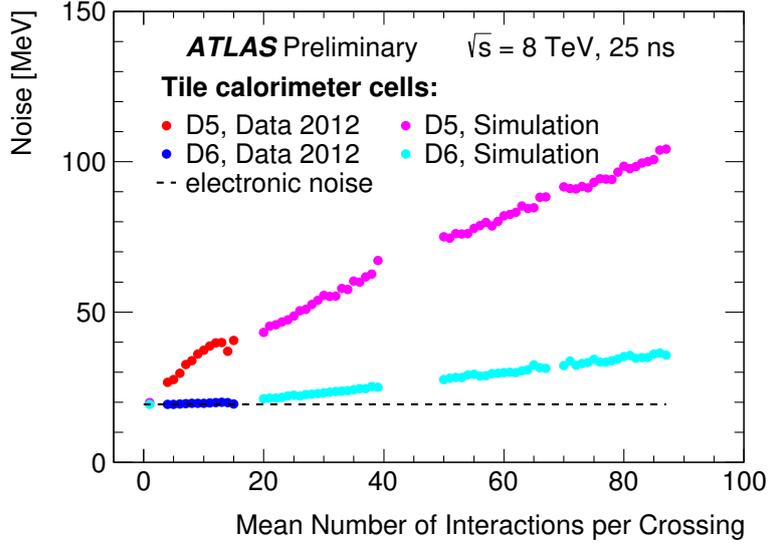


Figura 3.9: Razão sinal-ruído para as células D5 e D6 em função de $\langle\mu\rangle$ – Extraído de [9].

digital é cerca de 10 vezes maior que a SNR do canal analógico de múons, criando um cenário propício para a detecção de múons no barril e gerando condições ainda mais favoráveis para a detecção das referidas partículas no barril estendido. Para emular o ruído da nova eletrônica do TileCal utilizou-se a leitura padrão do calorímetro, contida em conjuntos de dados *offline*, uma vez que ambas tem valores similares para o RMS do ruído eletrônico. Os valores de SNR das células D5 e D6, obtidos através da leitura padrão do TileCal, são mostrados através das barras pretas na figura 3.7. Na prática, a leitura padrão do TileCal não pode ser utilizada para alimentar um sistema de *trigger* de nível 1, como é o caso dos *triggers* que usam a fusão de informação, porque tal leitura é gerada em função de eventos que são aceitos pelo próprio nível 1.

Considerando o ambiente após a fase 2 de atualização, a fusão para região central é capaz de rejeitar 85% da taxa de falso alarme do L1Muon, enquanto mantém cerca de 98% da taxa de múons detectados pelo mesmo [12]. Comparando com a fusão para a região central que usa o canal analógico de múons, há um crescimento de 18 pontos percentuais na probabilidade para que um múon detectado pelo L1Muon seja confirmado. Há, também, um crescimento de 5 pontos percentuais para a probabilidade de rejeição da taxa de falso alarme do L1Muon. Já a fusão para região das tampas, no ambiente pós fase 2 de atualização, pode rejeitar 80% da taxa de falso alarme do L1Muon, enquanto mantém cerca de 98% da taxa de múons detectados pelo mesmo [12]. Em comparação com a fusão para a região das tampas que usa o canal analógico de múons, há um aumento de 5 pontos percentuais para a probabilidade de confirmação de múons detectados pelo L1Muon. Além disso, há uma redução de 3 pontos percentuais para a probabilidade de rejeição da taxa de

falso alarme do L1Muon. Ainda assim, estes resultados demonstram que tal taxa de falso alarme pode ser substancialmente reduzida, mesmo com o altíssimo $\langle\mu\rangle$ esperado para a *run* 4, mantendo, ao mesmo tempo, uma alta taxa de confirmação dos verdadeiros múons detectados pelo L1Muon.

3.4 O sistema de digitalização e processamento da leitura analógica dedicada a múons

Como demonstrado nos estudos apresentados nas três seções anteriores, a deposição de energia ocasionada por múons nas células D do TileCal pode ser utilizada para favorecer as decisões do L1Muon, na região das tampas, com a finalidade de reduzir a taxa de falso alarme gerada pelo mesmo. Em termos de infraestrutura eletrônica, os canais analógicos dedicados à leitura de sinais de múon devem ser digitalizados, processados, e o resultado do processamento deve ser fornecido à eletrônica de *trigger* das câmaras TGC. Esta eletrônica de *trigger* é conhecida como TGC-Sector Logic, e assim será referida no presente documento. Uma visão geral da interface entre os módulos do barril estendido do TileCal e a TGC-Sector Logic será apresentada na próxima seção. A última seção do presente capítulo comenta os processos de desenvolvimento e fabricação do módulo TMDB.

3.4.1 Visão geral da interface entre o TileCal e as câmaras TGC

Para a região da tampa em cada lado do detector (lados A e C), o TileCal tem 64 módulos enquanto as câmaras TGC são divididas em 48 setores de *trigger*. Devido ao casamento geométrico entre o TileCal e as câmaras TGC, cada setor de *trigger* deve receber a informação de 2 módulos do TileCal. O mapeamento entre os referidos módulos e setores de *trigger* é o mesmo para cada lado do detector. Um módulo eletrônico TGC-Sector Logic processa a informação de dois setores de *trigger*. Portanto, considerando ambas as regiões das tampas do detector, há um total de 128 módulos do TileCal e 48 placas eletrônicas TGC-Sector Logic. A Figura 3.10 mostra uma visão geral da interface entre os módulos do TileCal e a eletrônica do TGC-Sector Logic, mediada por módulos eletrônicos TMDB. Este módulo é responsável pela digitalização e o processamento dos sinais das células D. Um total de 16 TMDBs são utilizados para permitir a completa interligação entre os módulos do TileCal e a TGC-Sector Logic.

Os 16 módulos TMDB serão instalados em um *crate* específico para o padrão VME 9U [46], que por sua vez, será alocado em um *rack* da caverna de serviço

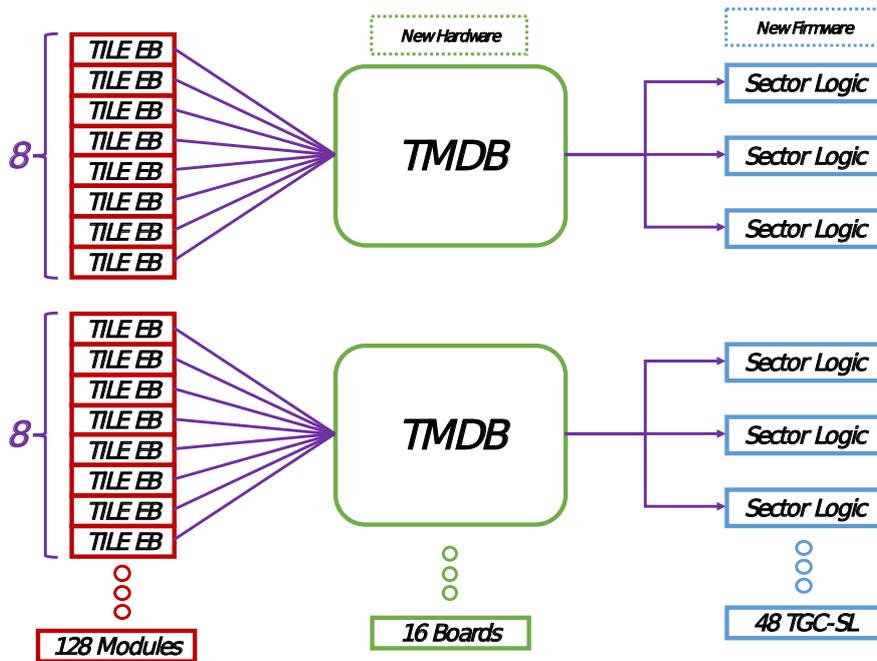


Figura 3.10: Diagrama em blocos da interface entre os módulos do TileCal e o TGC-Sector Logic.

USA15. Os sinais das células D serão conduzidos até os TMDBs por cabos de cobre diferenciais. Tais cabos deverão estender-se, por cerca de 75 m, entre a caverna principal do experimento (UX15) e o referido *rack*. O resultado do processamento dos TMDBs chegará à TGC-Sector Logic através de fibra óptica, que também serão instaladas na USA15, entre os rack das TMDBs e o rack onde a TGC-Sector Logic está localizada. Dados contendo detalhes do processamento realizado em cada TMDB⁶ devem ser enviados para o Readout System (ROS) [47] do Tilecal⁷. Isto será viabilizado por fibras ópticas interligando o *rack* das TMDBs e o rack do ROS do TileCal. Além disso, as informações do sistema eletrônico responsável pela sincronização entre o LHC e seus detectores (TTC – Timing, Trigger and Control [48]) também devem chegar até as TMDBs. Tais informações serão transmitidas através de fibras ópticas que serão instaladas entre os *racks* de cada sistema eletrônico. A figura 3.11 mostra o mapa da USA15 onde destacam-se os *racks* dos sistemas mencionados.

3.4.2 O módulo eletrônico TMDB

Para realizar a interface entre as células D e a TGC-Sector Logic, um módulo eletrônico digitalizador denominado TMDB (Tile Muon Digitizer Board), baseado em FPGA (Field Programmable Gate Array), foi desenvolvido de acordo com o

⁶Este conjunto de dados é conhecido como ROD Fragment.

⁷Estes dados não participam da decisão de *trigger* no L1Muon – serão utilizados para depuração e análises *offline*.

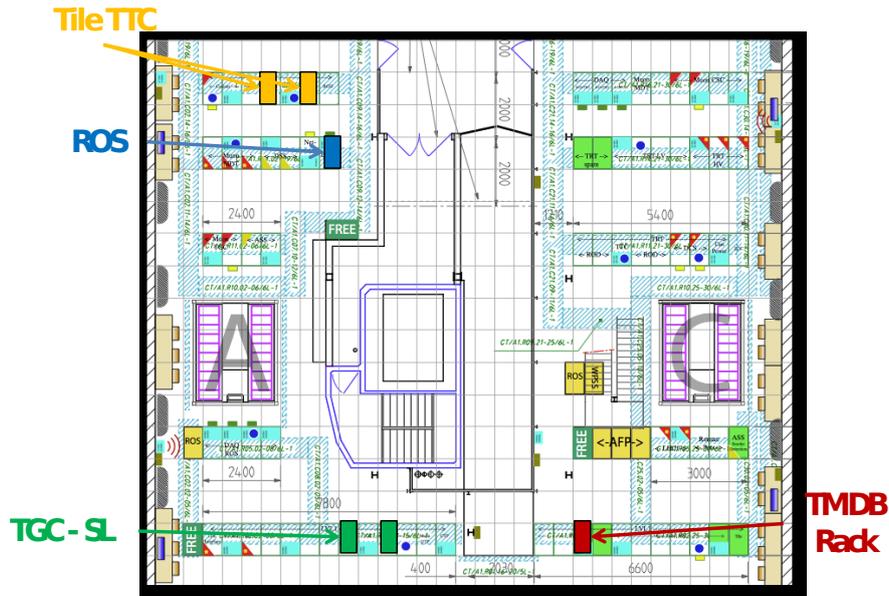


Figura 3.11: Mapa da USA15.

padrão VME64x [46]. Fisicamente, o TMDB é um módulo 9U com uma placa de circuito impresso (PCB) de 16 camadas⁸. A Figura 3.12 mostra uma fotografia do TMDB. Com 32 canais de conversão analógico-digital, um módulo TMDB é capaz de digitalizar e processar as células D5 e D6 de 8 módulos do barril estendido do TileCal. A interface com a TGC-Sector Logic é obtida através de 3 links ópticos (somente transmissão), baseados no padrão G-Link [49], cada um com 800 Mbps. Para a comunicação com o ROS do TileCal, há um link óptico de 2,0 Gbps (transmissão e recepção) baseado no padrão S-Link [50], [51]. Também estão presentes no TMDB, um circuito receptor para os sinais ópticos do TTC e o circuito que realiza a decodificação de tais sinais. A Figura 3.13 mostra um diagrama em blocos do módulo eletrônico. Detalhes sobre os principais blocos serão descritos a seguir:

Canal de conversão analógico-digital: Foi projetado para receber o sinal de um dos lados de leitura de uma célula D do TileCal, através de um padrão elétrico diferencial com terminação de 50 ohms (para cada lado do sinal). O presente canal é formado por uma seção analógica seguida da seção de conversão analógico-digital [52]. A seção analógica é formada por 3 estágios: i) estágio de entrada – onde o sinal é acoplado, através de um transformador que converte o sinal elétrico diferencial para um sinal de modo-comum, em um *buffer* construído em torno de um amplificador operacional; ii) filtro passa-baixa – recebe a saída do estágio anterior e limita a banda do sinal com uma frequência de corte em cerca de 20 MHz, através de um filtro RC passivo de primeira ordem; iii) amplificador de saída – que na verdade oferece um ganho menor que 1 (atenuação) ao sinal do estágio anterior, para que a

⁸Camadas de sinal e aterramento são intercaladas para maximizar a integridade de sinal. Tal prática é mandatória para os sinais de alta velocidade das tecnologias adotadas no TMDB.



Figura 3.12: Fotografia do módulo eletrônico TMDB.

excursão do mesmo possa ser compreendida entre os limites da faixa dinâmica da conversão analógico-digital. Além disso, o dispositivo escolhido para tal conversão trabalha apenas com sinais positivos. Como o sinal recebido pode apresentar valores negativos, este estágio soma uma tensão positiva e constante (*offset*) ao mesmo. Deste modo, para um valor nulo no sinal de entrada, o mesmo fica situado em cerca de 20% da escala de conversão. Este valor foi escolhido porque a excursão do sinal recebido não é simétrica, onde os valores negativos não representam mais que 20% da excursão completa. O presente estágio também é baseado em um amplificador

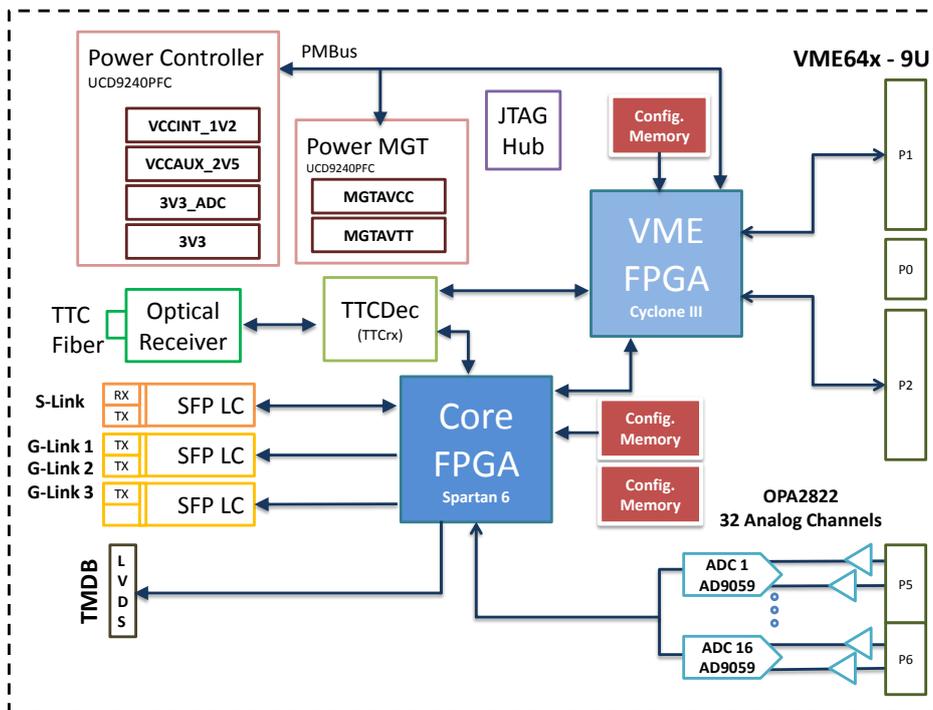


Figura 3.13: Diagrama em blocos do módulo eletrônico TMDB.

operacional. Um dispositivo OPA2822 [53], que é um amplificador operacional duplo, é utilizado em cada canal de conversão. A seção de conversão analógico-digital é formada por um dispositivo AD9059 [54], que é um conversor analógico-digital duplo. Portanto, apenas um dos conversores deste dispositivo é utilizado em um canal de conversão analógico-digital. O outro conversor é utilizado para o canal vizinho. A tensão de referência é gerada pelo próprio AD9059 para as duas seções analógicas ligadas ao mesmo⁹. Assim, para a construção dos 32 canais de conversão do TMDB, são empregados 32 amplificadores operacionais duplos (OPA2822) e 16 conversores analógico-digital duplos (AD9059). Fontes de alimentação, baseadas no conversor DC-DC ITX0505S, são dedicadas aos amplificadores operacionais e à alimentação analógica do AD9059. O projeto da PCB inclui um plano de terra dedicado ao sinais analógicos dos referidos canais. Há também uma fonte dedicada a parte digital do AD9059, sendo esta a mesma que alimenta o banco do FPGA que recebe os sinais digitalizados. Esta prática preserva a integridade dos referidos sinais digitais por oferecer baixa impedância aos mesmos. Partições dedicadas ao sinais dos domínios analógico e digital também foram consideradas no PCB, de modo a impedir o cruzamento de sinais dos diferentes domínios [55], [56].

Core FPGA: É um dispositivo XC6SLX150T da família Spartan-6 [57] da Xilinx, sendo o componente onde serão sintetizados os circuitos digitais [58] que permitem o processamento dos sinais das células D e o estabelecimento das interfaces de comunicação com a TGC-Sector Logic e o ROS do TileCal. O processamento dos sinais das células D será coberto na próxima seção. O Core FPGA é integrado com um transceptor serial de alta velocidade, denominado GTP [59]. Há 8 pares Tx/Rx¹⁰ no dispositivo que está sendo apresentado. Um dos pares é utilizado para a comunicação com o ROS [60]. Para a comunicação com o TGC-Sector Logic, são utilizadas somente as seções de transmissão de três outros pares [61], [62]. O Core FPGA também é responsável pela distribuição de *clock*, através de uma PLL interna, para os 16 conversores analógico-digital duplos da placa. Tal PLL interna pode receber um sinal de *clock* de referência tanto de um oscilador local, instalado no TMDB, quanto do sinal de *clock* do LHC¹¹. Tal sinal é recuperado através do circuito decodificador do TTC. O projeto da PCB para os sinais do GTP e planos que distribuem as tensões de alimentação do Core FPGA, foi baseado no manual de projeto de placas de circuito impresso para a família Spartan-6 [63]. Este documento é fornecido pela própria fabricante do dispositivo FPGA, e concentra requerimentos

⁹É a partir desta tensão de referência que gera-se, através de um divisor de tensão, o *offset* para o terceiro estágio da seção analógica. A tensão de referência também é utilizada internamente pelo ADC para determinar a metade da escala de conversão.

¹⁰Um par Tx/Rx, também denominado lane, é formado por um canal de transmissão e um canal de recepção.

¹¹Há um *jumper* na placa que permite a seleção entre os sinais de *clock*. Para fins de depuração, o oscilador local permite que a placa opere sem a presença do *clock* recuperado pelo TTC.

e recomendações sobre os seguintes aspectos: impedância das trilhas para os sinais do GTP, planos de alimentação, planos de terra, capacitores de desacoplamento para as alimentações, dentre outros.

VME FPGA: É um dispositivo EP3C25F324C8 da família Cyclone III [64] da Altera. A principal funcionalidade do VME FPGA é permitir a interface do TMDB com o barramento VME. Tal interface é construída através de circuitos digitais, sintetizados no VME FPGA, que implementam o protocolo de comunicação descrito em [46]. O barramento VME é utilizado para a configuração e a depuração do TMDB, através de diversos registradores presentes em ambos os FPGAs. Para fins de depuração, os mesmos dados (ROD Fragment) que são enviados para a ROS do TileCal podem ser requisitados pelo barramento VME. Além disso, o FPGA VME fornece acesso, através do barramento VME, aos seguintes dispositivos do TMDB: i) decodificador do TTC – permite a configuração e o monitoramento, através de um barramento I2C [65], de registradores do circuito decodificador do TTC; ii) JTAG Hub – circuito que concentra a comunicação com todos os dispositivos que tem suporte ao padrão JTAG no TMDB; iii) fontes de alimentação da seção digital – permite a configuração e o monitoramento, através do barramento PMBus [66], das fontes que alimentam os circuitos digitais do TMDB. O projeto da PCB, na região do FPGA VME, seguiu os requerimentos e as recomendações apresentadas nas referências [67] e [68].

3.4.3 Circuitos digitais sintetizados no Core FPGA

Os circuitos digitais sintetizados no Core FPGA permitem o processamento dos sinais oriundos das células D do TileCal, e também, fornecem os resultados do processamento para a TGC-Sector Logic e para a ROS do TileCal. Estes circuitos foram descritos através das linguagens Verilog [69] e [58], e foram simulados através da ferramenta Modelsim PE [70]. A Figura 3.14 mostra um diagrama em blocos dos referidos circuitos. Os principais blocos serão descritos a seguir:

MPU: É um acrônimo para Unidade de Processamento de Módulo, do inglês *Module Processing Unit*. Tal nomenclatura foi inspirada na própria função deste bloco, que é processar os sinais de um módulo do TileCal. Como um TMDB processa os sinais gerados por 8 módulos do TileCal, 8 MPUs são instanciadas no Core FPGA. A Figura 3.15 ilustra o diagrama em blocos de um MPU. Cada MPU recebe os sinais de leitura dos lados esquerdo e direito, tanto para a célula D5 quanto para a célula D6 de um mesmo módulo. Estes quatro sinais alimentam quatro filtros casados, um para cada sinal, que têm a função de maximizar a relação sinal-ruído de cada leitura. Os filtros casados foram realizados através da configuração inversa de filtros FIR [71], onde as operações de soma e multiplicação foram implementadas

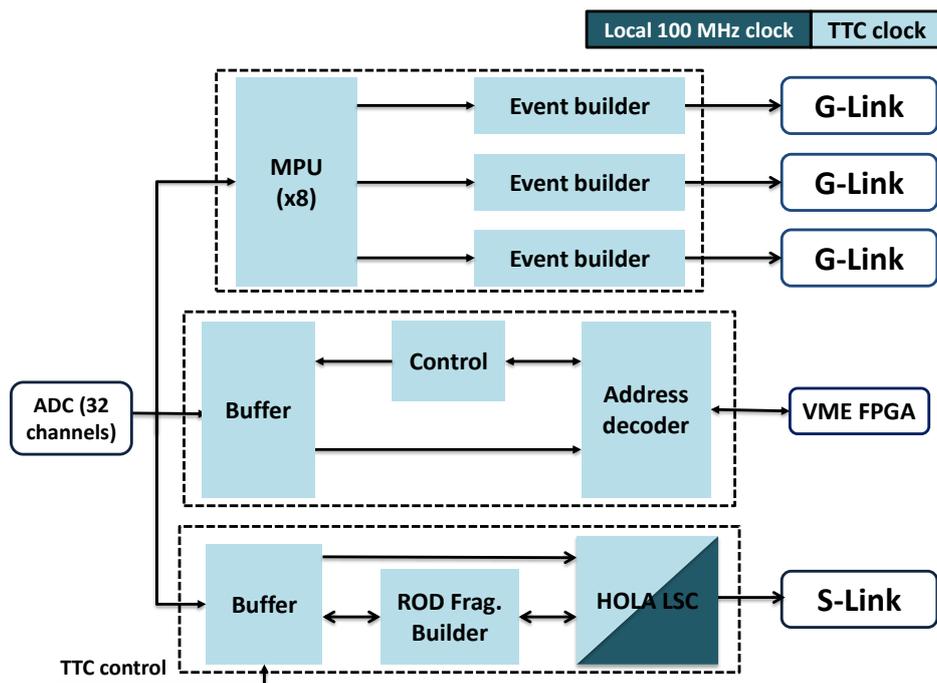


Figura 3.14: Diagrama em blocos dos circuitos digitais sintetizados no Core FPGA.

através de LUTs no FPGA¹², e *flip-flops* foram utilizados como elementos de atraso. Em seguida, as saídas dos filtros casados referentes aos lados de uma mesma célula são somadas. Portanto, obtém-se a soma dos sinais filtrados das leituras L e R da célula D5 – D5SUM. Além disso, obtém-se a mesma soma para as leituras da célula D6 – D6SUM. Uma terceira soma é realizada entre os sinais D5SUM e D6SUM, gerando o sinal D56SUM. Dois detectores de pico, um para cada, recebem aos sinais D6SUM e D56SUM. O detector de pico compara 3 amostras consecutivas do sinal recebido, através de um registrador de deslocamento de 2 estágios e comparadores digitais realizados no FPGA. Denominando tais amostras consecutivas A_0 , A_1 e A_2 ¹³, o detector de pico fornece uma resposta verdadeira quando A_1 é maior que A_0 e A_2 . Em paralelo, tanto o sinal D6SUM quanto o sinal D56SUM são apresentados a 2 comparadores de patamar – uma dupla de comparadores para cada sinal. Isto permite que cada um dos referidos sinais seja comparado com 2 diferentes patamares de energia para a detecção de múons. Por fim, as respostas dos comparadores de patamar e de pico são combinadas para fornecer a resposta final do MPU. Isto é realizado através de portas AND que recebem os devidos resultados das comparações para os sinais D6SUM e D56SUM. Portanto, cada MPU retorna quatro valores Bo-

¹²No sentido de que os próprios elementos lógicos (FPGA *fabric*) foram utilizados para a construção de somadores e multiplicadores. Não deve ser confundido com uma tabela de resultados previamente obtidos.

¹³Considerando t_0 , t_1 e t_2 , os consecutivos instantes de amostragem, respectivamente, para A_0 , A_1 e A_2 . Assume-se que, $t_2 > t_1 > t_0$.

oleanos (bits) referentes aos sinais D5SUM e D6SUM. Tais valores são atualizados com a mesma frequência do *clock* do LHC (ou com o inverso do período de colisão).

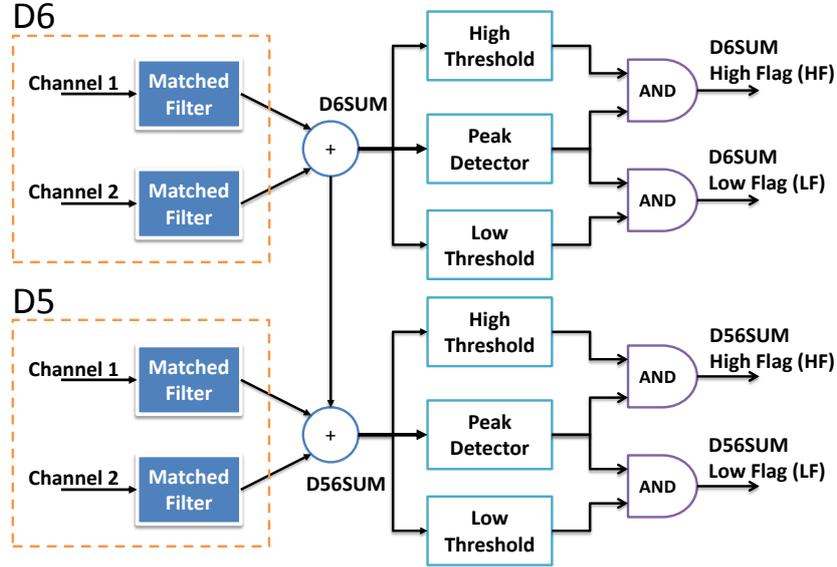


Figura 3.15: Diagrama em blocos da unidade de processamento de módulo (MPU).

Event Builder: É responsável por concatenar os resultados de 4 MPUs, formando uma palavra de 16 bits que será enviada para a TGC-Sector Logic através de umas das interfaces G-Link. A codificação exigida pelo padrão G-Link, CIMT [61], é realizada utilizando os elementos lógicos do FPGA. Já a serialização e a sincronização dos dados, para a mesma interface, são obtidas através do transceptor GTP no Core FPGA.

VME Interface: Implementa um barramento paralelo de comunicação, no modo *Slave*, para que dados possam ser trocados entre os FPGAs do TMDB¹⁴. É pela presente interface que os dados fluem quando registradores do Core FPGA são acessados através do barramento VME. Os dados de um ROD Fragment também são transmitidos pela interface que está sendo apresentada, quando estes são requisitados pelo barramento VME.

Address Decoder: É o bloco que decodifica os endereços recebidos pela VME Interface (apresentada acima). Tais endereços referem-se aos registradores alocados no Core FPGA.

ROD Fragment Builder: Baseado em uma FSM, do inglês *Finite State Machine* [58], constrói um bloco de dados, denominado *ROD fragment*, contendo informações relevantes sobre o processamento realizado em um TMDB¹⁵. Um ROD

¹⁴A FPGA VME implementa um barramento paralelo de comunicação no modo *Master*.

¹⁵O termo “ROD” é utilizado na denominação porque um TMDB envia dados para um ROS através do mesmo princípio utilizado por um Readout Driver (ROD).

Fragment está sempre associado a um evento que foi aceito pelo nível 1 de filtragem do ATLAS, e contém as seguintes informações: i) dados brutos da conversão analógica-digital – 7 amostras de 8 bits para cada um dos 32 canais de um TMDB; ii) respostas das MPUs – 3 palavras de 16 bits referentes às 3 MPUs de um TMDB; iii) resultados dos filtros casados – 16 palavras de 32 bits que são os resultados das somas D5SUM e D6SUM, realizadas em cada uma das 8 MPUs de um TMDB. Além disso, dados para fins de identificação e controle são adicionados ao ROD *fragment*.

3.4.4 Filtragem para a maximização de razão sinal-ruído

Estudos demonstraram que uma SNR de, aproximadamente, 6,0 permite uma discriminação de sinais ótima [11]. Como os valores de SNR apresentados anteriormente, da fusão para a região das tampas, variam entre cerca de 4 e 6, considerou-se a inclusão de um discriminador linear para a maximização de SNR no processamento do módulo eletrônico TMDB. Tal discriminador baseia-se na teoria de hipótese [72], onde um cenário em que se deseja detectar sinais corrompidos por ruído é considerado como um problema de hipótese binário: uma hipótese, normalmente denominada H_0 , quando há apenas ruído, e a outra hipótese, normalmente denominada H_1 , quando há sinal adicionado de ruído. A razão de verossimilhança entre as pdfs¹⁶ conjuntas do sinal que se deseja discriminar, no numerador a pdf dada a hipótese H_1 e no denominador a pdf dada a hipótese H_0 , maximiza a SNR para a detecção [72]. Como a utilização das referidas pdfs conjuntas demanda recursos computacionais que podem resultar em um tempo de processamento maior que o permitido no L1 [11], durante o desenvolvimento do discriminador esmerou-se pelo melhor compromisso entre a demanda de recursos computacionais e a eficiência de operação. Desta maneira, um filtro casado para a detecção de um sinal determinístico corrompido por ruído Gaussiano e branco¹⁷ foi desenvolvido para o módulo TMDB.

A consideração que o sinal gerado pelo canal analógico de múons é determinística não foge tanto da realidade, uma vez que os sinais gerados a partir das células do TileCal passam por um circuito de conformação [29] que faz com que a forma de onda do sinal seja constante, onde apenas a amplitude do mesmo varia. A amplitude dos sinais, após o circuito de conformação, é proporcional a quantidade de energia depositada em uma célula do TileCal¹⁸. Tal consideração permite que o cálculo da razão de verossimilhança do discriminador se resuma ao cálculo do produto interno entre o sinal recebido e um sinal de referência [73]. Por conseguinte, reduz-se substancialmente a demanda por recursos computacionais. O sinal de referência é

¹⁶Função de densidade de probabilidade

¹⁷Um ruído cujas amostras são descorrelacionadas, implicando que, somente para o caso Gaussiano, suas amostras sejam estatisticamente independentes.

¹⁸Rigorosamente, a amplitude é proporcional a quantidade de carga convertida pelo PMT de uma célula que, por sua vez, é proporcional a energia depositada na célula.

o sinal típico gerado por múons que cruzam as células do TileCal. Idealmente, tal sinal não deve estar adicionado de ruído. Uma vez que não é possível adquirir uma amostra do sinal típico de múons sem a participação do ruído, através de um sistema real, utiliza-se uma aproximação na qual o ruído é minimizado. Esta aproximação é obtida através da média de um grande número de sinais de múons de alta energia (> 1 GeV). Tais sinais de alta energia são utilizados para que suas formas de onda exibam o mínimo de influência do ruído eletrônico. O ruído eletrônico do TileCal é, de fato, um processo Gaussiano, contudo, há severas correlações entre as suas amostras. Deste modo, um filtro branqueador [74] foi considerado. Este pode ser realizado através de uma matriz branqueadora, onde o sinal original é projetado e, assim, obtém-se o novo sinal cujas componentes do ruído são descorrelacionadas. Tal matriz é calculada a partir dos auto-valores e dos auto-vetores [75] da matriz de covariância do ruído do canal analógico de múons.

O filtro casado foi implementado no FPGA Core através de filtros FIR (*Finite Impulse Response*) com estrutura transposta [76]. Há um total de 32 filtros, um para cada canal, sintetizados no FPGA Core. Cada filtro opera com 7 coeficientes para a representação do sinal de referência. Se os filtros fossem implementados através da utilização de blocos de multiplicação e acumulação (ou blocos de DSP) do FPGA, um total de 224 blocos seriam necessários, porém, o dispositivo utilizado como o FPGA Core tem apenas 180 blocos de DSP. Outra possibilidade seria a utilização da estrutura direta do filtro FIR, entretanto, circuitos combinacionais muito extensos seriam gerados, o que não permitiria a operação de tais filtros com um *clock* de 40 MHz¹⁹. Desta maneira, a estrutura transposta de filtros FIR foi escolhida por permitir que os circuitos de multiplicação e acumulação sejam intercalados por registradores, garantindo que a latência de cada estágio de multiplicação e acumulação (latência entre os registradores ou *flip-flops*) seja sempre a menor possível. A figura 3.16 mostra a estruturas do filtro FIR transposto, os triângulos representam a multiplicação por um coeficiente e os blocos "Reg" são os registradores que além de realizar os atrasos (z^{-1}) do filtro, permitem a separação de cada estágio de multiplicação e acumulação. Este método permitiu que os 32 filtros pudessem operar com uma frequência de *clock* de 40 MHz.

3.4.5 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. Além de três professores, quatro alunos, sendo um deles o autor do presente trabalho, são os responsáveis pelo projeto e a gerência da fabricação dos referidos módulos. Os professores são: Augusto

¹⁹A latência dos circuitos combinacionais seria maior que o período do sinal de *clock* de 40 MHz (25 ns).

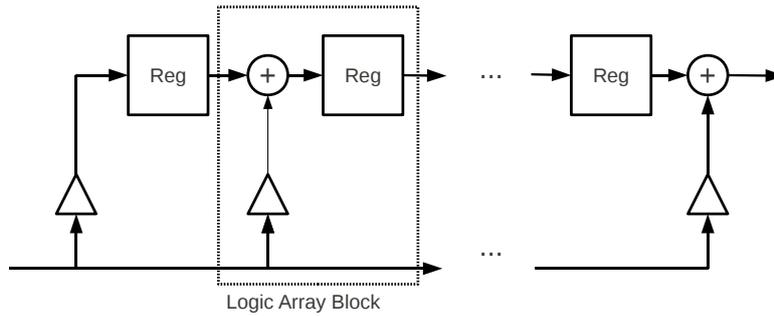


Figura 3.16: Estrutura transposta do filtro FIR – extraído de [13].

Cerqueira (UFJF), Luciano Manhães (UFJF), José Manoel de Seixas (UFRJ), e os alunos são: Júlio de Souza (UFJF), Rafael Gama (UFRJ), Victor Ferraz (UFRJ), e Vinicius Schettino (UFJF). O desenvolvimento do *hardware* passou pelas seguintes fases: i) protótipo – onde três placas foram fabricadas para a avaliação do projeto inicial. Durante esta fase determinou-se que correções eram necessárias para a seção analógica da placa. Foi decidido, também, que a interface S-Link e o receptor para o TTC deveriam ser incluídos ao TMDB.²⁰; ii) módulo 0 – esta fase, onde 3 placas foram também fabricadas, foi necessária para a consolidação das modificações realizadas na fase anterior; iii) versão final – 25 placas com o mesmo projeto da fase anterior foram fabricadas para atender o projeto TileMuon. Destas, 16 irão atender a instrumentalização da região do barril estendido do TileCal. As outras 9 estão destinadas a instrumentalização de parte da região do barril longo – mais detalhes serão dados no Capítulo 5.

Por uma questão de completude, será comentado a seguir como realizaram-se os testes iniciais dos módulos TMDB, e também, a avaliação de aspectos técnicos que influenciaram no desenvolvimento dos mesmos. A integridade dos canais de conversão analógico-digital foram verificados através de um aparato dedicado, baseado em um gerador de funções de bancada. Este aparato permitiu que um problema de oscilação, na seção analógica do módulo, fosse identificado e corrigido durante a fase protótipo do desenvolvimento. O mesmo aparato também permitiu a avaliação e a realização de eventuais correções da seção de *firmware* do MPU. Com a fabricação do módulo 0, pôde-se analisar os seguintes blocos: as interfaces de comunicação G-Link, S-Link, o barramento VME, e o circuito receptor do TTC. Sistemas de teste disponíveis em um laboratório do CERN, específicos para cada um dos blocos mencionados, foram utilizados para a validação das seções de *hardware* e *firmware*

²⁰A interface S-Link não é mandatória para que o TMDB auxilie o L1Muon – tal tarefa depende apenas da interface G-Link. Porém, através de discussões com os demais grupos do CERN envolvidos com o TileMuon, determinou-se ser de grande importância a possibilidade de enviar-se informações do processamento realizado na placa, via S-Link, para o ROS do TileCal. Tais discussões aconteceram em paralelo com a fase protótipo do TMDB.

associadas aos mesmos. Os canais de conversão analógico-digital do módulo 0 foram testados através do já comentado aparato baseado em um gerador de funções. Por fim, as versões finais do TMDB foram também testadas no CERN, através do mesmo procedimento pelo qual as placas da versão módulo 0 passaram.

Capítulo 4

Trigger de múons com leitura digital

Além do problema da alta taxa de falsos múons na região das tampas do ATLAS, apresentado no capítulo anterior, o presente trabalho abordou um segundo problema que está relacionado, também, ao rendimento do sistema de *trigger* de múons de nível 1 (L1Muon). Este segundo problema é ocasionado por descontinuidades mecânicas nas câmaras de *trigger* de múons instaladas na região central do detector, câmaras RPC. As referidas descontinuidades são causadas por necessidades estruturais do detector, tais como regiões de acesso para manutenção, áreas para passagem de cabos, além da própria estrutura mecânica que permite a fixação das diversas partes que compõem o ATLAS. A figura 4.1 mostra um mapa $\eta \times \phi$ das regiões que não são cobertas pelas câmaras RPC. As descontinuidades nas câmaras RPC reduzem a taxa de aceitação do L1Muon em um experimento onde há o desafio de ser eminentemente sensível a raros padrões, como é o caso de processos físicos de interesse cujos estados finais têm a participação de múons. Por conseguinte, o presente trabalho propõe uma solução para reduzir a ineficiência do L1Muon na região central do ATLAS, que será apresentada neste capítulo.

Atualmente, existem três camadas de câmaras RPC no espectrômetro de múons (MS) do ATLAS, denominadas, respectivamente, RPC1, RPC2 e RPC3. Estas camadas formam cilindros concêntricos no entorno do ponto de interação¹, sendo que as camadas RPC1 e RPC2 estão situadas na estação intermediária do MS (mais próxima do ponto de colisão) e a camada RPC3 está situada na estação externa do MS (a região mais distante do ponto de interação em todo o detector). Para detectar múons de baixo p_T , com até 10 GeV, o L1Muon requer a coincidência de interações nas câmaras das camadas RPC1 e RPC2 (chamadas de câmaras RPC1 e RPC2). Já múons de alto p_T , superior a 15 GeV, precisam interagir com as câmaras

¹Ponto onde ocorrem as colisões dos feixes do LHC para o ATLAS.

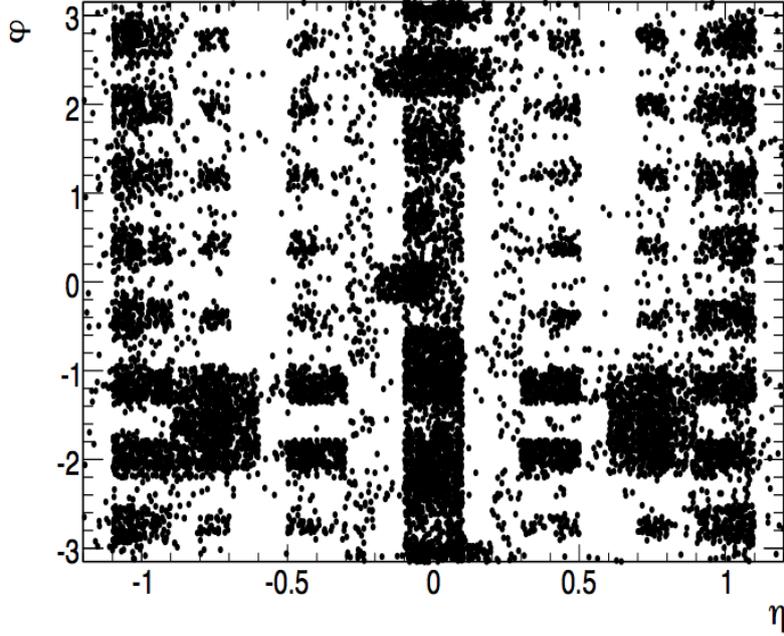


Figura 4.1: Mapa $\eta \times \phi$ das regiões que não são cobertas pelas câmaras RPC. Os pontos pretos indicam a região onde há falhas na instrumentação. – extraído de [11].

RPC1, RPC2 e RPC3 para serem detectados. A discriminação entre alto e baixo p_T é possível porque múons de baixo p_T têm suas trajetórias deflexionadas pelo campo magnético que há no MS, fazendo com que as mesmas sejam curvilíneas. Tais trajetórias não são capazes de gerar interações nas três camadas de câmaras RPC dentro de um corredor definido pela fenomenologia. Os múons de alto p_T sofrem menor deflexão pelo referido campo magnético e, conseqüentemente, exibem trajetórias que se aproximam de retas. Tais trajetórias são capazes de gerar interações nas três camadas de câmaras RPC dentro de um específico corredor.

Como a maior parte das discontinuidades mecânicas apresenta-se nas camadas RPC1 e RPC2, no presente trabalho foi desenvolvido um sistema de *trigger* que utiliza apenas a informação das câmaras RPC3 com objetivo de atenuar a ineficiência do L1Muon para detecção de múons de alto p_T na região central do ATLAS. Com a exclusão das câmaras RPC1 e RPC2, além do aumento de eficiência, espera-se também que o referido sistema de *trigger* exiba um considerável aumento da taxa de falso alarme quando comparado ao L1Muon. Este aumento deve-se ao ruído de fundo que, sem a participação das câmaras RPC1 e RPC2, sofrerá menor supressão. Com a fase 2 de atualização, onde o LHC será preparado para fornecer mais luminosidade aos detectores em seu entorno, atingindo a fase HL-LHC, e o ATLAS será atualizado para lidar eficientemente com este aumento substancial de informação, o calorímetro hadrônico (TileCal) receberá uma nova eletrônica. Esta proporcionará canais de leitura digital para todas as células do TileCal. Tal atualização permitirá o aumento

da razão sinal-ruído dos referidos canais o que propicia a detecção de múons no TileCal[12]. Este argumento é ainda mais interessante quando considera-se a região do barril do TileCal, onde, atualmente, a razão sinal-ruído é insuficiente para a detecção de múons[11]. Isto ocorre devido ao tamanho reduzido das células da referida região e ao ruído eletrônico presente nos canais de múon (ver o capítulo anterior).

Com a finalidade de atenuar a esperada alta taxa de falso alarme do *trigger* alimentado apenas pelas câmaras RPC3, cuja região no ATLAS coincide com a região do barril do TileCal, e ao considerar o ambiente que será atingido com a fase 2 de atualização, o emprego do TileCal foi proposto no presente trabalho. Através da fusão de informação do TileCal com a informação das câmaras RPC3, um esquema de coincidência pode ser executado para reduzir a indesejada taxa de falso alarme. Uma vez que o TileCal está situado entre o ponto de interação e o MS, deposições de energia ocasionadas por múons que cruzam o barril do TileCal serão utilizadas para confirmar os disparos, causados pelos mesmos múons, nas câmaras RPC3. O estudo da fusão da informação entre o TileCal e as câmaras RPC3 será apresentado na seção 4.2 deste capítulo. Já o *trigger* que utiliza apenas a informação das câmaras RPC3 será apresentado na próxima seção.

4.1 *Trigger* utilizando apenas a RPC3

Para permitir o estudo de um sistema de *trigger* que não inclua a ineficiência causada pelas falhas na instrumentação das câmaras RPC1 e RPC2, desenvolveu-se um sistema de *trigger* que é alimentado apenas pelas câmaras RPC3. Tal sistema será chamado de *trigger* RPC3 no decorrer do presente documento. Da mesma forma que o L1Muon, o *trigger* RPC3 baseia-se na coincidência de interações de partículas que ocorrem nas camadas internas das câmaras RPC, porém, neste caso, apenas as camadas das câmaras RPC3 são consideradas.

Uma câmara RPC tem duas camadas de tiras projetadas para medir a projeção η de uma interação (tiras η) e outras duas camadas de tiras projetadas para medir a projeção ϕ (tiras ϕ) da mesma interação. Para que um candidato a múon² seja detectado é necessário que uma das camadas que medem a projeção η seja estimulada e, também, que uma das camadas que medem a projeção ϕ seja estimulada [77]. As tiras η e ϕ sobrepõem-se dentro da região de uma câmara RPC, permitindo que a posição de uma interação seja medida nas projeções η e ϕ . Além de permitir a medição destas duas coordenadas, o requerimento de que uma interação ocorra em

²É chamado de candidato a múon porque o mesmo pode ser um falso alarme, devido a probabilidade que o próprio *trigger* tem de gerar falsos alarmes. Para ser considerado um múon verdadeiro, o candidato precisa ser completamente reconstruído, utilizando toda a segmentação do ATLAS, o que ocorre apenas em análises *offline*.

pelo menos uma camada, para cada uma das projeções, permite a supressão do ruído de fundo. Além disso, com o objetivo de reduzir a influência de partículas que não sejam geradas por colisão, as interações devem acontecer dentro de uma janela de tempo menor ou igual ao período entre as colisões do LHC (25 ns).

Dados *offline* que contêm informações sobre as interações nas tiras η e ϕ das câmaras RPC foram utilizados para o desenvolvimento do *trigger* RPC3. De forma a garantir que o *trigger* RPC3 possa ser implementado no sistema *online* de *trigger* do ATLAS, nem toda a informação que está disponível nos dados *offline* pode ser utilizada para alimentar o *trigger* RPC3. Muitas destas informações foram obtidas através de algoritmos rebuscados que combinam, durante a reconstrução de eventos, toda a segmentação do detector e, portanto, não estão disponíveis para o sistema *online* de *trigger*. Por conseguinte, como entradas do algoritmo desenvolvido, foram utilizadas apenas as informações sobre a posição das tiras, tempo da interação, identificação de camadas e identificação de câmaras.

Apesar de uma câmara RPC conter diversas tiras para a detecção de uma interação, a resolução do L1Muon é dada em função das dimensões das câmaras RPC. Quando um candidato a múon é encontrado em uma determinada câmara, o L1Muon considera a posição desta câmara para fornecer as coordenadas do candidato. As dimensões de uma câmara RPC são $\approx 0,1$ e $\approx 0,2$, respectivamente, em η e ϕ , ainda assim o L1Muon é capaz de detectar candidatos a múon com uma resolução de $\approx 0,1$ para η e $\approx 0,1$ para ϕ . Isto ocorre porque o L1Muon considera a dimensão ϕ das câmaras como duas regiões lógicas de iguais dimensões. Para partir de uma resolução equivalente à do L1Muon o *trigger* RPC3 também considera a dimensão ϕ de uma câmara RPC3 como duas regiões lógicas de $\approx 0,1 \times \approx 0,1$ em $\eta \times \phi$ e detecta candidatos a múon de acordo com os métodos de coincidência que serão apresentados na próxima subsecção. Com o padrão de um candidato a múon uma vez detectado, o *trigger* RPC3 ainda precisa estimar a posição deste candidato no ATLAS.

4.1.1 Métodos de coincidência

Como as câmaras RPC3 compreendem duas camadas de tiras para medir a projeção η de uma interação e duas camadas de tiras para medir a projeção ϕ da mesma interação, durante o estudo do *trigger* RPC3 pôde-se avaliar diferentes estratégias cegas para a detecção de múons através dos estímulos gerados nas referidas camadas. Quanto mais rigoroso é o método de coincidência, mais ímune ao ruído de fundo torna-se o *trigger* RPC3, contudo o mesmo torna-se, também, menos eficiente ao processo físico de interesse. Três métodos de coincidência foram estudados e estes serão apresentados a seguir:

Método *loose* de coincidência

Para detectar um candidato a múon, o método *loose* de coincidência requer, ao menos, uma interação na camada η_1 ou uma interação na camada η_2 e, também, ao menos, uma interação na camada ϕ_1 ou uma interação na camada ϕ_2 . Além disso, a fim de reduzir a participação de processos físicos que não foram gerados por colisão, uma interação deve atender o seguinte requisito para ser considerada válida: a diferença entre o tempo da interação sob teste e o tempo da primeira interação (a de menor tempo no conjunto de interações) não pode ser superior ao período entre as colisões do LHC (25 ns).

Método *medium* de coincidência

O método *medium* de coincidência exige ao menos uma interação na camada η_1 e ao menos uma interação na camada ϕ_1 , para detectar um candidato a múon. Neste caso, tanto os estímulos que ocorrem na camada η_2 quanto os estímulos que ocorrem na camada ϕ_2 são propositalmente desconsiderados. Isto é realizado com a finalidade de atenuar a participação de interações geradas pelo ruído de fundo; no entanto, interações produzidas pela partícula de interesse, nas camadas η_2 e ϕ_2 , deixam também de ser consideradas. A exigência de tempo para as interações serem julgadas como válidas, apresentada no método *loose*, também é aplicada no método atual.

Método *tight* de coincidência

Com o objetivo de detectar um candidato a múon, o método *tight* demanda pelo menos uma interação na camada η_1 e pelo menos uma interação na camada η_2 e, também, pelo menos uma interação na camada ϕ_1 e pelo menos uma interação na camada ϕ_2 . Ademais, para que a coincidência seja considerada válida, as interações que ocorrerem nas duas camadas η devem estar suficientemente próximas, assim como as interações que ocorrem nas camadas ϕ . A distância máxima entre interações válidas não pode ultrapassar uma determinada janela de espaço que é calculada, independentemente, para as camadas η e para as camadas ϕ . Tais janelas são definidas com base na distância entre estímulos gerados pela trajetória de múons que cruzam uma câmara RPC3. Com a exigência de que uma partícula produza estímulos em todas as quatro camadas de uma região lógica, e ainda dentro de janelas de espaço que limitam a interferência de estímulos espúrios, eventualmente produzidos pelo ruído de fundo, espera-se que o método *tight* selecione amostras mais puras de múons. Da mesma forma que nos dois métodos anteriores, o requerimento de tempo é também utilizado para que as interações sejam aceitas no método atual.

4.1.2 Estimação de coordenadas

Após encontrar o padrão de interação de um candidato a múon, através dos métodos de coincidência apresentados acima, ainda é necessário estimar as coordenadas de tal candidato para a realização do *trigger* RPC3. Foram estudados três métodos para a estimação de coordenadas com a finalidade de comparar a acurácia na medição da posição de múons, obtida através dos referido métodos, com a acurácia do L1Muon. A comparação entre os três métodos será apresentada no capítulo de resultados. Os três métodos serão apresentados abaixo.

Centro das regiões lógicas

Este método utiliza o centro da região lógica onde um candidato a múon foi encontrado como a posição do mesmo. A coordenada η do candidato é o ponto médio da dimensão η da região lógica e a posição ϕ do candidato é o ponto médio da dimensão ϕ da região lógica.

Baricentro das interações

Como uma região lógica compreende diversas tiras para a medição de estímulos gerados por partículas que cruzam uma câmara RPC3, o presente método explora a resolução das tiras para a medição da posição de um candidato a múon. Há cerca de 32 tiras η e cerca de 24 tiras ϕ em uma região lógica, portanto, a resolução obtida a partir das tiras é de $\approx 0,03$ e $\approx 0,04$, respectivamente, em η e ϕ , enquanto a resolução de uma região lógica é de $\approx 0,1$ para η e $\approx 0,1$ para ϕ . Desta maneira, o presente método avalia o impacto da resolução das tiras nos resultados de acurácia para a medição da posição de múons pelo *trigger* RPC3. A coordenada η do candidato a múon é dada pela equação

$$\eta = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \eta_i$$

onde η_i é centro de uma tira que mede η aceito pelo método de coincidência utilizado e N é o número total de tiras que medem η que foram aceitos. Já a coordenada ϕ é dada por

$$\phi = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M \phi_i$$

onde ϕ_i é centro de uma tira que mede ϕ aceito pelo método de coincidência utilizado e M é o número total de tiras que medem ϕ que foram aceitos.

Combinação de interações

Apesar das tiras η somente serem utilizadas para medir a coordenada η de um candidato a múon pelo L1Muon, as tiras ϕ podem também fornecer a coordenada η de um candidato. Enquanto as tiras η têm uma resolução de $\approx 0,03$ para medir a dimensão η , as tiras ϕ têm uma resolução de $\approx 0,1$ para medir a referida dimensão. Isto ocorre porque existem cerca de 32 tiras η ortogonais à dimensão η , enquanto as tiras ϕ são paralelas a tal dimensão, fazendo com que as tiras ϕ tenham uma resolução equivalente à distância entre seus centros. A Figura mostra uma ilustração das tiras η e ϕ e suas resoluções para medir a dimensão η . O mesmo argumento vale, também, para a coordenada ϕ . Enquanto as tiras ϕ têm uma resolução de $\approx 0,04$ para medir a dimensão ϕ , as tiras η tem uma resolução de $\approx 0,1$ para medir a referida dimensão.

Com o objetivo de aproveitar toda a informação gerada quando uma partícula cruza uma câmara RPC3, o presente método combina tanto as interações que ocorrem em tiras η quanto as interações que ocorrem em tiras ϕ para estimar as coordenadas de um candidato a múon. Isto é realizado através de um estimador por mínimos quadrados [78], que obtém a melhor aproximação em medições realizadas por instrumentos distintos (tiras η e ϕ) de uma mesma grandeza (a coordenada η ou a coordenada ϕ).

4.2 Sistema de *trigger* utilizando as câmaras RPC3 e as células D do TileCal

Uma vez que o objetivo do sistema *online* de *trigger* do ATLAS é ser extremamente sensível aos raros padrões de interesse, sendo, ao mesmo tempo, altamente capaz de rejeitar processos físicos ordinários, a maximização da rejeição de ruído de fundo é uma característica de suma importância para o projeto de um sistema de *trigger* para o ATLAS, como é o caso o do *trigger* RPC3. Além do mais, há as considerações sobre a alocação de banda passante do L1, apresentadas no capítulo anterior, onde apenas 25% da banda passante é destinada ao *trigger* de múons e, portanto, ocupar parte da referida banda com informações espúrias implica na redução da probabilidade para observar processos físicos de interesse.

A partir da fase 2 de atualização do LHC/ATLAS, o TileCal irá operar com uma nova eletrônica onde todas as suas células poderão ser lidas através de canais digitais dedicados ao L1. Da mesma forma, toda a segmentação das câmaras de múon poderá ser acessada através de leituras digitais. A atualização da eletrônica do TileCal acarretará no aumento da razão sinal-ruído de seus canais de leitura que, por sua vez, propiciará a detecção de múons em suas células. Através deste

argumento e com a finalidade de atenuar a taxa de falso alarme do *trigger* RPC3, mantendo a eficiência de detecção do mesmo, foi realizado o estudo de um sistema de *trigger* que funde a informação do TileCal com a informação das câmaras de *trigger* de múons, considerando as condições³ que serão atingidas com a fase 2 de atualização do LHC/ATLAS.

Da mesma maneira do que foi apresentado no capítulo anterior, para a fusão da informação, o referido sistema de *trigger* utiliza as células D do TileCal, no entanto, ao invés das câmaras TGC, as câmaras de múons que são utilizadas são as RPC3. Outra diferença em relação ao estudo do capítulo anterior é que as células do TileCal que coincidem com as câmaras RPC3 não são as células D5 e D6, e sim as células D0-D4, portanto, estas serão utilizadas no presente estudo. A célula D5 será também considerada porque uma pequena parte da mesma coincide com a região das câmaras RPC3. Além disso, a célula BC8 será utilizada para ajudar na detecção de múons cuja trajetória passa pela fissura que há entre o barril longo e o barril estendido do TileCal. Tal sistema de *trigger*, que funde as câmaras RPC3 com o TileCal, será referido por *trigger* RPC3+Tile no decorrer do presente trabalho. Como tratam-se de detectores com geometrias distintas, a próxima subseção irá apresentar um estudo sobre o casamento geométrico entre o TileCal e as câmaras RPC3. Em seguida o algoritmo que realiza a confirmação de múons detectados pelo *trigger* RPC3, através da deposição de energia de múons que cruzam o TileCal, será apresentado.

4.2.1 Casamento em geometria

Em consequência de querer-se utilizar a informação do TileCal para reduzir a taxa de falso alarme do *trigger* RPC3, todavia mantendo a probabilidade de detecção do mesmo, surgem as seguintes questões: Em que posição do referido calorímetro um candidato a múon do *trigger* RPC3, confirmado como um múon verdadeiro, cruza o calorímetro? Quantas células do TileCal são estimuladas pelo candidato a múon? Qual é o valor de energia depositada pelo múon no TileCal? Com a finalidade de elucidar estas questões, realizou-se um estudo do perfil de deposição de energia, gerado por múons detectados pelo *trigger* RPC3, no TileCal. Este estudo será apresentado na presente subseção.

Como a geometria das câmaras RPC3 e do TileCal é distinta, não há um alinhamento entre os centros de tais câmaras e os centros das células do TileCal. No caso do *trigger* RPC3 que, excluindo o método de estimação de posição por centro das regiões lógicas, utiliza o centro das tiras para estimar a posição de candidatos a múon, deve-se considerar também que não há um alinhamento entre as tiras e as

³Diante da leitura digital, o canal de múons da placa somadora (ver o capítulo) do TileCal não será utilizado.

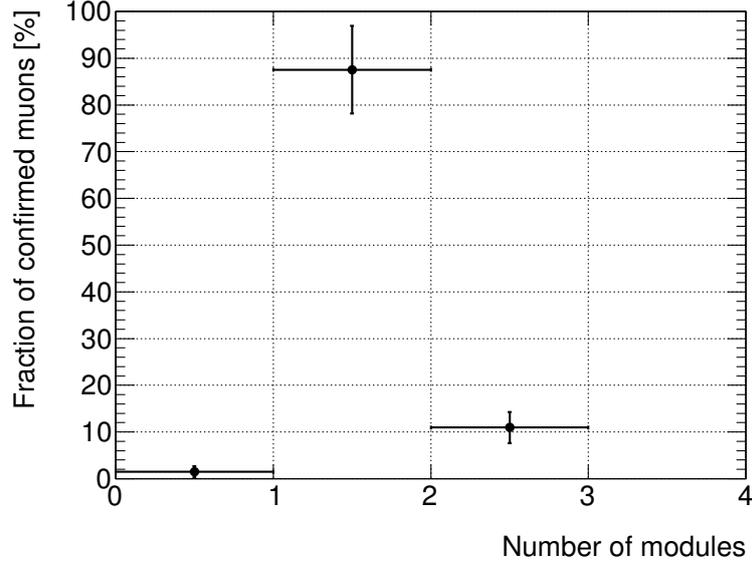


Figura 4.2: Distribuição do número de módulos estimulados por candidatos a múons, confirmados por simulação como múons com $p_T > 15$ GeV.

células do TileCal. Há também, as diferentes incertezas na estimação da posição de processos físicos detectados pelo TileCal e detectados pelo *trigger RPC3*. Por fim, existe a influência do campo magnético do toroide na trajetória de múons, o que provoca um desvio entre a posição destas partículas no TileCal e a posição nas câmaras de múon. Tal desvio ocorre para a coordenada η de um múon[79] e, portanto, a coordenada ϕ do mesmo pode ser utilizada como um ponto de partida para o casamento de geometria entre as câmaras RPC3 e o TileCal. O tamanho das células D do TileCal é cerca de $0,2 \times \pi/32$ em $\eta \times \phi$, exceto para a célula D4 que é $\approx 0,1 \times \pi/32$. Por conseguinte, adota-se para o TileCal a incerteza de $\pm\pi/64$ para a medição da posição de deposições de energia em ϕ . Considerou-se como a incerteza para a medição da coordenada ϕ de candidatos a múon do *trigger RPC3* o valor de $\pm 0,05 \approx \pi/64$. Este é o valor obtido com as distribuições de acurácia do método de estimação de coordenada por baricentro. De posse dos dois valores de incerteza espera-se que o desvio máximo em ϕ de um múon, medido pelo *trigger RPC3* e o TileCal, seja de $\pm\pi/32$. Isto posto, é esperado que tal múon cruze o TileCal dentro de uma região em ϕ com tamanho equivalente a $2\pi/32$, cujo centro é a coordenada ϕ do candidato a múon do *trigger RPC3*. O tamanho de tal região corresponde a 2 módulos do TileCal. A figura 4.2 mostra a distribuição do número de módulos estimulados por candidatos a múon, confirmados por simulação⁴ como múons com $p_T > 15$ GeV (alto p_T), quando uma região de 2 módulos no TileCal é selecionada no entorno da coordenada ϕ do candidato a múon. Pode-se notar que cerca de 88%

⁴Dados de simulação foram utilizados para o estudo apresentado na presente seção. Mais informações sobre estes dados podem ser vistas na seção 4.3.

dos múons confirmados cruzam apenas 1 módulo do TileCal, enquanto cerca de 11% dos mesmos depositam parte de sua energia em 2 módulos do TileCal. Há também, cerca de 1% de múons confirmados que não cruzam nenhum módulo do TileCal. Isto ocorre porque há um módulo desativado nos dados utilizados para este estudo. Para que um módulo seja contado, na distribuição da figura 4.2, ao menos uma célula deste módulo deve exibir uma deposição de energia maior que 100 MeV. Este valor foi escolhido com base nas distribuições de energia para múons com $p_T > 15$ GeV que cruzam as células D do TileCal. Tais distribuições podem ser vistas, separadamente para as células D0-D6 e BC8, na figura 3.8. Desta pode-se avaliar que há um pico entre 500-600 MeV para o sinal de múons e, também, um vale em torno de 100 MeV que separa o sinal do ruído de fundo do sinal de múons. Além disso, o valor de 100 MeV é cerca de 5 vezes o valor RMS (σ) do ruído eletrônico de uma célula do TileCal. Quando uma das referidas células do TileCal tem uma energia superior a 100 MeV, há uma indicação que, nesta célula, ocorreu uma deposição de energia compatível com a distribuição de energia gerada por múons nas células D e BC8 do TileCal.

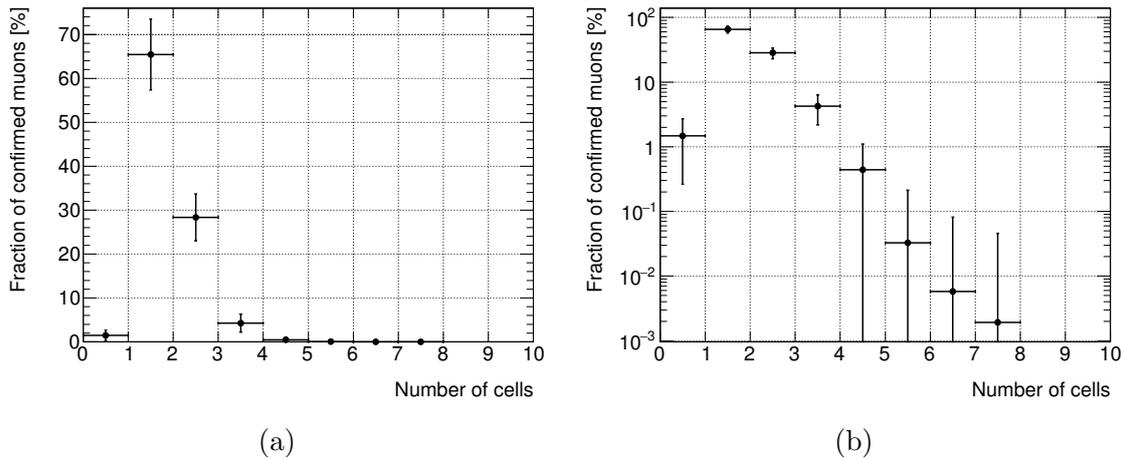


Figura 4.3: Distribuição do número de células estimuladas por candidatos a múon, confirmados por simulação como múons com $p_T > 15$ GeV. A figura (b) exibe a mesma distribuição com a escala vertical logarítmica.

Apesar de já ter-se estimado a região em ϕ por onde passa um candidato a múon do *trigger* RPC3, ainda resta o estudo da região em η por onde passa o referido múon. Considerando as células utilizadas no presente estudo (D0-D5 e BC8), em 2 módulos há um total de 14 células. Em vista disso, ainda é necessário avaliar quantas destas células são estimuladas por um candidato a múon. A figura 4.3(a) mostra a distribuição do número de células estimuladas por candidatos a múon, confirmados pela simulação como múons com $p_T > 15$ GeV, quando uma região de 2 módulos no TileCal é selecionada no entorno da coordenada ϕ do candidato a múon. Para destacar os bins com as menores frações de múons confirmados, a

figura 4.3(b) mostra uma versão da mesma distribuição com o eixo vertical em escala logarítmica. Nestas figuras é possível notar que cerca de 64% dos múons confirmados cruza apenas 1 célula, cerca de 28% cruzam 2 células, cerca de 4% estimulam 3 células e cerca de 1% não estimula nenhuma célula devido ao módulo que está desativado na simulação. Além disso, a soma das demais frações de múons confirmados, cerca de 3%, estimula de 4 a 8 células do TileCal. Estes resultados demonstram que uma significativa parcela de múons confirmados, cerca de 92%, estimula 1 ou 2 células do TileCal dentro de uma região de 2 módulos. Uma distribuição similar a última foi também realizada, porém, com a contagem do número de células estimuladas por módulo. Da mesma forma que na última, uma região de 2 módulos centrada na posição ϕ do candidato a múon foi utilizada. A figura 4.4(a) mostra tal distribuição. Uma versão da mesma com o eixo vertical em escala logarítmica pode ser vista na figura 4.4(b). Nestas distribuições pode-se avaliar que cerca de 76% dos múons confirmados estimula somente 1 célula, cerca de 22% cruzam 2 células e a soma do restante das frações, cerca de 2%, estimula 3 a 4 células. Percebe-se, também, que não há entradas para 0 células. Isto ocorre porque o módulo desativado não pode ser selecionado para essa distribuição e, portanto, não contribui com a mesma.

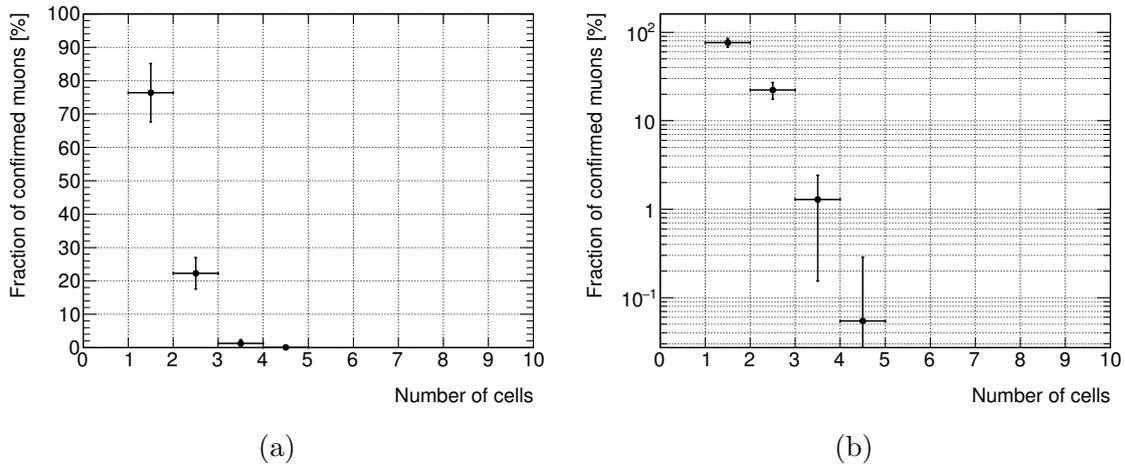


Figura 4.4: Distribuição do número de células, por módulo, estimuladas por candidatos a múon, confirmados por simulação como múons com $p_T > 15$ GeV. A figura (b) exhibe a mesma distribuição com a escala vertical logarítmica.

Tanto para a distribuição do número de células quanto para a distribuição do número de células por módulo, para que uma célula seja contada, a mesma deve ter uma energia superior a 100 MeV, caracterizando a deposição de energia mínima esperada para um múon (ver a figura 3.8). Os últimos resultados evidenciam que uma expressiva porção de múons confirmados, cerca de 98%, estimula 1 ou 2 células por módulo do TileCal. Consequentemente, um candidato a múon passa dentro de uma região em η cujo tamanho é equivalente a 2 células. Combinando o tamanho das regiões em η e ϕ , pode-se concluir que devido a incerteza no casamento de geometria,

um candidato a múon do *trigger* RPC3 passa dentro de uma região de dimensões equivalentes a 2 células por 2 módulos ($\eta \times \phi$) no TileCal, cujo centro é determinado pelas coordenadas do candidato. Sendo assim, regiões com as referidas dimensões são adequadas para a confirmação de candidatos a múon com o TileCal. A figura 4.5(a) mostra a distribuição do número de células estimuladas por candidatos a múon, confirmados pela simulação, dentro de uma região 2×2 (células \times módulos) no entorno da posição do candidato. A figura 4.5(b) mostra a mesma distribuição com o eixo vertical em escala logarítmica. Destas, é possível analisar que cerca de 52% dos múons confirmados estimulam 2 células e cerca de 48% estimulam 4 células. Percebe-se, também, que menos de 1% dos múons estimula 1 ou 3 células.

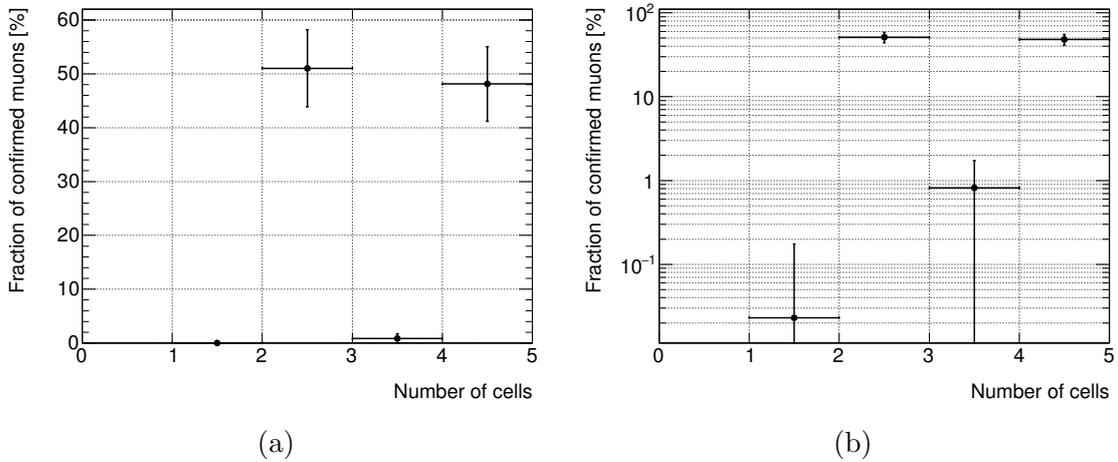


Figura 4.5: Distribuição do número de células, para uma região 2×2 (células \times módulos), estimuladas por candidatos a múon, confirmados por simulação como múons com $p_T > 15$ GeV. A figura (b) exhibe a mesma distribuição com a escala vertical logarítmica.

Com a estimativa da região no TileCal apropriada para a confirmação de candidatos a múon do *trigger* RPC3, ainda resta realizar um estudo do perfil de deposição de energia gerado por tais múons na referida região. Para tal, as 4 células que participam do *cluster*⁵ 2×2 foram ordenadas por energia de forma decrescente. Estas células são denotadas por $celula_i$ e suas respectivas energias são denotadas por E_i , onde $i = \{1, 2, 3, 4\}$ e $E_1 > E_2 > E_3 > E_4$. Desta maneira, foi possível realizar um estudo da razão entre a energia depositada em uma célula do *cluster*, E_i , e a energia total do *cluster*, $E_{total} = \sum_{i=1}^4 E_i$. A figura 4.6 mostra a distribuição de E_i/E_{total} para as 4 células de *clusters* selecionados no entorno da posição de candidatos a múons. Estes são confirmados pela simulação como múons com $p_T > 15$ GeV. Destas distribuições pode-se avaliar que múons que cruzam um *cluster* depositam de 30% a 100% de sua energia na $celula_1$ e de 0 a 50% de sua energia na $celula_2$, porém,

⁵A região no TileCal adequada para a detecção de candidatos a múon do *trigger* RPC3 será chamada de *cluster* no decorrer deste documento.

destes múons, uma quantidade substancial deposita mais de 95% de sua energia na *celula*₁ e 5% de sua energia na *celula*₂. Apesar das distribuições demonstrarem que múons que cruzam um *cluster* depositam de 0 a 30% de sua energia na *celula*₃ e de 0 a 20% de sua energia na *celula*₄, a quantidade destes múons não é significativa. Desta forma, pode-se concluir que múons que cruzam *clusters* tendem a depositar grande parte de sua energia em uma única célula que, por sua vez, deve desempenhar um papel fundamental na detecção da referida partícula no TileCal.

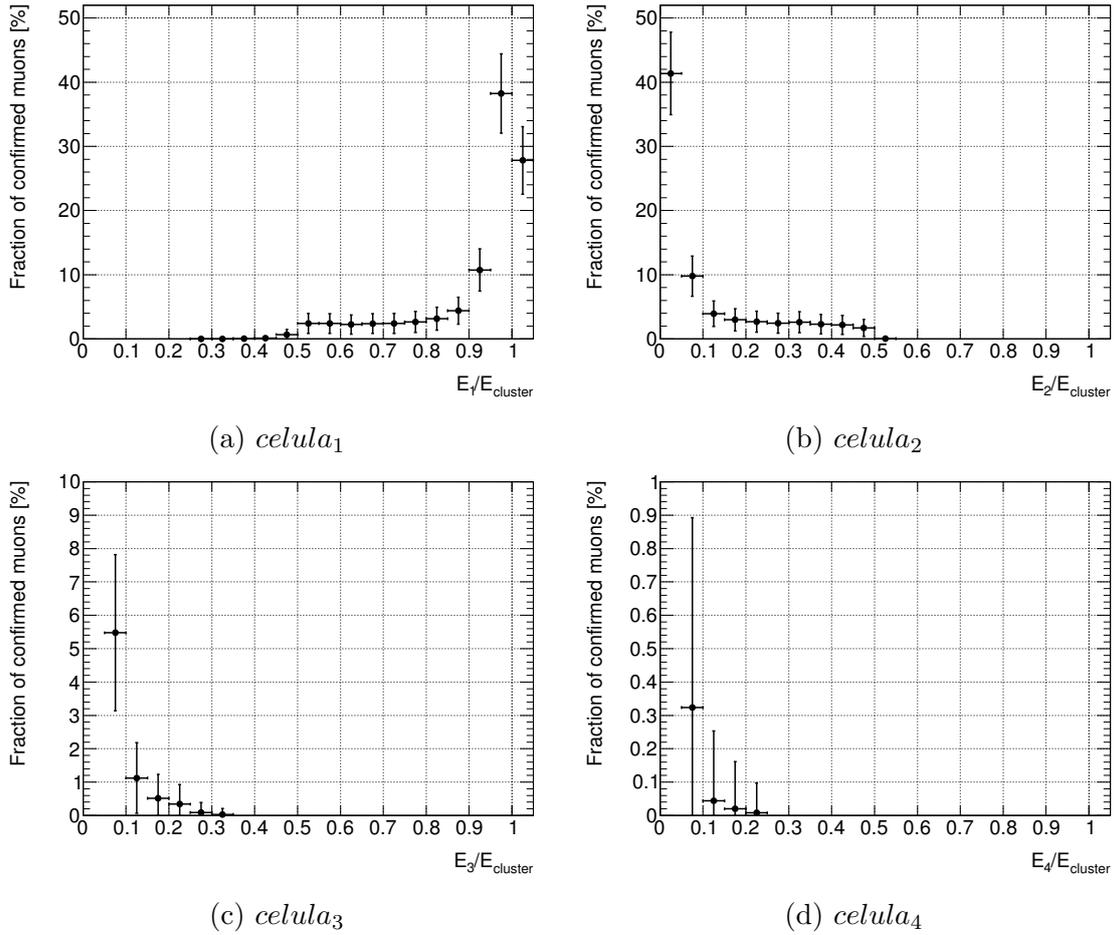


Figura 4.6: Distribuição de E_i/E_{total} para *clusters* 2×2 selecionados no entorno de candidatos a múons, confirmados por simulação como múons com $p_T > 15$ GeV.

Ainda com o objetivo de estudar o perfil de deposição de energia gerado por múons que cruzam um *cluster* do TileCal, as distribuições de energia das 4 células que compõem um *cluster* foram analisadas. A figura 4.7 mostra tais distribuições. Estas foram obtidas através de candidatos a múon, confirmados por simulação como múons com $p_T > 15$ GeV, que cruzam *clusters* criados no entorno da posição dos referidos candidatos. É possível dizer que a distribuição de energia da *celula*₁ é compatível com os espectros de energia de múons que cruzam células do TileCal, apresentados na figura 3.8. Apesar da distribuição de energia da *celula*₂ exibir uma

quantidade significativa de deposições de energia com até 500 MeV, nota-se que o pico desta distribuição está entre 0 e 50 MeV e a mesma não se assemelha aos referidos espectros de energia de múons. As demais distribuições tem picos entre 0 e 50 MeV e também não exibem compatibilidade com tais espectros de energia de múons. Estas considerações estão de acordo com a conclusão, feita acima, de que múons que cruzam *clusters* tendem a depositar grande parte de sua energia em uma única célula que, por sua vez, deve ter alta relevância para a confirmação de múons com o TileCal.

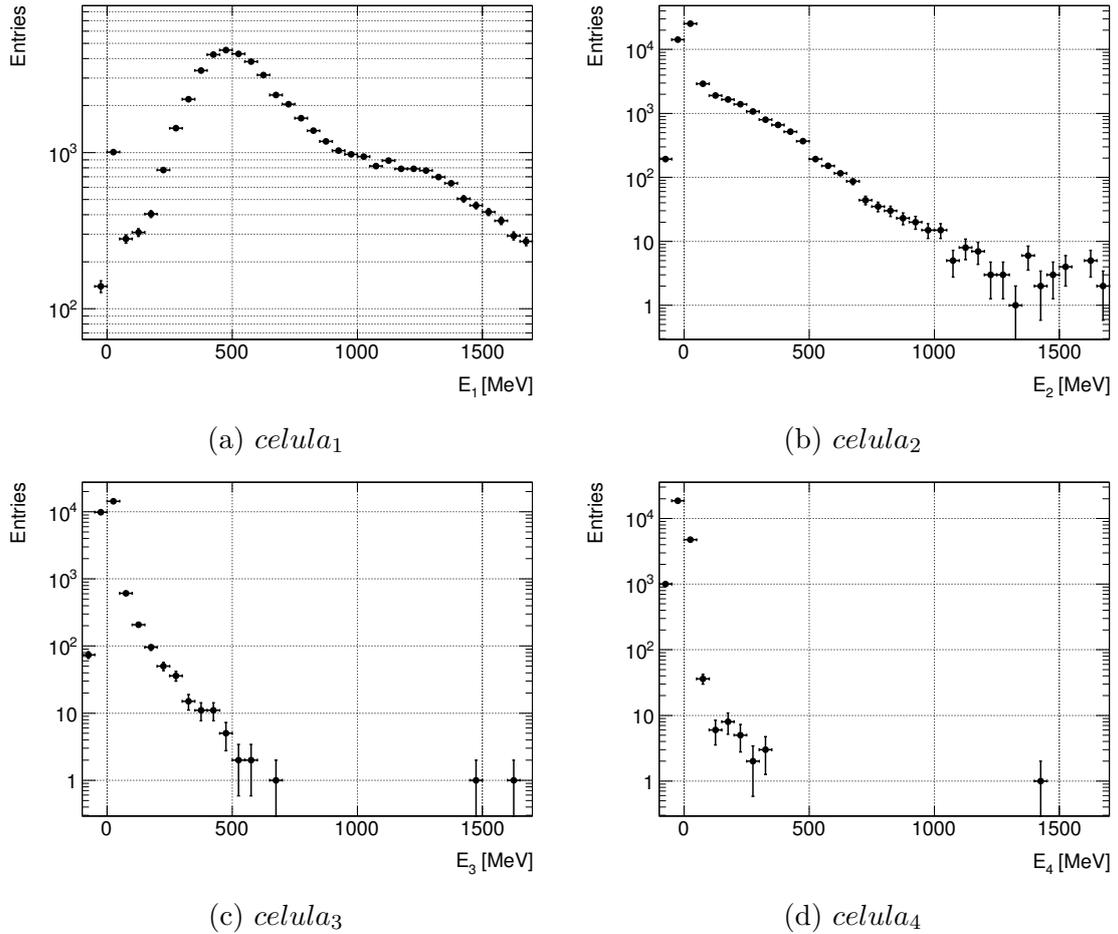


Figura 4.7: Distribuição de E_i para *clusters* 2×2 selecionados no entorno de candidatos a múons, confirmados por simulação como múons com $p_T > 15$ GeV.

Posto que a finalidade do *trigger* RPC3+Tile (onde candidatos a múon são confirmados pelo TileCal) é atenuar a taxa de falso alarme do *trigger* RPC3, ao mesmo tempo mantendo probabilidade de detecção do mesmo, é de grande importância que as dimensões do *cluster* incluam todas as células estimuladas por um múon, de modo que nenhum múon deixe de ser confirmado pela detecção no TileCal. Apesar do campo magnético do toroide não deflexionar a trajetória de múons no plano ϕ ,

um certo desvio é provocado pelo campo do solenoide⁶ no referido plano [79]. Além disso, no estudo mostrado acima, cerca de 4% dos múons estimulam 3 células em η quando cruzam o TileCal. A despeito destes 4% não serem significativos e do desvio em ϕ ser muitas vezes desprezado⁷, devido a importância de não reduzir a probabilidade de detecção do *trigger* RPC3, *clusters* 2×3 , 3×2 e 3×3 (células \times módulos) foram considerados para acomodar o possível acréscimo na incerteza do casamento em geometria para η e ϕ . Os resultados do estudo do perfil de deposição de energia para estes *clusters* são similares aos resultados apresentados para o *cluster* 2×2 .

4.2.2 Confirmação de candidatos a múon detectados pelo *trigger* RPC3

A fim de que um candidato a múon do *trigger* RPC3 seja confirmado pelo TileCal (realização do *trigger* RPC3+Tile), um múon tem que ser detectado dentro de um *cluster* cujo centro é determinado pelas coordenadas de tal candidato. Como comentado no final da seção anterior, quer-se avaliar o impacto de diferentes *clusters* no rendimento da detecção de múons com o TileCal. Para tal avaliação, o seguinte algoritmo é executado para cada candidato a múon:

1. Seleciona-se as células do TileCal que estão dentro de um *cluster* $n \times m$ (células \times módulos) centrado nas coordenadas do candidato a múon.
2. Ordena-se as células selecionadas por energia de forma decrescente. As células são denotados por $celula_i$ e suas respectivas energias são denotadas por E_i , onde $i = \{1, 2, \dots, (n \cdot m)\}$.
3. Soma-se a energia das células, $E_{total} = \sum_{i=1}^{(n \cdot m)} E_i$
4. Compara-se E_{total} com um patamar de energia, $E_{patamar}$. Se $E_{total} > E_{patamar}$, o candidato a múon é confirmado. Caso contrário, o candidato a múon é rejeitado.

Tal algoritmo representa um detector de múons para o TileCal que tem dimensões parametrizáveis para o *cluster* utilizado. Desta maneira, é possível avaliar o detector de múons para o TileCal com *clusters* de diferentes dimensões. Os *clusters* analisados têm as seguintes dimensões $n \times m$: 2×2 , 2×3 , 3×2 e 3×3 (células \times módulos). Além disso, deseja-se avaliar a relevância [81] da informação de cada célula ($celula_i$) na detecção de múons no TileCal. Deste modo, um estudo de relevância foi realizado de acordo com o método que está apresentado no final desta

⁶O desvio provocado pelo solenoide é um efeito colateral deste ímã que é utilizado para colimar os feixes do LHC

⁷Por exemplo na reconstrução da trajetória de múons no HLT[80].

seção. É importante notar que o índice i das células denota a posição da célula na classificação decrescente por energia, sendo assim, a $celula_{(n.m)}$ é a menos energética e a $celula_1$ é a mais energética.

Por fim, a detecção de múons no TileCal é realizada utilizando os parâmetros do melhor detector obtido da avaliação envolvendo os diferentes *clusters* e o teste de relevância das células. O melhor detector de múons para o TileCal é implementado, para cada candidato a múon, através do seguinte algoritmo:

1. Seleciona-se as células do TileCal que estão dentro de um *cluster* 2×2 (células \times módulos) centrado nas coordenadas do candidato a múon.
2. Ordena-se as células selecionadas por energia de forma decrescente. As células são denotadas por $celula_i$ e suas respectivas energias são denotadas por E_i , onde $i = \{1, 2, 3, 4\}$.
3. Compara-se E_1 com um patamar de energia, $E_{patamar}$. Se $E_1 > E_{patamar}$, o candidato a múon é confirmado. Caso contrário, o candidato a múon é rejeitado.

Note que o passo em que realizava-se a soma da energia das células foi excluído. Isto ocorre porque o melhor detector opera somente com a célula mais energética do *cluster*, a $celula_1$.

Relevância das células

O estudo de relevância das células de um *cluster*, apresentado neste trabalho, baseia-se no índice SP [82]. O índice SP combina em um único indicador a probabilidade de detecção (PD) e a probabilidade de rejeição de ruído (PR) para um detector, através da seguinte equação:

$$SP = \sqrt{\sqrt{PD \times PR} \times \frac{PD + PR}{2}}$$

A probabilidade de rejeição de ruído (PR) pode ser expressa em função da probabilidade de falso alarme, $PR = 1 - PD$. Com o índice SP é possível determinar o ponto de operação de um detector que maximiza a PD e a PR (ou maximiza a PD e minimiza a PF). Para isso, varia-se o patamar do detector dentro da faixa de operação do mesmo. O valor de patamar que provocar o valor máximo do índice SP (SP_{max}) é o que coloca o detector no referido ponto de operação.

Para obter a relevância de uma célula i , calcula-se o SP_{max} do detector de múons do TileCal utilizando todas as células do *cluster* $n \times m$ que alimentam o referido detector. Em seguida, calcula-se o índice SP do detector de múons do TileCal

fazendo com que a energia da célula i seja nula. Deste modo, obtém-se o SP_i para a célula i quando $E_i = 0$. A relevância da célula i é dada por

$$\Delta_{SP}^i = \frac{SP_{max} - SP_i}{SP_{max}}$$

4.3 Conjunto de dados utilizado

Dados de simulação do ATLAS são obtidos através de *softwares* geradores de partículas como o Powheg [83] e o Pythia8 [84] que são executados através do *framework* Athena[85]. O Athena gerencia praticamente todo o fluxo de produção de dados no ATLAS, desde a geração de eventos até a reconstrução dos mesmos, passando pela etapa da simulação dos processos físicos interagindo com os materiais do detector, realizada através de métodos de Monte Carlo [86] com a ferramenta Geant4 [87]. As simulações do ATLAS podem incluir todos os sub-detectores e subsistemas do mesmo, incluindo os materiais, a geometria, a eletrônica de *trigger*/aquisição de dados e os algoritmos de estimação e reconstrução de informação. São consideradas, também, as condições do ambiente de operação do detector, como a luminosidade fornecida pelo LHC e o número médio de interações por colisão dos feixes, $\langle\mu\rangle$. Além disso, as condições do próprio ATLAS podem ser incluídas nestas simulações, tais como a configuração de seus sub-detectores e subsistemas, o que inclui partes que serão instaladas nas fases de atualização e, também, a informação sobre partes que podem estar desativadas devido a um problema técnico.

Um conjunto de dados de simulação do ATLAS foi utilizado para o desenvolvimento dos *triggers* RPC3 e RPC3+Tile, apresentados neste capítulo, e para o estudo do rendimento dos mesmos, que será apresentado no capítulo 5. Tal conjunto considera as condições de 2015 do detector (*Run 2*, após a fase 0 de atualização) e contém 99.900 eventos⁸. Destes eventos, 52.005 contém múons com $p_T > 15$ GeV, formando o conjunto de processos físicos de interesse para os *triggers* RPC3 e RPC3+Tile. O restante dos eventos constitui o ruído de fundo para os referidos *triggers*.

4.4 Cálculo de rendimento dos sistemas de *trigger* desenvolvidos

Os resultados de rendimento que serão apresentados no capítulo 5 são expressados através dos seguintes parâmetros: probabilidade de detecção (PD) e probabilidade de falso alarme (PF). Além disso, o índice SP (comentado na seção 4.2.2) é,

⁸Quando uma colisão do LHC gera processos físicos de interesse no ATLAS, segundo o sistema *online* de *trigger*, toda a informação do detector é gravada em disco. Tal informação é chamada de evento.

também, apresentado em conjunto com os referidos parâmetros. O parâmetro PD é calculado através da equação

$$PD = \frac{VP}{VP + FN}$$

onde VP é o número de verdadeiros positivos e FN é o número de falsos negativos. O denominador desta equação é equivalente ao número total de eventos com processos físicos de interesse (múons com $p_T > 15$ GeV), contidos no conjunto de dados. Desta maneira, o parâmetro PD representa a fração de eventos de interesse que é detectada pelo *trigger* sob estudo. Já o parâmetro PF é calculado através da equação

$$PF = \frac{FP}{FP + VN}$$

onde FP é o número de falsos positivos e VN é o número de verdadeiros negativos. O denominador desta última equação é equivalente ao número total de eventos de ruído de fundo que há no conjunto de dados. Deste modo, o parâmetro PF representa a fração do ruído de fundo que é detectada pelo *trigger* sob análise. As quantidades VP , FN , FP e VN são computadas para cada evento do conjunto de dados de acordo com a tabela 4.1, para o *trigger* RPC3, e de acordo com a tabela 4.2, para o *trigger* RPC3+Tile.

Tabela 4.1: Computação de parâmetros para o *trigger* RPC3.

<i>Trigger</i> RPC3	Simulação	Incrementa
Não Disparou	Não Disparou	VN
Não Disparou	Disparou	FN
Disparou	Não Confirmou	FP
Disparou	Confirmou	VP

Tabela 4.2: Computação de parâmetros para o *trigger* RPC3+Tile.

<i>Trigger</i> RPC3	Detector do TileCal	Simulação	Incrementa
Não Disparou	–	Não Disparou	VN
Não Disparou	–	Disparou	FN
Disparou	Não Detectou	Não Disparou	VN
Disparou	Não Detectou	Disparou	FN
Disparou	Detectou	Não Confirmou	FP
Disparou	Detectou	Confirmou	VP

Cálculo de rendimento para a detecção de múons no TileCal

No caso dos resultados de rendimento para a detecção de múons no TileCal, que serão apresentados na seção 5.2.3, as quantidades VP , FN , FP e VN são calculadas utilizando somente eventos em que o *trigger* RPC disparou (eventos que contém candidatos a múon) e, para evitar que sejam confundidas com as outras quantidades, serão chamadas de VP_r , FN_r , FP_r e VN_r . Tais quantidades são computadas para cada evento aceito pelo *trigger* RPC3 de acordo com a tabela 4.3. Isto é realizado porque deseja-se estudar isoladamente o impacto dos diferentes detectores desenvolvidos (diferentes *clusters* e testes de relevância) na confirmação de eventos disparados pelo referido *trigger*, de modo a obter uma maior clareza na interpretação de uma possível ineficiência causada por tais detectores. Assim sendo, para o caso do rendimento da detecção de múons no TileCal, os parâmetros PD e PF tem que ser calculados em função de VP_r , FN_r , FP_r , VN_r e, portanto, serão chamados de PD_r e PF_r . O parâmetro PD_r é dado pela equação

$$PD_r = \frac{VP_r}{VP_r + FN_r}$$

que pode ser interpretada como a fração de candidatos a múon, que são múons de simulação, confirmada pelo detector do TileCal⁹. O parâmetro PF_r é dado pela equação

$$PF_r = \frac{FP_r}{FP_r + VN_r}$$

que pode ser interpretada como a fração de candidatos a múon, que na realidade são induzidos pelo ruído de fundo, confirmada pelo detector do TileCal¹⁰.

⁹Ou a probabilidade que o detector do TileCal tem em confirmar eventos de interesse disparados pelo *trigger* RPC3.

¹⁰Ou a probabilidade que o detector do TileCal tem em confirmar falsos alarmes gerados pelo *trigger* RPC3.

Tabela 4.3: Computação de parâmetros para o detector de múons no TileCal.

<i>Trigger</i> RPC3	Detector do TileCal	Simulação	Incrementa
Disparou	Não Detectou	Não Disparou	VN_r
Disparou	Não Detectou	Disparou	FN_r
Disparou	Detectou	Não Confirmou	FP_r
Disparou	Detectou	Confirmou	VP_r

Confirmação de candidatos a múon com dados de simulação

As últimas três tabelas mostram a coluna "Simulação" onde os termos "Confirmou" e "Não Confirmou" são utilizados. Estes termos vem do fato que os candidatos a múon precisam ser confirmados como múons com $p_T > 15$ GeV, pela simulação, para serem considerados verdadeiros positivos (VP). Para que tal confirmação aconteça, a diferença entre as coordenadas do candidato a múon e as coordenadas do múon simulado tem que estar dentro da incerteza para a medição de posição do *trigger* RPC3, caracterizando que os dois múons tratam-se do mesmo objeto. Caso contrário, um candidato a múon induzido pelo ruído de fundo, que não tem coordenadas compatíveis com um múon simulado, poderia ser erroneamente confirmado. A distância entre um candidato a múon e um múon simulado é dada pelas equações

$$\begin{aligned}\Delta_R &= \sqrt{\Delta_\eta^2 + \Delta_\phi^2} \\ \Delta_\eta &= \eta_{RPC3} - \eta_\mu \\ \Delta_\phi &= \phi_{RPC3} - \phi_\mu\end{aligned}$$

onde η_{RPC3} e η_μ são, respectivamente, a coordenada η do candidato a múon e a coordenada η do múon simulado. Os símbolos ϕ_{RPC3} e ϕ_μ são, respectivamente, a coordenada ϕ do candidato a múon e a coordenada ϕ do múon simulado. A incerteza para a medição de posição do *trigger* RPC3 é estimada a partir do estudo das distribuições de acurácia que será apresentado na seção 5.2.1. Destas distribuições obtém-se o referido valor de incerteza que é o mesmo tanto para η quanto para ϕ . Este valor é dado por $\eta_{incerteza} = \phi_{incerteza} = 0,05$. Deste modo,

$$\begin{aligned}\Delta_R &< \sqrt{\eta_{incerteza}^2 + \phi_{incerteza}^2} \\ \Delta_R &< 0,07\end{aligned}$$

para que um candidato a múon seja confirmado pela simulação.

Capítulo 5

Resultados

Neste capítulo serão apresentados os resultados obtidos em laboratório com os módulos eletrônicos TMDB. Tais resultados foram de suma importância para o TileMuon, uma vez que os mesmos demonstram a linearidade dos módulos TMDB para a medição de energia nas células do TileCal, além do êxito na integração com a eletrônica do ATLAS. Os testes em laboratório foram essenciais para que o TileMuon pudesse passar para a fase de comissionamento no ATLAS. Nesta fase, os módulos TMDB foram instalados em conjunto com a eletrônica do experimento, na sala de contagem do ATLAS (USA15), onde são recebidos todos os canais de múons do TileCal e se comunicam com o sistema de *trigger* e aquisição de dados (TDAQ). Durante o comissionamento diversos testes foram efetuados com a finalidade de avaliar o sucesso na integração e, também, para o estudo do rendimento do TileMuon. O resultado de tal estudo de rendimento será apresentado no presente capítulo. Apesar do envolvimento do autor da presente tese com a fase de comissionamento, os resultados obtidos durante tal fase não foram realizados pelo referido autor. O comissionamento do TileMuon prosseguiu com os trabalhos em [14] e [88], enquanto o foco da presente tese foi mantido na linha da fusão de informação para atender a limitação de eficiência do L1Muon, por consequência de descontinuidades nas câmaras de múons. Um sistema de *trigger* denominado RPC3+Tile foi desenvolvido para solucionar tal limitação. Os resultados do RPC3+Tile podem ser vistos neste capítulo. Além disso, para que se pudesse chegar no RPC3+Tile, houve a necessidade de desenvolver o *trigger* RPC3 e um detector de múons para o TileCal, onde diversas formulações foram estudadas. Os resultados do *trigger* RPC3 e das diversas formulações para o detector do TileCal estão apresentados no presente capítulo.

5.1 Leitura Analógica

Nesta seção serão apresentados os resultados dos módulos TMDB obtidos em laboratório. Em seguida, será apresentado o resultado de rendimento do TileMuon durante o seu comissionamento no ATLAS.

5.1.1 Resultados em laboratório do módulo TMDB

Há um laboratório do TileCal, no CERN, dedicado a teste e desenvolvimento de partes que compõem tal calorímetro. Neste laboratório há uma réplica reduzida¹ da eletrônica do TileCal que opera na sala de contagem do ATLAS (USA15). Apesar do detector real não estar acessível, há gavetas do referido detector disponíveis para uso neste laboratório. Portanto, é possível obter sinais de toda a cadeia eletrônica de leitura do TileCal, desde o PMT até o armazenamento de dados em mídia permanente. O sistema de injeção de carga permite a caracterização desta cadeia de leitura, omitindo apenas a participação do PMT. Como apresentado anteriormente, tal sistema emula os pulsos de corrente gerados por um PMT e está integrado a todos os canais de leitura de uma gaveta do TileCal. Também estão disponíveis um aparato que emula o funcionamento do CTP (*Central Trigger Processor* e versões reduzidas do ROS (*Readout System*) e da eletrônica das câmaras TGC (TGC-Sector Logic).

As duas próximas seções apresentarão os procedimentos adotados para a realização dos testes no laboratório do Tilecal, em conjunto com os respectivos resultados obtidos. A primeira seção trata da conversão analógico-digital de valores de carga injetados e, a segunda seção apresenta uma análise do ruído do sistema de injeção de carga. Serão apresentados os resultados sobre os testes aplicados nas versões finais dos módulos TMDB. Estes serão referidos, no decorrer deste capítulo, como TMDB FVxx, onde 'xx' é uma numeração única de cada módulo.

Análise da conversão de carga dos canais do módulo TMDB

Pulsos de corrente equivalentes as cargas de 3, 6, 9 e 12 pC, foram gerados através do sistema de injeção de carga de uma gaveta do laboratório do TileCal. Esta gaveta em particular fornece as saídas de 4 canais analógicos, o que é equivalente a dois lados de leitura de duas células do TileCal. O processo de injeção de carga foi realizado do seguinte modo:

- (i) As quatro saídas da gaveta são conectadas aos 4 primeiros canais de um TMDB;

¹No sentido de que há suporte para menos canais de leitura.

- (ii) O primeiro valor de carga, 3 pC, é selecionado;
- (iii) 100 pulsos são digitalizados em cada um dos 4 canais em questão;
- (iv) O próximo valor de carga é selecionado e o passo anterior é repetido. Caso a aquisição já tenha sido realizada para todos os valores de carga, executa-se o próximo passo.
- (v) Conecta-se as 4 saídas da gaveta aos próximos 4 canais do TMDB sob teste. Retorna-se ao passo ii), até que a aquisição de dados seja realizada para os 32 canais do TMDB.

Devido ao esquema de aquisição utilizado, 1024 amostras² foram adquiridas para cada pulso. Porém, apenas 7 amostras são, de fato, utilizadas no processamento em um TMDB³. As 7 amostras são obtidas da seguinte maneira: Para cada pulso adquirido, seleciona-se a amostra cujo valor é o máximo na sequência de dados – pico do sinal. Em seguida, seleciona-se também 3 amostras anteriores e 3 amostras posteriores à amostra do pico do sinal. Vale a pena ressaltar que todos os pulsos ficam centralizados no pico do sinal.

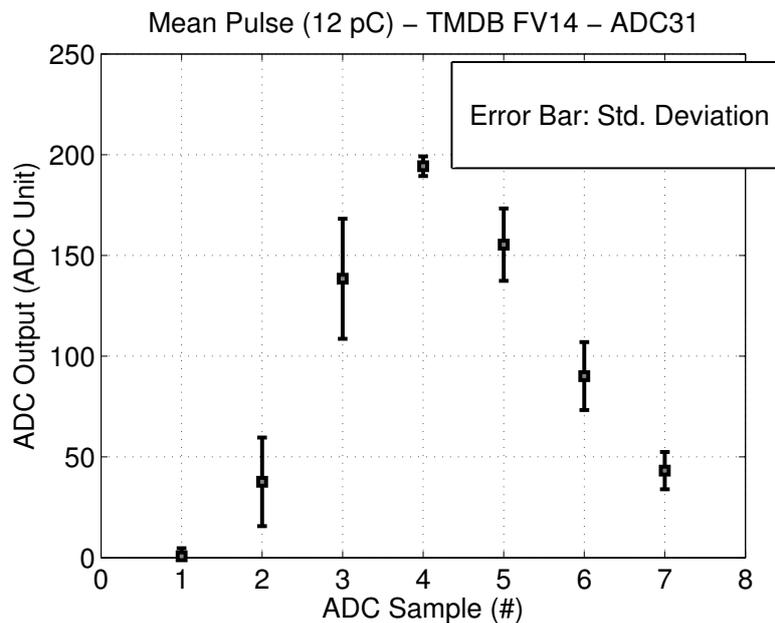


Figura 5.1: Pulso médio adquirido pelo TMDB FV14 para uma carga de 12 pC.

Como os pulsos adquiridos estão sobrepostos a valores de linha de base (pedestal), o pico do pulso é proporcional ao valor de carga injetado a menos do valor da respectiva linha de base (pedestal). Para os presentes resultados, o valor de linha

²São adquiridas 1024 por uma questão de viabilidade técnica.

³Este é o mesmo valor adotado no processamento do modo padrão de leitura do TileCal, através da consideração do compromisso entre a representação do pulso e o tempo de processamento disponível.

de base de cada pulso foi estimado através da média das 3 amostras que antecedem a primeira amostra do mesmo. O valor da linha de base é então subtraído de cada amostra do respectivo pulso. Um pulso médio pode ser obtido através da média dos valores em cada um dos 7 instantes de amostragem. A Figura 5.1 mostra o pulso médio obtido para o ADC31 do TMDB FV14, quando um valor de 12 pC foi injetado. As barras de erro são os valores do desvio padrão da média em cada instante de amostragem, representando a dispersão dos pulsos adquiridos. Quanto menores forem as barras de erro, menor será o impacto ao se assumir que os pulsos do TileCal são determinísticos. Todos os pulsos médios apresentados na presente seção foram obtidos através da média de 100 valores em cada instante de amostragem. O pico de um pulso médio é uma estimativa do respectivo valor de carga injetado, e será referido como estimativa de carga no decorrer desta seção.

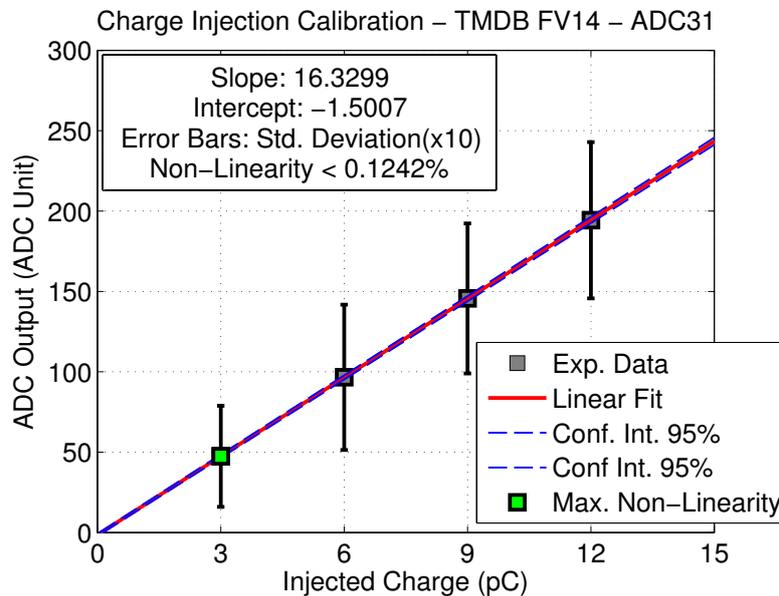


Figura 5.2: Regressão linear para o ADC31 do TMDB FV14.

Devido a forte relação linear entre os valores de carga injetados e as estimativas de carga, em unidades de ADC, pode-se realizar uma calibração entre os valores de ADC adquiridos e a carga injetada. A Figura 5.2 mostra a regressão linear realizada nas estimativas de carga obtidas para os 4 valores de carga injetados no ADC31 do TMDB FV14. O ADC31 é o canal do TMDB FV14 que apresentou o menor valor de não-linearidade dentre os 32 canais deste módulo. A Figura 5.3 mostra o mesmo processo de regressão linear, porém, para o ADC11 do TMDB FV14, onde há o maior valor de não-linearidade dentre os canais do referido TMDB. As barras indicativas dos erros, nestas figuras, foram multiplicadas por 10 para que se pudesse notar o comportamento das mesmas. As retas tracejadas em azul delimitam o intervalo de confiança da reta estimada, para um nível de confiança de 95%.

Pode-se utilizar os pulsos médios para ter-se uma noção dos pulsos cujos picos

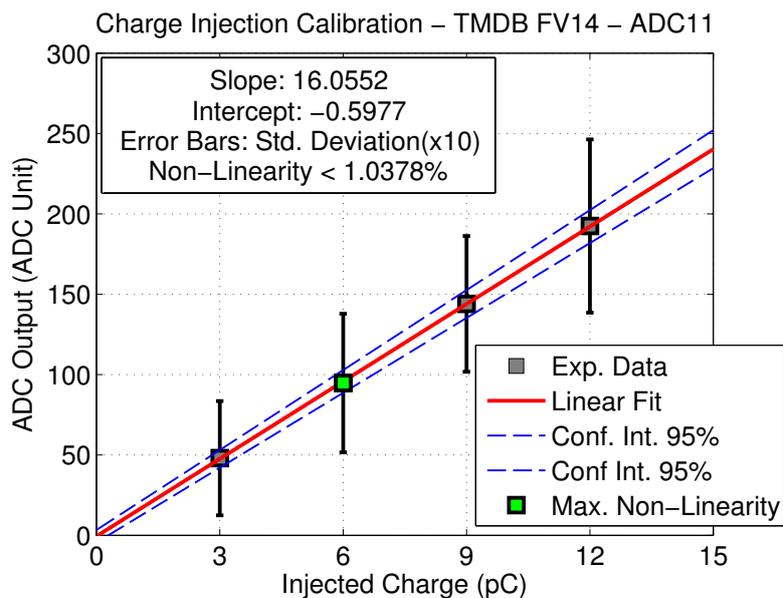


Figura 5.3: Regressão linear para o ADC11 do TMDB FV14.

geraram as estimativas de carga mais distantes da reta ajustada, responsáveis pelos valores de não-linearidade estimados. A Figura 5.4 mostra o pulso médio adquirido pelo canal ADC31 do TMDB FV14, para a carga injetada de 3 pC. A Figura 5.5 mostra o pulso médio adquirido pelo canal ADC31 do TMDB FV14, para a carga injetada de 6 pC. Os valores de não-linearidade encontrados para o TMDB FV14 estão dentro do esperado. No pior caso, a não-linearidade para o referido TMDB foi menor que 1%. No melhor caso, a não-linearidade foi menor que 0,1%.

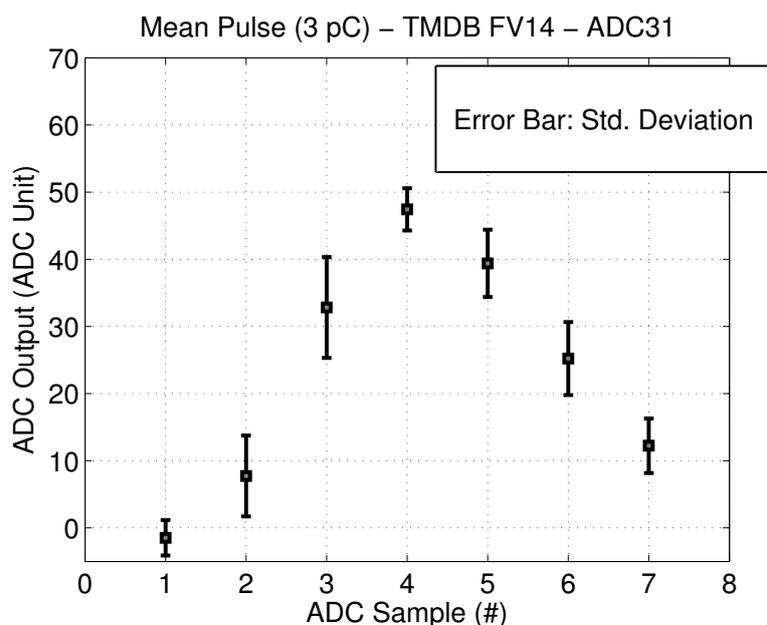


Figura 5.4: Pulso médio adquirido pelo TMDB FV14 para uma carga de 3 pC.

O coeficiente angular de uma reta ajustada representa a relação entre a carga

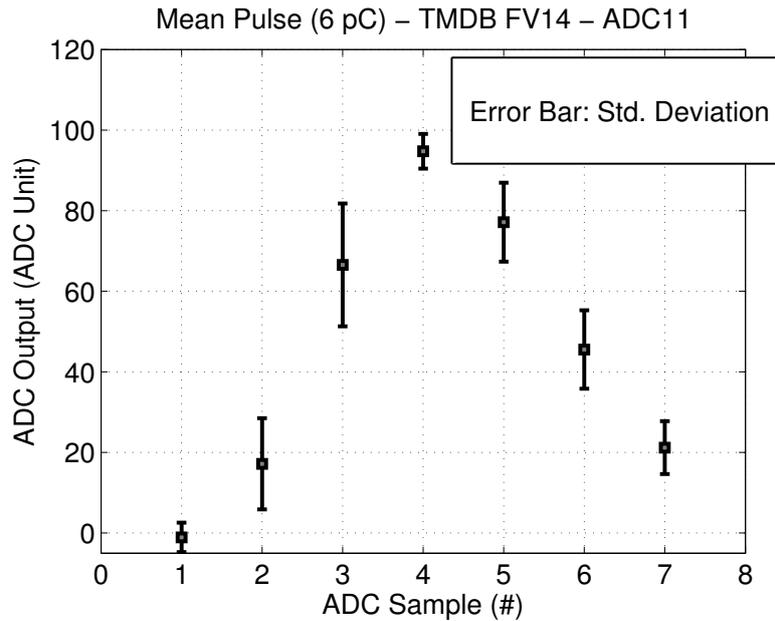


Figura 5.5: Pulso médio adquirido pelo TMDB FV14 para uma carga de 6 pC.

injetada (em pC) e valor de ADC obtido (em unidades de ADC) para um canal do TMDB. Tal coeficiente também é chamado de ganho, por representar o ganho de um canal do TMDB em unidades de ADC/pC. Como a medição de carga é uma tarefa essencial, os valores de ganho e de linearidade são importantes indicadores na análise de um TMDB. A Figura 5.6 mostra um sumário dos ganhos estimados para os 32 canais do TMDB FV 14. As barras de erro são o intervalo de confiança, dos ganhos estimados, para um nível de confiança de 95%. O tamanho da barra de erro nos dá uma noção da qualidade do ajuste linear para o respectivo canal – quanto maior, maior é a incerteza no ajuste. Tal sumário de ganhos permite a identificação de canais que estejam fora do padrão, como é o caso do ADC6 do TMDB FV2 – mostrado na Figura 5.7. Fatores prováveis para o baixo ganho do canal ADC6 da FV2 são: um defeito no próprio canal e problemas com as conexões no aparato experimental. Este problema ainda será investigado.

Existem barras de erro notavelmente maiores quando compara-se o sumário de ganho das FV2 e FV14. Ainda sobre a FV2, o ADC8 é o canal com a maior não linearidade (mostrado na Figura 5.8), porém, o canal ADC9 é o canal com a maior intervalo de confiança (mostrado na Figura 5.9). Isto significa que obteve-se para o ADC8 a estimativa de carga que mais se distanciou da reta ajustada. Ainda assim obteve-se um ajuste linear melhor que o do ADC9. Já o ADC9, é o canal que tem o pior dos ajustes lineares, indicando que este tem a maior soma das distâncias das estimativas de carga à reta ajustada, apesar de nenhuma destas distâncias superar a do ADC8. Os valores mais baixos de não-linearidade e intervalo de confiança, para a FV2, foram obtidos no canal ADC18 – mostrado na Figura 5.10. Os pulsos médios

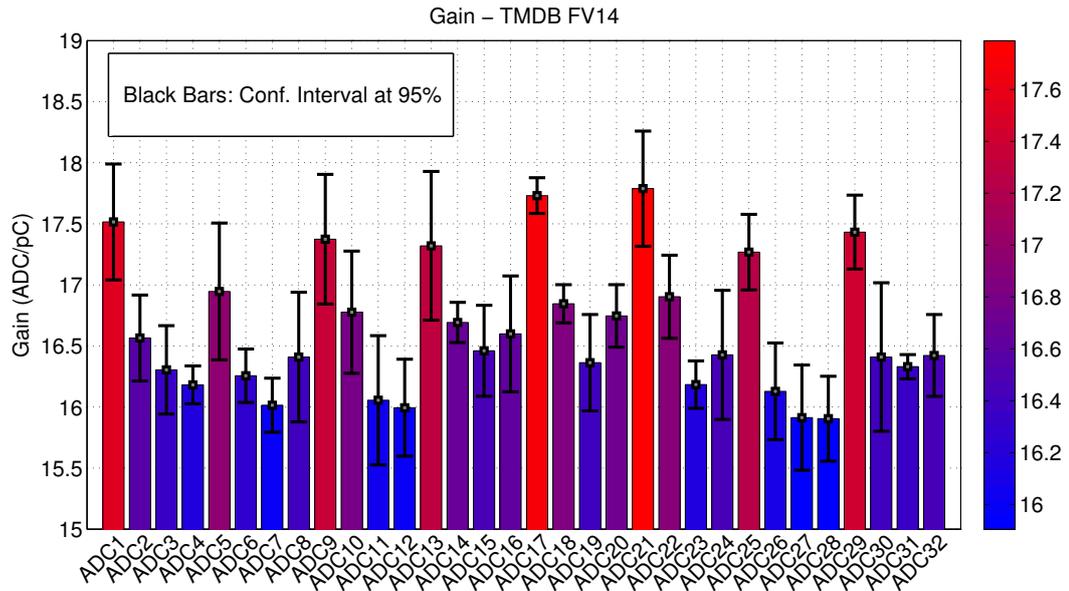


Figura 5.6: Sumário dos ganhos obtidos para o TMDB FV14.

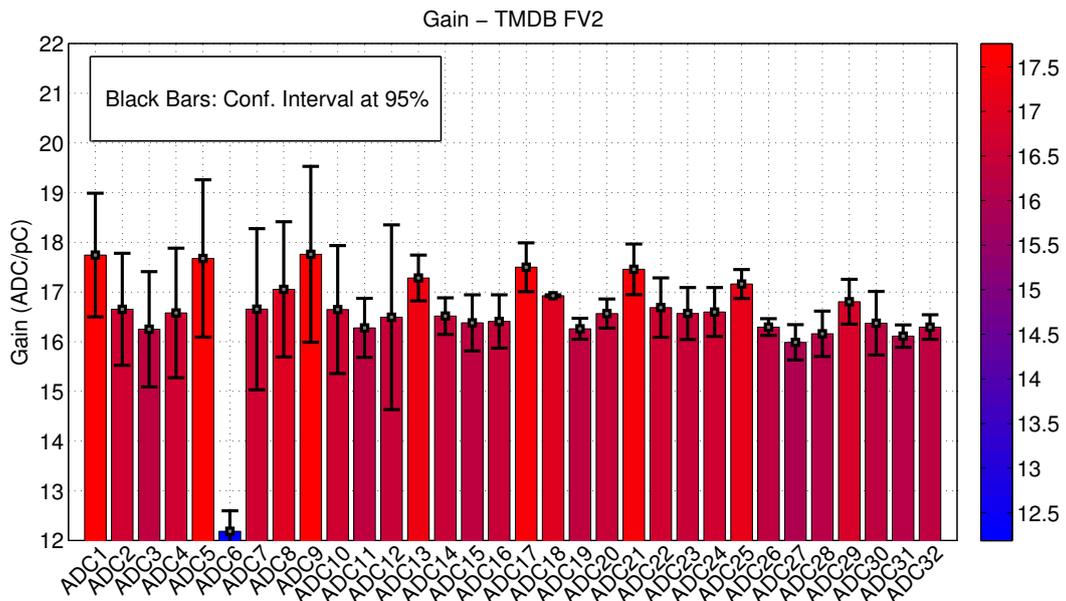


Figura 5.7: Sumário dos ganhos obtidos para o TMDB FV2.

cujos picos estão relacionados à não linearidade dos canais ADC8, ADC9 e ADC18, são mostrados na Figura 5.11.

Por fim, os ganhos de todos os módulos TMDB testados foram sumarizados na Figura 5.12. Cada barra é a média dos 32 ganhos obtidos para um TMDB em particular, identificado no eixo x do gráfico. As barras de erro são os valores de desvio padrão respectivos aos valores médios. Pode-se observar que a barra de erro para o TMDB FV2 está fora do padrão, indicando uma provável anomalia no referido módulo. Tal gráfico reúne todos os módulos que foram submetidos ao teste em laboratório até a elaboração da presente seção deste documento.

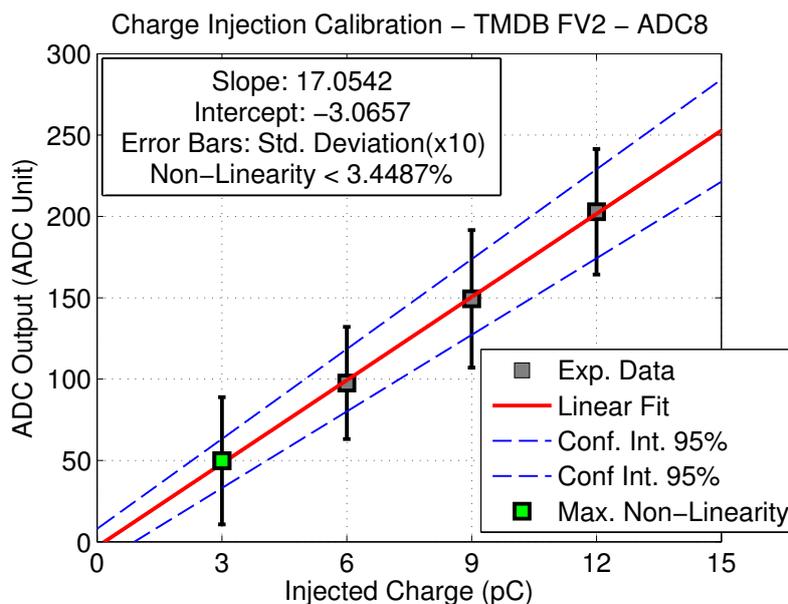


Figura 5.8: Regressão linear para o ADC8 do TMDB FV2.

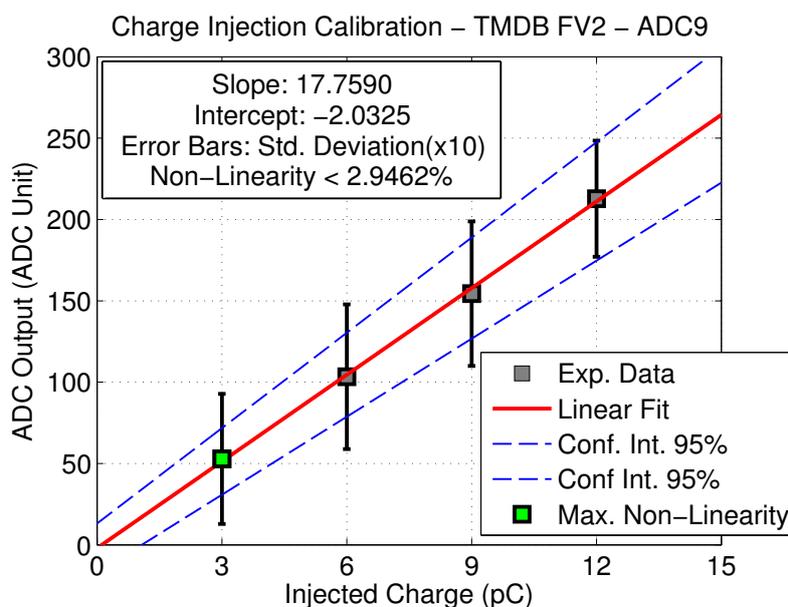


Figura 5.9: Regressão linear para o ADC9 do TMDB FV2.

Análise do ruído nos canais do módulo TMDB

Sinais de ruído da mesma gaveta utilizada no teste apresentado acima foram adquiridos através do seguinte procedimento:

- (i) As quatro saídas da gaveta são conectadas aos 4 primeiros canais de um TMDB;
- (ii) A injeção de carga é desabilitada;

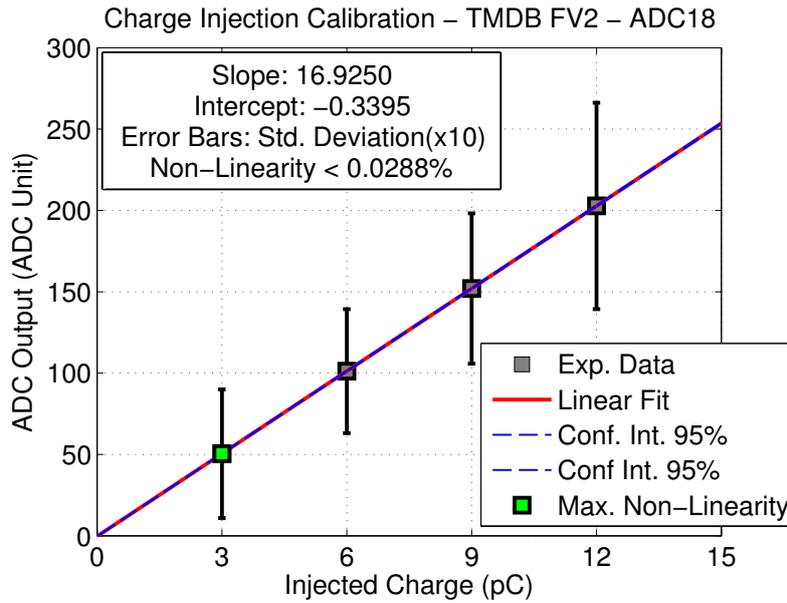


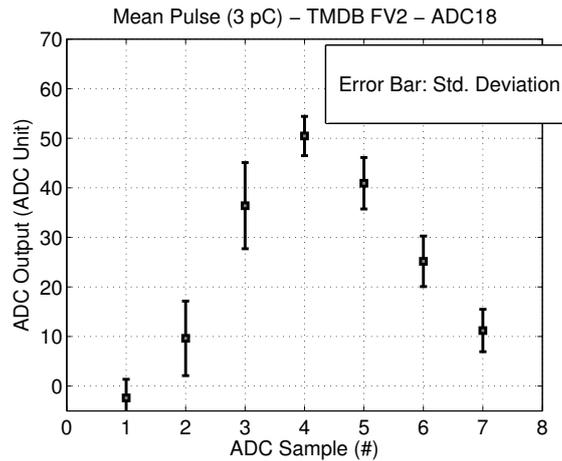
Figura 5.10: Regressão linear para o ADC18 do TMDB FV2.

- (iii) Digitaliza-se 65536 amostras⁴ do ruído para cada um dos 4 canais em questão;
- (iv) Conecta-se as 4 saídas da gaveta aos próximos 4 canais do TMDB sob teste. Retorna-se ao passo iii), até que a aquisição de dados seja realizada para os 32 canais do TMDB.

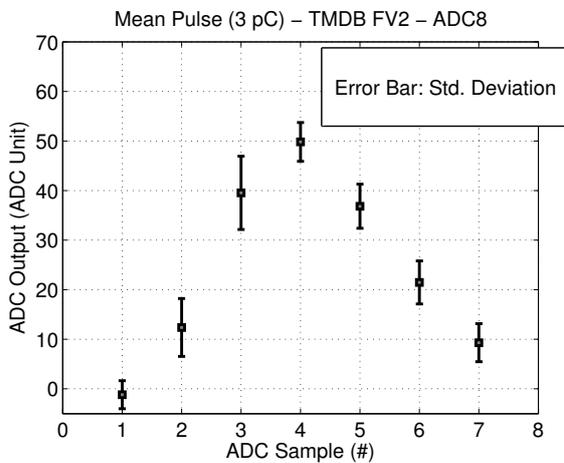
Apenas por uma questão de manter-se a concordância, a presente seção irá apresentar resultados sobre a análise do ruído dos mesmos canais comentados na seção anterior. A Figura 5.13 mostra as distribuições de ruído obtidas para os canais ADC31 e ADC11, ambos do TMDV FV14. Cada distribuição contém as 65536 amostras de ruído adquiridas no respectivo canal. O histograma foi normalizado através da área do mesmo. Como pode ser observado através das figuras, o teste de χ^2 [89] rejeitou a hipótese nula de que a distribuição observada é consistente com um modelo Gaussiano. Este resultado contraria a expectativa de que o ruído do TileCal exibe um comportamento Gaussiano. Nenhuma das distribuições de ruído, para todos os canais, de todos os módulos TMDB que foram testados, obteve a hipótese nula aceita pelo teste de χ^2 . Atribui-se este comportamento ao aparato experimental utilizado, porém, futuras investigações serão realizadas. A Figura 5.14 mostra as distribuições de ruído obtidas para os canais ADC8, ADC9 e ADC18, todos do TMDV FV2.

Como uma estimativa do ruído de um canal em particular, considera-se o valor do desvio padrão da distribuição de ruído para tal canal. Os valores de ruído obtidos

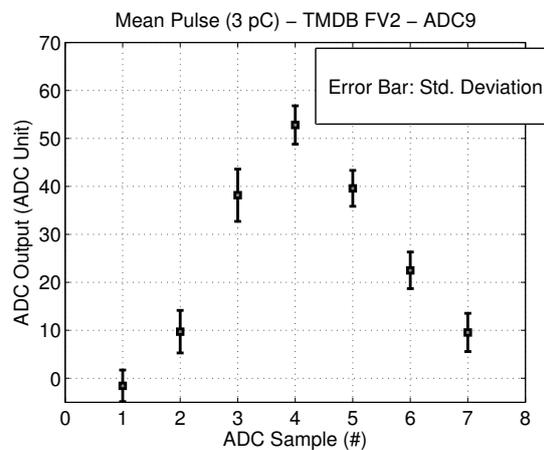
⁴Na realidade, 64 aquisições de 1024 amostras são realizadas por uma questão de viabilidade técnica. Em seguida, as 64 sequências de dados são concatenadas na ordem em que foram adquiridas. O intervalo de tempo entre a aquisição das sequências de dados é de alguns segundos.



(a) ADC18



(b) ADC8



(c) ADC9

Figura 5.11: Pulsos médios adquiridos pelo TMDB FV2.

para o TMDB FV14 e para o TMDB FV2 estão, respectivamente, sumarizados nas Figura 5.15 e 5.16. As barras de erro desta figura são a incerteza estatística de cada valor de desvio padrão (ruído). Como a mesma quantidade de amostras foi utilizada para a obtenção de todos os valores de ruído, a incerteza estatística é constante para todos os canais. Da mesma forma que foi feito para os valores de ganho, todos os valores de ruído obtidos com os módulos TMDB avaliados foram reunidos na Figura 5.17. Cada barra é a média dos 32 valores de ruído estimados para um TMDB específico, identificado no eixo x do gráfico. As barras de erro são os valores de desvio padrão respectivos aos valores médios.

Para analisar a correlação entre os instantes de amostragem do ruído em um TMDB, mais uma vez, o esquema de amostragem adotado pelo processamento do TMDB teve que ser emulado. Cada vetor de 65536 amostras de ruído foi reformatado como uma matriz $[8192 \times 8]$, cujas colunas representam 8 instantes consecutivos de amostragem do vetor original. Como o processamento do TMDB utiliza apenas 7

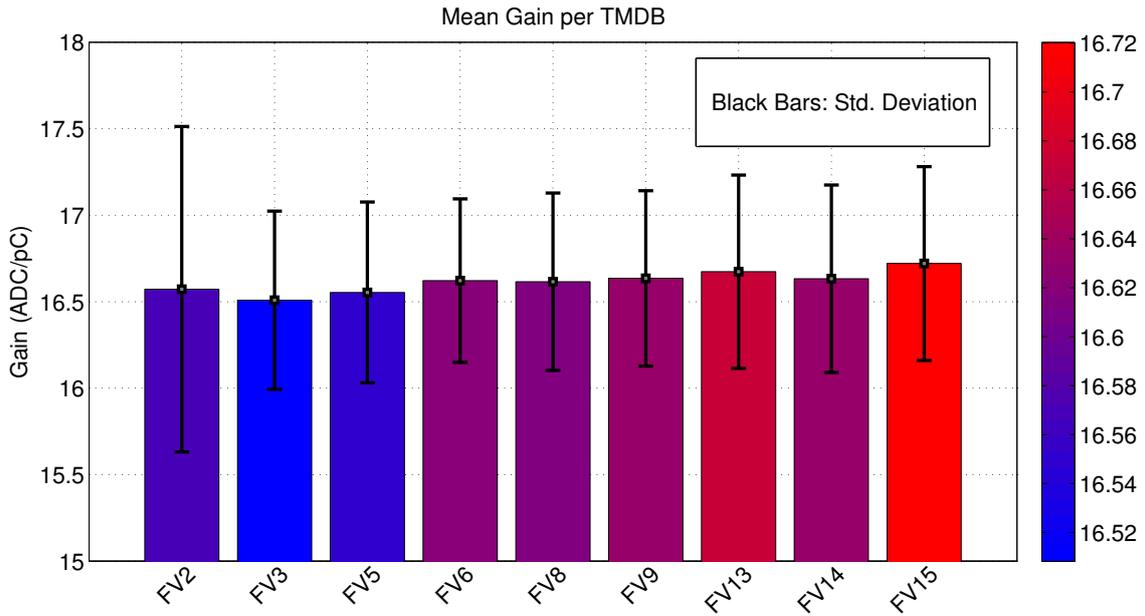


Figura 5.12: Sumário dos ganhos obtidos para os módulos TMDB.

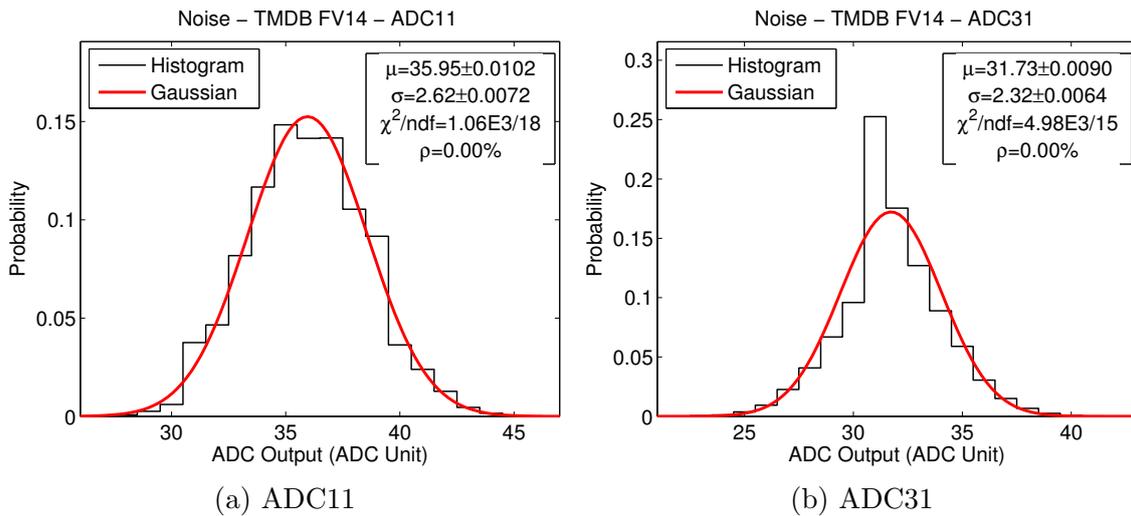


Figura 5.13: Distribuições de ruído para o TMDB FV14.

instantes de amostragem, a última coluna foi descartada⁵, resultando numa matriz $[8192 \times 7]$. Deste modo, obteve-se, por canal dos módulos TMDB testados, um total de 8192 observações (amostras) para cada um dos 7 instantes de amostragem. A Figura 5.18 mostra as matrizes de covariância obtidas para os canais ADC31 e ADC11, ambos do TMDB FV14. Estes resultados confirmam a forte correlação esperada para a amostragem do ruído do TileCal. A Figura 5.19 mostra as matrizes de covariância obtidas para os canais ADC8, ADC9 e ADC18, todos do TMDB FV2.

⁵A primeira coluna também poderia ser descartada. O importante é manter 7 instantes de amostragem consecutivos.

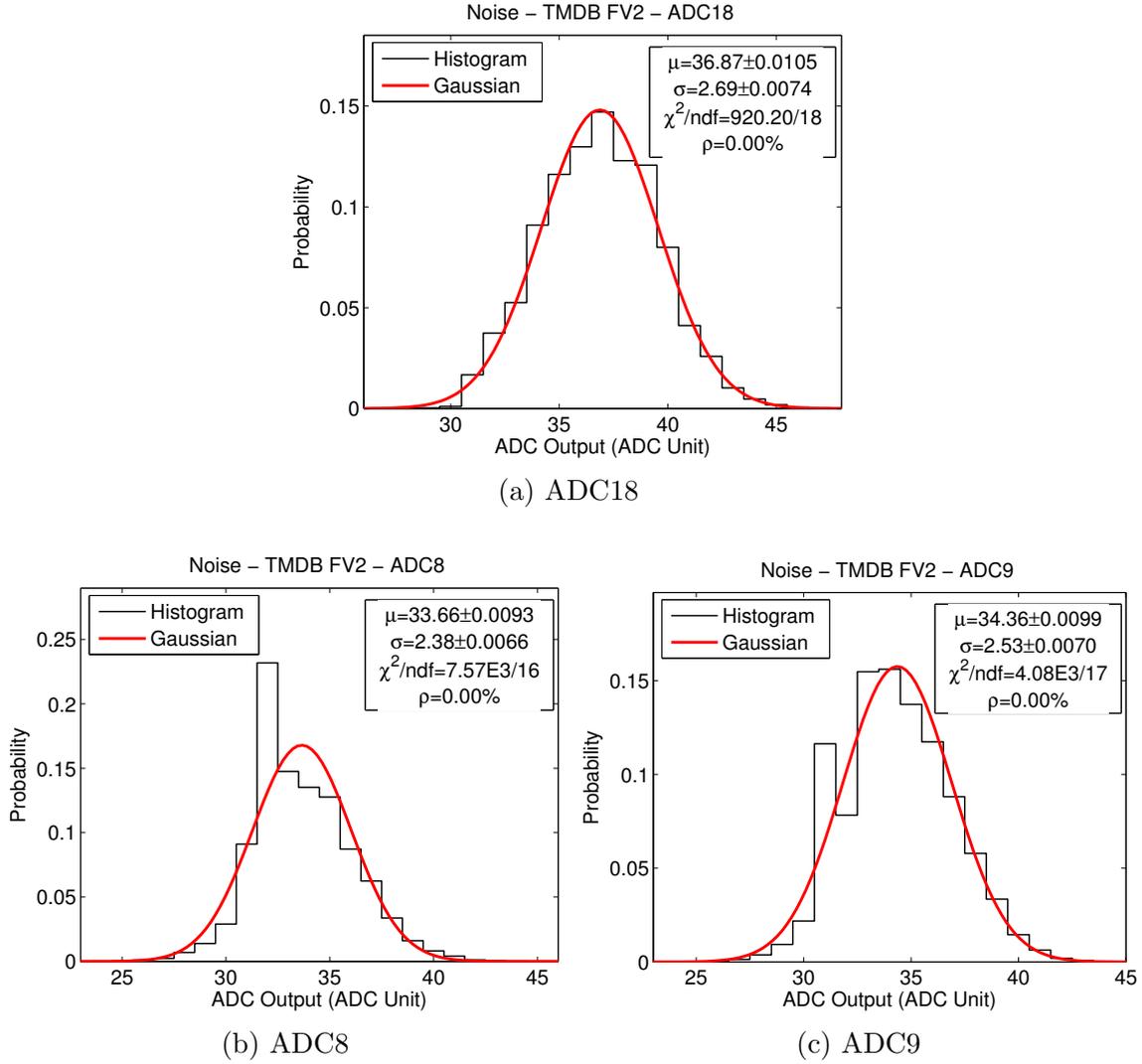


Figura 5.14: Distribuições de ruído para o TMDB FV2.

5.1.2 Rendimento do *trigger* combinado durante o comissionamento

Nesta seção será apresentado o rendimento do sistema de *trigger* combinado, apresentado na seção 3.2, durante a fase de comissionamento do referido *trigger* no ATLAS. Tal *trigger* utiliza o módulo eletrônico TMDB, apresentado na seção 3.4, e tem o objetivo de reduzir a taxa de falso alarme do *trigger* de nível 1 de múons (L1Muon) na região das tampas. O sistema de *trigger* combinado é também chamado de TileMuon. O TileMuon permite que se realize a coincidência entre a informação das câmaras do barril estendido do TileCal e a informação das câmaras de múons (câmaras TGC) na região das tampas do ATLAS. A informação das câmaras é mapeada através de 48 setores de *trigger* para cada lado do barril estendidos (lados A e C). Quando a informação de um múon está disponível através de um desses setores de *trigger*, espera-se que o mesmo tenha sido gerado por um múon de alto

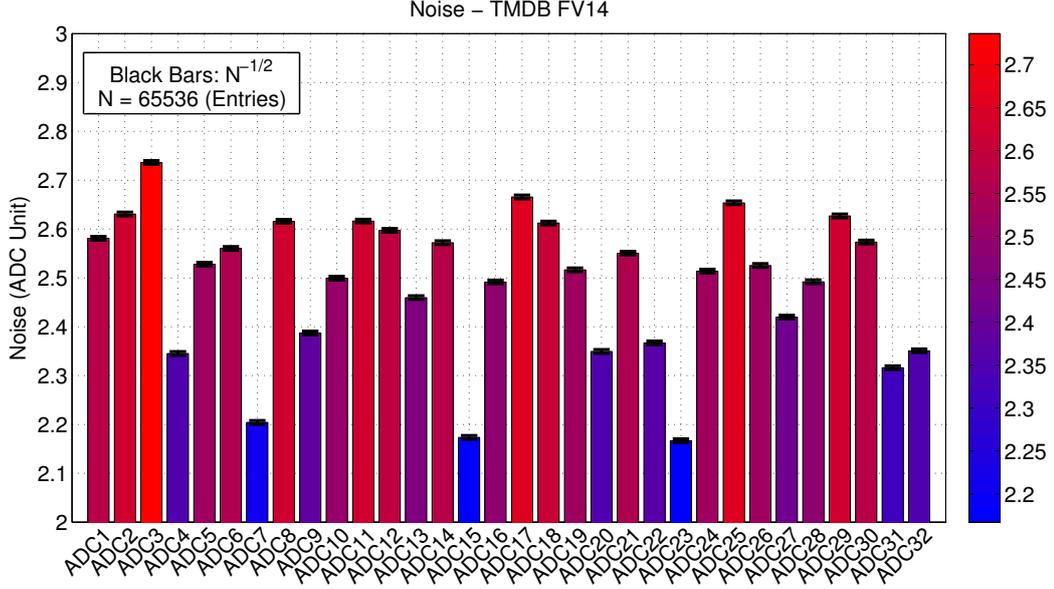


Figura 5.15: Sumário dos valores de ruído obtidos para o TMDB FV14.

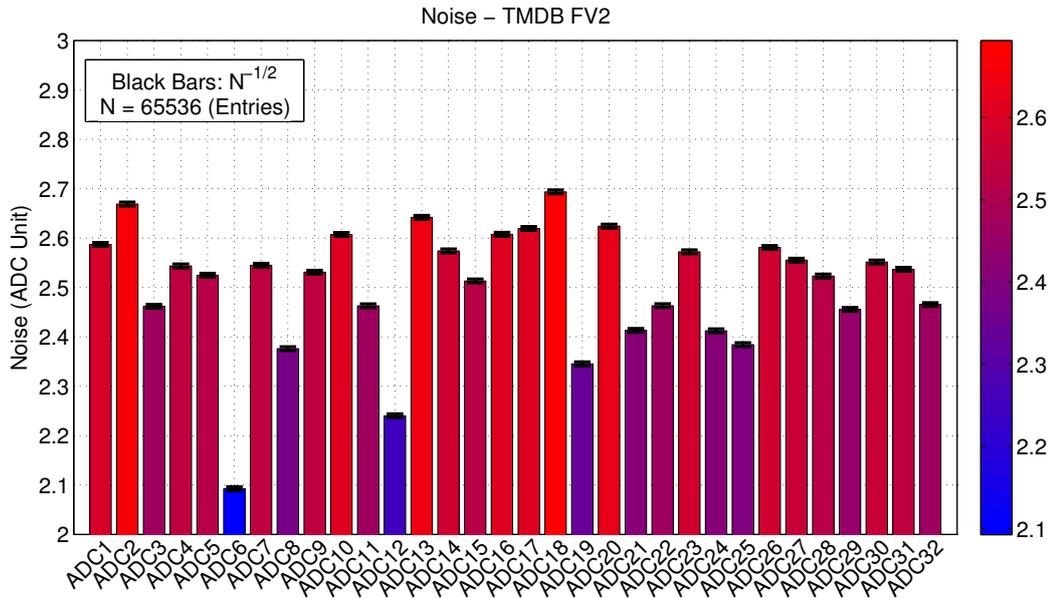


Figura 5.16: Sumário dos valores de ruído obtidos para o TMDB FV2.

p_T que também cruzou uma das células do barril estendido.

Uma análise da coincidência entre a detecção de múons através de setores de *trigger* e a detecção de múons no barril estendido foi realizada para região $1,0 < |\eta| < 1,3$, usando dados de colisão de 2016 com $\sqrt{s} = 13$ TeV que contém as informações geradas pelos módulos TMDB. A eficiência que será apresentada é calculada da mesma forma que o PD_r , mostrado na seção 4.4, sendo que deve-se considerar o L1Muon no lugar do *trigger* RPC3 e dados *offline* no lugar da simulação. Os múons que são selecionados através dos dados *offline* tem $p_T > 15$ GeV. Pode-se dizer que a eficiência é a probabilidade do TileCal confirmar múons detectados pelo

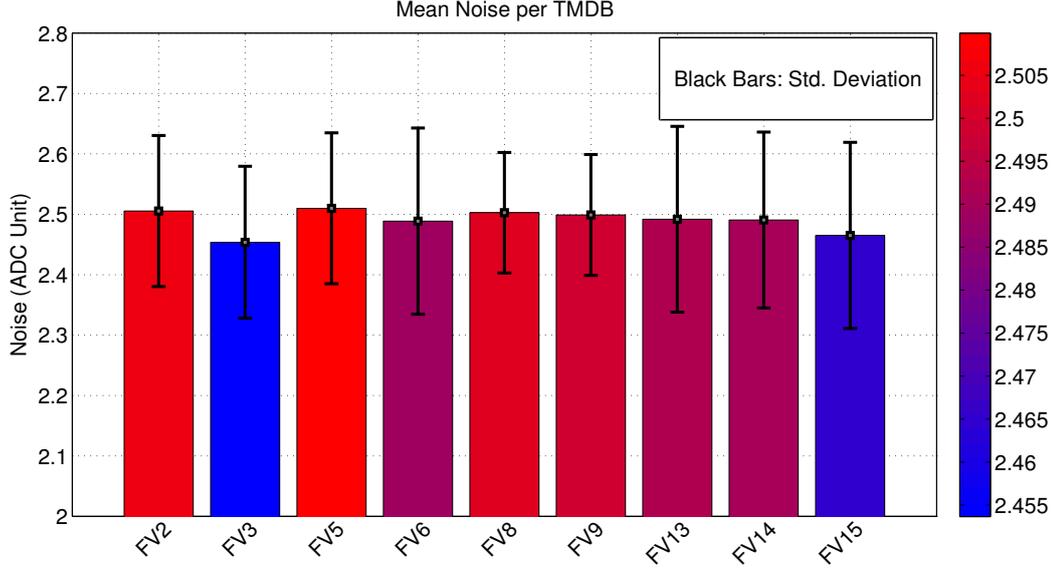


Figura 5.17: Sumário dos valores de ruído obtidos para os módulos TMDB.

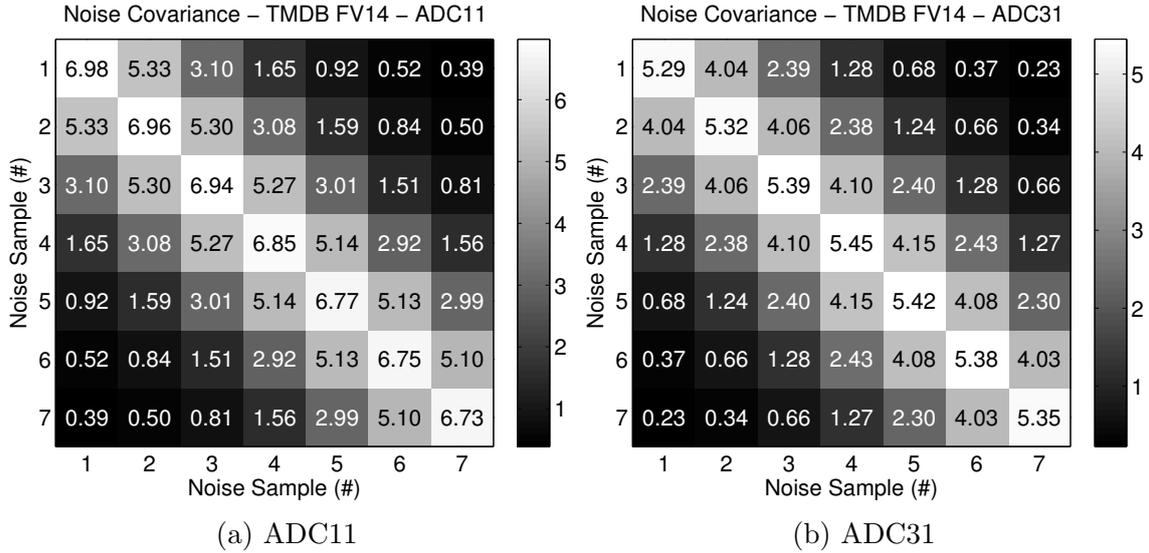
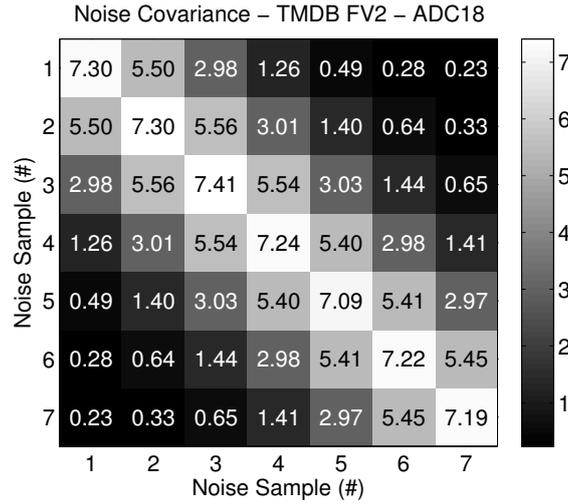


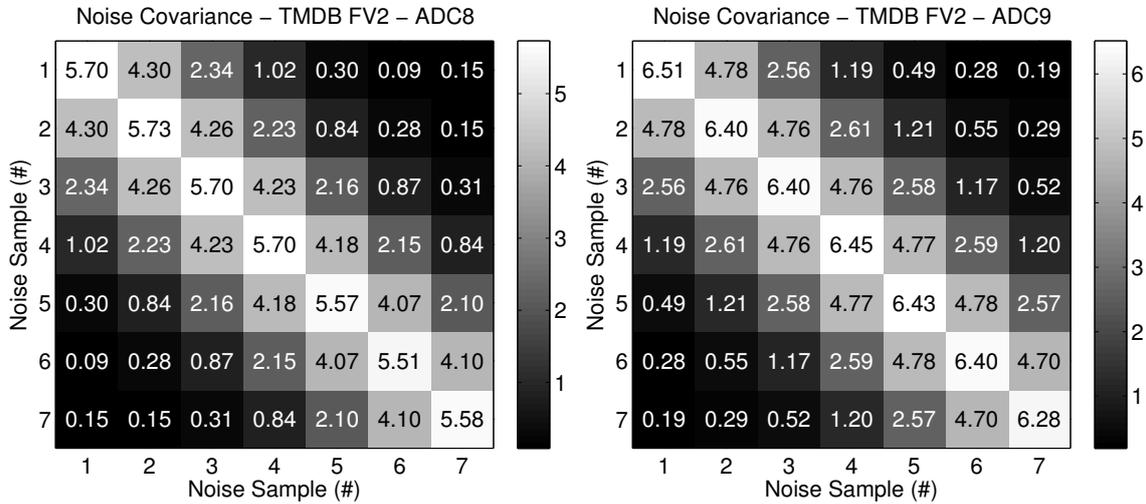
Figura 5.18: Matrizes de covariância do ruído para o TMDB FV14.

L1Muon. Já o *fake reduction* que será apresentado, é calculado da mesma forma que o PF_r na seção 4.4. As mesmas considerações feitas para a eficiência valem, também, para o *fake reduction*. Pode-se dizer que o *fake reduction* é a probabilidade que o TileCal tem para confirmar falsos múons do L1Muon. Para que um evento seja confirmado pelo TileCal, no contexto do TileMuon, a soma das energias das células D5 e D6⁶ tem que ser superior a um determinado patamar de energia. A figura 5.20 mostra tais valores de eficiência e *fake reduction* em função do patamar de energia. Desta figura pode-se inferir que, para um patamar de 500 MeV, o

⁶As células do barril estendido que são usadas para o TileMuon são as células D5 e D6, ver a seção 3.2.



(a) ADC18



(b) ADC8

(c) ADC9

Figura 5.19: Matrizes de covariância do ruído para o TMDB FV2.

detector alimentado pelas células D5 e D6 tem uma probabilidade de 98,2% para confirmar múons detectados pelo L1Muon, com uma probabilidade de 3,07% para confirmar falsos alarmes do L1Muon. Ou seja, com o uso do TileMuon é possível rejeitar 96,93% da taxa de falso alarme do L1Muon, enquanto retém-se 98,2% dos múons detectados pelo L1Muon.

5.2 Leitura Digital

Nesta seção serão apresentados os resultados referentes aos *triggers* RPC3 e RPC3+Tile, apresentados no capítulo 4. Tais *triggers* consideram as condições que serão atingidas após a fase 2 de atualização do LHC/ATLAS e buscam solucionar o problema da limitação da eficiência do L1Muon, em consequência de descontinuidade

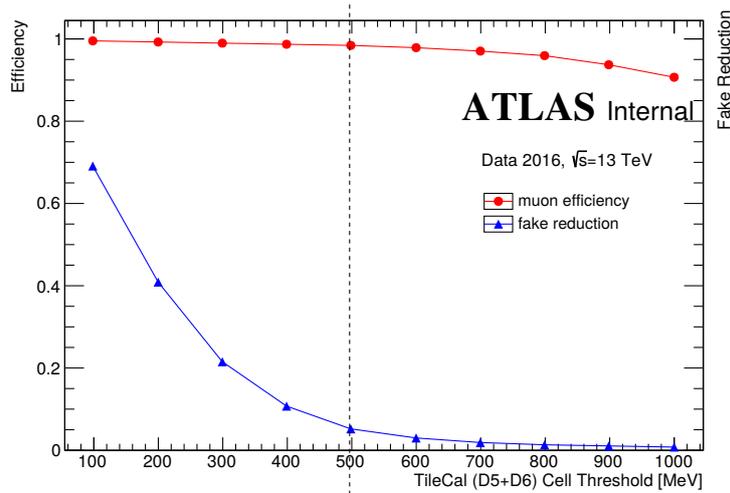


Figura 5.20: Rendimento do TileMuon durante o comissionamento – extraído de [14].

des nas câmaras de múons. Na seção 5.2.4 será mostrado que tais *triggers* atingem um *plateau* de eficiência para $p_T > 15$ GeV. Desta maneira, como referência para os resultados que serão apresentados, utilizou-se o L1Muon com um patamar de 15 GeV (L1.MU15).

5.2.1 Acurácia dos métodos de estimação de coordenadas do *trigger* RPC3

Como apresentado na seção 4.1.2, três métodos de estimação de coordenadas para o *trigger* RPC3 foram avaliados com o objetivo de comparar a acurácia na medição da posição de múons, obtida através dos referidos métodos, com a acurácia do L1Muon. Para tal comparação, foram estudadas distribuições da diferença entre as coordenadas de candidatos a múon e as coordenadas de múons de simulação com $p_T > 15$ GeV. As coordenadas de um candidato a múon⁷ são chamadas de região de interesse (ROI, do inglês *Region of Interest*) no ATLAS, por tratarem-se de coordenadas com informação relevante para o *High Level Trigger* (HLT). A diferença entre a coordenada η de múons de simulação e a coordenada η de ROIs do *trigger* RPC3 ou do L1Muon é dada pela equação

$$\Delta_\eta = \eta_{ROI} - \eta_\mu$$

onde η_{ROI} é a coordenada η da ROI e η_μ é a coordenada η do múon de simulação. A diferença entre a coordenada ϕ de múons de simulação e a coordenada ϕ de ROIs

⁷Ou qualquer candidato gerado pelo nível 1 de *trigger*.

do *trigger* RPC3 ou do L1Muom é dada pela equação

$$\Delta_\phi = \phi_{ROI} - \phi_\mu$$

onde ϕ_{ROI} é a coordenada ϕ da ROI e ϕ_μ é a coordenada ϕ do múon de simulação.

Em um evento do ATLAS, mais de uma ROI pode ser gerada pelo *trigger* RPC3 ou pelo L1Muon. Parte destas ROIs pode ter sido gerada pelo ruído de fundo ao invés de ter sido gerada por múons verdadeiros ou de simulação. Quando uma ROI é provocada por um múon de simulação, tal ROI trata-se do próprio múon de simulação medido pelo *trigger* sob avaliação e, portanto, os desvios das distribuições de Δ_η e Δ_ϕ indicarão a incerteza do referido *trigger* para a medição da posição de múons. Além disso, os valores médios destas distribuições demonstrarão a acurácia do *trigger* estudado para a medição da posição de múons. Entretanto, nos casos em que ROIs são ocasionadas pelo ruído de fundo, os valores de Δ_η e Δ_ϕ exibirão a diferença entre a posição de um múon de simulação e a posição de uma ROI que não diz respeito ao referido múon e, por conseguinte, as distribuições de Δ_η e Δ_ϕ serão contaminadas com valores errôneos. Para evitar que tal contaminação ocorra, para um dado evento, utiliza-se a ROI que tiver o menor Δ_R em relação ao candidato a múon, onde $\Delta_R = \sqrt{\Delta_\eta^2 + \Delta_\phi^2}$. Ou seja, a ROI mais próxima do candidato a múon é utilizada, aumentando as chances da ROI ser o próprio múon. Ainda assim, podem existir eventos onde todas as ROIs são ocasionadas pelo ruído de fundo e, nestes casos, a contaminação das distribuições é inevitável.

Como os múons são partículas carregadas, as mesmas são deflexionadas devido ao campo magnético do toroide. Múons que tem carga positiva são deflexionados para um sentido, enquanto múons que tem carga negativa são deflexionados para outro sentido, oposto ao anterior. Tais deflexões contribuem para a diferença entre a posição de ROIs e a posição de múons de simulação. Dependendo da carga do múon, ora a diferença será positiva, ora será negativa. Deste modo, para evitar que as distribuições de Δ_η e Δ_ϕ exibam uma sobreposição destas diferenças negativas e positivas, tais distribuições são geradas separadamente para múons com carga negativa e para múons com carga positiva.

A figura 5.21 mostra as distribuições de Δ_η , independentemente, para múons com carga negativa e positiva. As distribuições são também mostradas para cada método de coincidência do *trigger* RPC3, apresentado na seção 4.1.1. Os histogramas em vermelho, verde e azul são, respectivamente, para os métodos de estimação de coordenadas por centro das regiões lógicas, por baricentro das interações e por combinação das interações. O histograma de cor preta é para o L1Muon quando ROIs com $p_T > 15$ GeV são selecionadas (L1_MU15). Tal histograma é o mesmo em todas as distribuições de Δ_η , para cada tipo de carga, e foi colocado nas mes-

mas para servir como referência. Destas distribuições pode-se avaliar que o método por baricentro é o que gera medições mais acuradas (valor médio mais próximo de zero) e, também, é o que exibe a menor incerteza (menor desvio). Devido ao método utilizado para evitar a contaminação destas distribuições com ROIs ocasionadas pelo ruído de fundo, pode-se dizer que estas distribuições são aproximações de distribuições que contém apenas ROIs geradas por múons de simulação. Deste modo, para estimar o valor da incerteza para a medição da posição de múons, a área completa das distribuições foi adotada. Das distribuições do método por baricentro, para múons com carga negativa e positiva, pode-se estimar que a incerteza em η , para posições de múons medidas pelo *trigger* RPC3, varia entre $-0,5$ e $0,5$, $\eta_{incerteza} = \pm 0,5$. Tudo o que foi dito para as distribuições de Δ_η vale, também, para as distribuições de Δ_ϕ mostradas na figura 5.22. Das distribuições de $\Delta\phi$ para o método por baricentro, pode-se estimar que a incerteza em ϕ , para posições de múons medidas pelo *trigger* RPC3, varia entre os mesmos valores da incerteza para η , $\phi_{incerteza} = \pm 0,5$.

5.2.2 Rendimento do *trigger* RPC3

Esta seção apresenta os resultados de rendimento do *trigger* RPC3, obtidos de acordo com o método apresentado na seção 4.4. A tabela 5.1 mostra a probabilidade de detecção (PD), a probabilidade de falso alarme (PF) e o índice SP alcançado pelo *trigger* RPC3 para os métodos de coincidência *loose*, *medium* e *tight* (explicados na seção 4.1.1). Além disso, na mesma tabela, é mostrado o rendimento do L1_MU15 para ser utilizado como referência.

Tabela 5.1: Rendimento do *trigger* RPC3

<i>Trigger</i>	PD [%]	PF [%]	SP [%]
<i>trigger</i> RPC3, <i>loose</i>	95,00	37,50	77,90
<i>trigger</i> RPC3, <i>medium</i>	86,90	27,90	79,30
<i>trigger</i> RPC3, <i>tight</i>	76,90	15,30	80,80
L1_MU15	77,90	2,93	87,20

Dos resultados na tabela 5.1 pode-se analisar que tanto o *trigger* RPC3 *loose* quanto o *medium* têm uma probabilidade de detecção substancialmente maior que a do L1_MU15. A probabilidade de detecção do *loose* e do *medium* superam a do L1_MU15 em, respectivamente, 17,1 e 9,1 pontos percentuais. Contudo, a probabilidade de falso alarme do *loose* e do *medium* superam, também, a do L1_MU15 em, respectivamente, 34,47 e 24,87 pontos percentuais. Nota-se que as taxas de falso alarme exibidas pelos *triggers* *loose* e *medium* são também maiores que a taxa de

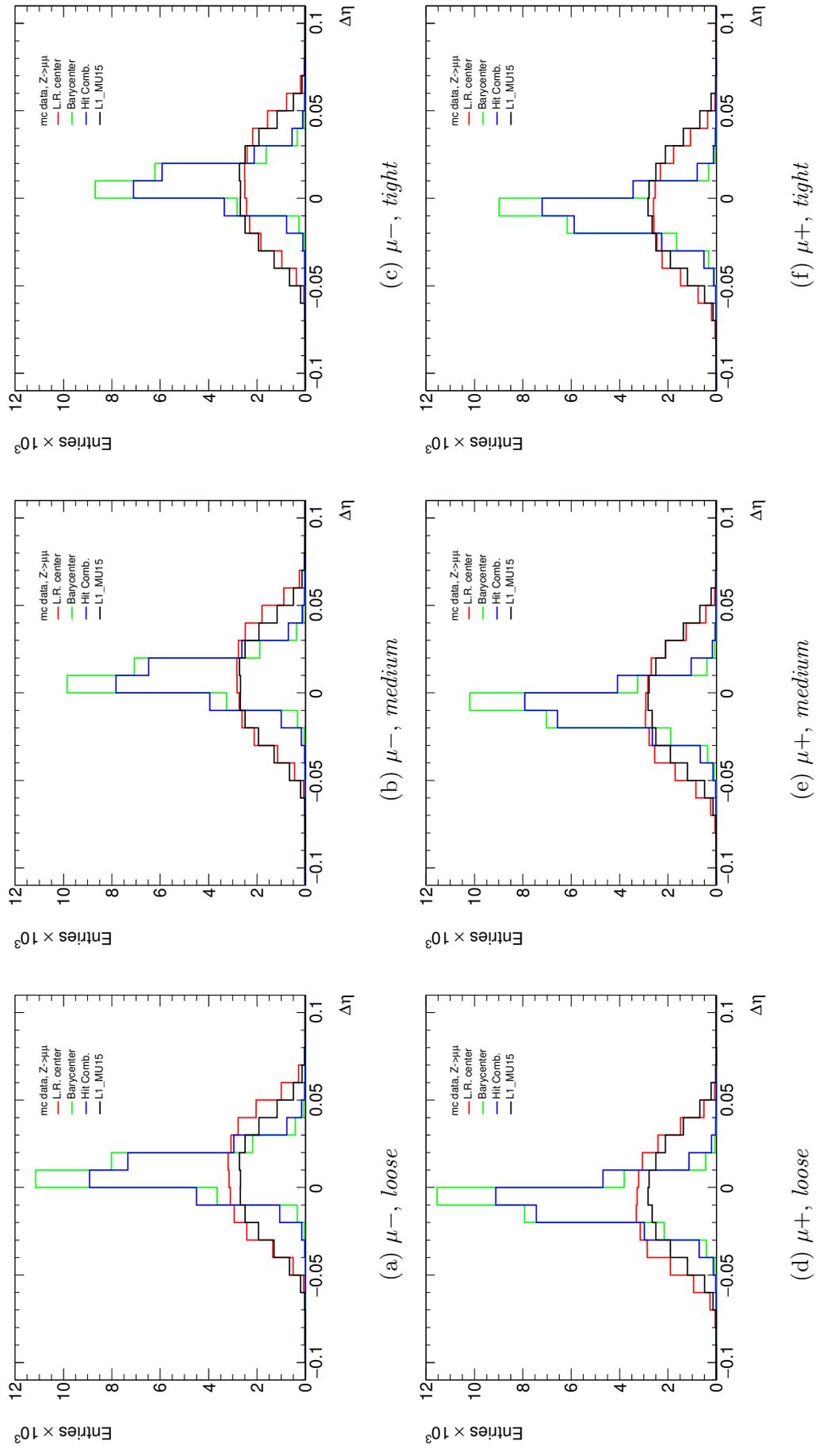
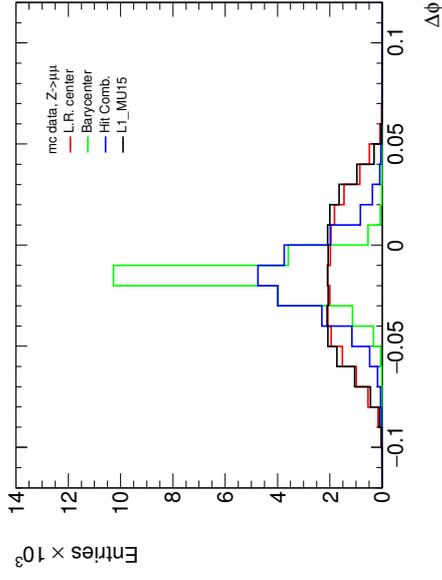
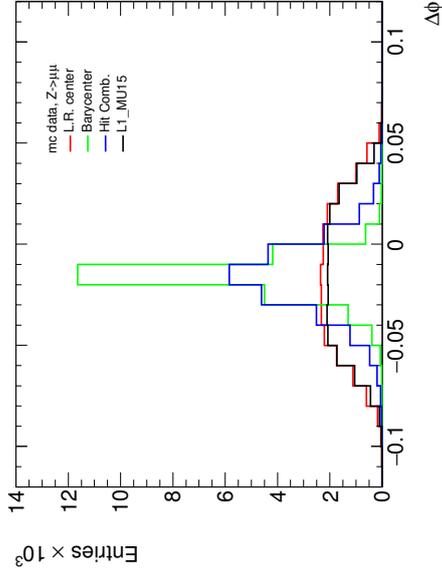


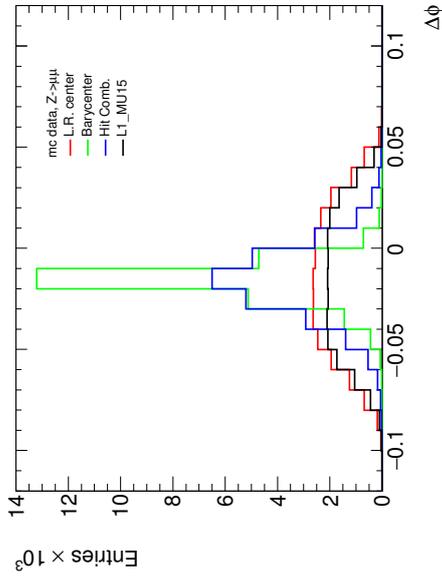
Figura 5.21: Distribuições de $\Delta\eta$ para múons com carga negativa (μ^-) e múons com carga positiva (μ^+).



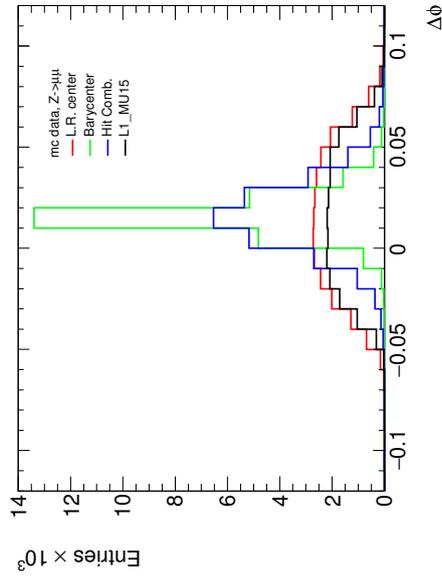
(a) μ^- , *loose*



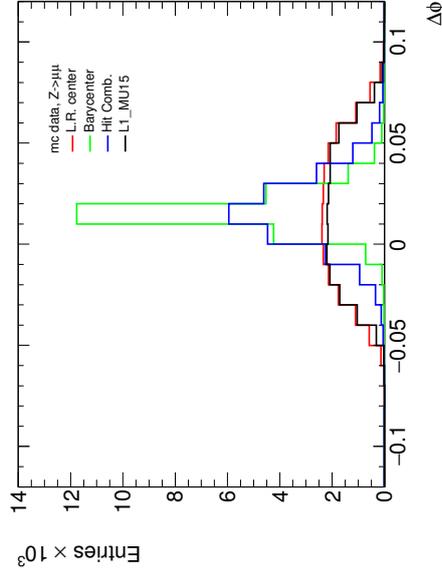
(b) μ^- , *medium*



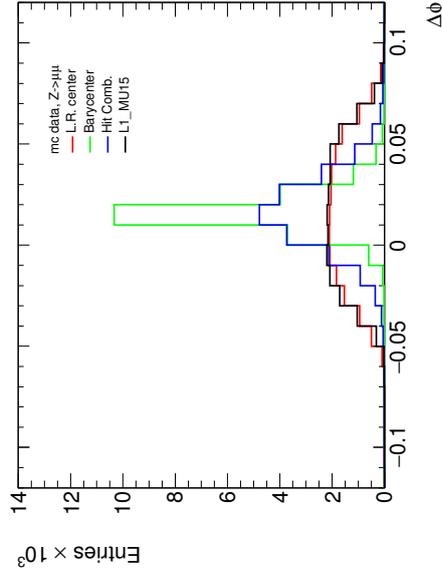
(c) μ^- , *tight*



(d) μ^+ , *loose*



(e) μ^+ , *medium*



(f) μ^+ , *tight*

Figura 5.22: Distribuições de $\Delta\phi$ para múons com carga negativa (μ^-) e múons com carga positiva (μ^+).

falso alarme do L1_MU15. Apesar de ser o método de coincidência que seleciona amostras com maior pureza, o *tight* ainda apresenta uma taxa de falso alarme significativamente maior que a taxa do L1_MU15. Além disso, o *tight* apresenta uma probabilidade de detecção ligeiramente menor que a do L1_MU15. O índice SP[82] (apresentado na seção 4.2.2), que combina em um único indicador a eficiência de detecção e a eficiência de rejeição do ruído, demonstra que o *loose* é melhor detector dentre os casos do *trigger* RPC3. Ainda assim, o índice SP para o L1_MU15 supera o índice SP do *loose*. Através destas considerações, pode-se concluir que o *trigger* RPC3, para os métodos *loose* e *medium* de coincidência, é capaz de aumentar a eficiência de detecção de múons na região central do ATLAS, porém, não cumpre completamente com o seu objetivo porquê exibe uma taxa de falso alarme elevada. De qualquer forma, este comportamento já era esperado, uma vez que o *trigger* RPC3 não usufrui da informação das câmaras RPC1 e RPC2, o tornando mais susceptível ao ruído de fundo. Além disso, baseado no índice SP, pode-se dizer que o método *loose* é o que melhor combina as características de detecção de eventos interessantes e de rejeição do ruído de fundo, quando comparado aos métodos *medium* e *tight*.

5.2.3 Rendimento da detecção de múons no TileCal

Na seção 4.2.2, que trata da confirmação de candidatos a múon detectados pelo *trigger* RPC3 com a informação do TileCal, foram apresentados quatro detectores diferenciados pelo tamanho do *cluster* que os alimenta. Tais detectores serão referidos nesta seção por: (i) *Cluster* 2×2 , (ii) *Cluster* 2×3 , (iii) *Cluster* 3×2 e (iv) *Cluster* 3×3 . Além disso, na seção 4.2.2, foi apresentado um método de avaliação de relevância das células contidas nos *clusters* que alimentam os detectores. O parâmetro SP_{max} utilizado no estudo de relevância foi obtido com base nas probabilidades de detecção (PD_r) e probabilidades de falso alarme (PF_r) exibidas pelos detectores de múon do TileCal, quando alimentados apenas por candidatos a múon do *trigger* RPC3 (ver seção 4.4). Como a finalidade da confirmação de candidatos a múon do *trigger* RPC3 é atenuar a taxa de falso alarme do mesmo, o método de coincidência *loose* foi utilizado. Este foi escolhido por ser o método, dentre os três métodos de coincidência, que gera a maior taxa de falso alarme. Além disso, o método de estimação de coordenadas utilizado é o por baricentro das interações, em consequência deste exibir a maior acurácia e a menor incerteza para a medição da posição de múons.

A tabela 5.2 mostra os resultados da avaliação de relevância para as células de cada detector. As células mais relevantes, para a detecção de múons, são as que provocam a maior variação positiva no índice SP (Δ_{SP}). Já as células que provo-

Tabela 5.2: Relevância das células

Δ_{SP} [%]	Cluster 2×2	Cluster 2×3	Cluster 3×2	Cluster 3×3
Sem a célula 1	46,50	46,40	44,50	42,10
Sem a célula 2	0,02	0,05	0,13	-0,07
Sem a célula 3	0,03	-0,14	-0,07	-0,20
Sem a célula 4	0,10	-0,04	-0,06	-0,12
Sem a célula 5	–	0,02	0,04	-0,06
Sem a célula 6	–	0,09	0,13	0,02
Sem a célula 7	–	–	–	0,04
Sem a célula 8	–	–	–	0,12
Sem a célula 9	–	–	–	0,24

cam variações negativas, na realidade, confundem os detectores de múons. Para os quatro detectores, pode-se notar que as células mais relevantes são as células mais energéticas (As células com índice 1. Ver a seção 4.2.2), provocando de 42,10% a 46,50% de variação para o índice SP. Em segundo lugar, na classificação de relevância, surgem as células menos energéticas (As células com o maior índice. Ver a seção 4.2.2). Ainda assim, os valores de Δ_{SP} das células menos energéticas indicam que as mesmas não exibem uma grande relevância para os detectores de múon, uma vez que a exclusão de tais células provoca uma pequena redução no índice SP, 0,09% no melhor caso e 0,24%.

Para comparar o rendimento dos detectores, durante o teste de relevância de células, curvas ROC (característica de operação do receptor, do inglês *Receiver Operating Characteristic*)[73] foram utilizadas. A curva ROC exhibe a relação entre os valores de probabilidade de detecção e os valores de probabilidade de falso alarme obtidos para um determinado detector. Isto é, a curva ROC demonstra os diversos pontos de operação de um determinado detector. Quando deseja-se comparar o rendimento de diferentes detectores, pode-se utilizar a área sob as curvas ROC dos mesmos. Quanto maior for esta área, maior será o rendimento do detector.

A figura 5.23(a) mostra as curvas ROC para o *cluster* 2×2 nos seguintes casos: todas as células são utilizadas (em preto), sem a célula mais energética (em vermelho), sem a célula menos energética (em verde) e apenas com a célula mais energética (em azul). Destas curvas pode-se analisar que a exclusão da célula mais energética provoca uma queda substancial no rendimento do detector, quando compara-se tal rendimento com o caso onde todas as células são utilizadas. Os demais casos não podem ser distinguidos através desta análise qualitativa, sugerindo que a exclusão da célula menos energética ou a versão do detector alimentado apenas pela célula

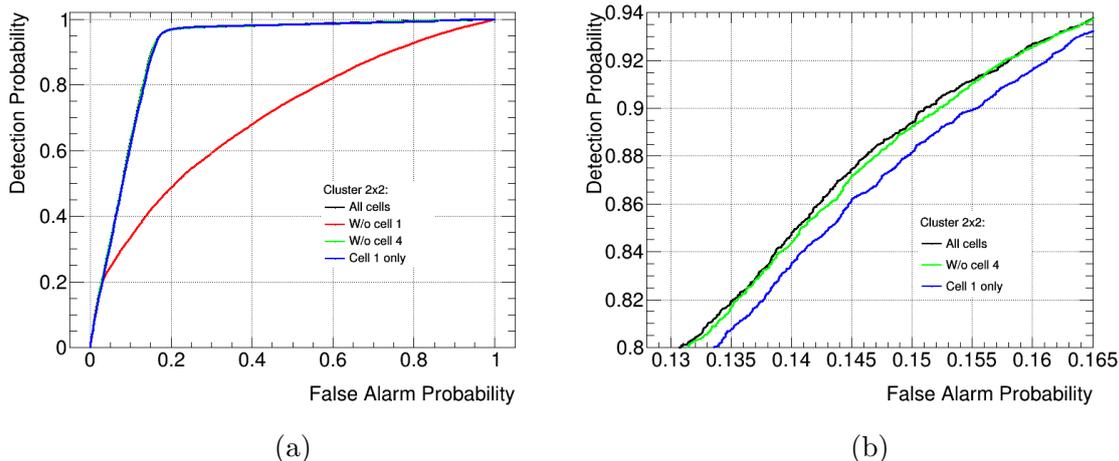


Figura 5.23: (a) Curvas ROC para o *cluster* 2×2 e (b) versão ampliada das curvas em (a).

mais energética exibem rendimentos similares ao rendimento do caso onde todas as células são empregadas. Na figura 5.23(b) são mostradas versões ampliadas das curvas comentadas, exceto para a curva do caso em que se exclui a célula mais energética. Com as versões ampliadas é possível obter uma melhor distinção entre as curvas, de onde se pode avaliar que o detector alimentado por todas as células exibe o melhor rendimento. Logo em seguida vem o rendimento do detector em que a célula menos energética é excluída. Por último, tem-se o rendimento do detector alimentado apenas pela célula mais energética. Ainda assim, vale ressaltar que os últimos três rendimentos comentados são muito similares.

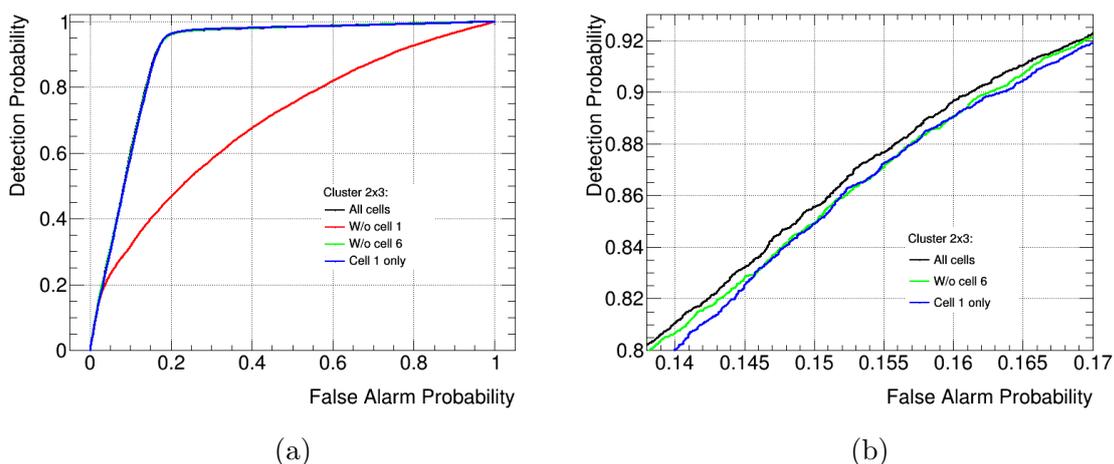


Figura 5.24: (a) Curvas ROC para o *cluster* 2×3 e (b) versão ampliada das curvas em (a).

A figura 5.24(a) mostra as curvas ROC do *cluster* 2×3 para os mesmos casos apresentados na figura anterior. A partir destas curvas pode-se avaliar que, da mesma forma que para o *cluster* 2×2 , o detector operado sem a utilização da

célula mais energética exibe um rendimento notoriamente inferior ao rendimento do caso em que todas as células são utilizadas. Sem uma ampliação destas curvas, os demais rendimentos não podem ser diferenciados. Isto indica que o caso onde há a exclusão da célula menos energética e a versão alimentada apenas pela célula mais energética obtém rendimentos semelhantes ao rendimento do caso em que todas as células são utilizadas. A figura 5.24(b) exibe versões ampliadas das curvas da figura 5.24(a), exceto para a curva em que a célula mais energética é preterida. Nestas versões, pode-se analisar que o detector alimentado por todas as células apresenta o melhor rendimento. As curvas dos outros dois casos confundem-se neste gráfico. Mas, ainda assim, a curva do caso em que a célula menos energética é excluída tem uma área ligeiramente maior que a do caso em que somente a célula mais energética é utilizada. Deste modo, o segundo lugar na classificação de rendimento é para o caso que exclui a célula menos energética e o último lugar é para o caso que utiliza apenas a célula mais energética. Da mesma forma que comentado para o *cluster* 2×2 , é importante notar que os três últimos rendimentos são muito semelhantes.

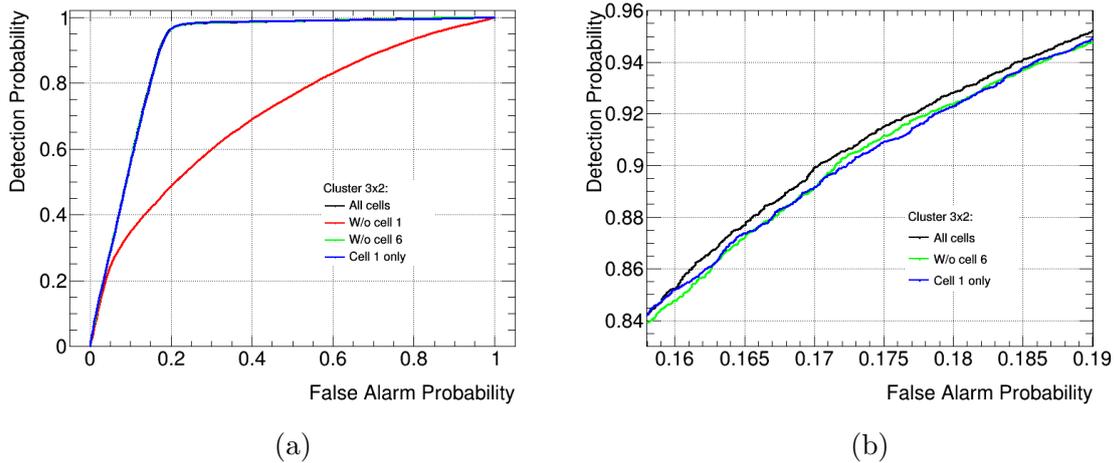


Figura 5.25: (a) Curvas ROC para o *cluster* 3×2 e (b) versão ampliada das curvas em (a).

A figura 5.25(a) mostra as curvas ROC do *cluster* 3×2 para os mesmos casos apresentados nos dois *clusters* anteriores. O efeito da exclusão da célula mais energética é mantido, o que já foi também mostrado nos resultados de relevância na tabela 5.2. Da mesma forma que para os *clusters* anteriores, sem a ampliação das curvas, o caso em que a célula menos energética é excluída e o caso onde apenas a célula mais energética é utilizada não podem ser diferenciados da versão onde todas as células são utilizadas. Na figura 5.25(b) são mostradas versões ampliadas das curvas ROC, exceto para o caso em que a célula mais energética é excluída. Destas versões ampliadas, obtém-se uma conclusão muito similar a conclusão obtida para os mesmos casos com o *cluster* 2×3 .

A figura 5.26(a) mostra as curvas ROC do *cluster* 3×3 para os mesmos casos

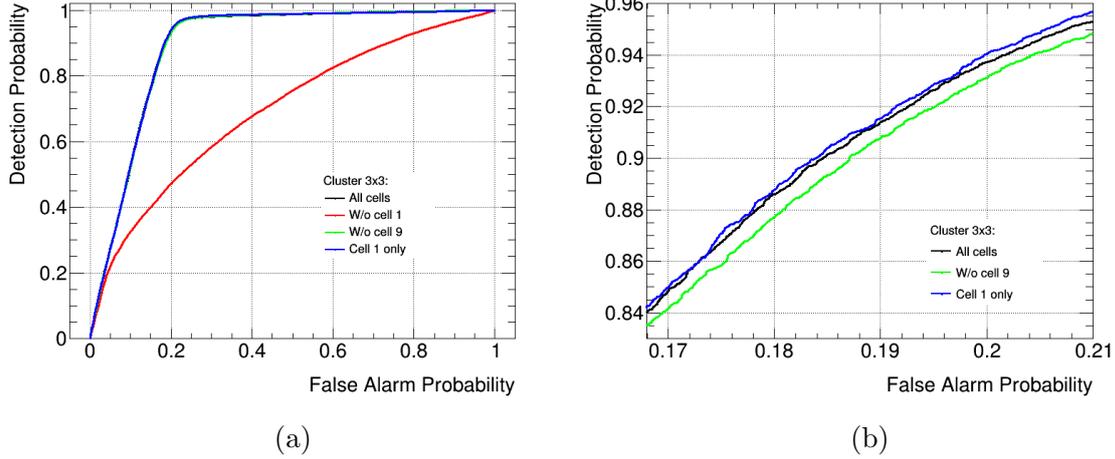


Figura 5.26: (a) Curvas ROC para o *cluster* 3×3 e (b) versão ampliada das curvas em (a).

apresentados nos *clusters* anteriores. A versão do detector que exclui a participação de célula mais energética exibe a mesma drástica queda de rendimento mostrada nos outros três *clusters*. A figura 5.26(b) mostra versões ampliadas das curvas na figura anterior, excluindo o caso em que a célula mais energética não é utilizada. Diferentemente dos três *clusters* anteriores, o detector que demonstra o melhor rendimento é a versão em que apenas a célula mais energética é utilizada. Em seguida, com o segundo melhor rendimento, surge a versão em que todas as células são utilizadas e, por último, tem-se o caso em que a célula menos energética é excluída. Mesmo assim, vale para o caso atual a consideração feita para os três *clusters* anteriores: os rendimentos avaliados a partir das curvas ampliadas são muito similares.

Tabela 5.3: Rendimento para os detectores com *clusters* 2×2 , 2×3 , 3×2 e 3×3 , nos casos em que todas as células são utilizadas e nos casos em que apenas a célula mais energética é utilizada.

Detector	PD_r [%]	PF_r [%]	SP_{max} [%]	$E_{patamar}$ [MeV]
<i>Cluster</i> 2×2 , todas as células	95,70	17,70	88,90	205
<i>Cluster</i> 2×2 , célula 1	95,70	17,80	88,80	195
<i>Cluster</i> 2×3 , todas as células	95,20	18,70	88,10	225
<i>Cluster</i> 2×3 , célula 1	95,00	18,40	88,20	225
<i>Cluster</i> 3×2 , todas as células	96,60	20,10	88,10	225
<i>Cluster</i> 3×2 , célula 1	96,30	19,90	88,00	220
<i>Cluster</i> 3×3 , todas as células	96,30	22,00	86,90	225
<i>Cluster</i> 3×3 , célula 1	96,20	21,50	87,10	225

Como todos os detectores alimentados apenas pela célula mais energética ob-

tiveram rendimentos muito semelhantes aos rendimentos dos casos em que todas as células são utilizadas, tais detectores foram comparados através do SP_{max} com a finalidade de obter-se resultados quantitativos do rendimento de cada detector. Como o SP_{max} indica o ponto de operação de um detector que prioriza igualmente as eficiências de detecção e rejeição de ruído, o mesmo foi escolhido por estar de acordo com o objetivo da confirmação, através do TileCal, de candidatos a múon do *trigger* RPC3. O objetivo é reduzir da taxa de falso alarme do referido *trigger* mantendo, ao mesmo tempo, a eficiência de detecção do mesmo. A tabela 5.3 mostra o SP_{max} para os quatro *clusters* nos casos em que todas as células são usadas e nos casos em que apenas a célula mais energética é empregada. Além disso, a mesma tabela mostra a probabilidade que um detector tem de confirmar eventos de interesse disparados pelo *trigger* RPC3 (PD_r) e a probabilidade que um detector tem de confirmar falsos alarmes gerados pelo *trigger* RPC3 (PF_r). O cálculo destas probabilidades está explicado na seção 4.4. Da tabela pode-se avaliar que o detector alimentado por *clusters* 2×2 exibe o melhor rendimento tanto para o caso em que todas as células são usadas quanto para o caso em que apenas a célula mais energética é utilizada. Destes, é interessante notar que o detector que emprega somente a célula mais energética tem uma redução de apenas 0,1 pontos percentuais no SP_{max} quando comparado com o outro. Ainda sobre os dois casos do *cluster* 2×2 , percebe-se que não há diferença entre os valores de PD_r e que o caso da célula mais energética obtém um acréscimo de apenas 0,1 pontos percentuais para a PF_r . Um comportamento interessante pode ser percebido ao analisar-se a coluna com os valores das PF_r : quanto maior é o *cluster* maior é a PF_r . Isto pode ser explicado da seguinte maneira: quanto mais células há em um *cluster*, maior é o ruído no mesmo, em consequência da contribuição do ruído de cada célula. Na mesma tabela ainda há os valores de patamar de energia ($E_{patamar}$) obtidos através do SP_{max} . As curvas ROC apresentadas na figura 5.27 confirmam que o detector alimentado por *clusters* 2×2 é o que tem o melhor rendimento. Em segundo lugar aparece o detector com *clusters* 2×3 , seguido proximamente pelo detector com *clusters* 3×2 e, por último, o detector com *clusters* 3×3 .

Com base na análise apresentada nesta seção, adotou-se o detector alimentado por *clusters* 2×2 , no caso em que somente a célula mais energética é utilizada, para compor o *trigger* RPC3+Tile (cujos resultados de rendimento serão apresentados na próxima seção). Esta escolha foi realizada porque o referido detector exibe uma redução de apenas 0,1 pontos percentuais para o SP_{max} , quando comparado ao detector que tem o melhor rendimento (*cluster* 2×2 com todas as células). Além disso, ainda em comparação com o detector de melhor rendimento, o detector adotado mantém a mesma eficiência de confirmação de eventos de interesse do *trigger* RPC3 (PD_r), sob a pena de um ínfimo acréscimo de 0,1 pontos percentuais na

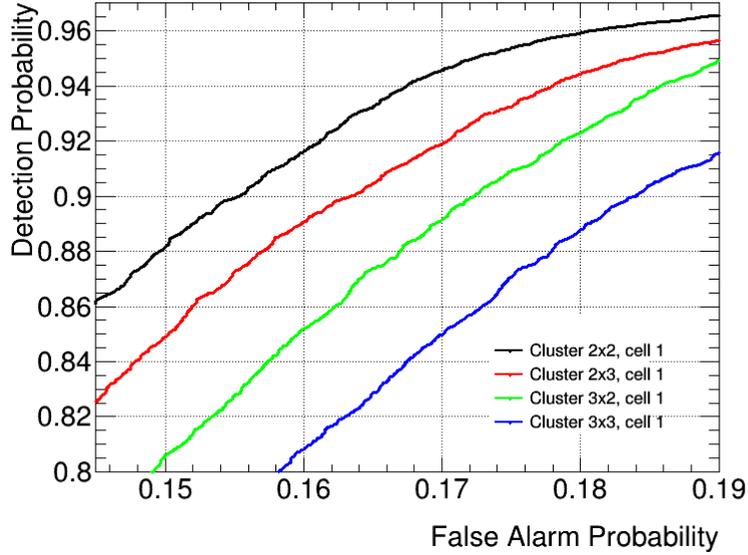


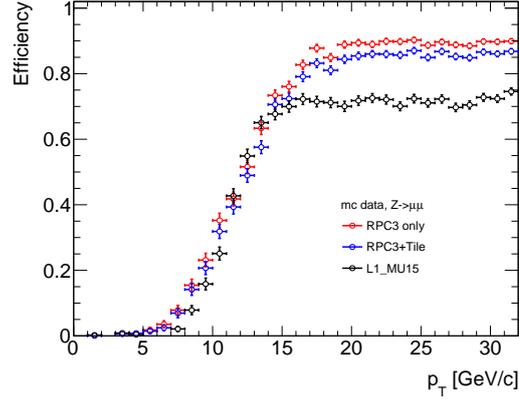
Figura 5.27: Curvas ROC para os detectores com *clusters* 2×2 , 2×3 , 3×2 e 3×3 , utilizando apenas a célula mais energética.

probabilidade de confirmação de falsos alarmes do referido *trigger* (PF_r). A vantagem do detector escolhido é que o mesmo demanda menos recursos computacionais porque não há a necessidade de somar a energia de todas as células em um *cluster*. Além disso, por ser o menor dos *clusters*, o *cluster* 2×2 demanda também menos recursos computacionais durante a seleção de células do TileCal.

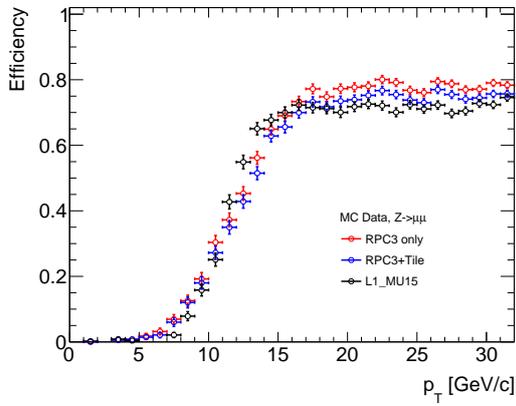
5.2.4 Rendimento do *trigger* RPC3+Tile

Nesta seção serão apresentados os resultados de rendimento do *trigger* RPC3+Tile, utilizando o método de estimação de coordenadas por baricentro e o detector do TileCal que é alimentado por *clusters* 2×2 . Serão apresentados resultados para os métodos de coincidência *loose*, *medium* e *tight*, para que se possa avaliar o rendimento do *trigger* RPC3+Tile com amostras de diferentes purezas. Os valores de eficiência, apresentados abaixo, foram calculados em relação a múons de simulação com $p_T > 15$ GeV, exceto para a figura 5.28 onde os valores de eficiência foram calculados em relação a múons de simulação dentro da faixa de p_T exibida na figura. Tais valores de eficiência são calculados da mesma maneira que a probabilidade de detecção (PD) apresentada na seção 4.4.

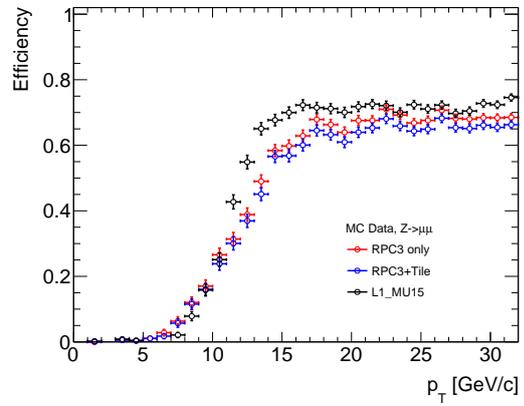
A figura 5.28 mostra a eficiência do *trigger* RPC3+Tile em função de p_T (curva em azul) para os três métodos de coincidência. Em cada gráfico há também a curva obtida para o *trigger* RPC3 (em vermelho) e a curva para o L1_MU15 (em preto). A curva para o *trigger* RPC3 foi adicionada para demonstrar o impacto da confirmação de candidatos a múon com o TileCal no RPC3+Tile. Este tipo de curva permite uma análise de grande importância para o ATLAS que é a avaliação



(a) *Loose*



(b) *Medium*

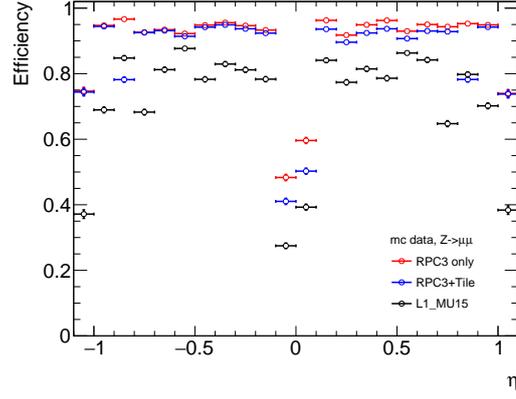


(c) *Tight*

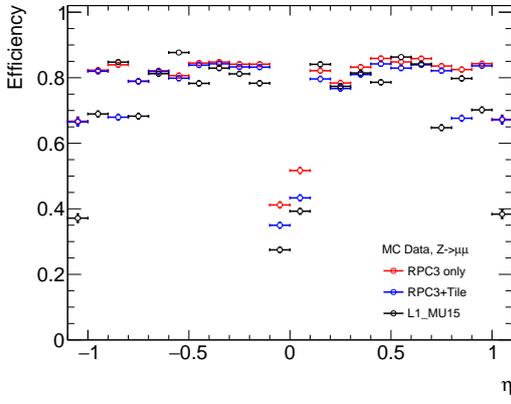
Figura 5.28: Curvas de eficiência em função de p_T para os *triggers* RPC3+Tile, RPC3 e L1.MU15.

da sensibilidade de um dado *trigger* para processos físicos com diferentes valores de p_T . Através desta avaliação pode-se deduzir o patamar de p_T para um *trigger*. Este patamar é o valor de p_T para o qual a curva atinge o *plateau* de eficiência. No caso das curvas mostradas, o *plateau* de eficiência é atingido para um valor de $p_T = 15$ GeV e, portanto, o patamar destes *triggers* é de 15 GeV. Pode-se chamar de tempo de subida a faixa de p_T correspondente a variação da eficiência entre 0 e o valor do *plateau*. O tempo de subida demonstra a sensibilidade que um *trigger* exibe para processos físicos que estão abaixo do seu patamar de p_T . Como estão abaixo do patamar, tais processos físicos, são na realidade falsos alarmes. Das curvas apresentadas na última figura pode-se avaliar que o *trigger* RPC3+Tile tem um tempo de subida equivalente ao do *trigger* atualmente utilizado pelo ATLAS (L1.MU15) para os três métodos de coincidência. O mesmo comportamento é exibido pelo *trigger* RPC3.

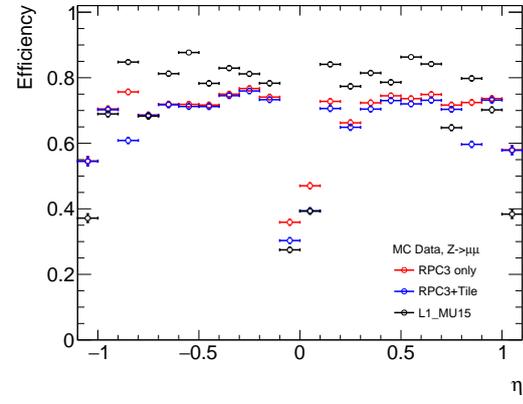
Com a finalidade de comparar as eficiências do *trigger* RPC3+Tile e do L1-MU15 nas regiões onde há falhas na instrumentação das câmaras RPC (ver a figura 4.1), pode-se analisar a eficiência dos referidos *triggers* em função de η e ϕ . A



(a) *Loose*



(b) *Medium*



(c) *Tight*

Figura 5.29: Curvas de eficiência em função de η para os *triggers* RPC3+Tile, RPC3 e L1_MU15, em relação a múons de simulação com $p_T > 15$ GeV.

figura 5.29 mostra a eficiência do *trigger* RPC3+Tile em função de η (curva em azul) para os três métodos de coincidência. São mostradas também a curva para o *trigger* RPC3 (em vermelho) e a curva para o L1_MU15 (em preto). Para o método *loose*, a eficiência do RPC3+Tile é superior a do L1_MU15 por toda a faixa de η . Para o *medium*, apesar das eficiências do RPC3+Tile e do L1_MU15 exibirem valores similares, pode-se notar que a eficiência do RPC3+Tile é maior para as regiões $|\eta| < 0,1$ e $1,0 < |\eta| < 1,1$, que são as regiões de η onde há mais falhas na instrumentação das câmaras RPC. Para o *tight*, a eficiência do RPC3+Tile é inferior a do L1_MU15 por praticamente toda a faixa de η , exceto para as regiões de η onde há mais falhas na instrumentação das câmaras RPC. A figura 5.30 mostra a eficiência em função de ϕ dos mesmos *triggers* exibidos na figura anterior. Para o *loose*, a eficiência do RPC3+Tile é superior a do L1_MU15 por toda a faixa de ϕ , exceto quando $\phi = 0,9$ que é a região de um módulo do TileCal que está desativado nos dados que foram utilizados. Pode-se notar que, para o mesmo valor de ϕ , a eficiência do *trigger* RPC3 é superior a do L1_MU15 porque não há a participação do TileCal.

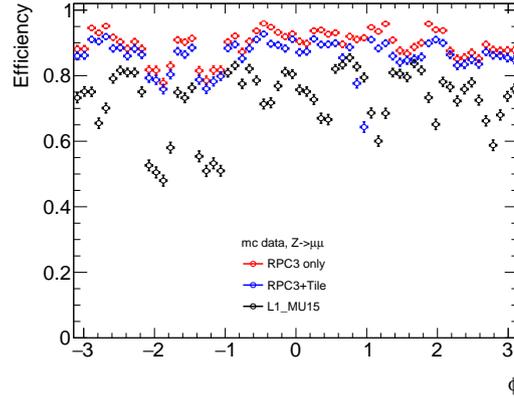
Este comportamento acontece para todos os casos que serão apresentados adiante. Para o *medium*, apesar da eficiência dos RPC3+Tile e do L1_MU15 exibirem valores similares, pode-se notar que a eficiência do RPC3+Tile é superior para as regiões $-2,2 < \phi < -1,8$ e $-1,4 < \phi < -1,0$, que são as regiões dos pés do detector. Há diversas descontinuidades nas câmaras RPC destas regiões, em consequência da estruturas mecânica necessária para sustentar o ATLAS. Para o *tight*, a eficiência do RPC3+Tile é inferior a do L1_MU15 por praticamente toda a faixa de ϕ , exceto para as regiões dos pés do ATLAS.

Tabela 5.4: Rendimento dos *triggers* RPC3+Tile, RPC3 e L1_MU15.

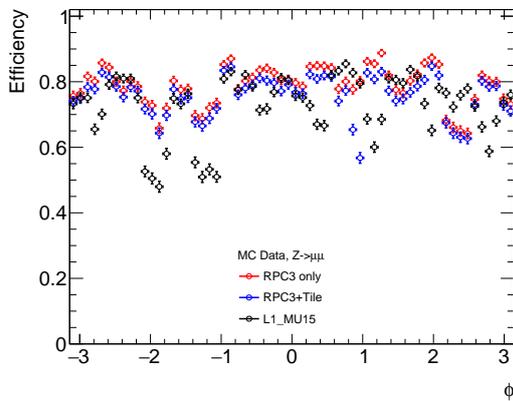
<i>Trigger</i>	<i>PD</i> [%]	<i>PF</i> [%]	<i>SP</i> [%]
<i>trigger</i> RPC3, <i>loose</i>	95,00	37,50	77,90
<i>trigger</i> RPC3+Tile, <i>loose</i>	90,91	6,68	92,10
<i>trigger</i> RPC3, <i>medium</i>	86,90	27,90	79,30
<i>trigger</i> RPC3+Tile, <i>medium</i>	83,16	4,97	89,00
<i>trigger</i> RPC3, <i>tight</i>	76,90	15,30	80,80
<i>trigger</i> RPC3+Tile, <i>tight</i>	73,59	2,73	85,00
L1_MU15	77,90	2,93	87,20

Outra maneira de comparar as eficiências do *trigger* RPC3+Tile do L1_MU15 é através de mapas de eficiência $\eta \times \phi$. Tais mapas são mostrados na figura 5.31 para os três métodos de coincidência do RPC3+Tile e para o L1_MU15. Nestes mapas é possível visualizar como o *trigger* RPC3+Tile recupera as regiões de baixa eficiência do L1_MU15, principalmente nas regiões onde há a maior concentração de descontinuidades nas câmaras RPC ($|\eta| < 0,1$; $1,0 < |\eta| < 1,1$; $-2,2 < \phi < -1,8$ e $-1,4 < \phi < -1,0$). A redução de eficiência causada pelo módulo do TileCal em $\phi = 0,9$, que está desativado, pode também ser vista na última figura. O módulo desativado está na região do barril do TileCal. A região com a redução de eficiência é compatível com esta informação porque a mesma está em $0,0 < \eta < 0,7$, que é a região do barril do TileCal.

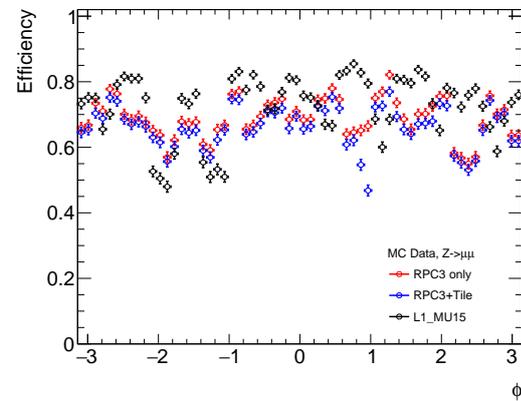
A tabela 5.4 mostra as probabilidades de detecção e de falso alarme obtidas para o *trigger* RPC3+Tile, para o *trigger* RPC3 e para o L1_MU15, de acordo com o método apresentado na seção 4.4. O índice *SP* demonstra que o *trigger* que exhibe o melhor rendimento é o RPC3+Tile (*loose*). Comparando o mesmo com o L1_MU15, pode-se dizer que para um aumento de apenas 3,75 pontos percentuais na probabilidade de falso alarme há um ganho de 13,01 pontos percentuais para a probabilidade de detecção. Como o índice *SP* combina, em um mesmo indicador, a probabilidade de detecção e a probabilidade de rejeição de ruído para um detector,



(a) *Loose*



(b) *Medium*



(c) *Tight*

Figura 5.30: Curvas de eficiência em função de ϕ para os *triggers* RPC3+Tile, RPC3 e L1_MU15, em relação a múons de simulação com $p_T > 15$ GeV.

pode-se dizer que o *trigger* que tem o maior índice SP é o que melhor combina as duas referidas probabilidades. Em segundo lugar, na classificação pelo índice SP, está o RPC3+Tile (*medium*). Comparando o mesmo com o L1_MU15, nota-se que para um aumento de 2,04 pontos percentuais para a probabilidade de falso alarme há um ganho de 5,26 pontos percentuais para a probabilidade de detecção. O RPC3+Tile (*medium*) pode ser uma opção interessante caso não se possa arcar com os 6,68% de probabilidade de falso alarme do RPC3+Tile (*loose*), para a alocação de banda passante do nível 1 de múons. Os demais *trigger* exibem um rendimento inferior ao do L1_MU15.

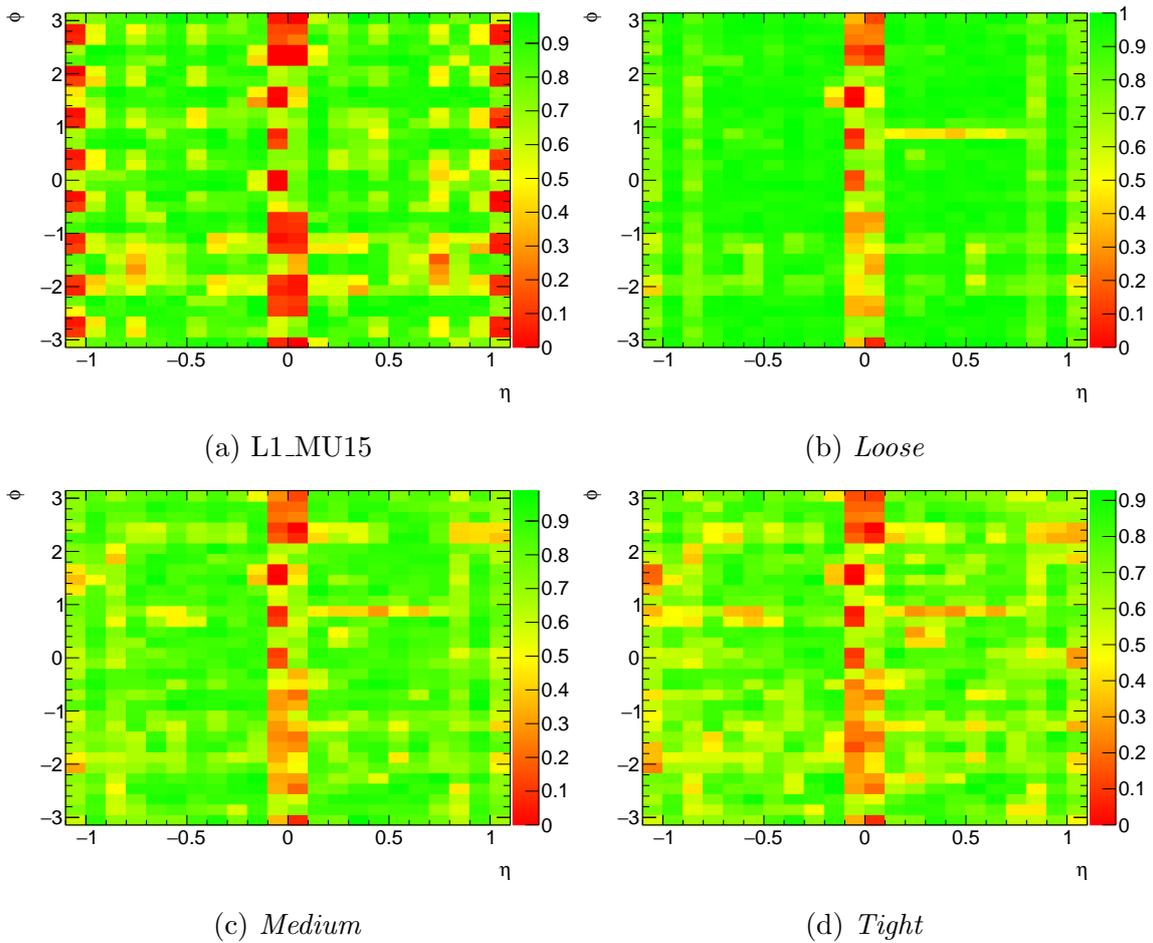


Figura 5.31: Mapas de eficiência $\eta \times \phi$ para os *triggers* RPC3+Tile e L1_MU15, em relação a múons de simulação com $p_T > 15$ GeV.

Capítulo 6

Conclusões

O objetivo do experimento ATLAS é estudar um vasto programa de física, incluindo física além do modelo padrão e a medição de evidências experimentais que já levaram à confirmação do bóson de Higgs. Como tal bóson se manifesta através de diferentes modos de produção, a continuação de estudos acerca da sua natureza com mais estatística e maiores valores de energia é um acontecimento de suma 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 que, por sua vez, permitem o aperfeiçoamento da teoria que apoia os estudos do bóson de Higgs e da física além do modelo padrão. Para atender a estes requisitos, o LHC já passou por uma fase (fase 0) e ainda passará por duas fases (fases 1 e 2) de atualização para fornecer mais luminosidade aos detectores em seu entorno.

Uma vez que o aumento da luminosidade proporcionará a obtenção de uma quantidade maior de informação, é mandatório que o ATLAS seja capaz de operar em um ambiente com mais ruído de fundo e, ao mesmo tempo manter ou até superar o rendimento obtido com luminosidades menores. Deste modo, o sistema de filtragem (ou de *trigger*) *online* do ATLAS deve ser também atualizado, assim como os próprios detectores que compõem o experimento. Isto para manter uma elevada eficiência de detecção de processos físicos imersos em um maior volume de informação ordinária que, por sua vez, gera um cenário muito desafiador no que tange a ocupação da banda passante disponível para o sistema de *trigger* com informação de interesse. O sistema de *trigger* de múons é de grande importância para o programa de física do ATLAS, particularmente à luz da confirmação do bóson de Higgs, uma vez que múons participam de decaimentos de diferentes canais de produção do referido bóson.

A largura de banda alocada para o *trigger* de nível-1 de múons (L1Muon) é de 25 kHz. Caso alterações não sejam realizadas para tal sistema de *trigger*, a taxa de múons ($p_T > 20$ GeV) chegará a mais de 50 kHz para a luminosidade que será

atingida após a fase 1 de atualização. Grande parte desta taxa é, na realidade, provocada pelo ruído de fundo. Além disso, em consequência da complexa estrutura mecânica do ATLAS, existem descontinuidades na instrumentação que alimenta o L1Muon. Estas limitam a eficiência para detecção de múons, na região central do ATLAS, em cerca de 70%.

Como a detecção de múons desempenha um papel fundamental para o programa de física do ATLAS, dois sistemas *online* de *trigger* foram desenvolvidos nesta tese. O primeiro busca solucionar o problema da banda passante, que é excedida em decorrência do ruído de fundo. O segundo, busca solucionar a limitação da eficiência para a detecção de múons, por efeito de descontinuidades na instrumentação que alimenta o L1Muon. Ambos os sistemas de *trigger* desenvolvidos baseiam-se no paradigma da utilização da calorimetria para auxiliar a detecção de múons, de forma *online*, vislumbrada na concepção do calorímetro hadrônico do ATLAS (TileCal).

O primeiro sistema de *trigger* desenvolvido funde a informação das células D do TileCal (informação de calorimetria) obtida através de um canal analógico de leitura, com a informação das câmaras de *trigger* do espectrômetro de múons. Tal fusão ocorre na região das tampas do ATLAS, uma vez que grande parte das partículas da radiação de fundo, que fazem com que a taxa do L1Muon exceda os 25 kHz disponíveis, são prótons de baixa energia que emergem dos ímãs toroidais e da blindagem do feixe, ambos localizados na região das tampas. Tais prótons são erroneamente classificados como múons e, portanto, são chamados de falsos múons.

Os múons pelos quais se tem interesse, produzidos por colisões do LHC, cruzam o TileCal antes de interagirem com as câmaras de múons, enquanto os falsos múons interagem apenas com as referidas câmaras. Deste modo, com a fusão de informação é possível utilizar deposições de energia, realizada por múons, nas células D para a confirmação destes mesmos múons quando detectados pelas câmaras de *trigger*. Este sistema de *trigger*, que usa a fusão de informação, foi integrado ao ATLAS e está passando por uma fase de comissionamento. Tal sistema é capaz de rejeitar 96,93% da taxa de falsos múons do L1Muon, enquanto mantém 98,20% dos múons detectados. Mais detalhes podem ser vistos em 6.1.

O segundo sistema de *trigger* desenvolvido tem a finalidade de aumentar a eficiência para a detecção de múons na região central do ATLAS. As câmaras de *trigger* de múons desta região exibem descontinuidades provocadas pela complexa estrutura mecânica do ATLAS. Para que um múon de alto p_T ($p_T > 11$ GeV) seja detectado, o L1Muon requer uma coincidência de interações em três camadas de câmaras de múons. As duas primeiras camadas são as que exibem o maior número de descontinuidades. Desta maneira, foi proposto no presente trabalho um *trigger* que é alimentado apenas pela terceira camada, com o objetivo de excluir a ineficiência causada pelas outras duas. Sem a coincidência com as duas primeiras

camadas, espera-se obter uma eficiência superior à do L1Muon. Entretanto, um aumento na taxa de falso alarme é também esperado. Sendo assim, baseando-se no mesmo conceito de fusão de informação apresentado acima, a informação de calorimetria foi utilizada para atenuar a taxa de falso alarme do *trigger* que é alimentado apenas pela terceira camada de câmaras de múons. Neste caso, a informação de calorimetria não é obtida por um canal analógico e sim, através de um canal digital de leitura que estará disponível após a fase 2 de atualização do LHC/ATLAS. Tal canal proporciona condições mais favoráveis para detecção de múons no TileCal. O *trigger* que usa a fusão de informação é capaz de recuperar a eficiência das regiões onde há falhas na instrumentação e quando comparado ao L1Muon, obtém-se um ganho de 13,01 pontos percentuais na detecção de múons para um acréscimo de apenas 3,75 pontos percentuais na probabilidade de falso alarme. Mais detalhes podem ser vistos em 6.2.

A fusão de informação de calorimetria com a informação de câmaras de múons para a concepção de sistemas *online* de *trigger* no contexto da atualização de um experimento de altas energias de grande porte, tanto para reduzir a taxa de falso alarme causada pelo ruído de fundo, quanto para aumentar a eficiência de detecção de uma região que sofre com descontinuidades na instrumentação, é uma novidade.

6.1 *Trigger* de múons assistido por calorimetria através de canais analógicos

No capítulo 3, foi estudado um conceito onde a informação do TileCal é fundida com a informação das câmaras de *trigger* do espectrômetro de múons. O objetivo deste conceito é atenuar a taxa de falsos múons detectados pelo L1Muon considerando as condições que serão atingidas com as atualizações do LHC. O conceito de fusão de informação baseia-se na coincidência entre a detecção de um múon através das câmaras de *trigger* de múons e a detecção do mesmo múon no TileCal. Os múons pelos quais tem-se interesse, os que são produzidos por colisões do LHC, desempenham uma trajetória que cruza todo o ATLAS, saindo do ponto de interação¹, cruzando o TileCal e, finalmente, interagindo com as câmaras de múons. Já os falsos múons, interagem apenas com as câmaras de múons. Desta maneira, a avaliação da referida coincidência permite a rejeição das partículas do ruído de fundo.

A utilização da informação do TileCal para auxiliar o *trigger* L1Muon só foi possível porque a eletrônica do TileCal disponibiliza um canal analógico de leitura dedicado à detecção de múons, onde pode-se obter a informação de deposições de energia que ocorrem nas células D do referido calorímetro. Apesar do mesmo ter

¹O ponto onde ocorre há colisão entre os feixes do LHC.

sido projetado para a detecção de partículas hadrônicas, o potencial para detecção de múons através das referidas células foi vislumbrado desde a sua concepção. Contudo, o canal dedicado a múons foi reservado para uma possível necessidade futura e, portanto, nunca havia sido digitalizado e integrado ao sistema de *trigger* do ATLAS. Diante da necessidade de utilizar a informação do canal de múons para a fusão de informação, um módulo eletrônico foi desenvolvido para realizar o processamento do referido canal. Tal módulo eletrônico é denominado de TMDB (*TileMuon Digitalizer Board*). Este processamento inclui a digitalização do canal de múon, através de conversores analógico-digital com alta taxa de amostragem, a maximização da razão sinal-ruído dos sinais digitalizados, baseada em filtragem casada implementada em FPGA, e a comunicação com o sistema de *trigger* e aquisição de dados do ATLAS. Isto, utilizando protocolos de comunicação de alta velocidade também implementados em FPGA, interligados por meio de fibras ópticas.

Diversas contribuições ao projeto dos circuitos eletrônicos, ao desenvolvimento de *firmware* para FPGA, aos testes iniciais em bancada e, também, ao gerenciamento da fabricação, foram realizados para o módulo TMDB durante o desenvolvimento da presente tese. Além disso, testes em um laboratório, que tem uma réplica reduzida da eletrônica de *trigger* e aquisição de dados do ATLAS, foram feitos para avaliar a integração do módulo eletrônico com o ambiente onde o mesmo deverá operar. Os resultados destes testes foram apresentados no presente documento. Tais testes foram de suma importância para que a fusão de informação fosse, de fato, integrada ao ATLAS, uma vez que os mesmos demonstram a linearidade do módulo eletrônico para a medição de deposições de energia através do canal de múon, além do êxito na integração com a réplica da eletrônica do ATLAS.

A partir dos resultados obtidos com os testes em laboratório, o *trigger* que usa a fusão de informação pôde passar para a fase de comissionamento no ATLAS. Nesta fase, os módulos TMDB foram instalados em conjunto com a eletrônica do experimento na sala de contagem do ATLAS, onde recebem todos os canais de múons do TileCal e se comunicam com o sistema de *trigger* e aquisição de dados (TDAQ). Durante o comissionamento diversos testes foram efetuados com a finalidade de avaliar o sucesso na integração e, também, para estudar o rendimento do *trigger* com fusão de informação, também chamado de *trigger* combinado.

Apesar do envolvimento do autor da presente tese com a fase de comissionamento², os resultados obtidos durante tal fase não foram realizados pelo referido autor. O foco desta tese foi mantido na linha da fusão de informação para atender a limitação da eficiência do L1Muon na região central, apresentado na seção seguinte. Os resultados de rendimento, obtidos durante o comissionamento, demonstram que

²O comissionamento do sistema de *trigger* combinado, apesar de próximo de sua finalização, ainda estava em andamento durante a redação do presente documento.

96,93% da taxa de falso alarme gerada pelo L1Muon pode ser rejeitada pelo *trigger* combinado, enquanto 98,20% dos múons detectados pelo L1Muon são confirmados. Ou seja, para uma ínfima redução de 1,80% para a probabilidade de detecção de múons, é possível rejeitar praticamente todos (96,93%) os falsos alarmes gerados pelo L1Muon.

6.1.1 Perspectivas

Com o fim da fase de comissionamento, estudos que demonstrem o impacto da utilização do *trigger* combinado, no programa de física do ATLAS, podem ser realizados para promover um melhor entendimento sobre tal questão. Além do ganho em termos da rejeição da taxa de falso alarme gerada pelo L1Muon, o que permite que a banda passante do nível 1 de *trigger* seja ocupada com eventos de interesse, quer-se analisar o efeito da aquisição de uma maior taxa de eventos de interesse para a física.

A taxa de disparo do *trigger* combinado poderá ser estudada com as verdadeiras colisões de maior luminosidade, ao invés de simulações ou extrapolações. Tais taxas deverão ser acompanhadas em função da evolução do experimento, para que se possa ter um controle da atuação do *trigger* e eventuais ajustes possam ser estudados e sugeridos.

Apesar do sinal do canal de múons passar por um circuito conformador (*shaper*), que mantém a forma de onda do sinal constante para diferentes amplitudes, tal sinal não é determinístico. Como o filtro casado desenvolvido para os módulos TMDB assume que o referido sinal é determinístico, o estudo de novas formulações para tal filtro pode trazer benefícios para o rendimento do *trigger* combinado. As novas formulações devem considerar que os sinais do canal de múons são estocásticos.

6.2 *Trigger* de múons assistido por calorimetria através de canais digitais

No capítulo 4 foi apresentada uma solução para a limitação da eficiência do L1Muon, em cerca de 70%, por efeito de descontinuidades nas câmaras de *trigger* de múons da região central do ATLAS. Nesta região, o nível 1 de múons é alimentado por três camadas de câmaras de *trigger*. Para que um múon de alto p_T ($p_T > 11$ GeV) seja detectado, o nível 1 de múons requer uma coincidência de interações nas três camadas de câmaras. Estas camadas formam cilindros concêntricos no entorno do ponto de interação. Como as duas camadas mais internas (mais próximas do ponto de interação) são as que exibem a maior quantidade de descontinuidades, com a finalidade de excluir a ineficiência causada pelas mesmas, estudou-se um sistema

de *trigger* de múons que não exige interações nas câmaras das duas camadas mais internas. Para tal, inicialmente foi desenvolvido um sistema de *trigger* alimentado apenas pelas câmaras da camada mais externa (câmaras RPC3), onde já se esperava obter, além do aumento da eficiência para detecção de múons, um crescimento da taxa de falso alarme. Tal crescimento ocorre em virtude da exclusão das duas camadas mais internas que deixam de participar da coincidência e, portanto, não cooperam com a atenuação do ruído de fundo. Deste modo, já era prevista a fusão de informação do TileCal com a informação do *trigger* alimentado apenas pelas câmaras RPC3, com o objetivo de atenuar a taxa de falso alarme do referido *trigger*.

As células do TileCal que coincidem com as câmaras RPC3 estão situadas na região do barril do calorímetro. Tais células não exibem uma razão sinal-ruído favorável para a detecção de múons. Esta afirmação é válida apenas quando as células do barril são lidas através dos canais analógicos de múons, cujo valor RMS do ruído eletrônico é cerca de 200 MeV. Com a fase 2 de atualização, o TileCal receberá uma nova eletrônica onde a informação de todas as suas células será disponibilizada através de canais digitais para o sistema de *trigger*. Tais canais terão um ruído eletrônico cujo valor RMS é cerca de 20 MeV, de onde se pode avaliar que a razão sinal-ruído do canal digital é cerca de 10 vezes maior que a razão sinal-ruído do canal analógico, criando um cenário propício para a detecção de múons no barril do TileCal. A fim de usufruir de tal cenário, o estudo da fusão de informação foi realizado considerando as condições que serão obtidas com a nova eletrônica do TileCal. Como comentado anteriormente, a informação de deposições de energia nas células são utilizadas para confirmar a detecção de um múon nas câmaras de *trigger*.

Para que a fusão de informação pudesse ser realizada, foi necessário estimar as dimensões da região do TileCal por onde passa um múon que foi detectado pelas câmaras RPC3. As geometrias destas câmaras e a das células do TileCal são distintas e, portanto, não há um alinhamento entre tais câmaras e células. Há também, as incertezas para a estimação de posição de múons detectados pelas referidas câmaras e células. Além disso, existe um campo magnético no ATLAS que provoca um desvio entre as coordenadas de um múon medido pelo TileCal e as coordenadas do mesmo múon medida pelas câmaras de *trigger*. Portanto, quando um múon é identificado numa determinada posição dada pelas câmaras RPC3, há uma considerável incerteza para a posição onde este mesmo múon cruzou o TileCal, implicando que o mesmo deve ser procurado dentro de uma região. Desta maneira, um estudo foi realizado para estimar as dimensões da referida região. Além disso, foram avaliados quatro detectores de múons para o TileCal, alimentados por regiões de diferentes dimensões. Isto foi realizado para que se pudesse analisar o impacto do tamanho das regiões no rendimento dos referidos detectores. Por fim, o rendimento do sis-

tema de *trigger* que usa a fusão de informação, denominado de *trigger* RPC3+Tile, foi estudado e comparado com o rendimento do L1Muon. O RPC3+Tile é capaz de recuperar a eficiência das regiões onde há falhas na instrumentação. Quando comparado ao L1Muon ($p_T > 15$ GeV), obtém-se um ganho de 13,01 pontos percentuais na detecção de múons para um acréscimo e apenas 3,75 pontos percentuais na probabilidade de falso alarme.

Como comentado no capítulo 1, o projeto do *trigger* RPC3+Tile foi a base para um processo de *authorship*, onde o autor da presente tese foi reconhecido como integrante da colaboração ATLAS, passando a assinar as publicações do experimento.

6.2.1 Perspectivas

O *trigger* RPC3+Tile pode ser combinado com a informação das câmaras de precisão (câmaras MDT) do espectrômetro de múons. Tais câmaras são utilizadas para medir a trajetória de múons e oferecem uma resolução espacial e temporal superiores às das câmaras RPC3. Com tal combinação, é possível reduzir ainda mais a sensibilidade do RPC3+Tile para objetos com valores de p_T inferiores ao patamar de 15 GeV que, na realidade, são falsos alarmes para este *trigger*.

Os tubos fotomultiplicadores (PMT) do TileCal podem ser atualizados para versões multi-anódicas que permitirão que a resolução das células do TileCal seja aperfeiçoada por um fator de 4 vezes. Com uma resolução mais fina, o TileCal pode contribuir, também, para que o RPC3+Tile exiba uma menor taxa de falso alarme.

Com a definição da nova eletrônica para o TileCal, dentre três hipóteses que estão sendo estudadas atualmente, dados de simulação que irão considerar uma descrição detalhada da nova eletrônica serão produzidos. A partir destes dados será possível realizar uma análise do RPC3+Tile que contempla realmente a nova eletrônica do TileCal, ao invés da emulação da característica de SNR da tal eletrônica através da leitura padrão do TileCal.

Finalmente, com a finalidade de otimizar o rendimento do RPC3+Tile, técnicas de inteligência computacional, como redes neurais artificiais e análises de componentes independentes (ICA), podem ser incorporadas ao detector de múons do TileCal.

Referências Bibliográficas

- [1] SÁNCHEZ, C. A. S. *Implementation of the ROD Crate DAQ Software for the ATLAS Tile Calorimeter and a Search for a MSSM Higgs Boson Decaying into Tau Pairs*. Tese de D.Sc., Universitat de València - CSIC, Valência, Espanha, 2010.
- [2] <https://cds.cern.ch/record/1095924>. (Acessado em Junho de 2017).
- [3] <https://cds.cern.ch/record/1095927>. (Acessado em Junho de 2017).
- [4] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/ApprovedPlotsTile>. (Acessado em Junho de 2017).
- [5] THE ATLAS COLLABORATION. “The ATLAS Experiment at CERN Large Hadron Collider”, *Journal of Instrumentation*, *JINST 3 S08003*, 2008.
- [6] PERALVA, B., ATLAS COLLABORATION. “TileCal Energy Reconstruction for Collision Data Using the Matched Filter”, *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference*, pp. 1–6, 2013.
- [7] <https://cds.cern.ch/record/1529960>. (Acessado em Junho de 2017).
- [8] KLIMEK, P. *Signal reconstruction performance with the ATLAS Hadronic Tile Calorimeter*. Relatório Técnico ATL-TILECAL-PROC-2012-007, CERN, Geneva, Aug 2012. Disponível em: <<https://cds.cern.ch/record/1473499>>.
- [9] ATLAS TDAQ SYSTEM. *Phase-I Upgrade Technical Design Report*. Relatório Técnico ATLAS-TDR-023, 2013.
- [10] CIODARO, T., SEIXAS, J. M., CERQUEIRA, A. “Use of Hadronic Calorimetry Information in the ATLAS Level-1 Muon Trigger”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, v. 61, n. 2, abr. 2014.
- [11] CIODARO, T. *Identificação online de sinais baseada em calorimetria de altas energias e com fina segmentação*. Tese de D.Sc., COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro, RJ, Brasil, 2012.

- [12] PARAMONOV, A., CORREIA, A. M. H., ISHINO, M. “The potential of using the ATLAS Tile calorimeter in Phase-II for the Level-0 muon trigger”, 2015. (Nota Interna do TileCal que ainda será revisada).
- [13] LIMA JR, H. P., DE ANDRADE FILHO, L. M., GOMEZ, L. F., et al. “Data Acquisition with Optimal Pulse Amplitude Estimation for a Neutrino Detection Experiment”, *Notas Técnicas*, v. 4, n. 2, 2014.
- [14] GONÇALVES, O. D. *Fast Online Filtering Based on Data Fusion of Two Highly Segmented Detectors*. Tese de M.Sc., UFJF, Juiz de Fora, MG, Brasil, 2017.
- [15] <http://www.cern.ch>. (Acessado em Junho de 2017).
- [16] COTTINGHAM, W. N., GREENWOOD, D. A. *An Introduction to the Standard Model of Particle Physics*. Cambridge University Press, 1998.
- [17] EDWARDS, D. A., SYPHERS, M. J. *An Introduction to the Physics of High Energy Accelerators*. Wiley-Interscience, 1992.
- [18] EVANS, L., BRYANT, P. “LHC Machine”, *Journal of Instrumentation*, *JINST 3 S08001*, 2008.
- [19] THE CMS COLLABORATION. “The CMS experiment at CERN LHC”, *Journal of Instrumentation*, *JINST 3 S08004*, 2008.
- [20] THE LHCb COLLABORATION. “The LHCb detector at the LHC”, *Journal of Instrumentation*, *JINST 3 S08005*, 2008.
- [21] THE ALICE COLLABORATION. “The ALICE experiment at CERN LHC”, *Journal of Instrumentation*, *JINST 3 S08002*, 2008.
- [22] ROS, E. “ATLAS inner detector”, *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, v. 120, pp. 235–238, 2003.
- [23] THE ATLAS COLLABORATION. *ATLAS Calorimeter Performance*. Relatório Técnico CERN/LHC/96-40, 1997.
- [24] PALESTINI, S. “The Muon Spectrometer of the ATLAS Experiment”, *Nuclear Physics B*, v. 125, pp. 337–345, 2003.
- [25] AAD, G., OTHERS. “Combined Measurement of the Higgs Boson Mass in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV with the ATLAS and CMS Experiments”, *Phys. Rev. Lett.*, v. 114, pp. 191803, 2015. doi: 10.1103/PhysRevLett.114.191803.

- [26] FRANCAVILLA, P. “The ATLAS Tile Hadronic Calorimeter performance at the LHC”, *J. Phys.: Conf. Ser.*, v. 404, 2007.
- [27] KORDAS, K., ABOLINS, M. “The ATLAS Data Acquisition and Trigger:concept, design and status”, *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, v. 172, pp. 178–182.
- [28] TILECAL COLLABORATION. *ATLAS Tile Calorimeter Technical Design Report*. Relatório Técnico ATLAS-TDR-003, CERN/LHC/96-42, 1996.
- [29] ANDERSON, K. “Design of the front-end analog electronics for the ATLAS tile calorimeter”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 551, pp. 469–476, out. 2005.
- [30] TYLMAD, M. “Pulse shapes for signal reconstruction in the ATLAS Tile Calorimeter”, *16th IEEE-NPSS*, pp. 543–547, 2009.
- [31] 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, pp. 120–122, 2010.
- [32] STARCHENKO, E. “Cesium Monitoring System for ATLAS Tile Hadron Calorimeter”, *Nucl. Instrum. Meth.*, v. 494, pp. 381–384, 2002.
- [33] THE ATLAS COLLABORATION. *ATLAS Level-1 Trigger Technical Design Report*. Relatório Técnico ATLAS-TDR-12, 1998.
- [34] ARMSTRONG, S., BAINES, J. T., BEE, C. P., et al. “Algorithms for the ATLAS High-Level Trigger”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, v. 51, 2004.
- [35] KAWAMOTO, T., VLACHOS, S., PONTECORVO, L., et al. *New Small Wheel Technical Design Report*. Relatório Técnico CERN-LHCC-2013-006. ATLAS-TDR-020, Jun 2013. Disponível em: <<https://cds.cern.ch/record/1552862>>. ATLAS New Small Wheel Technical Design Report.
- [36] ATLAS, C. *Letter of Intent for the Phase-I Upgrade of the ATLAS Experiment*. Relatório técnico, 2011.
- [37] ATLAS, C. *Letter of Intent for the Phase-II Upgrade of the ATLAS Experiment*. Relatório técnico, 2012.

- [38] APOLLINARI, G., BÉJAR ALONSO, I., BRÜNING, O., et al. *High-Luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC): Preliminary Design Report*. CERN Yellow Reports: Monographs. Geneva, CERN, 2015. Disponível em: <<https://cds.cern.ch/record/2116337>>.
- [39] CERQUEIRA, A., USAI, G., DAVIDEK, T. *Tile Calorimeter muon trigger signal*. Relatório técnico, ATL-COM-TILECAL-2002-003, 2002.
- [40] CERQUEIRA, A., DAVIDEK, T. *Tilecal trigger signal specifications and test-beam performance*. Relatório técnico, 2006.
- [41] BARANOV, S., BOSMAN, M., DAWSON, I., et al. *Estimation of radiation background impact on detectors, activation and shielding optimization in ATLAS*. Relatório Técnico ATL-GEN-2005-001, 2005.
- [42] ADRAGNA, P., ALEXA, C., ANDERSON, K., 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*, v. 606, n. 3, pp. 362 – 394, 2009. ISSN: 0168-9002. doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2009.04.009>. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890020900792X>>.
- [43] MARZIO NESSI, M. N., ROLDÁN, J., ROMANCE, J. B. *Tile-Cal ROD functional specifications*. Relatório Técnico ATL-COM-TILECAL-99-022, IFIC, Centre Mixt Univ. València and CSIC, València, Oct 1999. Disponível em: <<https://cds.cern.ch/record/681499>>.
- [44] CERQUEIRA, A. S. “ATLAS Tile Calorimeter Readout Electronics Upgrade Program for the High Luminosity LHC”. In: *Proceedings, International School on High Energy Physics : Workshop on High Energy Physics in the near Future. (LISHEP 2013): Rio de Janeiro, Brazil, March 17-24, 2013*, 2013. Disponível em: <http://www.slac.stanford.edu/econf/C1303172/pdf/Lishep_econf.pdf>.
- [45] TANG, F., ANDERSON, K., DRAKE, G., et al. “Design of the front-end readout electronics for ATLAS tile calorimeter at the sLHC”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, v. 60, n. 2, pp. 1255–1259, 2013.
- [46] VMEBUS INTERNATIONAL TRADE ASSOCIATION. *American National Standard for VME64*, 1995.

- [47] JENNI, P., NESSI, M., NORDBERG, M., et al. *ATLAS high-level trigger, data-acquisition and controls: Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. Geneva, CERN, 2003. Disponível em: <<https://cds.cern.ch/record/616089>>.
- [48] TAYLOR, B. “TTC distribution for LHC detectors”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, v. 45, n. 3, pp. 821–828, 1998.
- [49] “Agilent HDMP 1032-1034 Transmitter-Receiver Chip-set Datasheet, Agilent [On-line]”. 2001. Disponível em: <<http://www.physics.ohio-state.edu/~cms/cfeb/datasheets/hdmp1032.pdf>>. (Acessado em Junho de 2017).
- [50] VAN DER BIJ, H., MCLAREN, R., BOYLE, O., et al. “S-LINK, a data link interface specification for the LHC era”. In: *Nuclear Science Symposium, 1996. Conference Record., 1996 IEEE*, v. 1, pp. 465–469. IEEE, 1996.
- [51] “CERN S-LINK homepage”. Disponível em: <<http://hsi.web.cern.ch/HSI/s-link/>>. (Acessado em Junho de 2017).
- [52] HOESCHELE, D. F. *Analog-to-digital/digital-to-analog conversion techniques*. 2 ed. New Work, Wiley, 1994.
- [53] “Dual, Wideband, Low-Noise Operational Amplifier”. Disponível em: <<http://www.ti.com/lit/ds/sbos188e/sbos188e.pdf>>. (Acessado em Junho de 2017).
- [54] “Dual 8-Bit, 60 MSPS A/D Converter”. Disponível em: <<http://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/AD9059.pdf>>. (Acessado em Junho de 2017).
- [55] OTT, H. W., OTT, H. W. *Noise reduction techniques in electronic systems*, v. 442. New York, Wiley, 1988.
- [56] JOHNSON, H. W., GRAHAM, M., OTHERS. *High-speed digital design: a handbook of black magic*, v. 1. Upper Saddle River, NJ, Prentice Hall, 1993.
- [57] “Spartan-6 Family Overview”. Disponível em: <http://www.xilinx.com/support/documentation/data_sheets/ds160.pdf>. (Acessado em Junho de 2017).
- [58] BROWN, S., VRANESIC, Z. *Fundamentals of digital logic with VHDL design*. New York, Mc-Graw-Hill, 2000.

- [59] “Spartan-6 FPGA GTP Transceivers (Advance Spec)”. . Disponível em: <https://www.xilinx.com/support/documentation/user_guides/ug386.pdf>. (Acessado em Junho de 2017).
- [60] BALBI, G., FALCHIERI, D., GABRIELLI, A., et al. “Firmware development and testing of the ATLAS Pixel Detector / IBL ROD card”, Aug 2014. Disponível em: <<https://cds.cern.ch/record/1752162>>.
- [61] ALOISIO, A., CEVENINI, F., GIORDANO, R., et al. “An FPGA-based Emulation of the G-Link Chip-Set for the ATLAS Level-1 Barrel Muon Trigger”, 2009. Disponível em: <<https://cds.cern.ch/record/1237797>>. (Acessado em Junho de 2017).
- [62] ALOISIO, A., CEVENINI, F., IZZO, V. “Do’s and don’ts with the Agilent’s G-link chipset”, *IEEE transactions on nuclear science*, v. 53, n. 3, pp. 795–800, 2006.
- [63] “Spartan-6 FPGA PCB Design and Pin Planning Guide”. . Disponível em: <https://www.xilinx.com/support/documentation/user_guides/ug393.pdf>. (Acessado em Junho de 2017).
- [64] “Cyclone III Device Handbook”. Disponível em: <https://www.altera.com/content/dam/altera-www/global/en_US/pdfs/literature/hb/cyc3/cyclone3_handbook.pdf>. (Acessado em Junho de 2017).
- [65] HU, Z.-W. “I2C protocol design for reusability”. In: *Information Processing (ISIP), 2010 Third International Symposium on*, pp. 83–86. IEEE, 2010.
- [66] WHITE, R. V. “PMBus: A Decade of Growth: An open-standards success”. 2014.
- [67] “High-Speed Board Layout Guidelines”. Disponível em: <https://www.altera.com/content/dam/altera-www/global/en_US/pdfs/literature/an/an224.pdf>. (Acessado em Junho de 2017).
- [68] “Cyclone III Design Guidelines”. Disponível em: <https://www.altera.com/content/dam/altera-www/global/en_US/pdfs/literature/an/an466.pdf>. (Acessado em Junho de 2017).
- [69] THOMAS, D., MOORBY, P. *The Verilog® Hardware Description Language*. Springer Science & Business Media, 2008.
- [70] “ModelSim PE Student Edition”. Disponível em: <https://www.mentor.com/company/higher_ed/modelsim-student-edition>. (Acessado em Junho de 2017).

- [71] HAYKIN, S. S. *Adaptive filter theory*. 3 ed. Upper Saddle River, NJ, Pearson Education, 1996.
- [72] HELSTROM, C. W. *Elements of signal detection and estimation*. New Jersey, Prentice Hall, 1994.
- [73] VAN TREES, H. *Detection, estimation and modulation theory, part I*. New York, John Wiley & Sons, 2001.
- [74] HYVÄRINEN, A., KARHUNEN, J., OJA, E. *Independent Component Analysis*. New York, John Wiley & Sons, 2001.
- [75] JOLLIFE, I. T. *Principal Component Analysis*. New York, Springer-Verlag, 2002.
- [76] MITRA, S. K., KUO, Y. *Digital signal processing: a computer-based approach*, v. 2. New York, McGraw-Hill, 2006.
- [77] THE ATLAS COLLABORATION. *ATLAS Level-1 Trigger Technical Design Report*. Relatório Técnico ATLAS-TDR-12, 1998.
- [78] VUOLO, J. H. *Fundamentos da teoria de erros*. São Paulo, Edgard Blücher LTDA, 1996.
- [79] THE ATLAS COLLABORATION. “Atlas muon spectrometer technical design report”, *CERN/LHCC*, v. 97, n. 22, pp. 281, 1997.
- [80] SNUVERINK, J. *The ATLAS muon spectrometer: commissioning and tracking*. Tese de Doutorado, University of Twente, 2009.
- [81] WIDROW, B., STEARNS, S. *Adaptive Signal Processing*. Prentice Hall, 1985.
- [82] DOS ANJOS, A., TORRES, R., SEIXAS, J., et al. “Neural triggering system operating on high resolution calorimetry information”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, v. 559, n. 1, pp. 134 – 138, 2006. ISSN: 0168-9002. doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2005.11.132>. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900205022552>>. Proceedings of the X International Workshop on Advanced Computing and Analysis Techniques in Physics Research.
- [83] NASON, P. “A New method for combining NLO QCD with shower Monte Carlo algorithms”, *JHEP*, v. 11, pp. 040, 2004. doi: 10.1088/1126-6708/2004/11/040.

- [84] SJÖSTRAND, T., MRENNNA, S., SKANDS, P. Z. “A Brief Introduction to PYTHIA 8.1”, *Comput. Phys. Commun.*, v. 178, pp. 852, 2008. doi: 10.1016/j.cpc.2008.01.036.
- [85] *ATLAS Computing: technical design report*. Technical Design Report ATLAS. Geneva, CERN, 2005. Disponível em: <<https://cds.cern.ch/record/837738>>.
- [86] ROBERT, C. P. *Monte carlo methods*. Wiley Online Library, 2004.
- [87] AGOSTINELLI, S., ALLISON, J., AMAKO, K. A., et al. “GEANT4—a simulation toolkit”, *Nuclear instruments and methods in physics research section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, v. 506, n. 3, pp. 250–303, 2003.
- [88] FERRAZ, A. V. *Detecção Online Eficiente de Eventos Raros Utilizando Detectores Finamente Segmentados*. Qualificação de D.Sc., COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro, RJ, Brasil, 2017.
- [89] PLACKETT, R. L. “Karl Pearson and the chi-squared test”, *International Statistical Review/Revue Internationale de Statistique*, pp. 59–72, 1983.

Apêndice A

O Sistema de Coordenadas do Detector ATLAS

O sistema de coordenadas usados em experimentos com feixes não é o sistema polar. É um sistema adequado ao formato cilíndrico dos detectores dispostos ao redor do ponto de impacto, ou seja, um sistema que acompanha a direção dos feixes de partículas provenientes da colisão. As coordenadas empregadas são η , ϕ e z em contraposição a x , y e z . Os termos η e ϕ seguem a uma transformação não-linear de x e y .

A Figura A.1 ilustra o sistema de coordenadas utilizado no ATLAS. Em sua parte superior, é possível ver um esboço de tal detector, mostrando como se comportam as coordenadas tomando por referência as coordenadas cartesianas x , y e z (marcadas em pontilhado). Nota-se que a variável ϕ representa a rotação e a variável η (também chamada de pseudo-rapidez) representa a direção de projeção das partículas, após a colisão. Na parte inferior da Figura A.1, é possível ver um exemplo de como um detector genérico é segmentado, acompanhando as coordenadas η e ϕ , tanto para as regiões do barril, quanto para a região da tampa.

Os valores dados das variáveis η e ϕ são apenas para referência do leitor. A variável ϕ , como pode-se ver no canto direito da parte superior da figura, possui uma região em que dois valores são possíveis: 0 e 2π . Esta área é chamada de região *wrap-around*. Cálculos utilizando esta variável devem atentar para este fato. Os detectores são simétricos com relação ao eixo ϕ e a construção dos dispositivos é feita em gomos.

Adicionalmente, o ATLAS é dividido em duas regiões, de acordo com a sua posição ao longo do eixo- z . Enquanto a região central é denominada de barril, as duas extremidades são chamadas de tampas. Por fim, o ATLAS é dividido em dois lados (A e C), de acordo o sinal de η). O lado C compreende os valores de η negativos e o lado A compreende os valores de η positivos.

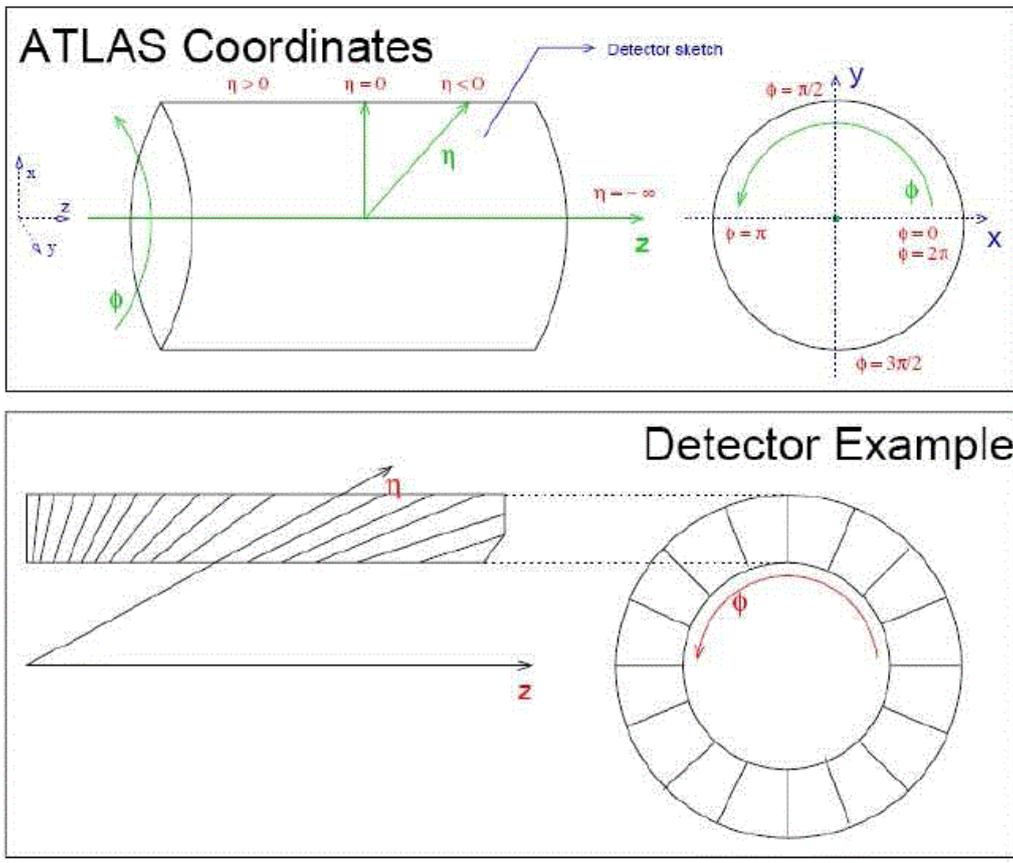


Figura A.1: Sistema de coordenadas utilizado no ATLAS.

Apêndice B

Projeto de *authorship* do ATLAS

Authorship Qualification:

- **Responsible:** Oleg Solovyanov
- **Description:** This project concerns of using the TileCal + Muon Spectrometer to improve the background rejection for the Level-1 muon trigger system. The work will study the potential of the combining concept for the LHC phase-II. The TileCal will run with a new readout electronics, featuring smaller noise levels and all-digital readout, enabling the use of the combined system for both the endcap and the central regions. The central region acceptance will be evaluated for critical pile-up noise at phase-II.
- **Institute Integration:** The level-one muon trigger assisted from Tilecal is being developed under the responsibility of the Rio group, so that the proposed qualification task perfectly aligns with the group main activity in the upgrade programme. The study of this trigger strategy for the conditions of the phase 2 upgrade allows to continue developing this project towards the operation with full digital readout, which is an important activity of Rio group in Tilecal.
- **Local Supervisor:** Jose Seixas
- **Technical Supervisor:** Alexander Paramonov
- **Proposed beginning of qualification:** 2015/08/24
- **Beginning of qualification:** 2015/08/24
- **Qualification date:** 2016/08/24

Apêndice C

Lista de publicações

Neste apêndice serão enumerados os artigos relacionados a elaboração desta tese que foram publicados em revistas internacionais:

1. AABOUD, M., AAD, G., GAMA, R. G., et al. “Probing the Wtb vertex structure in t -channel single-top-quark production and decay in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector”, *JHEP*, v. 04, n. CERN-EP-2017-011, pp. 124. 48 p, Feb 2017.

To probe the Wtb vertex structure, top-quark and W -boson polarisation observables are measured from t -channel single-top-quark events produced in proton–proton collisions at a centre-of-mass energy of 8 TeV. The dataset corresponds to an integrated luminosity of 20.2 fb^{-1} , recorded with the ATLAS detector at the LHC. Selected events contain one isolated electron or muon, large missing transverse momentum and exactly two jets, with one of them identified as likely to contain a b-hadron. Stringent selection requirements are applied to discriminate t -channel single-top-quark events from background. The polarisation observables are extracted from asymmetries in angular distributions measured with respect to spin quantisation axes appropriately chosen for the top quark and the W boson. The asymmetry measurements are performed at parton level by correcting the observed angular distributions for detector effects and hadronisation after subtracting the background contributions. The measured top-quark and W -boson polarisation values are in agreement with the Standard Model predictions. Limits on the imaginary part of the anomalous coupling g_R are also set from model-independent measurements.

2. AABOUD, M., AAD, G., GAMA, R. G., et al. “Performance of the ATLAS Transition Radiation Tracker in Run 1 of the LHC: tracker properties”, *JINST*, v. 12, n. CERN-EP-2016-311, pp. P05002. 45 p, Feb 2017.

The tracking performance parameters of the ATLAS Transition Radiation

Tracker (TRT) as part of the ATLAS inner detector are described in this paper for different data-taking conditions in proton–proton, proton–lead and lead–lead collisions at the Large Hadron Collider (LHC). The performance is studied using data collected for different data-taking conditions in proton–proton, proton–lead and lead–lead collisions at the Large Hadron Collider (LHC). The performance is studied using data collected during the first period of LHC operation (Run 1) and is compared with Monte Carlo simulations. The performance of the TRT, operating with two different gas mixtures (xenon-based and argon-based) and its dependence on the TRT occupancy is presented. These studies show that the tracking performance of the TRT is similar for the two gas mixtures and that a significant contribution to the particle momentum resolution is made by the TRT up to high particle densities.

3. AABOUD, M., AAD, G., GAMA, R. G., et al. “Measurement of internal structure of jets in Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV with the ATLAS detector at the LHC”, *Eur.Phys.J.*, v. C77, n. CERN-EP-2017-005. 6, pp. 379. 41 p, Feb 2017.

The distributions of transverse momentum and longitudinal momentum fraction of charged particles in jets are measured in Pb+Pb and pp collisions with the ATLAS detector at the LHC. The distributions are measured as a function of jet transverse momentum and rapidity. The analysis utilises an integrated luminosity of 0.14 nb^{-1} of Pb+Pb data and 4.0 pb^{-1} of pp data collected in 2011 and 2013, respectively, at the same centre-of-mass energy of 2.76 TeV per colliding nucleon pair. The distributions measured in pp collisions are used as a reference for those measured in Pb+Pb collisions in order to evaluate the impact on the internal structure of jets from the jet energy loss of fast partons propagating through the hot, dense medium created in heavy-ion collisions. Modest but significant centrality-dependent modifications of fragmentation functions in Pb+Pb collisions with respect to those in pp collisions are seen. No significant dependence of modifications on jet p_T and rapidity selections is observed except for the fragments with the highest transverse momenta for which some reduction of yields is observed for more forward jets.

4. AABOUD, M., AAD, G., GAMA, R. G., et al. “Measurement of the cross section for inclusive isolated-photon production in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV using the ATLAS detector”, *Phys. Lett. B*, v. 770, n. CERN-EP-2016-291, pp. 473–793. 36 p, Jan 2017.

Inclusive isolated-photon production in pp collisions at a centre-of-mass energy of 13 TeV is studied with the ATLAS detector at the LHC using a data set with an integrated luminosity of 3.2 fb^{-1} . The cross section is measured

as a function of the photon transverse energy above 125 GeV in different regions of photon pseudorapidity. Next-to-leading-order perturbative QCD and Monte Carlo event-generator predictions are compared to the cross-section measurements and provide an adequate description of the data.

5. AABOUD, M., AAD, G., GAMA, R. G., et al. “Measurement of charged-particle distributions sensitive to the underlying event in $\sqrt{s} = 13$ TeV proton-proton collisions with the ATLAS detector at the LHC”, JHEP, v. 03, n. CERN-EP-2016-28, pp. 157. 40 p, Jan 2017.

We present charged-particle distributions sensitive to the underlying event, measured by the ATLAS detector in proton-proton collisions at a centre-of-mass energy of 13 TeV, in low-luminosity Large Hadron Collider fills corresponding to an integrated luminosity of 1.6 nb^{-1} . The distributions were constructed using charged particles with absolute pseudorapidity less than 2.5 and with transverse momentum greater than 500 MeV, in events with at least one such charged particle with transverse momentum above 1 GeV. These distributions characterise the angular distribution of energy and particle flows with respect to the charged particle with highest transverse momentum, as a function of both that momentum and of charged-particle multiplicity. The results have been corrected for detector effects and are compared to the predictions of various Monte Carlo event generators, experimentally establishing the level of underlying-event activity at LHC Run 2 energies and providing inputs for the development of event generator modelling. The current models in use for UE modelling typically describe this data to 5% accuracy, compared with data uncertainties of less than 1%.