



PPEE/UFJF

RECEPÇÃO DO SINAL DE MÚONS NO CALORÍMETRO HADRÔNICO DO
EXPERIMENTO ATLAS

Fernando Miranda Vieira Xavier

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Elétrica, PPEE, da Universidade Federal de Juiz de Fora, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Engenharia Elétrica.

Orientadores: Augusto Santiago Cerqueira
José Manoel de Seixas

Juiz de Fora
Março de 2011

RECEPÇÃO DO SINAL DE MÚONS NO CALORÍMETRO HADRÔNICO DO
EXPERIMENTO ATLAS

Fernando Miranda Vieira Xavier

DISSERTAÇÃO SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO PROGRAMA DE
PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA DA UNIVERSIDADE
FEDERAL DE JUIZ DE FORA COMO PARTE DOS REQUISITOS
NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE EM CIÊNCIAS
EM ENGENHARIA ELÉTRICA.

Examinada por:

Prof. Augusto Santiago Cerqueira, D.Sc.

Prof. José Manoel de Seixas, D.Sc.

Prof. Carlos Augusto Duque, D.Sc.

Prof. Luiz Pereira Calôba, D.Eng.

JUIZ DE FORA, MG – BRASIL

MARÇO DE 2011

Miranda Vieira Xavier, Fernando

Recepção do Sinal de Múons no Calorímetro Hadrônico
do Experimento ATLAS/Fernando Miranda Vieira Xavier.

– Juiz de Fora: UFJF/PPEE, 2011.

XII, 96 p.: il.; 29,7cm.

Orientadores: Augusto Santiago Cerqueira

José Manoel de Seixas

Dissertação (mestrado) – UFJF/PPEE/Programa de
Engenharia Elétrica, 2011.

Referências Bibliográficas: p. 92 – 96.

I. Santiago Cerqueira, Augusto *et al.* II. Universidade
Federal de Juiz de Fora, PPEE, Programa de Engenharia
Elétrica. III. Título.

Agradecimentos

Gostaria de agradecer, primeiramente, à minha mãe Ione e aos meus irmãos Pedro e Luciana, pelo suporte e segurança em cada dia.

Um agradecimento especial ao meu orientador Augusto Santiago Cerqueira, pela disponibilidade e entusiasmo, sendo fundamental na realização deste projeto.

Aos amigos Bernardo Peralva e Thiago Xavier, e ao professor Luciano Manhães, por contribuir na disponibilização de dados necessários para o desenvolvimento deste trabalho.

Aos professores José Manoel de Seixas e Rafael Nóbrega, pelas sugestões e colaborações tão construtivas.

Finalmente, a todos os amigos do LAPTEL e a outras pessoas que, de alguma forma, colaboraram com este projeto.

Resumo da Dissertação apresentada à PPEE/UFJF como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Mestre em Ciências (M.Sc.)

RECEPÇÃO DO SINAL DE MÚONS NO CALORÍMETRO HADRÔNICO DO EXPERIMENTO ATLAS

Fernando Miranda Vieira Xavier

Março/2011

Orientadores: Augusto Santiago Cerqueira

José Manoel de Seixas

Programa: Engenharia Elétrica

Neste trabalho são realizados estudos sobre a recepção do sinal de múons de um calorímetro hadrônico de altas energias, utilizado para absorção e medição da energia das partículas hadrônicas provenientes das colisões de feixes de prótons no experimento LHC (Large Hadron Collider), no CERN. Estes estudos visam o desenvolvimento de um sistema para auxiliar a detecção de múons no primeiro nível de validação de eventos do experimento ATLAS, um dos principais experimentos do LHC. No que tange a recepção do sinal, foi proposto um circuito para recepção do sinal, baseado em amplificadores operacionais de banda larga. Resultados de simulação com eventos reais adquiridos no experimento ATLAS são apresentados, mostrando a adequação da topologia proposta. Ainda no contexto da recepção do sinal, foi desenvolvido um estudo detalhado sobre a compensação do efeito dos longos cabos utilizados para transmissão do sinal do calorímetro até o circuito de recepção, utilizando técnicas analógicas e digitais. Foram, também, realizados estudos sobre a detecção do sinal de múons através de filtro casado e detectores neurais, visando principalmente verificar o efeito da compensação do cabo na detecção. Foi mostrado que ambas as técnicas apresentam resultados semelhantes e que a compensação do efeito do cabo pelo filtro minimiza a probabilidade de empilhamento de sinais sem deteriorar o desempenho do sistema na detecção de sinal.

Abstract of Dissertation presented to PPEE/UFJF as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Master of Science (M.Sc.)

MUON SIGNAL RECEPTION FOR THE ATLAS HADRONIC CALORIMETER

Fernando Miranda Vieira Xavier

March/2011

Advisors: Augusto Santiago Cerqueira

José Manoel de Seixas

Department: Electrical Engineering

This work presents the studies about the reception of the muon signal generated in a hadronic calorimeter of a high energy physics experiment (ATLAS), which is used for energy sampling and absorption of the particles from the proton-proton collisions at LHC (Large Hadron Collider), CERN. The aim of these studies is the development of a detection system envisaging its integration with the online event validation system of ATLAS, one of the main experiments at LHC. Considering the muon signal reception, the reception circuit is proposed, based in wideband operational amplifiers, and simulation results using real muon data acquired at ATLAS are presented, showing the good performance of the proposed circuit. Studies about the compensation of a long cable used to transmit the muon signal from the calorimeter up to the reception circuit are also performed, aiming to recover the signal velocity in order to avoid signal pile up problems. The results shown that the best approach for the cable compensation is the use of a digital first order FIR filter due to its simplicity and flexibility. The muon signal detection was studied envisaging to evaluate the effect of the cable compensation. The matched filter and the neural detectors shown similar performance and was also shown that the cable compensation filter did not harm the detection performance, while it recovers the signal velocity.

Sumário

Lista de Figuras	ix
Lista de Tabelas	xii
1 Introdução	3
1.1 Motivação do Estudo	4
1.2 O que Foi Feito	6
1.3 Organização do Documento	6
2 O CERN, o LHC e o Experimento ATLAS	8
2.1 O LHC	9
2.1.1 Bóson de Higgs	10
2.2 O ATLAS	10
2.2.1 O Sistema de Coordenadas do ATLAS	12
2.2.2 Os Calorímetros do ATLAS	13
2.2.3 Sistema de Filtragem <i>On-Line</i>	19
2.2.4 O Espectrômetro de Múons	20
3 Detecção de Múons no TileCal	26
3.1 O Sinal do Calorímetro Hadrônico de Telhas	26
3.1.1 A Saída de Múon	28
3.2 O Sistema para Detecção de Múons no TileCal	31
3.3 Empilhamento de Eventos no ATLAS	32
3.4 Empilhamento de Sinais	32
3.5 Compensação do Efeito de Cabos	34
3.6 Detecção do Sinal de Múons	35

4	Recepção do Sinal	36
4.1	Receptor para o Sinal de Múon do TileCal	36
4.1.1	Implementação do Sistema	36
4.2	Compensação da Resposta do Cabo	45
4.2.1	Método 1: Aproximação de Primeira Ordem	45
4.2.2	Método 2: Resposta ao Degrau do Cabo	49
4.2.3	Método 3: Compensação Digital - Filtro FIR	60
5	Detecção do Sinal	67
5.1	Filtro Casado (Filtragem Ótima)	67
5.1.1	Branqueamento de Ruído	69
5.1.2	Análise de Componentes Principais (PCA)	70
5.2	Redes Neurais Artificiais	72
5.2.1	Metodologia de Treinamento	73
5.3	Resultados	73
5.3.1	Banco de Dados	73
5.3.2	Análise de Desempenho	74
6	Impacto da Compensação no Sistema de Detecção de Múons do TileCal	81
6.1	Impacto da Compensação na Detecção	81
6.1.1	Banco de dados	82
6.1.2	Resultados	82
6.2	Impacto do Empilhamento na Detecção	85
6.2.1	Banco de Dados e Resultados	86
6.3	Efeito da Compensação no Sistema de Validação	87
7	Conclusões e Trabalhos Futuros	89
	Referências Bibliográficas	92

Lista de Figuras

2.1	Vista aérea do anel construído para o LHC.	8
2.2	Representação do acelerador LHC e seus principais experimentos. . .	10
2.3	Detector ATLAS	11
2.4	Sistema de coordenadas do ATLAS	12
2.5	Sistema de calorimetria do ATLAS	14
2.6	Segmentação do calorímetro eletromagnético do ATLAS.	16
2.7	A estrutura cilíndrica do TileCal dividida em quatro partições.	17
2.8	Visão tri-dimensional de um módulo do TileCal.	18
2.9	Módulos do barril e barril estendido do TileCal.	18
2.10	Sistema de filtragem do ATLAS.	19
2.11	Visão tri-dimensional do sistema de múon.	21
2.12	Esquema de nomenclatura e numeração para câmaras dos setores pares (pequenos).	23
2.13	Definição dos setores; vista na direção $+z$	23
2.14	Esquema do princípio de filtragem.	24
2.15	Esquema de nomenclatura e numeração para câmaras dos setores ím- pares.	25
3.1	Sinal típico no canal de leitura do TileCal.	27
3.2	Distribuição do valor de pico de uma saída de múon (D2L) em $\eta =$ -0.45	29
3.3	Distribuição do valor de pico da soma das saídas D2L e D2R em $\eta = -0.45$	29
3.4	Curva ROC para feixes de múons com 180 GeV em $\eta = -0.45$	30

3.5	Relação SNR para múons isolados para a saída de múon no barril e no barril estendido.	30
3.6	Exemplo de sinal empilhado.	33
4.1	Diagrama de blocos referente à placa de recepção do sinal.	37
4.2	Circuito para a recepção dos sinais de múons.	40
4.3	Soma de sinais referentes ao canal esquerdo (DL) e direito (DR) de uma mesma célula D.	41
4.4	Resposta em frequência na saída do circuito somador.	42
4.5	Verificação da faixa dinâmica do circuito receptor.	43
4.6	Esquema para a estimação da densidade espectral de potência do ruído na saída do circuito.	44
4.7	Circuito passa-baixa RC (a) e sua resposta ao degrau (b).	46
4.8	Esquema para a estimação do tempo de subida do sinal na saída de um sistema passa-baixa RC.	46
4.9	Filtro compensador com transistor.	47
4.10	Modelo híbrido π para pequenos sinais.	48
4.11	Filtro compensador com amplificador operacional.	49
4.12	Resposta em frequência dos filtros.	50
4.13	Filtro compensador baseado na compensação de pólo simples.	50
4.14	Esquema para de compensação baseado na resposta ao degrau do cabo.	50
4.15	<i>Fitting</i> de $c(t)$ para 1 exponencial.	53
4.16	<i>Fitting</i> de $c(t)$ para 2 exponenciais.	54
4.17	<i>Fitting</i> de $c(t)$ para 3 exponenciais.	54
4.18	Filtro analógico com múltiplos estágios.	57
4.19	Compensação analógica de um sinal de múon com filtros de múltiplos estágios.	58
4.20	Compensação analógica da resposta ao degrau com filtro de 2 estágios.	59
4.21	Compensação analógica da resposta ao degrau com filtro de 3 estágios.	59
4.22	Compensação digital de um sinal de múon com filtros IIR.	60
4.23	Compensação digital da resposta ao degrau com filtro IIR.	61
4.24	Compensação digital da resposta ao degrau com filtro IIR.	61
4.25	Esquema para a compensação digital.	61

4.26	Resposta ao impulso de $h[n]$ (a) e o sinal antes e depois de filtrado (b).	63
4.27	Compensação digital da resposta ao degrau do cabo para $h[n]$ com 16 e 2 coeficientes.	64
4.28	Filtragem digital para um sinal de múon.	65
4.29	Análise da largura de um sinal de múon antes de depois de filtrado. .	65
5.1	Matriz de covariância antes (a) e depois (b) do processo de branqueamento.	69
5.2	Sinal de múon antes (a) e depois (b) do processo de branqueamento. .	70
5.3	Extração das componentes principais.	71
5.4	Energia acumulada referente à extração das PCAs para o conjunto de treinamento com 7 (a) e 15 (b) amostras.	71
5.5	Energia acumulada referente à extração das PCAs para o conjunto de treinamento com 7 (a) e 15 (b) amostras depois do processo de branqueamento.	72
5.6	Exemplo de eventos de múons.	74
5.7	Exemplo de eventos de ruído (pedestal).	74
5.8	Distribuição da 7 ^a amostra para o conjunto de treinamento.	75
5.9	Distribuição do valor de pico para o conjunto de treinamento.	75
5.10	Distribuição da projeção dos dados branqueados na 1 ^a PCA.	77
5.11	Histograma da saída do FC com branqueamento.	78
5.12	Histograma da saída da rede neural.	79
5.13	Curva ROC para os detectores de múons	79
6.1	Efeito da compensação num sinal empilhado.	85
6.2	Desempenho do filtro casado para o conjunto de dados ruído + sinal contra sinal, com e sem compensação.	86
6.3	Desempenho do filtro casado para conjunto de dados sinal + sinal contra ruído, com e sem compensação.	86
6.4	Performance do TileCal em relação ao RPC quando o patamar varia.	87

Lista de Tabelas

4.1	Análise do tempo de subida e da largura pós compensador para os diferentes métodos.	66
5.1	Desempenho do detector baseado na 1ª PCA, com a variação do número de amostras do conjunto de dados branqueado.	76
5.2	Desempenho do filtro casado baseado na média do sinal mediante a variação do número de amostras do conjunto de dados.	77
5.3	Desempenho do filtro casado baseado na média do sinal com branqueamento mediante a variação do número de amostras do conjunto de dados.	77
6.1	Desempenho do detector neural para o sinal soma, com e sem compensação.	83
6.2	Desempenho do detector neural para o sinal referente ao canal esquerdo DL, com e sem compensação.	83
6.3	Desempenho do detector neural para o sinal referente ao canal direito DR, com e sem compensação.	83
6.4	Desempenho do filtro casado com branqueamento para o sinal soma, com e sem compensação.	83
6.5	Desempenho do filtro casado com branqueamento para o sinal referente ao canal esquerdo DL, com e sem compensação.	84
6.6	Desempenho do filtro casado com branqueamento para o sinal referente ao canal direito DR, com e sem compensação.	84
6.7	Desempenho do filtro casado sem branqueamento para o sinal soma, com e sem compensação.	84

Lista de Abreviaturas e Siglas

AD Analógico-Digital

ALICE A Large Ion Collider Experiment

ATLAS A Toroidal LHC ApparatuS

CA Corrente Alternada

CC Corrente Contínua

CERN Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire

CL Confidence Level

CMS Compact Muon Solenoid

CSC Cathode Strip Chamber

EB Extended Barrel

EM Eletromagnético

FADC Flash Analog to Digital Converter

FC Filtro Casado

FD Filtro Digital

Fermilab Fermi National Accelerator Laboratory

FIR Finite Impulse Response

FPGA Field Programmable Gate Array

IIR Infinite Impulse Response

LAr Líquido Argônio

LB Long Barrel

LHC Large Hadron Collider

LHCb Large Hadron Collider Beauty Experiment

MB Minimum Bias

MDT Monitored Drift Tubes

MLP Multilayer Perceptron

MMQ Método do Mínimos Quadrados

PCA Principal Component Analysis

PMT Photo Multiplier Tube

ROC Receiver Operating Characteristic

ROD Read Out Buffers

RoI Region of Interest

RPC Resistive Plate Chambers

SNR Signal-to-Noise Ratio

TileCal Tile Hadronic Calorimeter

TGC Thin Gap Chamber

TTC Timing and Trigger Control

Capítulo 1

Introdução

Atualmente, podemos observar cada vez mais experimentos em instrumentação e principalmente na física experimental de altas energias que alcançam uma alta taxa de eventos. Esta elevada taxa é particularmente desejada quando os eventos de interesses são raros, sendo a maior parte eventos de ruído de fundo do experimento. Desta forma, uma filtragem *online* é requerida, de forma a extrair a informação relevante do ruído de fundo e armazená-la para uma possível análise *offline*. Tais sistemas de seleção, devido à alta taxa, devem processar sinais rápidos e, muitas vezes, são implementados analogicamente.

Estes experimentos podem ainda envolver um grande número de sensores, o que juntamente à alta taxa de eventos resultam em uma enorme quantidade de dados a serem processados e selecionados. A tarefa dos sistemas de seleção de eventos fica ainda mais complexa quando o sinal de interesse apresenta baixa relação sinal-ruído. Neste caso, o projeto do sistema de recepção de sinais deve ser bastante cuidadoso para não inserir fontes extras de ruído e, se possível, ainda melhorar a relação sinal-ruído, visando aumentar a eficiência de detecção dos sinais desejados.

Para tornar o problema ainda mais complexo, muitas vezes os sinais de interesse devem ser transmitidos por cabos até o sistema de recepção/aquisição que introduzem distorções no sinal, tornando muitas vezes o sinal de interesse mais lento. Desta forma, combinando estes três fatores (alta taxa de eventos, milhares de canais de leitura e longos cabos para transmissão dos sinais), temos um grande desafio para engenharia no que tange o desenvolvimento dos experimentos que realizam a detecção nos colisionadores de partículas atuais.

1.1 Motivação do Estudo

O ambiente da física de partículas de altas energias constitui um complexo exemplo de aplicação de processamento de sinais e instrumentação, provenientes da interação entre os detectores e as partículas incidentes. Esta área se caracteriza por impor enormes desafios científicos e tecnológicos no desenvolvimento dos seus experimentos e detectores. Neste meio, tipicamente, sistemas de detecção com milhares de canais de leitura operam simultaneamente, para uma alta taxa de eventos.

Laboratórios de pesquisa em física de altas energias, como a Organização Europeia para a Pesquisa Nuclear (CERN), vem colaborando com avanços significativos em ciência e tecnologia. No CERN, encontra-se em funcionamento o grande colisionador de prótons, LHC (do inglês *Large Hadron Collider*). O LHC fornece aos seus detectores, instalados em quatro pontos de colisão distintos, a possibilidade de observar o produto de colisões de feixes de partículas com energias que nunca foram alcançadas anteriormente. Desta forma, serão possíveis estudos que visam preencher importantes lacunas sobre a física de partículas de altas energias, como, por exemplo, a possível comprovação do Bóson de Higgs, que explicaria entre outras coisas porque as diferentes partículas fundamentais possuem massas distintas.

O ATLAS é um dos principais experimentos dentro do LHC que tem como objetivo a absorção e detecção das partículas resultantes das colisões. O detector ATLAS busca novas descobertas nas colisões entre prótons altamente energéticos. Nele, diversos parâmetros de partículas incidentes podem ser medidos, como, por exemplo, energia e massa. Conforme dito anteriormente, a alta taxa de eventos é um requisito para a identificação de uma física rara. Porém, juntamente com a alta taxa de eventos, existe o ruído de fundo do experimento. Portanto, um grande desafio a ser enfrentado pelos experimentos de detecção do LHC é a filtragem dos eventos, que deve operar *online*. No ATLAS, a taxa de eventos a ser processada está na faixa de 40 MHz e o sistema de filtragem deve escolher não mais que 100 eventos a cada segundo para serem armazenados.

Uma das partículas resultantes das colisões e que atravessam todo o ATLAS é o múon. Este tipo de partícula é semelhante aos elétrons, porém 200 vezes mais pesada. Com efeito, este tipo de partícula pode atravessar todo o detector ATLAS, tendo pouca interação com o detector, sem ser absorvido. Desta forma, para medir

com precisão a trajetória dos múons, foi desenvolvido um detector especial, chamado de espectrômetro de múons.

Como os múons atravessam todo o ATLAS, é também possível a identificação de múons em outros detectores do experimento, como é o caso do calorímetro hadrônico do ATLAS (TileCal). O TileCal é um detector especializado nas partículas hadrônicas que tem como características principais: alta segmentação, resposta rápida e ótima resolução de energia. A sua segmentação é feita em três camadas ao longo da profundidade do detector, desta forma, como as partículas hadrônicas dificilmente atravessam todo o TileCal, a sua última camada tem uma probabilidade grande de só amostrar a energia dos múons. Esta informação está disponível como um dos sinais do TileCal para o sistema de filtragem *online* do ATLAS.

Uma vez que o detector ATLAS está sujeito a raios cósmicos que atravessam a Terra e a outros fenômenos que podem gerar sinais indesejados em seus detectores, é provável que várias regiões do espectrômetro possam ser excitadas por múons que não são provenientes das colisões, o que dificulta a correta detecção de um evento de um múon proveniente de uma colisão. Desta forma, o auxílio da informação da última camada do TileCal conjugada a informação do espectrômetro de múons pode ser importante na validação correta do evento, reduzindo a taxa de eventos aceitos pelo sistema de filtragem *online*.

Os sinais de múon do TileCal são transmitidos por longos cabos (70 m de comprimento em média) do detector ao sistema de recepção/aquisição de dados. A transmissão por longos cabos, como dito anteriormente, torna o sinal mais lento, deteriorando os tempos de subida, descida e largura do pulso transmitido. Como as colisões ocorrem a cada 25 ns, a lentidão do sinal pode agravar o efeito de empilhamento de sinais, ou seja, aumenta a probabilidade de ocorrer numa mesma janela de aquisição, mais de um sinal em uma determinada célula de leitura.

Este trabalho, realizado dentro da colaboração ATLAS-CERN-UFRJ, se insere dentro do projeto para o desenvolvimento do sistema para detecção de múons do TileCal visando a coincidência com os dados provenientes do espectrômetro de múons, de forma a melhorar o desempenho do sistema de filtragem *online* do ATLAS quando na presença de ruído de fundo.

1.2 O que Foi Feito

Neste trabalho, inicialmente, foi proposto o circuito para recepção do sinal de múons, sendo a topologia apresentada juntamente com os resultados de simulação deste circuito.

Como longos cabos são usados para transmitir sinais da saída de múon ao módulo de entrada do sistema receptor deteriorando a velocidade do sinal recebido, estudos sobre a compensação do efeito do cabo foram realizados e são apresentados. Esta compensação pode ser realizada tanto de forma analógica, quanto digital, desta forma, ambas as técnicas foram estudadas e comparadas neste trabalho.

Para a análise tanto do sistema de recepção proposto, quanto para as técnicas de compensação de cabos, técnicas de detecção de sinais foram implementadas baseadas principalmente nos estudos desenvolvidos e mais aprofundados realizados em outros trabalhos [1, 2]. Estas técnicas de detecção foram utilizadas com os sinais compensados pelos sistemas propostos, visando identificar o impacto da compensação na detecção. Neste contexto, eventos de sinais empilhados foram simulados para que fosse observado o impacto da compensação do cabo e a deterioração da detecção neste cenário.

1.3 Organização do Documento

O próximo capítulo apresenta uma visão geral do CERN, descrevendo o LHC e os experimentos principais: o ATLAS, o ALICE, o CMS e o LHCb. Uma maior ênfase é dada na descrição do calorímetro hadrônico do detector ATLAS, em que sua geometria e sua segmentação são apresentadas em detalhes. Neste capítulo, também é descrito sucintamente o sistema de filtragem *online* do ATLAS e a geometria do espectrômetro de múons.

No Capítulo 3, são apresentados os problemas mais específicos relacionados ao desenvolvimento do projeto e uma breve revisão sobre as técnicas utilizadas ao longo do trabalho. Desta forma, é descrito em maiores detalhes o sinal do TileCal e suas características mais importantes relacionadas ao trabalho. São apresentadas, também, as principais causas de empilhamento do sinal do TileCal, uma revisão das técnicas de compensação de cabos e das técnicas de detecção de múons utilizadas

no trabalho.

O Capítulo 4 apresenta o sistema receptor de múons, com ênfase no circuito de recepção dos sinais e nas técnicas de compensação de cabos. Resultados de simulações do sistema de recepção e de compensação de cabos com dados adquiridos no CERN são apresentados.

No Capítulo 5, são apresentadas as técnicas para a detecção de múons e os resultados obtidos, novamente, utilizando dados adquiridos no CERN.

O Capítulo 6 exhibe o impacto dos filtros compensadores na detecção. A simulação de eventos empilhados e o efeito destes eventos na detecção também são apresentados neste capítulo.

Por fim, o Capítulo 7 traz as conclusões sobre o trabalho e apresenta os desdobramentos futuros.

Capítulo 2

O CERN, o LHC e o Experimento ATLAS

O CERN, Organização Europeia para Pesquisa Nuclear (do francês *Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire*), é o maior laboratório de física de partículas do mundo. Criado em 1954, situa-se na região noroeste de Genebra, na fronteira Franco-Suíça. O CERN é formado atualmente por 20 países membros, todos europeus, e diversos outros países não europeus estão envolvidos com CERN de diferentes maneiras. O objetivo primário do laboratório é estudar e explorar duas questões da física: a composição da matéria e as forças que mantém a matéria unida.



Figura 2.1: Vista aérea do anel construído para o LHC. Extraído de [3].

Atualmente, o Grande Colisionador de Hádrons (LHC) encontra-se em funci-

onamento, sendo o maior e mais energético colisionador de partículas já construído. Do ponto de vista de desenvolvimento científico, o LHC representa desafios e abre novas fronteiras não somente para a Física, mas também para diversas outras áreas do conhecimento, estando entre elas as Engenharias.

Este trabalho foi desenvolvido dentro no ambiente do LHC, como parte da colaboração ligada ao experimento ATLAS. Desta forma, nas próximas seções serão apresentados maiores detalhes do LHC e do experimento ATLAS.

2.1 O LHC

O LHC (do inglês *Large Hadron Collider*) é o maior colisionador de partículas já construído, tendo entrado em operação no dia 10 de setembro de 2008. O LHC é um colisionador de forma circular com 27,4 km de circunferência, estando a aproximadamente 100 m de profundidade. Ele é capaz de colidir prótons com até 7 TeV no centro de massa em intervalos de até 25 ns, resultando numa energia total de colisão de 14 TeV. Devido à alta taxa de eventos e à energia das colisões, uma enorme quantidade de dados é gerada no LHC, sendo a grande maioria desses dados considerada como ruído de fundo do experimento. Desta forma, complexos sistemas de filtragem de eventos *on-line* devem ser utilizados. É importante salientar que para que o LHC consiga acelerar os feixes de hádrons a até 7 TeV, são utilizados 1.232 dipolos magnéticos (fornecendo um campo magnético de 8,3 Tesla) resfriados a 1,9 Kelvin, temperatura na qual o gás hélio se torna um superfluido [4].

Para monitoração dos resultados das colisões, o LHC dispõe de 4 experimentos principais: o ATLAS, o ALICE, o CMS e o LHCb. O ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*) [5] e o CMS (*Compact Muon Solenoid*) [6] são detectores de propósito geral para o estudo das colisões próton-próton do LHC, buscando principalmente estudar a física do Higgs [7]. O ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) é o único experimento do LHC inteiramente dedicado à física de colisões nucleares. Por fim, o LHCb (*Large Hadron Collider Beauty Experiment*), é um experimento dedicado ao estudo de violação de CP e outros fenômenos raros, oriundos do decaimento do méson-*B*.

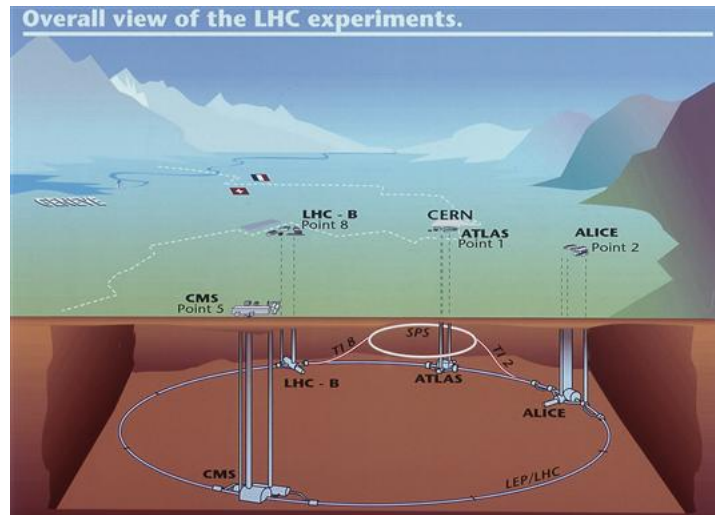


Figura 2.2: Representação do acelerador LHC e seus principais experimentos. Extraído de [3].

2.1.1 Bóson de Higgs

O Bóson de Higgs é uma partícula elementar escalar maciça hipotética predita para validar o Modelo Padrão da física de partículas e foi anunciado pela primeira vez em 1964, pelo físico inglês Petter Higgs, a partir das idéias de outro pesquisador, Philip Anderson. A existência da partícula é postulada como uma forma de resolver as inconsistências na física teórica atual. A fim de confirmar a existência da partícula por experimentação, testes vêm sendo feitos no LHC e no Tevatron (Fermilab) [8].

O Bóson de Higgs é a única partícula do Modelo Padrão que ainda não foi observada experimentalmente e corresponde ao elemento de que os cientistas carecem para explicar a origem da massa das outras partículas elementares. Assim, se comprovada sua existência, o Bóson de Higgs provocará resultados substanciais no mundo a nossa volta.

2.2 O ATLAS

O detector ATLAS é um dos principais experimentos do LHC, sendo resultado de uma colaboração internacional de aproximadamente 2500 físicos e engenheiros de 169 universidades e laboratórios de 37 países.

O ATLAS apresenta uma construção na superfície, onde tem-se uma sala de controle do experimento, e outra subterrânea que é dividida em duas cavernas

principais:

- UX15: é a caverna principal do ATLAS, onde localizam-se os elementos do detector capazes de amostrar os sinais físicos;
- USA15: é a sala que aloca o resto dos componentes que não tem a necessidade de estar dentro do detector, como os serviços de resfriamento, o hardware do sistema de aquisição de dados, etc.

O ATLAS é dividido em quatro componentes principais [9], onde cada componente se dedica a um conjunto especial de partículas e medidas. Esses componentes são: o detector interno, os calorímetros, o espectrômetro de múons, e os toróides e solenóides (sistemas magnéticos). Cada um destes componentes é formado por múltiplas camadas, com funções complementares: o detector interno identifica precisamente a trajetória das partículas, os calorímetros medem a energia das partículas depositadas, o sistema de múon realiza medições adicionais da penetração dos múons. Os dois sistemas magnéticos permitem que o momento de partículas carregadas no detector interno e no espectrômetro de múons seja medido.

A Figura 2.3 mostra um esquema do detector ATLAS e todos seus componentes. Em dimensões totais, o ATLAS possui um diâmetro de 22 m, comprimento de 42 m e massa de aproximadamente 7 mil toneladas.

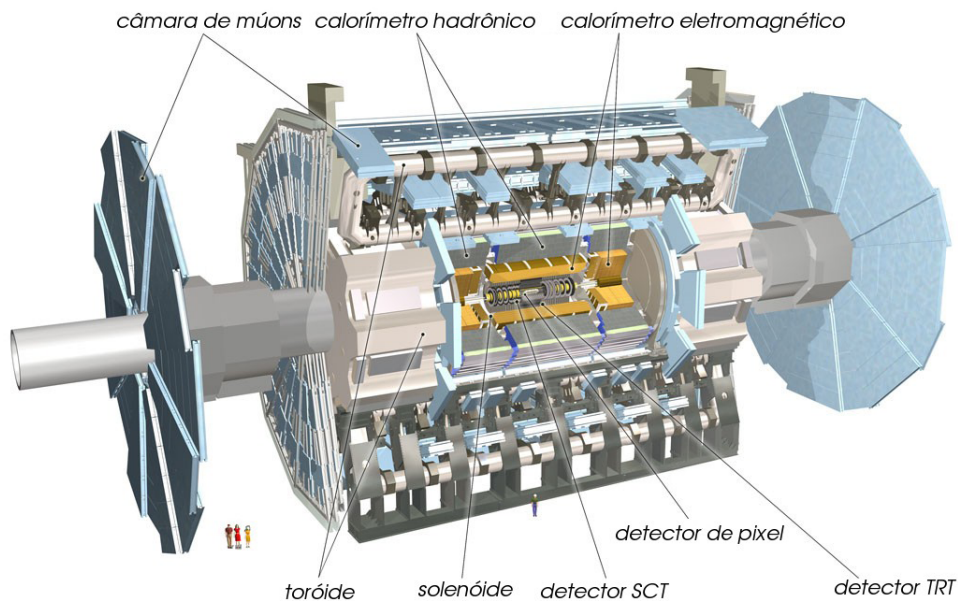


Figura 2.3: Ilustração do detector ATLAS. Extraído de [3].

2.2.1 O Sistema de Coordenadas do ATLAS

A Figura 2.4 ilustra o sistema de coordenadas do ATLAS. Assim, o sistema é definido da seguinte forma [10]:

- a origem é o ponto de interação O ;
- o eixo- Z é o eixo do túnel do acelerador LHC;
- o eixo- X é horizontal, e aponta para o centro do anel do LHC;
- o eixo- Y é perpendicular ao eixo- X e ao eixo do túnel.

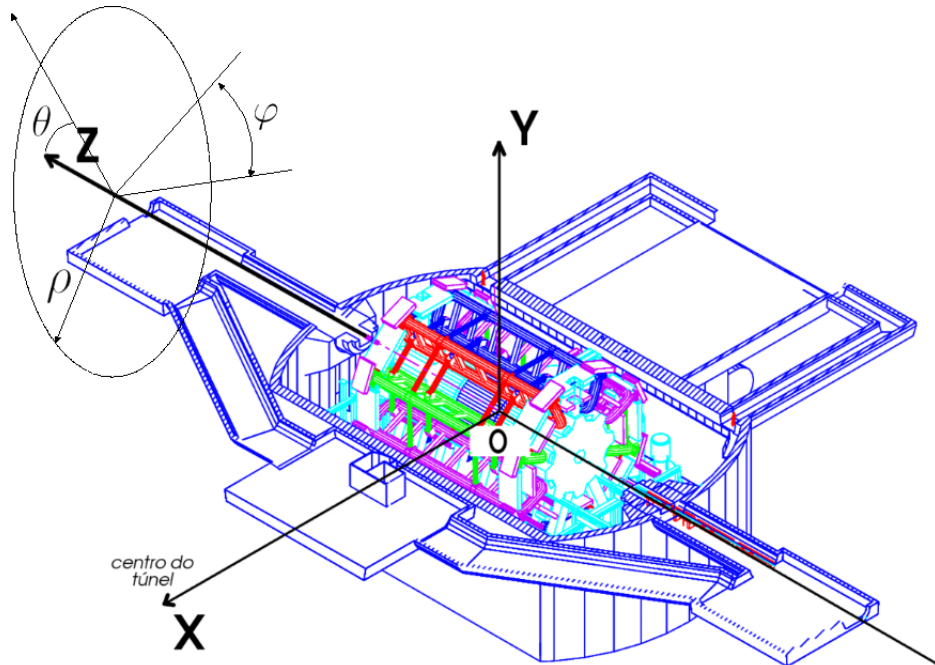


Figura 2.4: Sistema de coordenadas do ATLAS. Extraído de [10].

O uso de coordenadas cilíndricas é comum em experimentos de física de partículas. O eixo Z é definido na direção do feixe, o raio é ρ e o ângulo azimutal φ é o ângulo ao redor do eixo do feixe de partículas.

Também é definida uma coordenada que é uma função do ângulo (θ) de incidência de uma partícula em relação a direção do feixe do LHC. À essa coordenada, dá-se o nome de pseudo-rapidez (η) [11] e é definida por

$$\eta(\theta) = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (2.1)$$

2.2.2 Os Calorímetros do ATLAS

Os calorímetros desempenham uma importante função em experimentos de física de partículas. Eles são responsáveis por absorver e amostrar, com precisão, a energia das partículas incidentes. Tipicamente, calorímetros são transversalmente segmentados para obter informação da direção das partículas, assim como a energia depositada. Uma segmentação longitudinal também pode ser feita, para obter informação da identidade da partícula, baseada na forma do chuveiro de partículas.

Dentre as razões pelas quais os calorímetros emergiram como detectores-chave em praticamente todos os experimentos em física de partículas, podemos citar [12]:

1. Calorímetros podem ser sensíveis tanto a partículas neutras quanto a carregadas.
2. Devido a diferenças na forma de deposição de energia, a identificação de partículas pode ser feita com alta eficiência.
3. Para conter o desenvolvimento de cascatas dos objetos a serem medidos, a profundidade dos calorímetros aumenta logaritmicamente com a energia, o que permite o projeto de detectores mais compactos.
4. Podem ser segmentados, permitindo tanto a medição da energia quanto a trajetória das partículas.
5. Resposta rápida (menor que 50 ns) pode ser atingida, o que é importante num ambiente com alta taxa de eventos.
6. A informação de energia pode ser usada para filtrar eventos interessantes com alta seletividade.

O sistema de calorimetria do ATLAS, mostrado na Figura 2.5, é composto por dois tipos de calorímetros, Eletromagnético e Hadrônico. O calorímetro eletromagnético absorve energia de partículas que interagem de forma eletromagnética (elétrons e fótons) permitindo medidas de alta precisão, tanto em energia, quanto em posição. O calorímetro hadrônico absorve energia de partículas que interagem através da interação forte (principalmente hádrons neutros). A seguir, os dois calorímetros do ATLAS são descritos sucintamente.

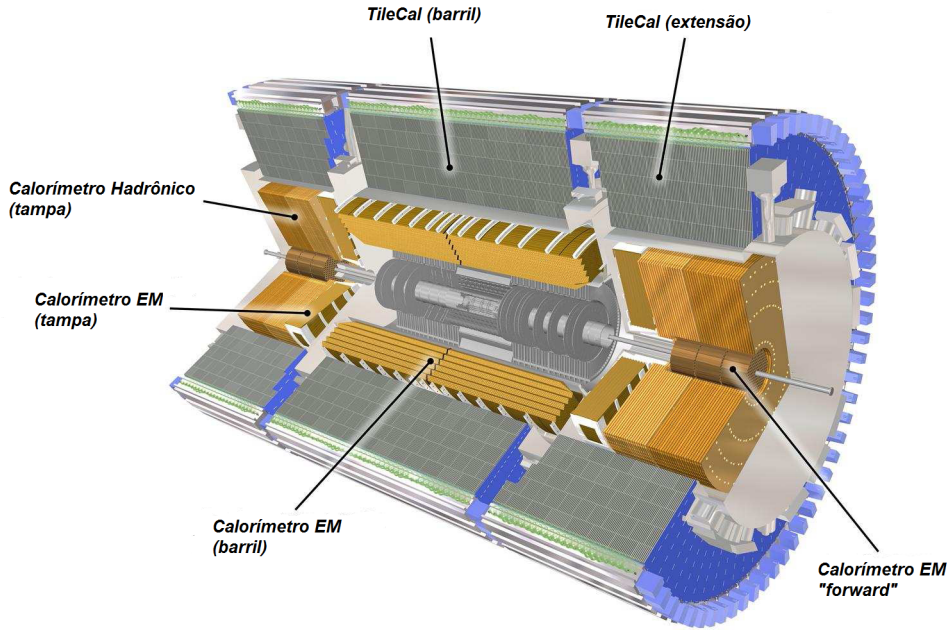


Figura 2.5: Sistema de calorimetria do ATLAS. Extraído de [3].

Calorímetro Eletromagnético

O calorímetro eletromagnético tem a função de medir, com precisão, a energia e posição de partículas eletromagnéticas (como fótons, elétrons, pósitrons, etc) produzidas numa colisão.

Elétrons (pósitrons) são partículas muito leves. Assim, sua interação eletromagnética com materiais que possuem número atômico elevado, como o chumbo, resulta na emissão de fótons que, por sua vez, convertem em novos pares elétron-pósitron. Esse fenômeno, chamado de chuva ou cascata eletromagnética, se repete até que a energia seja completamente absorvida pelo calorímetro. A partir dessa forma de deposição de energia, é possível identificar a assinatura da partícula original.

Os fótons sofrem o mesmo processo de conversão dos elétrons; logo, o calorímetro eletromagnético apresenta a mesma resposta para cascatas de elétrons e fótons. Assim, só é possível distinguir um elétron de um fóton com o auxílio do detector interno, que não irá acusar um traço para os fótons (pois estes não apresentam carga elétrica).

Os múons interagem da mesma forma que os fótons e elétrons, porém, devido à sua elevada massa (cerca de 200 vezes a do elétron), esta partícula não perde

facilmente energia ao atravessar a matéria, deixando pouca energia no calorímetro (não é absorvida no calorímetro) e não desenvolvendo cascata.

O calorímetro eletromagnético desenvolvido para o ATLAS utiliza o chumbo como material absorvedor e eletrodos de chumbo em formato de acordeão, imersos em argônio líquido (LAr), como elementos amostradores. Esses eletrodos amostram a energia da partícula através da ionização das células do calorímetro. O sistema necessita de elementos resfriadores para a redução do ruído induzido pelos campos magnéticos e pela eletrônica de detecção.

Este detector é dividido em duas partes fundamentais: o barril (do inglês *barrel*) e as duas tampas (*end-caps*). Juntas, estas partes cobrem o espaço ao redor do ponto de colisão até um valor de $\eta = 3,2$. A porção do barril estende-se de $\eta = 0$ até $\eta = 1,475$ e as tampas de $\eta = 1,375$ até $\eta = 3,2$, com uma região de $\eta = 1,3$ até $\eta = 1,6$ de baixa resolução de energia. A tampa exterior abrange a região de $\eta = 1,375$ até $\eta = 2,5$, enquanto a interior de $2,5 < |\eta| < 3,2$.

Em termos de segmentação transversal, este calorímetro é dividido em três camadas, das quais a segunda é a mais profunda. Cada camada possui uma granularidade específica, que ajuda a determinar alguns aspectos dos objetos que interagem com este detector. O calorímetro EM do ATLAS possui uma granularidade constante com relação (eixo ϕ), mas variável com relação a η . Estas tampas são os calorímetros amostradores LAr (Líquido Argônio) que usam o cobre como material passivo [13].

O Calorímetro Hadrônico

O calorímetro hadrônico tem duas funções básicas. A primeira é medir a energia e direção dos jatos. A segunda é possibilitar a identificação de partículas que não são facilmente detectáveis, como os neutrinos. Os neutrinos interagem pouco com a matéria e sua identificação só se torna possível a partir do cálculo da energia transversa faltante (energia que não foi absorvida pelo detector) [14].

As partículas hadrônicas decaem quando interagem através da força forte. Quando um hádron altamente energético penetra num bloco de matéria, ele, em algum ponto, irá interagir com algum núcleo atômico. Neste processo, mésons são usualmente gerados (píons, káons, etc). Uma fração da energia inicial da partícula

é transferida para o núcleo com o qual o hádron interagiu. Este núcleo excitado liberará esta energia, emitindo certo número de núcleons (prótons ou nêutrons) e num estado posterior, raios gama (γ) de baixa energia, perdendo sua energia cinética por ionização. As partículas produzidas nessa reação (mésons, núcleons e γ), por sua vez, podem perder sua energia cinética por ionização ou induzir novas reações, formando uma cascata ou chuva [14].

As cascatas derivadas de decaimentos de elétrons e fótons são maiores, mais estreitas e penetram pouco na matéria, enquanto as cascatas de hádrons tendem a penetrar mais nos detectores, produzindo chuviscos mais longos e radialmente mais largos. Há, no entanto, a possibilidade de hádrons decaírem como elétrons e fótons, o que torna difícil, ou até mesmo impossível, sua detecção usando apenas calorímetros [15].

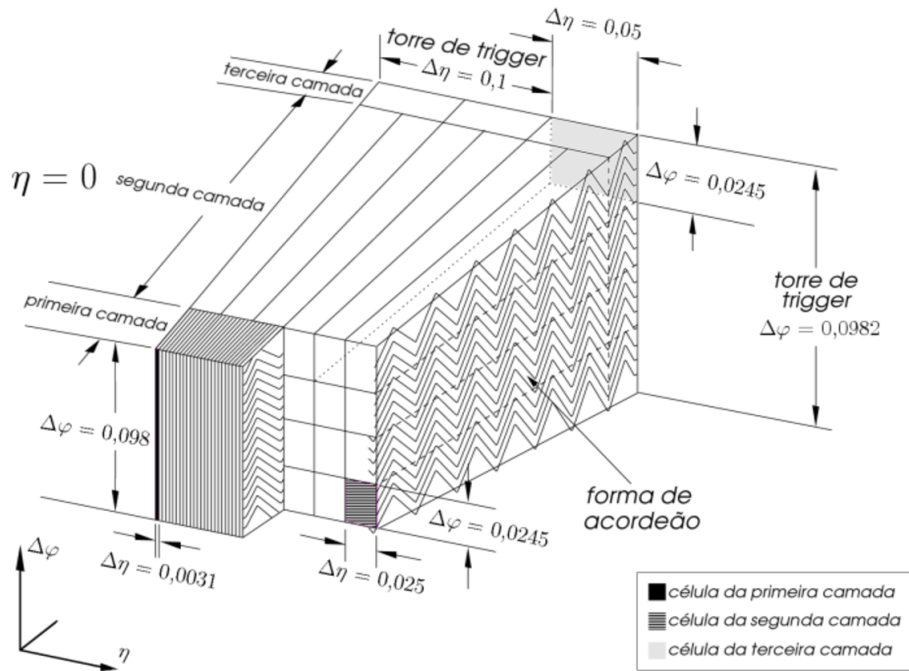


Figura 2.6: Segmentação do calorímetro eletromagnético do ATLAS. Extraído de [3].

A calorimetria hadrônica do ATLAS é formada pelo calorímetro de telhas (TileCal) e pela tampa hadrônica. O primeiro cobre uma região de $0 < |\eta| < 1,7$, enquanto o segundo estende-se de $1,5 < |\eta| < 3,2$ [5].

No TileCal, o material absorvedor de energia é o aço, com cintiladores em forma de telhas (ver Figura 2.8) que amostram a energia depositada. Uma peculiaridade deste calorímetro é que o barril e a tampa são feitos de formas diferentes,

ao contrário do calorímetro EM. O TileCal abrange as porções do barril (LB, do inglês *Long Barrel*) ($0 < |\eta| < 1,0$) e sua extensão (EB, do inglês *Extended Barrel*) ($0,8 < |\eta| < 1,7$) da seção hadrônica dos calorímetros. O barril é ainda dividido em duas partes iguais no ponto $\eta = 0$, resultando em quatro partições (ver Figura 2.7). Estas partições, denominadas de EBC, LBC, LBA e EBA, em que as letras A e C são usadas para identificar se estas partições estão em η positivo ou negativo, são divididas em 64 módulos em φ cada. Assim, cada módulo recebe um nome, como, por exemplo, LBA45 (nome da partição acompanhado do número módulo, de 1 até 64).

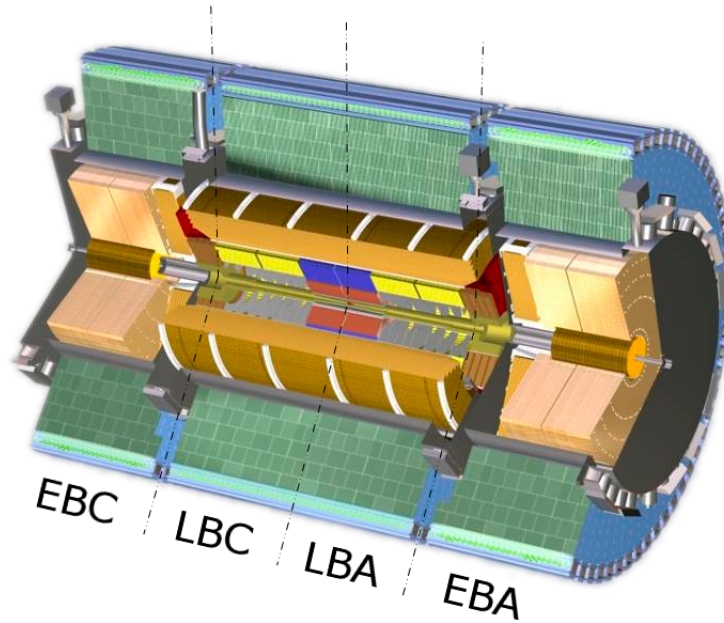


Figura 2.7: A estrutura cilíndrica do TileCal dividida em quatro partições. Extraído de [16].

A tampa desta seção é feita como no calorímetro EM, no formato acordeões, usando Argônio líquido. No TileCal, o tamanho das células, em média, é bem maior que o valor equivalente no calorímetro eletromagnético. A granularidade é também mais uniforme que na seção EM dos calorímetros do ATLAS. Isto se deve ao fato de os chuveiros hadrônicos serem mais largos e profundos, o que provoca maiores flutuações nas medidas de energia, não sendo necessária uma granularidade tão fina [5] [17].

De maneira similar ao calorímetro EM, o TileCal é segmentado em três camadas ao longo da profundidade do detector, chamadas de A, BC e D, e em células, ao longo de cada camada. As duas primeiras camadas (A e BC) possuem a mesma

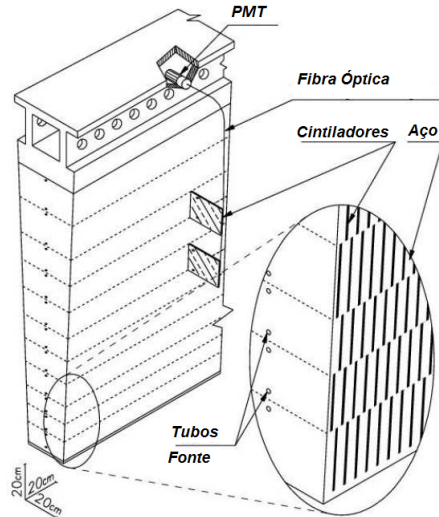


Figura 2.8: Visão tri-dimensional de um módulo do TileCal. Extraído de [18].

granularidade de $\Delta\varphi \times \Delta\eta = 0,1 \times 0,1$, tanto para o barril como para o barril estendido, enquanto que a terceira camada (D) possui células maiores com $\Delta\eta = 0,2$. A Figura 2.9 ilustra a estrutura do TileCal, apresentando as células das camadas A, BC e D (somente metade do calorímetro está visível).

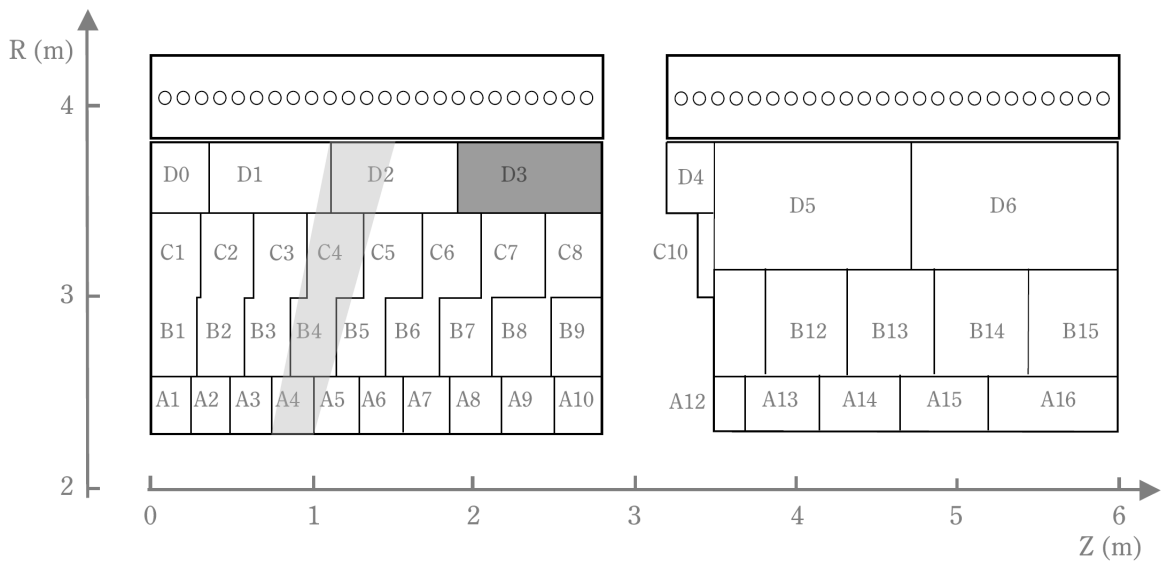


Figura 2.9: Módulos do barril e barril estendido do TileCal. Extraído de [16].

Este trabalho apresenta estudos para recepção e detecção de um sinal gerado no TileCal que deve ser utilizado pelo sistema de filtragem *on-line* do ATLAS, que será descrito na próxima seção.

2.2.3 Sistema de Filtragem *On-Line*

Sistemas de filtragem são necessários em ambientes onde se deseja separar o sinal de interesse do ruído de fundo. Geralmente, existem restrições no tempo para este tipo de processamento, uma vez que os sistemas de filtragem podem operar em ambientes com uma alta taxa de aquisição de dados. Eventualmente, os eventos gerados podem requerer uma quantidade de memória elevada, exigindo uma discriminação *online* de alta velocidade e tornando todo o processo de filtragem ainda mais complexo.

O sistema de filtragem do ATLAS [19], esquematizado na Figura 2.10, é composto de três níveis conectados em cascata, com complexidade e tempo de processamento crescentes. O primeiro nível (LVL1) é basicamente implementado em *hardware* de baixa programabilidade, utilizando informações provenientes dos calorímetros e da câmara de múons. A taxa de eventos de entrada é então reduzida de 40 MHz para, no máximo, 100 kHz. O segundo nível de filtragem (L2) deve reduzir para não mais que 1 kHz. Para isto, conta com uma rede de computadores que processará algoritmos de busca, especializados nos diversos sub-detectores do ATLAS. Já o terceiro nível deve reduzir a taxa ainda mais, de 1 kHz para 100 Hz, sendo implementado por processadores (PC's) interligados por redes rápidas.

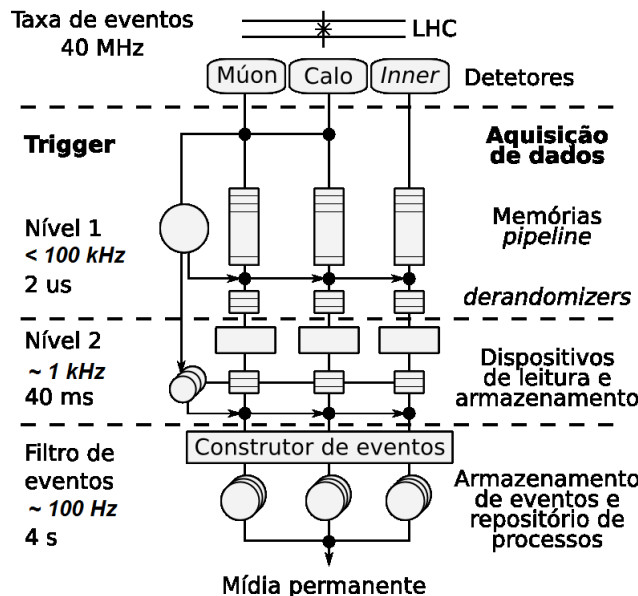


Figura 2.10: Sistema de filtragem do ATLAS. Extraído de [20].

O Primeiro Nível de Filtragem

Para realizar a filtragem, o primeiro nível utilizará somente sinais compactados dos calorímetros e os detectores de múons do ATLAS. Ele identificará as assinaturas básicas da física de interesse, baseando sua decisão na multiplicidade de objetos encontrados, que podem ser objetos locais (múons, elétrons e jatos) ou objetos globais (energia faltante e energia total). Por exemplo, elétrons e jatos são detectados usando somente dados dos calorímetros. Para isto, o primeiro nível desloca uma janela móvel de $0,2 \times 0,2$ em $\eta\phi$ sobre toda a área do calorímetro. Os valores de energia depositada em cada janela são comparados a um patamar. Quando o valor de energia excede o valor do patamar, considera-se que um objeto foi encontrado. Uma região do detector é destacada após o centro do objeto ter sido determinado. Essa região é chamada de Região de Interesse (*Region of Interest*, RoI) [21].

Para manter uma alta velocidade de processamento, o primeiro nível trabalha em uma granularidade menos fina, em blocos de $0,1 \times 0,1$ em $\eta\phi$, conhecida como torres de *trigger* (*trigger towers*). A região em cinza claro da Figura 2.9 mostra uma destas torres.

Um evento é aceito baseando-se na multiplicidade e qualidade dos objetos locais encontrados. Para isto, compara-se a listagem de objetos locais do evento com uma tabela de assinatura (decaimento de Higgs). Eventos que se adequam às restrições desta tabela são aceitos e repassados ao segundo nível de filtragem para uma análise mais depurada. Durante o processamento, os dados de todos os detectores são guardados em memórias *pipeline*. Quando o evento é aceito, os dados são lidos, formatados, opcionalmente pré-calibrados e gravados nos *buffers* de leitura (*Read Out Buffers*, ou ROB) para serem lidos pelos posteriores níveis de filtragem.

O sinal processado neste trabalho deverá ser utilizado no primeiro nível de validação de eventos, servindo para coincidência com o sinal proveniente da câmara de múons.

2.2.4 O Espectrômetro de Múons

O espectrômetro de múons forma a camada exterior do detector ATLAS e ocupa a maior parte de seu volume. O espectrômetro está localizado na parte

externa dos módulos dos calorímetros e abrange o espaço entre aproximadamente 4,5 m e 11 m de raio e 23 m no sentido longitudinal em ambos os lados do ponto de interação. O volume total é de aproximadamente 16000 m^3 .

As câmaras de múons do barril são organizadas em três cilindros concêntricos ao redor do eixo do feixe (ver Figura 2.11). Elas são montadas de tal forma que as partículas decorrentes de uma colisão atravessem as três câmaras.

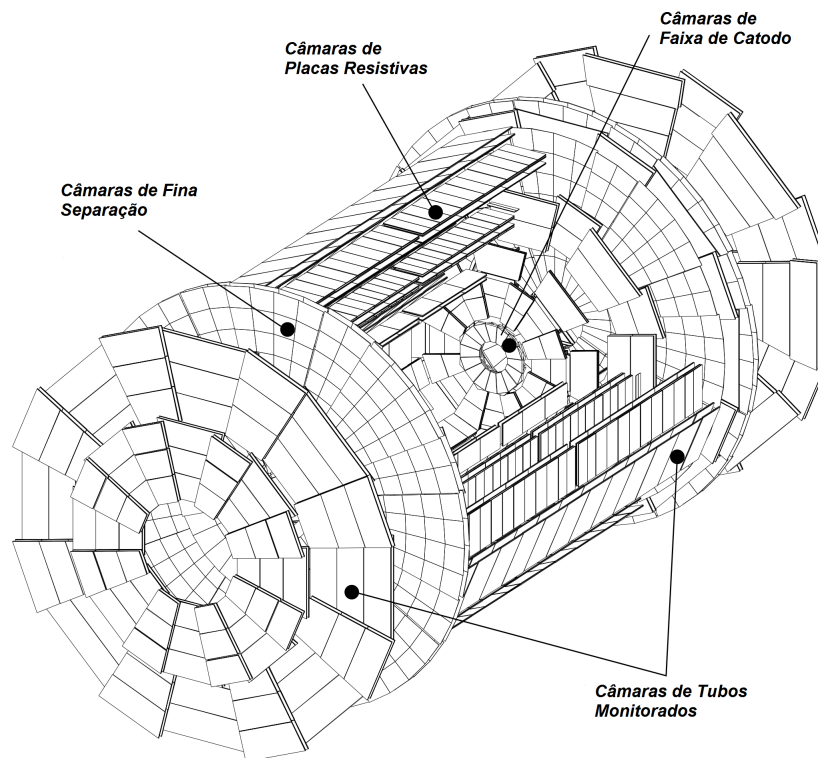


Figura 2.11: Visão tri-dimensional do sistema de múon, indicando onde as diferentes tecnologias das câmaras são usadas. Extraído de [18].

Dois sistemas separados com funcionalidades distintas são usados:

- Filtragem: câmaras de placas resistivas (RPC, do inglês *Resistive Plate Chambers*) na região do barril e câmaras de fina separação (TGC, do inglês *Thin Gap Chamber*) para as tampas, cobrindo uma região de $|\eta| < 2,4$.
- Medida de Precisão: tubos de direção monitorada (MDT, do inglês *Monitored Drift Tubes*) empregado na maior parte do sistema e câmaras de faixa de catodo (CSC, do inglês *Cathode Strip Chamber*) na região restante onde o fluxo de partículas é mais elevado (alta taxa de radiação). Embora pequeno no tamanho físico, esta área abrange uma grande faixa de η .

Geometria do Espectrômetro

O *layout* da câmara de múons é baseado no conceito de torres projetivas. Essas torres são usadas no alinhamento, filtragem e na leitura. As torres são formadas pelo conjunto de três câmaras, organizadas de forma que as partículas com origem no ponto de interação percorra todas as três câmaras. As câmaras dentro dessas torres são conectadas opticamente pelo sistema de alinhamento, permitindo que suas posições relativas sejam medidas. Este *layout* é dividido em 16 setores, com as câmaras organizadas em grandes e pequenos setores.

Para facilitar a orientação dentro do espectrômetro de múons, a seguinte nomenclatura é usada:

- Região: duas regiões são distinguidas: barril (B) ($|\eta| < 1$) e tampa (*end-cap*) (E) ($|\eta| > 1$). Nas tampas, as câmaras são subdivididas em coroa interna e externa. A coroa interna e externa são indicadas por F e E, respectivamente.
- Estação: localização das câmaras ou do grupo de câmaras. Os nomes das estações são: I (interno), E (extra), M (meio) e O (exterior)
- Seções: o sistema é subdividido em 16 setores; eles são numerados de 1-16 (ver Figura 2.13). Um setor corresponde a região azimutal definida pela estrutura magnética do barril.
- Lado: os dois hemisférios do detector (A e C) são definidos no sistema global de coordenada do ATLAS pela direção em z positiva e negativa.

Esquema de *Trigger*

Conforme mencionado anteriormente, o sistema de filtragem *on-line* do ATLAS é composto por três níveis conectados em cascata. O primeiro nível de *trigger* referente a múons (L1Muon) cobre a região de $|\eta| = 2,4$. O L1Muon faz uma inicial seleção baseada na informação de baixa granularidade do espectrômetro. Múons com um alto momento transversal p_T são identificados usando somente a informação das câmaras de placas resistivas (RPCs) no barril, e das câmaras de fina separação (TGCs) na tampa. A localização destas câmaras e o esquema do princípio de filtragem são mostrados na Figura 2.14.

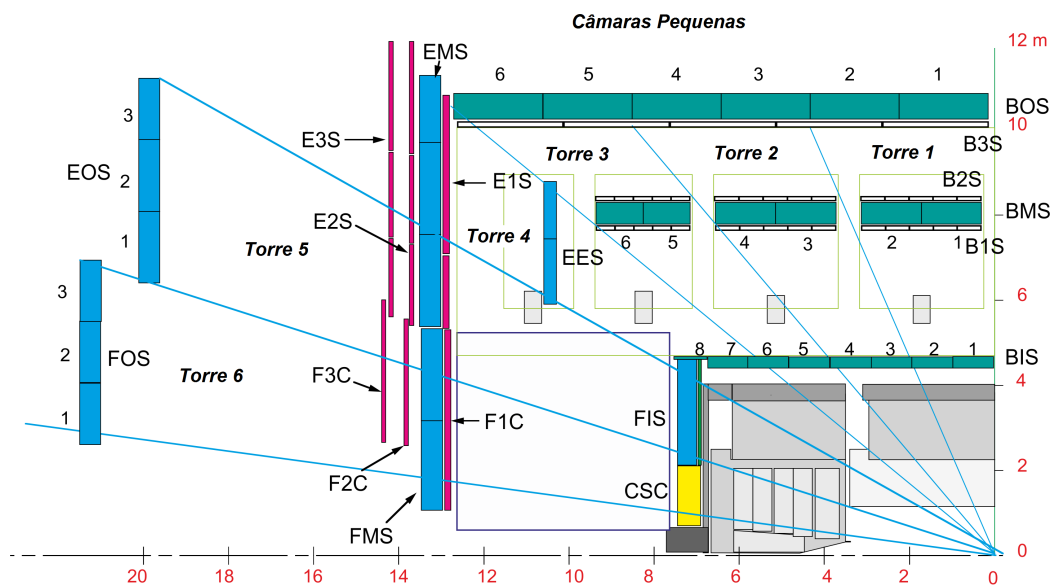


Figura 2.12: Esquema de nomeclatura e numeração para câmaras dos setores pares (pequenos). Extraído de [18].

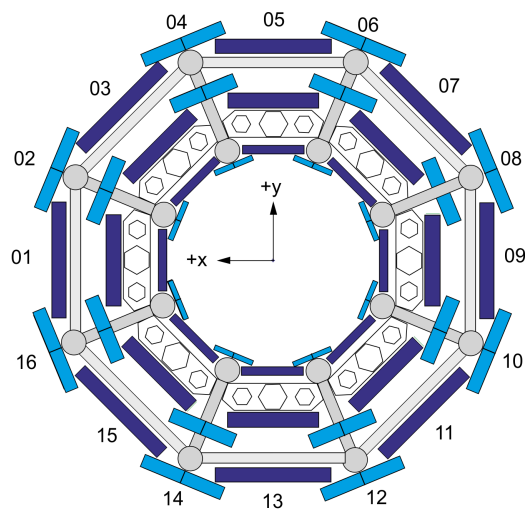


Figura 2.13: Definição dos setores; vista na direção $+z$. Extraído de [18].

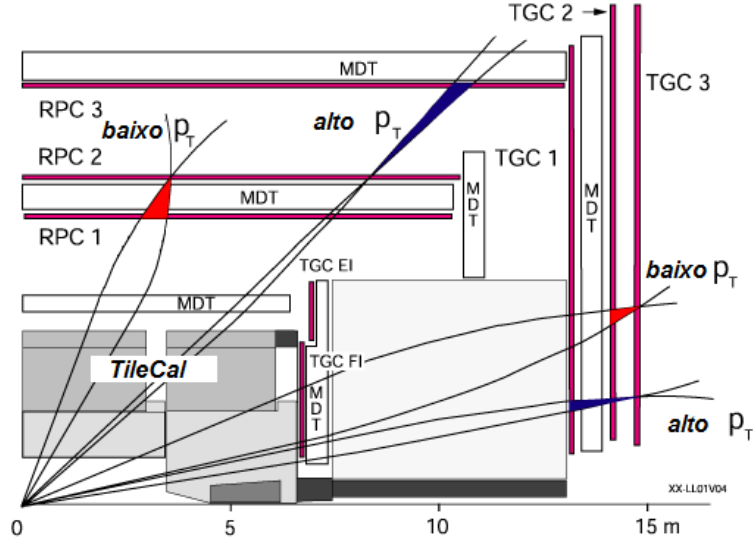


Figura 2.14: Esquema do princípio de filtragem. Extraído de [18].

Cada estação de *trigger* consiste de dois ou três planos detectores com faixas transversais e longitudinais (ou radiais) e/ou fios. Esta faixa refere-se a região excitada da câmara onde passou um múon. Tipicamente, as larguras das faixas no barril são de 30-40 mm. Já nas tampas, as faixas têm uma largura típica de 15-49 mm.

No barril, o *trigger* é baseado na coincidência entre a faixa na primeira estação e uma série de faixas na segunda e/ou terceira estação. O *trigger* de baixo p_T ($p_T > 6$ GeV) exige um 3/4 de coincidência entre o RPC1 e RPC2. Já o *trigger* de alto p_T ($p_T > 20$ GeV) pelo menos um plano da estação externa deve ter registrado um acerto a mais que o *trigger* de baixo p_T .

Nas tampas, o *trigger* é baseado na coincidência entre uma faixa na última estação e uma série de faixas na segunda e/ou primeira estação. O *trigger* de múons de baixo p_T é formado pela coincidência de 3/4 entre TGC2 e TGC3. Para o *trigger* de múons de alto p_T , é ainda necessário a coincidência de 2/3 entre o trio TGC.

Sistema de Validação

Conforme mencionado anteriormente, as câmaras de múon são responsáveis pela detecção e medição do momento de múons que atravessam o ATLAS, tanto na região do barril, como na região das tampas. Porém, infelizmente, as câmaras de múon estão sujeitas a múons oriundos do espaço [22]. A detecção desses múons

podem levar à interpretação errônea de resultados físicos. Além disso, múons de baixa energia que atravessam o detector deixam um sinal muito baixo, podendo ser confundido com ruído dos canais eletrônicos. Estes problemas comprometem, de forma significativa, o desempenho do sistema de filtragem do primeiro nível do ATLAS referente à múons (L1Muon).

Devido a estes problemas, um novo sistema de validação vem sendo estudado. Esse novo sistema baseia-se na combinação das informações de *trigger* do TileCal e do espectrômetro de múon. Para isso, ambas as geometrias de *trigger* do TileCal e do L1Muon devem estar corretamente alinhadas durante a disponibilização do sinal de *trigger* de uma dada colisão, de forma a garantir que múons detectados por ambos sistemas vieram de um mesmo evento.

A Figura 2.15 mostra um evento de múon partindo do ponto de interação e atravessando o TileCal e o espectrômetro de múons. Embora a trajetória dos múons possa sofrer alterações de trajetória ao interagir com o TileCal e com as câmaras, ela foi considerada linear, para mero efeito ilustrativo. A Figura 2.15 também mostra uma célula do TileCal e as câmaras do espectrômetro que são atravessadas pela partícula (em azul escuro). Assim, ambos os sistemas de *trigger* deveriam acusar a existência do evento de múon na região indicada. Desta forma, a combinação destas informações tornaria o sistema de validação mais robusto em termos de falso-alarme, que constitui como motivação principal deste projeto.

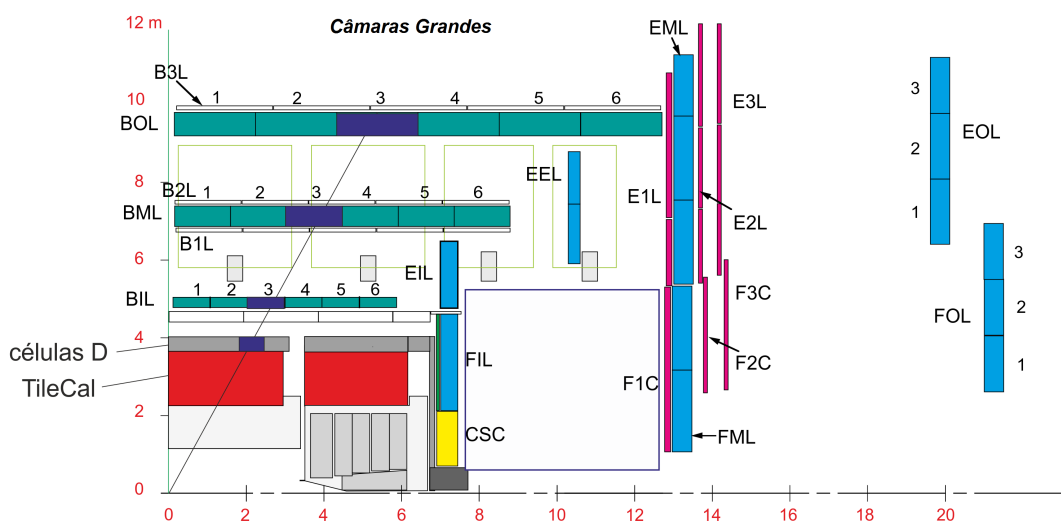


Figura 2.15: Esquema de nomenclatura e numeração para câmaras dos setores ímpares (grandes). Extraído de [18].

Capítulo 3

Detecção de Múons no TileCal

Neste capítulo, inicialmente, serão apresentados maiores detalhes sobre o sinal do TileCal e a proposta para o sistema de detecção de múons. Em seguida, são descritas as principais causas de empilhamento de sinais do TileCal. Fechando este capítulo, serão apresentados os principais pontos pesquisados nesta dissertação.

3.1 O Sinal do Calorímetro Hadrônico de Telhas

Conforme descrito anteriormente, o TileCal utiliza o aço como material absorvedor passivo e telhas cintilantes como amostradores de energia [18]. Com a passagem das partículas, as telhas se excitam, produzindo um sinal luminoso, que é coletado por um par de fibras ópticas deslocadoras de comprimento de onda (WLS, do inglês *Wave-Length Shifting*). Este sinal é então transmitido para uma célula fotomultiplicadora (PMT, do inglês *PhotoMultiplier Tube*) que é responsável por converter a luz em um sinal elétrico, cuja amplitude é diretamente proporcional a energia depositada pela partícula. Devido à alta velocidade do sinal gerado na PMT, o que dificultaria muito o seu processamento, um conformador de pulsos é utilizado visando tornar o pulso unipolar, diferencial e quasi-Gaussiano, com aproximadamente 25 ns de tempo de subida e descida e 50 ns de largura a meia altura. Este sinal é então processado pela eletrônica de leitura do TileCal [23]. A Figura 3.1 mostra um sinal típico de um canal de leitura do TileCal (PMT), tendo sua amplitude normalizada.

Cada PMT recebe sinais luminosos de certo número de telhas cintilantes

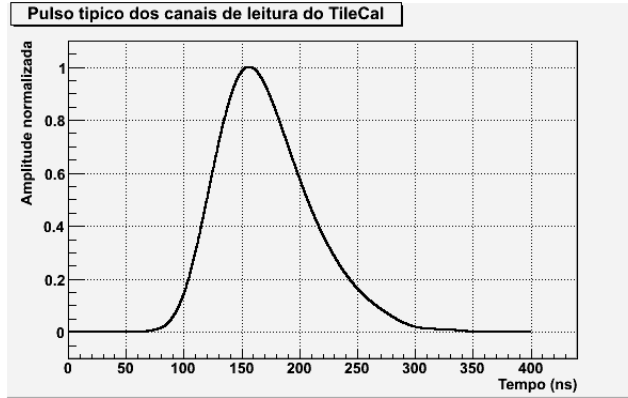


Figura 3.1: Sinal típico no canal de leitura do TileCal.

formando assim a segmentação do calorímetro, ou seja, suas células. O sinal de cada célula é formado por duas PMTs, já que cada telha possui duas fibras ligadas a ela, uma na parte superior e outra na parte inferior. Desta forma, cada célula apresenta duas leituras independentes, o que resulta numa redundância de informação.

Para os módulos do barril, a primeira camada apresenta 20 células de leitura, a segunda tem 18 células e a última camada é composta por 7 células, totalizando 45 células de leitura e 90 canais (PMTs).

Os módulos do barril estendido têm 5 células na primeira camada, 6 na segunda e 3 na terceira, num total de 14 células e 28 canais de leitura (PMTs). Assim, no total, o TileCal apresenta 9.344 canais de leitura a serem lidos pelo sistema de aquisição.

Devido às características de rápida resposta e boa granularidade, o TileCal contribui com o primeiro nível de filtragem do ATLAS, fornecendo dois sinais analógicos. Esta tarefa é realizada por circuitos somadores ativos [24], permitindo uma redução na dimensão do conjunto de dados a ser analisado pelo LVL1. Este circuito apresenta duas saídas diferenciais: a primeira é a soma das células numa região de $\Delta\varphi \times \Delta\eta = 0,1 \times 0,1$, que representa as torres de *trigger* do TileCal, que é fundamental para o LVL1 (ver Figura 2.9). A segunda saída refere-se ao sinal amplificado da última camada do calorímetro (células D), denominada de sinal de múon.

As torres de *trigger* são formadas pela combinação linear de cinco sinais das três camadas: dois da primeira, dois da segunda e um da terceira camada. Algumas torres próximas do vão entre o barril e barril estendido são resultado da soma de seis células.

Neste trabalho, é apresentada a proposta de desenvolvimento do sistema de detecção deste sinal, tendo foco na recepção do sinal, compensação do efeito dos cabos e no efeito da compensação dos cabos na detecção do sinal. A proposta do sistema como um todo e os estudos de integração com a câmara de múons foram desenvolvidos em [25].

3.1.1 A Saída de Múon

A saída de múon pode ser usada na identificação de múons durante a operação do experimento ATLAS, uma vez que existe uma pequena probabilidade de que uma partícula hadrônica atinja a terceira camada do TileCal. Porém, devido ao fato de múons não apresentarem uma forte interação com o material do calorímetro (depositam pouca energia), este sinal apresenta uma baixa relação sinal-ruído (SNR, do inglês *Signal-to-Noise Ratio*). Desta forma, estudos com os sinais da saída de múon, adquiridos durante períodos de *testbeam* [26], foram realizados de modo a certificar que existe uma correlação entre os dois sinais de uma mesma célula D e, conseqüentemente, melhorar a SNR e a eficiência de detecção.

Em [27], testes foram realizados usando dados adquiridos com incidência do feixe de múons, com energia de 180 GeV nos módulos de TileCal, com ângulos projetivos de $\eta = -0.45$ e dados de pedestal, que corresponde ao ruído do sistema de leitura (adquirido sem nenhum feixe incidindo no módulo). A Figura 3.2 mostra as distribuições do valor de pico da leitura da célula D2L. De forma a verificar a correlação entre as leituras de D2L e D2R, ambos os valores de pico foram somados, como mostra a distribuição mostrada na Figura 3.3. Assim, é possível notar que a região de confusão é menor quando o sinal somado é considerado. Além disso, foi usada uma curva ROC para a separação entre as duas distribuições, conforme mostrado na Figura 3.4. Para um falso alarme de 5%, a eficiência aumenta de 90% para aproximadamente 97% quando é feita a soma dos sinais das PMTs D2L e D2R.

Estudos realizados em [28], apresentam a relação sinal-ruído para a soma dos sinais da saída de múon de uma mesma célula D. A SNR foi medida com base na energia de deposição mais provável do feixe dos múons como função de η . Os resultados estão mostrados na Figura 3.5.

Os valores de SNR na parte estendida do barril são maiores devido ao fato das

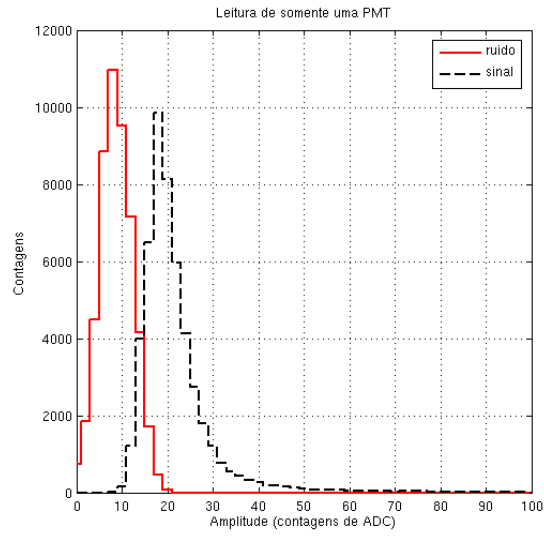


Figura 3.2: Distribuição do valor de pico de uma saída de múon (D2L) em $\eta = -0.45$. Extraído de [27].

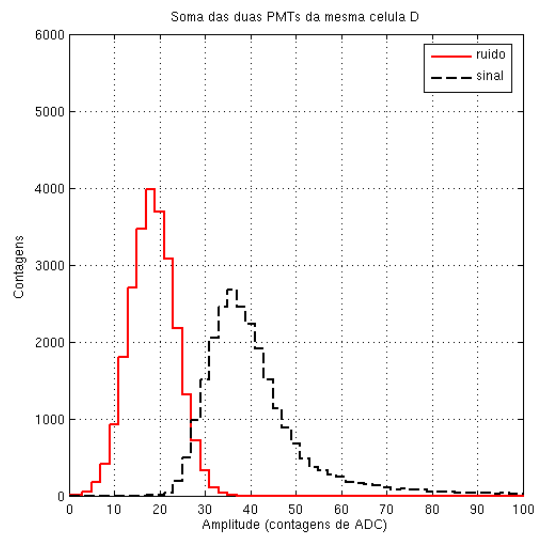


Figura 3.3: Distribuição do valor de pico da soma das saídas D2L e D2R em $\eta = -0.45$. Extraído de [27].

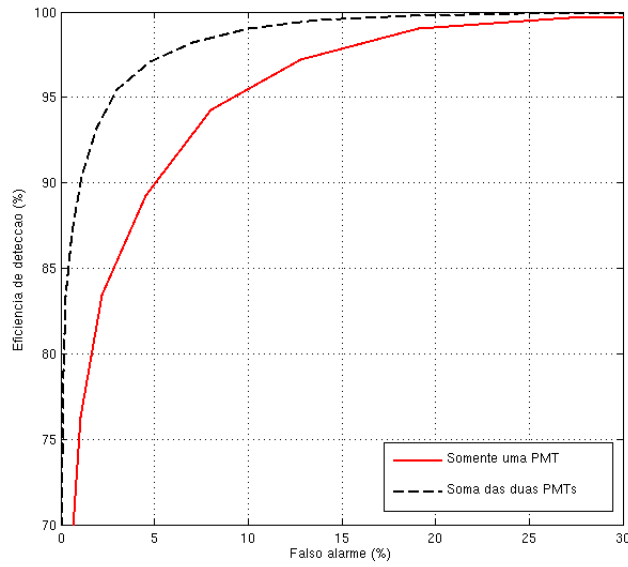


Figura 3.4: Curva ROC para feixes de múons com 180 GeV em $\eta = -0.45$. Extraído de [27].

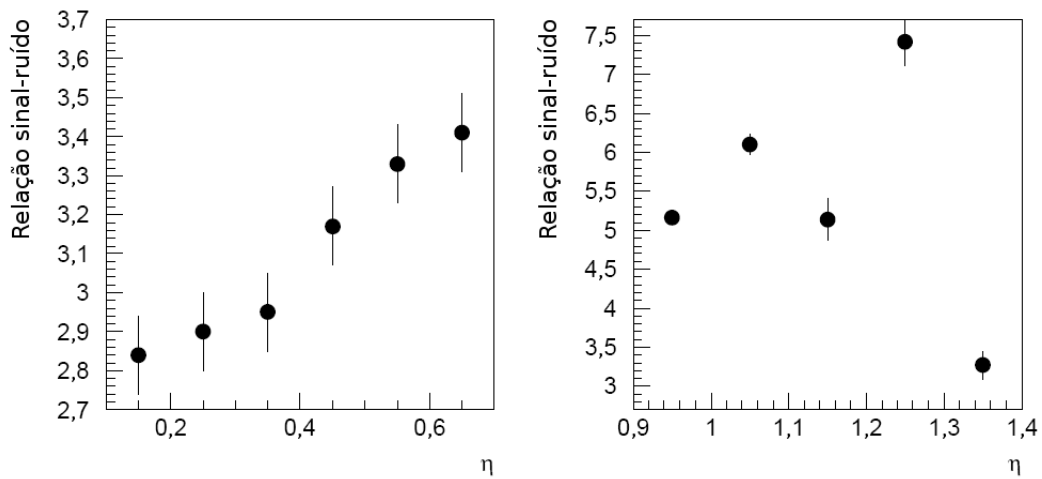


Figura 3.5: Relação SNR para múons isolados para a saída de múon no barril (gráfico à esquerda) e no barril estendido (gráfico à direita). Os valores correspondem a soma de duas saídas de múon referente à mesma célula. Extraído de [28].

partículas percorrerem um caminho maior para valores maiores de η . Entretanto, a SNR diminui em $\eta = 1.15$ e $\eta = 1.35$ devido ao fato da energia ser depositada entre as células D5 e D6 e os múons atravessarem parcialmente a célula D6, respectivamente. Quando considerado apenas uma saída de múon, a SNR diminui, em média, de um fator de $\sqrt{2}$, como era de se esperar.

3.2 O Sistema para Detecção de Múons no TileCal

Infelizmente, as câmaras de múons estão sujeitas a múons oriundos do espaço na forma de raios cósmicos [22]. A detecção desses múons, pode levar um aumento indesejado da taxa de eventos validados pelo primeiro nível de validação de eventos, aumentando assim a quantidade armazenada de dados que são ruído de fundo para o experimento.

Para tentar reduzir o problema descrito acima, o sinal de múon do TileCal pode ser usado de forma a gerar um sinal de coincidência com o sinal das câmaras de múon, com intuito de reduzir a taxa de eventos validados, diminuindo a probabilidade de falso alarme do sistema. Desta forma, estudos têm sido feitos nesta direção [20, 25].

Este sistema, deve, então, ser capaz de:

- realizar a recepção dos diversos sinais de múons do TileCal, que são transmitidos por longos cabos do detector, localizado na caverna UX15, para a caverna USA15, distantes em média 70 m;
- fazer a detecção dos canais com sinais;
- estar sincronizado ao experimento;
- ser controlado e ajustado através do barramento VME, remotamente;
- gerar o sinal de coincidência para a câmara de múons no primeiro nível de filtragem de eventos, levando em conta o casamento da geometria entre o TileCal e a câmara de múons;

3.3 Empilhamento de Eventos no ATLAS

O LHC pode acelerar feixes de prótons até atingirem uma energia total de colisão de 14 TeV. A aquisição de dados gerada pela deposição de energia nos calorímetros das partículas resultantes de uma colisão ocorre a cada 25 ns (*bunch-crossing*). A luminosidade nominal instantânea é $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, que corresponde a luminosidade integrada de 100 fb^{-1} por ano.

Devido ao ambiente radioativo do experimento, principalmente nos detectores localizados próximos ao centro de colisão, todos os sistemas e a eletrônica utilizada no experimento devem ser resistentes à radiação. Além disso, os detectores do LHC terão que lidar com o ruído de fundo gerado pelas colisões próton-próton (pp) que irão produzir indesejáveis sinais em todo detector.

No LHC, podem ocorrer vários eventos num mesmo *bunch-crossing* devido à alta energia e luminosidade das colisões. Este efeito é conhecido como *pile up* ou traduzindo para o português como empilhamento. O empilhamento de eventos é decorrente de eventos de tendência mínima (do inglês *Minimum Bias* - MB) [29], ruído de fundo da caverna, interações do feixe com gás entre outros.

3.4 Empilhamento de Sinais

Os efeitos de distorção devido à transmissão de sinais por cabos estão presentes em diferentes campos de aplicações. Especificamente em detectores de partículas com elevada taxa de aquisição de eventos, onde longos cabos são utilizados para transmitir sinais do detector para o sistema de aquisição de dados ou de validação de eventos, problemas de empilhamento de eventos podem ser agravados [30].

Sinais empilhados são formados pela aquisição em uma mesma janela de sinal de dois ou mais eventos e, basicamente, são causados ou agravados por 4 fatores:

1. Partículas resultantes de colisões consecutivas que excitam a mesma região do detector;
2. Eventos MB e partículas com similar energia excitam a mesma região do detector;

3. Excessiva demora no retorno de sinais saturados por uma deposição energética elevada [31];
4. Alargamento do sinal devido ao efeito de redução da banda-passante dos cabos que conduzem os sinais;

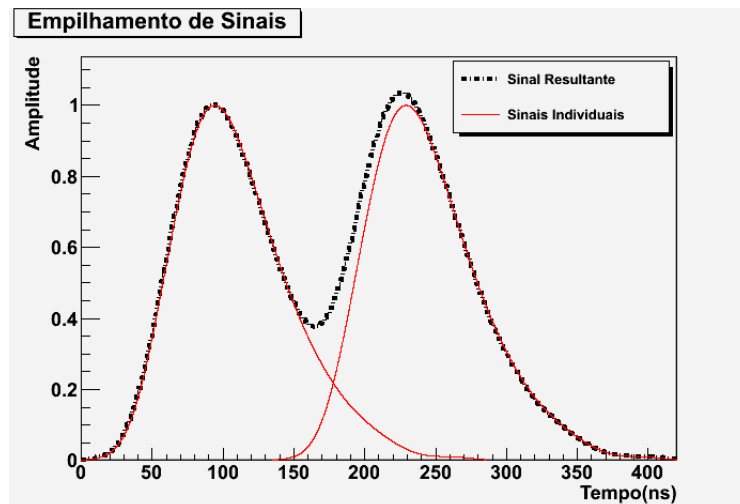


Figura 3.6: Exemplo de sinal empilhado.

Na cadeia do sinal de múon do TileCal, uma excessiva deposição energética pode gerar um sinal elétrico que satura o circuito somador do TileCal. Esta deposição extra, na maioria das vezes, é causada por eventos MB. Porém, ainda assim, o circuito soma do módulo de entrada deve ser capaz de acompanhar o retorno da saturação imposto pelo somador do TileCal.

Existe também a possibilidade de alargamento dos sinais causado pela transmissão dos sinais em longos cabos, resultando num sinal mais lento, apresentando deterioração do tempo de subida, da largura a meia altura e do tempo de descida do pulso. A Figura 3.6 mostra um exemplo hipotético de empilhamento com dois sinais de múons com um atraso de aproximadamente 150 ns.

Assim, o fenômeno do empilhamento de sinais tem como efeito imediato a descaracterização do sinal. Essa descaracterização pode impor severas restrições ao sistema, principalmente em relação à detecção do sinal, uma vez que os sistemas de detecção são projetados, na maioria das vezes, para um tipo específico de sinal.

3.5 Compensação do Efeito de Cabos

Para não agravar o problema de empilhamento de sinais e recuperar a forma do sinal antes de sua transmissão por um cabo, alguns métodos de compensação já foram estudados [30, 32–34].

Em [30], é descrito um método usando uma abordagem no domínio do tempo e implementando um filtro passivo como compensador. Uma soma de exponenciais é usada para aproximar a resposta complementar ao degrau, que é usada no projeto do compensador. Os resultados obtidos foram razoáveis, porém o emprego de elementos passivos impuseram algumas limitações, devido principalmente ao uso de indutores e a dificuldade em ajustar o filtro em diversas frequências.

Em [32], um filtro passivo também foi usado para a compensação e, em [33], um amplificador com um ganho que aumenta de um fator \sqrt{f} foi usado para compensar a curva de atenuação do cabo.

Finalmente, em [34], somas de exponenciais também são usadas para estimar a resposta complementar ao degrau, de onde são extraídos parâmetros para a representação do sistema do cabo. Para o filtro compensador, é usada uma topologia diferencial, utilizando transistores bipolares de banda-larga, com a divisão em estágios, o que facilita a implementação. Os resultados mostraram uma compensação significativa.

As metodologias de compensação citadas modelam o cabo de forma bem específica. Porém, para o problema atacado neste trabalho, onde cabos de diferentes tamanhos devem ser compensados, possivelmente exista a necessidade de várias modelagens para representar adequadamente todo o conjunto de cabos. Isto torna o sistema compensador complexo, podendo torná-lo inviável. Desta forma, uma topologia mais simples e robusta pode ser uma solução mais adequada.

Em [35], uma aproximação da frequência de corte de um sistema passa-baixa RC de primeira ordem a partir do tempo de subida dos sinais na entrada e na saída do sistema é apresentada. Desta forma, pode ser interessante representar o sistema do cabo por um passa-baixa de primeira ordem, tornando mais simples e genérico o filtro compensador.

Em [36], várias topologias de filtros digitais são apresentadas. Numa delas, os coeficientes de um filtro FIR podem ser determinados considerando, na entrada

do filtro, o sinal depois de percorrer o cabo e, na saída, o sinal compensado desejado. Assim, um filtro FIR com poucos coeficientes pode ser uma alternativa simples e eficaz no problema da compensação de cabos.

3.6 Detecção do Sinal de Múons

Na maioria das vezes, múons depositam pouquíssima energia no calorímetro. Desta forma, a detecção de múons usando sinal do TileCal está sujeita a condições de baixa SNR. Além da melhora da SNR provida pela soma dos sinais das PMTs de uma mesma célula D, o desempenho na identificação de múons também está relacionado ao tipo do detector empregado. Assim, trabalhos sobre técnicas de detecção para esse tipo de sinal têm sido publicados.

Em [1], é apresentado um sistema de filtro casado e comparado com outras técnicas de detecção. Este sistema de filtro casado é baseado na abordagem estocástica, considerando o problema da detecção de múon envolvido por processos aleatórios corrompidos por ruído aditivo, em que o processo do sinal é expandido pela série de Karhunen-Löve [37]. Testes mostraram que o detector usando filtro casado estocástico com branqueamento [38] foi o mais eficiente, alcançando 93,5% de eficiência de detecção para um falso alarme de 10% (curva ROC), contra 90,5% referente ao filtro casado baseado na média do sinal [38] e 88,5% para o detector de pico.

Em [2], uma análise de eficiência entre técnicas de detecção para o sinal de leitura do TileCal é apresentada. A primeira delas, a detecção por corte de energia, foi feita estimando a energia de cada sinal e utilizando o algoritmo padrão de reconstrução de energia implementado no Athena [39]. A segunda técnica utilizada foi detecção por filtragem ótima. Neste caso, o projeto do filtro casado consistiu em estimar as funções de densidades de probabilidades, considerando o ruído gaussiano e branco. Por fim, um detector baseado em redes neurais foi implementado. A configuração da rede empregada utilizava camadas de neurônios totalmente conectados, sem realimentação [40]. A análise de eficiência desses três métodos, via curva ROC, apontou o método pelo corte de energia como o pior em eficiência. Já o método neural foi o que obteve a melhor eficiência de detecção.

Capítulo 4

Recepção do Sinal

Neste capítulo será apresentado o circuito desenvolvido para recepção do sinal de múons, estágio que faz parte do sistema de detecção de múons do TileCal, e estudos referentes à compensação da resposta do cabo que transmite estes sinais do detector até ele.

4.1 Receptor para o Sinal de Múon do TileCal

Utilizando a experiência adquirida através de estudos anteriores [1, 24, 27], foi desenvolvido o sistema para a recepção dos sinais de múon do TileCal, visando melhorar o desempenho do sistema de filtragem de primeiro nível do ATLAS referente a múons (L1Muon).

O sistema receptor deve fornecer uma informação de discriminação ao sistema de filtragem do ATLAS utilizando os dados de calorimetria do detector. Deve-se ressaltar que as geometrias de *trigger* do TileCal e do L1Muon devem ser combinadas de forma adequada.

4.1.1 Implementação do Sistema

O sistema deve processar a informação proveniente do barril central do TileCal, que é dividido em 64 módulos, resultando do ponto de vista da eletrônica em 128 módulos, já que cada módulo do barril é dividido em 2. Os sinais de múons são enviados pelos longos cabos de *trigger* (70 m em média de comprimento), passam por um painel de transição que tem como função rearranjar os sinais que devem ser

recebidos pelo sistema.

O sistema de recepção é composto por um *crate* VME dedicado, que fica localizado na caverna USA15, contendo uma placa de controle e 32 placas para recepção e processamento dos sinais, onde cada uma destas placas deve processar a informação de 4 módulos do barril central do TileCal. O diagrama em blocos de uma placa de recepção e processamento pode ser vista na Figura 4.1.

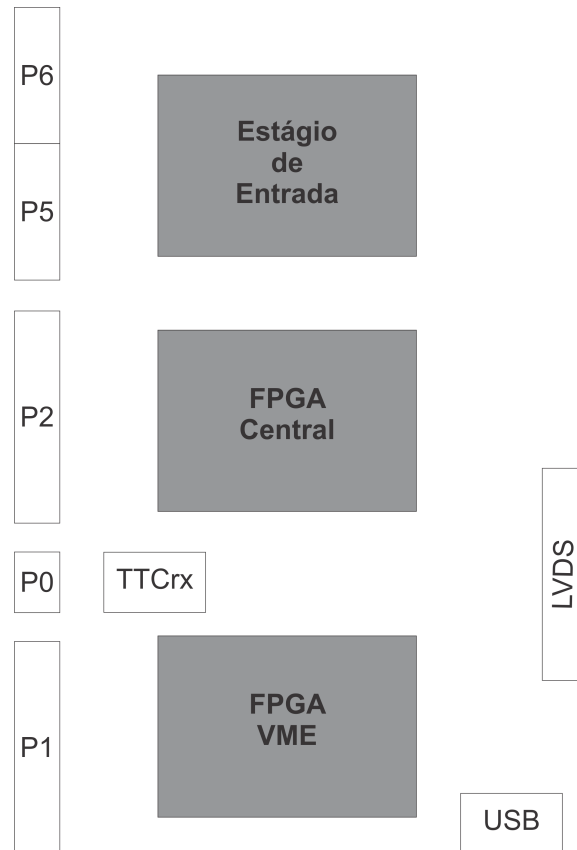


Figura 4.1: Diagrama de blocos referente à placa de recepção do sinal.

As placas de recepção e processamento podem ser divididas em 3 blocos principais:

1. Estágio de entrada: aqui, o sinal analógico é recebido, digitalizado e a detecção é realizada digitalmente através de FPGAs. Este bloco será descrito em detalhes na próxima seção.
2. Acesso ao Barramento VME: responsável pelo controle e chegada de informações à placa, o Barramento VME é composto de 5 conectores com funções distintas, nomeados P0, P1, P2, P5 e P6 (Figura 4.1). O conector P0 tem a função exclusiva de receber um sinal de sincronismo e controle do experimento

LHC (TTC - do inglês *Time, Trigger and Control*), que será então processado em uma placa adjacente, conhecida como TTCrx. Isto possibilita a geração de um sinal de *clock* sincronizado com o experimento para toda a placa. Os conectores P1 e P2 são responsáveis por receber os sinais de endereçamento e controle da placa. Os sinais de múons do TileCal são disponibilizados através dos conectores P5 e P6. Devido à quantidade de bits necessária para que a comunicação possa ser feita, uma FPGA é dedicada exclusivamente para realizar a comunicação com o barramento VME. Esta FPGA liga-se ainda a um conector USB, o que facilita os testes em laboratório da placa.

3. Bloco Central: composto basicamente por uma FPGA Central, que reúne toda a informação da placa. Esta FPGA comunica com todos os blocos da placa, à FPGA do VME e ao conector LVDS, que é responsável por enviar o sinal de detecção para o espectrômetro de múons. Esta FPGA é responsável em parte pelo casamento da geometria entre o TileCal e o L1Muon.

Estágio de Entrada

A informação de entrada do sistema é composta por 44 sinais analógicos de múons do TileCal, que são transmitidos até a placa através de 4 longos cabos de *trigger* [41]. Os cabos de *trigger* chegam na caverna USA15 e passam por uma placa de transição passiva, onde os sinais são rearranjados para que possam ser transmitidos ao *crate* VME do sistema de recepção de múons. Desta forma, estes sinais devem entrar na placa através dos conectores P5 e P6 do VME. Como dito anteriormente, estes 44 sinais (todos diferenciais) são provenientes de 4 módulos do TileCal, sendo referidos na placa de recepção por *Input Modules* A, B, C e D, onde cada bloco processa os 11 sinais referentes a cada um dos quatro módulos do TileCal. Destes 11 sinais, 10 são provenientes, par a par, de 5 células do TileCal, sendo então somados, visando o aumento da relação sinal-ruído. O 11º sinal não possui correspondente disponível (célula D0 do barril), e por isso seu processamento é um simples ganho, forçando assim que a amplitude do sinal resultante seja semelhante à dos outros canais.

A Figura 4.2 mostra um canal de soma de um dos módulos do bloco receptor do sinal analógico, onde em (a) temos a parte analógica e em (b) a parte de conversão

analógica para digital.

Primeiramente, os sinais de múons provenientes do TileCal são transformados do modo diferencial para unipolar, sendo então, referenciados em relação ao terra da placa. Para isso, são utilizados transformadores de alta frequência [42] com *tap* central e relação de espiras unitária.

No estágio de entrada, os amplificadores operacionais (A1 e A2) de banda-larga¹ [43] são utilizados como *buffers*. A saída destes amplificadores são conectadas a dois filtros passa-baixa RC, com frequência de corte de aproximadamente 20 MHz, de forma a eliminar a contribuição de ruído de altas frequências. A banda do sinal de múon é de aproximadamente 8 MHz e não é significativamente afetada pelo filtro.

Os dois sinais de uma mesma célula D são então somados pelo circuito composto pelo operacional A4 de banda-larga e alta corrente de saída² [44] numa configuração de somador inversor. A esta soma, é ainda adicionado um valor CC através de um operacional de precisão³ [45] (A3), que tem a função de aplicar um *offset* ao sinal analógico de saída, condicionando o mesmo para o conversor analógico-digital. É importante frisar que a excursão do circuito foi ajustada com base na amplitude máxima do sinal da saída de múons do TileCal (14 pC com calibração de 280 mV/pC), evitando assim que o sinal sature em algum ponto do circuito de recepção.

A Figura 4.3a mostra o sinal resultante para dois sinais de múons adquiridos no experimento ATLAS, referentes ao canal esquerdo (DL) e direito (DR) de uma mesma célula D. Na Figura 4.3b, pode-se ver o sinal resultante da soma do sinal médio do canal esquerdo e direito, de forma a possibilitar uma medida mais acurada dos parâmetros do pulso. Para os pulsos de entrada do circuito, temos o tempo de subida de 47 ns, a largura a meia altura de 87 ns e o tempo de descida de 93 ns. O sinal resultante da soma possui tempo de subida de 49 ns, largura a meia altura de 91 ns e tempo de descida de 94 ns. Estes resultados foram obtidos através de simulações realizadas no SPICE [46].

A Figura 4.4 apresenta a resposta em frequência na saída do circuito mos-

¹OPA684 da Texas Instruments

²OPA2677 da Texas Instruments

³OPA27 da Texas Instruments

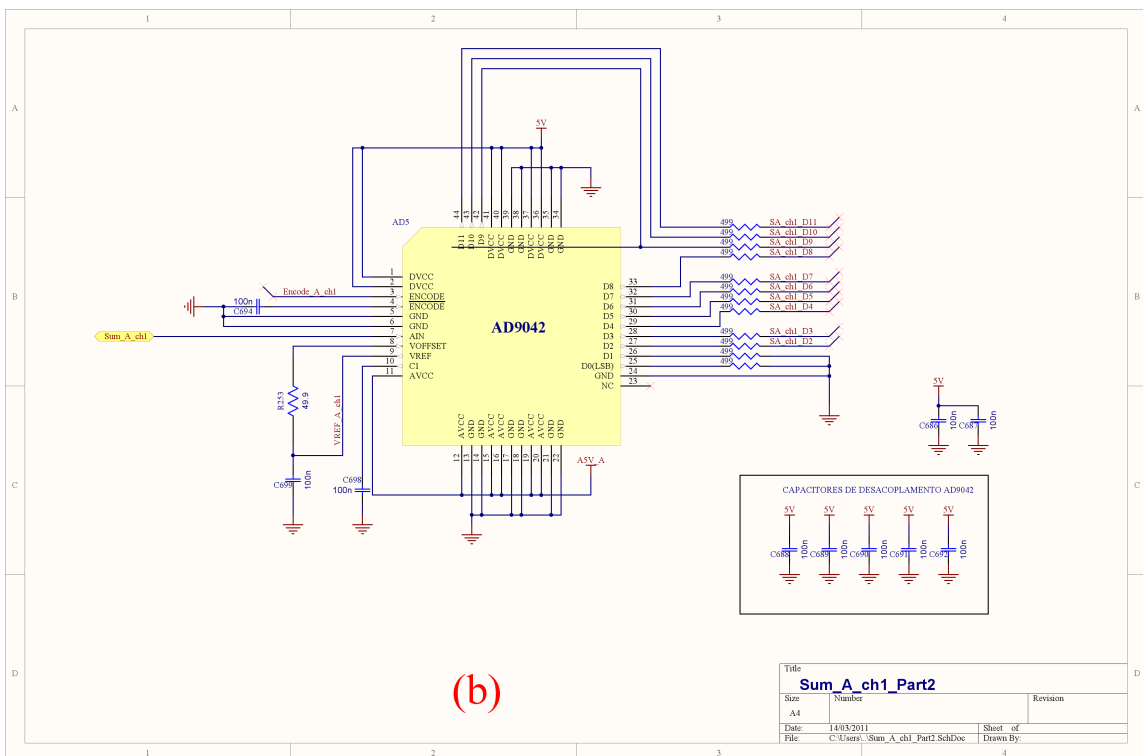
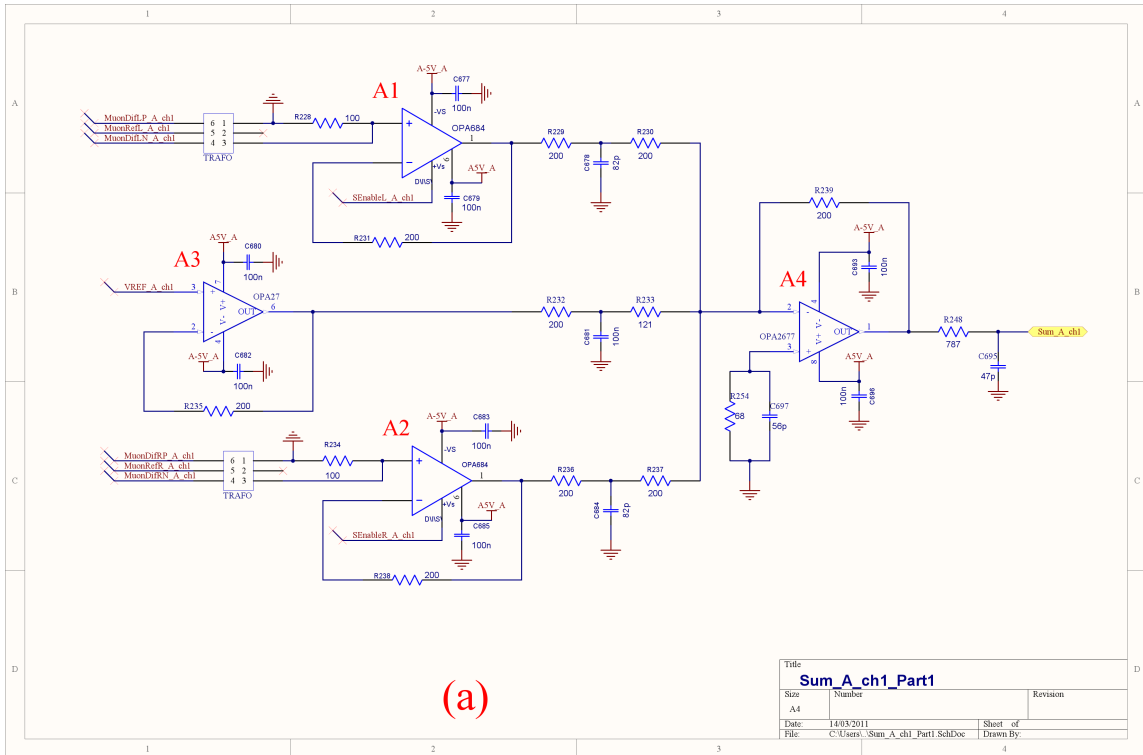
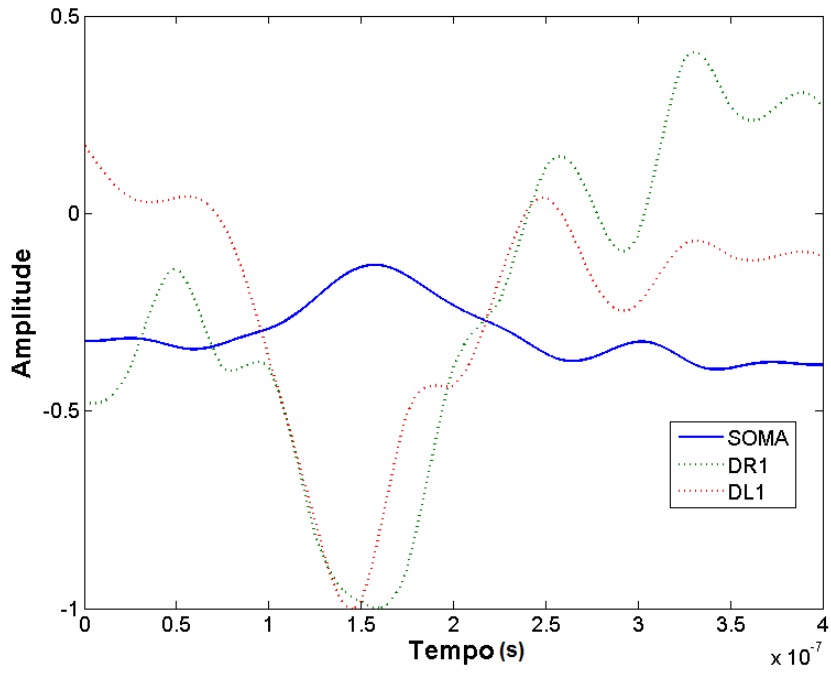
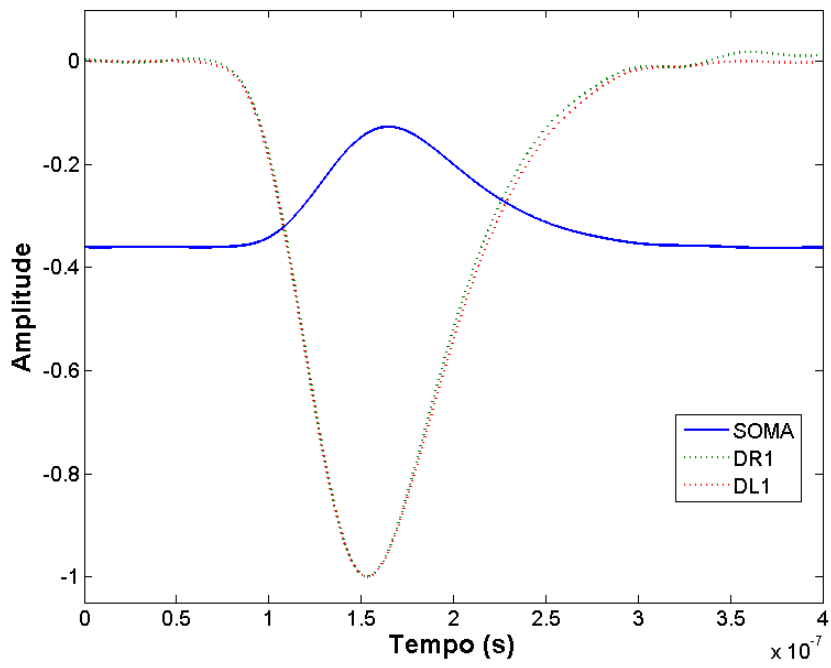


Figura 4.2: Circuito para a recepção dos sinais de múons.



(a)



(b)

Figura 4.3: Soma de sinais referentes ao canal esquerdo (DL) e direito (DR) de uma mesma célula D.

trado na Figura 4.2a (também simulada no SPICE). Pode-se observar que a banda do circuito é de aproximadamente 12 MHz, apresentando uma queda de aproximadamente -40 dB/década. Na Figura 4.4, foi omitida a frequência de corte inferior de aproximadamente 300 Hz introduzida pelo transformador de entrada.

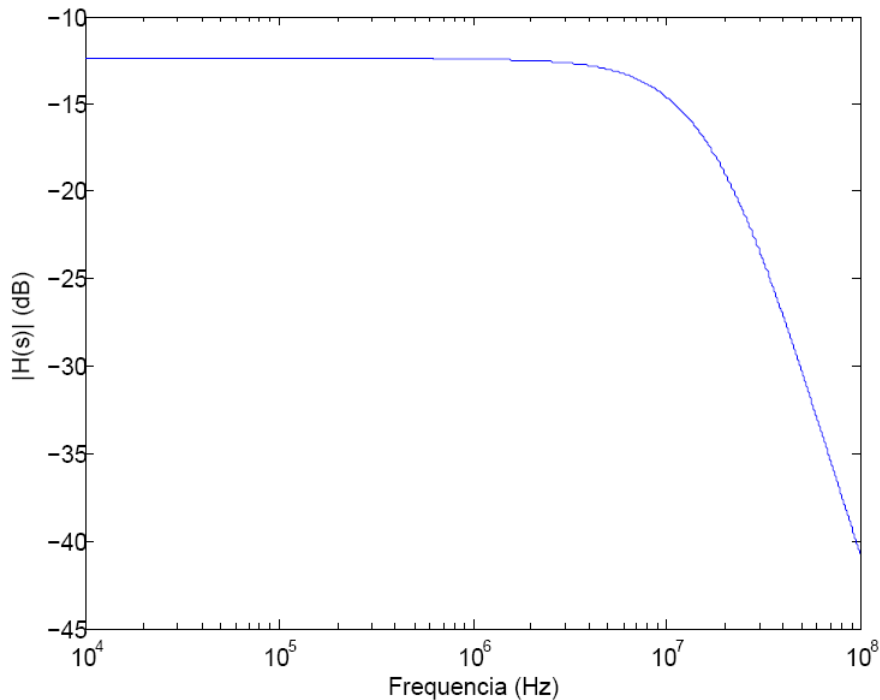


Figura 4.4: Resposta em frequência na saída do circuito somador.

O sinal da soma resultante é então digitalizado por um FADC⁴ [47] (do inglês *Flash Analog to Digital Converter*) com saída paralela de 10 bits. Na entrada do conversor AD foi colocado outro filtro RC com frequência de corte em aproximadamente 20 MHz. É importante a utilização de um ADC *Flash* devido a sua alta velocidade de conversão, estando os 10 bits disponíveis em apenas um ciclo de *clock*, o que é fundamental para a aplicação em questão uma vez que o sistema tem menos de 1 μ s de tempo de processamento, já que este é o tempo de latência máximo do primeiro nível de validação do ATLAS [48].

Finalmente, a saída do FADC passa por um *transceiver*, para ajustar os níveis de tensão para a FPGA, que deverá realizar a detecção do sinal, sendo que existe um desses componentes para cada bloco.

A Figura 4.5 mostra o resultado da simulação do circuito receptor, visando a

⁴AD9042 da Analog Devices

verificação das condições de saturação e excursão do sinal. As entradas do circuito são os pulsos médios de múons esquerdo e direito, com amplitudes de 3,5 V, que é a amplitude máxima que estes sinais podem atingir [24] na entrada do circuito receptor. A saída do circuito encontra-se sem distorções visíveis, entre -0,5 a 0,5 V, que é a excursão de entrada necessária para o conversor AD. Desta forma, é mostrado que o circuito receptor não irá saturar para os sinais de múons do TileCal e que o condicionamento do sinal para o conversor AD foi realizado de forma correta.

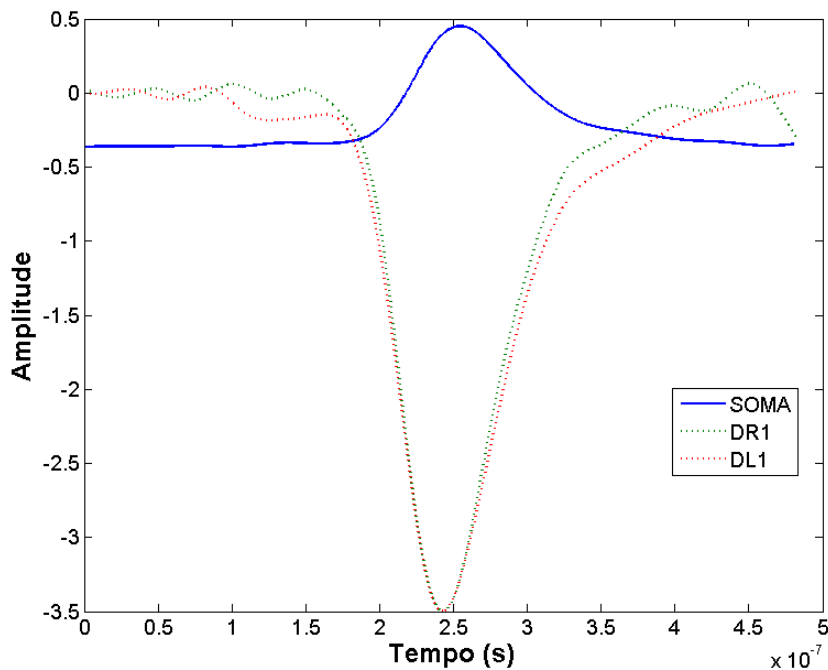


Figura 4.5: Verificação da faixa dinâmica do circuito receptor.

Um dos aspectos mais importantes para o circuito receptor é o seu nível de ruído, uma vez que este circuito deverá processar sinais com baixa relação sinal-ruído. Desta forma, é importante que o nível de ruído inserido pelo circuito não seja relevante em relação ao ruído do sinal de múon do TileCal. O ruído do sinal de múon foi medido em [24], sendo de aproximadamente 40 mVrms.

Considerando apenas o ruído dos dispositivos ativos do circuito de recepção, pode-se estimar a densidade espectral de potência na saída do circuito (S_{NNs}) através da Equação (4.1), onde $S_{NNopa684}$, $S_{NNopa27}$ e $S_{NNopa2677}$ são densidades espectrais de

potência do ruído dos amplificadores OPA684, OPA27 e OPA2677, respectivamente.

$$S_{NNs} = \frac{250}{787} \sqrt{\left(\frac{200}{400} S_{NNopa684}\right)^2 + \left(\frac{200}{400} S_{NNopa684}\right)^2 + \left(\frac{200}{321} S_{NNopa27}\right)^2 + \left(\frac{323}{123} S_{NNopa2677}\right)^2} \quad (4.1)$$

Esta estimação foi feita considerando uma fonte de ruído na entrada de cada operacional (Figura 4.6) e calculando a contribuição de cada fonte na entrada do conversor AD. O conversor AD tem uma resistência de entrada de aproximadamente 250Ω , logo o ruído de cada amplificador é submetido a um divisor de tensão, dado pela razão $R_{inAD}/(R_{inAD} + R5) = 250/787$. Para a fonte de ruído dos amplificadores A1, A2 e A3, o somador inversor A4 implica uma atenuação de $R4/(R2 + R3) = 200/400$, $R4/(R10 + R11) = 200/400$ e $R4/(R7 + R8) = 200/321$, respectivamente. Já a fonte de ruído no amplificador A4 é submetida a um ganho (configuração não-inversora) de $1 + R4/(R2 + R3) // (R7 + R8) // (R10 + R11) = 323/123$.

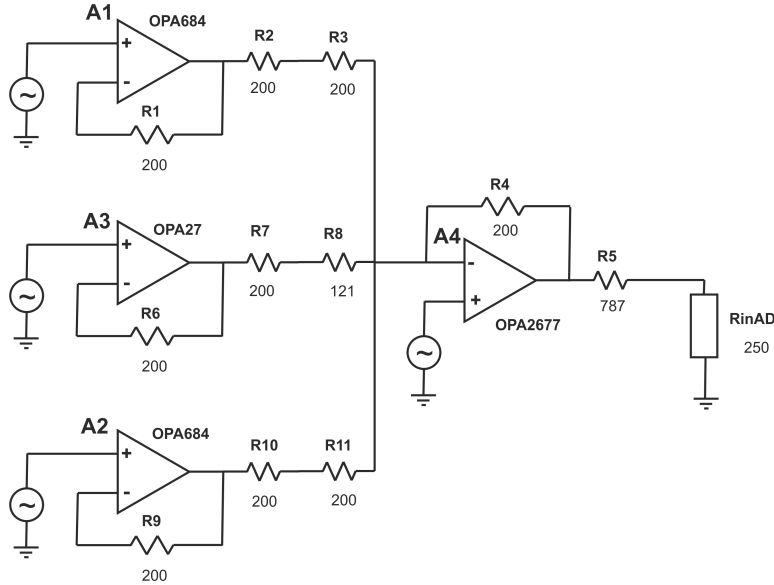


Figura 4.6: Esquema para a estimação da densidade espectral de potência do ruído na saída do circuito.

Desta forma, pode-se obter uma estimativa do ruído na entrada do conversor AD ($V_{noise_{rms}}$), multiplicando a densidade espectral do ruído na saída pela banda equivalente de ruído do circuito, através da Equação (4.2)

$$V_{noise_{rms}} = S_{NNs} \cdot 1,22 f_c, \quad (4.2)$$

onde, $f_c = 12$ MHz é a frequência de corte do circuito e $1, 22f_c$ é a banda equivalente de ruído para um sistema de segunda ordem. A estimativa do ruído rms na entrada do conversor AD é menor do que 1 mV_{rms} , podendo ser considerado desprezível frente ao ruído do sinal de múons do TileCal. Vale ressaltar que a Figura 4.4 mostra que o circuito receptor possui uma resposta aproximadamente de segunda ordem.

Uma vez que longos cabos são usados para transmitir os sinais da saída de múon ao módulo de entrada, o alargamento de sinais, tanto nos cabos condutores, quanto nos estágios do circuito somador é inevitável, podendo comprometer a informação do *trigger* do TileCal para múons. De forma a restaurar a largura do sinal original, é desejável a implementação de sistemas compensadores que minimizem o efeito do cabo.

4.2 Compensação da Resposta do Cabo

Devido ao problema de empilhamento do sinal, que pode afetar o desempenho de detecção do sistema, pode ser importante realizar a compensação da resposta do cabo visando a recuperação das características do pulso antes de sua transmissão. Nesta seção, serão apresentadas as técnicas de compensação pesquisadas e testadas nesta dissertação, no contexto do sistema de detecção de múons do TileCal.

As técnicas de compensação, aqui apresentadas, seguem duas abordagens distintas, a analógica e a digital. Na abordagem analógica, o circuito de compensação faz parte do estágio de recepção do sinal do sistema de detecção, enquanto que na abordagem de compensação digital, o compensador seria implementado na FPGA, antes do algoritmo de detecção.

4.2.1 Método 1: Aproximação de Primeira Ordem

Este método baseia-se na aproximação do sistema do cabo por um circuito passa-baixa RC (ver Figura 4.7(a)). A resposta ao degrau desse tipo de circuito é uma exponencial com uma constante de tempo RC (Figura 4.7(b)). Considerando o capacitor inicialmente descarregado, a saída v_0 é dada pela Equação (4.3).

$$v_0 = V(1 - e^{-t/RC}) \quad (4.3)$$

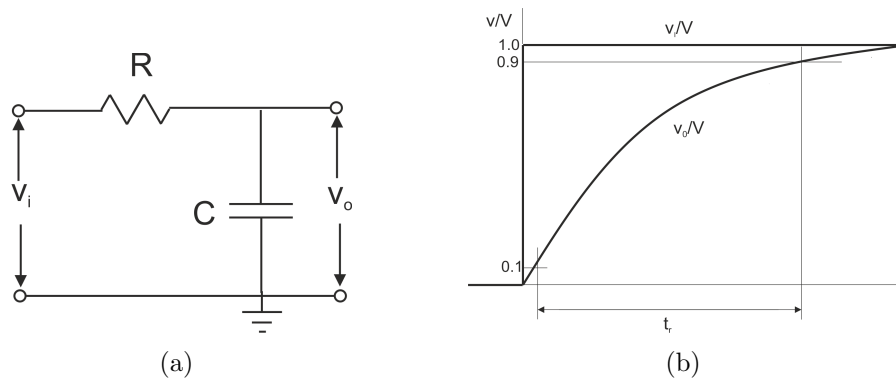


Figura 4.7: Circuito passa-baixa RC (a) e sua resposta ao degrau (b).

O tempo de subida t_s é definido como o tempo para v_0 ir de 10% a 90% do valor de estado final. O tempo necessário para v_0 alcançar 10% e 90% do valor final é aproximadamente $0,1RC$ e $2,3RC$, respectivamente. A diferença entre estes dois valores é o tempo de subida do circuito e é dado por:

$$t_s = 2,2\tau = 2,2RC = \frac{2,2}{2\pi f_{3dB}} = \frac{0,35}{f_{3dB}} \quad (4.4)$$

Se um degrau é aplicado na entrada de dois sistemas em cascata do tipo passa-baixa RC com tempos de subida t_{s1} e t_{s2} , respectivamente, o tempo de subida final t_s pode ser dado pela seguinte equação aproximada ([35]):

$$t_s = 1,05\sqrt{t_{s1}^2 + t_{s2}^2} \quad (4.5)$$

Esta abordagem equivale a uma exponencial aplicada na entrada de um passa-baixa RC , conforme mostra a Figura 4.8.

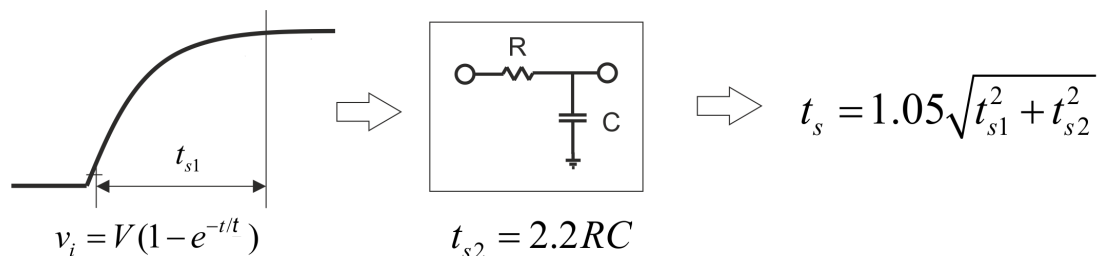


Figura 4.8: Esquema para a estimação do tempo de subida do sinal na saída de um sistema passa-baixa RC.

Desta forma, o método para compensação consiste em aproximar o sistema do cabo por um passa-baixa de primeira ordem, considerando o sinal de entrada

uma exponencial. Uma compensação simples pode então ser feita mediante a implementação de um filtro que tenha um zero alocado na frequência de corte f_{3db} do sistema do cabo, de forma a realizar-se o cancelamento pólo-zero.

Em [24], é mostrado que um sinal típico de múon apresenta tempo de subida de 32 ns na saída de múon. Novas aquisições realizadas no experimento ATLAS com múons provenientes de colisões, revelaram um tempo de subida de 45,47 ns na saída do cabo que transmite o sinal. Assim, conforme a Equação (4.5), o valor estimado do tempo de subida do cabo é de 29,18 ns. A partir do $t_s(\text{cabo})$ e usando a Equação (4.4), é calculada a largura de banda banda_{3dB} , sendo aproximadamente igual a 10,8 MHz. É importante ressaltar que mais de mil sinais foram adquiridos através do sistema de recepção das torres de *trigger* do nível 1 [48], tendo sido obtido o sinal médio desses eventos, visando reduzir o efeito do ruído aleatório com média nula, para que fosse possível obter uma boa estimativa dos parâmetros do pulso.

Filtro Ativo com Transistor

A Figura 4.9 mostra a topologia do filtro usando um transistor com a configuração emissor-comum. Este filtro é baseado na topologia proposta em [34], porém modificada para sinais referenciados à terra.

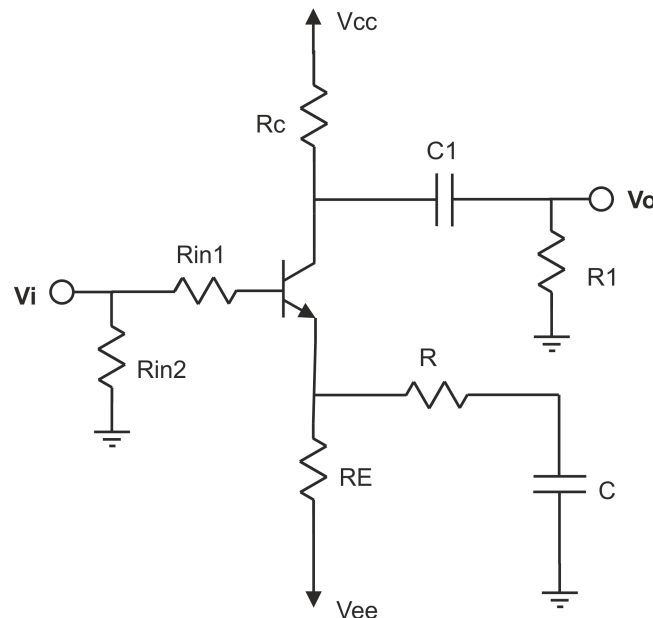


Figura 4.9: Filtro compensador com transistor.

Depois do projeto de polarização do circuito, onde a corrente de coletor foi

forçada a ser a menor possível, de forma a atender as condições de operação do transistor (análise CC), foi realizada uma análise para pequenos sinais (análise CA), usando o modelo híbrido π , conforme mostra a Figura 4.10.

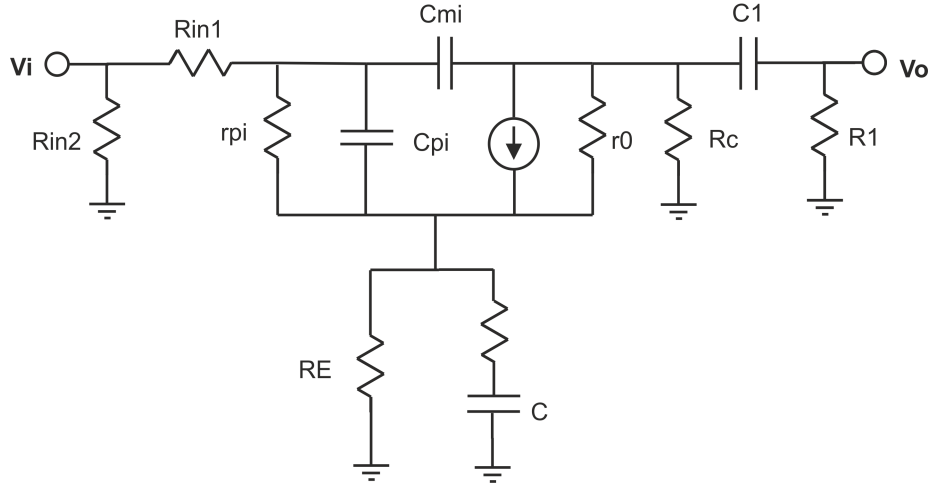


Figura 4.10: Modelo híbrido π para pequeno sinais.

Assim, considerando $r_0 = \infty$ e C_{pi} e C_{mi} abertos, chega-se na seguinte equação para a função de transferência do circuito:

$$\frac{v_o}{v_i} = K \cdot \frac{s \left(s + \frac{1}{C(R_E + R)} \right)}{\left(s + \frac{1}{C_1(R_1 + R_C)} \right) \left(s + \frac{r_1 + r_\pi + (\beta + 1)R_E}{C((r_1 + r_\pi)(R_E + R) + (\beta + 1)RR_E)} \right)} \quad (4.6)$$

onde K é uma constante.

Assim, como a Equação (4.6) implementa 2 pólos e 2 zeros, o capacitor C foi projetado para alocar um zero em aproximadamente 10,8 MHz ($banda_{3dB}$). Além disso, um dos pólos foi alocado em baixa frequência, de forma a cancelar o efeito do zero na origem, e o outro em alta frequência (maior que $banda_{3dB}$ pelo menos duas décadas), para não afetar a resposta em frequência do circuito na faixa de frequências de interesse.

Filtro Ativo com Amplificador Operacional

Como alternativa à topologia do filtro com transistor, foi desenvolvida uma topologia usando amplificador operacional [49], como ilustrado na Figura 4.11.

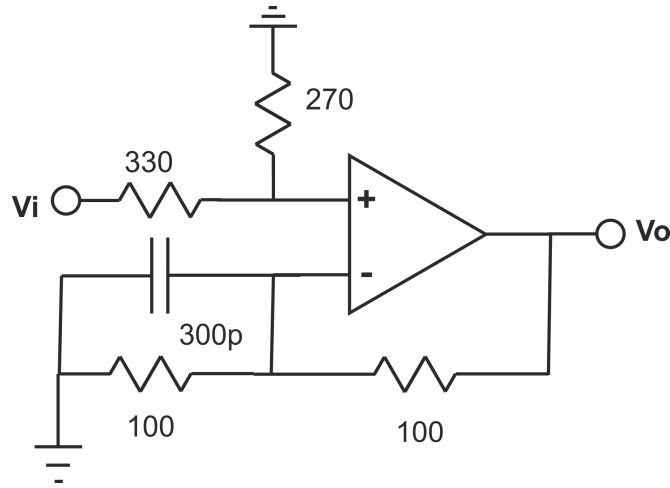


Figura 4.11: Filtro compensador com amplificador operacional.

Pode-se mostrar, com facilidade, que essa configuração não-inversora apresenta a função de transferência dada pela Equação (4.7), considerando o amplificador operacional ideal.

$$\frac{v_o}{v_i} = \frac{C_1 R_2 R_B}{R_A + R_B} \left(s + \frac{R_1 + R_2}{C_1 R_1 R_2} \right) \quad (4.7)$$

Assim, este circuito foi projetado para alocar o zero em aproximadamente 10,8 MHz e apresentar ganho em média frequências próximo de 1.

Depois da fase de projeto, foram realizadas simulações no SPICE para análise da resposta em frequência e do efeito na largura do pulso, conforme pode ser visto nas figuras 4.12 e 4.13, respectivamente. Vale ressaltar que as simulações, para todos os filtros de compensação estudados, foram realizadas utilizando o sinal médio de múons do TileCal, conforme descrito na Seção 4.2.1.

4.2.2 Método 2: Resposta ao Degrau do Cabo

Este método para a compensação consiste em aproximar a resposta ao impulso do cabo $H(s)$ a partir da resposta experimental ao degrau $r(t)$ do cabo. Uma vez que as frequências dos pólos e zeros de $H(s)$ são determinadas, um sistema analógico é implementado para o cancelamento pólo-zero.

O esquema ilustrado na Figura 4.14 mostra as principais etapas do método e será descrito a seguir.

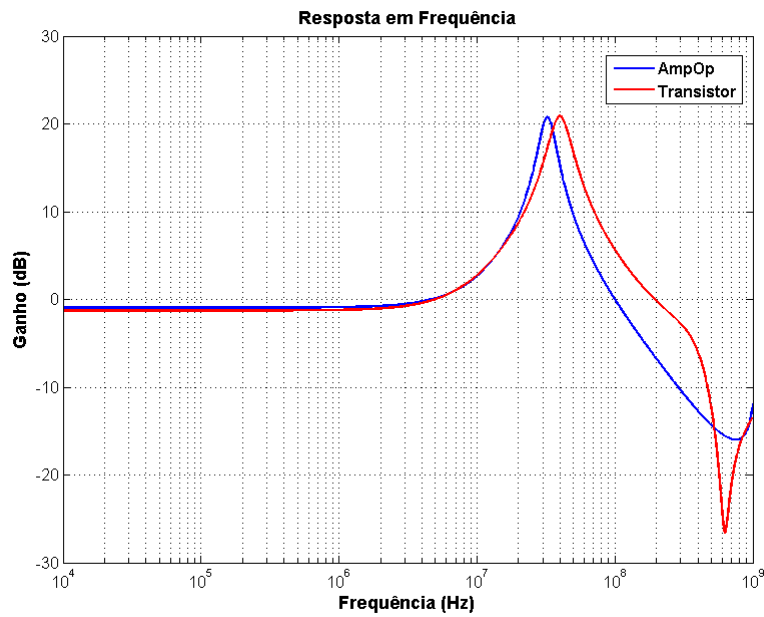


Figura 4.12: Resposta em frequência dos filtros.

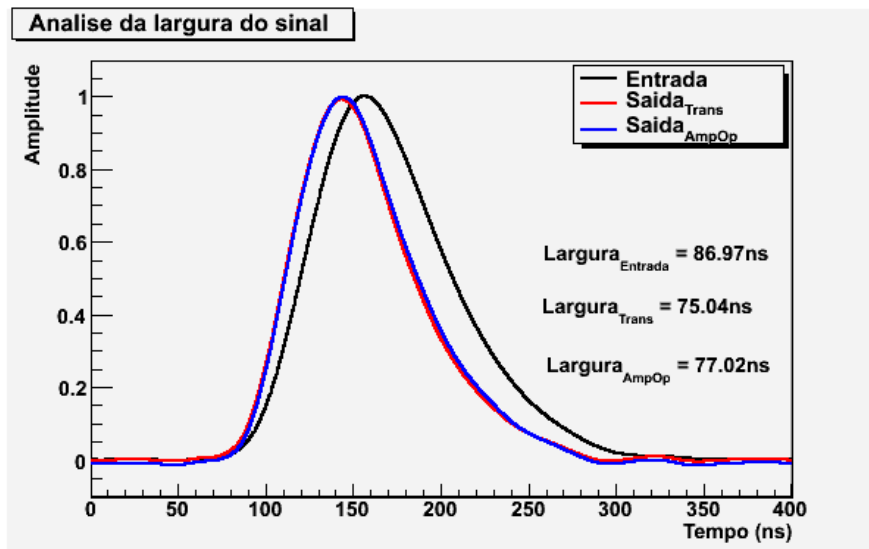


Figura 4.13: Filtro compensador baseado na compensação de pólo simples.

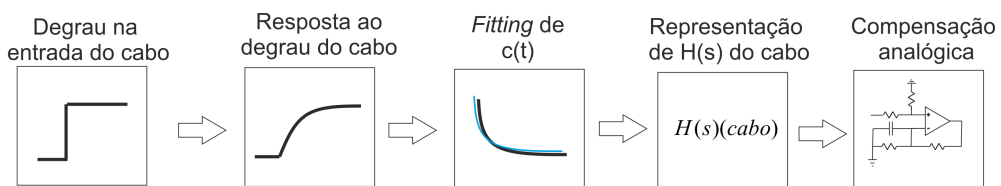


Figura 4.14: Esquema para de compensação baseado na resposta ao degrau do cabo.

Bloco 1 e 2: Degrau e Resposta do Cabo

Para o degraú aplicado na entrada do cabo foi usado um gerador de sinais Hameg, modelo HM 8035 com a seguinte configuração:

- Sinal: onda quadrada;
- Tempo de subida de 2 ns;
- Amplitude de 1 V;
- Período de 200 μ s

A saída do cabo foi medida e coletada usando um osciloscópio digital Tektronix, modelo TDS3032, com taxa de aquisição de 5 GSa/s e uma banda de 300 MHz.

Bloco 3 e 4: *Fitting* de $c(t)$ e Representação de $H(s)$ do Cabo

A partir da resposta ao degraú $r(t)$, é definida a resposta complementar ao degraú $c(t)$, dada por:

$$c(t) = [1 - r(t)]u(t) \quad (4.8)$$

com $u(t)$ sendo a função degraú.

Mudando a análise para o domínio da frequência, tem-se:

$$C(s) = \frac{1}{s} - R(s) \quad (4.9)$$

e

$$R(s) = H(s)/s. \quad (4.10)$$

Usando as equações (4.9) e (4.10), tem-se:

$$H(s) = 1 - sC(s). \quad (4.11)$$

É importante aproximar a resposta ao impulso do cabo por uma função no tempo que seja simples, de tal forma que o compensador seja de fácil implementação. Também, é interessante preservar as componentes de alta frequência de $h(t)$ para aplicações com pulsos rápidos.

Em [30] e [34], o uso da soma de exponenciais mostrou-se eficiente, uma vez que resultou num projeto de circuito simples e compacto. Neste trabalho, foi utilizada também a soma de exponenciais (Equação (4.12)) como função base para o *fitting* de $c(t)$:

$$c(t) = \left(\sum_{i=1}^n k_i e^{(-a_i t)} \right) u(t), \quad (4.12)$$

o que resulta em:

$$C(s) = \sum_{i=1}^n \frac{k_i}{s + a_i}, \quad (4.13)$$

ou termos da função racional

$$C(s) = P(s)/Q(s) = \frac{\sum_{i=0}^{n-1} p_i s^i}{\sum_{i=0}^n q_i s^i}. \quad (4.14)$$

Em [34], é desenvolvida uma relação entre os coeficientes de $C(s)$ e a resposta ao impulso $H(s)$, dada por:

$$H(s) = \frac{q_0 + \sum_{i=1}^{n-2} (q_i - p_{i-1}) s^i}{\prod_i^n (s + a_i)} \quad (4.15)$$

Aproximação da Resposta ao Degrau do Cabo (*Fitting*)

Para aproximação da resposta complementar ao degrau do cabo $c(t)$ foi utilizado um algoritmo de *fitting* baseado no Método dos Mínimos Quadrados (MMQ) [50]. Este método procura minimizar a soma dos quadrados das diferenças entre o valor estimado e os dados observados. O valor estimado é calculado baseado na função definida pelo usuário, cujo os parâmetros da função são otimizados pelo algoritmo. Já os dados observados correspondem aos dados coletados referentes à resposta ao degrau do cabo.

A função definida para representação de $c(t)$ é o somatório de exponenciais, e é dada pela Equação (4.16):

$$c(t) = \sum_{i=1}^n k_i e^{(-a_i t)} \quad (4.16)$$

Na prática, de modo a garantir que o filtro compensador seja simples e de

fácil ajuste, devemos escolher no máximo 3 exponenciais para representar a medida da resposta complementar ao degrau do cabo. Além disso, dependendo da taxa de amostragem do osciloscópio usada durante a aquisição dos dados e da amplitude do degrau aplicado na entrada do cabo, uma outra exponencial pode ser adicionada para ajuste do nível CC e do deslocamento temporal. Por comodidade, a resposta complementar ao degrau medida foi normalizada, com nível CC e deslocamento temporal nulos (curva em azul da Figura 4.15).

As Figuras 4.15, 4.16 e 4.17 mostram o *fitting* de $c(t)$ para uma, duas e três exponenciais, respectivamente.

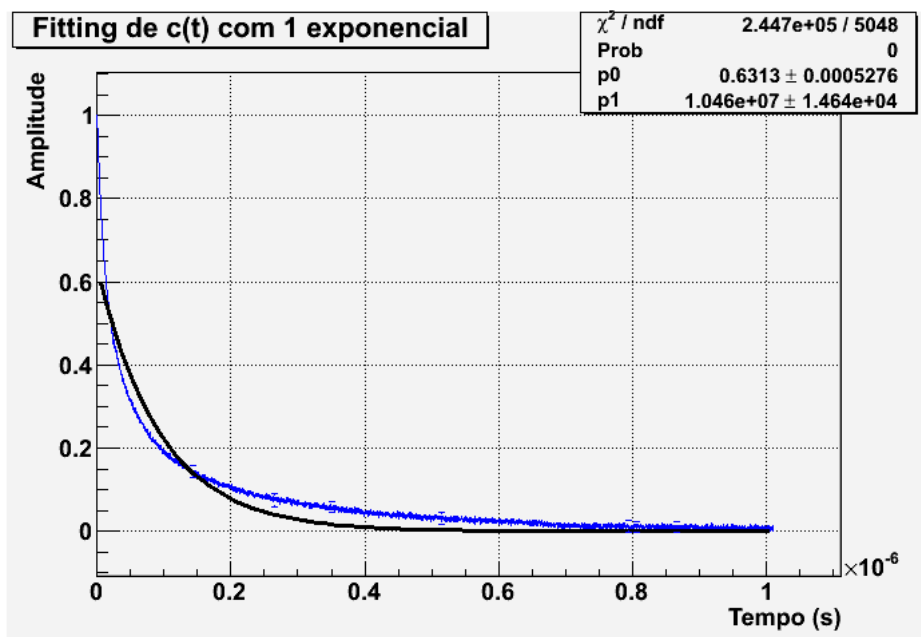


Figura 4.15: *Fitting* de $c(t)$ para 1 exponencial.

Na Figura 4.17 (*fitting* de $c(t)$ para a soma de 3 exponenciais, conforme a Equação 4.16), os parâmetros p_0 , p_2 , e p_4 representam as constantes k_i , enquanto que p_1 , p_3 e p_5 representam as constantes de tempos a_i .

Uma forma de averiguar a qualidade do *fitting* é através da análise de hipótese usando χ^2 (chi quadrado) estatístico, dado pela Equação (4.17).

$$\chi^2 = \sum_N \left\{ \frac{1}{\sigma_i^2} [y_i - f(x_i)]^2 \right\} \quad (4.17)$$

onde N , σ_i^2 , y_i , $f(x_i)$ representam o número de pontos, a variância relacionada à medida de erro de y_i , o valor observado e o valor estimado, respectivamente.

O χ^2 reduzido é definido como a razão entre χ^2 e os graus de liberdade

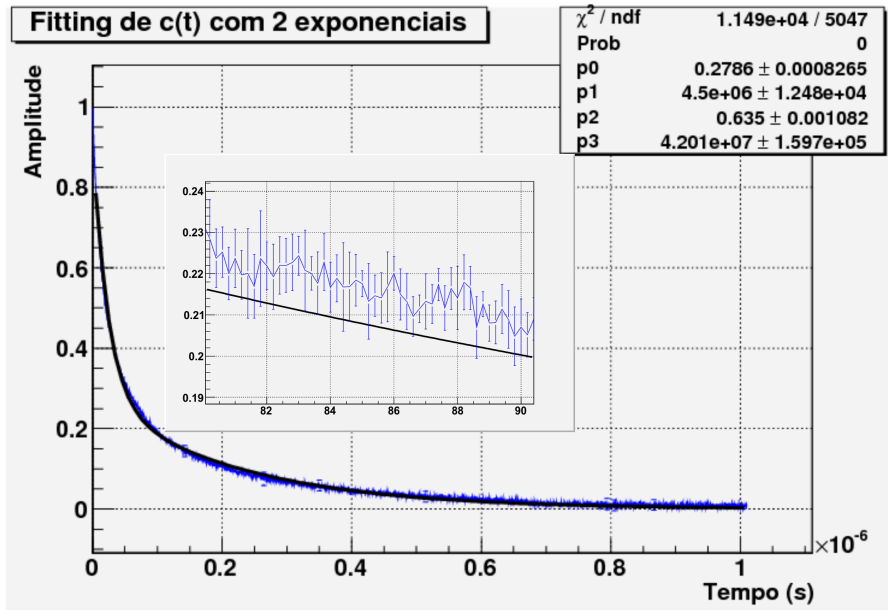


Figura 4.16: *Fitting* de $c(t)$ para 2 exponenciais.

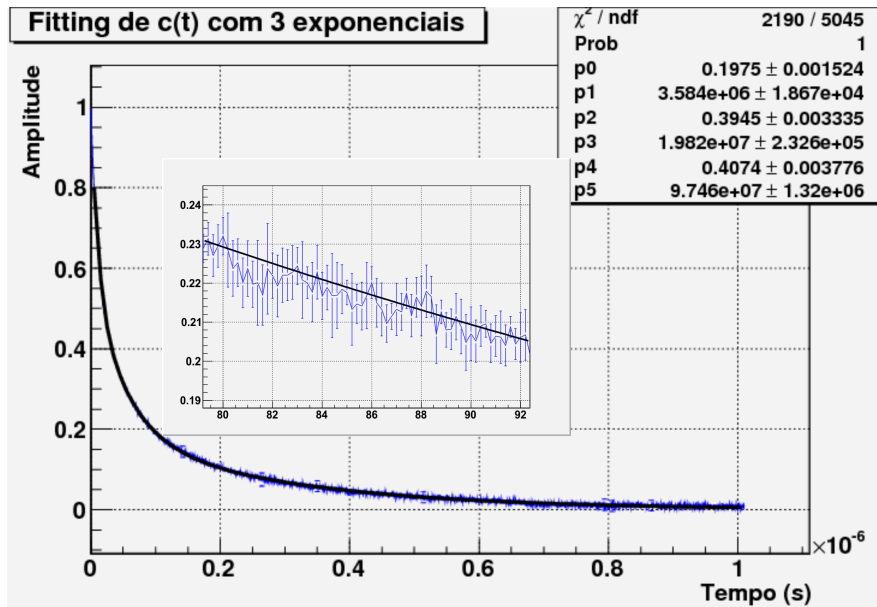


Figura 4.17: *Fitting* de $c(t)$ para 3 exponenciais.

n . A partir da relação entre χ^2 e n , é possível aceitar ou rejeitar a hipótese do *fitting* para um determinado nível de confiança (CL, do inglês *Confidence Level*). O nível de confiança refere-se a probabilidade de um parâmetro da população (ponto do valor estimado) encontrar-se dentro de um intervalo especificado pelo intervalo de confiança (erro decorrente do dado observado). Este erro foi estimado, neste trabalho, a partir do desvio padrão de 6 medidas referentes à resposta ao degrau do cabo mais o erro de quantização do osciloscópio usado para a aquisição dos sinais. Assim, um CL de 95% implica que a probabilidade de um ponto do valor estimado estar dentro do intervalo de confiança é de 0,95. Desta forma, quanto maior o CL do *fitting*, mais fiel será a aproximação de $c(t)$.

Nas figuras 4.15, 4.16 e 4.17, Prob representa o teste de hipóteses baseado no χ^2 para CL=0,95. Quando Prob=0, a hipótese do *fitting* estar dentro do nível de confiança é rejeitada, enquanto Prob=1 significa que o *fitting* está dentro no nível de confiança estabelecido.

Assim, podemos ver que somente para o *fitting* com 3 exponenciais é aceito como hipótese para a resposta ao degrau do cabo do TileCal. Apesar disto, este teste de hipótese a partir do χ^2 não é decisivo para concluir que o compensador baseado no *fitting* $c(t)$ com 3 exponenciais é melhor que o compensador para 2 e 1 exponencial.

Finalmente, a partir dos parâmetros encontrados para $c(t)$, chega-se a representação analítica da resposta ao impulso do cabo $H(s)$, dada pela Equação (4.15).

Bloco 5: Filtro Analógico de Múltiplos Estágios

A partir dos parâmetros do *fitting* de $c(t)$, mostrados nas figuras 4.16 e 4.17, e usando a Equação (4.15) para representar a resposta ao impulso $H(s)$ do cabos, têm-se as seguintes equações:

$$H_{2EXP}(s) = k \frac{(s + 5.92e6)}{(s + 4.5e6)(s + 4.2e7)}, \quad (4.18)$$

$$H_{3EXP}(s) = k \frac{(s + 4.34e6)(s + 3.3e7)}{(s + 3.58e6)(s + 1.98e7)(s + 9.74e7)}. \quad (4.19)$$

De forma a realizar o cancelamento pólo-zero, é então necessário que $H(s)$

do filtro tenha a função de transferência inversa a $H(s)$ do cabo. Além disso, é também necessário adicionar mais dois pólos em $H(s)$ do filtro para tornar o sistema realizável.

A partir dessas considerações, torna-se necessário desenvolver um sistema para a compensação que implemente múltiplos zeros e pólos. Em [34], é proposto um sistema para sinais diferenciais, com múltiplos estágios, que pode ser usado para realizar essa tarefa. Este sistema foi estudado neste trabalho como filtro compensador para implementação de múltiplos zeros e pólos.

A Figura 4.18 ilustra o circuito proposto em [34]. Um fato que motiva o emprego da estrutura modular diferencial nesse filtro é a capacidade de se realizar a compensação pólo-zero no emissor ou no coletor, sem afetar o nível CC para diferentes valores de frequência. Além disso, os transistores usados foram selecionados devido à sua alta frequência de transição e à sua boa capacidade de corrente de condução.

A Figura 4.18 mostra também circuitos estabilizadores CC. Existem três desses circuitos, mostrados no topo da figura. O amplificador operacional $A1$ é responsável por manter em zero a saída do primeiro estágio quando a entrada é aterrada. Os outros dois circuitos agem no estágio de saída. $A2$ garante que o nível CC em ambas as saídas sejam iguais e $A3$ força a saída ser zero para a saída não-inversora. Os circuitos estabilizadores CC não afetam a forma do sinal e são independentes do número de estágio usados.

De fato, como o circuito da Figura 4.18 apresenta 4 estágios, é possível alocar até 4 zeros e 4 pólos. Conforme mostrado anteriormente, a aproximação de $H(s)$ do cabo usando o somatório de duas e três exponenciais é formada por dois e três zeros, respectivamente. Assim, o emprego de dois e três estágios é suficiente para realizar a compensação.

De forma a aproximar uma expressão analítica para alocação dos zeros em cada estágio, uma análise semelhante a realizada em 4.2.1 é feita: as resistências e as capacitâncias comuns à estrutura diferencial têm seus valores divididos por 2 e dobrados, respectivamente. Assim, o circuito simplificado torna-se semelhante à configuração emissor-comum mostrado na Figura 4.9. Logo, a equação que aproxima

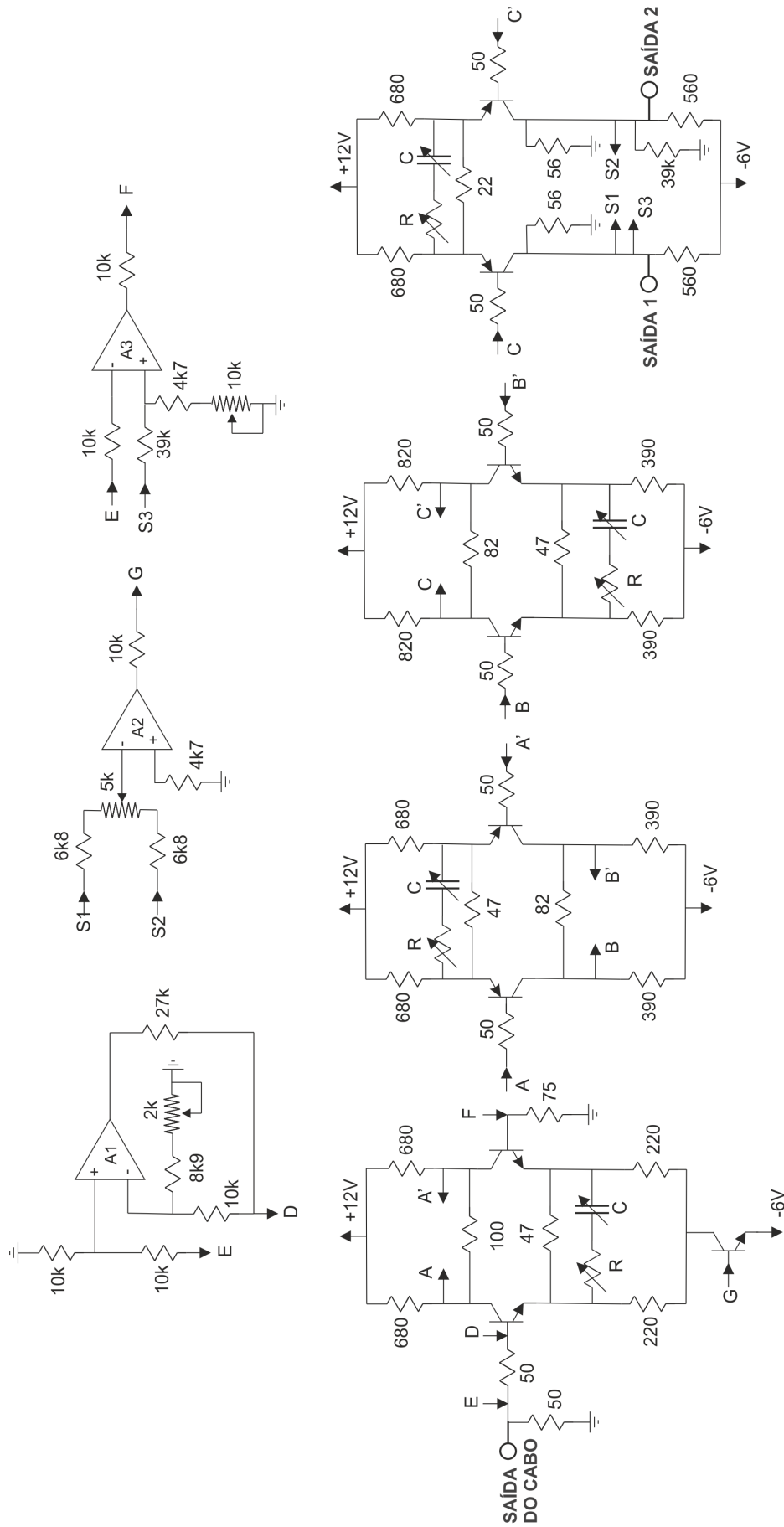


Figura 4.18: Filtro analógico com múltiplos estágios.

a alocação do zero é dada por:

$$z = s + \frac{1}{C(R_E + R)}. \quad (4.20)$$

Desta forma, primeiramente, teve-se o cuidado de alocar o zero (4.20). Vale ressaltar que em [34], os valores dos resistores e capacitores variáveis são ajustados manualmente, mediante a visualização do sinal de saída. Em seguida, simulações foram realizadas, de forma a verificar o comportamento da resposta em frequência e do tempo de subida do sinal na saída. Assim, o circuito foi projetado quando os testes mostravam a melhor compensação e os valores das resistências e capacitâncias podem ser vistos na Figura 4.18.

Os resultados da simulação (SPICE) para a compensação da resposta ao degrau e do pulso de múons do TileCal podem ser vistas nas figuras 4.19, 4.20 e 4.21. Pode-se observar que o filtro baseado em três exponenciais realizou a melhor compensação do ponto de vista da resposta ao degrau do cabo, mas vemos que quando observamos a compensação do pulso, estes métodos introduzem um *undershoot* indesejável no sinal, o que pode comprometer o desempenho do sistema. Aqui vale ressaltar que a resposta ao degrau foi adquirida para um cabo de *trigger* com 70 m de comprimento em laboratório, enquanto os pulsos foram adquiridos no experimento ATLAS. Desta forma, pequenas diferenças de comprimento e resposta ao impulso do cabo devem ser esperadas.

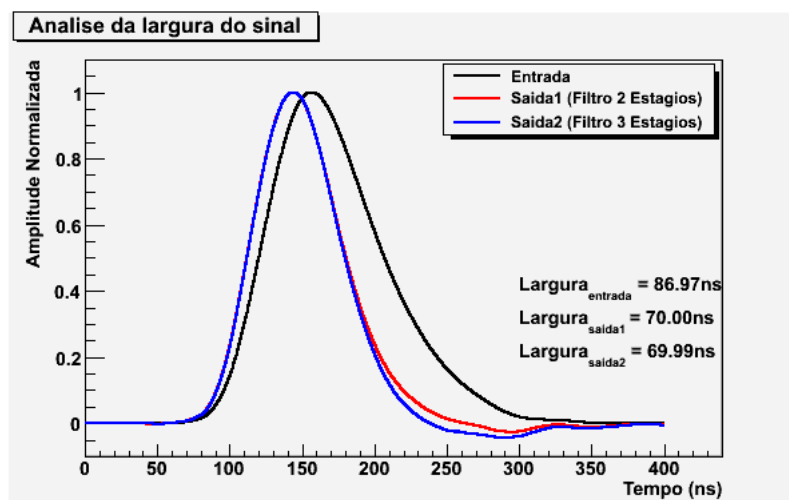


Figura 4.19: Compensação analógica de um sinal de múon com filtros de múltiplos estágios.

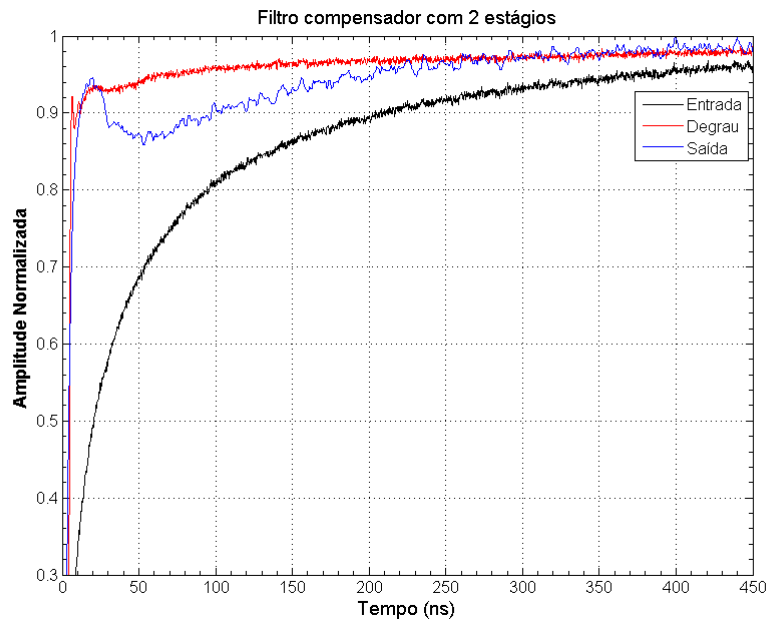


Figura 4.20: Compensação analógica da resposta ao degrau com filtro de 2 estágios.

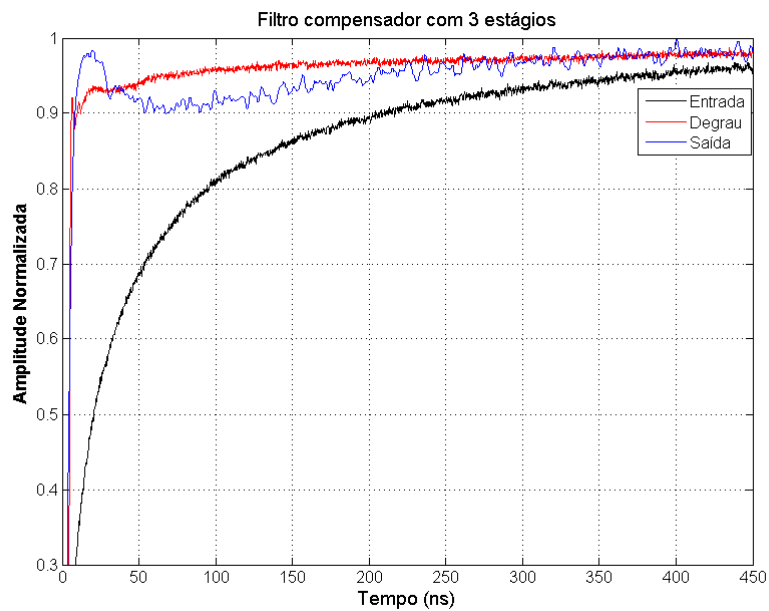


Figura 4.21: Compensação analógica da resposta ao degrau com filtro de 3 estágios.

Abordagem Digital: Filtro IIR

A partir da resposta ao impulso do filtro $H(s)$ é possível converter a filtragem de analógica para digital. A conversão pode ser feita usando o método da invariância ao impulso [51]. Nesse método, a resposta ao impulso do filtro $H(s)$ é amostrada para produzir a resposta ao impulso discreta $H(z)$, de forma a extrair os coeficientes de um filtro IIR. Assim, o método é semelhante ao anterior, sendo a filtragem realizada digitalmente. O problema desta abordagem é a alta taxa de amostragem necessária para que o filtro tenha a resposta em frequência desejada.

Nas figuras 4.22, 4.23 e 4.24, podem ser vistos os resultados da compensação obtido pelo filtro IIR para a resposta ao degrau e para o sinal de múons do TileCal, respectivamente. Resultados semelhantes ao filtro analógico foram obtidos, como pode ser visto.

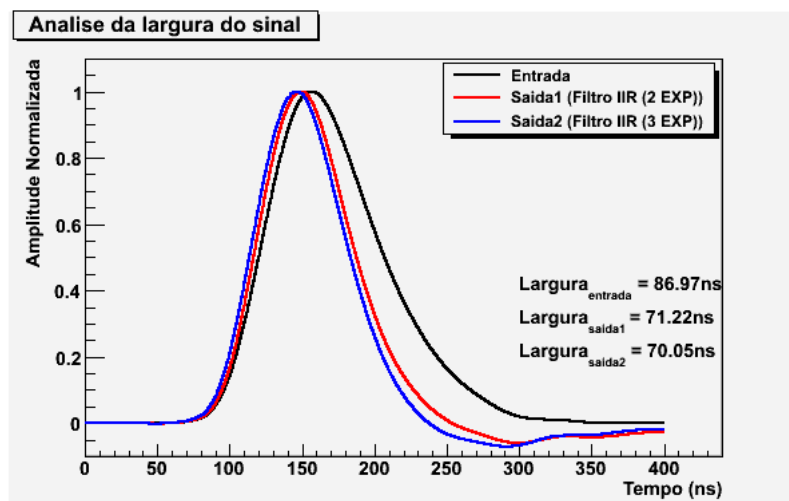


Figura 4.22: Compensação digital de um sinal de múon com filtros IIR.

4.2.3 Método 3: Compensação Digital - Filtro FIR

Este método digital para a compensação consiste em determinar a resposta ao impulso $h[n]$ do sistema compensador a partir da sequência da entrada $x[n]$ e da correspondente saída $y[n]$. Desta forma, $x[n]$ corresponde a resposta experimental ao degrau adquirida e $y[n]$ o próprio degrau, conforme mostra a Figura 4.25.

Em [36], uma relação recursiva para computar a resposta ao impulso $h[n]$ de um sistema causal linear independente do tempo a partir de uma sequência de

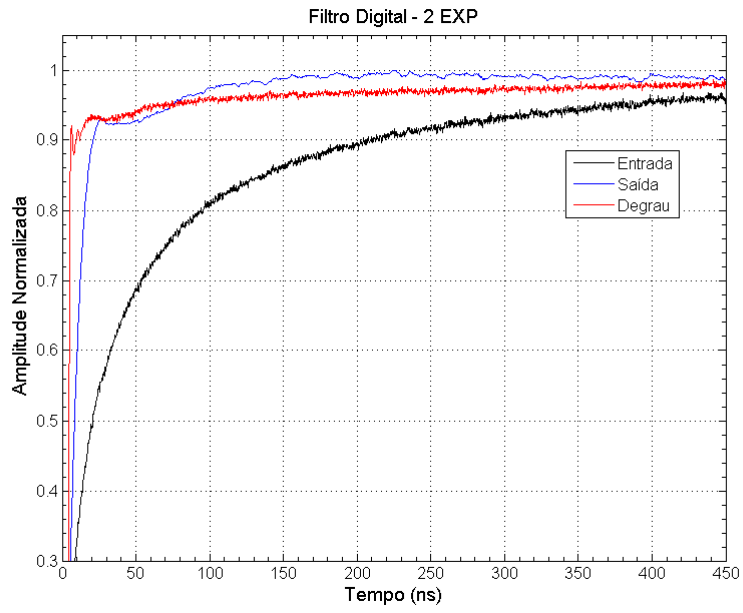


Figura 4.23: Compensação digital da resposta ao degrau com filtro IIR.

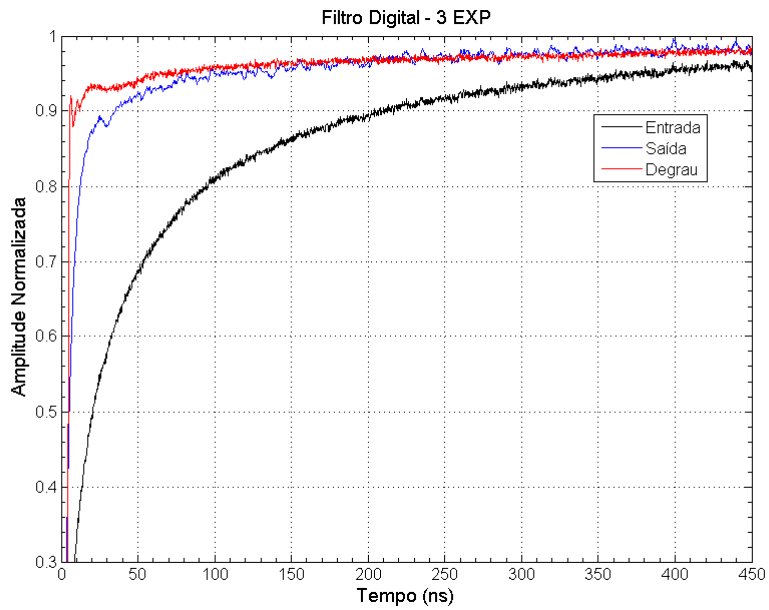


Figura 4.24: Compensação digital da resposta ao degrau com filtro IIR.



Figura 4.25: Esquema para a compensação digital.

entrada causal $x[n]$ e da sequência de saída observada $y[n]$ é apresentada e dada por:

$$h[0] = \frac{y[0]}{x[0]}, \quad h[n] = \frac{y[n] - \sum_{k=0}^{n-1} h[k]x[n-k]}{x[0]}, \quad n \geq 1 \quad (4.21)$$

com $x[0] \neq 0$.

Assim, a resposta ao impulso $h[n]$ pode ser interpretada como os coeficientes de um filtro FIR causal de ordem N , onde N é igual ao tamanho da sequência $h[n]$.

Projeto de $h[n]$

A resposta ao degrau do cabo ($x[n]$) foi adquirida a uma taxa de amostragem de 5 GHz. Os sinais de múon, por sua vez, são amostrados a uma taxa de 40 MHz. A fim de se obter o efeito desejado da compensação na transmissão de sinais de múons pelo cabo, é necessário que $x[n]$ tenha a mesma taxa de amostragem dos sinais de múon. Para resolver isso, $x[n]$ foi submetido a um processo de decimação, sendo sub-amostrado por um fator de 125 depois de passar por um filtro passa-baixas com frequência de corte de 1,56 THz.

Depois de decimada, a sequência $x[n]$ passou a ter 40 elementos. Assim, a partir da Equação (4.21), é possível determinar até 40 coeficientes de $h[n]$.

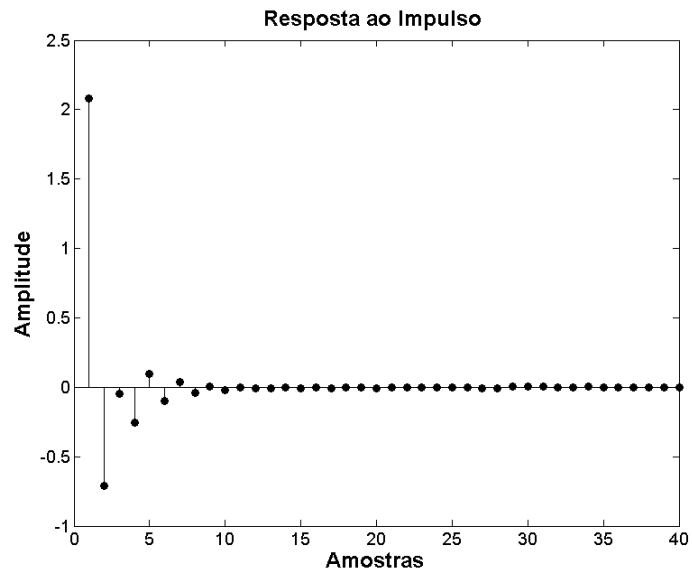
A Figura 4.26 mostra a resposta ao impulso de $h[n]$ com 40 elementos e a resposta ao degrau do cabo antes e depois de filtrada.

A partir da Figura 4.26(a), nota-se que os coeficientes de $h[n]$ são próximos de zero para $n > 10$. De forma a tornar o sistema mais simples e verificar o efeito da compensação, $h[n]$ foi reduzido para 16 e 2 coeficientes, conforme pode ser visto na Figura 4.27.

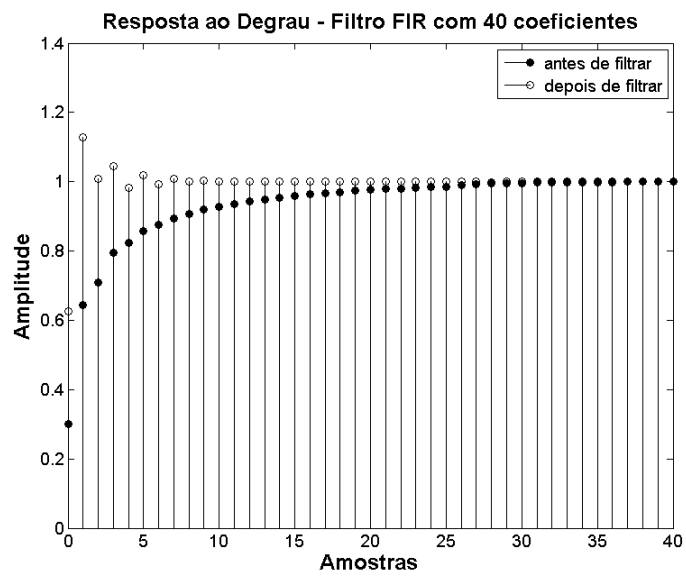
Depois das análises da filtragem com a resposta ao degrau do cabo, foi testado novamente o sistema compensador $h[n]$ com 2 e 16 coeficientes, usando, desta vez, um sinal de múon digitalizado como entrada. A Figura 4.28 mostra os resultados obtidos.

Vale ressaltar que os sinais da Figura 4.28, foram interpolados, de forma a possibilitar uma medição mais precisa da largura dos sinais, como pode ser visto na Figura 4.29.

Para uma melhor comparação entre os métodos de compensação, foi montada uma tabela com as informações do tempo de subida e da largura a meia altura para



(a)



(b)

Figura 4.26: Resposta ao impulso de $h[n]$ (a) e o sinal antes e depois de filtrado (b).

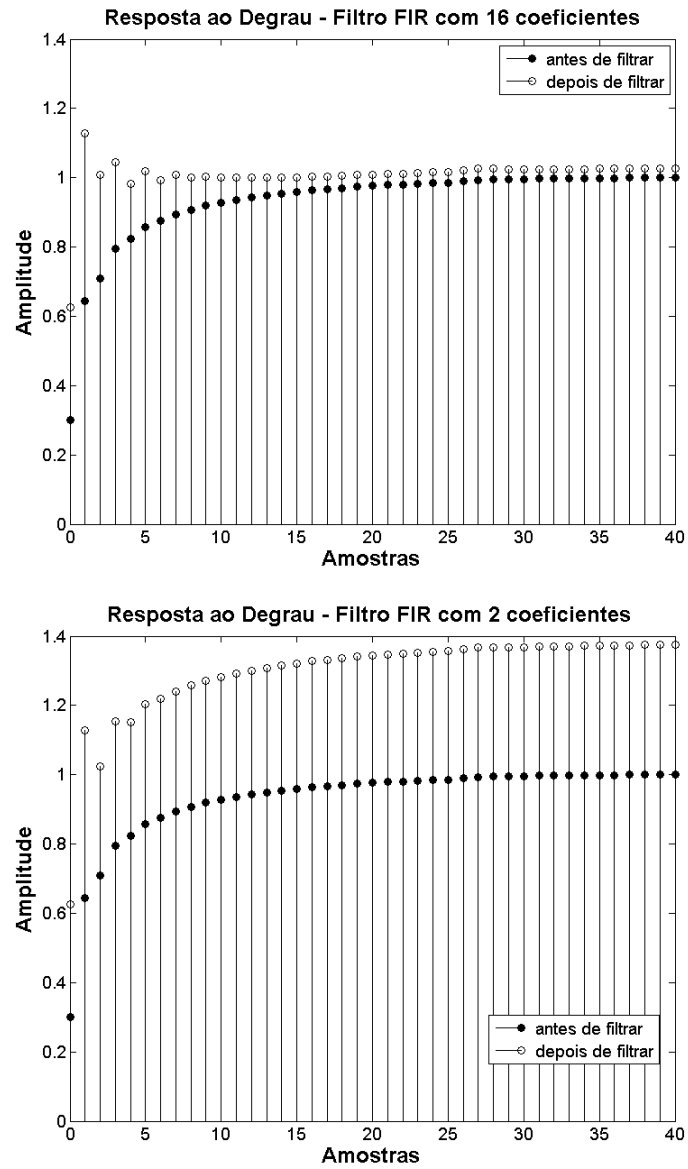


Figura 4.27: Compensação digital da resposta ao degrau do cabo para $h[n]$ com 16 e 2 coeficientes.

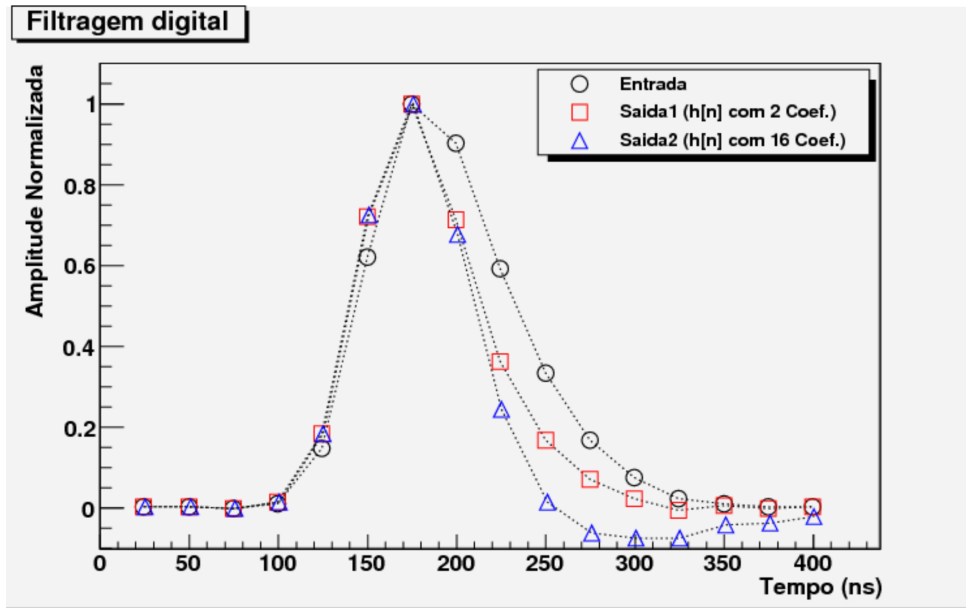


Figura 4.28: Filtragem digital para um sinal de múon.

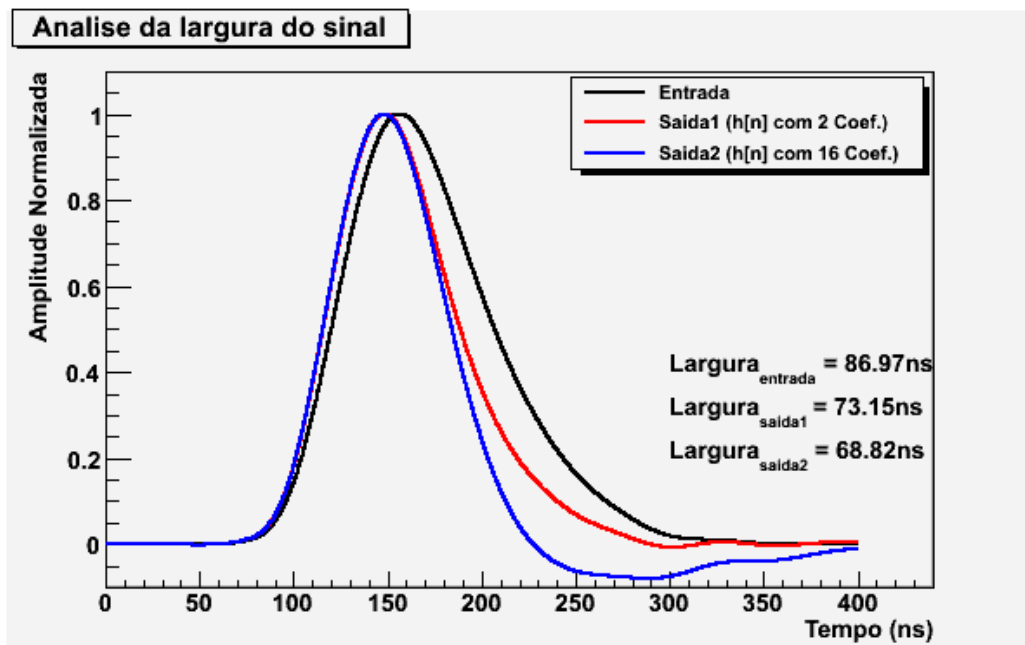


Figura 4.29: Análise da largura de um sinal de múon antes de depois de filtrado.

Tabela 4.1: Análise do tempo de subida e da largura pós compensador para os diferentes métodos.

Método	Parâmetros	
	Tempo de subida (ns)	Largura (ns)
1ª Ordem - Transistor	41,72	75,04
1ª Ordem - Operacional	41,96	77,02
Filtro IIR - 2Exp	41,12	71,22
Filtro IIR - 3Exp	40,80	70,05
Filtro FIR - 2Coef	41,30	73,15
Filtro FIR - 16Coef	41,10	68,82

o sinal após o compensador (ver Tabela 4.1). O sinal usado como entrada tem um tempo de subida de 45,48 ns e 86,97 ns de largura.

Assim, a partir da Tabela 4.1, nota-se que o compensador por aproximação de primeira ordem usando transistor e operacional foram os que menos reduziram o tempo de subida e largura. O Filtro FIR com 16 coeficientes foi o que melhor compensou em termos de largura do sinal (68,82 ns), porém, após ser filtrado, o sinal apresentou um *undershoot* com um deslocamento da linha de base (Figura 4.28). Os filtros projetados a partir da resposta ao degrau do cabo para duas e três exponenciais apresentaram uma boa compensação, porém também são vulneráveis ao *undershoot*. Assim, levando em consideração simplicidade computacional e nível de compensação, podemos concluir que o filtro FIR com 2 coeficientes é o compensador mais indicado para a aplicação.

Capítulo 5

Detecção do Sinal

Neste capítulo, o problema de detecção do sinal de múons será estudado, uma vez que este é o objetivo principal do sistema proposto. Estes estudos são realizados de forma mais aprofundada em [20, 25], entretanto, é importante apresentar resumidamente estes estudos para que seja possível avaliar o efeito da compensação do cabo nas diferentes técnicas de detecção, de forma a garantir a viabilidade das técnicas de compensação.

5.1 Filtro Casado (Filtragem Ótima)

Pode-se formular o problema de detecção através de um teste de hipóteses [38]. No caso específico da detecção de múons no TileCal, pode-se formular o problema da seguinte forma:

- Hipótese H_0 : somente ruído $n[k]$;
- Hipótese H_1 : um sinal $s[k]$ (proveniente da deposição de múons no calorímetro) mais o ruído $n[k]$;

onde k representa as amostras de um sinal temporal digitalizado com uma sequência de n amostras.

Equacionando a detecção de múons em termos do sinal adquirido $r[k]$:

$$\begin{aligned} H_0 : r[k] &= n[k] & k = 1, 2, \dots, n \\ H_1 : r[k] &= s[k] + n[k] & k = 1, 2, \dots, n \end{aligned} \tag{5.1}$$

pode-se demonstrar que, para uma sequência \mathbf{R} a ser testada, a relação que maximiza a eficiência de detecção é dada pela razão de semelhança [38]

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

onde $f_{\mathbf{R}|H_1}(\mathbf{r}|H_1)$ e $f_{\mathbf{R}|H_0}(\mathbf{r}|H_0)$ são as Funções de Densidade de Probabilidade (*fdp*) de \mathbf{R} , dado que H_1 e H_0 ocorreram, respectivamente. A Equação (5.2) pode ser entendida da seguinte forma: se a razão $\Lambda(\mathbf{r})$ for maior que γ , escolhe-se por H_1 , se não, H_0 é escolhido. O parâmetro γ está relacionado ao patamar de detecção escolhido.

Para a grande maioria dos problemas reais de detecção, as densidades de probabilidade nem sempre são conhecidas a priori, desta forma, o projeto do algoritmo de detecção consiste, portanto, em estimar $f_{\mathbf{R}|H_1}(\mathbf{r}|H_1)$ e $f_{\mathbf{R}|H_0}(\mathbf{r}|H_0)$ a partir dos conjuntos do sinal e ruído de treinamento, ou seja, com um conjunto de dados onde se conhece previamente a qual hipótese cada sinal pertence. Esta tarefa se torna mais simples quando as distribuições são estatisticamente independentes, de forma que $f_{\mathbf{R}|H_1}(\mathbf{r}|H_1)$ e $f_{\mathbf{R}|H_0}(\mathbf{r}|H_0)$ são dadas pelo produtório das distribuições individuais de cada amostra.

$$\Lambda(\mathbf{r}) = \frac{\prod_{i=1}^n f_{R_i|H_1}(r_i|H_1)}{\prod_{i=1}^n f_{R_i|H_0}(r_i|H_0)} \underset{H_0}{\overset{H_1}{\gtrless}} \gamma \quad (5.3)$$

Uma primeira aproximação pode ser feita considerando o ruído gaussiano. Se, além de gaussiano, o ruído for branco e com média nula, e o sinal $s[k]$ for determinístico, ou seja, a i ésima amostra de $s[k]$ tem um valor fixo s_i , a Equação (5.3) torna-se:

$$\Lambda(\mathbf{r}) = \frac{\prod_{i=1}^n \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-\frac{(r_i - s_i)^2}{2\sigma^2}}}{\prod_{i=1}^n \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-\frac{(r_i)^2}{2\sigma^2}}} \underset{H_0}{\overset{H_1}{\gtrless}} \gamma. \quad (5.4)$$

aplicando-se o logaritmo em ambos os lados desta equação e após alguma manipulação algébrica, temos:

$$\sum_{i=1}^n r_i s_i \underset{H_0}{\overset{H_1}{\gtrless}} \gamma' \quad (5.5)$$

onde γ' engloba todas as constantes desta equação. Desta forma, o detector ótimo é simplesmente o produto interno entre a sequência de amostras a ser testada e o sinal

determinístico $s[k]$ que se deseja detectar, ou seja, um filtro digital com resposta ao impulso igual a $s[-k + n]$, resultado conhecido na literatura como filtro casado [38].

5.1.1 Branqueamento de Ruído

A Equação (5.5) desenvolvida para o filtro casado foi gerada considerando o ruído branco, ou seja, descorrelacionado. Porém, o ruído pode apresentar alguma correlação entre seus elementos, o que compromete a eficiência de detecção do filtro. Assim, de forma a contornar este problema, um processo de branqueamento é realizado antes do uso do filtro. Este processo pode ser entendido como um método linear de descorrelação que converte a matriz de covariância do ruído numa identidade, transformando o ruído numa nova variável aleatória descorrelacionada e com variância unitária. O método utilizado para o branqueamento neste trabalho é baseado em descorrelação por PCA (*Principal Component Analysis*) [52], seguido por normalização das componentes, em que a matriz de branqueamento V é dada pela Equação (5.6). A Figura 5.1 mostra a matriz de covariância para eventos de ruído no TileCal, antes e depois do branqueamento.

$$V = D^{-1/2} E^T \quad (5.6)$$

onde D é a matriz diagonal dos autovalores e E os autovetores da matriz de covariância do ruído.

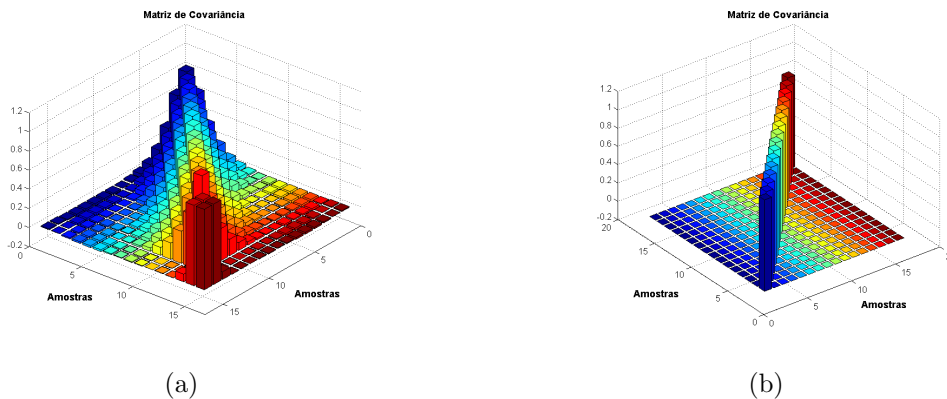


Figura 5.1: Matriz de covariância antes (a) e depois (b) do processo de branqueamento.

O processo de branqueamento deve, portanto, ser aplicado em todo conjunto de dados. A Figura 5.2 mostra o sinal médio referente aos sinais de múon, amostrado

com a uma taxa de 25 ns, antes e depois do processo de branqueamento.

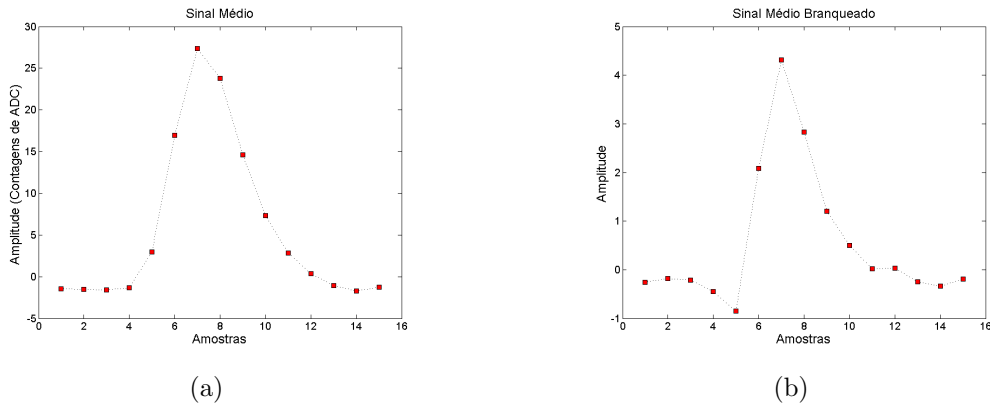


Figura 5.2: Sinal de múon antes (a) e depois (b) do processo de branqueamento.

5.1.2 Análise de Componentes Principais (PCA)

A análise de componentes principais é um procedimento matemático largamente usado em reconhecimento de padrões devido a sua capacidade de extrair informações relevantes em conjuntos de dados confusos, o que possibilita a compactação de informação. Essa técnica é baseada na transformação de Karhunen-Löeve [53], em que o dado original é projetado numa base ortogonal (descorrelacionada), chamada também de componentes principais. Desta forma, a PCA pode ser geometricamente interpretada como uma rotação dos eixos do sistema de coordenadas originais para um novo conjunto de eixos, ordenados em termos da variância dos dados originais. A Figura 5.3 ilustra a direção das componentes principais para um conjunto de dados formado pela região da elipse.

Os resultados da PCA são discutidos em termos da quantidade de informação do valor projetado em cada componente, mais especificamente em termos de energia (variância da projeção). Geralmente, componentes com pouquíssima energia podem ser desprezadas, sem perda de informação relevante, resultando numa redução da dimensão do problema.

As figuras 5.4 e 5.5 mostram a energia acumulada referente à extração das componentes principais, antes e depois do branqueamento, para um conjunto de dados adquirido em testes com feixes de partículas do TileCal, amostrados a uma taxa de 25 ns. Nestes testes, 15 amostras do sinal foram disponibilizadas, sendo que

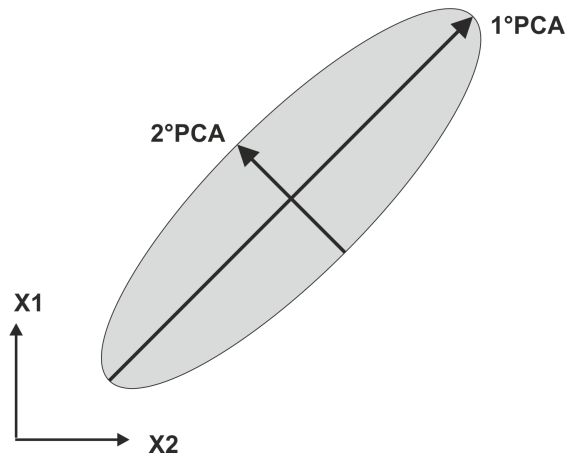


Figura 5.3: Extração das componentes principais.

nas figuras vemos as PCAs extraídas quando todas as 15 amostras são utilizadas e quando apenas as 7 amostras ao redor do valor máximo para o sinal são utilizadas. A partir destas figuras, nota-se que a energia da 1ª componente é bem maior que as demais em ambos os casos. Vale ressaltar que quando consideramos as 15 amostras, mais de 98% da energia está contida nas sete primeiras PCAs, mostrando também que é possível a compactação do dado com 7 amostras.

Apesar dos dados adquiridos do TileCal, através de testes com feixes de partículas, serem disponibilizados com 15 amostras, devido a forma do pulso, com apenas 7 amostras (175 ns de sinal) temos uma boa representação do sinal. Neste capítulo, todos os resultados apresentados referem-se sempre a estes dados obtidos em testes com feixe de partículas.

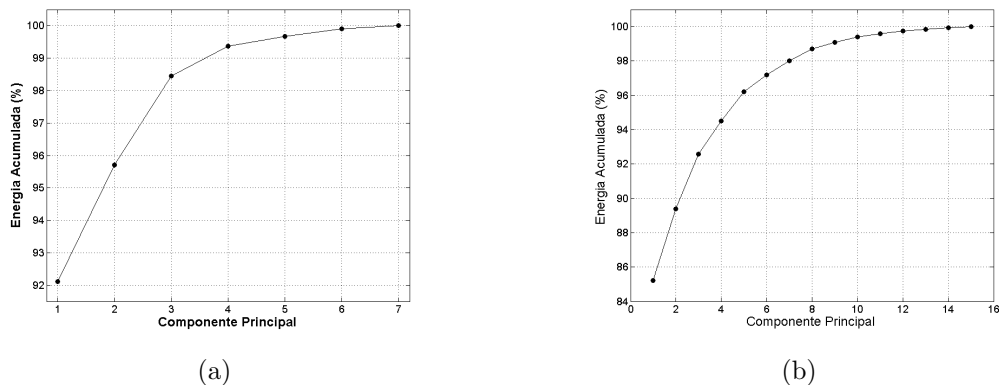
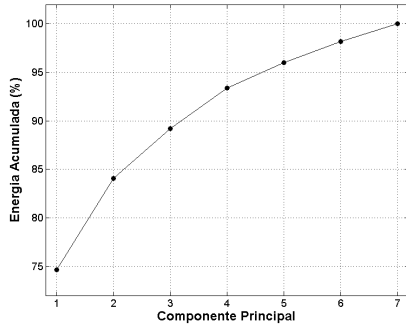
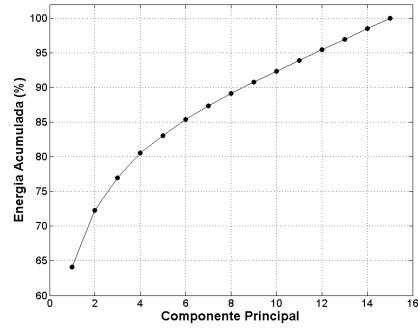


Figura 5.4: Energia acumulada referente à extração das PCAs para o conjunto de treinamento com 7 (a) e 15 (b) amostras.

Pode-se demonstrar de diversas maneiras, como, por exemplo, através de



(a)



(b)

Figura 5.5: Energia acumulada referente à extração das PCAs para o conjunto de treinamento com 7 (a) e 15 (b) amostras depois do processo de branqueamento.

transformações lineares para a maximização de variância [52], que a base ortonormal característica da PCA, é dada pelos autovetores da matriz de covariância do conjunto de dado original. Além disso, os autovalores associados correspondem às variâncias das componentes nesta nova base. Desta forma, a análise de componentes principais para o conjunto de sinal mais ruído pode ser usada como aproximação estocástica do filtro casado, após a realização do branqueamento.

5.2 Redes Neurais Artificiais

Redes Neurais do tipo perceptron multicamadas (MLP, do inglês *Multilayer Perceptron*) são conhecidas por seu bom desempenho em diversas aplicações, como reconhecimento de padrões, previsão, otimização, memórias associativas e controle. Também na área de classificação e detecção de partículas, redes neurais vêm sendo empregadas e bons resultados têm sido obtidos em trabalhos recentes, como mostrado em [2] e [54].

Em [55], uma rede perceptron multicamadas é comparada com o detector de Bayes, sendo mostrado que o resultado da rede neural quando corretamente treinada aproxima o resultado do detector ótimo. Desta forma, para a detecção do sinal de múons do TileCal, uma rede multicamadas perceptron foi implementada. A função de ativação utilizada foi a tangente hiperbólica [40]. A rede é formada por três camadas: a camada de entrada, uma camada oculta e a camada de saída com um neurônio. O número de neurônios da camada intermediária foi determinado

treinando a rede diversas vezes para diferentes números de neurônios, escolhendo aquele que resultou no melhor desempenho.

5.2.1 Metodologia de Treinamento

No caso específico da detecção de múons, o treinamento é do tipo supervisionado, ou seja, é conhecido previamente se os dados são da classe sinal ou ruído.

Os sinais de múons e eventos de ruído selecionados para o projeto e avaliação do detector foram divididos em três conjuntos: treinamento, teste e validação. As 7 amostras dos sinais são usadas como entrada da rede. O conjunto de treinamento é utilizado na atualização dos pesos sinápticos. Com o propósito de melhorar o grau de generalização da rede, o critério de parada do treinamento é baseada na eficiência de detecção para o conjunto de teste. Por fim, o banco de validação é usado na avaliação final do projeto do detector. Para treinamento da rede, foi utilizado o algoritmo de retro-propagação resiliente [40].

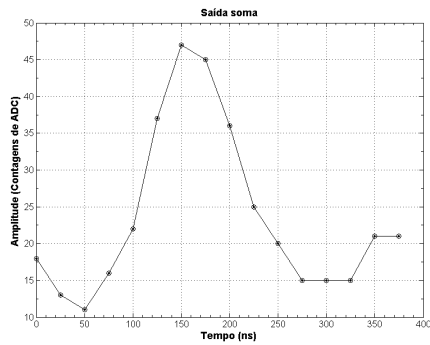
5.3 Resultados

Nesta seção, serão apresentados os resultados dos detectores apresentados, utilizando dados provenientes de testes com feixes partículas realizados no CERN.

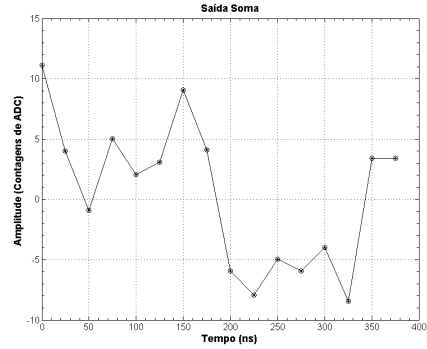
5.3.1 Banco de Dados

Para a realização da análise de detecção, foram utilizados dados referentes a múons, adquiridos pela incidência do feixe de múons num módulo do barril do TileCal, penetrando no calorímetro a partir da célula A, e com ângulo projetivo de $\eta = -0.45$. Os sinais foram armazenados utilizando um conversor analógico-digital de 8 *bits* a uma taxa de amostragem de 40 MHz. Assim, as amostras estão espaçadas de 25 ns e apresentam 256 níveis (contagens de ADC), onde cada nível representa 5 mV. Cada evento do sinal adquirido tem 15 amostras, totalizando num tempo total de 375 ns. Deste feixe, foram selecionados 24.755 eventos de sinal e 25.004 eventos de ruído. Os eventos selecionados foram divididos em dois conjuntos: treino, com 35.000 eventos, e validação com 14.759. O conjunto de treino é usado no projeto do detector, enquanto o conjunto de validação é usado na avaliação final

do desempenho. Para o detector neural, o conjunto de treino é subdividido em dois grupos: treino, com 25.000 eventos, e teste, com 10.000 eventos. A Figura 5.6 ilustra dois eventos com sinal de múons, enquanto a Figura 5.7 ilustra dois eventos com apenas ruído.

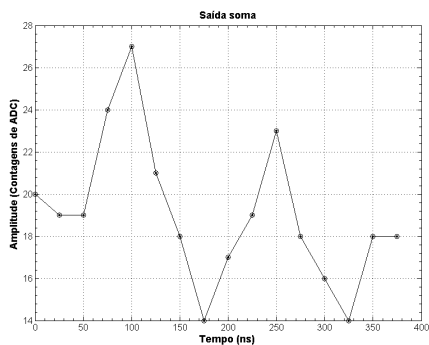


(a)

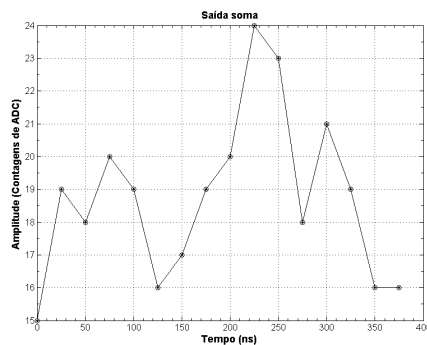


(b)

Figura 5.6: Exemplo de eventos de múons.



(a)



(b)

Figura 5.7: Exemplo de eventos de ruído (pedestal).

5.3.2 Análise de Desempenho

A primeira etapa da análise sobre o resultado da detecção foi verificar o grau de separação entre sinal e ruído referente ao detector baseado na 7ª amostra (amostra onde ocorre o valor máximo do sinal médio de múons) e ao valor de pico do sinal dentro da janela com 7 amostras, como mostram os histogramas das figuras 5.8 e 5.9, respectivamente. Desta forma, estamos analisando o desempenho dos detectores mais simples.

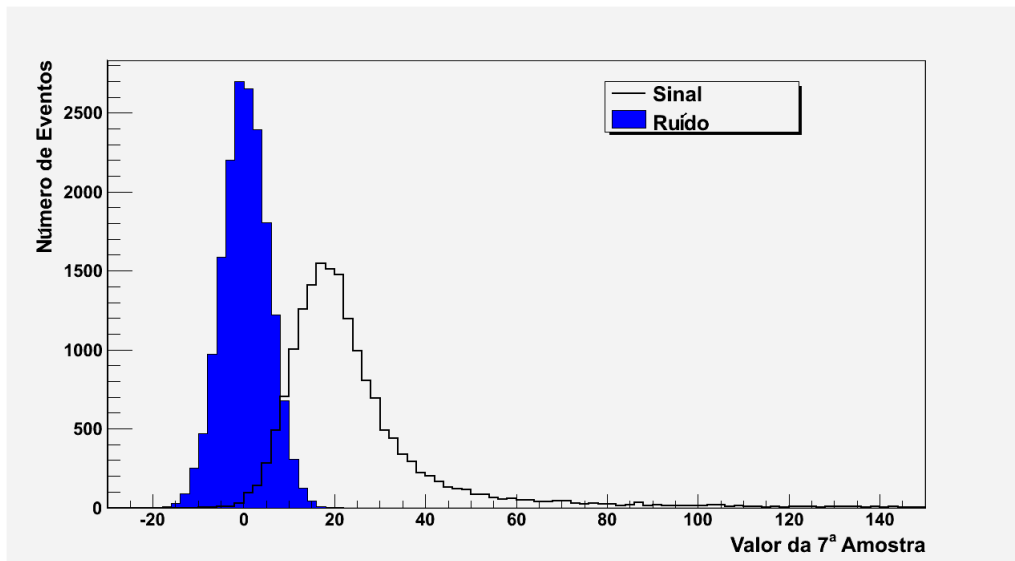


Figura 5.8: Distribuição da 7^a amostra para o conjunto de treinamento.

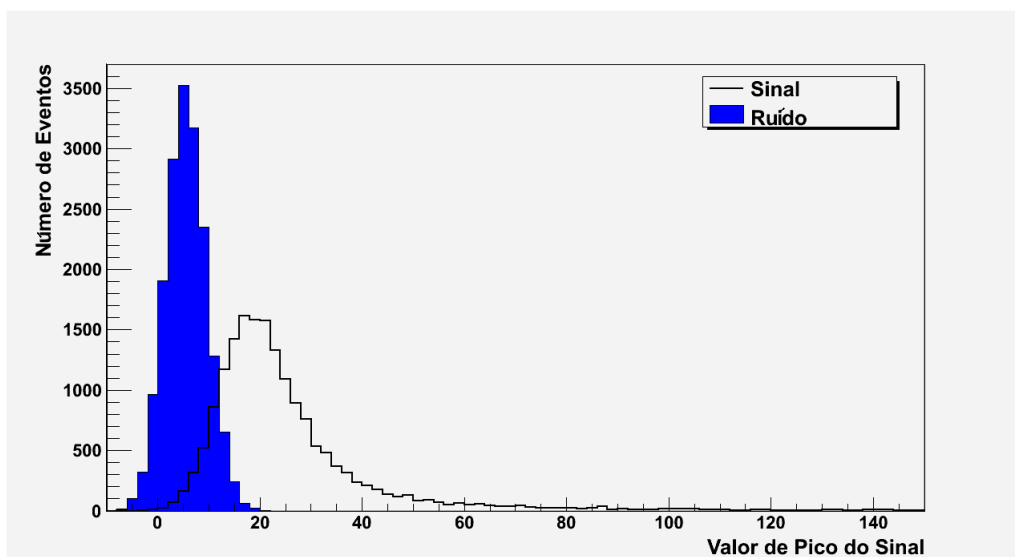


Figura 5.9: Distribuição do valor de pico para o conjunto de treinamento.

A partir destes histogramas, nota-se que a região de confusão entre sinal e ruído é menor para a 7^a amostra. Assim, o detector baseado na 7^a amostra é mais eficiente que o baseado no valor máximo do sinal.

Em relação à detecção por filtro casado, foi verificado o grau de separação dos dados referentes ao filtro casado baseado na extração da primeira componente principal com a variação do número de amostras utilizadas. O desempenho global para o patamar que gerava a melhor separação entre sinal e ruído está mostrado na Tabela 5.1.

Tabela 5.1: Desempenho do detector baseado na 1^a PCA, com a variação do número de amostras do conjunto de dados branqueado.

Nº de Amostras	Banco de Dados	
	Treino(%)	Validação(%)
15	94,51	94,01
7	94,43	93,96
5	94,33	93,81
3	93,87	93,55

Como o detector baseado na 1^a componente principal extraída do conjunto de treinamento com 15 e 7 amostras obtiveram desempenhos próximos, por motivo de simplicidade, a extração da 1^a PCA com 7 amostras é considerada mais apropriada. A Figura 5.10 ilustra o histograma da projeção dos dados depois do processo de branqueamento na primeira componente para o conjunto de validação com 7 amostras.

Para abordagem usando filtro casado baseado na média do conjunto de sinal (conjunto de treinamento), foram realizados testes buscando otimizar a eficiência do detector com base no número de amostras utilizadas, uma vez que a saída do filtro é dada pelo produto interno entre sinal determinístico e o sinal de entrada. As tabelas 5.2 e 5.3 mostram os desempenhos globais quando escolhido o patamar que gerava o melhor desempenho de separação para o filtro casado e para o filtro casado com branqueamento, variando-se o número de amostras.

Assim, de acordo com a Tabela 5.2, o filtro casado é mais eficaz à medida que se vai reduzindo o número de amostras dos sinais. Com uma amostra, valor de melhor desempenho, o filtro casado equivale ao detector baseado na 7^a amostra.

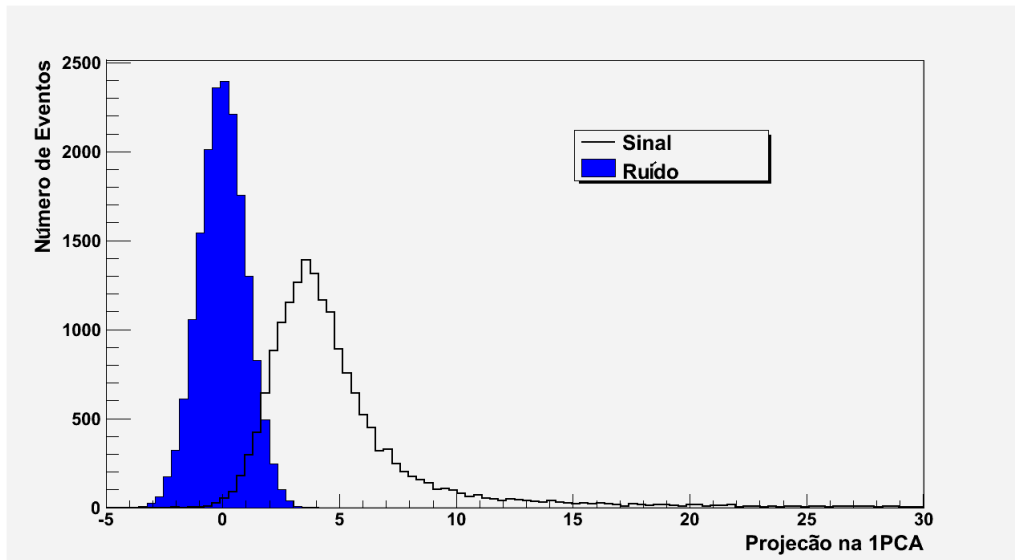


Figura 5.10: Distribuição da projeção dos dados branqueados na 1ª PCA.

Tabela 5.2: Desempenho do filtro casado baseado na média do sinal mediante a variação do número de amostras do conjunto de dados.

Nº de Amostras	Banco de Dados	
	Treino(%)	Validação(%)
15	92,77	92,51
7	92,63	92,35
5	92,88	92,61
3	93,39	93,13
1	93,83	93,40

Tabela 5.3: Desempenho do filtro casado baseado na média do sinal com branqueamento mediante a variação do número de amostras do conjunto de dados.

Nº de Amostras	Banco de Dados	
	Treino(%)	Validação(%)
15	95,07	94,61
7	94,88	94,44
5	94,79	94,27
3	94,29	93,74
1	90,84	90,10

Já para o filtro casado com branqueamento, conforme mostrado na Tabela 5.3, a eficiência de detecção aumenta com o número de amostras utilizadas. O histograma da saída do filtro casado com branqueamento para o conjunto de sinal e para o conjunto de ruído (preto) pode ser vista na Figura 5.11.

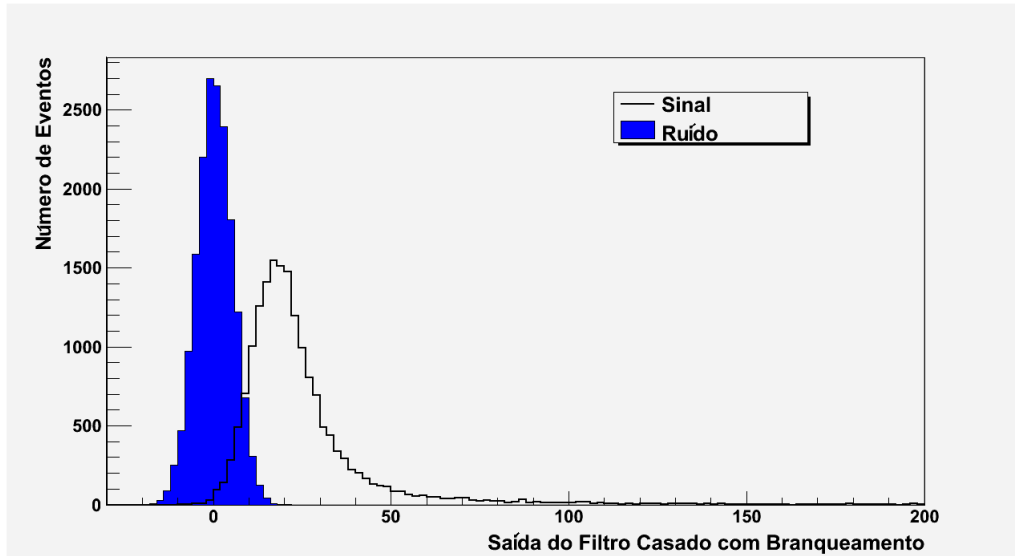


Figura 5.11: Histograma da saída do FC com branqueamento.

Para o detector neural, foram usadas diretamente as amostras do sinal como entrada. Testes variando o número de entradas foram realizados, de forma a escolher o número de entradas que melhor se ajusta à configuração da rede neural. O número de entradas escolhido foi 7, distribuídas ao redor do valor máximo para a média do sinal de múon, já que para esta configuração a rede apresentou seu melhor desempenho, ficando bastante compacta.

O histograma da saída da rede neural para o conjunto de sinal e para o conjunto de ruído (preto), com sete entradas e dois neurônios na camada intermediária (melhor desempenho) pode ser vista no histograma da Figura 5.12.

Para uma comparação de desempenho entre as técnicas de detecção apresentadas, foi traçada uma curva ROC (do inglês *Receiver Operating Characteristics*) juntando as técnicas estudadas (ver Figura 5.13) para os dados de validação. Este tipo de curva tem sido largamente usada como medida de eficiência para sistemas de detecção. A curva ROC tem como eixos o Falso Alarme e a Probabilidade de Detecção, que correspondem a probabilidade de erro para classe ruído e probabilidade de acerto para classe sinal, respectivamente, quando variado o valor do patamar.

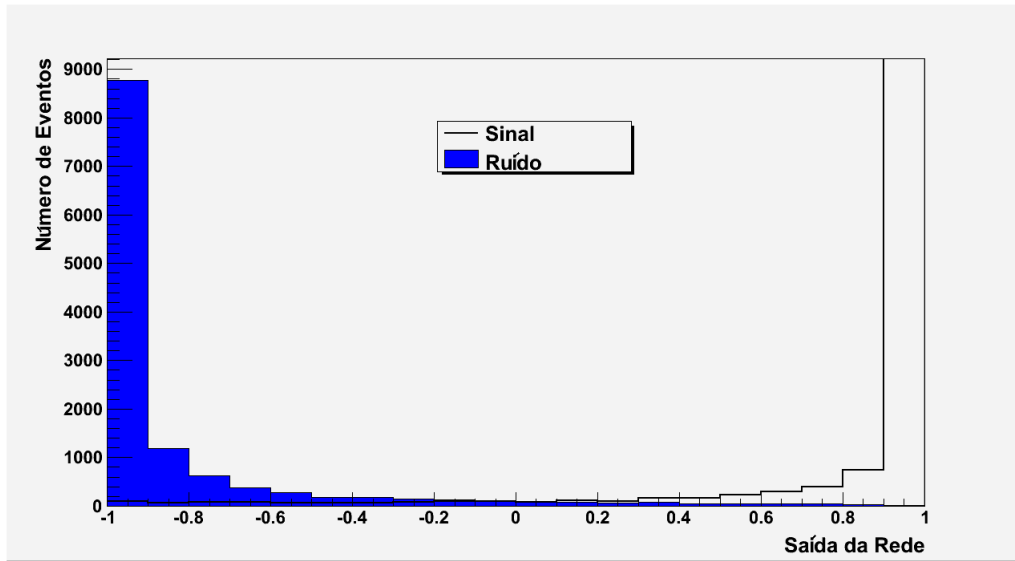


Figura 5.12: Histograma da saída da rede neural.

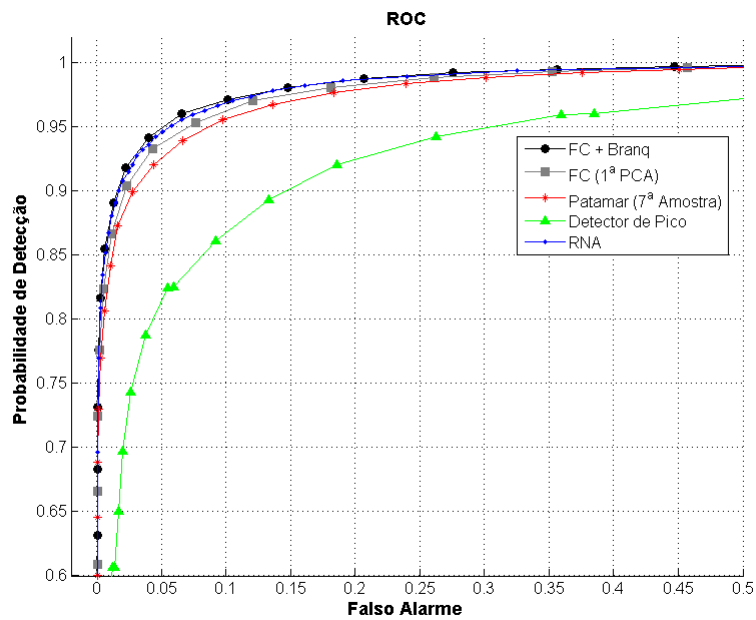


Figura 5.13: Curva ROC para os detectores de múons

Uma forma de analisar a eficiência de detecção a partir da curva ROC é através da Probabilidade de Detecção para 10% de Falso Alarme. Assim, seguindo este critério para a Figura 5.13, o filtro casado com branqueamento, conforme o esperado, foi o mais eficiente, com aproximadamente 97,2% de Probabilidade de Detecção. O detector neural apresentou desempenho um pouco inferior, com aproximadamente 96,9% de Probabilidade de Detecção. Em seguida, aparecem o filtro casado baseado na 1ª PCA, o detector de patamar baseado na 7ª amostra e no valor de pico do sinal, com 96,1%, 95,3% e 87% de Probabilidade de Detecção, respectivamente.

Desta forma, pode-se concluir que tanto o filtro casado com branqueamento quanto o detector neural apresentaram os melhores desempenhos para detecção de múons no TileCal, apresentando desempenhos equivalentes. Vale ressaltar que os estudos de detecção apresentados neste capítulo, não consideraram o efeito do compensador de cabos no sinal do TileCal, portanto, é importante considerar este o efeito na detecção, o que será realizado no próximo capítulo.

Capítulo 6

Impacto da Compensação no Sistema de Detecção de Múons do TileCal

Neste capítulo, será apresentado o impacto da compensação na eficiência dos principais detectores descritos no Capítulo 5. De forma a verificar o efeito do empilhamento na detecção, eventos de sinais sobrepostos a eventos de sinais e ruídos foram simulados e também testado no problema de identificação de múons. Por fim, foi realizada uma análise do efeito da compensação no novo sistema de validação, que é formado pela combinação do sinal de múon do TileCal com a informação do espectrômetro de múon.

6.1 Impacto da Compensação na Detecção

A compensação do efeito de cabos visa recuperar as características originais do sinal de múon, antes de sua transmissão. Porém, a aplicação de filtros compensadores pode recuperar apenas parcialmente ou até mesmo alterar as características do pulso, como, por exemplo, causar o aparecimento de longas caudas no sinal (não retorno da linha de base). Estas anomalias podem comprometer a reconstrução da energia do sinal e a identificação correta dos múons. Como a saída de múon é desejada como auxílio na identificação de múons, a eficiência na detecção de múon tem papel prioritário. Desta forma, não há sentido em se realizar a compensação se

o desempenho na identificação de múons com os sinais filtrados (compensados) for inferior ao desempenho com uso de sinais não-compensados.

Para verificar o impacto da compensação na detecção, foram realizadas análises de eficiência do detector neural e por filtragem casada para os sinais DR, DL, e para soma de DR e DL, com e sem uso do filtro de compensação.

6.1.1 Banco de dados

Para os compensadores baseado no filtro FIR, foi utilizado o mesmo banco de dados descrito na Seção 5.3.1. Porém, para os filtros baseados na representação da resposta do cabo com duas e três exponenciais, foi utilizado um banco de dados menor, com 6000 eventos para o conjunto de treino e 4000 para validação, devido a necessidade de interpolar os dados antes de se realizar a compensação e decimá-los para a mesma frequência de amostragem original (25 ns) antes do processo de identificação, tornando o processamento destes sinais bastante demorados. Para o detector neural, o conjunto de treino é subdividido em dois grupos: treino, com 4.000 eventos, e teste, com 2.000 eventos.

6.1.2 Resultados

Os resultados utilizando o detector neural para o sinal soma, DR e DL estão mostrados nas tabelas 6.1, 6.3 e 6.2, respectivamente. Já as tabelas 6.4, 6.6 e 6.5 referem-se ao desempenho usado filtragem casada para os mesmos sinais. Nestas tabelas, os resultados referem-se ao melhor desempenho na detecção.

A partir dos resultados mostrados nestas tabelas, nota-se que as eficiências de detecção são equivalentes, para os diferentes sinais, com e sem compensação. Desta forma, conclui-se que a aplicação dos diferentes filtros compensadores não causa impacto na detecção, lembrando que este resultado é válido para o detector neural e por filtro casado com branqueamento.

Um outro teste realizado foi verificar o impacto da compensação na eficiência da filtragem casada quando os sinais não são submetidos ao processo de branqueamento. Os resultados podem ser vistos na Tabela 6.7. Assim, a filtragem resulta numa melhora na eficiência do detector, apresentando um efeito similar ao processo de branqueamento.

Tabela 6.1: Desempenho do detector neural para o sinal soma, com e sem compensação.

Compensador	Banco de Dados		
	Treino(%)	Teste(%)	Validação
SEM COMP	94,94	94,14	94,29
FIR 2COEF	95,27	94,22	94,44
FIR 16COEF	95,40	94,60	94,59
IIR 2EXP	95,22	95,02	95,05
IIR 3EXP	95,20	95,13	95,08

Tabela 6.2: Desempenho do detector neural para o sinal referente ao canal esquerdo DL, com e sem compensação.

Compensador	Banco de Dados		
	Treino(%)	Teste(%)	Validação
SEM COMP	86,21	86,53	85,74
FIR 2COEF	86,21	86,53	85,74
FIR 16COEF	86,21	86,53	85,74
IIR 2EXP	86,63	86,51	86,37
IIR 3EXP	86,41	86,32	86,30

Tabela 6.3: Desempenho do detector neural para o sinal referente ao canal direito DR, com e sem compensação.

Compensador	Banco de Dados		
	Treino(%)	Teste(%)	Validação
SEM COMP	91,06	91,31	90,98
FIR 2COEF	91,05	91,31	91,00
FIR 16COEF	91,05	91,29	90,98
IIR 2EXP	91,20	91,00	90,90
IIR 3EXP	91,17	91,15	91,02

Tabela 6.4: Desempenho do filtro casado com branqueamento para o sinal soma, com e sem compensação.

Compensador	Banco de Dados	
	Treino(%)	Validação
SEM COMP	94,88	94,44
FIR 2COEF	94,89	94,48
FIR 16COEF	94,89	94,48
IIR 2EXP	95,00	95,07
IIR 3EXP	95,03	95,10

Tabela 6.5: Desempenho do filtro casado com branqueamento para o sinal referente ao canal esquerdo DL, com e sem compensação.

Compensador	Banco de Dados	
	Treino(%)	Validação
SEM COMP	86,27	85,76
FIR 2COEF	86,27	85,66
FIR 16COEF	86,27	85,53
IIR 2EXP	86,43	86,61
IIR 3EXP	86,51	86,62

Tabela 6.6: Desempenho do filtro casado com branqueamento para o sinal referente ao canal direito DR, com e sem compensação.

Compensador	Banco de Dados	
	Treino(%)	Validação(%)
SEM COMP	91,05	90,93
FIR 2COEF	90,97	91,00
FIR 16COEF	90,97	91,00
IIR 2EXP	91,22	91,11
IIR 3EXP	91,27	91,15

Tabela 6.7: Desempenho do filtro casado sem branqueamento para o sinal soma, com e sem compensação.

Compensador	Banco de Dados	
	Treino(%)	Validação(%)
SEM COMP	92,63	92,35
FIR 2COEF	93,70	93,48
FIR 16COEF	94,42	93,84

6.2 Impacto do Empilhamento na Detecção

O empilhamento de sinais tem como efeito mudar a forma original do sinal. A mudança das características do sinal pode comprometer a eficiência dos detectores empregados, uma vez que os mesmos são, geralmente, projetados para um tipo específico de sinal.

No que tange a detecção de múons, o empilhamento torna-se relativamente grave quando um evento de ruído é sobreposto por um evento de sinal numa mesma janela. Neste caso, o detector deve ser ainda capaz de identificar o evento como ruído, já que para o *bunch crossing* em análise o evento é de ruído.

A Figura 6.1 mostra o empilhamento de dois múons e o mesmo sinal empilhado depois de compensado. Uma vez que a compensação torna o sinal mais rápido, fica mais nítida a ocorrência de dois eventos no sinal compensado, o que do ponto de vista de identificação é uma vantagem. De forma a verificar o impacto na detecção usando sinais empilhados com e sem compensação, foram montados bancos de dados com um segundo sinal surgindo em diferentes momentos. Para este tipo de análise, foi utilizado o detector baseado na filtragem casada e o filtro FIR com 2 coeficientes como compensador, em razão de serem simples e eficientes.

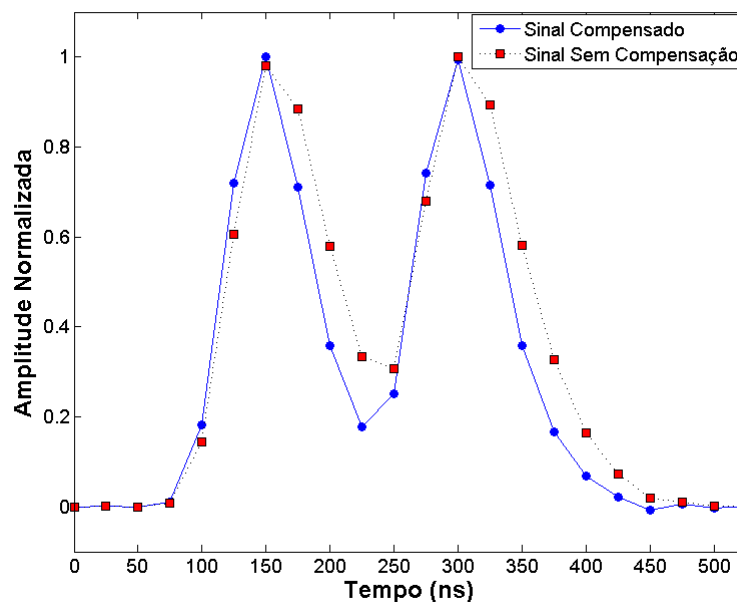


Figura 6.1: Efeito da compensação num sinal empilhado.

6.2.1 Banco de Dados e Resultados

De forma a simular o efeito de empilhamento, bancos de dados foram montados para duas situações diferentes: ruído com sinal empilhado contra sinal; sinal com sinal empilhado contra ruído. Esta montagem foi feita usando o banco de dados descrito em 5.3.1 para diferentes instantes em que o sinal empilha sobre o evento atual. Os resultados para estas duas situações estão mostrados nos gráficos das figuras 6.2 e 6.3, referente ao conjunto de validação.

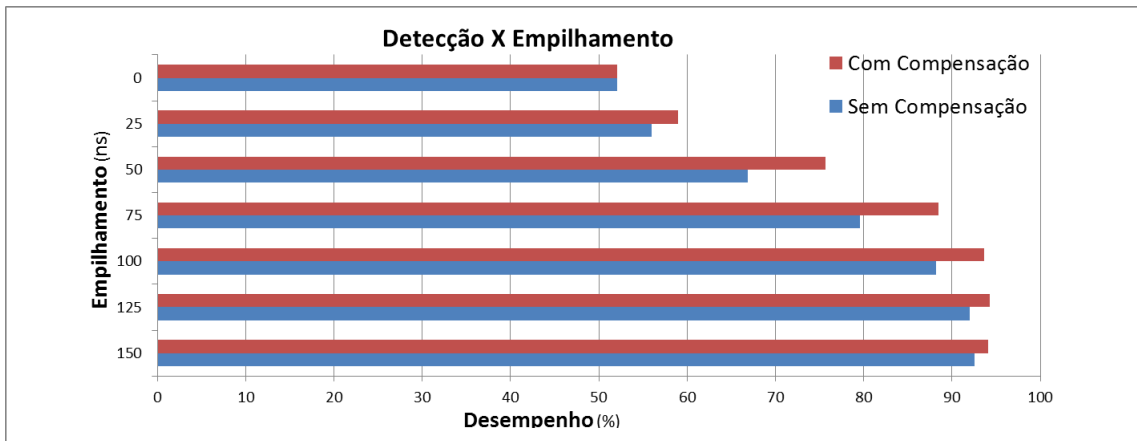


Figura 6.2: Desempenho do filtro casado para o conjunto de dados ruído + sinal contra sinal, com e sem compensação.

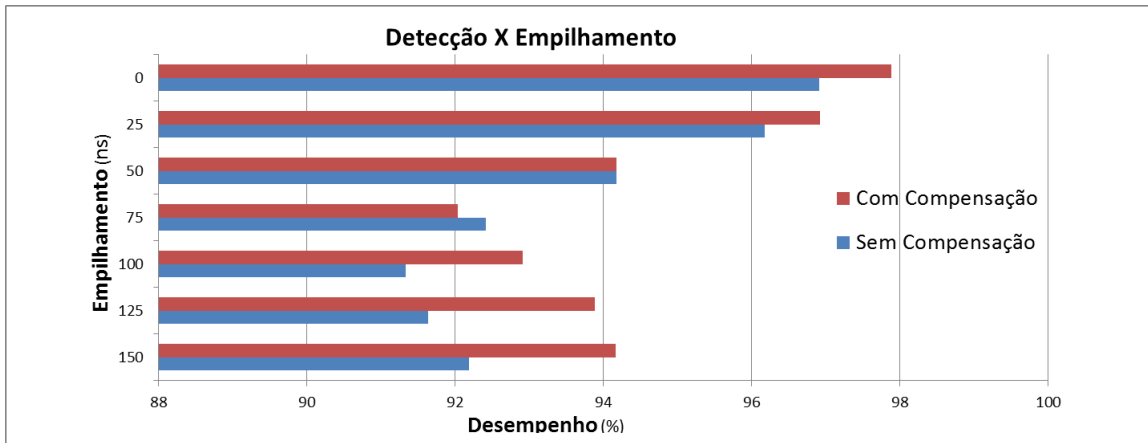


Figura 6.3: Desempenho do filtro casado para conjunto de dados sinal + sinal contra ruído, com e sem compensação.

A partir dos resultados mostrados em 6.2, nota-se que quanto maior o atraso no surgimento do sinal a ser empilhado para o caso ruído + sinal contra sinal, maior é a eficiência do filtro casado, conforme era esperado. Além disso, o compensador melhora consideravelmente a eficiência do detector em quase todas as ocasiões. Assim,

o emprego do filtro compensador, além de minimizar o efeito de cabos, é também eficiente como pré-processamento para o filtro casado quando sinais empilhados estão presentes.

6.3 Efeito da Compensação no Sistema de Validação

Conforme descrito anteriormente, o novo sistema de validação deve combinar informação do TileCal com o espectrômetro de múons. Para verificar o impacto da compensação neste novo sistema, o ATLAS disponibilizou eventos de múons gerados por uma colisão. A Figura 6.4 mostra a performance do TileCal em relação ao espectrômetro de múons (RPC) para estes dados, com e sem compensação do sinal do TileCal. O compensador utilizado nesta análise é o filtro FIR com dois coeficientes. Desta forma, no eixo vertical da figura, temos a eficiência de detecção do RPC dividido pela eficiência de detecção do TileCal e no eixo horizontal temos o valor do patamar de detecção do TileCal.

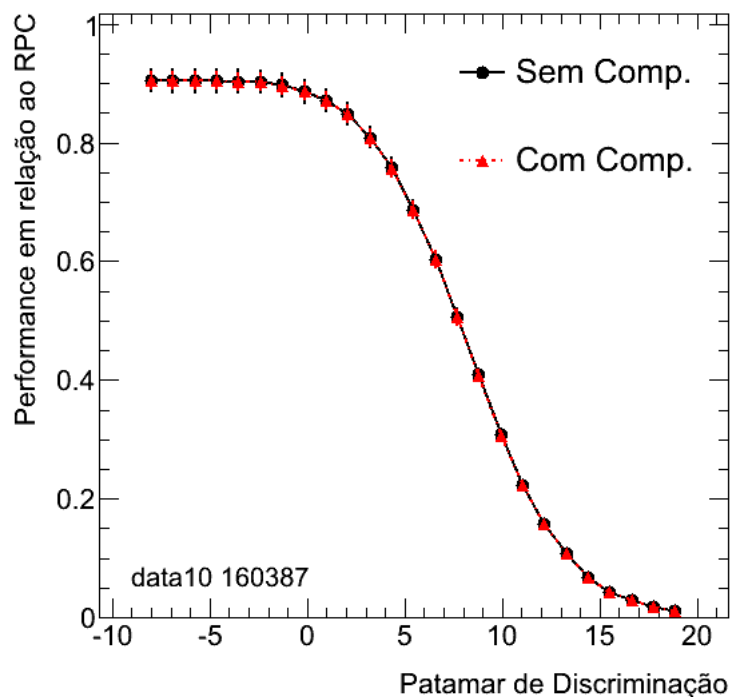


Figura 6.4: Performance do TileCal em relação ao RPC quando o patamar varia.

É importante salientar que as análises mais detalhadas sobre o desempenho

combinado do sistema de validação vêm sendo estudadas em outro trabalho [56]. Portanto, a questão de interesse, neste trabalho, é verificar o impacto da compensação no sistema combinado.

Assim, conforme mostrado nas curvas da Figura 6.4, não há impacto da compensação no novo sistema de validação. Uma vez que a compensação do sinal do TileCal não gerou impacto na detecção quando somente o próprio sistema foi levado em consideração, já era de se esperar que este mesmo efeito ocorreria para o sistema de validação combinado.

Capítulo 7

Conclusões e Trabalhos Futuros

Neste trabalho, foram desenvolvido estudos sobre a recepção do sinal de múons do calorímetro hadrônico de telhas, no contexto do desenvolvimento de um sistema para detecção de múons no TileCal, visando auxiliar o sistema de filtragem *online* de eventos do experimento ATLAS.

Inicialmente, a proposta para implementação do sistema de detecção foi brevemente descrita. Neste contexto, o circuito responsável pela recepção do sinal de múons e sua digitalização foi descrito em maiores detalhes e simulações do circuito com sinais experimentais adquiridos no CERN foram realizadas. As simulações mostraram que o circuito proposto é adequado à aplicação, apresentando resposta em frequência de aproximadamente 12 MHz, preservando os parâmetros do pulso de entrada, excursão adequada para a aplicação e nível de ruído desprezível frente ao ruído do sinal de múons do TileCal. Em relação ao conversor AD utilizado, devido aos requisitos de velocidade de resposta do sistema, foi escolhido um conversor *flash* com 10 bits.

Ainda dentro do contexto da recepção do sinal de múons, foi desenvolvido um estudo sobre a compensação do efeito dos longos cabos utilizados para transmissão do sinal do TileCal até o sistema de recepção. Nestes estudos, duas possibilidades de compensação foram consideradas, uma através de filtros analógicos a serem inseridos no circuito de recepção e outra através de filtros digitais que podem ser implementados nas FPGAs utilizadas para o processamento dos sinais. Estes estudos mostraram que a abordagem de compensação digital é mais adequada para a aplicação devido à sua simplicidade e flexibilidade. Esta conclusão é baseada no

fato de que diversos cabos com diferentes tamanhos são utilizados no TileCal, desta forma, uma compensação por técnicas mais complexas que levem a uma especialização maior no cabo para o qual foram projetadas, gerando distorções indesejáveis nos pulsos quando transmitidos em um outro cabo.

Estudos sobre a detecção do sinal de múons também foram realizados, visando principalmente avaliar o impacto da compensação dos cabos. Primeiramente, os estudos confirmaram os resultados da literatura, uma vez que a abordagem de filtro casado com branqueamento e o detector neural geraram os melhores resultados. Desta forma, para a aplicação, tanto o detector neural quanto o por filtro casado poderia ser utilizado.

Os testes de detecção utilizando a compensação de cabos mostraram, como era esperado, que a compensação não afeta o desempenho dos algoritmos de detecção. Inclusive foi observado que o branqueamento do sinal não melhora tanto a detecção quanto sem o uso do filtro compensador. Isto acontece uma vez que o compensador já resolve parcialmente o problema do branqueamento ao equalizar a resposta do sistema. Foi mostrado, também, que o filtro compensador reduz a probabilidade de empilhamento do sinal, já que ele reduz a largura do pulso de múon quando comparado ao pulso sem compensação.

No início deste ano, em face de resultados de simulações de ruído de fundo do experimento e do impacto da inclusão do sinal de múons do TileCal no sistema de validação, o grupo de pesquisa envolvido no projeto (CERN, UFRJ e UFJF) decidiu paralisar o projeto do sistema de recepção do sinal de múons. A conclusão é que a inclusão do sinal do TileCal reduziria a taxa de aceitação do sistema, mas como o ruído de fundo do experimento tem sido menor do que o esperado, não existe a necessidade da implementação do sistema neste momento.

De qualquer forma, o *layout* da placa de recepção está atualmente em fase de finalização e caso existam ainda recursos financeiros no projeto, seria interessante a montagem de pelo menos uma placa do sistema, de forma a viabilizar a realização de testes com as técnicas de compensação e detecção desenvolvidas. Esta placa, mesmo não sendo utilizada pelo sistema de validação de eventos, poderia servir de plataforma para testes de novos algoritmos para detecção e estimação do sinal de TileCal.

Com relação à compensação da resposta do cabo do TileCal, estudos mais detalhados sobre o projeto do filtro FIR devem ser realizados, pois ainda existem algumas análises mais aprofundadas a serem realizadas, tanto no que se refere ao projeto do filtro, quanto aos resultados obtidos. Entretanto, vale ressaltar que devido a sua simplicidade, esta técnica pode ter uma aplicação no sistema de recepção do sinal das torres de *trigger* do TileCal, que sofrem do mesmo problema dos sinais sendo transmitidos por longos cabos ou até mesmo em outros sistemas do ATLAS.

Referências Bibliográficas

- [1] RAMOS, R. R., SEIXAS, J. M., CERQUEIRA, A. S. “A matched filter system for muon detection with TileCal”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 2004.
- [2] DE ANDRADE FILHO, L. M. *Detecção e reconstrução de raios cósmicos usando calorimetria de altas energias*. Tese de Doutorado, UFRJ, 2009.
- [3] “CERN Document Server”. , acessado em dezembro de 2010. Disponível em: [<http://cds.cern.ch.>](http://cds.cern.ch).
- [4] EVANS, L. R. “LHC Accelerator Physics and Technology Challenges”, *Proceedings of the 1999 Particle Accelerator Conference*, v. 1, pp. 21–25, 1999.
- [5] THE ATLAS COLLABORATION. “The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider”, *Journal of Instrumentation*, v. 3, 2008.
- [6] THE ATLAS COLLABORATION. “The CMS Experiment at the CERN LHC”, *Journal of Instrumentation*, v. 3, 2008.
- [7] “Higgs Boson”. , acessado em dezembro de 2010. Disponível em: [<http://en.wikipedia.org/wiki/Higgs_boson>](http://en.wikipedia.org/wiki/Higgs_boson).
- [8] “Fermi National Accelerator Laboratory”. , acessado em janeiro de 2011. Disponível em: [<http://www-bdnew.fnal.gov/tevatron/>](http://www-bdnew.fnal.gov/tevatron/).
- [9] “ATLAS experiment”. , acessado em dezembro de 2010. Disponível em: [<http://en.wikipedia.org/wiki/ATLAS_experiment>](http://en.wikipedia.org/wiki/ATLAS_experiment).
- [10] NICQUEVERT, B. “The ATLAS coordinate system”, 1996.

- [11] WONG, C. “Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions”, *World Scientific*, 1994.
- [12] WIGMANS, R. *Calorimetry - Energy Measurement in Particle Physics*. Oxford University Press, 2000.
- [13] PERRODO, P. “The ATLAS liquid argon calorimetry system”, *Proceedings of ICHEP*, pp. pp. 909–912, 2002.
- [14] DAS, A., FERBEL, T. *Introduction to Nuclear and Particle Physics*. John Wiley and & Sons, 1999.
- [15] BOCK, R., VASCILEU, A. *The Particle Detector Brief Book*. Springer, 1999.
- [16] “The ATLAS Experiment”. , acessado em dezembro de 2010. Disponível em: <<http://www.atlas.ch>>.
- [17] “CERN - The European Laboratory for Particle Physics”. , acessado em dezembro de 2010. Disponível em: <<http://www.cern.ch>>.
- [18] THE TILE CALORIMETER COLLABORATION. “ATLAS Tile Calorimeter Technical Design Report”, Relatório Técnico ATLAS-TDR-003”, 1996.
- [19] HUBBARD, J. R. “The ATLAS trigger/DAQ system”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 360, pp. 331–333, 1995.
- [20] CIODARO, T., CERQUEIRA, A. S., XAVIER, F. M. V., et al. “Sistema Detector para Calorimetria de Altas Energias em Condições de Baixa Relação Sinal-Ruído”, *Congresso Brasileiro de Automática*, 2010.
- [21] ATLAS COLLABORATION. “The ATLAS HLT, DAQ & DCS”, *Technical Report LHCC 96-41*, CERN, 2003.
- [22] GAISSER, T. K. *Cosmic rays and particle physics*. Cambridge Univ. Press, 1990.
- [23] ANDERSON, K. “Design of the front-end analog electronics for the ATLAS tile calorimeter”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, v. 551, pp. 469–476, 2005.

- [24] CERQUEIRA, A. S., SEIXAS, J. M., CALOBA, L. P. “Analog System for Building the First-Level Triggering Signal Provided by the Hadronic Calorimeter of ATLAS Detector”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, pp. 117–125, 2007.
- [25] XAVIER, T. C., CERQUEIRA, A. S., XAVIER, F. M. V. “A Receiver System for the TileCal Muon Signals”, *Conference Record for IEEE Nuclear Science Symposium*, pp. 1–8, 2009.
- [26] THE TILE CALORIMETER COLLABORATION. “Testbeam Studies of Production Modules of the ATLAS Tile Calorimeter”, Nota Técnica ATLCOM-TILECAL-2009-004”, 2009.
- [27] FERREIRA, B. C. *Detecção de Raios Cósmicos com Calorimetria de Altas Energias*. Tese de Mestrado, COPPE/UFRJ, 2009.
- [28] CERQUEIRA, A. S., DAVÍDEK, T. “TileCal Trigger Signal Specifications and TestBeam Performance”, *ATL-TILECAL-PUB-2006-001*, CERN, 2006.
- [29] TEUSCHER, R. “Study of ATLAS TileCal Response to Minimum Bias Pileup Events”, *ATLAS Internal Note*, 2000.
- [30] AMSEL, G., BOSSHARD, R., RAUSH, R., et al. “Time Domain Compensation of Cable Induced Distortions Using Passive Filters for the Transmission of Fast Pulses”, *The Review of Scientific Instruments*, v. 42, pp. 1237, 1971.
- [31] NICHOLSON, P. W. *Nuclear Electronics*. John Wiley Sons, 1974.
- [32] BATTISTA, A. J. “A Method for the Design of Near-Optimum Filters for Nuclear Signal Transmission Systems”, *IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-18*, , n. 1, pp. 142, Fevereiro 1971.
- [33] MAEDER, D., VUILLEUMIER, G. “Compensation of Pulse Deterioration in Miniature Cables by Means of Switching Transistors”, *G. Proc. Ispra Nucl. Electron. Symp.*, p. 231, 1969.
- [34] SEIXAS, J. M., CALOBA, L. P., SOUZA, M. N. “A Simple Method for Cable Compensation with Fast Pulse Transmission Applications”, *European Organization for Nuclear Research*, 1991.

- [35] MILLMAN, J., TAUB, H. *Pulse, Digital and switching waveforms*. McGraw-Hill, 1965.
- [36] MITRA, S. K. *Digital Signal Processing*. McGraw-Hill Science, 2005.
- [37] PAPOULIS, A., PILLAI, S. U. *Probabiliy, Random Variable and Stochastic Processes*. McGraw-Hill, 2001.
- [38] TREES, H. L. V. *Detection, Estimation and Modulation Theory*, v. Part I. Wiley-Interscience, 2001.
- [39] TEUSHCER, R. “Methods of Energy Reconstruction in TileCal”, *Talk in MC + Tools Metting*, 2003.
- [40] HAYKIN, S. *Neural Networks: A Comprehensive Foundation*. Prentice Hall, 1998.
- [41] CERQUEIRA, A. S., SEIXAS, J. M., HENRIQUES, A. “Delay Cables and Output Cables for the Tilecal’s Trigger Summing Board”, *ATL-TILECAL-2001-004*, 2001.
- [42] “Transformador de Alta Frequência”. , 2011. Disponível em: <<http://ww2.pulseeng.com/products/datasheets/C200.pdf>>.
- [43] “Datasheet OPA684”. , 2011. Disponível em: <http://www.datasheetcatalog.net/pt/datasheets_pdf/0/P/A/6/OPA684.shtml>.
- [44] “Datasheet OPA2677”. , 2011. Disponível em: <http://www.datasheetcatalog.com/datasheets_pdf/0/P/A/2/OPA2677.shtml>.
- [45] “Datasheet OPA27”. , 2011. Disponível em: <http://www.datasheetcatalog.com/datasheets_pdf/0/P/A/2/OPA27.shtml>.
- [46] *PSpice Advanced Analysis - User’s Guide*. Cadence Design Systems, 2001.
- [47] “Datasheet AD9042”. , 2011. Disponível em: <<http://www.alldatasheet.com/datasheet-pdf/pdf/48507/AD/AD9042.html>>.

- [48] ANDERSON, K., PILCHER, J., SANDERS, H. “Stand-alone Cosmic Ray Trigger Eletronics for the ATLAS Tile Calorimeter”, *Workshop on Eletronics for LHC and Future Experiments*, pp. 327–331, 2004.
- [49] DARYANANI, G. *Principles of Active Network Synthesis and Design*. John Wiley & Sons, New York, 1976.
- [50] BJÖRCK, A. *Numerical Methods for Least Squares Problems*. Society for Industrial and Applied Mathematics, 1996.
- [51] OPPENHEIN, A. V., SCHAFER, R. W., BUCK, J. R. *Discrete-Time Signal Processing*. Prentice Hall, 1999.
- [52] HYVÄRINEN, A., KARHUNEN, J., OJA, E. *Independent Component Analysis*. Wiley-Interscience Publication, 2001.
- [53] JOLLIFFE, I. T. *Principal Components Analysis*. Springer, 2002.
- [54] DAMAZIO, D. O. *Identificação Neural de Partículas em Calorimetria de Altas Energias*. Tese de Mestrado, COPPE/UFRJ, 2002.
- [55] WATTERSON, J. W. “An Optimum Multilayer Perceptron Neural Receiver for Signal Detection”, *IEEE Transactions on Neural Networks*, 1990.
- [56] XAVIER, T. C. *Sistema para Detecção de Múons no Tilecal (a ser publicada)*. Tese de Mestrado, Universidade Federal do Rio de Janeiro, 2011.