



COPPE/UFRJ

DETECÇÃO DE RAIOS CÓSMICOS COM CALORIMETRIA DE ALTAS
ENERGIAS

Bruno Carneiro Ferreira

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

Orientadores: José Manoel de Seixas

Augusto Santiago Cerqueira

Rio de Janeiro

Julho de 2009

DETECÇÃO DE RAIOS CÓSMICOS COM CALORIMETRIA DE ALTAS
ENERGIAS

Bruno Carneiro Ferreira

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

Aprovada por:

Prof. José Manoel de Seixas, D.Sc.

Prof. Augusto Santiago Cerqueira, D.Sc.

Prof. Luiz Pereira Calôba, D.Ing.

Prof. José Gabriel Rodriguez Carneiro Gomes, Ph.D.

Prof^a. Marcia Begalli, Ph.D.

RIO DE JANEIRO, RJ – BRASIL

JULHO DE 2009

Ferreira, Bruno Carneiro

Detecção de Raios Cósmiticos com Calorimetria de Altas Energias/Bruno Carneiro Ferreira. – Rio de Janeiro: UFRJ/COPPE, 2009.

XII, 106 p.: il.; 29,7cm.

Orientadores: José Manoel de Seixas

Augusto Santiago Cerqueira

Dissertação (mestrado) – UFRJ/COPPE/Programa de Engenharia Elétrica, 2009.

Referências Bibliográficas: p. 90 – 96.

1. Instrumentação em Eletrônica. 2. Calorimetria.
3. Raios Cósmiticos. I. Seixas, José Manoel de *et al.*
II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE, Programa de Engenharia Elétrica. III. Título.

Agradecimentos

Gostaria de agradecer a todos que contribuíram, de alguma forma, para a realização deste projeto.

Primeiramente, gostaria de agradecer à minha mãe, Glória, pelo incentivo incondicional em todos os níveis. Também gostaria de agradecer ao apoio dado pela minha família.

Ao meu orientador, José Manoel de Seixas, pelas grandes oportunidades e por nunca ter deixado de acreditar em mim, e Augusto Santiago Cerqueira, por todo suporte dado ao longo deste projeto. Também gostaria de agradecer ao líder do grupo UFRJ no CERN, Prof. Fernando Marroquim, pelo apoio.

Aos meus amigos de faculdade, que contribuíram na minha formação acadêmica, são eles: Bruno Taft, Evandro Miasato, Gabriel Abrahão e Labruna Vieira.

Aos meus amigos do Laboratório de Processamento de Sinais, em especial Thiago Xavier, Fernando Ferreira e Luciano Manhães que, sempre estavam dispostos a ajudar.

Finalmente, gostaria de agradecer ao meu amor, Cris, por ter me apoiado nessa fase tão importante.

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

DETECÇÃO DE RAIOS CÓSMICOS COM CALORIMETRIA DE ALTAS ENERGIAS

Bruno Carneiro Ferreira

Julho/2009

Orientadores: José Manoel de Seixas

Augusto Santiago Cerqueira

Programa: Engenharia Elétrica

Em sistemas com alta taxa de eventos, onde a informação provém de um grande número de sensores e os eventos de interesse são raros, usualmente uma filtragem (*trigger*) *online* é necessária. No caso em que o evento de interesse tenha baixa relação sinal-ruído, o projeto de circuitos deve ser cuidadoso para não inserir fontes extras de ruído. Este é o caso do detector ATLAS, que é colocado ao redor do colisionador de partículas LHC no CERN, onde a física de interesse é extremamente rara. Múons produzidos em chuveiros de raios cósmicos são amplamente usados em tarefas de calibração e certificação de detectores de partículas. Os sinais de *trigger* para raios cósmicos podem ser fornecidos por calorímetros, que desempenham muito bem este papel, por apresentarem uma resposta rápida, de fina granularidade e eficiente na detecção. Neste trabalho, apresentamos o projeto de um sistema de *trigger* para raios cósmicos utilizando um sinal de validação do calorímetro hadrônico do ATLAS. Aquisições com raios cósmicos comprovaram que é possível identificar 50 % mais cósmicos, quando o sinal de validação é processado pelo sistema desenvolvido.

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

COSMIC RAYS DETECTION USING HIGH-ENERGY CALORIMETRY

Bruno Carneiro Ferreira

July/2009

Advisors: José Manoel de Seixas

Augusto Santiago Cerqueira

Department: Electrical Engineering

In high rate event systems, where the information comes from a big number of sensors and the events of interest are rare, usually an online filtering is necessary (trigger). In case the event of interest has a small signal-to-noise ratio, the projected circuits should be developed carefully so that it doesn't insert extra noise sources. This is the case of the ATLAS detector that is placed around the LHC particle collider located at CERN, where the physics of interest is extremely rare. Muons produced in cosmic ray showers are widely used in various tasks like calibration and certification of particle detectors. The trigger signals for cosmic rays can be provided from calorimeters that perform very well this role, because they present a fast response of fine granularity and perform efficiently in the detection tasks. In this work we present a project of a trigger system for cosmic rays using the trigger signal from the hadronic calorimeter from the ATLAS. Cosmic rays acquisition showed that it is possible to acquire 50 % more cosmics when the trigger signal is processed by the system developed here.

Sumário

Lista de Figuras	ix
Lista de Tabelas	xii
1 Introdução	1
1.1 Motivação	1
1.2 O que foi feito	3
1.3 Organização do documento	4
2 O acelerador LHC e o detector ATLAS	6
2.1 O modelo padrão	8
2.2 O Centro Europeu para a Pesquisa Nuclear	10
2.3 Aceleradores de partículas	11
2.4 Detectores de partículas	12
2.5 O grande colisionador de hádrons, LHC	13
2.5.1 A busca do LHC	16
2.6 O ATLAS	17
2.6.1 O sistema de coordenadas do ATLAS	19
2.6.2 Os calorímetros do ATLAS	20
2.6.3 O sistema de filtragem de eventos do ATLAS	25
3 Comissionamento com raios cósmicos	30
3.1 A cadeia de leitura do TileCal	31
3.1.1 Parte óptica	34
3.1.2 Parte eletrônica	35
3.2 Sistemas de calibração do TileCal	39

3.2.1	Sistema de fonte radioativa	42
3.2.2	Sistema de calibração a laser	44
3.2.3	Sistema de injeção de cargas (CIS)	44
3.2.4	Monitoração de eventos de <i>minimum bias</i>	46
3.2.5	Calibração utilizando feixe de partículas	46
3.3	Aquisição de raios cósmicos	52
3.3.1	Aquisição com o TileCal	54
4	Sistema para a detecção de múons de raios cósmicos	61
4.1	O projeto do circuito	61
4.1.1	Definição dos valores dos componentes	64
4.1.2	Circuito final	66
4.1.3	Simulações	67
4.2	Implementação do circuito	69
4.2.1	Alimentação	70
4.2.2	Conexões de entrada e saída	71
4.3	Performance do circuito	72
4.3.1	Testes em laboratório	73
4.3.2	Testes com injeção de carga	75
4.3.3	Testes com a placa de coincidência	79
5	Conclusões e Desdobramentos do trabalho	86
5.1	Desdobramentos	88
	Referências Bibliográficas	90
A	Publicações	97

Lista de Figuras

2.1	Experiência de Rutherford.	7
2.2	Detectores de alvo fixo e de colisão.	13
2.3	Corte longitudinal dos detectores de partículas modernos.	14
2.4	Imagem aérea do acelerador LHC.	15
2.5	Ilustração do anel do LHC e seus detectores.	16
2.6	Ilustração do detector ATLAS.	18
2.7	Forma de interação de partículas com o detector ATLAS.	19
2.8	Sistema de coordenadas do ATLAS.	20
2.9	Os calorímetros do ATLAS.	21
2.10	Diagrama de uma parte do barril do calorímetro eletromagnético.	23
2.11	Módulos do barril e barril estendido do calorímetro hadrônico.	25
2.12	Sistema de filtragem <i>online</i> de eventos do ATLAS.	27
3.1	A estrutura do calorímetro de telhas.	31
3.2	Principais elementos de um módulo do calorímetro de telhas.	32
3.3	Esquema geral da cadeia de leitura do TileCal.	33
3.4	Diagrama em blocos do circuito 3-em-1.	37
3.5	Organização da eletrônica na supergaveta.	38
3.6	Torres de <i>trigger</i> para um módulo de barril e barril estendido.	39
3.7	Cadeia de leitura do TileCal.	41
3.8	Sistema de calibração por fonte radioativa.	43
3.9	Resultado da calibração com fonte radioativa.	43
3.10	Distribuição dos ganhos relativos das fotomultiplicadoras.	45
3.11	Pulso adquirido com o sistema de injeção de carga.	46
3.12	Amplitude das respostas para os dois canais em função da carga.	47

3.13	Configuração dos testes usando feixe de partículas.	48
3.14	Exemplo dos sinais de <i>trigger</i> do somador para feixe de múon.	50
3.15	Distribuição de sinal e ruído para feixe de múons (PMT).	51
3.16	Distribuição de sinal e ruído para feixe de múons (célula).	52
3.17	Eficiência de detecção <i>versus</i> taxa de falso-alarme para feixe de múons.	53
3.18	Relação sinal-ruído da soma das duas leituras de uma mesma célula.	54
3.19	Exemplos de eventos projetivo e não projetivo.	55
3.20	Placa de coincidência e módulo de transição.	56
3.21	Circuito que processa os sinais de <i>trigger</i> na placa de coincidência.	57
3.22	Configuração <i>back-to-back</i> para aquisição de raios cósmicos.	58
3.23	Distribuições do ruído e do pico na amplitude do sinal digitalizado.	60
3.24	Curva ROC que analisa as distribuições dos sinais de <i>trigger</i>	60
4.1	Processamento realizado pelo sistema proposto.	62
4.2	Circuito que realiza a soma das duas leituras da saída múon.	63
4.3	Distribuição da deposição de energia para múons na célula D2.	65
4.4	Circuito final que processa os sinais de um módulo.	67
4.5	Simulação da resposta em frequência do circuito.	68
4.6	Simulação do circuito utilizando sinais de múons reais digitalizados.	69
4.7	Análise de potência do circuito desenvolvido.	70
4.8	Esquemático da alimentação.	72
4.9	Fotografia da placa do circuito receptor de múons.	73
4.10	Comparação entre o pulso sintetizado e o sinal do TileCal.	74
4.11	Sinais de entrada e saída de teste com o sinal emulado do TileCal.	75
4.12	Resultados para tempos de subida, descida e largura de pulso.	76
4.13	Resultados para análise do ganho e ruído.	76
4.14	Tempo de subida para injeção de carga.	77
4.15	Tempo de descida para injeção de carga.	77
4.16	Largura de pulso a meia altura para injeção de carga.	78
4.17	Constante de calibração para injeção de carga.	78
4.18	Gráficos de calibração e ruído nas quatro saídas de teste.	79
4.19	Característica entre a intensidade do laser e carga injetada.	80
4.20	Frequência de <i>trigger</i> com injeção de laser na taxa de 100 Hz.	81

4.21	Exemplo do uso do algoritmo que busca a trajetória de cósmicos.	83
4.22	Eficiência das aquisições de cósmicos.	84
4.23	Raio cósmico adquirido com circuito desenvolvido no TileCal.	85

Lista de Tabelas

2.1	Classificação dos léptons.	8
2.2	Classificação dos quarks.	9
2.3	Granularidade das camadas do calorímetro EM do ATLAS.	24
2.4	Granularidade das camadas do calorímetro hadrônico do ATLAS.	26
2.5	Menu de canais físicos de interesse do LVL1.	28
3.1	Relação entre PMT e as saídas de <i>trigger</i> fornecidas pelo somador.	40
4.1	Alimentação do barramento VME.	71
4.2	Parâmetros das aquisições de cósmico utilizando o circuito desenvolvido.	82
4.3	Parâmetros das aquisições de cósmico utilizando o módulo de transição.	82
4.4	Porcentagem de cósmico em relação ao número total de eventos.	84

Capítulo 1

Introdução

Atualmente, com o avanço da tecnologia, podemos observar cada vez mais experimentos que alcançam uma alta taxa de eventos. Esta elevada taxa é particularmente desejada quando os eventos de interesse são raros. Eventualmente, 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 a alta taxa, devem processar sinais rápidos e, muitas vezes, são implementados analogicamente.

A aplicação de interesse pode ainda envolver um grande número de sensores, o que exige certificação e calibração do experimento. Os procedimentos são ainda mais complexos no caso em que o sinal de interesse apresenta baixa relação sinal-ruído. Neste caso, o projeto deve ser bastante cuidadoso para não inserir fontes extras de ruído, o que viria a dificultar ainda mais a detecção dos sinais desejados.

1.1 Motivação

A física experimental de altas energias realizada no Centro Europeu para a Pesquisa Nuclear (CERN) tem como característica a participação de Institutos e Universidades ao redor do mundo, tornando o desenvolvimento e a integração de sistemas um trabalho bastante complexo (por diferenças no idioma e cultura, distância, envolvendo pesquisadores de diferentes áreas da física, engenharia e informática). A complexidade destes experimentos não é limitada somente por essas características. Por exemplo, os detectores de partículas projetados para o experimento LHC (*Large*

Hadron Collider) devem processar um número elevado de canais, que geram sinais rápidos. Para isso, tecnologias de ponta devem ser criadas e utilizadas.

O acelerador de partículas LHC irá fornecer aos seus detectores, instalados em quatro pontos de colisão distintos, a possibilidade de observar o produto de colisões de pacotes de partículas com energias que nunca foram alcançadas anteriormente. Desta forma, serão possíveis os estudos que visam preencher importantes lacunas sobre a física de partículas de altas energias. Para cumprir seu objetivo, o LHC irá operar com uma elevada taxa de eventos, permitindo, assim, a observação de uma física rara.

O detector ATLAS é um destes laboratórios de detecção de partículas do LHC. Nele, diversos parâmetros de partículas incidentes podem ser medidos, como carga, energia e massa. Como citado anteriormente, a alta taxa de eventos é um requisito para a identificação de uma física rara. Porém, juntamente com a alta taxa de eventos, temos o ruído de fundo do experimento. Portanto, um grande desafio a ser enfrentado pelos detectores do LHC é a filtragem dos eventos, que deve operar *online*. Assim, para o ATLAS, um sistema de filtragem *online* de eventos deverá ser capaz de extrair a rara física de interesse do ruído de fundo. A taxa de eventos a ser processada pode alcançar 1 GHz e o sistema de *trigger online* deve escolher não mais que 100 eventos a cada segundo para que sejam armazenados. Este desafio aumenta quando o número de canais a serem processados é muito grande e o ambiente, em alguns casos, apresenta pobre relação sinal-ruído.

Durante o período que antecede as primeiras colisões, cada componente do ATLAS deve passar por uma exaustiva fase de testes, chamada comissionamento. Esta fase é importante para levantar e corrigir falhas nos componentes e caracterizar parâmetros. Estas ações são desempenhadas com a utilização de sistemas de calibração especialmente desenvolvidos, que excitam diversos estágios da cadeia de leitura, simulando a operação normal do detector.

Na fase de comissionamento, a única fonte natural de física observável pelo detector é a passagem de múons provenientes de raios cósmicos.

Raios cósmicos permitem a realização de importantes estudos, como a calibração do detector e o alinhamento dos sinais. A aquisição de raios cósmicos é um dos primeiros passos a caminho da integração do detector como um todo, permitindo

que a colaboração aprenda, cada vez mais, a operar o sistema completo.

Para a identificação de raios cósmicos, a colaboração ATLAS, vem utilizando um sinal de aceitação do calorímetro hadrônico, TileCal. O TileCal tem todas as características para desempenhar tal tarefa, como: alta segmentação, resposta rápida e ótima resolução de energia, permitindo uma eficiente detecção. Por estes motivos, o TileCal está presente no primeiro nível de filtragem do ATLAS. Um sistema de *trigger* para raios cósmicos foi desenvolvido pela colaboração do TileCal. Este sistema recebe os sinais de torres de *trigger* e busca por uma deposição significativa de energia e, ao encontrá-la, envia um sinal de aceitação para que toda a informação seja armazenada.

Porém, o TileCal apresenta um outro sinal de *trigger*, chamado de saída múon. Este foi concebido para um futuro *upgrade* e não será utilizado no início de operação do ATLAS. Este sinal apresenta uma baixa relação sinal-ruído o que dificulta a sua utilização com raios cósmicos.

1.2 O que foi feito

A informação de energia do TileCal é redundante, apresentando duas leituras por célula. Análises realizadas sobre os dados de *trigger* do calorímetro para feixe de múons, comprovaram que estes dois sinais apresentam uma elevada correlação. Portanto, a soma destes implicaria numa melhora na relação sinal-ruído.

Neste trabalho, apresentamos o desenvolvimento de um circuito analógico, o receptor de múons, que processa o sinal de *trigger* do TileCal proveniente da saída múon. Inicialmente, realizou-se o estudo teórico e a escolha da estrutura básica do circuito. Visando a otimização de recursos e dos esforços realizados pela colaboração, optou-se pela utilização do sistema de *trigger* para raios cósmicos, chamado de placa de coincidência, desenvolvido pela Universidade de Chicago para o TileCal. Desta forma, estudos foram realizados, a fim de levantar os requisitos para a integração do circuito desenvolvido neste projeto com o sistema de *trigger* para raios cósmicos.

Durante o projeto teórico do circuito, os principais componentes foram escolhidos (amplificadores e carregadores de linha). Estas escolhas foram baseadas nos requisitos de projeto como largura de banda, estabilidade para ganho unitário, baixo ruído

e elevada corrente de saída. Em seguida, o circuito foi submetido a simulações visando a validação dos resultados teóricos. Com o projeto teórico definido e validado, deu-se início à produção do receptor de múons. Diversas especificações tiveram que ser atendidas para que a integração física entre este circuito e o sistema de *trigger* fosse satisfatória.

Após a produção do circuito, este foi submetido a uma bateria de testes, que certificaram o bom funcionamento do sistema. Testes de laboratório com sinais emulados e com injeção de cargas, utilizando a cadeia de leitura eletrônica do TileCal, permitiram que diversos parâmetros fossem calculados. A experiência adquirida através da participação intensa na fase de comissionamento do TileCal permitiu que conhecimentos importantes, sobre o funcionamento da cadeia eletrônica de leitura e do sistema de *trigger* para raios cósmicos, fossem absorvidos.

Em seguida, foram realizados testes com o circuito receptor de múons conectado na placa de coincidência utilizando o sistema de calibração a laser do TileCal. Estes testes permitem afirmar que a soma das duas leituras das células D possui uma melhor eficiência, pois apresenta menor ruído quando comparada com o sinal simples.

Por fim, aquisições de raios cósmicos serviram para testar o circuito no ambiente para o qual ele foi desenvolvido. Também foram realizadas aquisições com o sinal de múon simples alimentando a placa de coincidência, permitindo comparar os resultados das duas implementações. Os eventos identificados como múons nessas aquisições foram filtrados utilizando algoritmos que buscam múons de qualidade (eventos que apresentam um caminho percorrido pelo raio cósmico bem definido, dentro do detector). Dessa forma, foi possível demonstrar que o sinal fornecido pelo circuito receptor de múons apresentou uma maior taxa de raios cósmicos de qualidade.

1.3 Organização do documento

O Capítulo 2 exibe uma visão geral do ambiente experimental da física de partículas. Inicialmente, são apresentados fatos históricos da física de partículas, que forneceram a base para o desenvolvimento do modelo padrão, no final da década de 1960. Logo após, é feita uma apresentação do CERN, descrevendo como experimentos utilizando

aceleradores são realizados. Por fim, os componentes do detector ATLAS e seu sistema de filtragem *online* são detalhados.

No Capítulo 3, será detalhada a fase de comissionamento do detector ATLAS, mais precisamente, os sistemas de calibração e monitoração desenvolvidos para o calorímetro TileCal. No final deste capítulo, serão demonstrados os resultados de processamento da saída múon para feixe de múons. O sistema de *trigger* para raios cósmicos também é descrito e detalhado.

O Capítulo 4 apresenta o projeto do circuito que implementa o processamento da saída múon. Também são discutidos resultados de simulações e testes, em bancada e utilizando injeção de cargas. Em seguida, resultados com aquisição de raios cósmicos serão apresentados.

Por fim, o Capítulo 5 traz uma conclusão do projeto desenvolvido e apresenta desdobramentos para este trabalho.

Capítulo 2

O acelerador LHC e o detector ATLAS

A física de partículas é o ramo da física que se dedica ao estudo da composição elementar da matéria. É também chamada de física de altas energias, pois é preciso fornecer uma elevada energia às partículas estáveis de modo que, em colisões envolvendo essas partículas, seja possível a produção de partículas instáveis.

A busca pelo elemento fundamental da matéria começou em 1808, com a pesquisa do cientista inglês John Dalton. Dalton apresentou a teoria do modelo atômico, onde o átomo (do grego, indivisível) é uma minúscula esfera maciça e indivisível. Essa teoria perdurou por quase um século.

A descoberta experimental de partículas subatômicas de carga negativa – os elétrons – em 1897, forneceu a base para uma reformulação no modelo atômico. Essa descoberta foi realizada através do trabalho de J. J. Thompson com tubos de raios catódicos [1]. O modelo atômico de Thompson, também conhecido como modelo do “pudim de passas”, diz que o átomo é constituído por uma grande massa de carga positiva na qual os elétrons estariam “entalhados” como passas em um pudim. Dessa forma, haveria um equilíbrio de cargas e o átomo seria neutro.

Em 1911, o cientista neozelandês Ernest Rutherford deu um grande passo para o desenvolvimento de um modelo atômico. Rutherford realizou um experimento [1] que lhe permitiu concluir que o átomo é constituído por um minúsculo núcleo positivo circundado por uma região mais extensa, na qual está dispersa a carga negativa (os elétrons). Essa experiência consistiu em lançar contra uma finíssima lâmina de

ouro um feixe de partículas alfa de carga positiva emitidas por uma fonte radioativa, como mostra o esquema da Figura 2.1. As partículas alfa têm massa quase dez mil vezes maior que o elétron, e sua velocidade é da ordem de um décimo da velocidade da luz. Nesse experimento, quase todas as partículas alfa conseguiram atravessar a lâmina, como se ela fosse transparente, sendo interceptadas mais a frente por uma placa recoberta de sulfeto de zinco (material fluorescente). A chegada de cada partícula alfa à placa provocava um curto lampejo de luz.

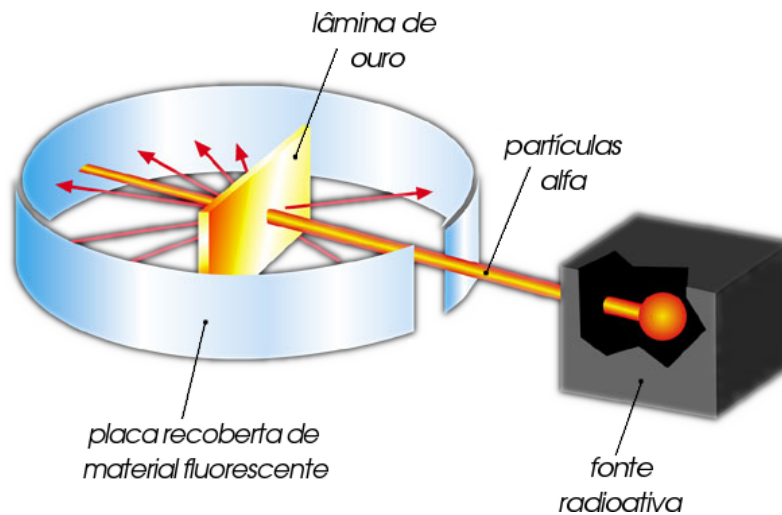


Figura 2.1: Experiência de Rutherford.

Rutherford surpreendeu-se ao observar que algumas das partículas alfa retornavam, ou seja, eram refletidas pela lâmina. Para explicar os resultados, Rutherford estimou que o átomo era constituído por um núcleo positivo extremamente pequeno (com raio da ordem de 10^{-14} m) localizado no centro de uma esfera muito maior (com raio da ordem de 10^{-10} m), na qual a carga negativa dos elétrons aparece mais ou menos uniformemente distribuída. Ainda na década de 1910, Rutherford comprovou a existência de partículas carregadas positivamente dentro do núcleo. À elas, ele deu o nome de próton (do grego, primeiro).

O modelo atômico moderno surgiu em 1932, após o anúncio da descoberta do segundo componente do núcleo, o nêutron, por J. Chadwick.

Nas décadas que se seguiram, diversos cientistas construíram experimentos que comprovaram a existência de dezenas de partículas (como exemplo, podemos citar a descoberta do pión, em 1947, pelo físico brasileiro César Lattes [2]).

A partir desses avanços, no final da década de 1960, foi possível a formulação do

modelo padrão [3] da física de partículas. Este modelo é capaz de descrever todas as formas de matéria conhecida e as forças por meio das quais elas interagem.

Mais informações sobre a história da física de partículas podem ser encontradas em [4, 5, 6].

2.1 O modelo padrão

De acordo com o modelo teórico proposto no final da década de 1960, a matéria é composta por três famílias de partículas elementares: os léptons, os quarks e as partículas transportadoras de força [3].

Os léptons (do grego leve) são partículas elementares que não interagem fortemente e são elementos pouco massivos. Existem seis léptons: elétron, múon, tau e seus respectivos neutrinos. Cada lépton possui uma antipartícula associada de carga inversa (por exemplo, o pósitron é a antipartícula do elétron, e possui carga +1 e mesma massa). As características dos léptons podem ser observadas na Tabela 2.1.

Tabela 2.1: Classificação dos léptons. ($1 \text{ GeV}/c^2 = 1,783 \times 10^{-27} \text{ kg}$)

Léptons				
Tipo		Massa (GeV/c^2)	Carga elétrica	Geração
ν_e	neutrino elétron	$< 1 \times 10^{-8}$	0	I
e	elétron	0,000511	-1	
ν_μ	neutrino múon	$< 0,0002$	0	II
μ	múon	0,106	-1	
ν_τ	neutrino tau	$< 0,02$	0	III
τ	tau	1,7771	-1	

Similarmente, existem seis tipos de quarks. Podemos concluir, com o auxílio da Tabela 2.2, que os quarks são elementos de carga elétrica não inteira. Os quarks nunca são observados isoladamente e se agregam para formar os hádrons. Podemos citar, como exemplo de hádron, o próton, composto de dois quarks *up* e um *down* (*uud*), resultando em uma carga elétrica de +1 (soma das cargas dos quarks *uud*,

$2/3 + 2/3 - 1/3 = +1$). Outro exemplo é o nêutron, formado pela união de um quark *up* e dois *down* (*udd*) e carga elétrica nula.

Tabela 2.2: Classificação dos quarks.

Quarks			
Tipo	Massa (GeV/ c^2)	Carga elétrica	Geração
<i>u</i> <i>up</i>	0,003	2/3	I
<i>d</i> <i>down</i>	0,006	-1/3	
<i>c</i> charmoso	1,3	2/3	II
<i>s</i> estranho	0,1	-1/3	
<i>t</i> <i>top</i>	175	2/3	III
<i>b</i> <i>bottom</i>	4,3	-1/3	

A primeira geração (geração I) de partículas (ver Tabelas 2.1 e 2.2) é a única estável, compondo, portanto, todos os corpos que nos cercam. Esta geração é representada pelos elétrons e neutrinos (léptons) e pelos quarks *up* e *down*. Todas as partículas das gerações II e III são instáveis e decaem, transformando-se em partículas da primeira geração.

De acordo com o modelo padrão, existem quatro interações fundamentais entre as partículas, e todas as forças existentes no mundo podem ser atribuídas à essas quatro interações. Cada interação está associada a uma partícula mediadora de força (também chamada de bóson):

- força gravitacional: gráviton (partícula ainda não observada)
- força fraca: bósons W^- (massa 80,4 GeV/ c^2 e carga -1), W^+ (mesma massa e carga $+1$) e Z (massa de 91,187 GeV/ c^2 e carga nula)
- força eletromagnética: fóton (γ), com massa e carga nulas
- força forte: glúons, com massa e carga nulas

Os experimentos de física de partículas vêm comprovando, com grande precisão, cada uma das previsões teóricas do modelo padrão. Porém, algumas previsões ainda

não foram observadas. Dentre elas, a mais importante é a comprovação da existência de uma partícula que explicaria por que as partículas elementares têm diferentes massas. Tal partícula foi prevista teoricamente pelo físico Peter Higgs em 1964 e por isso é denominada de bóson de Higgs [7]. O modelo padrão não estima o valor da massa do bóson de Higgs, mas espera-se que o valor esteja entre $114,4 \text{ GeV}/c^2$ [8] e $280 \text{ GeV}/c^2$ [9].

2.2 O Centro Europeu para a Pesquisa Nuclear

O Centro Europeu para a Pesquisa Nuclear (CERN) [10] é um laboratório científico situado na região fronteiriça da França com a Suíça, próximo à cidade de Genebra. Fundado em 1954, com o intuito de repatriar e manter cientistas europeus após a segunda grande guerra, o CERN foi um dos primeiros projetos em comum dos países europeus e, atualmente, conta com 20 países membros e quase 80 países colaboradores (o Brasil está nesse grupo).

Nas instalações do CERN, são realizados grandes experimentos de física, que conta com a colaboração de cientistas de institutos de pesquisa e universidades do mundo inteiro. O CERN, através dessa parceria mundial, constrói e opera equipamentos para que seus colaboradores realizem seus experimentos, fornecendo toda a infra-estrutura necessária para que teorias físicas possam ser testadas.

A partir de pesquisas na área de física de partículas, o CERN realiza uma transferência de tecnologia para a sociedade [11]. Entre as principais realizações, podemos citar:

- *World Wide Web*, criada no CERN em 1990;
- novas tecnologias desenvolvidas em engenharia: civil, eletrônica, mecânica;
- detectores de imagem para medicina;
- novos aceleradores, menos invasivos, para radioterapia etc.

2.3 Aceleradores de partículas

Para manter o progresso contínuo na área de física de partículas, é necessário criar condições para que partículas elementares interajam em energias e taxas extremamente elevadas, permitindo a observação de processos raros. Essas condições são criadas com a utilização de aceleradores de partículas.

Os aceleradores de partículas podem ser de alvo fixo ou colisionadores. Em experimentos de alvo fixo, uma partícula carregada, como um elétron ou um próton, é acelerada por um campo elétrico, colidindo com um alvo. Um detector determina a carga, o momento, a massa e outras características das partículas resultantes. Rutherford, em seu estudo sobre a estrutura atômica, realizou uma experiência de alvo fixo, onde a fonte radioativa forneceu partículas alfa, que colidiram com o alvo fixo constituído pela folha de ouro. O detector foi representado pela placa de sulfeto de zinco.

Já nos experimentos com colisionadores, dois feixes de partículas de altas energias são acelerados em sentidos opostos, colidindo nos chamados pontos de colisão. A vantagem dessa forma é que toda a energia da aceleração se encontra disponível para conversão em novas partículas.

Os aceleradores ainda podem ser classificados por seu formato, que pode ser linear (LINAC) ou circular. Em aceleradores lineares, as partículas são aceleradas em uma linha reta até que colidam com o alvo de interesse (outras partículas ou um alvo fixo) localizado no final da reta. Em experimentos de aceleradores circulares, as partículas permanecem em movimento até alcançarem uma energia suficiente. Nesses experimentos, é necessário o uso de enormes ímãs para curvar a trajetória das partículas dentro do acelerador. Como vantagens, em relação aos LINACs, os aceleradores circulares fornecem mais energia às partículas (já que elas podem dar muitas voltas, recebendo múltiplos impulsos a cada volta) e são menores (para uma mesma energia).

A motivação para o uso de altas energias no estudo sobre a composição da matéria é justificada pela mecânica quântica, que descreve partículas como ondas que possuem comprimento de onda inversamente proporcional ao momento da partícula. Segundo Louis de Broglie [12], esta relação segue a expressão $\lambda = h/p$ (onde λ é o comprimento de onda, h a constante de Planck e p o momento). Dessa forma,

quanto maior for o momento (maior velocidade), menor será o comprimento de onda, tornando mais acurada a medida a ser realizada.

A famosa equação de Einstein [13], relacionando energia e massa, dada por $E = mc^2$, permite concluir que é preciso altas concentrações de energia para criar partículas dotadas de massas elevadas.

Outra característica importante em experimentos sobre partículas elementares é a luminosidade produzida pelo acelerador. A luminosidade é a figura de mérito que quantifica a intensidade de um feixe de partículas, estando diretamente relacionada ao número de eventos produzidos.

Por fim, para adquirir uma estatística relevante, que comprove a existência de partículas com tão pequena probabilidade de observação, é necessário que os aceleradores de partículas operem com taxas de colisões muito elevadas por unidade de tempo.

2.4 Detectores de partículas

O papel dos aceleradores de partículas é fornecer energia para que seja possível a criação de partículas mais energéticas e massivas. O ponto de colisão é monitorado por um detector, que tem como objetivo a caracterização das propriedades das partículas resultantes (e de seus decaimentos).

Os físicos interessam-se tanto pelos eventos que ocorrem durante como depois da colisão das partículas. Por essa razão, eles colocam detectores nas regiões em que as partículas passarão durante um evento.

Os detectores são construídos de diferentes maneiras dependendo do tipo da colisão a ser analisada. Em experimentos envolvendo um alvo fixo, as partículas produzidas realizam um movimento contínuo para frente, por isso, os detectores são na forma de “cones” e são posicionados ao longo da direção do feixe. Já durante um experimento envolvendo colisionadores, as partículas são espalhadas em todas as direções, logo, os detectores devem possuir um formato cilíndrico envolvendo o ponto de colisão dos feixes. Esses dois tipos de detectores se encontram ilustrados na Figura 2.2.

Os detectores modernos são compostos por um conjunto de elementos de de-

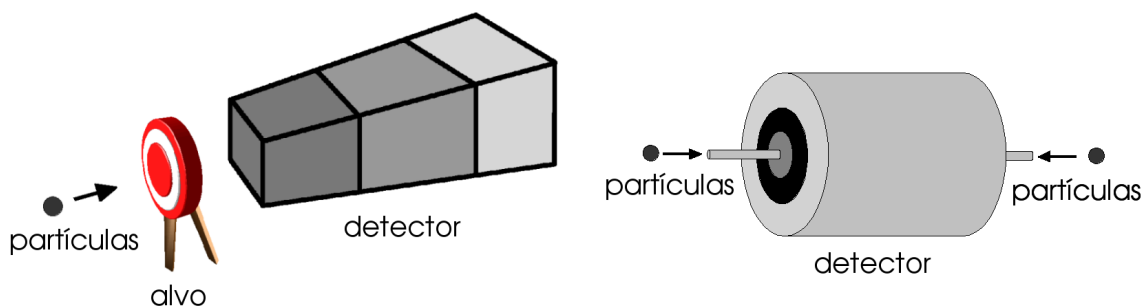


Figura 2.2: Detectores de alvo fixo e de colisão, respectivamente.

tecção [11]. Cada componente dos detectores desempenha uma função diferente: medir a trajetória de uma partícula, sua velocidade, energia etc. Assim, ao juntarmos as informações provenientes de todos esses componentes, é possível identificar uma dada partícula.

A Figura 2.3 mostra a topologia típica de um detector utilizado em experimentos de colisionadores de feixes de partículas. Iniciando pela camada mais interna e em direção a mais externa, tais componentes são:

- O detector de traços, que está localizado na região mais interna do detector. Ele faz uso de um campo magnético para curvar partículas carregadas. Desta forma, é possível realizar, com grande precisão, a medida do momento da partícula incidente;
- Os calorímetros eletromagnético e hadrônico, que têm por finalidade a medição da energia total das partículas incidentes;
- A câmara de múons, componente mais afastado do ponto de colisão, já que os múons interagem muito pouco com as camadas mais internas do detector.

2.5 O grande colisionador de hádrons, LHC

Em 1989, o CERN comemorou o início da operação do grande colisionador elétron-positron (LEP, do inglês *Large Electron-Positron collider*). O LEP [15] foi desenvolvido para o estudo dos bósons W e Z , mediadoras da força fraca. Este colisionador

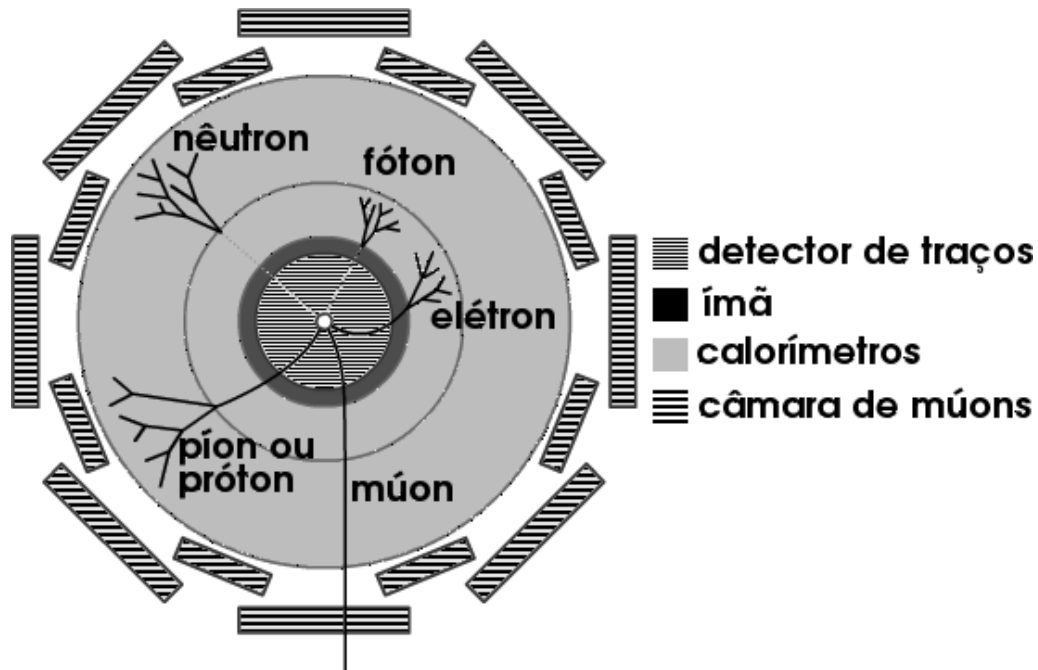


Figura 2.3: Corte longitudinal dos detectores modernos, mostrando a interação das partículas em cada subdetector. Extraído de [14].

foi construído em um túnel circular de 26,7 km de circunferência, sob a fronteira franco-suíça, encontrando-se a uma profundidade de 50 a 175 m. A Figura 2.4 mostra a imagem aérea do túnel construído para o acelerador LEP. Para o LEP, foram desenvolvidos quatro detectores: ALEPH [16], L3 [17], OPAL [18] e DELPHI [19]. No ano 2000, o LEP foi desligado para dar lugar ao novo acelerador de partículas, chamado de grande colisionador de hádrons [20] (LHC, do inglês *Large Hadron Collider*).

O LHC é um colisionador próton-próton com 14 TeV (7 TeV por feixe) de energia no centro de massa e luminosidade de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Isso seria mais de 70 vezes a energia atingida pelo LEP. Para conseguir alcançar esta energia, o LHC usará 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 [21]. O início das colisões está previsto para o segundo semestre de 2009.

A procura por uma física rara força o acelerador a operar a taxas de colisão muito elevadas. Dessa forma, pacotes¹ de prótons são injetados no acelerador a cada

¹Cada pacote contém $1,15 \times 10^{11}$ prótons, sendo necessários 2808 pacotes, por feixe, para preencher todo o anel do LHC.



Figura 2.4: Imagem aérea do anel construído para o acelerador LEP, que está abrindo o novo acelerador LHC. Extraído de <http://cds.cern.ch>.

25 ns (distanciados de 7,5 m), fornecendo assim, uma taxa de colisão de 40 MHz. Devido à alta luminosidade projetada para o LHC, a taxa de eventos irá alcançar, aproximadamente, 1 GHz [22] (cerca de 23 eventos por colisão).

Para a caracterização dos produtos das colisões, o LHC dispõe de quatro detectores. O ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*) e CMS (*Compact Muon Solenoid*) são detectores de propósito geral [23, 24]. O experimento ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) realizará estudos sobre íons pesados [25] e, por fim, o LHCb (*Large Hadron Collider Beauty Experiment*) fornecerá medições mais precisas do decaimento do méson B [26]. A Figura 2.5 mostra uma visão geral do túnel do acelerador LHC, juntamente com o posicionamento desses quatro detectores.

O LHC colisionará também íons de chumbo (Pb), principalmente para o experimento ALICE. Neste caso, a energia no centro de massa será 1,15 PeV e a luminosidade nominal de $10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

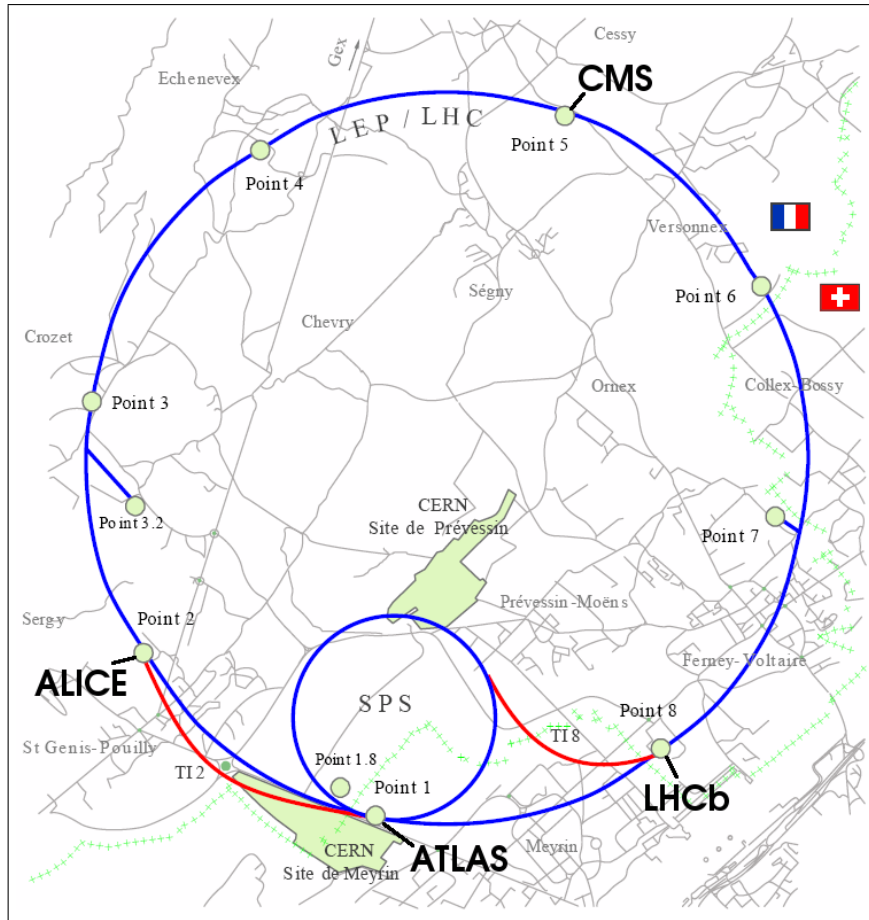


Figura 2.5: Ilustração do anel do LHC juntamente com a localização dos quatro detectores. Extraído de <http://cds.cern.ch>.

2.5.1 A busca do LHC

O potencial do LHC para observar novos fenômenos físicos é enorme. Apesar de todo o sucesso da concordância entre a física teórica e experimental durante as últimas décadas, muitas questões fundamentais permanecem sem respostas.

Como descrito anteriormente, a última importante lacuna a ser preenchida do modelo padrão é a justificativa para partículas elementares existirem com diferentes massas. Pelo modelo padrão, esta propriedade é atribuída ao bóson de Higgs. O modelo padrão não prevê a massa do bóson de Higgs, mas experimentos recentemente limitaram a massa entre os valores de 114,4 e 280 GeV/c^2 [8, 9]. Assim, devido às elevadas energias fornecidas pelo LHC, será energeticamente possível a criação de partículas com massas elevadas, como o bóson de Higgs, se ele existir.

Outra busca promissora do LHC é a teoria supersimetria (SUSY). Essa teoria prevê, entre outras, a existência de diversas espécies de bóson de Higgs e de uma

partícula chamada de Neutralino, que explicaria a natureza da matéria escura [27]. Espera-se que esta teoria unifique as quatro interações fundamentais.

2.6 O ATLAS

O detector ATLAS [23] é um dos principais experimentos dentro do LHC. A densidade da energia fornecida pelas colisões próton-próton do LHC é similar às existentes na criação do universo, a apenas 1 ps após o *Big Bang*. O ATLAS é um produto de uma colaboração internacional de aproximadamente 2.500 físicos e engenheiros de 169 universidades e laboratórios de 37 países.

O ATLAS está localizado no Ponto 1 do acelerador LHC e apresenta uma construção na superfície, onde tem-se uma sala de controle do experimento, e outra subterrânea (um poço), que é dividida em duas cavernas principais:

- UX15 é a caverna principal do ATLAS, onde se localiza 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, os *hardwares* de aquisição de dados etc.

O ATLAS é um detector de propósito geral. Segundo previsões da física teórica, o bóson de Higgs é uma partícula extremamente instável, logo, decairá rapidamente em partículas mais estáveis, liberando partículas mediadoras de força. Existem diversos decaimentos, também chamados de assinaturas, que comprovam a existência do bóson de Higgs, sendo alguns mais facilmente detectáveis que outros. As três principais características de uma assinatura são: o tipo de partícula, sua carga e sua energia.

Pensando nisso, o ATLAS é dividido em quatro componentes principais, onde cada componente se dedica a um conjunto especial de partículas e respectivas medidas. Esses componentes são: o detector interno, os calorímetros e a câmara de múons. A Figura 2.6 mostra um esquema do detector ATLAS e todos seus componentes (no canto esquerdo vemos o desenho de pessoas em escala). Em dimensões totais, o ATLAS possui um diâmetro de 22 m, comprimento de 42 m e massa de aproximadamente 7 mil toneladas.

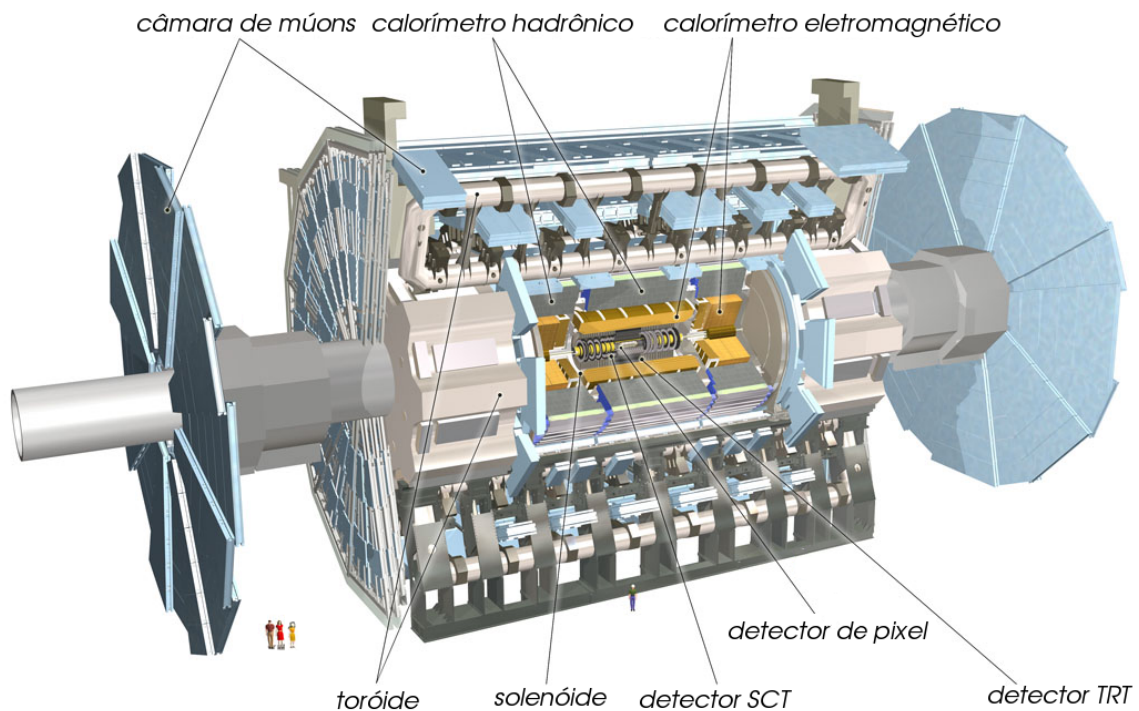


Figura 2.6: Ilustração do detector ATLAS. Extraído de [14].

Inicialmente, na parte mais próxima ao ponto de colisão, temos o detector interno [28]. Este detector ocupa uma grande região central do ATLAS e é constituído por três partes: os detectores de pixel, SCT (do inglês *Silicon Microstrip Technologies*) e TRT (do inglês *Transition Radition Tracker*). O principal objetivo desse conjunto de detectores é a identificação da trajetória de partículas carregadas. Para isso, um solenóide magnético envolve o detector interno (fornecendo um campo magnético de 2 Tesla), forçando que partículas carregadas percorram uma trajetória curva e, permitindo, assim, a determinação da carga e do momento de cada partícula.

Na sequência, as partículas interagem com os dois calorímetros do ATLAS. O mais interno é o calorímetro eletromagnético [29], que possui a função de determinar a energia total de partículas eletromagnéticas, como elétrons, pósitrons e fótons. O segundo, chamado de calorímetro hadrônico [30], tem a tarefa de medir a energia total dos hádrons, como prótons, nêutrons, píons etc). Os calorímetros serão detalhados na próxima seção, já que este trabalho baseia-se na informação fornecida por esses detectores.

Por fim, a câmara de múons [31] realiza medidas da carga elétrica e momento

dos múons que passaram pelos componentes mais internos do detector sem deixar vestígios relevantes.

A Figura 2.7 apresenta uma ilustração da forma com que as diversas partículas interagem com os componentes do ATLAS.

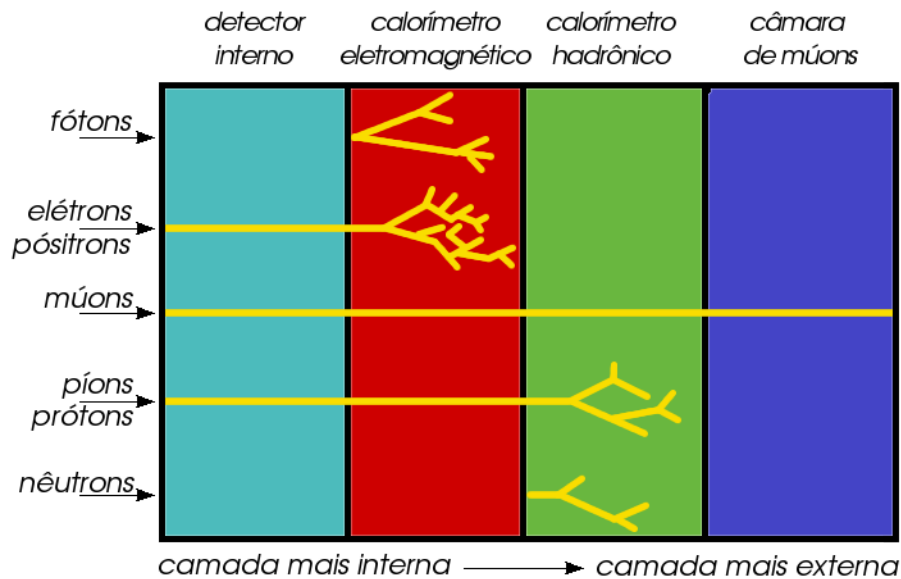


Figura 2.7: Ilustração da forma de interação de diferentes partículas com as camadas do detector ATLAS. Extraído de [14].

2.6.1 O sistema de coordenadas do ATLAS

O sistema de coordenadas do ATLAS é definido da seguinte forma [32]:

- 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 e
- o eixo- Y é perpendicular ao eixo- X e ao eixo do túnel.

Em experimentos de física de partículas, é comum utilizarmos coordenadas cilíndricas. 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) e a definimos como [33]

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

Podemos observar que para $\theta = 0^\circ$ e $\theta = 90^\circ$ temos $\eta = \infty$ e $\eta = 0$, respectivamente.

Na Figura 2.8, ilustramos o sistema de coordenadas do ATLAS, evidenciando o ângulo θ de uma partícula produzida em relação ao feixe do LHC.

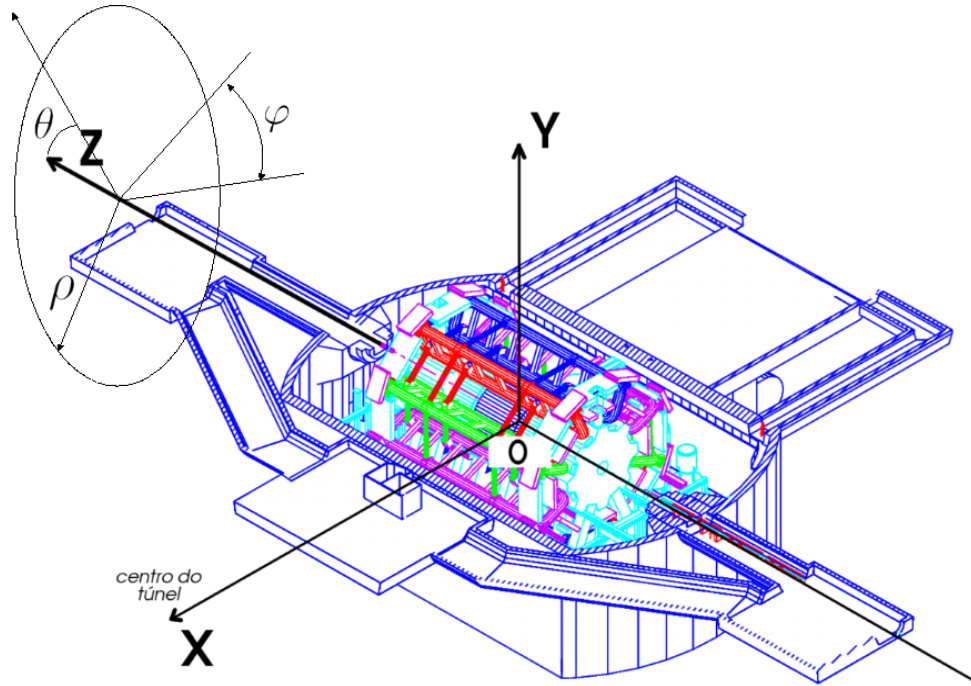


Figura 2.8: Sistema de coordenadas do ATLAS. Extraído de [32].

2.6.2 Os calorímetros do ATLAS

Os calorímetros desempenham uma importante função em experimentos de física de partículas. Eles são os responsáveis por medirem, de forma acurada, a energia das partículas produzidas em uma colisão. Para isso, estes detectores devem possuir uma resposta rápida e uma boa granularidade².

A disposição dos calorímetros do ATLAS é mostrada na Figura 2.9. Nela, observamos três seções [23]: o calorímetro eletromagnético, o calorímetro hadrônico e o calorímetro *forward*. Estas seções são divididas em três regiões de acordo com

²Granularidade é a resolução espacial do detector.

η crescente, na seguinte ordem: barril, tampa (ou barril estendido, no caso do calorímetro hadrônico de telhas) e *forward*. Podemos notar que existe um buraco entre o barril e a tampa, para que seja possível passar o cabeamento e serviços para os detectores internos.

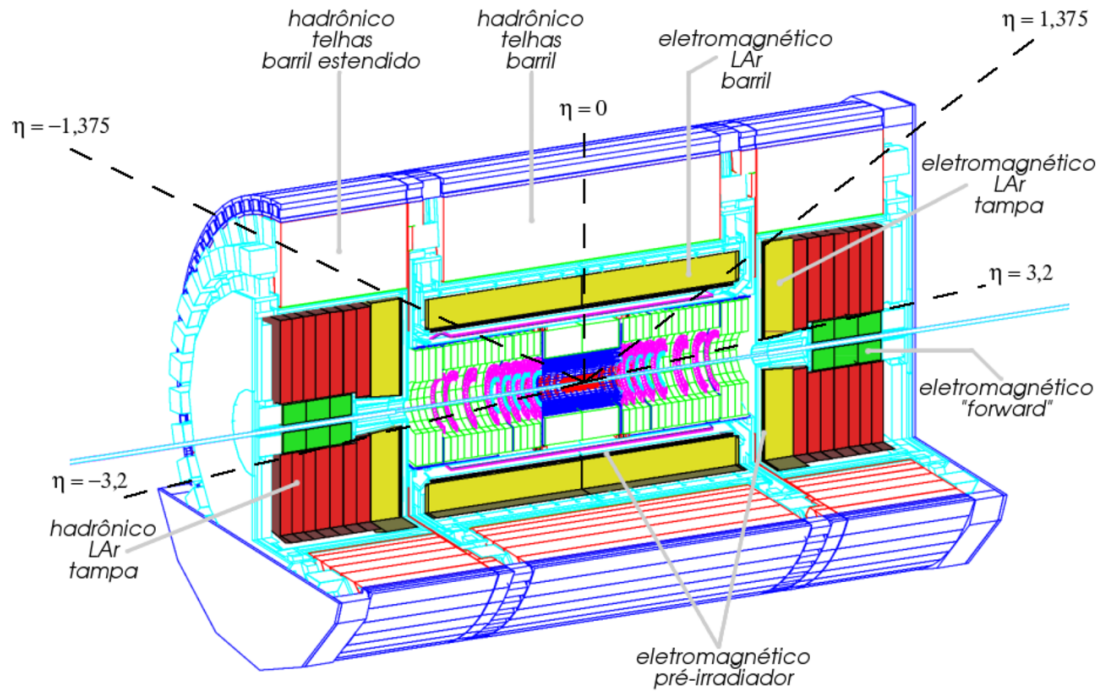


Figura 2.9: Os calorímetros do ATLAS. Extraído de [14].

O calorímetro eletromagnético

O calorímetro eletromagnético tem a função de medir, de forma acurada, a energia e posição de partículas eletromagnéticas (como fótons, elétrons, pósitrons etc) produzidas em uma colisão [34]. Para isso, os físicos levam em consideração a forma de interação entre partículas e calorímetro.

Elétrons (pósitrons) são partículas muito leves, dessa forma, a 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; mas, devido à sua elevada massa (cerca de 200 vezes a do elétron), esta partícula não perde facilmente energia ao atravessar a matéria.

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 barril do calorímetro eletromagnético (EM) cobre a região de $|\eta| < 1,4$ e é segmentado em 4 camadas ao longo da profundidade do detector. A primeira camada apresenta uma segmentação extremamente fina em termos de pseudo-rapidez ($\Delta\varphi \times \Delta\eta = 0,098 \times 0,0031$). A segunda (mais profunda) e a terceira camada possuem uma granularidade de $0,0245 \times 0,025$ e $0,0245 \times 0,05$, respectivamente, em termos de $\Delta\varphi \times \Delta\eta$. Na Figura 2.10, pode-se observar o diagrama de uma parte do barril do calorímetro EM.

A tampa do calorímetro eletromagnético consiste em dois cilindros concêntricos cobrindo uma região de $1,475 < |\eta| < 2,5$ e $2,5 < |\eta| < 3,2$, em termos de pseudo-rapidez. A granularidade da tampa é idêntica a do barril para valores de $|\eta| < 2,5$, excetuando-se a primeira camada, onde a granularidade é duas vezes menos fina. Para $2,5 < |\eta| < 3,2$, a granularidade é constante e igual a $\Delta\varphi \times \Delta\eta = 0,1 \times 0,1$.

O barril (tampas) é precedido, radialmente (longitudinalmente), por um componente chamado pré-irradiador, utilizado para corrigir a perda de energia ocorrida antes da partícula incidente atingir o calorímetro (ver Figura 2.9). O pré-irradiador é uma estrutura extremamente fina e tem a granularidade de $\Delta\varphi \times \Delta\eta = 0,025 \times 0,1$.

A Tabela 2.3 resume as informações de granularidade da seção EM. Pode-se notar, a partir desta tabela, que a granularidade é bastante variável de acordo com η . A última coluna informa o número de células em uma região de $\Delta\varphi \times \Delta\eta = 0,1 \times 0,1$. Essa região é coberta pelas torres de *trigger*, que serão discutidas mais adiante.

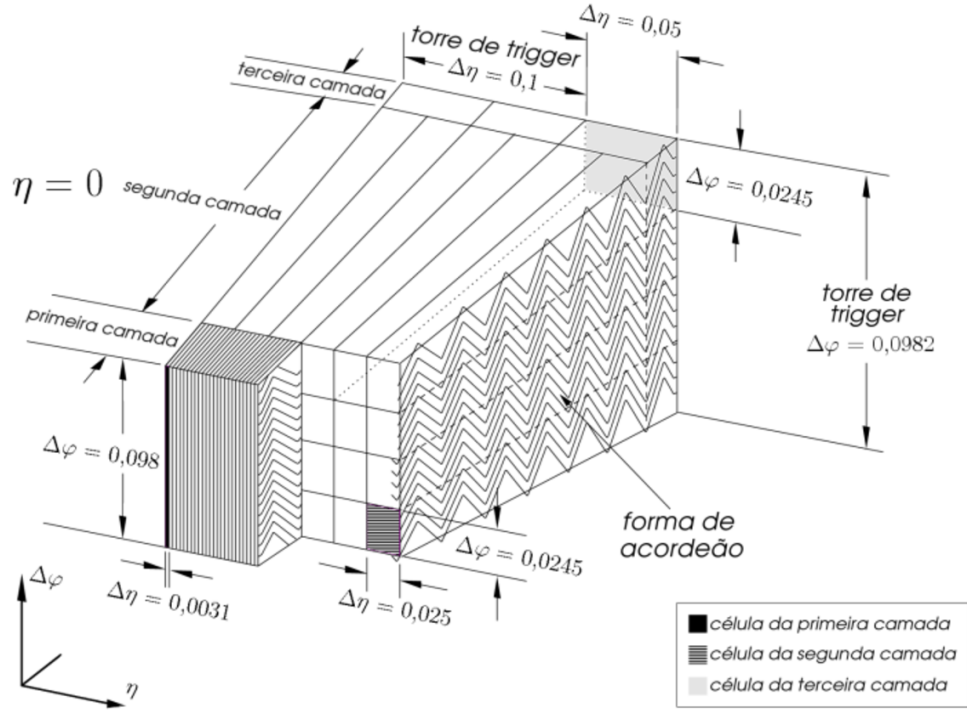


Figura 2.10: Diagrama de uma parte do barril do calorímetro eletromagnético. Extraído de [14].

O calorímetro hadrônico

Os calorímetros hadrônicos têm duas funções básicas [34]. A primeira é medir a energia e direção dos jatos³. 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 transversa⁴ faltante (energia que não foi absorvida pelo detector).

Os hádrons – tipicamente píons, káons, nêutrons e prótons – podem interagir com a matéria produzindo chuveis com características diferentes dos eletromagnéticos. Os chuveis hadrônicos são mais extensos tanto longitudinalmente como lateralmente, permitindo que se diferencie partículas hadrônicas das eletromagnéticas. Novamente, como ocorre no calorímetro EM, a energia total depositada pelo chuveiro é igual a energia da partícula original incidente.

³O jato hadrônico é um conjunto de partículas hadrônicas que se movem muito próximas em um cone.

⁴Energia transversa é definida como a projeção da energia na direção do eixo- X do detector. Também pode ser obtida a partir da equação $E_T = E \cdot \sin(\theta)$, onde θ é o ângulo de incidência de uma partícula em relação a direção do feixe.

Tabela 2.3: Granularidade das camadas do calorímetro EM do ATLAS.

Camada	Peça	η_{inicio}	η_{fim}	$\Delta\varphi \times \Delta\eta$	$N_\varphi \times N_\eta$
Pré-irradiador	Barril	0	1,5	$0,1 \times 0,025$	1×4
	Tampa	1,5	1,8	$0,1 \times 0,025$	1×4
Camada 1	Barril	0	1,4	$1 \times 0,0031$	1×32
		1,4	1,475	$0,025 \times 0,025$	4×4
	Tampa	1,375	1,5	$0,1 \times 0,025$	4×1
		1,5	1,8	$0,1 \times 0,0031$	1×32
		1,8	2,0	$0,1 \times 0,0041$	1×24
		2,0	2,4	$0,1 \times 0,0062$	1×16
		2,4	2,5	$0,1 \times 0,025$	1×4
		2,5	3,2	$0,1 \times 0,1$	1×1
Camada 2	Barril	0	1,4	$0,025 \times 0,025$	4×4
		1,4	1,475	$0,025 \times 0,075$	4×1
	Tampa	1,375	2,5	$0,025 \times 0,025$	4×4
		2,5	3,2	$0,1 \times 0,1$	1×1
Camada 3	Barril	0	1,35	$0,025 \times 0,05$	4×2
	Tampa	1,5	2,5	$0,025 \times 0,05$	4×2

Os calorímetros hadrônicos são formados pelo calorímetro de telhas (TileCal) e a tampa hadrônica. O primeiro cobre uma região de $0 < |\eta| < 1,7$, enquanto o segundo estende-se de $1,5 < |\eta| < 3,2$ [23].

O calorímetro de telhas utiliza o ferro como material absorvedor e telhas cintilantes como elementos amostradores [30]. De acordo com a Figura 2.9, o calorímetro de telhas é composto de uma parte central, chamada de barril ($0 < |\eta| < 1,0$), e, nas extremidades por 2 seções conhecidas como barril estendido ($0,8 < |\eta| < 1,7$). De maneira similar ao calorímetro EM, o calorímetro de telhas é segmentado em três camadas (chamadas de A, BC e D), ao longo da profundidade do detector, e células, ao longo de cada camada. As duas primeiras camadas possuem a mesma 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 possui células maiores, com $\Delta\eta = 0,2$. A Figura 2.11 ilustra a estrutura do calorímetro de telhas, apresentando células das camadas A, BC e D (somente metade do calorímetro está visível). Nesta figura, podemos ver as células que formam uma torre de *trigger* (cinza claro).

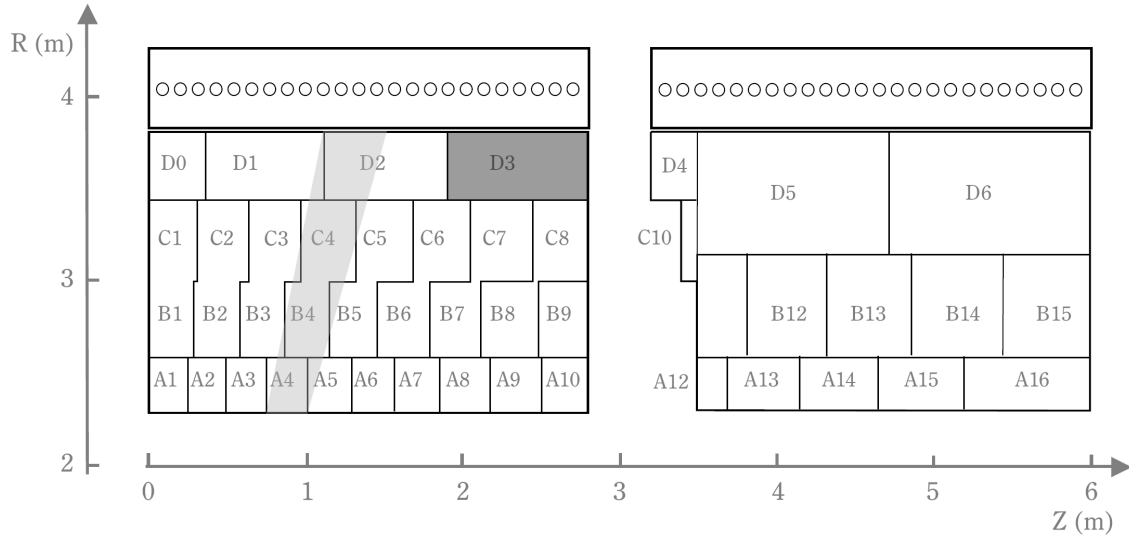


Figura 2.11: Módulos do barril e barril estendido do calorímetro hadrônico de telhas. Extraído de [14].

A tampa hadrônica utiliza placas de cobre (para absorção da energia) que se encontram imersas em argônio líquido. Esta tecnologia foi escolhida pois é mais indicada para operar em áreas com altos índices de radiação (este calorímetro será posicionado em $1,5 < |\eta| < 3,2$).

A Tabela 2.4 resume as informações sobre a granularidade do calorímetro hadrônico. Mais uma vez, a última coluna mostra quantas células devem ser agrupadas para formar as torres de *trigger*, que é definida pela área em uma região de $\Delta\varphi \times \Delta\eta = 0,1 \times 0,1$.

2.6.3 O sistema de filtragem de eventos do ATLAS

No LHC, pacotes de prótons irão colidir com uma frequência de 40 MHz. Além disso, existe a probabilidade de ocorrer aproximadamente 23 colisões inelásticas cada vez que dois pacotes de prótons se encontram, devido a alta luminosidade do experimento. Desta forma, a taxa original de 40 MHz passará a ser aproximadamente 1 GHz. Logo, é necessário reduzir a alta taxa de eventos, pois sabemos que grande

parte desses eventos é considerada ruído de fundo do experimento, uma vez que a física de interesse para o LHC é extremamente rara.

Para o ATLAS foi projetado um sistema de filtragem (*trigger*) *online* [22] composto por três níveis conectados em cascata, com complexidade e tempo de processamento crescentes, como mostrado na Figura 2.12.

O primeiro nível (LVL1) usará as informações provenientes dos calorímetros e da câmara de múons, com granularidade menos fina, agrupando informações dos subdetectores. Assim, o LVL1 irá fornecer não mais que 75 kHz (esse valor poderá atingir 100 kHz) ao segundo nível de filtragem. Para realizar essa tarefa, os algoritmos do LVL1 são altamente eficientes e são executados em FPGAs [36] (*Field Programmable Gate Array*).

Para o LVL1, a informação de calorimetria é obtida a partir da soma de células localizadas numa região (torre de *trigger*). Para os calorímetros eletromagnético e hadrônico, essas torres têm o tamanho de $\Delta\varphi \times \Delta\eta = 0,1 \times 0,1$. Nas Tabelas 2.3 e 2.4, a última coluna mostra a quantidade de células que devem ser somadas para formar uma torre de *trigger*. Como exemplo, podemos ver que, para a primeira camada do calorímetro eletromagnético, utiliza-se como sinal de *trigger* a soma de 32 células.

A busca do LVL1 é realizada a partir do deslocamento de uma janela móvel de $\Delta\varphi \times \Delta\eta = 0,2 \times 0,2$ sobre toda a área do calorímetro. Dessa forma, a energia

Tabela 2.4: Granularidade das camadas do calorímetro hadrônico do ATLAS.

Camada	Peça	η_{inicio}	η_{fim}	$\Delta\varphi \times \Delta\eta$	$N_\varphi \times N_\eta$
Camadas 1 e 2	Barril (telhas)	0	1,0	$0,1 \times 0,1$	2×2
	Barril estendido (telhas)	0,8	1,7	$0,1 \times 0,1$	2×2
	Tampa (LAr)	1,5	2,5	$0,1 \times 0,1$	2×2
		2,5	3,2	$0,2 \times 0,2$	1×1
Camada 3	Barril (telhas)	0	1,0	$0,1 \times 0,2$	2×1
	Barril estendido (telhas)	0,8	1,7	$0,1 \times 0,2$	2×1
	Tampa (LAr)	1,5	2,5	$0,1 \times 0,1$	2×2
		2,5	3,2	$0,2 \times 0,2$	1×1

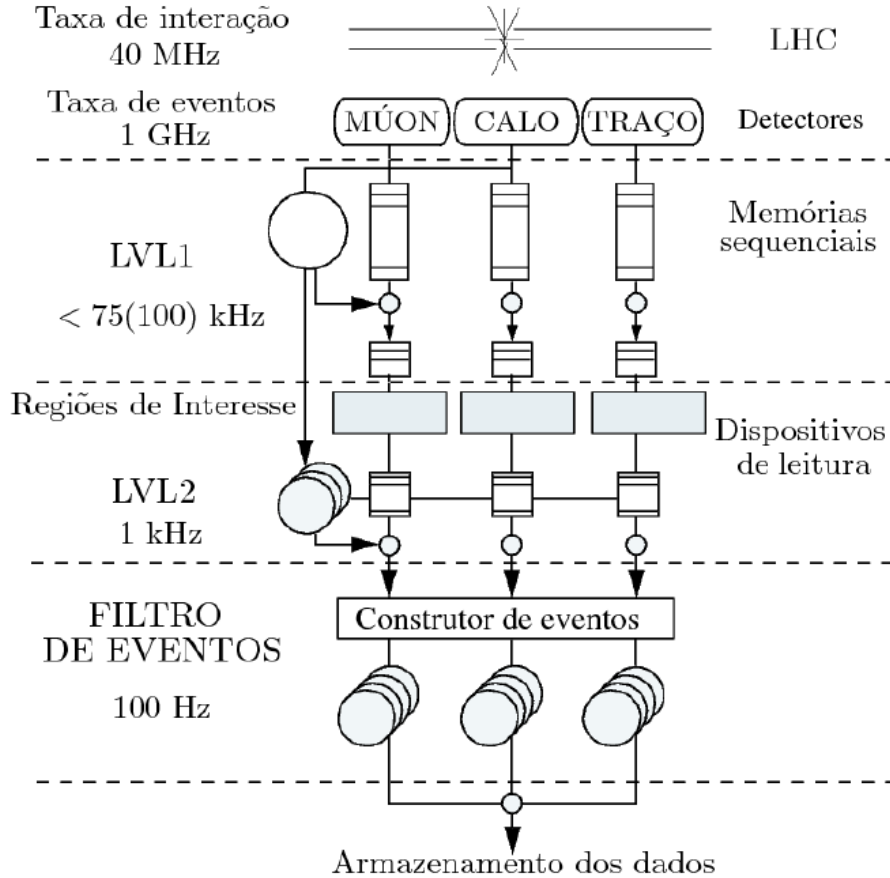


Figura 2.12: Sistema de filtragem de eventos do ATLAS. Extraído de [35].

depositada em cada janela é comparada a um patamar. Quando o valor de energia excede o valor do patamar, considera-se que um objeto de interesse foi encontrado. Essa região, que apresenta um nível de energia significativo, é chamada de região de interesse (*Region of Interest, RoI*) e sobre ela o LVL1 extrai: a energia total depositada e o isolamento, medindo as diferenças energéticas entre o centro e a periferia do objeto; a penetração, a partir da trajetória do objeto pelas camadas do calorímetro. Paralelamente, o LVL1 realiza uma busca na câmara de múons à procura de informações que identifiquem estas partículas de grande interesse para o LHC.

A partir das características extraídas dos calorímetros e da câmara de múons, o LVL1 aplica uma seleção de eventos baseada em um menu de canais físicos de interesse. A Tabela 2.5 mostra os canais de interesse que o LVL1 deve buscar nos sinais de *trigger*. Nota-se que a margem de segurança entre o valor da taxa total dos objetos de interesse e aquela projetada para o primeiro nível é maior que o

dobro. Os cortes de p_T (momento transverso⁵), E_T (energia transversa) e $E_{T, \text{faltante}}$ (energia transversa faltante) podem ser modificados durante a operação do ATLAS, para que seja reduzida (ou aumentada) a taxa fornecida ao LVL2 para um dado canal de interesse.

Tabela 2.5: Menu de canais físicos de interesse que o LVL1 busca nos sinais de *trigger*.

Objeto de interesse	Frequência (kHz)
Múon, $p_T > 20$ GeV	4
Par de múons, $p_T > 6$ GeV	1
Grupo único EM isolado, $E_T > 30$ GeV	22
Par de grupos EM isolados, $E_T > 20$ GeV	5
Jato, $E_T > 290$ GeV	0,2
Três jatos, $E_T > 130$ GeV	0,2
Quatro jatos, $E_T > 90$ GeV	0,2
Jato, $E_T > 100$ GeV e $E_{T, \text{faltante}} > 100$ GeV	0,5
Tau, $E_T > 60$ GeV e $E_{T, \text{faltante}} > 60$ GeV	1
Múon, $p_T > 10$ GeV e grupo EM isolado, $E_T > 15$ GeV	0,4
Outros eventos	5
Total	~ 40

Durante o processamento do LVL1, os dados de todos os detectores do ATLAS são armazenados em memórias sequenciais até que a decisão seja tomada. O tempo de decisão (latência) não deve ultrapassar $2,5 \mu\text{s}$. Se o evento for aceito pelo LVL1, os dados são movidos das memórias sequenciais para os dispositivos de leitura (*ReadOut Buffer*, ROB) do nível 2 (LVL2).

O segundo nível de filtragem do ATLAS tem como objetivo a redução da taxa de aceitação de 75 kHz (podendo chegar a 100 kHz) para, aproximadamente, 1 kHz. Para efetuar essa tarefa, este nível contará com uma rede de capacidade equivalente a 1.000 CPUs de 4 GHz, os quais irão processar algoritmos de busca especializados

⁵Momento transverso é o vetor de momento que tem a direção perpendicular ao feixe de partículas.

com o intuito de encontrar elementos que representem a física de interesse. Estes processadores irão refinar a seleção dos objetos indicados pelo LVL1, a partir do uso de todos os subdetectores do ATLAS com granularidade plena. Dessa forma, o LVL2 pode examinar, com maiores detalhes, as regiões de interesse identificadas pelo primeiro nível, inclusive refinando a sua posição. Além dos dados, o primeiro nível fornece outras informações relacionadas com a RoI, tais como: a sua posição, as características extraídas e um indicativo quanto ao tipo de objeto presente.

Finalmente, os eventos aprovados pelo LVL2 serão apresentados ao terceiro nível, chamado de Filtro de Eventos (EF, do inglês *Event Filter*). O filtro de eventos, irá operar no mesmo ambiente do LVL2 e irá refinar ainda mais a seleção feita, identificando os 100 eventos (taxa de 100 Hz) que serão gravados em mídia permanente. Para isso, o EF irá reconstruir o evento a partir da informação de todos os subdetectores.

Por possuírem características semelhantes e operarem no mesmo ambiente computacional, ambos o segundo e terceiro nível formam a filtragem de alto nível do ATLAS (HLT, do inglês *High-Level Trigger*).

Capítulo 3

Comissionamento com raios cósmicos

O LHC foi desenvolvido para operar por um período longo (mais de 10 anos). Para que o ATLAS possa se tornar operacional no LHC, cada um dos seus subdetectores deve passar por uma etapa de certificação extensa, chamada comissionamento. Esta etapa é importante para que seja possível o levantamento de falhas de componentes e também para caracterizar parâmetros importantes para o funcionamento correto dos detectores. Para desempenhar tal tarefa no TileCal, ferramentas de apoio foram desenvolvidas. Estas injetam sinais conhecidos em etapas intermediárias da cadeia eletrônica de leitura do TileCal a fim de verificar os sinais de saída (comparando-os com respostas esperadas).

Porém, como, na etapa de comissionamento dos detectores não ocorre a produção de partículas físicas de colisão no LHC, uma forma interessante de se testar o detector com eventos físicos é através de raios cósmicos. Dessa forma, os múons produzidos em chuviscos de raios cósmicos são usados com frequência para testar, alinhar e calibrar detectores de partículas em experimentos de física de altas energias.

Neste capítulo, serão descritas as ferramentas que realizam a calibração do calorímetro de telhas e a utilização dos raios cósmicos na etapa de comissionamento.

3.1 A cadeia de leitura do TileCal

A estrutura do TileCal é composta por três seções cilíndricas ao longo do eixo z , sendo um barril (LB, do inglês *Long Barrel*) e dois barris estendidos (EB, do inglês *Extended Barrel*). O barril e o barril estendido cobrem, respectivamente, as regiões com $|\eta| < 1,0$ e $0,8 < |\eta| < 1,7$. O barril ainda é dividido em duas partes iguais no ponto $\eta = 0$. Assim, temos o que chamamos de quatro partições e as letras A e C são utilizadas para identificar se estas partições estão em η positivo ou negativo, respectivamente. Resumindo, as quatro partições são EBC, LBC, LBA e EBA, cada uma dividida em 64 módulos em φ , como podemos ver na ilustração da Figura 3.1. Assim, cada módulo recebe um nome, que segue o padrão LBA45 (nome da partição acompanhado do número de módulo de 1 até 64). O TileCal apresenta essa configuração, com regiões separadas, para permitir que cabos e serviços possam passar para os detectores que estão nas áreas mais internas do ATLAS, como o calorímetro eletromagnético e os detectores internos.

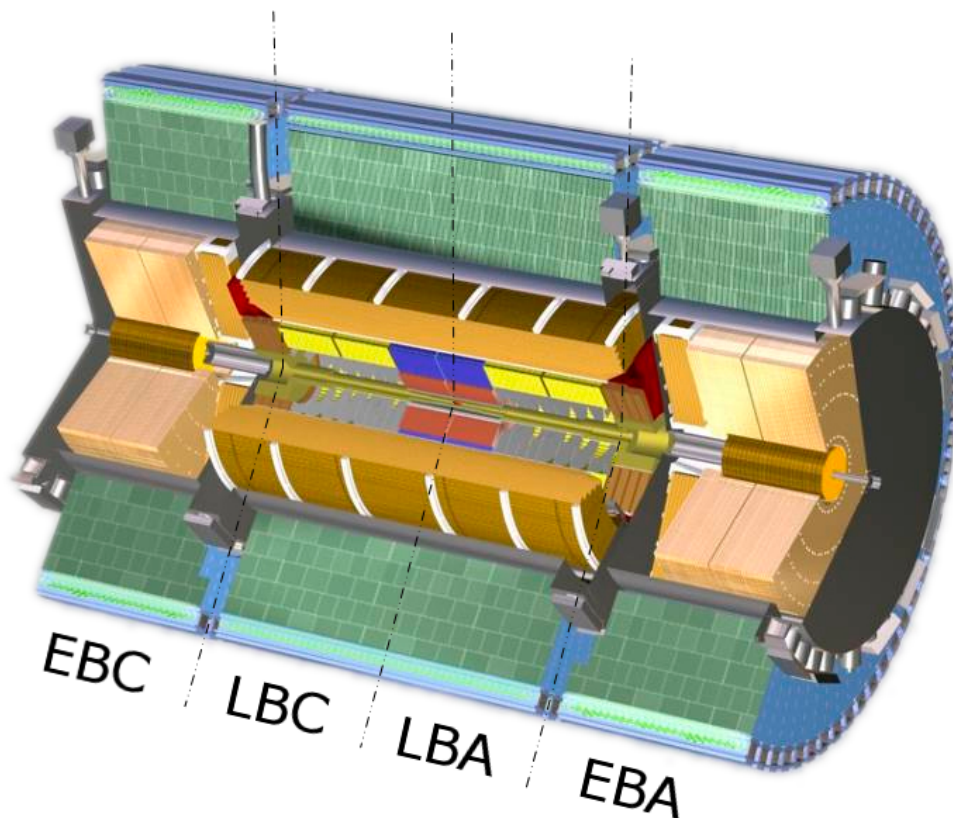


Figura 3.1: A estrutura cilíndrica do calorímetro de telhas, onde vemos as quatro partições. Extraído de [14].

Em termos de dimensões, os módulos do barril estendido e do barril têm, respectivamente, 2.910 mm e 5.640 mm de comprimento. Os raios interno e externo são iguais para ambos, medindo 2.280 mm e 4.230 mm.

A aquisição do sinal da energia absorvida pelo calorímetro é independente para cada módulo. Podemos dividir a cadeia de leitura em duas partes: óptica e eletrônica. Na Figura 3.2, estão ilustrados os principais elementos de um módulo do calorímetro, como os elementos ópticos (telhas cintilantes, fibras ópticas e células fotomultiplicadoras) e a localização da eletrônica.

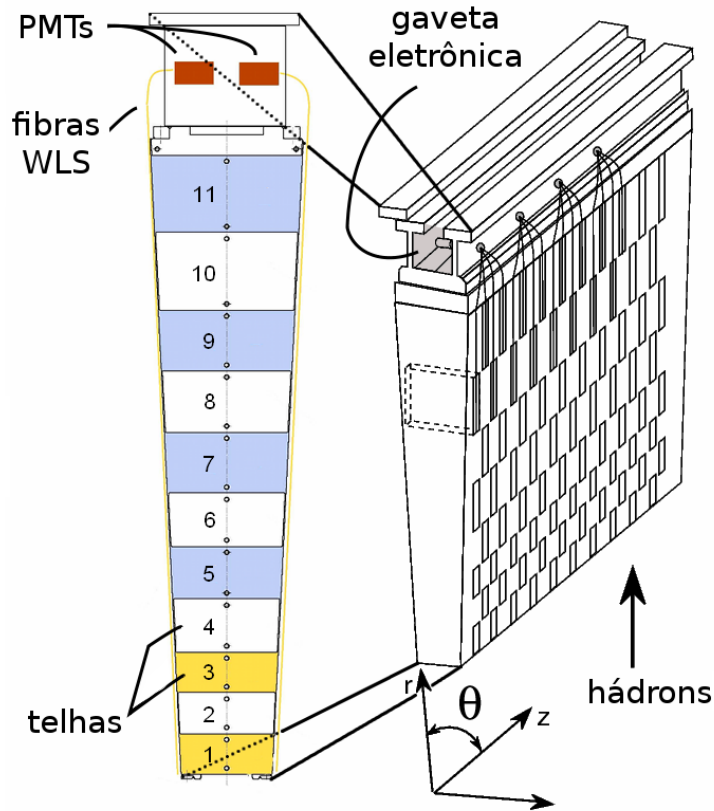


Figura 3.2: Principais elementos de um módulo do calorímetro de telhas. Extraído de [30].

A eletrônica do TileCal fica posicionada numa estrutura metálica de aproximadamente 3 metros, na base da cada módulo, dividida em duas partes. Cada parte é chamada de gaveta e a composição das duas é chamada de supergaveta. Como citado acima, os módulos do barril são divididos em $\eta = 0$, apresentando duas supergavetas. Os módulos dos barris estendidos possuem somente uma supergaveta. Dessa forma, para o TileCal inteiro, temos 256 supergavetas.

Na Figura 3.3, vemos o esquema geral da cadeia de leitura do calorímetro de telhas, que é composto por uma parte óptica e outra eletrônica. A parte óptica é responsável por absorver a energia e transformar o sinal luminoso em sinal elétrico através das células fotomultiplicadoras. Esta parte também apresenta interface com os sistemas de calibração com fonte radioativa (Césio) e laser.

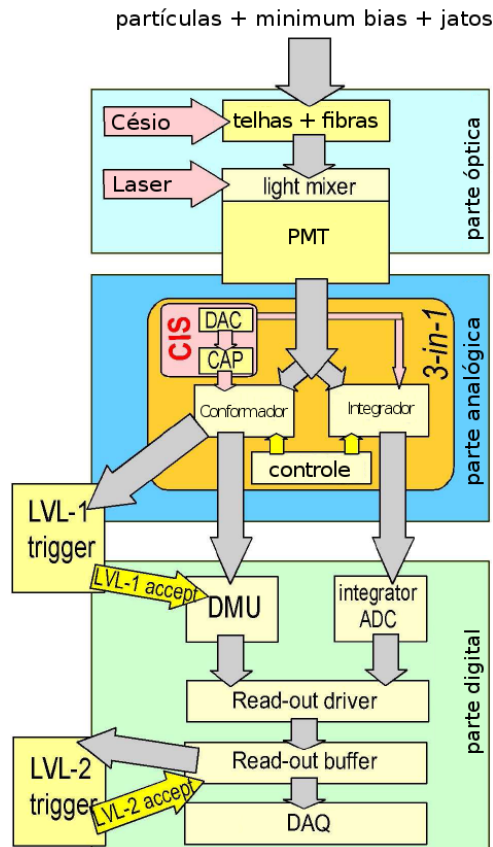


Figura 3.3: Esquema geral da cadeia de leitura do TileCal.

A eletrônica que implementa a leitura dos sinais fornecidos pelas células fotomultiplicadoras é separada em analógica e digital. Vemos que a parte analógica é implementada por um circuito, chamado 3-em-1. Este contém um circuito conformador, que condiciona o sinal enviado pelas fotomultiplicadoras; um integrador, que mede a corrente em calibrações de Césio e monitoração de eventos de *minimum bias*; e por um sistema de injeção de cargas (CIS, do inglês *Charge Injection System*), que permite calibrar a cadeia eletrônica. Na parte digital, dentro da supergaveta, os sinais vindos do conformador e do integrador são digitalizados. Os sinais selecionados pelo primeiro nível de *trigger* (LVL1) são, então, enviados, através de fibras ópticas, para os dispositivos de leitura (ROD, do inglês *ReadOut Drive*) que estão

localizados fora do detector.

3.1.1 Parte óptica

Como mencionado anteriormente, o TileCal utiliza o ferro como absorvedor passivo e telhas cintilantes como amostradores da energia [30]. Uma característica peculiar do TileCal é a sua independência entre a instrumentação óptica e a construção da estrutura de ferro que irá absorver a energia.

O sinal luminoso de cada telha é coletado por um par de fibras ópticas deslocadas de comprimento de onda (WLS, do inglês *Wave-Lenght Shifting*). A fibra óptica percorre a lateral do módulo ligando, em uma extremidade, a telha cintilante e, na outra, uma célula fotomultiplicadora (PMT, do inglês *PhotoMultiplier Tube*) [37], situada na base do módulo. As células de leitura são então definidas a partir do agrupamento de um conjunto de fibras em uma PMT e a leitura de cada célula é realizada por duas PMT, fornecendo uma redundância na leitura de energia.

Além da divisão das células, o calorímetro de telhas é segmentado em três camadas longitudinalmente, camadas A, BC e D para os módulos do barril e A, B e D para o barril estendido (ver Figura 2.11). 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 (PMT).

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

A luz amostrada pelas telhas cintilantes se propaga para as extremidades, onde é absorvida pela fibras WLS, que altera o comprimento de onda da luz para um valor na qual o fotocátodo da PMT é mais sensível. Na maioria das fotomultiplicadoras, a resposta para uma mesma intensidade de luz extraída de um grupo de fibras varia bastante com a posição das fibras em seu fotocátodo. Para resolver este problema, as fibras passam por um *light mixer*, que desacopla a resposta da PMT com a posição das fibras no fotocátodo.

As telhas cintilantes possuem formato trapezoidal (com 11 tamanhos diferentes) e apresentam dois furos que permitem a passagem dos tubos para calibração utilizando

a fonte radioativa. As fibras WLS são colocadas nos lados não paralelos das telhas. A Figura 3.2 ilustra a parte óptica. Como citado anteriormente, uma telha é lida por duas fibras ópticas e o conjunto de telhas em uma dada região forma uma célula, cuja leitura é feita por dois grupos de fibras, que enviam o sinal luminoso para duas fotomultiplicadoras.

Para o TileCal, foram utilizadas aproximadamente 460 mil telhas (com peso total de 58,5 toneladas) e 640 mil fibras WLS (cerca de 1.120 km no total).

3.1.2 Parte eletrônica

A eletrônica do calorímetro de telhas foi desenvolvida para tirar vantagem da leitura rápida da parte óptica. Toda eletrônica de *front-end* e de digitalização está situada nas supergavetas, cada uma contendo até 48 fotomultiplicadoras. A informação digitalizada é transferida para os dispositivos de leitura, localizados fora do detector (na caverna de serviços USA15).

O sistema de leitura do TileCal contém cerca de 10 mil canais de leitura e sua eletrônica foi desenvolvida para medir a deposição de energia de partículas incidentes que estão na faixa de 20 MeV até 1,3 TeV. Em energias próximas do limite inferior (20 MeV), a carga fornecida na saída da PMT é de cerca de 20 fC, enquanto no limite superior (1,3 TeV) a carga fornecida alcança, aproximadamente, 800 pC. Dessa forma, uma faixa dinâmica de 16 *bits* é necessária na leitura.

Além desses requisitos de leitura dos sinais de energia, a eletrônica do TileCal tem que compor 2.000 torres de *trigger* [38], que devem ser enviadas a cada 25 ns ao primeiro nível de filtragem. O sistema de primeiro nível de filtragem que requer uma faixa dinâmica de 10 *bits* dentro dos limites de 1 a 250 GeV. Durante a latência de 2,5 μ s do primeiro nível de *trigger*, os dados que forem aceitos são enviados aos dispositivos de leitura para uma análise mais detalhada no segundo nível de filtragem. O resto dos dados é descartado.

Como ressaltado anteriormente, a eletrônica do TileCal pode ser subdividida em dois grupos: analógica e digital.

Eletrônica analógica

A eletrônica analógica é desempenhada por um circuito chamado 3-em-1 [39]. Este circuito contém:

- um rápido conformador de sinal com dois ganhos;
- um circuito integrador ADC (conversor analógico-digital);
- um sistema de injeção de carga (CIS).

Na Figura 3.4, pode-se ver o diagrama em blocos do circuito 3-em-1. O sinal fornecido pela PMT é condicionado por um conformador, que apresenta duas saídas diferenciais de baixo e alto ganho. Ao final do processamento, as duas saídas terão razão de 64, sendo enviadas para os digitalizadores. Uma segunda saída paralela de baixo ganho é processada pelo somador ativo [38] que forma os sinais de *trigger*.

O circuito integrador ADC [39], integra o sinal em um período de tempo pré-determinado (durante a operação do TileCal, este tempo deverá ser de 10 ms). Este circuito desempenha um papel importante na medição da carga gerada durante a calibração por fonte de Césio e para eventos de *minimum bias*.

O sistema de injeção de carga emula o sinal fornecido pela PMT, permitindo a calibração da eletrônica a partir da descarga de capacitores de alta precisão [39]. Esta carga pode variar de 0 pC a 800 pC.

Eletrônica digital

Cada gaveta possui duas placas-mãe. Essas placas distribuem a tensão de alimentação de baixa voltagem, que alimenta todos os circuitos (com exceção das fotomultiplicadoras, que precisam de uma tensão elevada – aproximadamente 700 V), e envia os sinais de controle para os circuitos 3-em-1. Uma placa-mãe é capaz de receber dois circuitos digitalizadores.

A Figura 3.5 exhibe a organização da eletrônica na supergaveta. O bloco PMT é constituído, basicamente, por uma PMT e um circuito 3-em-1. Dessa forma, cada digitalizador é capaz de receber seis sinais de PMT.

A eletrônica digital do TileCal é responsável por configurar os componentes presentes na supergaveta e por digitalizar e enviar os sinais lidos pelas células fotomultiplicadoras.

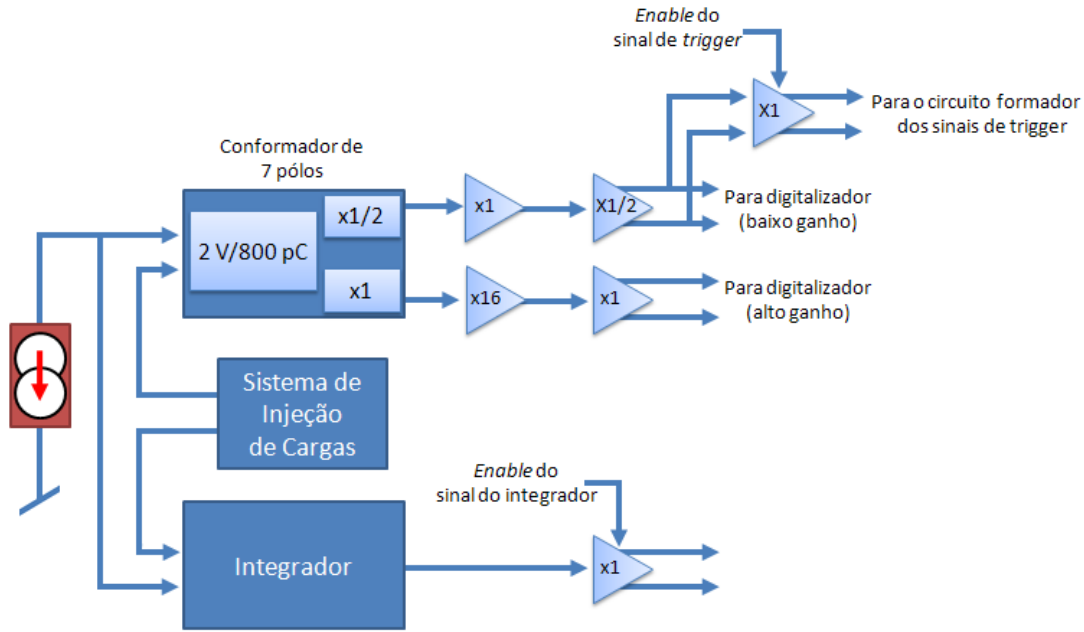


Figura 3.4: Diagrama em blocos do circuito 3-em-1. Extraído de [39].

A configuração do circuito 3-em-1 pode ser feita de duas formas: fibras ópticas, utilizando o sistema TTC [40] ou através do barramento CAN [41] do integrador ADC. Porém, a leitura das configurações armazenadas nos circuitos 3-em-1 só pode ser feita através do barramento CAN.

O sistema TTC (do inglês, *Timing, Trigger and Control*) é responsável por: distribuir o *clock* geral do ATLAS, fornecer uma comunicação para configuração das supergavetas e enviar o sinal de aceitação do primeiro nível.

A segunda função da eletrônica digital é a aquisição e digitalização dos sinais gerados pelas fotomultiplicadoras. Para isso, em cada supergaveta, existem oito circuitos digitalizadores [42], cada um sendo responsável pela digitalização de seis circuitos 3-em-1 (totalizando 48).

Uma placa de interface [43] armazena, temporariamente, todas as amostras digitais dos oito digitalizadores. Estes sinais ficam armazenados aguardando o sinal de aceitação do primeiro nível de filtragem para que sejam enviados aos dispositivos de leitura (ROD) através de fibras ópticas. A taxa de amostragem utilizada é de 40 MHz.

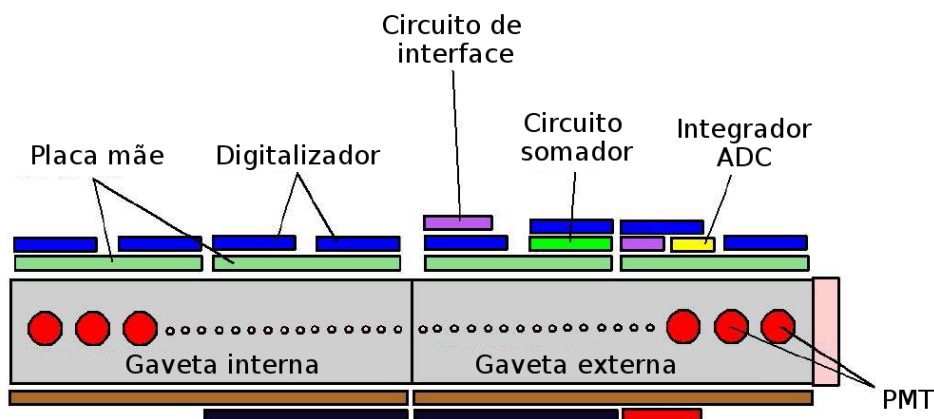


Figura 3.5: Organização da eletrônica na supergaveta. Extraído de [39].

Os sinais de *trigger* do TileCal

Devido às características de rápida resposta e boa granularidade, o TileCal contribuiu com o primeiro nível de *trigger* do ATLAS, fornecendo dois sinais analógicos. Esta tarefa é executada por, aproximadamente, 2.400 circuitos somadores ativos, permitindo uma redução na dimensão do conjunto de dados, a ser analisado no LVL1, de cerca de 5 vezes. Assim, este circuito processa os sinais diferenciais provenientes do circuito 3-em-1 (saída de baixo ganho) e apresenta duas saídas diferenciais de *trigger*.

A primeira saída é a soma das células em uma região de $\Delta\varphi \times \Delta\eta = 0,1 \times 0,1$, que representa as torres de *trigger*, e é chamado de sinal soma. Estas, juntamente com as torres formadas pelo calorímetro eletromagnético, permitem a seleção de eventos *online* baseados em cortes nos patamares para jatos simples e múltiplos de energia transversa e/ou energia transversa faltante [22].

O segundo sinal é uma réplica da leitura das fotomultiplicadoras da camada D (que apresentam um forma mais larga, com $\Delta\eta = 2$, ver Figura 3.6) e é conhecido como saída múon. Este sinal permite a identificação de múons, de forma a reduzir a taxa de falso *trigger* [44] (múons provenientes de raios cósmicos) pela câmara de múons. Porém, este *trigger* foi desenvolvido para um futuro *upgrade* e, por isso, não será utilizado no início da operação do *trigger* do ATLAS. A Figura 3.6 ilustra a segmentação do TileCal e suas torres de *trigger*.

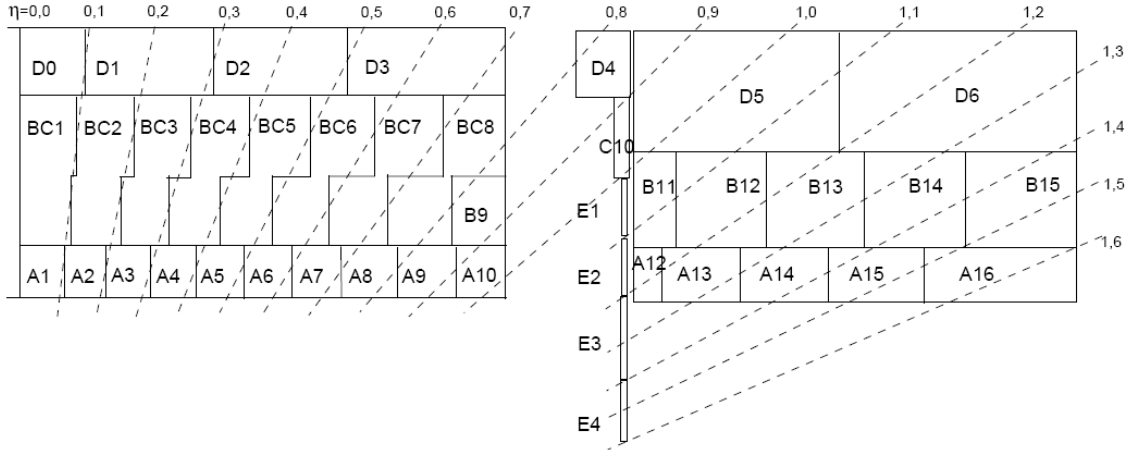


Figura 3.6: Torres de *trigger* para um módulo de barril e barril estendido (η positivo).

As torres de *trigger* são formadas a partir da 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 provenientes de seis células. As células fotomultiplicadoras utilizadas nas somas de cada torre e nas saídas múons estão detalhadas na Tabela 3.1, onde podemos ver que cada supergaveta do barril apresenta nove saídas soma e sete saídas múon, enquanto que, para o barril estendido, temos sete saídas soma e quatro sinais de múon.

3.2 Sistemas de calibração do TileCal

Os calorímetros terão um papel fundamental no LHC, fornecendo diversas medidas que auxiliam a identificação da física de interesse. Porém, é necessário que a cadeia de leitura seja certificada contra falhas e monitorada ao longo do tempo do experimento (permitindo o controle de possíveis falhas). Essa etapa de certificação é bastante importante, pois a estimação da energia hadrônica das partículas incidentes no calorímetro do ATLAS é baseada no sistema de leitura do TileCal. Para ressaltar esta importância, lembramos que, após o início de operação do ATLAS, reparos em componentes defeituosos somente poderão ser realizados durante a pausa anual do LHC (quando o feixe de partículas é desligado para manutenção).

O comissionamento da cadeia de leitura do TileCal é realizado a partir de ferramentas que controlam a entrada de cada estágio interno (parte óptica, PMT e

Tabela 3.1: Relação entre PMT e as saídas de *trigger* fornecidas pelo somador. Os sufixos L e R representam as fotomultiplicadoras da esquerda e da direita (de uma mesma célula), respectivamente.

η	Saída soma (PMT)	η	Saída múon (PMT)
Barril			
0,0 – 0,1	A1R A1L BC1R BC1L D0R	0,0 – 0,1	D0R
0,1 – 0,2	A2R A2L BC2R BC2L D1L	0,1 – 0,3	D1L
0,2 – 0,3	A3R A3L BC3R BC3L D1R	0,1 – 0,3	D1R
0,3 – 0,4	A4R A4L BC4R BC4L D2L	0,3 – 0,5	D2L
0,4 – 0,5	A5R A5L BC5R BC5L D2R	0,3 – 0,5	D2R
0,5 – 0,6	A6R A6L BC6R BC6L D3L	0,5 – 0,7	D3L
0,6 – 0,7	A7R A7L BC7R BC7L D3R	0,5 – 0,7	D3R
0,7 – 0,8	A8R A8L BC8R BC8L	–	–
0,8 – 1,0	A9R A9L B9R B9L A10R A10L	–	–
Barril estendido			
0,8 – 1,0	C10R C10L D4R D4L D5R	0,9 – 1,1	D5R
1,0 – 1,1	B11R B11L D5L	0,9 – 1,1	D5L
1,1 – 1,2	A12R A12L B12R B12L D6R	1,1 – 1,3	D6R
1,2 – 1,3	A13R A13L B13R B13L D6L	1,1 – 1,3	D6L
1,3 – 1,4	A14R A14L B14R B14L	–	–
1,4 – 1,6	A15R A15L B15R B15L A16R A16L	–	–

eletrônica) e observam as repostas fornecidas (comparando-as com as respostas desejadas). Estas ferramentas também auxiliam na caracterização de parâmetros de operação.

Para converter os sinais digitalizados em energia de partículas, durante a aquisição de dados do ATLAS é necessário:

- determinar a escala de calibração de energia, isto é, a constante que relaciona a energia depositada nas células do calorímetro com o sinal digitalizado produzido pela cadeia de leitura;
- medir a constante de calibração para cada canal de leitura e minimizar a

variação entre os canais;

- monitorar o conjunto de constantes de calibração durante o tempo de vida do detector, de forma a corrigir as variações ao longo do tempo.

Para efetuar tais tarefas, foram desenvolvidos métodos e ferramentas para calibração e monitoração da cadeia de leitura do calorímetro de telhas.

O caminho do sinal, percorrido a partir da interação da partícula com o calorímetro até a saída digital fornecida pela cadeia de leitura, pode ser separado em três estágios, como ilustrados na Figura 3.7. Pode-se dividir a figura em três partes: 1) Produção de luz nas telhas cintilantes e propagação através das fibras, o que produz luz no fotocátodo da respectiva PMT. Esta cadeia de processos pode ser caracterizada pela resposta luminosa $L = L(E, S, O)$, onde E é a energia depositada no calorímetro, S é a fração amostrada e O resume a resposta dos componentes ópticos (telhas cintilantes e fibras WLS); 2) O pulso de luz L é convertido em carga no ânodo da PMT. Esta conversão pode ser descrita pela resposta da carga $Q = Q(\varepsilon, G, L)$, onde ε é a eficiência da PMT e G é o ganho da PMT; 3) O sinal da física observada, contendo a carga Q é conformado e convertido em um sinal digital E , que corresponde a energia absorvida.

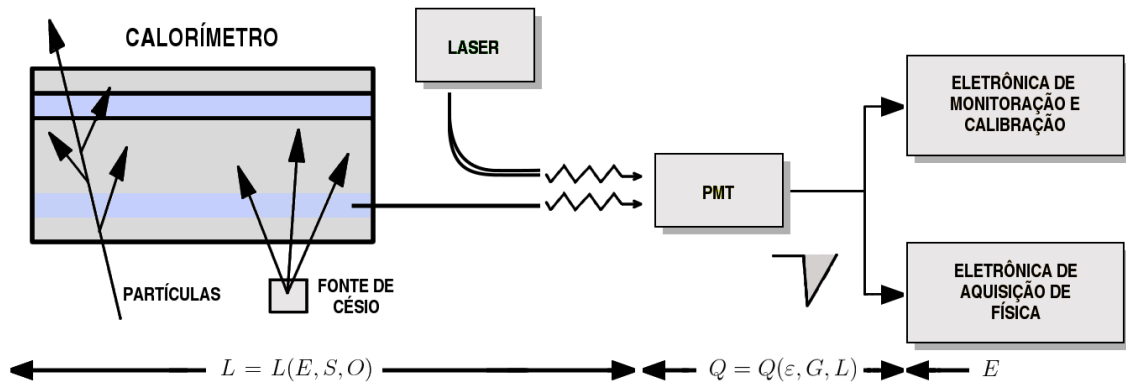


Figura 3.7: Cadeia de leitura do TileCal.

A eletrônica de *front-end* é intercalibrada pelo sistema de injeção de carga do circuito 3-em-1. As células do calorímetro podem ser ajustadas para terem a mesma resposta. Isto pode ser realizado ao intercalibrar L e Q . Porém, essas duas respostas mudam ao longo do tempo e precisam ser monitoradas. A monitoração é realizada utilizando-se as seguintes ferramentas:

- um sistema de laser que produz um pulso de luz em cada PMT com formato similar ao dos pulsos gerados no calorímetro;
- uma fonte radioativa móvel de Césio, que excita os cintiladores utilizando o mesmo mecanismo físico das partículas produzidas pelo LHC;
- durante a aquisição de dados do LHC, a monitoração contínua do sinal produzido no calorímetro por interações de *minimum bias*.

O sistema de laser permite monitorar a resposta das fotomultiplicadoras em toda faixa dinâmica do sinal de luz. Particularmente, este sistema monitora a conversão de luz para a carga Q e a variação ao longo do tempo devido aos desvios dos ganhos. A resposta do calorímetro para a fonte de Césio é medida através da corrente média produzida por cada PMT. Esta corrente é proporcional ao produto $Q \times L$, onde Q é medido pelo sistema de laser e a resposta luminosa L pode ser obtida sempre que a calibração por Césio é realizada.

3.2.1 Sistema de fonte radioativa

O TileCal foi projetado para permitir que uma fonte radioativa passe por cada telha cintilante. O uso de uma fonte radioativa de raios gama permite [45]:

- conferir a qualidade da resposta do sistema óptico e sua uniformidade;
- equalizar a resposta de todas as células de leitura a partir do ajuste das tensões de alimentação da PMT correspondente, de forma a obter a mesma corrente média para cada célula;
- monitorar, ao longo do tempo, a corrente média de cada célula, permitindo a calibração de energia do calorímetro.

O sistema utiliza uma fonte de radiação gama do ^{137}Cs de 9 mCi que se move, ortogonalmente ao plano das telhas cintilantes, através de buracos nas telhas como visto na Figura 3.8. A fonte é transportada por um sistema hidráulico através de uma série de caminhos pré-determinados, ao longo dos módulos do calorímetro, de forma a passar em cada telha do TileCal. Ao passar pelas telhas, essa fonte excita a parte óptica do TileCal de forma semelhante às partículas produzidas pelo LHC.

A resposta dessa excitação é a combinação da resposta das telhas, fibras WLS e fotomultiplicadoras.

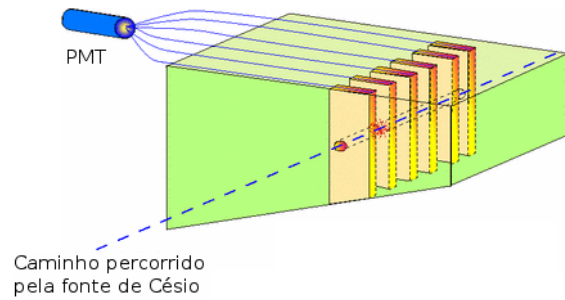


Figura 3.8: Sistema de calibração por fonte radioativa.

Como o livre caminho médio da radiação gama da fonte radioativa é da mesma ordem de grandeza da separação entre as telhas cintilantes, a resposta de cada telha pode ser vistas individualmente, podendo-se observar o defeito na Figura 3.9. Esta figura mostra os dados de uma varredura de três células adjacentes do calorímetro. As telhas podem ser vistas individualmente e um eventual defeito no acoplamento óptico pode ser detectado, como é mostrado na Figura 3.9 para uma das telhas.

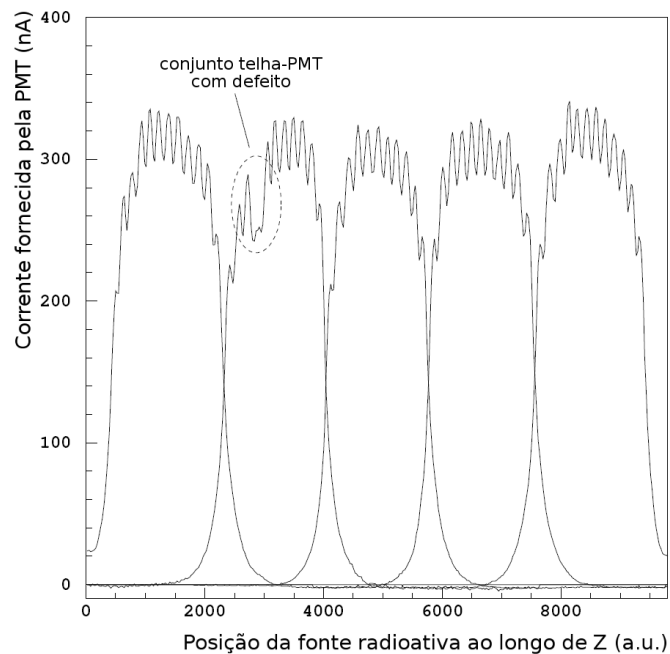


Figura 3.9: Corrente medida nas fotomultiplicadoras em função da posição da fonte radioativa ao longo de z . Extraído de [45].

3.2.2 Sistema de calibração a laser

O sistema de laser foi desenvolvido para calibrar e monitorar a resposta das células fotomultiplicadoras. Mais precisamente, ele é utilizado para conferir a linearidade de cada PMT, para realizar estudos de recuperação de saturação e de tempo de propagação do sinal e também para realizar diagnósticos na cadeia de leitura.

Um laser de frequência duplicada (Nd:YVO4) é utilizado para produzir os pulsos de luz com comprimento de onda de 532 nm e largura, de aproximadamente, 10 ns, sincronizado com o *clock* de 40 MHz do LHC. Uma pequena parte dos pulsos é separada logo após a saída do laser e é enviada para um conjunto de fotodiodos para calcular a intensidade dos pulsos produzidos pelo laser. O resto dos pulsos são enviados para cada PMT através de uma fibra óptica dedicada.

O monitoramento da estabilidade do ganho da PMT é a principal função do sistema de laser. Para efetuar o cálculo do ganho relativo de cada PMT, a carga fornecida pela PMT para um dado pulso é dividida pela resposta obtida nos fotodiodos. Uma média de aproximadamente 400 pulsos é utilizada em cada etapa de aquisição. A Figura 3.10 mostra a distribuição dos ganhos relativos de 40 células fotomultiplicadoras durante 32 etapas de aquisição realizadas em um período de 3 dias. Uma dispersão de 0,5 % é considerada como satisfatória.

O estudo de linearidade da PMT é realizado a partir da variação da intensidade de luz enviada. Para o TileCal, uma não-linearidade de até 1 % é considerada aceitável.

3.2.3 Sistema de injeção de cargas (CIS)

Como definido anteriormente, a eletrônica de leitura dos pulsos de cada PMT contém duas escalas analógicas com uma razão de ganho nominal de 64. Cada sinal é digitalizado por um ADC de 10 *bits*, e juntos cobrem uma faixa dinâmica de 800 pC. O sistema de injeção de carga foi desenvolvido para calibrar a resposta relativa da eletrônica de leitura do TileCal e para identificar qualquer variação ao longo do tempo.

Capacitores de 100 ± 1 pF e $5,2 \pm 0,1$ pF são carregados por uma fonte de tensão de alta precisão e são descarregados na entrada da eletrônica de forma a testar as saídas de baixo alto e ganho ganho (saída da fotomultiplicadora). Ambos

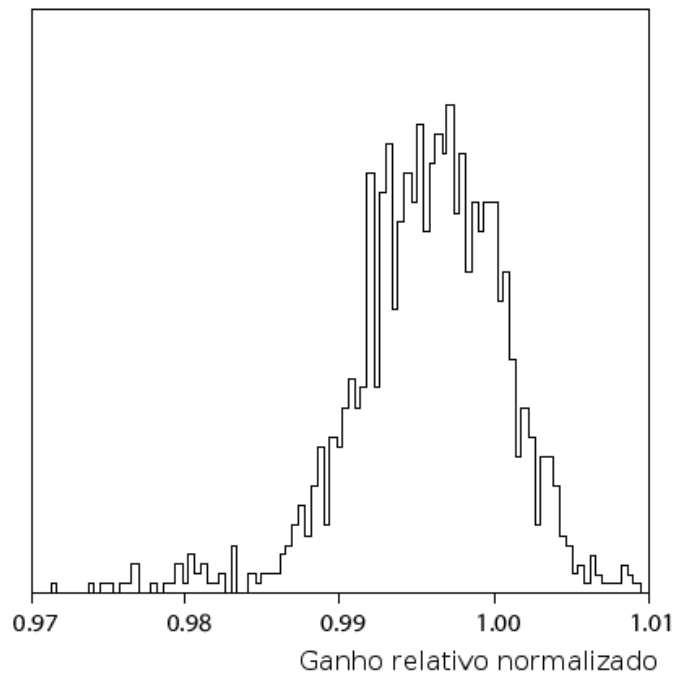


Figura 3.10: Distribuição dos ganhos relativos das fotomultiplicadoras. Extraído de [46].

capacitores são carregados a partir da mesma fonte de tensão, permitindo a execução de uma intercalibração. A forma de onda resultante é similar à forma produzida por uma PMT para uma dada carga, porém com amplitude 10 % maior e a largura de pulso (FWHM) 10 % menor.

Para analisar e determinar os ganhos de cada canal são realizadas aquisições, onde cada canal é digitalizado numa frequência de 40 MHz. A reconstrução da amplitude do pulso é feita utilizando uma regressão de três parâmetros sobre as amostras digitalizadas. A forma do pulso resultante inclui uma pequena componente bipolar associada à capacitância interna. Como exemplo do pulso resultante após a reconstrução do sinal, pode-se ver a Figura 3.11.

Por permitir que a carga aplicada varie de 0 a 800 pC, é possível determinar a linearidade da eletrônica de leitura. Os resultados podem ser analisados na Figura 3.12, onde pode-se ver a amplitude em função da carga injetada para ambos canais.

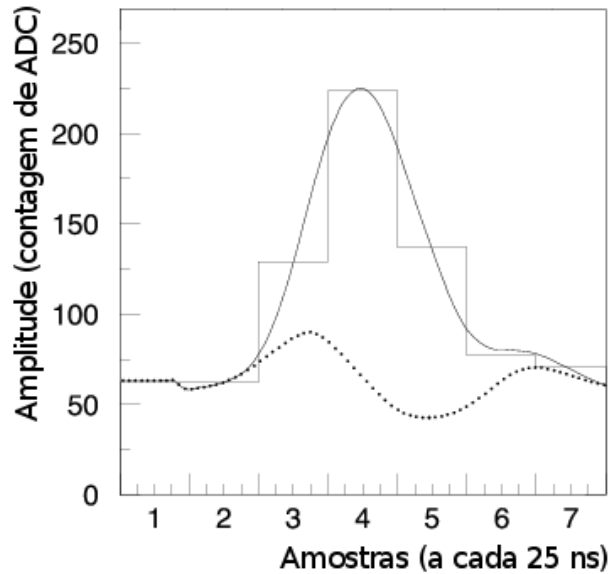


Figura 3.11: Pulso adquirido com o sistema de injeção de carga. O histograma mostra as amostras a cada 25 ns e a linha cheia corresponde à regressão com 3 parâmetros. A contribuição do chaveamento dos capacitores é mostrada na linha tracejada. Extraído de [46].

3.2.4 Monitoração de eventos de *minimum bias*

Esta ferramenta de diagnóstico utiliza o ruído de fundo produzido pelas colisões próton-próton inelásticas. Este tipo de evento, chamado de *minimum bias*, pode ser usado para monitorar a resposta do calorímetro ao longo do tempo. A taxa da deposição de energia destes eventos depende da luminosidade do LHC e da posição da célula. Esta monitoração é complementar ao sistema de fonte radioativa, pois não requer que o feixe esteja desligado.

3.2.5 Calibração utilizando feixe de partículas

Para entender melhor as respostas dos módulos do TileCal que foram produzidos em série, testes com feixe de partículas (*testbeams*), foram realizados. Cerca de 11 % dos 192 módulos (128 do barril estendido e 64 do barril) foram expostos à elétrons, múons e píons, com energia entre 3 e 350 GeV. Esses módulos também foram submetidos aos testes de CIS, laser, Césio e monitoração de eventos de *minimum bias*.

Os principais objetivos do teste com feixe são:

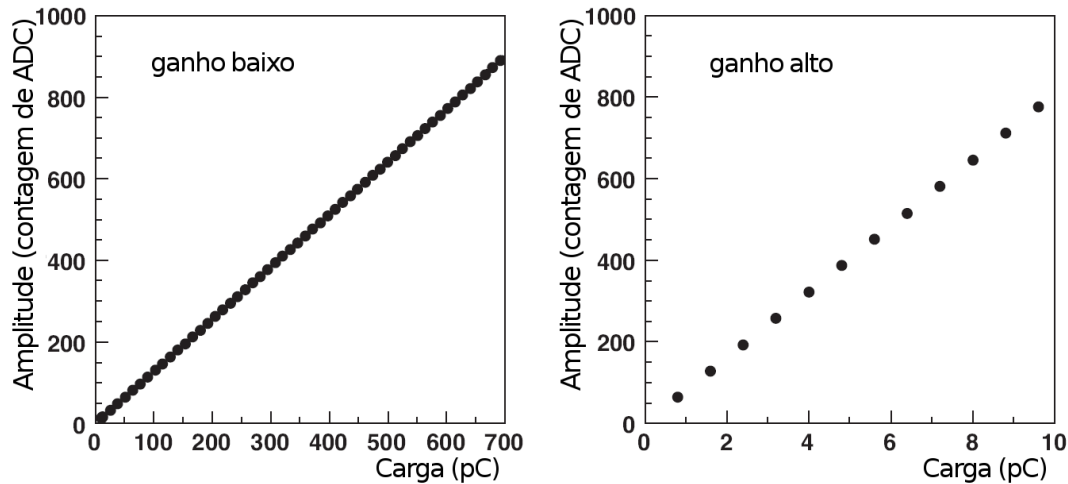


Figura 3.12: Amplitude das respostas para os dois canais (baixo ganho e alto ganho) em função da carga. Extraído de [46].

- ajustar e medir as constantes de conversão de energia para carga, usando feixe de elétrons. Os ajustes são reproduzidos em módulos que não foram testados com feixe de partículas para equalizar a resposta com fonte radioativa de Césio em todos os módulos;
- explorar a uniformidade da resposta usando todos os módulos para feixe de múons;
- aprofundar os estudos da resposta dos módulos de produção quando expostos à feixes de píons.

Configuração experimental do *tesbeam*

A configuração experimental do teste com feixes de partículas para o TileCal é mostrada na Figura 3.13. Os módulos são colocados em uma mesa capaz de movimentá-los de forma a injetar o feixe de partículas em qualquer direção e ângulo desejado. De acordo com esta figura, um protótipo cabeça de série, chamado de módulo 0, fica na parte inferior da pilha (este módulo é utilizado como referência em todos os testes com feixe). Acima deste, temos um módulo do barril e, no topo da pilha, podemos ter dois módulos do barril estendido (como visto na figura) ou outro módulo do barril. Com exceção do módulo 0, todos os outros módulos são de série.

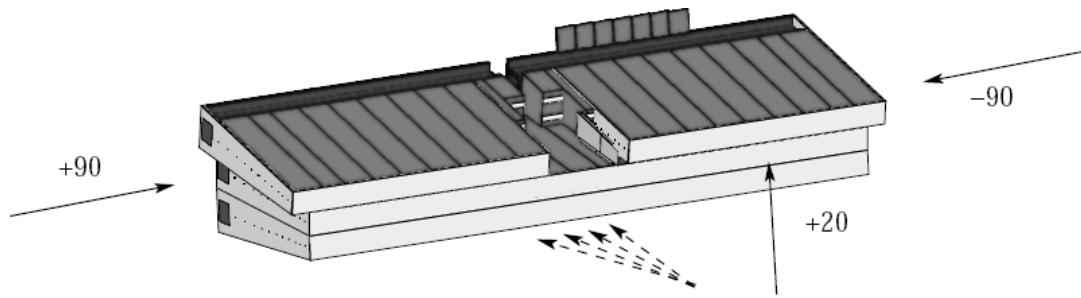


Figura 3.13: Configuração dos testes usando feixe de partículas.

A calibração de cada módulo consiste em adquirir dados com feixes nas seguintes direções:

- feixe incidindo no centro de cada célula A com ângulo de $\pm 20^\circ$;
- feixe incidindo no centro de cada célula A, porém em ângulos projetivos;
- feixe incidindo na lateral dos módulos, no centro de cada telha (90° de incidência).

Na maioria das aquisições, a energia do feixe de partículas é fixada entre 20 e 180 GeV, com algumas aquisições especiais abaixo de 20 GeV e no valor de 350 GeV.

Quando da operação do LHC, os sinais fornecidos pelos circuitos 3-em-1 são transferidos para os circuitos digitalizadores, que amostram os sinais a cada 25 ns e utilizam 10 *bits*. Os dados amostrados são, temporariamente, armazenados em memórias sequenciais até que a decisão do primeiro nível seja recebida. Para o *test-beam*, esta informação de decisão é gerada por três cintiladores que são posicionados, em série, no feixe e acusam a passagem de partículas [47]. As amostras digitalizadas são transmitidas das supergavetas por um barramento óptico e, então, são gravadas. Durante a operação do ATLAS, essas amostras são processadas fora do detector, na caverna de serviços (USA15) pelos dispositivos de leitura (ROD).

Durante a operação normal de aquisição de dados, sete amostras do sinal são armazenadas. O circuito digitalizador escolhe qual sinal ele deve armazenar (baixo ou alto ganho), dependendo de sua amplitude. Durante a calibração e em aquisições especiais, ambos sinais fornecidos pelos circuitos 3-em-1 são armazenados.

No caso dos sinais de torre de *trigger*, somente o sinal de soma será utilizado durante a fase inicial de operação do ATLAS e este cobre uma faixa dinâmica de

10 *bits*, sendo enviado para o *hardware* do primeiro nível (LVL1). Porém, no *test-beam*, foram utilizados conversores analógico-digital de 8 *bits* e todos os sinais de *trigger* (ambas saídas soma e múon) foram armazenados para estudos.

Análise da saída múon para feixe de múons

O papel da saída múon é auxiliar na identificação de múons durante a operação do experimento ATLAS. Porém, devido ao fato desta partícula não apresentar uma boa interação com o material do calorímetro (depositando pouca energia no calorímetro), esta resposta possui uma baixa relação sinal-ruído. Desta forma, estudos com os sinais da saída múon, adquiridos durante os períodos de *testbeam*, foram realizados de modo a certificar que existe uma alta correlação entre os dois sinais de uma mesma célula D. Assim, o processamento desse sinal poderia ser realizado para aumentar a relação sinal-ruído e, conseqüentemente, a eficiência na identificação de múons, os testes foram feitos com raios cósmicos, que produzem múons no estágio final.

Durante o *testbeam*, os sinais de *trigger* foram armazenados utilizando um conversor analógico-digital de 8 *bits* com taxa de amostragem de 40 MHz. Assim, as amostras são espaçadas em 25 ns e apresentam 256 níveis (contagens de ADC), onde cada nível representa 5 mV. Um exemplo do sinal amostrado pode ser visto na Figura 3.14. Assim, temos três sinais que acusaram a passagem de um feixe de múons. Estes sinais, são: a saída soma, que é a combinação das leituras da torre formada pelas células A5 (A5R e A5L), BC5 (BC5R e BC5L) e D2 (D2R), e as saídas múon das células D2 (D2L e D2R).

Os dados foram armazenados em arquivos *n-tuples*, formato que organiza os dados em uma estrutura de objetos de diferentes tipos de variáveis. Os sinais dos somadores foram armazenados em uma matriz de 16 por 16 (16 sinais, caso máximo para uma supergaveta de barril, e 16 amostras, totalizando 400 ns). Assim, para cada realização, temos 256 amostras.

Para realizar a análise, devemos utilizar dados com incidência do feixe de múons nos módulos e dados de pedestal, que corresponde ao ruído do sistema de leitura e é adquirido sem nenhum feixe incidindo no módulo em teste. Esses dados foram adquiridos a partir da incidência de um feixe de múon, com energia de 180 GeV, penetrando o calorímetro a partir do centro da célula A e com ângulo projetivo de

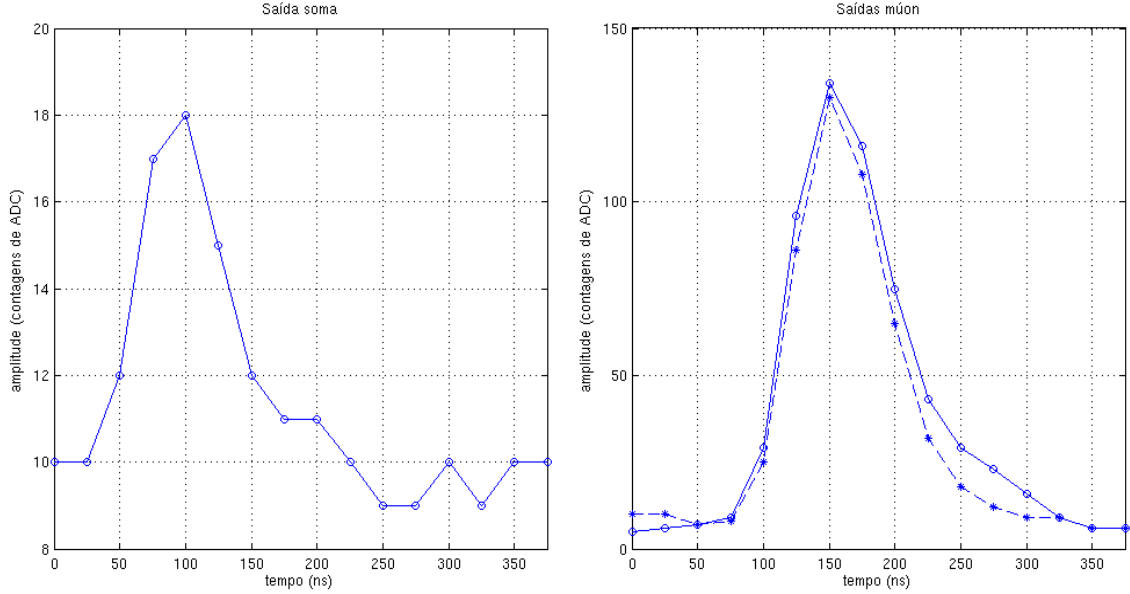


Figura 3.14: Exemplo dos sinais de *trigger* do somador para feixe de múon com 180 GeV de energia, $\eta = -0,45$.

$\eta = -0,45$ em um módulo do barril. Nesta aquisição, foram armazenados 25.329 eventos. As células presentes nesta aquisição são A5, BC5 e D2.

Primeiramente, extraímos os sinais das saídas múon que não se encontravam na região de $0,3 < \eta < 0,5$, que são as leituras das fotomultiplicadoras D0R, D1L, D1R, D3L e D3R. Pelo fato da interação do múon com o calorímetro não apresentar espalhamento (a interação é em linha reta [48]), podemos utilizar essas leituras como sinal de ruído.

Para o sinal de física, utilizamos as leituras da célula D2 (D2L e D2R). Nestas formas de onda, identificamos o valor de pico da forma de onda. Assim, é possível montar dois histogramas, que apresentam as distribuições do ruído e do pico do sinal do feixe de múons, como podemos ver na Figura 3.15. Pode-se perceber a dificuldade de discriminação entre partícula e ruído, já que as duas distribuições encontram-se na mesma faixa de deposição.

As telhas cintilantes amostram a energia absorvida pelo material absorvedor do TileCal, o ferro. Pelo fato de cada grupo de telhas que formam uma célula apresentar redundância na sua leitura, através de duas fotomultiplicadoras, podemos concluir que essas duas leituras são correlacionadas. Para validarmos essa teoria, somamos os sinais das duas fotomultiplicadoras (amostra por amostra), para os si-

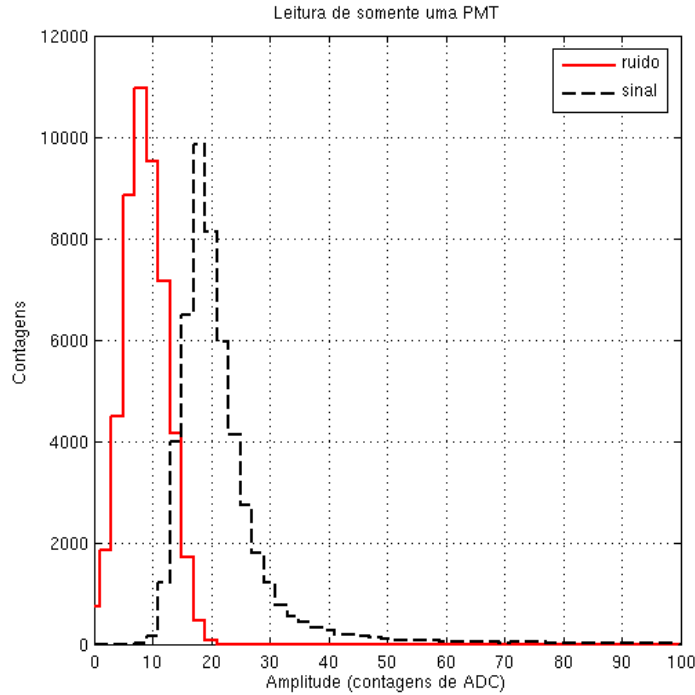


Figura 3.15: Distribuições de pico do sinal e ruído da saída múon para feixe de múons projetivo em $\eta = -0,45$ e energia de 180 GeV.

nais de pedestal (ruído) e de física (sinal mais ruído). O histograma da Figura 3.16 apresenta esse resultado, evidenciando que as duas distribuições ficaram mais afastadas quando comparamos com a análise dos sinais de múon com somente uma PMT *versus* pedestal.

Uma figura de mérito bastante eficiente para compararmos a separação entre duas distribuições é a curva ROC (do inglês *Receiver Operating Characteristics*) [49], que facilita a escolha de um patamar de corte, apresentando o percentual de falso alarme para uma dada probabilidade de detecção. A Figura 3.17 mostra a curva ROC para as duas análises realizadas acima. Vemos que, para um falso alarme de 5 %, a eficiência de detecção aumenta de 90 % para, aproximadamente, 97 % quando realizamos a soma das duas fotomultiplicadoras de uma mesma célula D.

Para os dados de feixe de múons projetivos, o sinal da saída múon nos módulos do barril apresentam menor amplitude quando comparamos com os módulos do barril estendido. Essa característica existe devido diferença no comprimento do caminho percorrido pela partícula múon dentro do detector¹ e é justificada pela diferente

¹A partícula múon interage muito pouco com o calorímetro, assim, a energia depositada é proporcional ao comprimento do caminho percorrido.

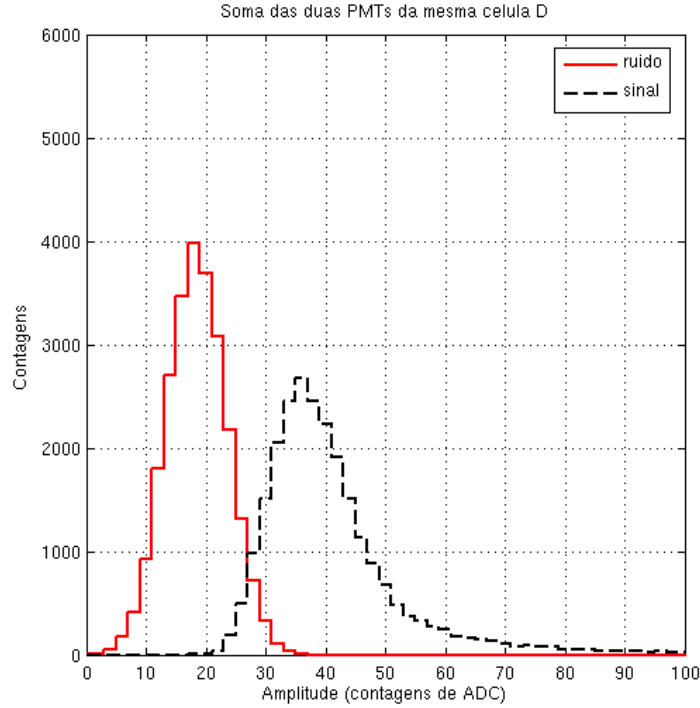


Figura 3.16: Distribuições de pico do sinal e ruído da soma das duas saídas múon (célula D2) para feixe de múons projetivo em $\eta = -0,45$ e energia de 180 GeV.

segmentação entre os módulos de barril e barril estendido. Na terceira camada dos módulos do barril, estão localizadas as fileiras de telhas 10 e 11. Já para o barril estendido, estão as fileiras 8 até 11 (ver Figura 3.2).

Estudos realizados em [50] apresentam a relação sinal-ruído para a soma dos sinais das saídas múon de uma mesma célula D. Este resultado é mostrado na Figura 3.18, onde pode-se ver que aumentando o valor de η melhora-se a relação sinal-ruído (as partículas percorrem um caminho mais longo). Esse padrão não é observado em $\eta = 1,15$ e $\eta = 1,35$. Como justificativa para tal comportamento, temos que, em $\eta = 1,15$, a deposição de energia é dividida entre as células D5 e D6 e para $\eta = 1,35$, o múon atravessa parcialmente a célula D6 (ver Figura 3.6).

3.3 Aquisição de raios cósmicos

Como citado anteriormente, múons produzidos por raios cósmicos [51] são amplamente utilizados em experimentos de física de partículas para testar os detectores. Para o caso dos calorímetros, a análise de eventos de múons provenientes de raios

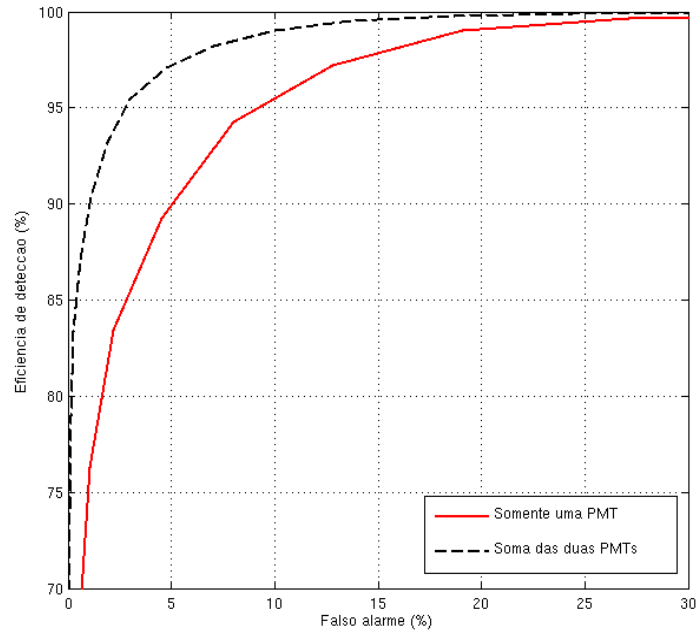


Figura 3.17: Eficiência de detecção para múons *versus* taxa de falso-alarme (taxa de aceitação de ruído) para feixe de múons com 180 GeV, projetivo, com $\eta = -0,45$.

cósmicos fornece informações relevantes sobre a deposição de energia e sobre o alinhamento entre os sinais de diferentes leituras.

Os calorímetros foram desenvolvidos para detectar partículas produzidas nas colisões no centro do detector. Esses são chamados eventos projetivos, de forma que, quanto mais próxima à trajetória da partícula estiver do centro do detector, mais projetiva é a trajetória (menores valores de η). Porém, raios cósmicos que passam no centro do detector são raros, tornando os eventos não-projetivos mais predominantes. Estudos realizados mostram que somente em cerca de 1,2 % dos eventos podemos observar múons com trajetórias projetivas [?]. Assim, a detecção de eventos não-projetivos em um detector desenvolvido para identificar eventos projetivos é um desafio.

Na Figura 3.19, vemos exemplos de um evento projetivo (passando pelo centro do detector) e outro não-projetivo. Podemos ver que, para eventos projetivos, as células excitadas pelas partículas incidentes são as que compõem uma mesma torre de *trigger*.

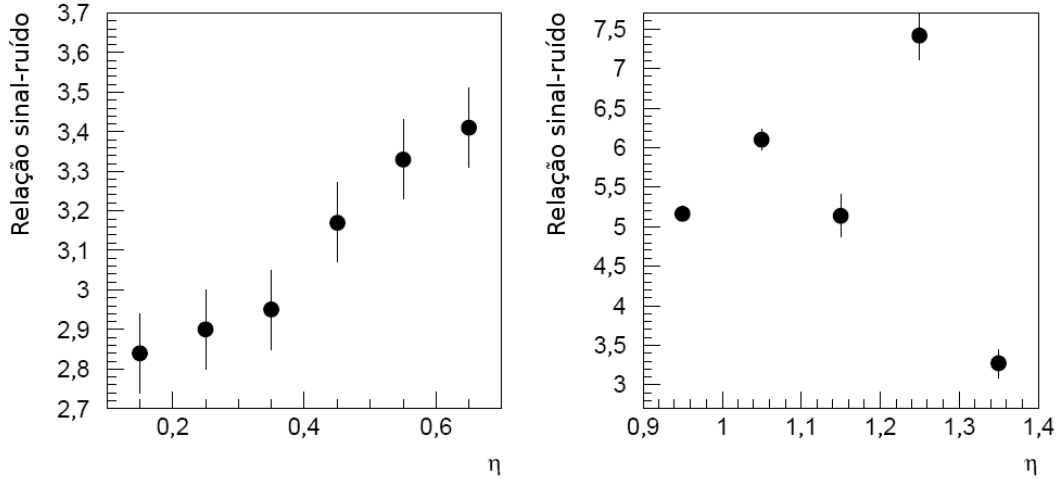


Figura 3.18: Relação sinal-ruído da soma das duas leituras de uma mesma célula, ao longo de η , para feixe de múons projetivos.

3.3.1 Aquisição com o TileCal

O *hardware* do ATLAS que recebe os sinais de *trigger* dos calorímetros não estava instalado quando a fase de comissionamento dos componentes do TileCal dentro da caverna principal começou. Por isso, para realizar a aquisição de raios cósmicos, a Universidade de Chicago produziu um circuito eletrônico, chamado de placa de coincidência [52], capaz de processar os sinais das torres de *trigger* (saídas soma) e fornecer um sinal de *trigger* para raios cósmicos. Usando este sistema dedicado de *trigger*, o TileCal foi o primeiro componente do ATLAS a observar eventos de raios cósmicos na caverna.

Os sinais de *trigger* formados pelos somadores são enviados para a caverna de serviços (USA15) por cabos especialmente desenvolvidos. Mesmo sem previsão do uso no início de operação do ATLAS, os sinais da saída múon também são enviados.

O cabos *trigger* têm, em média, 40 m de comprimento e possuem dois conectores na saída da supergaveta, um para os sinais de soma e outro para os sinais de múon, e, na outra ponta, que está localizada no USA15, um conector que concentra todos os sinais de *trigger* (sinais de torre e múon). Ao chegar no USA15, os cabos de *trigger* são conectados em uma placa chamada de TCPP, do inglês *TileCal Patch Panel* [53]. Esta placa serve para separar os sinais das torres de *trigger* dos sinais das saídas múon que chegam na caverna de serviços. Desse modo, os sinais de soma são entregues aos receptores do primeiro nível de *trigger*, enquanto os sinais de múon

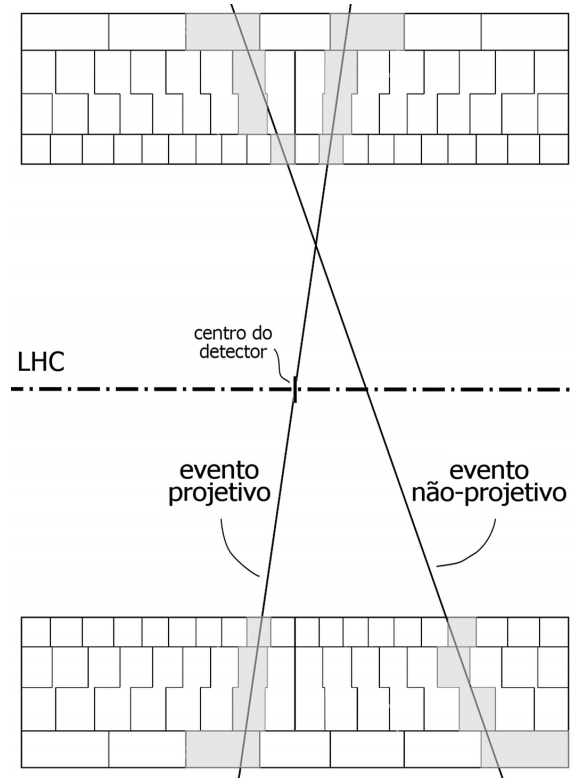


Figura 3.19: Exemplos de eventos projetivo e não projetivo.

não são utilizados.

Durante a aquisição de raios cósmicos, os cabos que conectam a saída do TCPP com os receptores do primeiro nível são desconectados para dar lugar à cabos temporários, que enviam os sinais de torres de *trigger* para as placas de coincidência.

Cada placa de coincidência é capaz de receber 96 sinais diferenciais de *trigger* (isto representa 12 supergavetas do barril, pois são utilizadas somente as 8 torres que cobrem a região de $|\eta| < 0,8$). Porém, devido à dimensão física dos conectores que chegam na placa de coincidência, foi necessário desenvolver uma placa passiva, chamada de módulo de transição.

O módulo de transição tem o papel de enviar os sinais diferenciais dos 12 conectores para dois conectores de alta densidade, que estão conectados diretamente na placa de coincidência. Para conseguir receber esses 12 conectores, o módulo de transição é composto por uma placa principal e dois mezaninos (os mezaninos enviam os sinais para a placa principal através de cabos *flat*). Na Figura 3.20, vê-se o conjunto da placa de coincidência e o módulo de transição. Estas placas são inseridas em um *crate* VME [54], que é controlado por um computador (SBC, do inglês

Single Board Computer), que também está inserido no mesmo *crate*.

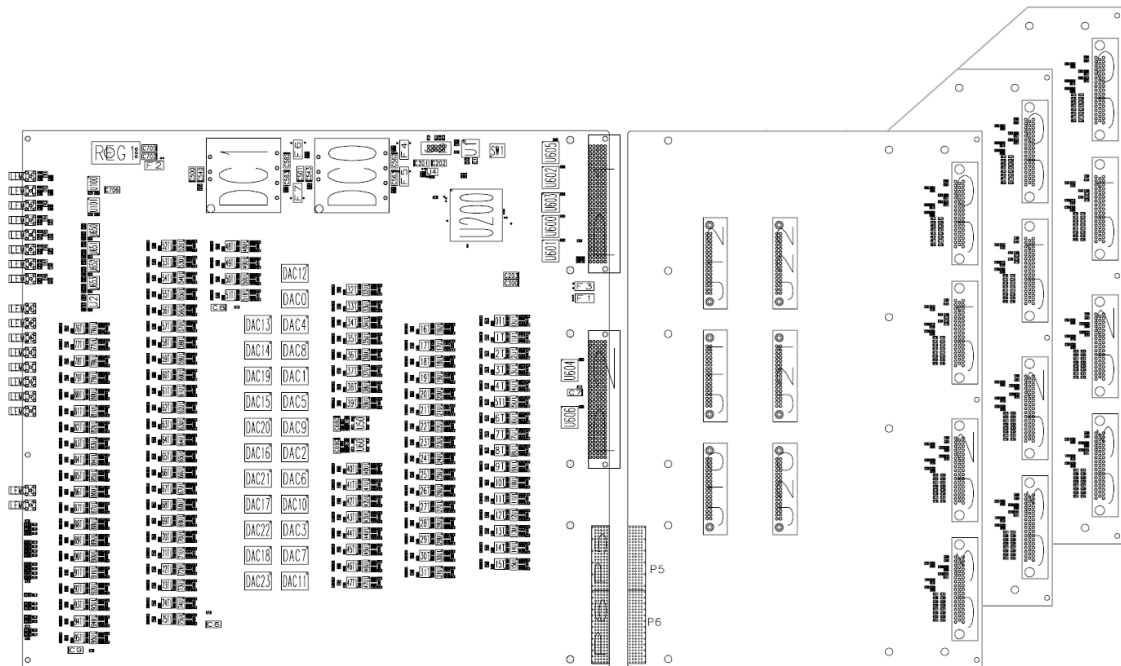


Figura 3.20: Placa de coincidência e módulo de transição.

Cada um dos 96 sinais é processado pelo circuito da Figura 3.21. O amplificador operacional diferencial², que tem como características a alta velocidade, baixo ruído e potência, é utilizado para receber os sinais. Um ganho de 5 é implementado neste amplificador, de forma a compensar a atenuação sofrida nos longos cabos. Logo em seguida, o transformador³, com razão de 1:1, transforma o sinal diferencial em um sinal unipolar, que é enviado a um discriminador.

O discriminador⁴ utilizado neste projeto, apresenta alta velocidade e saída TTL. O patamar de decisão do discriminador é controlado por um DAC de 12 *bits* (conversor digital-analógico).

Toda a lógica digital é implementada dentro de um *chip* FPGA⁵ e sua configuração é realizada através do computador SBC localizado no *crate* VME. Este *chip* recebe os 96 sinais TTL dos discriminadores e os analisa em busca de um padrão de deposição de raios cósmicos, de acordo com a configuração utilizada. Para a aquisição de raios cósmicos no TileCal, três possíveis tipos de configuração podem

²THS-4131, da Texas Instruments

³TTWB-1010, da Coilcraft

⁴MAX-9010, da Maxim

⁵Altera EP20K160E356X

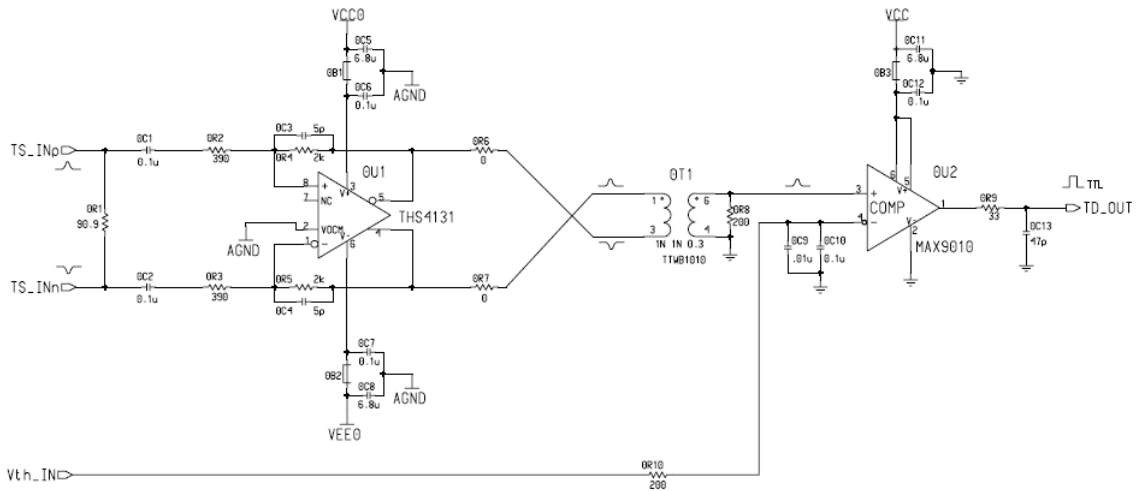


Figura 3.21: Circuito que processa cada um dos 96 sinais de *trigger* que chegam na placa de coincidência.

ser efetuados:

- Uma torre simples

Para a configuração de uma torre simples temos um sinal de *trigger* quando qualquer torre ultrapassar o patamar estabelecido. A taxa de eventos adquiridos é bem mais elevada porém o caminho do múon não é bem definido. Em alguns casos extremos, o múon interage somente com uma célula, mas deixa uma energia suficiente, gerando um sinal de *trigger*. Como consequência, a distribuição de energia de aquisições utilizando somente uma única torre possui grandes flutuações, já que há uma grande variação do caminho do múon nas células do TileCal.

- Coincidência entre as placas de coincidências

Para esta configuração, dividimos o TileCal em dois hemisférios em $Y = 0$. Assim, para que o sinal de *trigger* seja gerado, devemos ter uma torre que excedeu o patamar em cada hemisfério. Esta configuração fornece uma melhor caracterização dos raios cósmicos, quando comparamos com a aquisição com torre simples.

- *Back-to-back* (duas torres diametralmente opostas):

Nesta configuração, um sinal de *trigger* é disparado assim que duas torres que estão dispostas diametralmente (cada uma em um hemisfério) excederem um

certo patamar. A vantagem dessa configuração é que os múons identificados deixam um sinal muito limpo no calorímetro, pois a sua trajetória está contida nas torres, como podemos observar na Figura 3.22. A grande desvantagem é que a taxa de eventos projetivos é muito pequena (no máximo 0,009 Hz), gerando assim um pequeno número de sinais de raio cósmico.

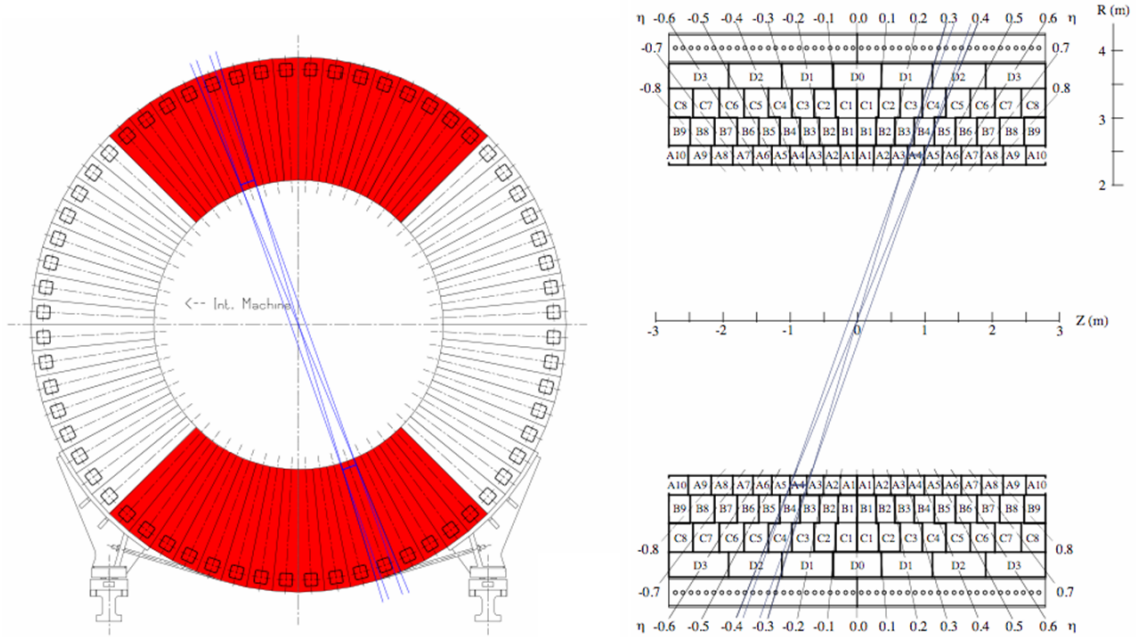


Figura 3.22: Configuração *back-to-back* para aquisição de raios cósmicos.

Para realizar a escolha do patamar de cada discriminador são implementados 96 contadores na tecnologia FPGA. Deste modo, tem-se o registro da frequência que cada discriminador observa um sinal acima de um dado patamar por um período de tempo desejado. A frequência pode ser alterada pela FPGA, pois esta é capaz de controlar a entrada dos conversores analógico-digital. Assim, é possível ajustar o patamar para alcançar uma frequência desejada.

Um programa que realiza o ajuste automático dos patamares da placa de coincidência foi desenvolvido. Este, inicialmente, define o patamar de cada um dos discriminadores no valor mínimo. Um incremento é aplicado em cada um dos patamares e a taxa de cada discriminador é calculada. O valor do patamar é incrementado até que uma taxa de 10 Hz é alcançada.

Quando o sistema de leitura da supergaveta do TileCal recebe um sinal de aceitação proveniente da placa de coincidência, toda a informação fornecida pelo

calorímetro é armazenada. Esta informação é analisada *offline* permitindo a realização de diversos estudos.

Até hoje, foram produzidos um total de 8 conjuntos compostos por uma placa de coincidência e um módulo de transição. Cada conjunto é utilizado em uma partição do TileCal. Assim, o total de canais utilizados simultaneamente, em uma aquisição de raios cósmicos é de 8 placas de coincidência \times 12 supergavetas \times 8 torres.

Aquisição de raios cósmicos com a saída múon

De forma a verificar a qualidade do *trigger* para raios cósmicos utilizando a saída múon nas placas de coincidência, dois tipos de aquisições especiais foram realizadas com o TileCal. A primeira utilizou as torres de *trigger* conectadas nas placas de coincidência, digitalizando os sinais da saída múon de uma supergaveta. A segunda realizou o inverso, digitalizando os sinais das torres de *trigger*. Os sinais foram digitalizados utilizando um conversor analógico-digital de 12 *bits* e 40 MHz de frequência de amostragem.

Estudos preliminares [55] indicaram que:

- utilizando o sinal de torre, foi obtida uma taxa de 0,11 Hz, apresentando 73 % de cósmicos de qualidade⁶;
- utilizando o sinal da saída múon, foi alcançada uma taxa de 0,05 Hz, onde 23 % dos cósmicos foram considerados de qualidade.

Assim, nesse estudo, concluiu-se que ao utilizar a saída múon o número de múons de qualidade adquirido é 8 vezes menor.

Para comprovar o resultado anterior, utilizou-se os sinais de *trigger* armazenados para montar as distribuições da Figura 3.23, que são histogramas do ruído (hachurado) e do pico na amplitude. À esquerda, vemos os resultados para o *trigger* com a saída múon e à direita os resultados para o *trigger* utilizando as torres *trigger*.

Foram digitalizados 510 sinais da saída torre (*trigger* com saída múon) e 4.416 sinais da saída múon (*trigger* com saída torre). Nestes histogramas aplicamos uma regressão gaussiana na distribuição de ruído e um *fitting* de uma landau convoluída com uma gaussiana [56] para os valores de pico de amplitude.

⁶Cósmicos de qualidade são aqueles onde, ao realizarmos uma análise *offline* com ferramentas específicas, é possível identificarmos o caminho percorrido pelo raio cósmico dentro do detector.

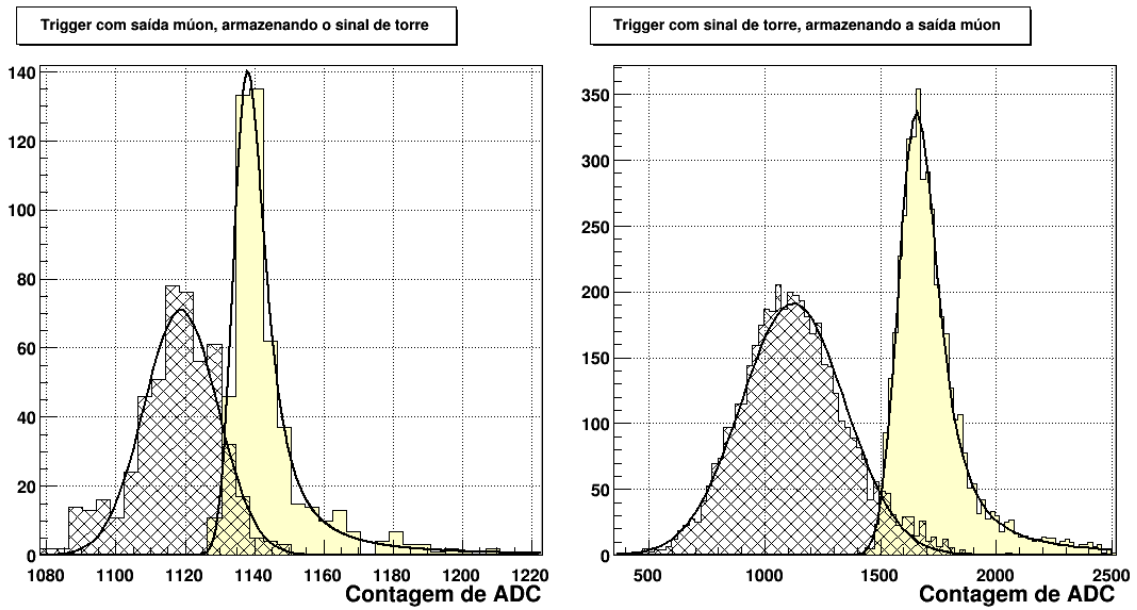


Figura 3.23: Distribuições do ruído e do pico na amplitude do sinal digitalizado.

Para comparar a separação entre as duas distribuições, utilizou-se a curva ROC. Quanto menor falso-alarme e maior eficiência de detecção, mais separadas estão as duas distribuições. Dessa forma, com o auxílio da Figura 3.24, observamos que, para um falso-alarme de 5 %, no caso do *trigger* usando a saída múon, temos 76 % de eficiência de detecção contra 99,5 % usando a saída de torre de *trigger*.

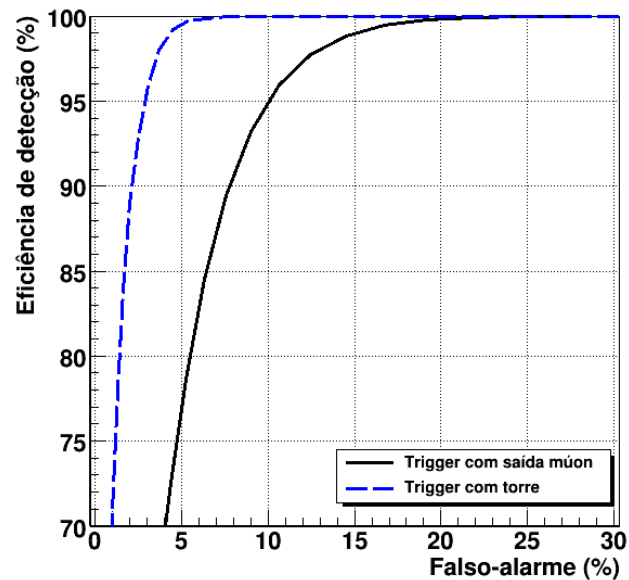


Figura 3.24: Curva ROC que analisa as distribuições dos sinais de *trigger*.

Capítulo 4

Sistema para a detecção de múons de raios cósmicos

Como demonstrado no capítulo anterior, as duas leituras das fotomultiplicadoras, de uma mesma célula D, apresentam uma alta correlação e a soma destas permite uma melhoria na relação sinal-ruído da saída múon. Com base nesta informação, iniciou-se o projeto de um circuito analógico que implementasse essa soma e que pudesse ser utilizado pela colaboração ATLAS como sinal de *trigger* para raios cósmicos.

Visando a otimização de recursos e dos esforços realizados pela colaboração, optou-se pela utilização do sistema de *trigger* para raios cósmicos desenvolvido pela Universidade de Chicago. Neste caso, o módulo de transição é substituído pelo circuito receptor de múons.

Neste capítulo, apresenta-se o desenvolvimento do circuito receptor de múons. O projeto deste circuito será detalhado e os resultados experimentais serão apresentados e discutidos.

4.1 O projeto do circuito

Inicialmente, definiu-se que o circuito receberia somente os sinais dos módulos do barril, pois estes módulos apresentam mais canais de leitura (PMT). Porém, com uma simples mudança nos cabos que levam os sinais do TCPP até o sistema de *trigger* para raios cósmicos, os módulos do barril estendido também poderiam ser utilizados.

A estrutura de processamento do circuito receptor de múons para cada supergaveta do TileCal pode ser vista na Figura 4.1. Nela, pode-se ver sete entradas (D0R, D1L, D1R, D2L, D2R, D3L e D3R), correspondendo aos sete sinais fornecidos pelas fotomultiplicadoras das quatro células da camada D, e quatro saídas, representando a informação depositada em cada célula D. As entradas e saídas são diferenciais. Pode-se observar que é aplicado um ganho de 2 para o sinal da PMT D0R, visando a equalização dos sinais na saída da placa, já que os demais sinais de saída da placa são resultado da soma de dois sinais similares. Desta forma, para o sinal da célula D0R, não haverá melhora na relação sinal ruído.

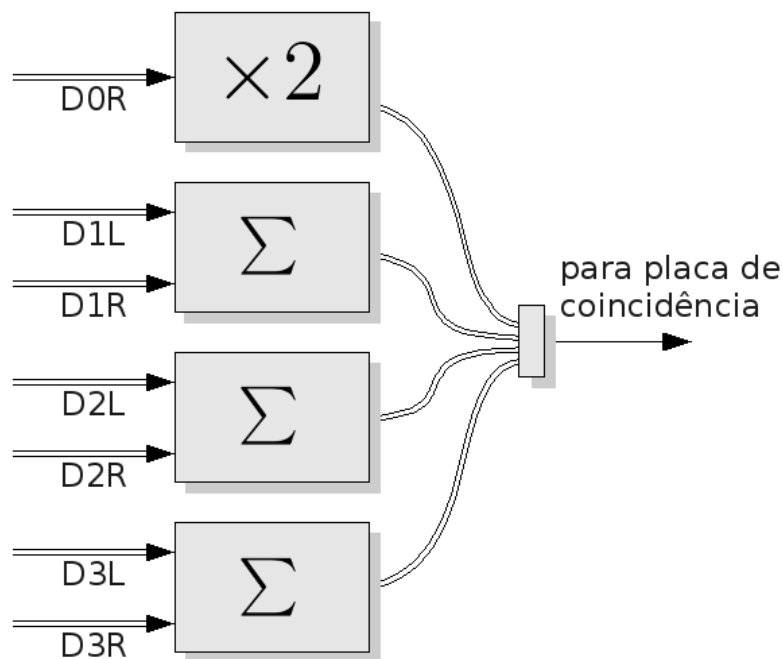


Figura 4.1: Processamento realizado nos sinais das saídas múon em cada supergaveta para os módulos do barril.

Como foi mencionado, cada módulo do barril irá fornecer 4 sinais para a placa de coincidência. Este número é a metade do número de sinais disponíveis quando se utiliza as torres de *trigger*, pois a camada D possui o dobro da largura, em termos de η . No total, serão 12 estruturas de processamento iguais a da Figura 4.1 no circuito, tornando o sistema capaz de processar os sinais de 12 supergavetas. Serão enviados, então, 48 sinais à placa de coincidência, que estará operando com a metade de sua capacidade.

Os sinais da saída múon, fornecidos pelas supergavetas, têm como principais

características:

- pulsos unipolares com 60 ns de largura a meia altura;
- calibração de 280 mV/pC;
- ruído de 45 mVrms;
- saturação em 4 V (14 pC).

O esquemático do circuito que realiza a soma dos sinais das células D pode ser visto na Figura 4.2. Teremos, então, três blocos iguais a este e um especial, que implementa o processamento específico do sinal da célula D0.

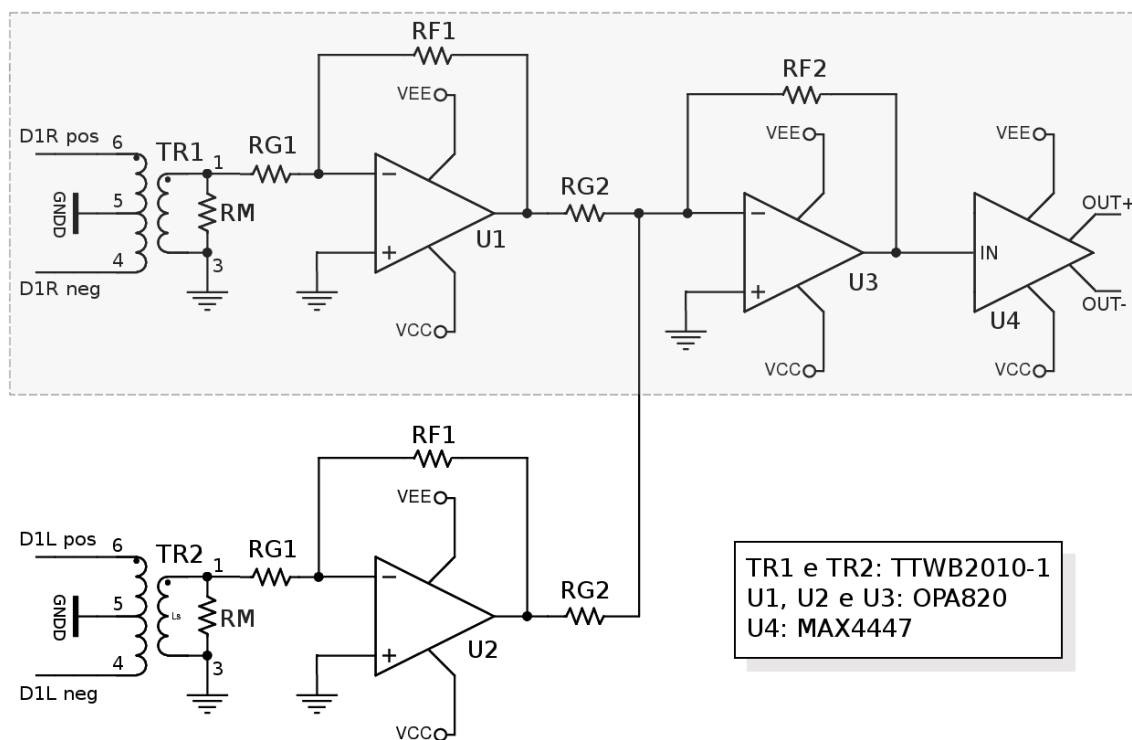


Figura 4.2: Um dos três canais que realiza a soma de dois sinais diferenciais das saídas múon de uma mesma célula D. O canal processa a leitura da célula D0 está realçado.

Na entrada do circuito, cada sinal diferencial é convertido em unipolar. Esta tarefa é realizada por dois transformadores¹ que apresentam relação de impedância de 1:1 e banda de 30 kHz a 250 MHz [57]. Além de efetuar a diferença dos sinais que chegam em seus terminais, os transformadores também desacoplam a saída da

¹TTWB-2010, da Coilcraft

entrada. A resistência R_M conectada entre os terminais 1 e 3 realiza o casamento da impedância dos cabos de *trigger*.

Logo após os transformadores de entrada, os sinais são processados por amplificadores operacionais² numa configuração inversora, que foram escolhidos devido ao seu alto produto ganho \times banda-passante (GB), baixo ruído e baixo consumo [58]. O principal objetivo destes amplificadores é servir de *buffer* para os sinais de entrada da placa, preparando-os para soma.

A soma é implementada pelo amplificador operacional U3, que é montado na configuração somador inversor. O resultado é entregue a um carregador de linha³ (*line driver*), que converte o sinal somado em diferencial. Esta conversão é realizada para não alterar a forma que a placa de coincidência recebe os sinais. O carregador de linha utilizado foi escolhido devido a sua banda larga, baixo ruído e por fornecer a corrente de saída necessária para a aplicação [59].

Os transformadores, amplificadores operacionais e carregadores de linha utilizados no circuito são dispositivos de montagem superficial (SMD, do inglês *Surface Mount Device*), que além de mais adequados para projetos que lidam com sinais rápidos, resultam em placas mais compactas. A alimentação dos diversos amplificadores do circuito é feita por tensões de mais e menos 5 V.

4.1.1 Definição dos valores dos componentes

Casamento da impedância na entrada do circuito Os cabos de *trigger* apresentam uma impedância característica diferencial de $100 \Omega \pm 10 \%$ [38]. Portanto, como o transformador tem uma relação de impedância de 1:1, a resistência entre os pontos 1 e 3 do transformador (ver Figura 4.2) deve ser de 100Ω . Desta forma, o paralelo entre os resistores R_M e R_{G1} deve ser igual a 100Ω .

Cálculo do ganho do sistema A deposição de múons nas células da última camada do calorímetro de telhas segue a distribuição da Figura 4.3. Nela, vemos que a energia mais provável (MOP, do inglês *Most Probable Value*) é, aproximadamente, $0,5 \text{ pC}$. Esta energia representa a energia depositada por um múon típico na

²OPA-4820, da Texas Instruments

³MAX-4447, da Maxim

célula D2 ($\eta = 0,35$). Deste modo, cada PMT contribui com 0,25 pC, considerando que a energia é dividida igualmente entre as duas leituras da célula.

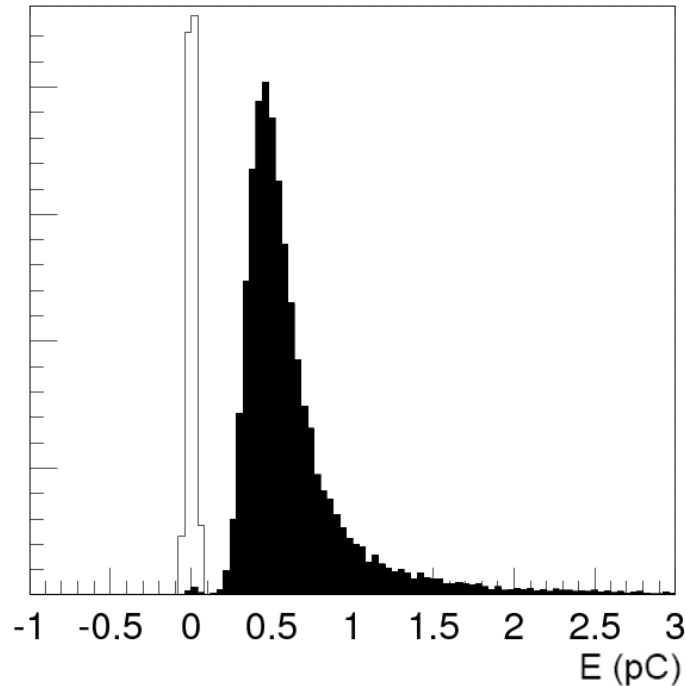


Figura 4.3: Distribuição da deposição de energia para múons na célula D2 ($\eta = 0,35$). O pico observado em zero é a distribuição do ruído. Extraído de [60].

A placa de coincidência foi otimizada para receber os sinais de múon típico das torres de *trigger* [52], que têm, na entrada da placa, cerca de 20 mV de amplitude.

De acordo com a calibração da saída múon (280 mV/pC), um sinal com 0,25 pC exibe um pulso com amplitude de 70 mV. Levando-se em conta a atenuação de 40 % [61] ao longo do cabo de *trigger*, tem-se uma amplitude de 42 mV. Assim, a soma das duas leituras com amplitude de 42 mV fornece 84 mV. Desta forma, é necessária uma atenuação de 75 %, para que o sinal de múon típico para a saída múon chegue na placa de coincidência com a mesma amplitude que o sinal de múon típico das torres de *trigger*.

Portanto, o ganho em cada um dos amplificadores será unitário e a atenuação será realizada por um divisor resistivo antes do carregador de linha e por resistores na saída diferencial do receptor de múons.

Cálculo dos resistores dos amplificadores Em projetos de sistemas que processam sinais rápidos e com baixa relação sinal-ruído, é muito importante não utilizar

resistores de valores elevados, pois o ruído é proporcional ao valor do resistor e a banda em frequência inversamente proporcional ao valor do resistor.

Segundo as especificações do amplificador operacional utilizado no projeto, os resistores da rede de realimentação, R_{F1} , R_{G1} , R_{F2} e R_{G2} devem ter valores entre 200Ω e $1 \text{ k}\Omega$ e o paralelo entre R_F e R_G deve ser menor do que 200Ω . Deste modo, foram determinados os valores de $R_{G1} = 200 \Omega$ e $R_{F1} = 200 \Omega$, para que o amplificador tivesse ganho unitário. Uma vez definido o valor de R_{G1} , pode-se determinar o valor de $R_M = 200 \Omega$, visando o casamento com a impedância característica do cabo de *trigger*.

Minimizando o efeito das correntes de polarização Visando a minimização do efeito da corrente de polarização na saída dos operacionais do circuito, resistores devem ser colocados entre a entrada positiva do operacional e o terra. Para os amplificadores U1 e U2 (ver Figura 4.2), estes resistores devem ter o valor equivalente a associação $R_{F1} // (R_{G1} + R_M)$, que resulta aproximadamente em uma resistência de 133Ω . No caso do amplificador U3, o resistor deve ter um valor equivalente a associação $R_{F2} // R_{G2} // R_M$ que é aproximadamente 67Ω . Desta forma, foram utilizados os resistores $R_{P1} = 130 \Omega$ e $R_{P2} = 68 \Omega$.

Deve-se salientar que, para limitar a banda do ruído gerado pelos resistores R_{P1} e R_{P2} , um capacitor de 10 nF deve ser colocado em paralelo a eles [58].

4.1.2 Circuito final

Na Figura 4.4, pode ser visto o circuito final do receptor de múons. Observe-se a presença do amplificador operacional U5, que foi inserido com o objetivo de fornecer uma saída de teste, visando o monitoramento do sinal de *trigger* que está sendo enviado para a placa de coincidência. Este amplificador apresenta um ganho unitário e o efeito da corrente de polarização é minimizado com a adição do resistor de 36Ω no terminal não-inversor.

Nesta figura, pode-se ver o divisor resistivo, que divide o sinal por 2, antes do carregador de linha. Para alcançar a atenuação de 75% especificada para o circuito receptor, nos terminais de saída do carregador de linha da saída, foram inseridos resistores de 51Ω . Estes resistores também evitam curtos na saída destes ampli-

cadores e fazem o casamento com a entrada da placa de coincidência, minimizando possíveis reflexões do sinal.

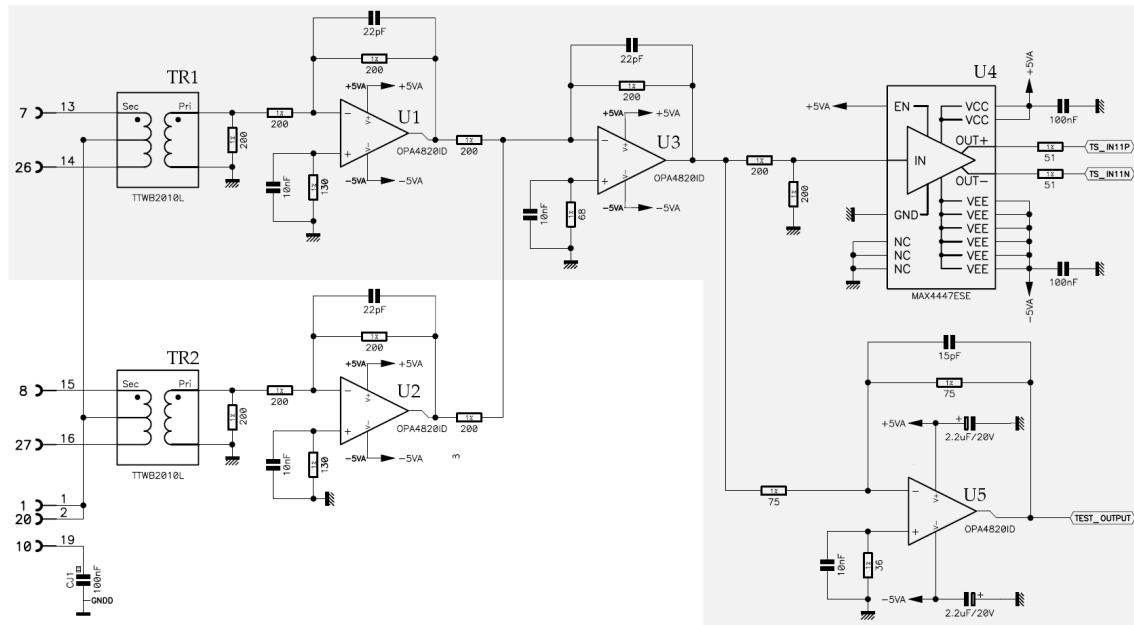


Figura 4.4: Circuito final, apresentando todos os componentes utilizados e uma saída de teste. Vemos o processamento específico realizado para o sinal da célula D0 realçado (neste caso, o resistor de realimentação é 400Ω).

4.1.3 Simulações

A partir da definição da estrutura do circuito que implementa a soma das saídas múon de uma mesma célula D, realizamos simulações utilizando o *software* PSpice [62] a fim de validar o sistema. A seguir, apresentam-se as análises realizadas para a obtenção do ganho, largura de banda e consumo do circuito

Ganho e largura de banda

A relação entre a tensão de saída e de entrada do circuito, quando ele não está conectado a placa de coincidência é de 0,5. Através da resposta em frequência do circuito, obtida através da simulação do mesmo (Figura 4.5), pode-se verificar este parâmetro, que na faixa de passagem apresentou um valor de aproximadamente -6 dB , conforme esperado. Pode-se observar também a largura de banda do circuito, que, pela simulação, foi de 19,45 MHz. Este valor mostra-se adequado à aplicação, já que

o tempo de subida do sinal de entrada é de aproximadamente 25 ns, e, para que o circuito não distorça o sinal, a banda requerida pode ser estimada a partir da Equação 4.1, resultando numa banda de 14 MHz. Nesta equação, considera-se que o circuito seja de primeira ordem, devido a isto, o circuito foi projetado com uma banda superior a 14 MHz.

$$BW = \frac{0,35}{\text{tempo de subida}} = \frac{0,35}{25 \text{ ns}} = 14 \text{ MHz} \quad (4.1)$$

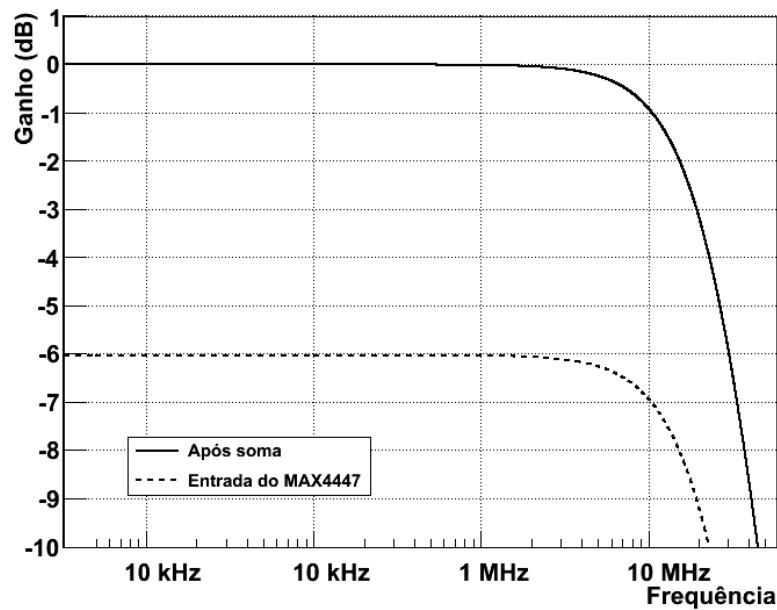


Figura 4.5: Simulação da resposta em frequência do circuito.

Para que o circuito apresentasse a frequência de corte de 19,45 MHz na simulação, os capacitores utilizados na realimentação dos operacionais foram todos de 22 pF, conforme pode ser visto na Figura 4.4.

Após a análise da resposta em frequência do circuito, sinais de múons digitalizados foram utilizados como entrada do circuito para simulação da resposta transitória do receptor de múons. Na Figura 4.6, podemos ver o resultado desta simulação. Na figura da esquerda, são apresentados os sinais diferenciais na entrada dos transformadores e os respectivos pulsos referenciados à terra na saída dos mesmos. Na figura da direita, podem ser vistos o sinal da soma obtido através da simulação do circuito no PSpice (linha cheia) e o sinal da soma dos sinais realizada por *software* (linha tracejada).

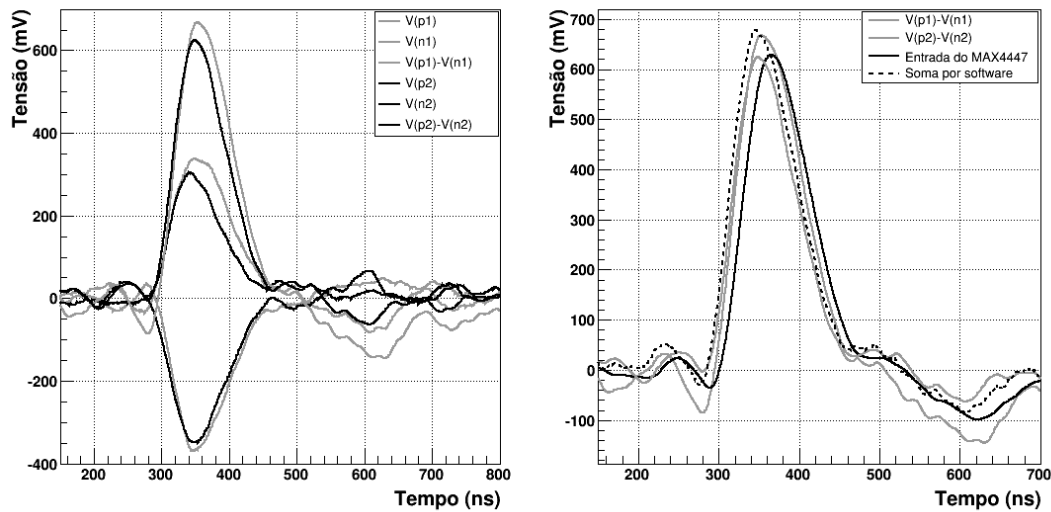


Figura 4.6: Simulação do circuito utilizando sinais de múons reais digitalizados. À esquerda, vemos os sinais de entrada diferenciais e as diferenças nas saídas dos transformadores. À direita, podemos observar as entradas dos operacionais U1 e U2 e a saída da soma

Consumo

Visando definir os requisitos de alimentação do circuito, foi realizada a análise do consumo de potência do circuito através da simulação. A Figura 4.7 exibe o resultado desta análise quando na entrada do circuito têm pulsos com a máxima amplitude, considerando a atenuação média dos cabos de *trigger*. Na parte superior, podem ser vistos os sinais de entrada do circuito e o sinal após a soma (sinal saturado). Na parte inferior, vê-se a potência instantânea na saída de cada estágio do circuito, onde verifica-se que em certos instantes a potência consumida pelo circuito pode chegar a 1,4 W.

4.2 Implementação do circuito

O circuito foi implementado em uma placa de circuito impresso (PCB) com seis camadas, sendo 4 camadas para alimentação e 2 para trilhas de sinais. Estas camadas estão dispostas da seguinte forma, da parte superior para a parte inferior: sinais, terra, +5 V, -5 V, terra e sinais. A principal característica de uma PCB multicamadas é a maior facilidade para o posicionamento dos componentes e mais possibi-

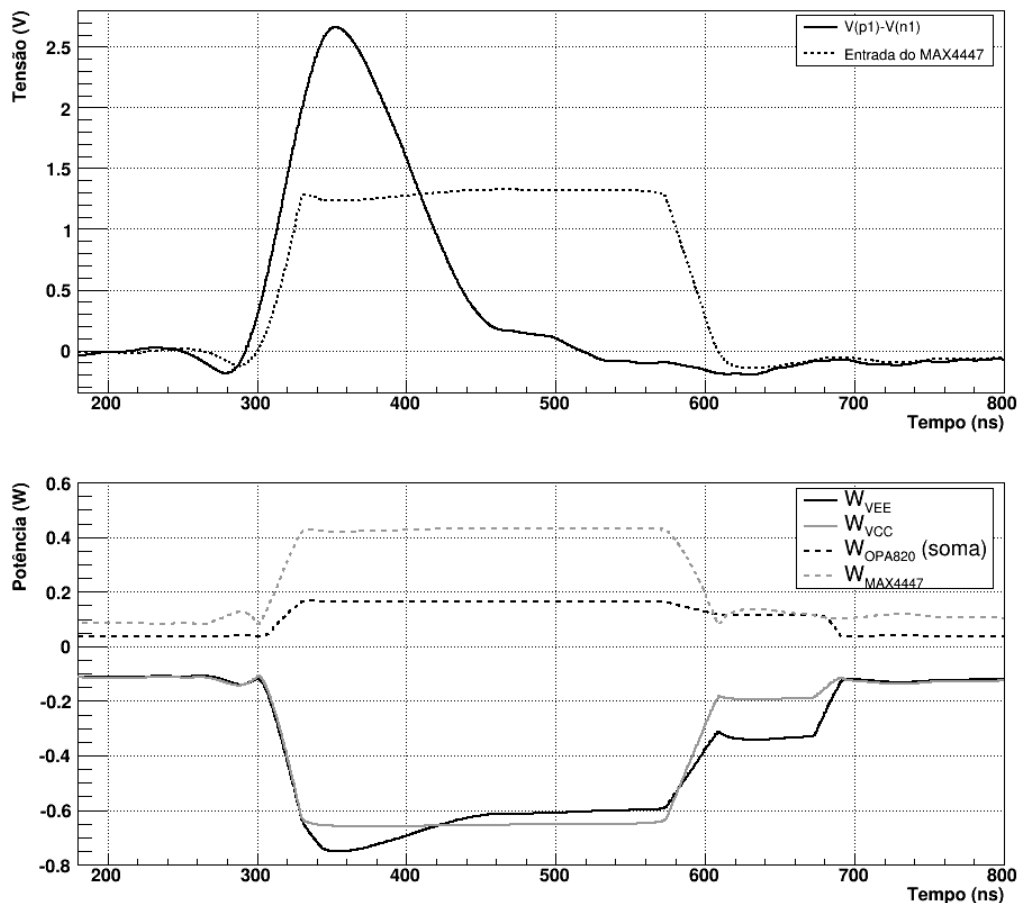


Figura 4.7: Análise de potência do circuito desenvolvido. No gráfico de cima vemos um pulso com amplitude máxima na chegada do circuito que soma os sinais da saída múon. No gráfico da parte inferior, tem-se a potência instantânea dos principais componentes.

lidades para o roteamento das trilhas, resultando em placas com maior densidade de componentes e de menor tamanho do que as placas de uma camada ou dupla-face [63].

4.2.1 Alimentação

A alimentação para o circuito é obtida através do *crate* VME. Na Tabela 4.1, podem ser vistas as possíveis tensões de alimentação fornecidas pelo *crate* VME. Foi utilizada a fonte de +5 V do *crate* para gerar as tensões internas da placa devido a sua maior capacidade de corrente em relação as demais.

Na simulação de potência (Figura 4.7), cada canal de soma pode consumir até 1,4 W, sendo um total de 48 canais na placa. Seria então possível que por

Tabela 4.1: Alimentação do barramento VME.

Nome	+5V0	+12V	48V	+3V3	-12V
Tensão (V)	5	12	48	3,3	12
Corrente (A)	200	10	12	200	10
Potência (W)	1000	120	576	660	120

alguns instantes a placa necessitasse de aproximadamente 67 W. Entretanto, este requerimento de potência é improvável de acontecer, pois demandaria que em todos os canais da placa tivessem na entrada um sinal com a máxima amplitude. Para eventos de raios cósmicos, o esperado é que no máximo 4 canais possam ter sinais simultaneamente, o que demandaria uma potência de 5,6 W.

Na placa, foram utilizados 4 conversores CC-CC isolados⁴ para gerar as tensões de mais e menos 5 V da placa. Cada conversor pode fornecer até 15 W de potência, sendo mais do que suficiente para a aplicação.

Na Figura 4.8, pode ser visto o esquemático da alimentação fornecida por um dos quatro conversores. De acordo com a folha de dados do fabricante [64], para reduzir o *ripple*, capacitores de 47 μF devem ser adicionados nos terminais de entrada e saída. Para proteger o circuito, fusíveis de 6 A foram inseridos na entrada do conversor. Nesta figura, também é possível observar a presença de *jumpers* (ST1 e ST2), que permitem que uma fonte externa seja utilizada através do conector (PS1) mostrado à direita. Desta forma, a alimentação para testes fora do *crate* VME se torna mais simples.

4.2.2 Conexões de entrada e saída

A placa principal, que realiza o processamento os sinais, possui 241,0 mm de largura e 366,7 mm de altura. Ela é capaz de receber quatro conectores DB-37 do cabos que trazem os sinais de *trigger* do *TileCal Patch Panel* até o sistema de *trigger* para cósmicos. Para receber os sinais dos outros 8 conectores (8 supergavetas), foi necessário desenvolver dois mezaninos idênticos, de dimensões 22,6 mm de largura

⁴BWR-5/1500-D5A, da Murata

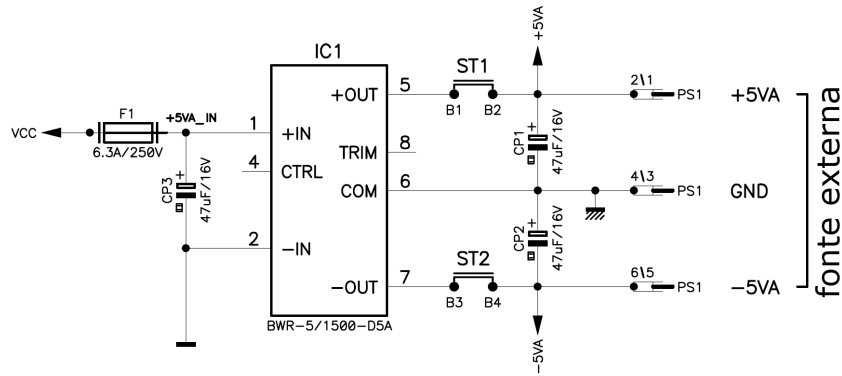


Figura 4.8: Esquemático da alimentação.

por 366,7 mm de altura. Os sinais destes mezaninos são enviados para a placa principal através de cabos *flat*.

A conexão com o barramento VME, para a utilização da fonte de 5 V, é feito pelo conector padrão ANSI/VITA-1-1994 [54], chamado de RP2, que apresenta 160 contatos em 5 fileiras.

A interface com a placa de coincidência é feita através de dois conectores de alta densidade, P5 e P6 do padrão IEC-61076-4-101 [65], com 110 e 125 contatos, respectivamente, distribuídos em 5 fileiras.

A Figura 4.9 apresenta a placa de circuito impresso do receptor de múons. No total, mais de 1.700 componentes foram utilizados nesta placa, que foi produzida no CERN e montada por uma empresa francesa.

4.3 Performance do circuito

Após a fabricação, o circuito foi submetido à diversos testes de forma a comprovar a performance. Inicialmente, testes foram realizados em uma bancada de testes em laboratório (no CERN). Em seguida, a placa foi instalada em um *crate* VME, onde foram adquiridos sinais utilizando o sistema de injeção de carga presente no circuito 3-em-1. Por fim, foram realizadas aquisições de raios cósmicos e análises juntamente com a placa de coincidência.

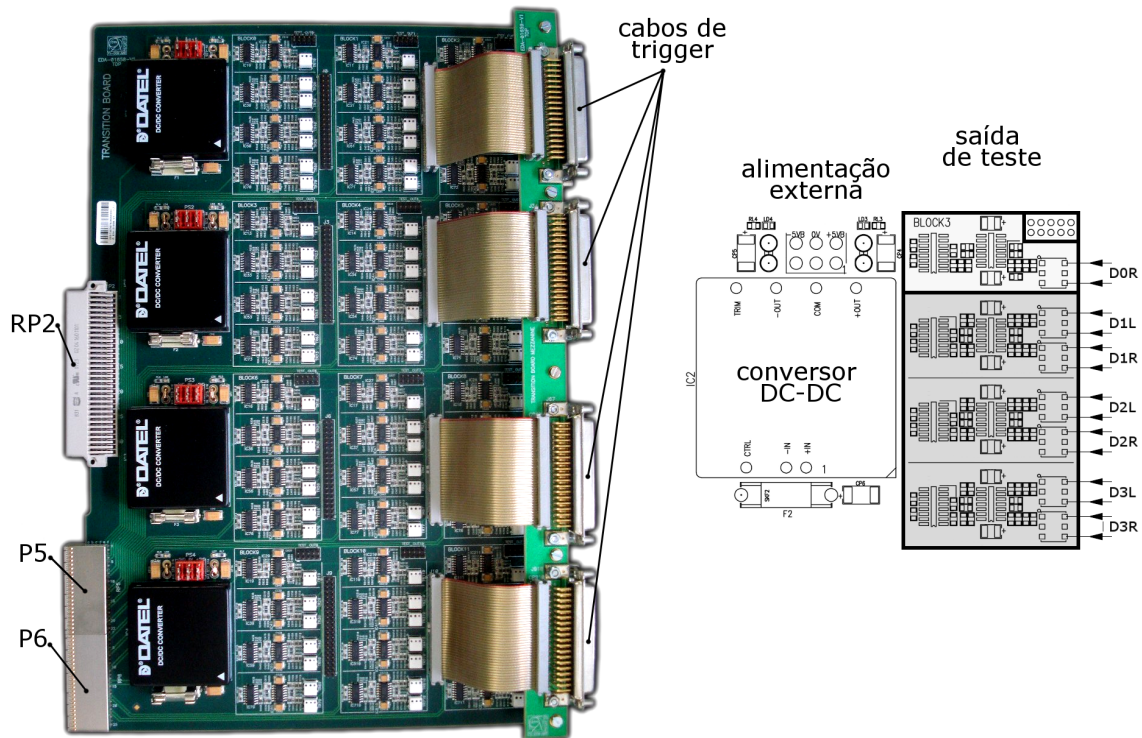


Figura 4.9: Fotografia da placa do circuito receptor de múons. Ao lado, pode-se ver o bloco que processa os sete sinais de uma supergaveta, juntamente com a alimentação.

4.3.1 Testes em laboratório

Os primeiros testes do circuito foram realizados em uma bancada de testes, que apresentava uma fonte de tensão de ± 5 V, um gerador de pulsos, um filtro (que emula o sinal do TileCal) e um osciloscópio digital com *drive* de disquete.

Inicialmente, todas as tensões CC da placa foram verificadas. A fonte de alimentação externa também foi usada para alimentar um circuito desenvolvido para testar os cabos de *trigger* do TileCal [66]. Este circuito possui um filtro que emula o sinal do TileCal, que é um pulso diferencial unipolar aproximadamente Gaussiano com 52 ns de largura a meia altura e com o seu pico 68 ns após o início do pulso.

O sinal sintetizado pelo filtro Gaussiano do sistema de testes de cabos pode ser visto na Figura 4.10, onde podemos compará-lo com o pulso fornecido pela eletrônica de leitura do TileCal.

Este sinal sintetizado foi, então, injetado em cada uma das sete entradas do circuito receptor de múons desenvolvido. Para permitir a realização de análises,

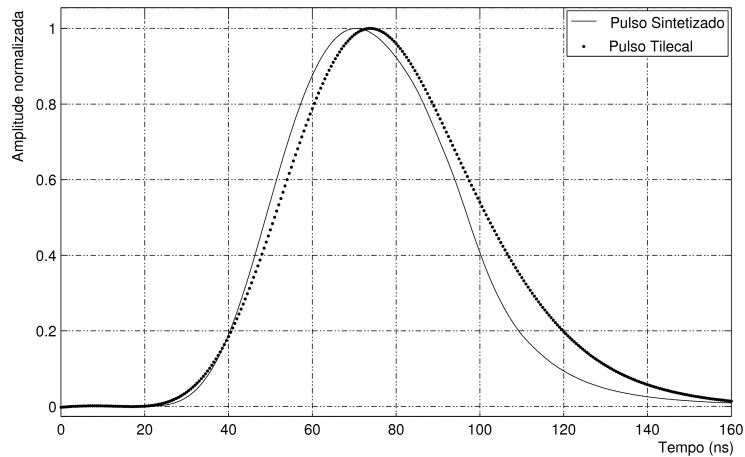


Figura 4.10: Comparação entre o pulso sintetizado pelo filtro gaussiano e o sinal do TileCal.

o pulso da saída de teste correspondente a entrada que está sendo excitada foi digitalizada. Vale a pena lembrar que o ganho da saída de testes é unitário.

Na Figura 4.11, podem ser vistos os sinais de entrada, diferenciais e unipolar, que são injetados no circuito (em tracejado). Também podem ser vistos dois sinais da saída de testes (preto). O menor é obtido quando injetamos a entrada em um canal que realiza a soma de dois canais e, o maior, é o resultado do processamento com o sinal injetado na célula D0. Como pode ser visto nesse gráfico, quando injeta-se o pulso sintetizado na entrada do canal que processa a leitura da célula D0 a saída apresenta o dobro da amplitude, quando comparado com a saída do canal que implementa a soma. Este comportamento é esperado, visto que somente uma entrada é injetada por vez no canal que realiza a soma. Baseando-se nessa figura, pode-se concluir que o circuito receptor mantém as características principais do sinal de entrada, confirmando a boa performance do circuito. Os parâmetros dos pulsos que são exibidos neste gráfico serão discutidos a seguir.

Na Figura 4.12, vê-se os resultados de tempo de subida, largura de pulso a meia altura e tempo de descida para os sinais da saída de teste. O eixo horizontal indica em qual entrada o sinal, sintetizado pelo filtro Gaussiano, foi injetado. Como resposta, tem-se a média e o desvio dos parâmetros dos pulsos de saída dos 12 blocos de processamento.

O tempo de subida é definido como o tempo necessário para um dado sinal sair de 10 % e alcançar 90 % do seu valor final. Como foi apresentado anteriormente

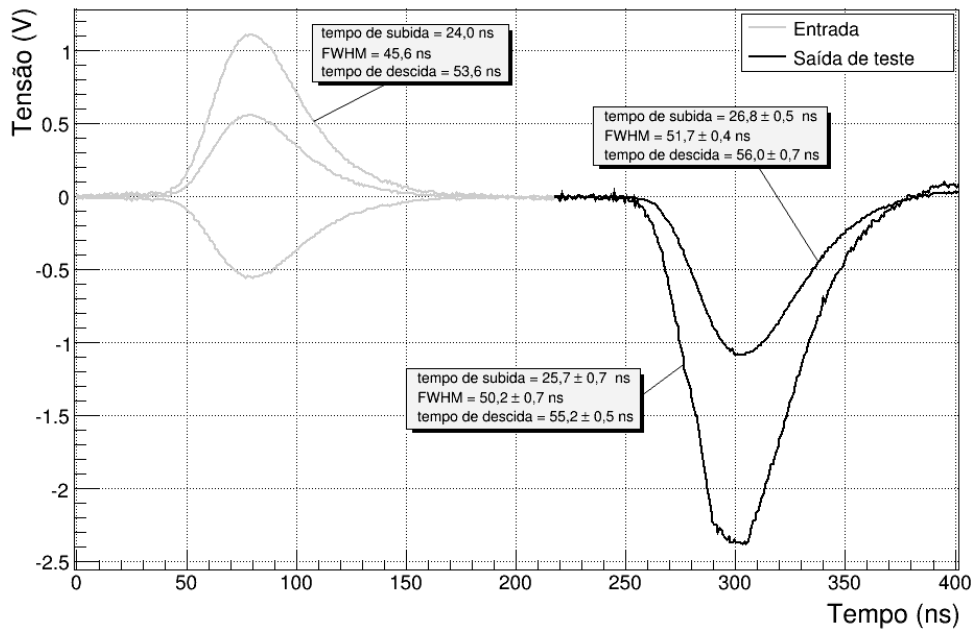


Figura 4.11: Sinais de entrada e saída de teste utilizando o pulso sintetizado pelo filtro que emula o sinal do TileCal.

(ver Equação 4.1), o tempo de subida é inversamente proporcional à largura de banda. Desta forma, podemos concluir, a partir dos resultados do tempo de subida da Figura 4.12, que a frequência de corte aplicada pelos filtros ativos projetados neste circuito não deteriora o sinal de saída. Ainda com o auxílio da Figura 4.12, é possível comprovar que os valores de tempo de descida e largura de pulso do sinal da saída de teste estão bem próximos dos parâmetros do pulso de entrada sintetizado.

Análises de ganho e ruído também foram realizadas e os resultados estão expostos na Figura 4.13. No gráfico da esquerda, pode-se ver o ganho quando cada uma das sete entradas recebe, por vez, o sinal sintetizado na entrada. Conclui-se, então, que o ganho apresenta um erro de cerca de 7,5 %. Porém, este erro não afeta a eficiência do sistema. Para os resultados de ruído, no gráfico da direita, observa-se que o canal que processa a leitura da célula D0 exibe um ruído mais elevado. Este resultado era esperado, pois a soma das duas leituras apresenta uma redução do ruído em modo comum.

4.3.2 Testes com injeção de carga

Após comprovar a performance do circuito em testes realizados em laboratório, instalou-se a placa desenvolvida no *crate* VME do sistema de identificação de

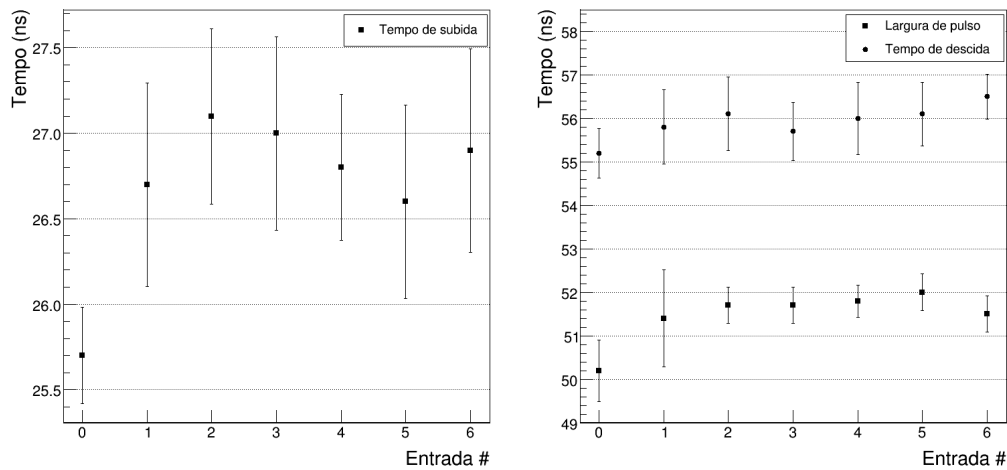


Figura 4.12: Resultados para análise dos tempos de subida, descida e largura de pulso da saída de teste para sinais sintetizados na entrada.

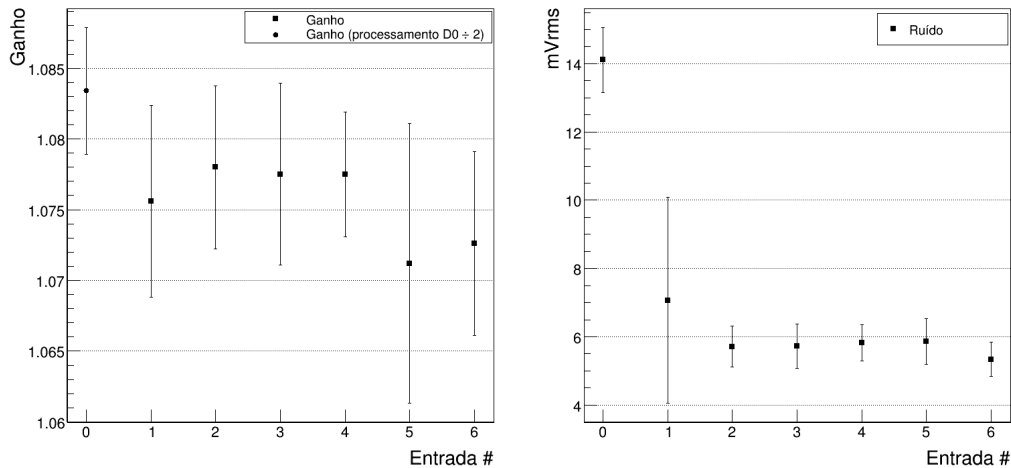


Figura 4.13: Resultados para análise do ganho e ruído da saída de teste para sinais sintetizados na entrada.

cósmicos.

O sistema de injeção de carga do circuito 3-em-1, permite emular as cargas fornecidas pelas PMTs em uma faixa de 0 a 800 pC com elevada precisão. Este teste torna-se mais completo que o anterior, na bancada de testes, pois é possível injetar sinais em ambas entradas ao mesmo tempo.

Durante esses testes, utilizamos somente um mezanino. Portanto, iremos apresentar resultados para 2/3 dos 48 sinais que são enviados à placa de coincidência. Os sinais das saídas de teste do circuito receptor de múons foram digitalizados, utilizando um osciloscópio conectado a um computador portátil, que rodava o *software*

LabVIEW [67]. Assim, cada módulo irá fornecer quatro sinais.

As Figuras 4.14, 4.15 e 4.16 exibem os resultados de tempo de subida, largura de pulso e tempo de descida para a injeção de uma carga de 6 pC para cada leitura da célula. No eixo horizontal, temos os números das saídas que são enviadas à placa de coincidência, que recebe até 96 sinais (numerados de 0 a 95). Novamente, somente 2/3 dos sinais são apresentados.

Com o auxílio destas figuras, pode-se ver que os parâmetros dos pulsos de saída são fortemente alterados. Esta alteração é atribuída aos efeitos causados pelos longos cabos de *trigger*. Desta forma, observa-se valores mais elevados de tempo de subida e descida e largura de pulso. Porém, pode-se notar que a flutuação é menor, quando consideramos os parâmetros dos sinais que são gerados de uma mesma supergaveta.

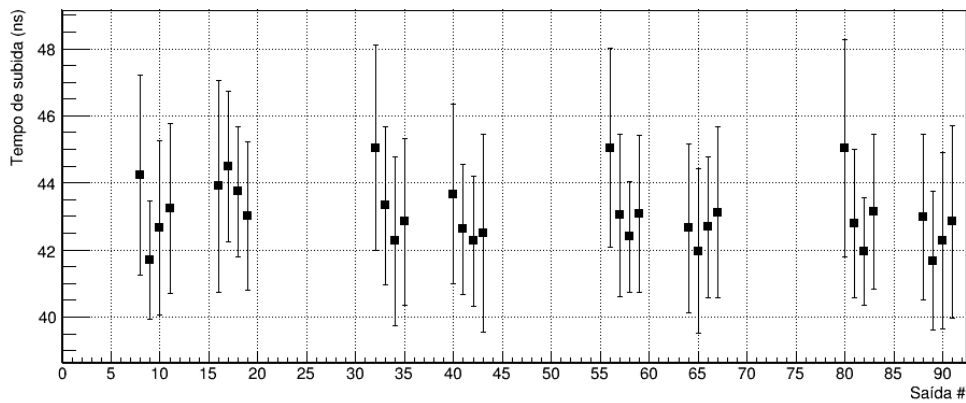


Figura 4.14: Tempo de subida para injeção de carga de 6 pC em cada leitura.

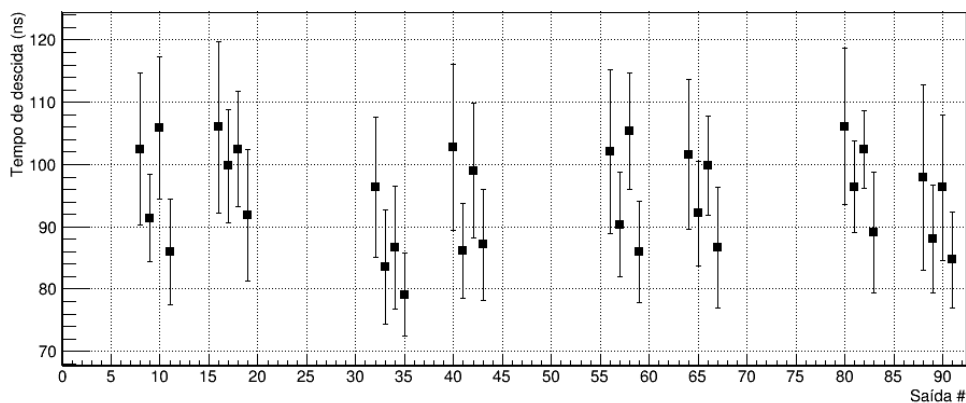


Figura 4.15: Tempo de descida para injeção de carga de 6 pC em cada leitura.

O resultado da constante de calibração pode ser visto na Figura 4.17. Para realizar esta análise, injeta-se uma carga conhecida utilizando o circuito 3-em-1 e

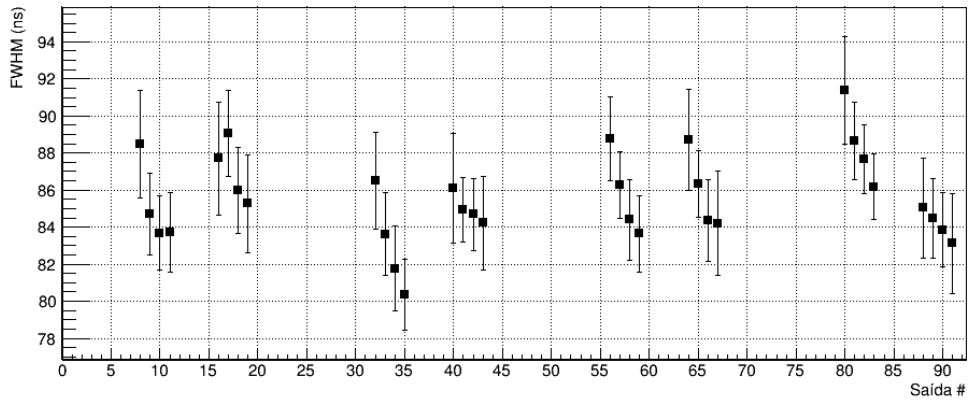


Figura 4.16: Largura de pulso a meia altura para injeção de carga de 6 pC em cada leitura.

adquiri-se a amplitude do sinal da saída de teste. Pode-se observar que o resultado da constante de calibração está abaixo do esperado, pois a saída múon apresenta 280 mV/pC. Esta redução é observada devido a atenuação dos cabos de *trigger*.

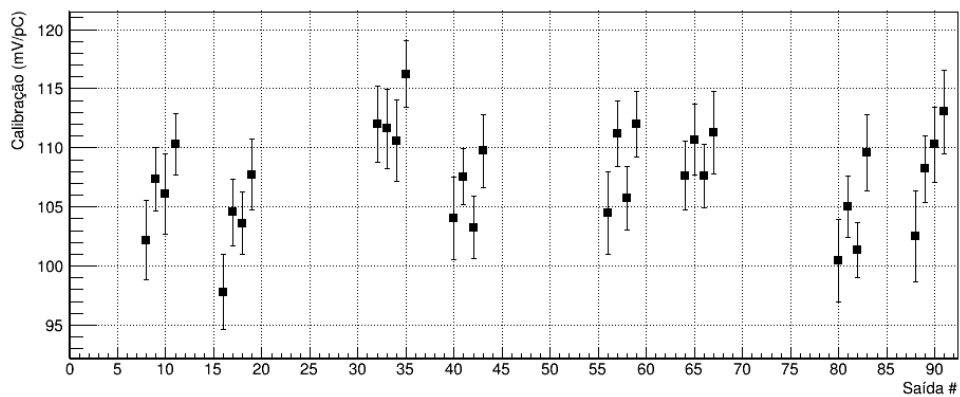


Figura 4.17: Constante de calibração para injeção de carga de 6 pC em cada leitura.

Na Figura 4.18 observa-se os resultados de calibração e ruído. No gráfico da esquerda, pode-se observar a resposta do circuito para uma carga variável. Para a realização desse estudo, utilizou-se somente uma supergaveta e injetou-se cargas de 2 a 20 pC. Isto representa uma carga de 4 a 40 pC por célula (eixo horizontal do gráfico). No eixo vertical observa-se a amplitude adquirida na saída de testes do circuito receptor de múons. O resultado de 112 mV/pC foi obtido através de regressão linear da parte plana da curva. Este valor está bem abaixo do esperado para a saída múon (280 mV/pC), pois, o sinal é atenuado em dois cabos: o cabo que conecta a supergaveta ao TCPP e o cabo que liga o TCPP ao sistema de *trigger* para raios cósmicos. No gráfico da direita, pode-se ver os resultados para ruído das

quatro saídas. Com auxílio deste gráfico, conclui-se que a saída que representa o processamento da célula D0 apresenta um maior ruído (fator de cerca $\sqrt{2}$, levando em consideração a barra de erros). Isto acontece porque o ruído se soma de forma não coerente.

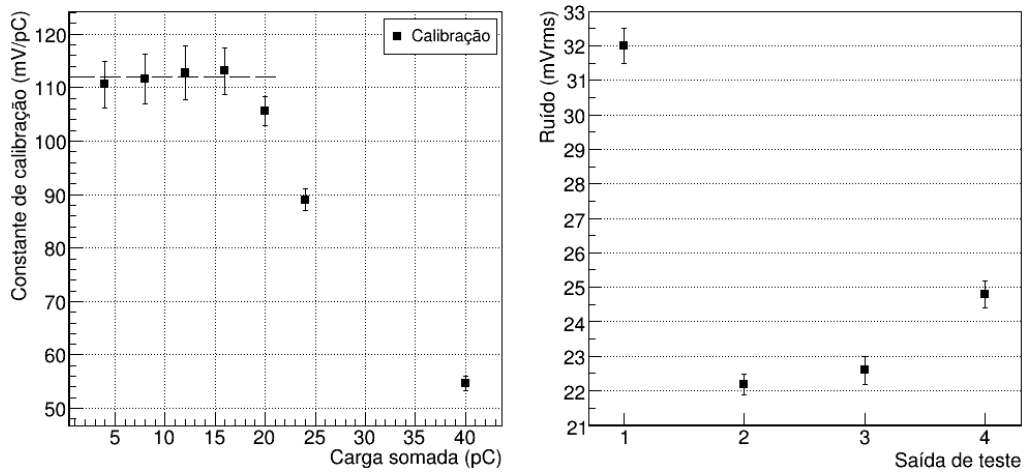


Figura 4.18: Gráficos de calibração e ruído nas quatro saídas de teste.

4.3.3 Testes com a placa de coincidência

Foi citado anteriormente que a FPGA da placa de coincidência implementa 96 contadores, que contam quantas vezes cada um dos discriminadores identificou um valor acima de um dado patamar. O ajuste dos patamares pode ser realizado manualmente ou automaticamente. Para o ajuste automático, inicialmente, coloca-se o valor do patamar no mínimo valor possível, fazendo com que a taxa na saída dos discriminadores seja máxima (pois tudo que ultrapassa o valor mínimo é contado como sinal). O patamar de decisão é, então, elevado até o momento que a taxa alcança 10 Hz na saída de cada discriminador. Este valor de taxa vem sendo usado para aquisição de raios cósmicos com a saída de torre do TileCal e, até hoje, não existe nenhum estudo que justifique este valor.

Análises com o sistema de laser

Os testes com laser apresentam várias vantagens. Diferentemente do teste utilizando injeção de carga, o laser consegue testar a resposta diretamente da PMT, sendo, assim, um teste mais completo. Na verdade, os testes com injeção de carga são

mais voltados para a calibração da cadeia eletrônica de leitura das supergavetas do TileCal.

O laser opera em uma frequência aproximada de 100 Hz e sua intensidade pode ser variada. Uma variação na intensidade da luz emitida pelo laser representa uma variação na carga da partícula incidente no detector. A Figura 4.19 mostra essa característica, que é não linear. Para o teste do circuito receptor de múons, a intensidade do laser assumiu dois valores, representando, aproximadamente, as cargas 0,60 pC e 1,20 pC. Uma carga de 0,46 pC produz um sinal elétrico muito próximo do nível de ruído da saída múon.

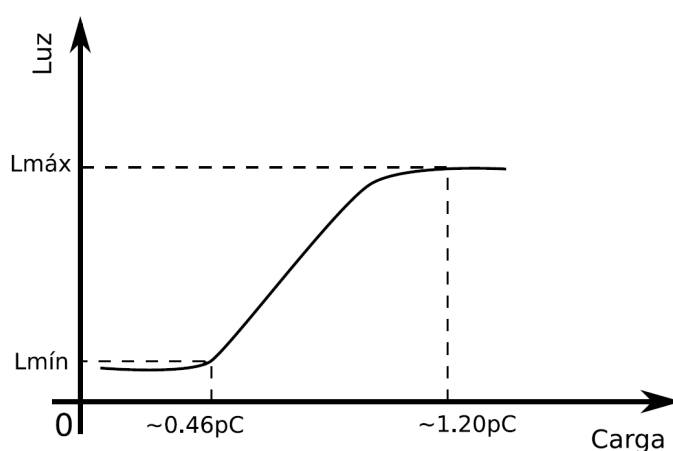


Figura 4.19: Característica entre a intensidade do laser e carga injetada.

Na Figura 4.20 pode ser visto o resultado para o teste com laser com intensidades de luz que representam cargas de, respectivamente, 1,2 pC e 0,6 pC. Nesta figura, pode-se ver as curvas que relacionam a frequência de *trigger* dos discriminadores contra o patamar de decisão dos mesmos (em contagens de DAC, conversor analógico-digital), para uma supergaveta conectada ao circuito receptor de múons. No gráfico da esquerda, pode-se notar que, este resultado exibe uma faixa bem ampla de valores de patamar de decisão para a frequência de *trigger* de 100 Hz (mesma frequência do laser). Este resultado é esperado, pois a distribuição do sinal de 1,2 pC fica bem afastada da distribuição de ruído. Pode-se ver também que a curva da frequência observada para a célula D0 é diferente das demais. Essa característica é previsível, uma vez que a célula D0 tem somente uma leitura, fazendo com que esta apresente uma pior relação sinal-ruído. No gráfico da direita, observa-se resultado para a mesma supergaveta, porém com uma intensidade menor do laser

(0,6 pC). Pode-se ver que não existe uma faixa ampla de valor do patamar de decisão que apresenta uma frequência de *trigger* constante em 100 Hz. Este resultado é explicado pois, quando a carga é reduzida, aproxima-se as distribuições do sinal de laser e ruído.

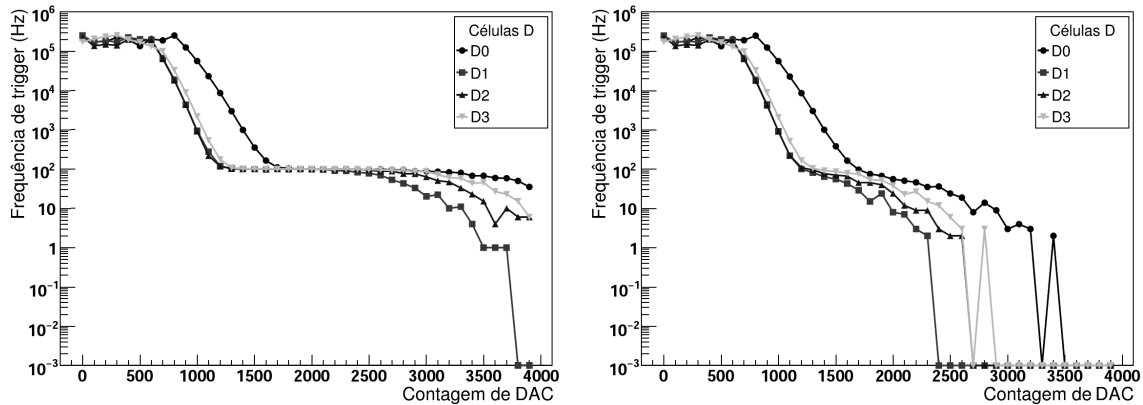


Figura 4.20: Frequência de *trigger* com injeção de laser na taxa de 100 Hz, com intensidades de luz que representam cargas de, respectivamente, 1,2 pC e 0,6 pC.

Análises com a aquisição de cósmicos

Finalmente, após a validação do projeto através de simulações, testes em laboratório e no ambiente do sistema de *trigger* de cósmicos (com o uso do sistema de injeção de carga e laser), o circuito receptor de múons foi avaliado com aquisições de raios cósmicos.

Para a realização das aquisições, utilizou-se a partição LBC. Desta forma, 12 módulos localizados na parte superior do calorímetro (região com $Y > 0$) estavam conectados na placa receptora de múons e 12 módulos da parte inferior (região com $Y < 0$) estavam conectados no módulo de transição. Os módulos conectados no módulo de transição também utilizavam sinais da saída múon. Apenas 19 dos 24 módulos conectados, estavam ligados no início dos testes (sendo 8 módulos da parte superior do LBC). Durante estes testes, o circuito receptor e o módulo de transição estavam conectados em placas de coincidência distintas.

No total, quatro aquisições foram realizadas, duas utilizando o circuito receptor e duas com o módulo de transição. A Tabela 4.2 apresenta os resultados das aquisições realizadas com o circuito receptor de múons. Pode-se observar que o patamar de decisão para a célula D0 é bem maior, confirmando os resultados da análise com o

sistema de laser. A aquisição de número 90039 foi configurada com o programa de ajuste automático dos patamares de decisão.

Tabela 4.2: Parâmetros das aquisições de cósmico utilizando o circuito receptor de múons. Os patamares de corte da aquisição de número 90039 foram escolhidos automaticamente.

N°	Patamar D0	Patamar D1-3	Duração	Taxa	N° de eventos
90023	1800 DAC	1500 DAC	0h14m09s	13 Hz	11.037
90039	2000 DAC	1600 DAC	1h22m56s	2 Hz	9.952

Os parâmetros das aquisições com o módulo de transição, que envia os sinais dos cabos de *trigger* para a placa de coincidência, podem ser vistos na Tabela 4.3. Novamente, uma aquisição foi realizada com o ajuste automático (90088).

Tabela 4.3: Parâmetros das aquisições de cósmico utilizando o módulo de transição. Os patamares de corte da aquisição de número 90088 foram escolhidos automaticamente.

N°	Patamar D	Duração	Taxa	Número de eventos
90085	2300 DAC	0h11m28s	12 Hz	8.256
90088	2500 DAC	0h21m25s	4 Hz	5.140

Quando ocorre um sinal de aceitação enviado pela placa de coincidência, as informações de energia das células do TileCal são digitalizadas e armazenadas em arquivos. Para que seja possível observar a energia depositada em cada célula, deve-se realizar a reconstrução dos dados digitalizados. Esta reconstrução permite estimar a energia do sinal digitalizado das células.

Para análise da deposição de energia de raios cósmicos nas células do calorímetro, utiliza-se algoritmos sofisticados, que, para o caso de eventos de raios cósmicos, tem como principal objetivo a identificação da trajetória da partícula percorrida dentro do detector.

A partir da utilização de um algoritmo que implementa a transformada de Hough

nos dados reconstruídos [48], foi possível filtrar os eventos digitalizados em busca de raios cósmicos. Este algoritmo realiza uma pré-seleção, ao efetuar um corte de energia. Dessa forma, somente as células que apresentam energia maiores que o corte servem de entrada para o algoritmo. Assim, pode-se calcular a taxa de cósmicos encontrada em cada uma das aquisições. Na Figura 4.21, pode-se ver um exemplo do uso desta ferramenta com dois cortes distintos de 100 e 300 MeV. Observa-se que, quando o corte de 100 MeV é utilizado, um novo traço é visto. Este traço é identificado por causa das células com ruído e não representa um raio cósmico. Desta forma, conclui-se que, quanto maior o corte, menor o falso alarme de raios cósmicos.

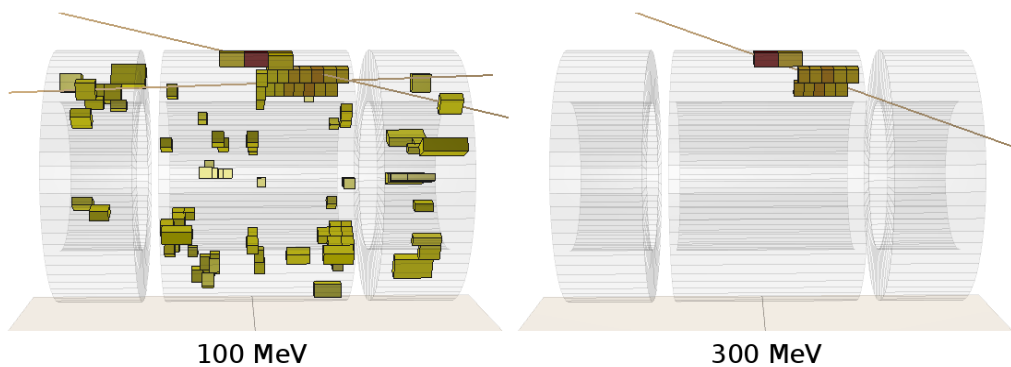


Figura 4.21: Exemplo do uso do algoritmo que implementa a transformada de Hough em busca da trajetória do raio cósmico no detector ATLAS.

A Tabela 4.4 exibe a taxa de cósmicos identificados, através da transformada de Hough, para cortes em 100, 200 e 300 MeV. Pode-se ver que, para o ajuste manual dos patamares, as duas formas de aquisições apresentam, praticamente, a mesma eficiência para detecção. Porém, analisando os resultados de ajuste automático desta tabela, observa-se que o sinal fornecido pelo circuito receptor de múons apresenta um maior percentual de múons identificados pela transformada de Hough. Nota-se também que, ao aumentar o corte de energia, a diferença no percentual de múons identificados entre as aquisições diminui. Esta característica é observada pois se torna mais raro a observação de um ruído com energia acima de 300 MeV. A Figura 4.22 ilustra os resultados de eficiência para o ajuste automático dos patamares de decisão.

Por fim, utilizou-se o sistema de visualização desenvolvido em [48] para ilustrar a

Tabela 4.4: Porcentagem de cósmico em relação ao número total de eventos acusados pela placa de coincidência, para cada corte por energia.

Corte em energia	90025	90039	90085	90088
100 MeV	23,6	58,2	20,9	38,4
200 MeV	15,5	48,5	13,5	30,9
300 MeV	12,0	39,3	11,3	26,3

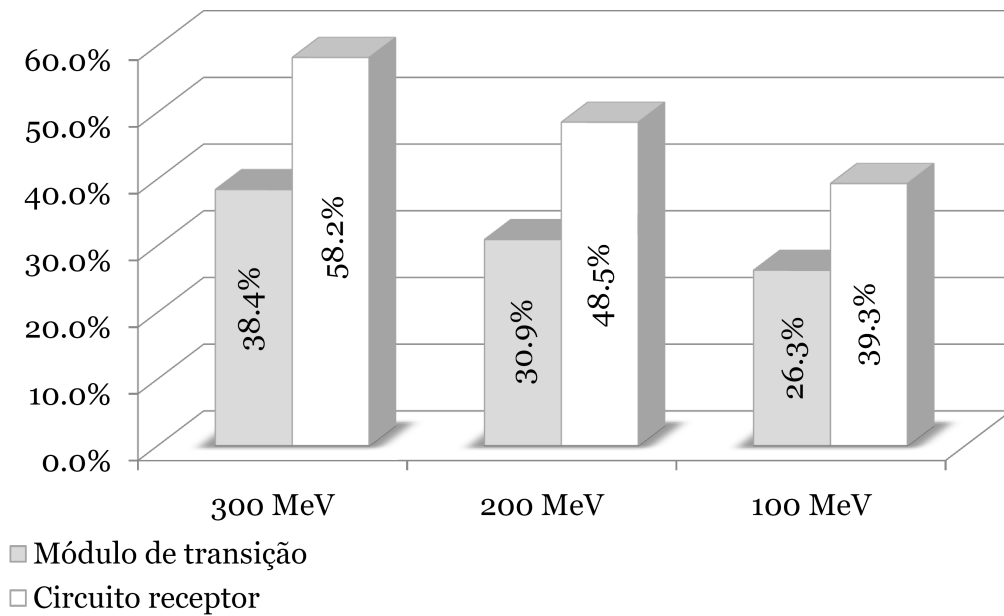


Figura 4.22: Eficiência das aquisições de cósmicos, com os patamares escolhidos automaticamente, para o circuito receptor e o módulo de transição.

deposição de energia de um cósmico adquirido através do circuito receptor de múons. Esta visualização pode ser vista na Figura 4.23. Este é um ótimo exemplo, onde pode-se ver o caminho percorrido pelo raio cósmico através do detector TileCal.

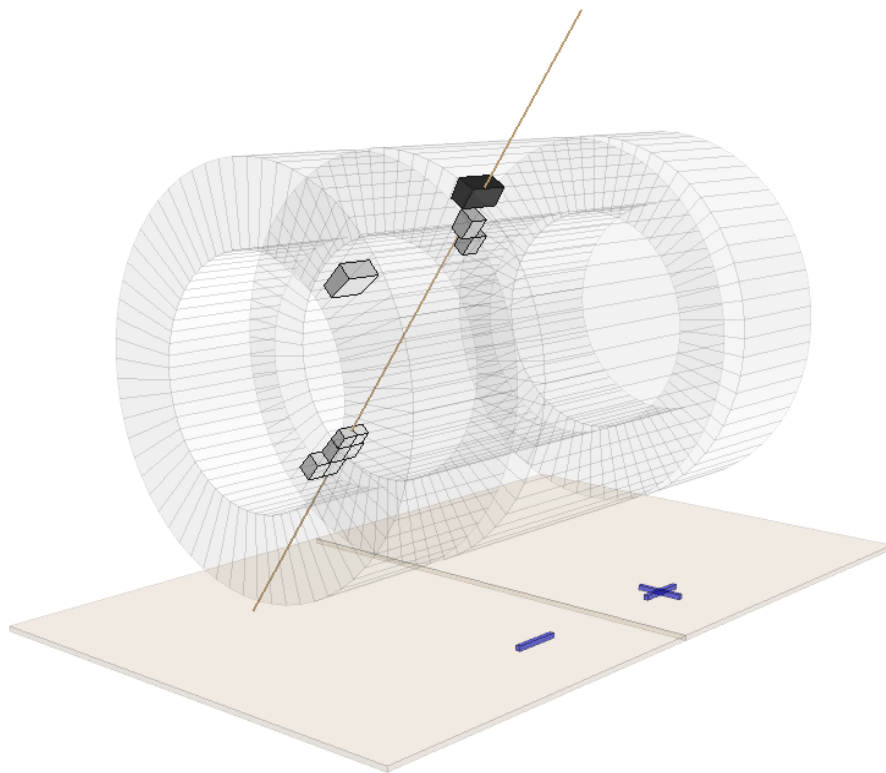


Figura 4.23: Visualização da deposição de um raio cósmico no calorímetro TileCal, utilizando o sinal de *trigger* fornecido pelo circuito receptor de múons.

Capítulo 5

Conclusões e Desdobramentos do trabalho

O acelerador de partículas LHC irá fornecer aos seus detectores a possibilidade de observar o produto de colisões com energias nunca antes alcançadas. Para cumprir seu objetivo, o LHC irá operar com uma elevada taxa de eventos, permitindo, assim, a observação de uma física rara. Para reduzir a alta taxa de eventos, foi projetado para o detector ATLAS, um sistema de *trigger online*. Este sistema é responsável por reduzir a taxa de eventos de 1 GHz para 100 Hz.

Os calorímetros terão um papel fundamental no LHC, fornecendo diversas medidas que auxiliam a identificação da física de interesse. Porém, é necessário que a cadeia de leitura seja certificada contra falhas e monitorada ao longo do tempo do experimento (permitindo o controle de possíveis falhas). Esta etapa de certificação, chamada de comissionamento, é bastante importante, pois a medida da energia hadrônica das partículas incidentes no calorímetro do ATLAS é baseada no sistema de leitura do TileCal. Para ressaltar esta importância, lembramos que, após o início de operação do ATLAS, reparos em componentes defeituosos somente poderão ser realizados durante a pausa anual do LHC. Para minimizar os efeitos de possíveis falhas, o TileCal apresenta leitura redundante de sua energia.

Devido a sua complexidade, um dos principais desafios do detector ATLAS é a operação conjunta de todos os seus subdetectores. Antes do início das colisões, esta integração só pode ser testada durante aquisições de múons provenientes de raios cósmicos (única fonte natural de partículas). Raios cósmicos também são usados

para testar, alinhar e calibrar detectores de partículas.

Porém, como os detectores foram projetados para identificar eventos projetivos (o que não é o caso de raios cósmicos), foi desenvolvido pela colaboração TileCal um sistema de *trigger* dedicado (placa de coincidência), que varre os sinais de torres de *trigger* do TileCal em busca de uma deposição que caracterize um raio cósmico.

Além dos sinais das torres, o TileCal apresenta outro sinal de *trigger*, que foi concebido para um futuro *upgrade* do detector ATLAS. Este sinal, a saída múon, tem o objetivo de reduzir a taxa de falsos múons e pode ser utilizado para identificar raios cósmicos. Porém, este sinal exibe baixa relação sinal-ruído. Estudos com sinais adquiridos para feixe de múons, comprovam que o processamento baseado nas leituras redundantes das saídas múon oferece uma melhoria significativa na relação sinal-ruído. Um detector de pico apresenta uma melhora na sua eficiência de 90 % para 97 % contra 5 % falso alarme, quando somamos os sinais.

Neste trabalho apresentamos todo o desenvolvimento e projeto do sistema que realiza o processamento dos sinais de *trigger* das saídas múon do calorímetro TileCal. Este circuito é capaz de receber sinais de 12 módulos do barril, onde cada módulo fornece sete sinais da saída múon, pertencentes a quatro células da última camada (uma célula apresenta sinal simples e três células têm leitura redundante). O resultado do processamento é enviado para a placa de coincidência, que irá buscar por sinais com significativa deposição de energia.

Simulações, foram realizadas a fim de validar os cálculos teóricos. Após a produção do circuito, este foi submetido a uma bateria de testes, que certificaram o bom funcionamento do sistema. Testes em laboratório, com sinais emulados e fonte de alimentação externa, permitiram calcular diversos parâmetros dos pulsos das saídas de teste do circuito desenvolvido. Desta forma, pode-se afirmar que o circuito receptor mantém as características principais do sinal que está sendo injetado na entrada, confirmando a boa performance do circuito.

Nos testes com injeção de cargas, o circuito receptor foi inserido no *crate* VME. Foi possível avaliar o sistema no ambiente para o qual ele foi desenvolvido, utilizando a cadeia de leitura eletrônica do TileCal para injetar cargas e a fonte de alimentação do *crate* VME. Foram observados fortes alterações nos parâmetros dos pulsos das saídas de teste. Estas alterações são atribuídas aos efeitos causados pelos longos

cabos de *trigger*. Este teste também foi importante para certificar a alimentação do circuito (fornecida pelo *crate*) e a conexão física entre o circuito receptor e a placa de coincidência.

Com o intuito de preparar o circuito para a aquisição de raios cósmicos, testes com o sistema de laser do TileCal em conjunto com a placa de coincidência foram realizados. Análises sobre a taxa de *trigger* fornecida pela placa de coincidência para duas intensidades de laser permitiram afirmar que a soma das leituras das células da última camada fornecem uma melhor separação sinal/ruído.

Por fim, após diversos testes que validaram o bom funcionamento do circuito, este foi submetido à aquisições de raios cósmicos. Os resultados obtidos, demonstraram que, a soma das duas leituras das células D fornece um sinal de *trigger* mais eficiente, quando comparada com a saída múon simples, permitindo observar 50 % mais cósmicos.

Finalmente, gostaria de ressaltar a importância do projeto para a colaboração ATLAS, pois com o avanço da etapa de comissionamento, os sinais de torres de *trigger* não estarão mais disponíveis (por causa do comissionamento do primeiro nível de *trigger*). Desta forma, a maior eficiência alcançada pelo circuito desenvolvido neste projeto permite que a aquisição de cósmicos utilizando o TileCal continue.

5.1 Desdobramentos

Como citado ao longo do texto, o sinal de *trigger* da saída múon foi concebido para um futuro *upgrade* e tem como objetivo a identificação de múons, de forma a reduzir a taxa de falso *trigger* no primeiro nível do sistema de filtragem *online* do ATLAS. Porém, além da formação de um sinal com melhor relação sinal-ruído e, conseqüentemente, melhor eficiência para identificação de múons, é necessário o desenvolvimento de uma interface com o sistema de primeiro nível. Esta interface tem diversos requisitos que devem ser seguidos.

Desta forma, o sistema desenvolvido para processar o sinal da saída múon pode basear-se no circuito desenvolvido neste trabalho.

Mais adiante, métodos mais sofisticados que o de patamar de decisão podem ser utilizados, como filtro casado, por exemplo. Estudos preliminares indicam que

filtros casados apresentam uma melhor eficiência.

O LHC possui uma proposta de *upgrade* que deve ser implementado a partir do ano de 2012. Este *upgrade* tem como propósito um aumento da luminosidade do feixe, alcançando $10^{35} \text{ cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, fornecendo, assim, maiores possibilidades de observar processos raros, permitindo a diminuição da barra de erros de medidas importantes.

O detector ATLAS deve realizar um *upgrade* a fim de preparar o detector para a luminosidade que será alcançada pelo super LHC (SLHC). Uma das possíveis modificações seria na cadeia de leitura, que tornaria toda a cadeia de leitura eletrônica em digital (inclusive o *trigger*). Desta forma, estudos com os sinais de *trigger* digitalizados também podem ser realizados.

Referências Bibliográficas

- [1] RESNICK, R., EISBERG, R., *Física Quântica – Átomos, Moléculas, Sólidos, Núcleos e Partículas*. Editora Campus, 1979.
- [2] LATTES, C. M. G., OCCHIALINI, G. P. S., POWELL, C. F., “Observations on the tracks of slow mesons in photographic emulsions”, *Nature*, v. 160, pp. 453–456, 1947.
- [3] GRIFFITHS, D., *Introduction to Elementary Particles*. John Wiley & Sons, 1987.
- [4] COUGHLAN, G. D., DODD, J. E., GRIPAIS, B. M., *The Ideas of Particle Physics: an Introduction for Scientists*. Cambridge University Press, 1984.
- [5] BROWN, L. M., HODDESON, L., *The Birth of Particle Physics*. Cambridge University Press, 1983.
- [6] CAHN, R. N., GOLDHABER, G., *The Experimental Foundations of Particle Physics*. Cambridge University Press, 1989.
- [7] HIGGS, P. W., “Broken symmetries, massless particles and gauge fields”, *Physics Letters*, v. 12, pp. 132–133, 1964.
- [8] THE LEP WORKING GROUPS FOR HIGGS BOSON SEARCHES, “Search for the standard model Higgs boson at LEP”, *Physics Letters B*, v. 565, pp. 61–75, 2003.
- [9] “The LEP Electroweak Working Group”,
URL: <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG>, acessado em Julho de 2009.

- [10] “CERN – The European Laboratory for Particle Physics”,
URL: <http://www.cern.ch>, acessado em Julho de 2009.
- [11] COMMITTEE ON ELEMENTARY-PARTICLE PHYSICS, *Elementary-Particle Physics: Revealing the Secrets of Energy and Matter*. National Academies Press, 1998.
- [12] TIPLER, P. A., *Physics For Scientists and Engineers*. 4th ed., v. 2. W. H. Freeman & Company, 2004.
- [13] AHSBY, N., MILLER, S. C., *Principles of Modern Physics*. Holden-Day, 1970.
- [14] “The ATLAS Experiment”,
URL: <http://www.atlas.ch>, acessado em Julho de 2009.
- [15] “Large Electron-Positron Collider”,
URL: <http://publicold.web.cern.ch/publicold/ACCELERATORS>, acessado em Julho de 2009.
- [16] “The ALEPH Experiment”,
URL: <http://www.cern.ch/ALEPH>, acessado em Julho de 2009.
- [17] “The L3 Experiment”,
URL: <http://www.cern.ch/L3>, acessado em Julho de 2009.
- [18] “The OPAL Experiment”,
URL: <http://www.cern.ch/OPAL>, acessado em Julho de 2009.
- [19] “The DELPHI Experiment”,
URL: <http://www.cern.ch/DELPHI>, acessado em Julho de 2009.
- [20] EVANS, L. R., BRYANT, P., “LHC Machine”, *Journal of Instrumentation*, v. 3 S08001, 2008.
- [21] EVANS, L. R., “LHC Accelerator Physics and Technology Challenges”. In: *Proceedings of the 1999 Particle Accelerator Conference*, v. 1, pp. 21–25, 1999.

- [22] ATLAS TRIGGER AND DATA ACQUISITION COLLABORATION, “ATLAS High-Level Triggers, DAQ and DCS Technical Design Report”, 2000, CERN/LHCC 2000–017.
- [23] THE ATLAS COLLABORATION, “The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider”, *Journal of Instrumentation*, v. 3 S08003, 2008.
- [24] THE CMS COLLABORATION, “The CMS experiment at the CERN LHC”, *Journal of Instrumentation*, v. 3 S08004, 2008.
- [25] THE ALICE COLLABORATION, “The ALICE experiment at the CERN LHC”, *Journal of Instrumentation*, v. 3 S08002, 2008.
- [26] THE LHCb COLLABORATION, “The LHCb Detector at the LHC”, *Journal of Instrumentation*, v. 3 S08005, 2008.
- [27] KANE, G. L., *Perspectives on Supersymmetry*. World Scientific Publishing Company, 1998.
- [28] ATLAS COLLABORATION, “ATLAS Inner Detector Technical Design Report”, 1997, CERN/LHCC/97–17.
- [29] ATLAS LARG UNIT, “Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report”, 1996, CERN/LHCC/96–41.
- [30] THE TILE CALORIMETER COLLABORATION, *ATLAS Tile Calorimeter: Technical Design Report*, Relatório Técnico ATLAS-TDR-003, CERN, 1996.
- [31] ATLAS MUON COLLABORATION, “ATLAS Muon Spectrometer Technical Design Report”, 1997, CERN/LHCC/97–22.
- [32] NICQUEVERT, B., “The ATLAS coordinate system”, 1996, ATL–GE–CERN–QAP–0204–01.
- [33] WONG, C., *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions*. World Scientific, 1994.

- [34] BOCK, R. K., VASCILEU, A., *The Particle Detector BriefBook*. Springer, 1999.
- [35] MELLO, A. R. G., *Processamento Digital de Imagens para um Detector de Partículas de Alta Energia e Elevada Taxa de Eventos*, Tese de doutorado, COPPE/UFRJ, Março 2006.
- [36] BROWN, S., VRANESIC, Z., *Fundamentals of Digital Logic with VHDL Design*. McGraw-Hill, 2000.
- [37] CROUAU, M., GRENIER, P., HEBRARD, C., et al., *Characterization of 8-stage Hamamatsu R5900 Photomultiplier for the TILE Calorimeter*, Nota Técnica TILECAL-NOTE-97-129, CERN, 1997.
- [38] CERQUEIRA, A. S., *Sistema Analógico para a Formação do Sinal de Validação de um Calorímetro Cintilante*, Tese de doutorado, COPPE/UFRJ, Outubro 2002.
- [39] ANDERSON, K., PILCHER, J., SANDERS, H., et al., “Front-end Electronics for the ATLAS Tile Calorimeter”. In: *Proceedings of the 4th Workshop on Electronics for the LHC Experiments*, p. 239, 1998.
- [40] ASK, S., BERGE, D., BORREGO-AMARAL, P., et al., “The ATLAS central level-1 trigger logic and TTC system”, *Journal of Instrumentation*, v. 3, n. 08, pp. P08002, 2008.
- [41] LAWRENZ, W., *CAN System Engineering: From Theory to Practical Applications*. Springer, 1997.
- [42] LESSER, J., *Development and Test of the ATLAS Tile Calorimeter Digitizer*, Tese de doutorado, Stockholm University, 2004.
- [43] BOHM, C., ERIKSSON, D., JON-AND, K., et al., “An Optical Link Interface for the Tile Calorimeter in ATLAS”, *7th Workshop on Electronics for LHC Experiments*, pp. 179–181, 2001.
- [44] NISSATI, A., “Fake LVL-1 muon trigger rates in the Atlas experiment”, 1998, ATL-DAQ-98-123.

- [45] STARCHENKO, E., BLANCHOT, G., BOSMAN, M., et al., “Cesium monitoring system for ATLAS Tile Hadron Calorimeter”, *Nuclear Instruments and Methods*, v. A494, pp. 381–384, 2002.
- [46] CARVALHO, J., *Calibration and monitoring of the ATLAS Tile calorimeter*, Nota Técnica ATL-TILECAL-PUB-2006-007, CERN, Julho 2006.
- [47] DAVIDEK, T., VOLPI, M., ZENIS, T., *Response of the ATLAS Tile Calorimeter to Hadrons in Stand-Alone Testbeam Data*, Nota Técnica ATL-TILECAL-PUB-2009-004, CERN, Março 2009.
- [48] ANDRADE FILHO, L. M., *Detecção e Reconstrução de Raios Cósmicos Usando Calorimetria de Altas Energias*, Tese de doutorado, COPPE/UFRJ, Março 2009.
- [49] FAWCETT, T., “An introduction to ROC analysis”, *Pattern Recognition Letters*, v. 27, n. 8, pp. 861–874, Junho 2006.
- [50] CERQUEIRA, A. S., DAVIDEK, T., *Tilecal Trigger Signal Specifications and Testbeam Performance*, Nota Técnica ATL-TILECAL-PUB-2006-001, CERN, Março 2006.
- [51] BLUMENSCHNEIN, U., “Installation, commissioning and operation of the tile hadron calorimeter of ATLAS”, *Nuclear Instruments and Methods*, v. A572, pp. 24–25, 2007.
- [52] TANG, F., ANDERSON, K. J., PILCHER, J. E., et al., “Stand-alone Cosmic Ray Trigger Electronics for the ATLAS Tile Calorimeter”, *10th Workshop on Electronics for LHC and Future Experiments*, pp. 327–331, 2004.
- [53] GARVEY, J., HILLIER, S., MAHOUT, G., et al., “The ATLAS level-1 calorimeter trigger architecture”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, v. 51, pp. 356–360, 2004.
- [54] PETERSON, W. D., *The VMEbus Handbook*. V F E A Intl Trade Assn, 1997.
- [55] “L1 Commissioning/Integration/Status/Next steps”,
URL: <http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=8878>,
accessado em Julho de 2009.

- [56] DAVIDEK, T., LEITNER, R., *Parametrization of the Muon Response in the Tile Calorimeter*, Nota Técnica ATL-TILECAL-PUB-97-114, CERN, 1997.
- [57] COILCRAFT, *Surface Mount Wideband RF Transformers*, Folha de dados 194-1, Coilcraft, 2008.
- [58] INSTRUMENTS, T., *OPA4820: Quad, Unity-Gain Stable, Low-Noise, Voltage-Feedback Operational Amplifier*, Folha de dados SBOS317D, Texas Instruments, 2004.
- [59] MAXIM, *MAX4447/MAX4448/MAX4449: 6500V/ μ s, Wideband, High-Output-Current, Single-Ended-to-Differential Line Drivers with Enable*, Folha de dados 19-1519, Maxim, 2009.
- [60] THE TILECAL COLLABORATION, *Testbeam Studies of Production Modules of the ATLAS Tile Calorimeter*, Nota Técnica ATL-COM-TILECAL-2009-004, CERN, Março 2009.
- [61] CERQUEIRA, S., DA SILVA, P., MAIA, M., “Trigger Signals: Noise, Timing and Crosstalk”, TileCal Week, Outubro 2005.
- [62] SANDLER, S. M., *SPICE Circuit Handbook*. McGraw-Hill, 2006.
- [63] MONTROSE, M., *Printed Circuit Board Design Techniques for EMC Compliance*. IEEE Press, 1996.
- [64] DATEL, *15-20 W, Dual Output DC/DC Converters*, Folha de dados DS-0323, DATEL, 1998.
- [65] “International Electrotechnical Commission”,
URL: <http://www.iec.ch>, acessado em Julho de 2009.
- [66] CERQUEIRA, A. S., SILVA, P. V. M., MAIA, M. S., et al., “Sistema Automático de Teste para Cabos Multicondutores de Sinais Diferenciais de Alta Velocidade”, *Anais do Congresso Brasileiro de Automática*, 2006.
- [67] NATIONAL INSTRUMENTS, *LabVIEW Fundamentals*. National Instruments, 2005.

- [68] “LEP Working Groups”,
URL: <http://offline.web.cern.ch/offline/lepwgs.html>, acessado em Julho de 2009.
- [69] THE TOTEM COLLABORATION, “The TOTEM Experiment at the CERN Large Hadron Collider”, *Journal of Instrumentation*, v. 3 S08007, 2008.
- [70] SMITH, L., SHEINGOLD, D. H., *Noise and Operational Amplifier Circuits*, Application Note AN-358, Analog Devices, 1969.

Apêndice A

Publicações

O autor, desde 2003, participou de diversos projetos no âmbito da colaboração UFRJ-CERN. Todos estes projetos estavam inseridos no sistema de filtragem do detector ATLAS. Este apêndice apresenta os artigos desenvolvidos, com a participação do autor, ao longo desses anos dedicados à pesquisa na área de física de partículas.

1. *A Receiver System for the TileCal Muon Signals*, XAVIER, T. C., FERREIRA, B. C., CERQUEIRA, A. S., SEIXAS, J. M., Submetido ao IEEE Nuclear Science Symposium, 2009.

In this paper, a muon signal receiver design is described, aiming at receiving the muon signals, adding them up and interfacing to the ATLAS level-one muon trigger system. The complete system is divided into A and C sides. There are 16 Receiver Modules, which receive all the muon signals from the A or C side. The trigger information from each Receiver Module is transmitted to a Logic Module, which implements the logic needed to interface with the ATLAS level-one muon trigger. The Receiver Modules is able to: sum the two muon signals from the same D cell, compensates the signal for any signal loss in the transmission cables of the detector, apply an energy threshold for triggering, and mask any noisy channel. The communication with the experiment is done through the VME bus, for calibration purposes. A FPGA is used to assure this communication and to interface with the other devices on the board. It also provides a trigger information for the Logic Module, through LVDS drivers (Low-Voltage Differential Signalling). For signal monitoring and data

acquisition, the compensated signal is available at the module front panel. Finally, to assure that the module is working synchronously with the LHC experiment, a TTC (Timing, Trigger and Control) device is used to provide the system clock and bunch cross information.

The Logic Module communicates with the experiment through the VME bus, for calibration purposes, and uses a LVDS bus to send the TileCal muon trigger information to the trigger system. The module must match the geometries of both level-one muon trigger and TileCal, and a FPGA is used to implement the required logic. The Logic Module is also responsible to assure that the trigger information being sent and the level-one muon trigger are aligned at the same bunch cross. For this, another TTC device is used to synchronize the module with the experiment.

2. *Trigger para Raios C3smicos usando o Sinal de M3on do Calor3metro Hadr3nico do Detector ATLAS*, FERREIRA, B. C., CERQUEIRA, A. S., SEIXAS, J. M., Encontro Nacional de F3sica de Part3culas e Campos, 2007.

O acelerador de part3culas LHC, que vem sendo constru3do no CERN, ir3 colidir dois feixes de pr3tons com centro-de-massa de 14 TeV (uma ordem de magnitude maior que os aceleradores existentes). O LHC ser3 capaz de gerar uma taxa de 40 MHz, com luminosidade de $10^{34} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, fornecendo informa3o para um vasto programa de estudos (e.g. b3son de Higgs, SUSY, melhora na precis3o das medidas do Modelo Padr3o). Devido a alta taxa de eventos, aproximadamente 109 eventos/s (ser3o 20-25 eventos por colis3o, i.e. a cada 25 ns), se torna essencial o uso de um sofisticado sistema de filtragem *online*. Para o detector ATLAS, o sistema de filtragem consiste em 3 n3veis conectados em casacata e com crescente complexidade e tempo de processamento. O primeiro n3vel (LVL1) 3 implementado em hardware, sendo respons3vel por reduzir a elevada taxa de eventos inicial para n3o mais que 75 kHz. O LVL1 se baseia nas informa33es do sistema de calorimetria (com reduzida granularidade) e de detectores dedicados a identifica3o de m3ons. Os n3veis restantes reduzem a taxa para, aproximadamente, 100 Hz. O calor3metro hadr3nico (TileCal) ir3 operar em todos os n3veis do sistema de filtragem do ATLAS. Para o LVL1, o

TileCal fornece dois sinais analógicos de *trigger*: o sinal de torre (energia total em uma região de pseudorapidez X rotação = 0,1 X 0,1) e a saída múon (sinal amplificado da camada mais externa do TileCal). Aquisição de raios cósmicos vem sendo exaustivamente utilizadas durante a fase comissionamento do detector ATLAS, onde o TileCal é o responsável por fornecer o sinal de *trigger* para os demais subdetectores. Atualmente, utiliza-se como sinal de *trigger*, a saída do sinal de torre. Mas, devido a necessidade de comissionamento deste sinal, este não estará disponível futuramente. Assim, a única forma que o TileCal dispõe para continuar fornecendo o sinal de *trigger* para raios cósmicos será a partir da utilização da saída múon. Porém, essa saída apresenta uma relação sinal-ruído muito baixa. Neste trabalho, iremos apresentar análises comparativas, baseadas nos mais recentes dados de simulações, entre o desempenho dos dois sinais de *trigger* do TileCal para aquisição de raios cósmicos. De forma a melhorar a eficiência de detecção para a saída múon, é realizada uma soma analógica sobre as duas leituras de uma mesma célula (que possuem uma elevada correlação). Também iremos apresentar os resultados do circuito desenvolvido, que realiza essa soma analógica.

3. *Sistema Automático de Teste para Cabos Multicondutores de Sinais Diferenciais de Alta Velocidade*, CERQUEIRA, A. S., SILVA, P. V. M., MAIA, M. S., FERREIRA, B. C., SEIXAS, J. M., Congresso Brasileiro de Automática, 2006.

Este trabalho apresenta um instrumento virtual desenvolvido para verificar o desempenho de cabos multi-condutores para sinais de alta velocidade. O sistema é capaz de obter os principais parâmetros de desempenho dos cabos, sendo que em cada par (trançado) é injetado um pulso diferencial com 50 ns de largura a meia altura aproximadamente. Este sistema vem sendo utilizado para certificação e controle de qualidade dos cabos do sistema de validação online de um experimento de colisão de partículas de alta energia e elevada taxa de eventos.

4. *Instrumento Virtual para o Teste Automático dos Sinais de Trigger do Calorímetro TileCal*, CERQUEIRA, A. S., MAIA, M. S., SILVA, P. V. M.,

FERREIRA, B. C., SEIXAS, J. M., Encontro Nacional de Física de Partículas e Campos, 2006.

A utilização de técnicas de instrumentação virtual está cada vez mais presente em sistemas automáticos de teste e diagnóstico de equipamentos. A combinação de instrumentos de bancada e um computador pessoal se mostra flexível e de fácil implementação, notadamente quando se utiliza uma linguagem gráfica e não conextual. Neste trabalho apresentamos um instrumento virtual que controla um sistema automático de teste de cabos multicondutores de sinais rápidos. Estes cabos de transmissão de sinal serão utilizados no Tilecal, o calorímetro hadrônico do ATLAS que opera nas condições de colisão de partículas do LHC (Large Hadron Collider). Os cabos transmitem o sinal diferencial de torre de validação do Tilecal para o sistema de *trigger online* do ATLAS, que opera por meio de três níveis sequências de análise. Atualmente, o Tilecal encontra-se em fase de comissionamento, período reservado para testes da configuração final do calorímetro. Mediante simulações do fenômeno físico da colisão, pretende-se diagnosticar possíveis falhas ocorridas durante o processo de construção do detector. Além de validar toda a eletrônica envolvida no detector, o comissionamento também irá analisar os meios de transmissão dos sinais de leitura até os níveis superiores de validação do evento. Proveniente da soma analógica de até seis células do calorímetro, o sinal característico de *trigger* do Tilecal será transmitido por 2000 cabos de sinal que se conectam ao sistema de validação, localizado, em média, a 40 m de distância do detector. Tais cabos são compostos por 16 pares trançados para transmissão de sinais analógicos diferenciais rápidos (50 ns de largura a meia altura). O instrumento virtual desenvolvido utiliza a programação gráfica desenvolvida em LabVIEW e atualmente faz parte do sistema de certificação e controle de qualidade de cabos multicondutores utilizados pelo Tilecal. Medindo parâmetros como atenuação, tempo de subida, tempo de descida, largura do pulso, atraso entre os pares diferenciais e crosstalk, o sistema automático de teste é capaz de testar um cabo em cerca de cinco minutos. Havendo alguma discordância entre as especificações de projeto e as especificações dos cabos em teste, um sinal visual

irá indicar ao operador qual o parâmetro reprovado pelo teste.

5. *Circuito Receptor de Múons para o Primeiro Nível de Trigger do ATLAS*, CERQUEIRA, A. S., FERREIRA, B. C., SEIXAS, J. M., Encontro Nacional de Física de Partículas e Campos, 2006.

Neste trabalho, apresentamos o projeto do circuito receptor deste sinal de múons produzido pelo TileCal. Estudos realizados mostraram que, para o módulo do barril estendido ($\eta = 1,05$), obtém-se uma probabilidade de detecção de 95 % para um falso-alarme de 10 %. Por outro lado, a utilização da soma das duas leituras realizadas na mesma célula de última camada, melhora significativamente o desempenho da detecção de múons, atingindo praticamente 100 % (para o mesmo valor de falso-alarme). O estágio de entrada do circuito receptor utiliza transformadores para tornar o sinal diferencial da saída múon um sinal referido ao terra. Em seguida, os sinais são somados com ganho. O circuito receptor utiliza amplificadores de baixo ruído, de modo a não deteriorar a detecção, que se realiza com baixa relação sinal-ruído. Testes com sinais adquiridos mostram o bom desempenho do circuito proposto.

6. *Neural Triggering System Operating on High Resolution Calorimetry Information*, ANJOS, A. R., TORRES, R. C., SEIXAS, J. M., FERREIRA, B. C., XAVIER, T. C., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 2006.

Este artigo apresenta um sistema de discriminação elétron/jato para operar no Segundo Nível de Filtragem do experimento ATLAS. De forma a manipular a grande dimensionalidade de dados, as RoIs são organizadas na forma de anéis concêntricos de energia e, desta forma, tanto compressão como um melhor desempenho podem ser obtidos. A informação dos anéis é alimentada em uma rede neural sem realimentação (*feedforward*). Esta implementação resulta em uma detecção de elétrons em 97 % contra um falso alarme de apenas 3 %. A cadeia completa de discriminação é executável em menos de 500 μ s.

7. *Discriminação Neural de Elétrons no Segundo Nível do Trigger do ATLAS*, ANJOS, A. R., TORRES, R. C., FERREIRA, B. C., XAVIER, T. C., SEIXAS, J. M., Encontro Nacional de Física de Partículas e Campos, 2005.

Esse trabalho apresenta um discriminador neural para o segundo nível de filtragem do ATLAS, para o problema de separação elétron/jato baseado em informações de calorimetria. Para reduzir a alta dimensão dos dados de entrada, as regiões de interesse (RoI) identificadas no primeiro nível são organizadas em anéis concêntricos de deposição de energia. Esse tipo de pré-processamento dos dados permite eficiente compactação dos sinais e alcança elevada capacidade de identificar elétrons (melhor do que 97 % para uma probabilidade de 3 % de falso alarme). Atualmente, esse sistema vem sendo portado para o ambiente de emulação do sistema de *trigger* ATHENA, de modo a se obter uma avaliação realística de sua performance. Esse ambiente tem o objetivo de simular o comportamento do sistema de filtragem, ajudando assim no desenvolvimento e validação dos algoritmos. A título de comparação, o sistema proposto foi implementado usando a tecnologia DSP.

8. *Otimização do Sistema de Trigger do Segundo Nível do ATLAS Baseado em Calorimetria*, ANJOS, A. R., TORRES, R. C., FERREIRA, B. C., XAVIER, T. C., SEIXAS, J. M., DAMAZIO, D. O., Encontro Nacional de Física de Partículas e Campos, 2005.

O detector ATLAS possui um sistema de filtragem composto por três níveis em cascata e é responsável por rejeitar a física orinária e armazenar, em mídia permanente, eventos que representem assinaturas de interesse. O primeiro nível é concebido em hardware e, a partir da diminuição da granularidade do detector, é capaz de reduzir a taxa de eventos de 40 MHz para 75 kHz, informando, ao segundo nível, as regiões de interesse (RoI), áreas onde há informação relevante. O Segundo nível utiliza toda a resolução para as RoIs, refinando a decisão do primeiro e entregando ao terceiro uma taxa de 2 kHz. Finalmente, o último nível irá tratar o evento por completo e decidirá se este será ou não armazenado. Dentre os objetos detectáveis pelo primeiro nível de filtragem, destacam-se elétrons com elevado momento. Observando as características físicas dos elétrons ao penetrarem nos calorímetros, podemos perceber duas características marcantes: há pouca dispersão do sinal e a interação se dá primordialmente com a seção e.m. dos calorímetros. Tais características são

exploradas no segundo nível de filtragem pelo T2Calo, algoritmo que trabalha com as informações de calorimetria das RoIs, o que é a referência para o segundo nível. Otimizações neste estão sendo implementadas quanto à velocidade e sua eficiência de detecção. O T2Calo tem um custo computacional relativamente elevado durante a decodificação dos dados em formato bruto, de forma a obter objetos processáveis, tais como valores de deposição energética, dentre outros. Como o primeiro nível diminui a resolução para acelerar seu processamento, partes das RoIs não sofreram de fato deposição de energia relevante, mas são processadas pelo segundo nível do mesmo jeito. Isso força o algoritmo a varrer uma grande área do detector que trará pouca informação ao processo discriminante. Uma indexação sofisticada do calorímetro pode tornar o processo de aquisição mais rápido. Quanto à eficiência na detecção, a otimização consiste no aperfeiçoamento da capacidade das variáveis calculadas a partir das energias e do espalhamento do feixe. A eficiência de classificação foi calculada através de observações de física experimental, melhorada quando se utiliza uma rede neural artificial para a classificação final.

9. *Classificador Neural Online para Validação de Feixes de Partículas Utilizados na Calibração do Calorímetro TileCal*, SILVA, P. V. M., SEIXAS, J. M., FERREIRA, B. C., Encontro Nacional de Física de Partículas e Campos, 2004.

Para o LHC, em fase de desenvolvimento no CERN, a calorimetria hadrônica do detector ATLAS é feita pelo TileCal, um calorímetro de telhas cintilantes. Feixes de partículas são usados para calibrar uma fração dos módulos do TileCal e analisar as suas características físicas. Apesar da alta qualidade dos feixes, um nível variado de contaminação é sempre observado, o que dificulta a análise dos dados e diminui a eficiência da utilização do feixe. Em geral, múons contaminam o feixe de píons, enquanto que píons e múons contaminam o feixe de elétrons. Logo, um classificador baseado em redes neurais foi desenvolvido, que utiliza-se da informação de deposição de energia no TileCal para identificar tal contaminação. Nesse trabalho, o foco principal foi a identificação de píons e múons de contaminação em feixe de elétrons, pois este feixe tem um papel fundamental na calibração do detector e pode apresentar níveis elevados

de contaminação (acima de 50 %). Através da correlação entre a classificação neural e métodos clássicos de separação foi possível avaliar a qualidade de classificação da rede neural e detectar qualquer tipo de tendência. Concordâncias acima de 99,1 % entre os dois métodos foram encontradas, demonstrando que o classificador neural identificou as características físicas de cada tipo de partícula.

10. *Online Neural Trigger for Optimizing Data Acquisition During Particle Beam Calibration Tests With Calorimeters*, SILVA, P. V., SEIXAS, J. M., DAMAZIO, D. O., FERREIRA, B. C., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 2004.

Para o LHC, a calorimetria hadrônica do detector ATLAS é realizada pelo TileCal, um calorímetro de telhas cintilantes. Para o propósito de calibração, uma fração dos módulos do TileCal foi posicionado em testes com feixes de partículas. Apesar da alta qualidade do feixe, contaminação do feixe experimental é observada e mascara a real performance do calorímetro. Para otimizar a tarefa de calibração, um classificador neural *online* de partículas foi desenvolvido para o TileCal. Visando um *trigger* neural para partículas incidentes, o processo neural executa integrado ao sistema de aquisição e realiza um treinamento *online* para a identificação de partículas. A performance do classificador neural foi avaliada ao correlacionar a resposta neural a uma metodologia clássica, confirmando a habilidade de identificação de contaminação em níveis acima de 99,3 %.

11. *Controle de Qualidade do sistema Formador das Torres de Trigger do Primeiro Nível do Calorímetro Hadrônico do ATLAS*, FERREIRA, B. C., SEIXAS, J. M., CERQUEIRA, A. S., RAMOS, R. R., BARBOSA, R. M., Encontro Nacional de Física de Partículas e Campos, 2003.

O controle de qualidade da produção do circuito somador responsável pela formação das torres de *trigger*, consiste na avaliação da performance do circuito tomando como base seus principais parâmetros de projeto: transmissão

do sinal do calorímetro, ganho de tensão, excursão de sinal de saída, linearidade, ruído e consumo de potência. Os testes são feitos sobre cada placa e os dados adquiridos são analisados *offline*. Um sistema injetor emula o sinal do calorímetro para a realização dos testes. Todas as placas somadoras que passam este conjunto de testes são integradas no sistema de leitura eletrônica do TileCal e participam dos testes adicionais de integração. Considerando-se as características da colaboração internacional, um sistema repositório das folhas de controle de qualidade, desenvolvido em linguagem XML, permite o acesso remoto, via web dos parâmetros de desempenho de cada placa. Neste trabalho, analisamos o padrão de qualidade de produção atingido sobre um conjunto de 1.000 placas, a partir das facilidades que o repositório remoto oferece. Além disso, discutimos o projeto do novo sistema injetor de sinais, visando uma maior automatização dos testes de controle de qualidade, e a consequente diminuição do tempo requerido pelos testes e a análise *online* do desempenho.

12. *Identificação Neural Online de Partículas em Testes de Calibração TileCal*, FERREIRA, B. C., SEIXAS, J. M., SILVA, P. V. M., DAMAZIO, D. O, Encontro Nacional de Física de Partículas e Campos, 2003.

Neste trabalho, um classificador neural *online* é desenvolvido para etiquetar os eventos durante a fase de aquisição, podendo auxiliar a análise *offline* ou mesmo rejeitar os eventos indesejáveis, que, assim, não seriam gravados. A rede neural é treinada de forma *online* durante o início da aquisição (primeiro *spill* do feixe); logo, nessa fase, a taxa de eventos adquiridos é reduzida. Em seguida, o sistema de aquisição volta à sua taxa normal e a rede passa a fornecer a classificação evento a evento. Ao longo da aquisição de dados, a rede neural continua a ser treinada, produzindo pequenas correções na informação extraída dos dados ao longo do treinamento, de forma a compensar eventuais flutuações na resposta do detector. O classificador neural identifica os três tipos de partículas que são normalmente utilizados durante a calibração: múons, píons e elétrons, ao longo de uma ampla faixa de energia. A separação pión-múon *online* para eventos contaminados num feixe selecionado para píons foi

testada para píons de 350 GeV, injetados num dos módulos da região central do detector (barril), a partir de diferentes pontos de impacto. Métodos clássicos de validação, amplamente utilizados em calorimetria, foram empregados como forma de comprovar a eficácia de classificação da rede neural, encontrando-se um nível de concordância acima de 99,5 %. O tempo morto do classificador neural, necessário para o início do treinamento *online*, foi medido como sendo inferior a 460 eventos.