

**A distinção da partícula  
primária em chuveis  
atmosféricos extensos  
utilizando o tempo de chegada  
de fótons Čerenkov**

*Luiz Vitor de Souza Filho*

Orientadora: Professora Carola Dobrigkeit

IFGW - UNICAMP

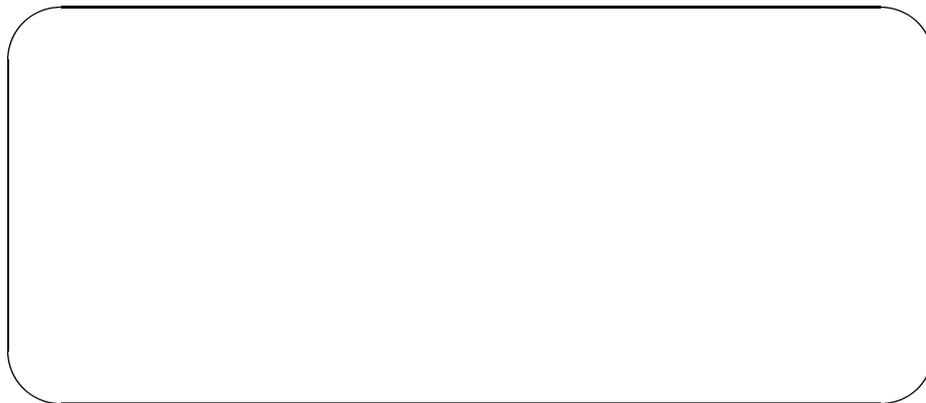
# Tese de Mestrado

“A distinção da partícula primária em chuveis atmosféricos extensos utilizando o tempo de chegada de fótons Čerenkov”

*Luiz Vitor de Souza Filho*

Universidade Estadual de Campinas

*Instituto de Física Gleb Wataghin*



Banca Examinadora:

- Dra. Carola Dobrigkeit - UNICAMP (Orientadora)
- Dra. Márcia Begalli - UERJ
- Dr. Carlos Ourivio Escobar - UNICAMP

*Este trabalho é dedicado à Maria Grachet  
e Aquilino de Souza.*

# Agradecimentos e Homenagens

Meus maiores agradecimentos são para meu pai, minha mãe e a Thana, cujo apoio, carinho e compreensão tornaram esse trabalho possível. Ainda muito além da tese de mestrado, a dedicação do amor deles, ajuda-me na vida e constitui a motivação do que faço e sou.

Este trabalho é também uma forma de homenageá-los.

Gostaria também de agradecer a todos aqueles que convivem comigo e fizeram parte dessa caminhada, em particular à Cíntia pelo amor recíproco e força interior que me guiaram nas horas difíceis....Muito obrigado por tudo.

Outros muitos da turma de 94 merecem meu obrigado pela grande amizade oferecida, entre eles o Alexandre, Henrique, Doretto, Sandro, Ana Lúcia, Urbano, Giro, Julio, Bruno, Márcio, Laura, Herculano, Dautrini, Aparício, Antonio, Marcelo, Leo e o Leandro.

Abaixo segue outra lista de pessoas que tiveram grande importância na minha vida nos últimos anos. Agradeço-as pela amizade, carinho e horas de diversão que tivemos juntos:

- Jager, Augusto, Samir, Cillene, Nivaldo, Lima e o Nelson.

I would like to thank Johannes Knapp for his guidance and friendship during my stay in The University of Leeds. I am also very grateful for the advices, explanations and attention offered by Professor Alan Watson.

Special thanks are due to my friends in Leeds: Carlos, Eva, Tom, Sean, David, Olivier and Sabrina. Despite the distance, I strongly hope our friendship lasts for a long time.

Finalmente, meus agradecimentos à Professora Carola pelos ensinamentos científicos e humanos que certamente serão lembrados pela vida toda.

Ao povo brasileiro, formador decisivo da minha personalidade, e financiador dos meus estudos através da Agência CAPES, meus mais sinceros agradecimentos.

“Mas o Dono da Tabacaria chegou à porta e ficou à porta.  
Olho-o com o desconforto da cabeça mal voltada  
E com o desconforto da alma mal-entendendo.  
Ele morrerá e eu morrerei.  
Ele deixará a tabuleta, e eu deixarei versos.”

*Fernando Pessoa*

“Vamos fazer nosso dever de casa  
E aí então, vocês vão ver  
Suas crianças derrubando reis  
Fazer comédia no cinema com as suas leis”

*Legião Urbana*

# Resumo

Neste trabalho, discutirei a utilização do tempo de chegada dos fótons Čerenkov como técnica de distinção da partícula primária em chuveis atmosféricos extensos.

Os telescópios de luz Čerenkov mostraram ser os mais eficientes instrumentos de medida em astronomia gama e suas medidas têm colaborado para a compreensão dos processos de geração de raios cósmicos em núcleos ativos de galáxias e supernovas.

Na observação das fontes emissoras de raios gama, a reconstrução da energia e ângulo de incidência da partícula primária é duramente prejudicada pela detecção de chuveis iniciados por prótons, ferros e outros núcleos. A mais utilizada técnica de distinção de primários é a Técnica de Imagem (*Imaging Atmospheric Čerenkov Technique*), que se baseia na forma do sinal na câmara de fotomultiplicadoras.

O método aqui apresentado faz uso do tempo de chegada para caracterizar os chuveis hadrônicos através da sua componente muônica. A teoria que descreve o desenvolvimento dos chuveis prediz a presença de um pico antecipado na distribuição temporal devido aos fótons produzidos por múons.

Modificações incluindo absorção da atmosfera, eficiência quântica das fotomultiplicadoras e refletividade dos espelhos nas simulações de Monte Carlo, viabilizaram um estudo detalhado dos perfis temporais que revelou novas características marcantes da distribuição temporal e que possibilitou o desenvolvimento de uma promissora técnica de distinção.

Comprovou-se, também, a necessidade de dois enfoques diferentes na análise de chuveis, dependendo da energia do primário. Para energias abaixo de aproximadamente 10 TeV destaca-se a pequena largura do sinal de chuveis hadrônicos enquanto que para energias superiores a 10 TeV a separação de gamas primários só foi possível a grandes ângulos zenitais devido à detecção do pico adiantado.

Além disso, mostrarei estudos sobre a eficiência dos arranjos de Davies-Cotton e parabólico no tocante à utilização do tempo de chegada, comprovando a superioridade, já esperada, dos espelhos isócronos.

# Abstract

The present work is a discussion of the Čerenkov photons arrival time as a technique to determine the primary particle of extensive air showers.

Čerenkov telescopes have proven to be one of the most effective means of detecting sources of gamma rays and their measurements have improved our understanding on how cosmic rays are created in active galactic nuclei and supernovae.

In the observations of these objects, the reconstruction of the energy and incident direction are the final goals of the data analysis. However, the precision of the reconstruction methods is strongly affected by the detection of showers initiated by protons, iron and other atomic nuclei.

A method based on the shape of the image in the photomultiplier camera is the most used technique to distinguish between hadron and gamma induced showers. The so called Hillas Parameters have established the operational basis for the Imaging Atmospheric Čerenkov Technique.

The method presented in this dissertation provides a way to access the information recorded in the arrival time profiles by the muonic component of the hadronic showers. The theory which describes the development of showers predicts the arrival of early Čerenkov photons due to the presence of muons in hadronic showers.

The inclusion of atmospheric absorption, mirror reflectivity and photomultiplier quantum efficiency in the Monte Carlo programs reduced the output file size by a factor of ten allowing the simulation of a great number of events.

A detailed analysis of the time profiles was carried out and revealed a new remarkable feature of the hadronic showers which resulted in the development of a promising method to distinguish primary particles.

Two approaches are proposed for different ranges in energy. Hadronic showers with energies below 10 TeV show very narrow time distributions and can be eliminated by a superposition of cuts, while for energies above 10 TeV the distinction was possible only for large zenith angles through the detection of the early photons.

Besides that, the properties concerning time profiles of the Davies-Cotton and Parabolic telescopes are going to be presented and, as expected, the superiority of the isochronous reflector is going to be demonstrated.

# Conteúdo

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>7</b>
1.1	História da Astronomia de Raios Gamas . . . . .	7
1.2	Telescópios de luz Čerenkov . . . . .	9
<b>2</b>	<b>Motivação Científica</b>	<b>12</b>
2.1	Núcleos Ativos de Galáxias . . . . .	13
2.2	Remanescentes de Supernova . . . . .	14
2.3	Pulsares . . . . .	17
2.4	Outras Fontes . . . . .	18
2.4.1	<i>Bursts</i> de raios $\gamma$ . . . . .	18
2.4.2	Fontes não identificadas pelo EGRET . . . . .	19
2.4.3	Microquasares . . . . .	19
<b>3</b>	<b>Técnica de Observação</b>	<b>21</b>
3.1	Cascatas Eletromagnéticas . . . . .	22
3.2	Chuveiros Hadrônicos . . . . .	23
3.3	Radiação Čerenkov . . . . .	24
3.4	Telescópios de luz Čerenkov . . . . .	26
3.4.1	Espelho Refletor . . . . .	26
3.4.2	Câmara de Fotomultiplicadoras . . . . .	28
3.4.3	Nova Geração de Telescópios . . . . .	28
<b>4</b>	<b>Simulação de Chuveiros Atmosféricos</b>	<b>34</b>
4.1	Simulação da luz Čerenkov . . . . .	36
4.1.1	Modificações na geração de luz Čerenkov pelo CORSIKA	37
4.1.2	As simulações deste trabalho . . . . .	42
	Simulação do telescópio . . . . .	44

<b>5</b>	<b>Distinção da Partícula Primária</b>	<b>45</b>
5.1	Parâmetros de Hillas . . . . .	47
5.2	Tempo de Chegada . . . . .	50
5.2.1	Baixas Energias (30 GeV a 5 TeV) . . . . .	53
	Novos Parâmetros de Caracterização e Critérios de Corte	55
	Dependência do Parâmetros com o Ângulo de Incidência	60
	Dependência dos Parâmetros com a Energia do Primário	62
	Dependência dos Parâmetros com a Distância entre o	
	Ponto de Impacto e o Telescópio . . . . .	62
	Dependência dos Parâmetros com a Forma do Espelho	66
5.2.2	Altas Energias (10 a 50 TeV) . . . . .	67
<b>6</b>	<b>Conclusões</b>	<b>72</b>
<b>A</b>	<b>Teoria de Emissão de Luz Čerenkov</b>	<b>76</b>
A.1	Baixas Velocidades . . . . .	80
A.2	Altas Velocidades . . . . .	81
<b>B</b>	<b>Definição dos Parâmetros de Hillas</b>	<b>83</b>

# Lista de Figuras

1.1	Esquema ilustrando as várias técnicas de detecção e seus intervalos de operação em energia. . . . .	8
2.1	Espectro de emissão da Markarian 421 [29]. . . . .	15
2.2	Espectro de alta energia da Nebulosa de Caranguejo [31]. As linhas pontilhadas são ajustes aos dados do Whipple. . . . .	16
3.1	Esquema do desenvolvimento de um chuveiro iniciado por hádron.	21
3.2	Exemplo da distribuição longitudinal de elétrons e pósitrons em um chuveiro iniciado por gama com energia igual a 1 TeV. Dados simulados pelo programa CORSIKA. . . . .	23
3.3	Ilustração da emissão de luz Čerenkov via construção de Huygens. O desenho foi feito para uma partícula viajando a velocidade $v_p = 0.99c$ em um meio com índice de refração igual a 1.15, resultanto em $\theta = 30^\circ$ . . . . .	25
3.4	Observatório Whipple. . . . .	28
3.5	Ilustração da geometria de reflexão de um telescópio com arranjo Davies-Cotton (Diâmetro = 10 m e Foco = 12 m). A figura mostra raios incidentes a $1.5^\circ$ em relação ao eixo do espelho e suas respectivas reflexões incidindo sob o mesmo ponto na câmara de fotomultiplicadoras. . . . .	29
3.6	Esquema do espelho esférico do telescópio Whipple. . . . .	29
3.7	Refletividade dos espelhos no telescópio Whipple. Dados medidos por G. Sembroski para a colaboração Whipple/VERITAS. . . . .	30
3.8	Eficiência quântica das fotomultiplicadoras utilizadas no Observatório Whipple (Hamamatsu R1398HA com janela UV). Medidas realizadas por G. Sembroski para a colaboração Whipple/VERITAS.	31
3.9	Exemplo da reconstrução do ponto de impacto utilizando o sinal registrado por 7 telescópios de luz Čerenkov [9]. . . . .	33

3.10	Exemplo da reconstrução da direção de chegada utilizando o sinal registrado por 7 telescópios de luz Čerenkov [9]. . . . .	33
4.1	Esquema da produção de luz Čerenkov no programa CORSIKA . .	38
4.2	Exemplo da Absorção Atmosférica modelada pelo MODTRAN para as condições climáticas de uma atmosfera tropical, zona urbana, atividade vulcânica moderada e sem chuva ou nuvens. A probabilidade de um fóton não ser absorvido pela atmosfera e atingir o nível do mar é dada pelo logaritmo de -CA (Coeficiente de Absorção)	39
4.3	Distribuição do comprimento de onda dos fótons que foram detectados após sofrerem AA, RE e EQ. . . . .	41
4.4	Exemplo da redução de informação sobre o desenvolvimento de um chuveiro quando as absorções são aplicadas. O gráfico da esquerda mostra todos os fótons Čerenkov emitidos e o gráfico da direita mostra o mesmo chuveiro após a aplicação da AA, RE e EQ. . . .	42
4.5	Disposição dos telescópios nas simulações da tabela 5.2. . . . .	43
5.1	Exemplo de imagem elíptica formada na câmara por um chuveiro simulado com energia 3.1 TeV e gama primário. Os eixos mostram distâncias em <i>cm</i> em relação ao centro da câmara. . . . .	47
5.2	Formação da imagem elíptica na câmara de fotomultiplicadoras. .	48
5.3	Parâmetros de Hillas. . . . .	49
5.4	Componentes da distribuição temporal de fótons Čerenkov ilustrando a existência de um pico anterior, provindo da parte hadrônica, em um chuveiro iniciado por próton. Chuveiros simulados extraídos da biblioteca listada na tabela 5.2. . . . .	52
5.5	Desenho ilustrando a definição dos parâmetros TA, LTMA e TD. .	53
5.6	Perfil mais freqüente de distribuição temporal de fótons Čerenkov gerados por chuveiros com gamas e prótons primários com energia de 1 TeV. . . . .	55
5.7	Distribuição dos parâmetros de distinção. . . . .	56
5.8	Distribuição dos novos parâmetros de distinção. . . . .	57

5.9	Estudo do fator de qualidade (FQ), considerando um número total de 100 chuviros iniciados por gamas e 100 chuviros iniciados por prótons. A primeira figura mostra a variação do fator de qualidade com o número de prótons ( $N_{pr}$ ) e gamas ( $N_g$ ) identificados como gamas por um método hipotético. A segunda figura é uma visão superior da primeira. A última figura mostra um corte da segunda com alguns pontos marcando os valores dos métodos que serão propostos a seguir e outros cujas referências estão citadas. . . . .	59
5.10	Variação dos parâmetros de seleção com a inclinação do chuviro. A linha verde com símbolo * representa chuviros iniciados por prótons e a linha vermelha com símbolo o representa chuviros iniciados por gama. Todos os chuviros são incidentes sobre o telescópio com energia do primário igual a 1 TeV. . . . .	61
5.11	Variação dos parâmetros de seleção com a energia do primário. A linha verde com símbolo * representa chuviros iniciados por prótons e a linha vermelha com símbolo o representa chuviros iniciados por gamas com $\theta = 0^\circ$ . . . . .	63
5.12	Variação dos parâmetros de seleção com a distância do ponto de impacto do chuviro. A linha verde com símbolo * representa chuviros iniciados por prótons e a linha vermelha com símbolo o representa chuviros iniciados por gama. Todos os chuviros simulados com $\theta = 0^\circ$ . . . . .	64
5.13	Exemplo da variação da largura da distribuição temporal em função da distância entre o telescópio e o ponto de impacto do chuviro. Energia do primário igual a 1 TeV - Chuviro iniciado por gama incidente na vertical. . . . .	65
5.14	Perfil temporal típico para três arranjos geométricos de telescópios.	68
5.15	Diferenças entre gamas, prótons e ferros primários. A primeira linha mostra a distribuição temporal sobreposta dos 50 chuviros de cada tipo de primário simulados a $50^\circ$ . Na segunda linha está a distribuição do parâmetro Tempo de Ascensão e na terceira o parâmetro Largura Máxima a Meia Altura. . . . .	70
5.16	Visualização dos cortes aplicados nos chuviros simulados. O retângulo mostra os chuviros identificados como iniciados por gamas para prótons, ferros e gamas primários com energia de 30 GeV. . . . .	71
B.1	Definição geométrica dos Parâmetros de Hillas. . . . .	85

# Lista de Tabelas

1.1	Alguns dos observatórios de luz Čerenkov em operação. Os números entre parênteses representam ampliações em execução. . . . .	10
2.1	Dados de alguns pulsares emissores de gama com energia TeV. . .	18
3.1	Exemplo do número de fotomultiplicadoras, abertura, forma e foco de alguns telescópios de luz Čerenkov . *O experimento CLUE utiliza uma câmara de gás ao invés de fotomultiplicadoras. Na equação $f = d/r$ , $d$ é a distância focal e $r$ é a abertura do espelho.	27
3.2	Principais características dos telescópios de luz Čerenkov em construção. . . . .	32
5.1	Comparação entre o número de múons produzidos em chuviscos iniciados por gamas e prótons que atingiram 1390 m de altitude. .	46
5.2	Número e energia dos chuviscos simulados. Foram simulados os números correspondentes às energias para gamas e para prótons primários incidentes verticalmente na atmosfera. . . . .	54
5.3	Número de chuviscos aceitos pelos cortes em diferentes telescópios.	67

# Capítulo 1

## Introdução

### 1.1 História da Astronomia de Raios Gamas

Em 1912, Victor Hess [1] utilizou um balão para transportar seus experimentos a grandes altitudes ( $\approx 5$  km) e mostrou que a corrente numa câmara de ionização aumentava com a altura, comprovando a existência de radiação ionizante vinda de fora da Terra. Desde então grande esforço tem sido realizado na tentativa de compreensão do fenômeno.

Grande progresso foi alcançado desde a descoberta até os dias atuais. No entanto, ainda são muitos os mistérios envolvendo os modelos de emissão e propagação dos raios cósmicos.

Hoje sabemos que a radiação cósmica é composta por prótons, núcleos de hélio, de oxigênio, de ferro, raios gamas etc e que o espectro de energia estende-se por 12 décadas ( $10^8$  a  $10^{20}$  eV).

Devido à extensão do espectro de energia e à variabilidade de partículas incidentes, várias técnicas de medidas são necessárias. Entre as mais utilizadas estão os conjuntos de cintiladores e tanques de luz Čerenkov (Haverah Park, AGASA, Yakutsk etc), os detectores de fluorescência (Fly's Eye, HiRes etc), os telescópios de luz Čerenkov (Whipple, HEGRA, Crimea etc), satélites e balões. A figura 1.1 mostra um esquema delimitando os intervalos de operação de cada técnica utilizada.

Apesar das dificuldades na explicação de modo satisfatório dos modelos de emissão, é consenso que os raios cósmicos são produzidos em algum objeto energético, tais como núcleos ativos de galáxias, pulsares, supernovas, galáxias em colisão etc.

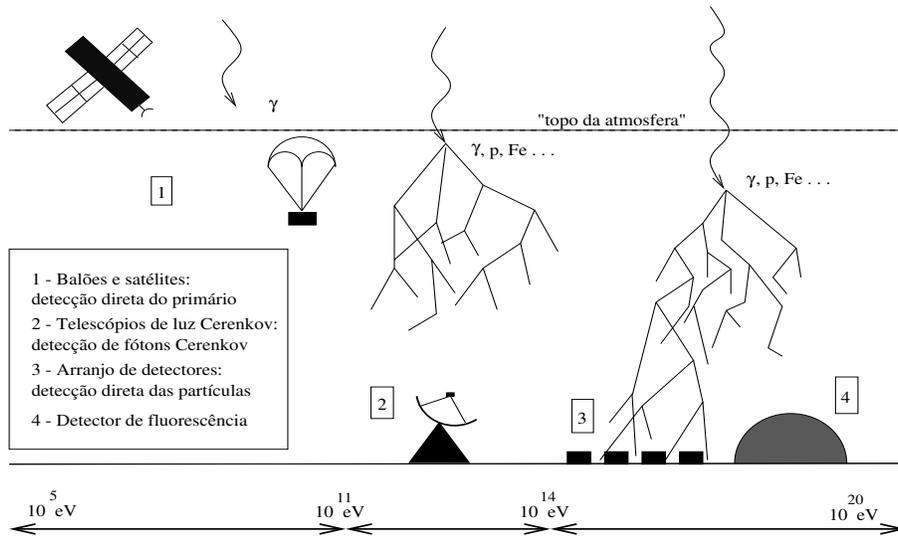


Figura 1.1: Esquema ilustrando as várias técnicas de detecção e seus intervalos de operação em energia.

Durante o percurso da fonte até a Terra, as partículas são continuamente desviadas pelos campos magnéticos galáticos e extra-galáticos. Conseqüentemente, a informação precisa sobre a direção original da fonte é perdida.

Nêutrons, neutrinos e radiação eletromagnética, por não possuírem carga, não sofrem desvio. Nêutrons livres são instáveis e decaem via decaimento  $\beta$  em prótons. Como o tempo de vida média no sistema de referência do nêutron é de aproximadamente 15 minutos, nêutrons de fontes astronômicas só poderiam chegar à Terra se fossem muito energéticos.

Neutrinos são extremamente difíceis de detectar e exigem a construção de caros experimentos. Por outro lado, a radiação eletromagnética não sofre desses problemas; entretanto, estudos da radiação eletromagnética de baixa energia (fótons no intervalo óptico e de rádio) apenas oferecem evidências indiretas dos processos nas fontes de altas energias. A importância do desenvolvimento da astronomia de raios gama foi ressaltada por Philip Morrison [2] em 1958, ao enfatizar a característica de ser o único método de estudo direto e sem influência de desvios na direção de chegada dos processos astrofísicos de altas energias.

Assim, em 1960 foi construído o primeiro observatório de raios gama na Criméia pelo Instituto Lebedev de Moscou. O observatório, que estudou

aproximadamente 10 das principais fontes, era formado por doze telescópios de espelhos parabólicos arranjados em grupos de quatro [3] e esteve em operação até 1963 [4].

Outros dois observatórios, baseados na detecção de múons e elétrons com seus tempos de chegada, entraram em funcionamento na década de 60. Um arranjo de detectores esteve em operação no Monte Chacaltaya [5] e outro em Lodz, Polônia [6]. Dados posteriormente reanalisados mostraram evidências de detecção de Vela X-1 e Centaurus X-3 nas medidas realizadas no Monte Chacaltaya.

Na década de 70, foram lançados os satélites SAS-2 e COS-B, que fizeram as primeiras medidas de gamas de altas energias, além de mostrarem evidências de 25 fontes pontuais, incluindo a Nebulosa de Caranguejo. Na mesma época foi construído o observatório Whipple no Monte Hopkins, Arizona, cujas medidas confirmaram a emissão pulsada de gamas com energia TeV e realizou o estudo de outros 27 objetos no período de 1969 a 1971 [7].

A partir de então, o número de objetos estudados foi aumentando, assim como os limites de operação em energia e fluxo mensuráveis dos equipamentos. Em 1975 a galáxia ativa Centaurus A tornou-se a primeira fonte com energia TeV extra-galáctica a ser detectada e em 1981 a confirmação da emissão de gamas com mesma energia pela Cygnus X-3, determinada por três grupos independentemente, foi o marco para o reconhecimento do potencial de estudo da astronomia gama.

## 1.2 Telescópios de luz Čerenkov

Na década de 80 os telescópios de luz Čerenkov provaram ser a técnica mais eficiente para o estudo das fontes de raios gama, graças à boa resolução angular e às grandes áreas efetivas de coleção.

Para baixas energias (até aproximadamente 50 GeV), o fluxo de partículas é grande o suficiente para possibilitar medidas diretas com instrumentos de pequena área coletora (satélites e balões). O satélite chamado, em inglês, de *Compton Gamma-Ray Observatory* (CGRO) foi o mais importante instrumento de medida para essa faixa de energia mas suas descobertas ainda necessitam de estudos mais detalhados.

Para energias acima de 50 GeV o fluxo de gamas diminui consideravelmente e medidas diretas já não são mais possíveis. Os telescópios de luz Čerenkov utilizam o fator multiplicativo dos chuveiros atmosféricos extensos

Observatório	Área de Detecção	Limiar En. (GeV)	Localização
Whipple	$75 \text{ m}^2$	200	EUA
CAT	$17 \text{ m}^2$	190	França
CANGAROO	$11.3 \text{ m}^2$	1000	Austrália
HEGRA	$8.5 \text{ m}^2 \times 5$	1000	Espanha
Telescope Array	$6 \text{ m}^2 \times 7$	600	EUA
Durham	$42 \text{ m}^2$	200	Austrália
CELESTE	$1000 (2000) \text{ m}^2$	60 (30)	França
STACEE	$1230 (2500) \text{ m}^2$	75 (50)	EUA
TATIC	$9.5 \text{ m}^2 \times 4$	1000	Índia

Tabela 1.1: Alguns dos observatórios de luz Čerenkov em operação. Os números entre parênteses representam ampliações em execução.

para superar essa dificuldade.

Ao penetrar na atmosfera, um raio gama energético interage com um núcleo, dando origem a uma reação em cadeia. Uma boa descrição do desenvolvimento do chuveiro e da história da astronomia gama pode ser encontrada em [8].

Grande parte das partículas produzidas em um chuveiro atmosférico viaja com velocidade maior do que a velocidade da luz no ar ( $v > c/n$ , com  $n$  índice de refração do ar) e por isso emitem radiação Čerenkov (ver apêndice A).

A passagem de um chuveiro produz um pulso de luz Čerenkov de duração média de 15 ns, que pode ser detectado pelos espelhos e refletido até as fotomultiplicadoras de um telescópio.

O sucesso da técnica deu-se em parte pelo aperfeiçoamento do método de distinção de chuveiros iniciados por prótons e gamas, conhecido por *Imaging Atmospheric Čerenkov Technique*, o qual se baseia na forma da imagem na câmara de fotomultiplicadoras para distinguir gamas e prótons primários.

A utilização da Técnica de Imagem pelo Observatório Whipple e as subsequentes descobertas viabilizadas pelo método serviram de impulso para a construção de novos observatórios. A tabela 1.1 mostra uma coletânea dos observatórios em operação.

Esses observatórios vêm realizando medidas precisas de núcleos ativos de galáxias, remanescentes de supernovas etc que permitem restrições importantes nos modelos de emissão de partículas.

No entanto, melhores instrumentos e técnicas são necessários para a compreensão definitiva de tais fenômenos. Hoje encontra-se em construção a nova geração de telescópios de raios gama, da qual os observatórios VERITAS<sup>1</sup>, MAGIC<sup>2</sup> e HESS<sup>3</sup> [9, 10, 11] são os principais representantes, e o satélite GLAST (*Gamma-ray Large Area Space Telescope*), com lançamento previsto para 2004.

Com os novos telescópios planeja-se ampliar a área de coleção de fótons, diminuir o limite inferior de energia medido, melhorar a reconstrução da energia, melhorar a precisão da determinação da direção de chegada e aumentar o campo de visão, a fim de estudar os limites de espectro e fluxo dos objetos emissores. Para tal, novos métodos de reconstrução e análise de dados serão extremamente necessários.

A melhoria das técnicas de reconstrução e a elaboração da geometria dos telescópios dependem diretamente de simulação de Monte Carlo, na qual os parâmetros dos telescópios podem ser testados e otimizados.

Assim, novas hipóteses de distinção de partícula primária, reconstrução de energia e arranjos de telescópios vêm sendo testadas por vários grupos, com o intuito de melhorar cada vez mais a qualidade das observações, para que, com a junção dos esforços, possamos alcançar o *status* que permita um avanço significativo na compreensão dos fenômenos em objetos celestes altamente energéticos.

---

<sup>1</sup>VERITAS = *Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System*

<sup>2</sup>MAGIC = *Major Atmospheric Gamma Imaging Čerenkov*

<sup>3</sup>HESS = *High Energy Stereoscopic System*

## Capítulo 2

# Motivação Científica

Como dito no capítulo anterior, a motivação histórica para a utilização da astronomia gama reside na característica dos raios gamas não serem desviados pelos campos eletromagnéticos existentes no espaço galáctico.

Atualmente, os telescópios de luz Čerenkov são os instrumentos que proporcionam o estudo mais detalhado das fontes de raios gamas. Medidas precisas do fluxo de emissão e posicionamento de objetos, como os núcleos ativos de galáxias, têm contribuído significativamente para a restrição de possíveis modelos de emissão de raios cósmicos.

No entanto, a explicação dos processos de aceleração e da propagação de raios cósmicos ainda representa um desafio. Recentemente, medidas [12, 13, 14, 15, 16] comprovaram a existência de partículas incidentes na atmosfera com energias acima de  $10^{20}$  eV.

Tais observações são completamente inesperadas, pois a interação das partículas carregadas com a radiação eletromagnética de fundo (2.7 K) reduz a energia dos raios cósmicos durante seu percurso da fonte até a Terra.

Uma combinação de considerações expressas pelo corte GZK (K. Greisen [17], G.T. Zatsepin e V.A. Kuz'min [18]) e por estudos do tamanho das fontes e seus campos eletromagnéticos [19] conclui que não deveríamos observar raios cósmicos com energias superiores a  $4 \times 10^{19}$  eV.

O Observatório Auger, em construção, foi projetado para abordar esse problema e entrará em funcionamento no segundo semestre de 2001.

Mesmo para energias mais baixas (10 TeV) existem inúmeras controvérsias sobre os processos de aceleração de raios gamas. Uma revisão dos modelos de aceleração nessa faixa de energia pode ser encontrada em [20].

Apesar das incertezas, todos os modelos baseiam-se na existência de um

objeto celeste energético e através de diferentes fenômenos físicos: espalhamento Compton, emissão síncrotron, decaimentos etc, procuram descrever o fluxo de energia detectado.

Os objetos mais estudados como possíveis fontes de raios cósmicos são os núcleos ativos de galáxias, pulsares e os remanescentes de supernova. A definição desses objetos também envolve, na maioria das vezes, um buraco negro, uma estrela de nêutrons ou outro objeto energético. As diferentes denominações dependem da maneira como esses objetos queimam seus combustíveis e do ambiente em que eles se encontram [21]. No entanto, as nomenclaturas se confundem e os limites se superpõem, fazendo com que a Nebulosa de Caranguejo, por exemplo, seja freqüentemente referida como um remanescente de supernova com um pulsar associado originado de uma estrela de nêutrons.

Apenas alguns desses objetos foram estudados pelos observatórios de luz Čerenkov. Em particular, o experimento EGRET<sup>1</sup> dentro do satélite CGRO, já detectou aproximadamente 70 fontes que ainda não puderam ser exploradas devido à baixa resolução angular do experimento e que devem ser estudadas pelos observatórios de luz Čerenkov nos próximos anos.

## 2.1 Núcleos Ativos de Galáxias

A forma de classificação de galáxias mais utilizada é o sistema de Hubble, que tem como principal parâmetro de classificação a forma geométrica da galáxia. Nesse sistema, as galáxias são divididas em dois grandes grupos: Regulares e Irregulares.

As galáxias regulares são classificadas de acordo com a disposição dos seus componentes em espirais, elipses etc. A maior parte da luz emitida por essas galáxias é de origem estelar.

Por outro lado, as galáxias irregulares apresentam emissão de tipo aparentemente não estelar. Ao contrário das galáxias regulares, a luminosidade dessas galáxias ativas é concentrada no centro, possuem fortes linhas de emissão e variam em intensidade em pequenos intervalos de tempo.

Observações de algumas galáxias com núcleos ativos mostraram a presença de jatos expelidos da região central com velocidades superluminais.

Diferenças sutis no espectro de emissão determinam diferentes subclasses de galáxias com núcleo ativo. Entre as principais estão os quasares, os objetos

---

<sup>1</sup>EGRET = *Energetic Gamma Ray Experiment*T (20 keV a 30 MeV).

Bl Lac, os objetos OVV<sup>2</sup> e as galáxias do tipo Seyfert. Bl Lacs e OVVs são referidos coletivamente como blazares.

No entanto, a mais útil classificação das galáxias de núcleos ativos baseia-se na natureza da emissão de rádio. Os Bl Lacs, OVVs e alguns tipos de quasares são grandes emissores de radiação no comprimento de onda de rádio, enquanto que as Seyfert e a maioria do quasares apresentam emissão de rádio com intensidade de algumas ordens de grandeza menor.

Uma descrição detalhada de cada subclasse pode ser encontrada em [22].

A detecção de núcleos ativos de galáxias por observatórios de luz Čerenkov limita-se a três objetos do tipo Bl Lac, que são a Markarian 421 [23], a Markarian 501 [24] e o 1ES 2344+514. A Markarian 501 foi o primeiro objeto descoberto por um telescópio de luz Čerenkov (Whipple) por possuir fluxo abaixo do detectável pelo EGRET.

O espectro de emissão característico de Bl Lacs apresenta dois picos (ver figura 2.1). Acredita-se que o primeiro pico é produzido por radiação síncrotron das partículas nos jatos. A segunda componente, de energia mais alta, entretanto, ainda não foi satisfatoriamente explicada, embora vários modelos tenham sido propostos, entre eles o auto espalhamento Compton de emissão síncrotron [25, 26], o espalhamento Compton de fótons no disco de acreção [27] e as cascatas produzidas por prótons de altas energias [28].

Medidas do final do espectro de emissão dos Bl Lacs são os mais fortes testes para os modelos propostos. Essa faixa de energia só pode ser estudada pelos telescópios de luz Čerenkov. Atualmente os dados da região de energia TeV já impõem fortes restrições aos modelos de espalhamento Compton de fótons externos e cascatas produzidas por prótons, porém nenhuma conclusão é possível. Para que possamos restringir ainda mais os modelos de emissão necessitamos determinar mais precisamente o espectro acima de TeV dos núcleos ativos de galáxias.

## 2.2 Remanescentes de Supernova

Supernova é o nome dado ao fenômeno que ocorre quando estrelas ou sistemas binários de estrelas, devido ao acúmulo de massa e fim do combustível nuclear, sofrem um grande aumento da pressão interna, que resulta no colapso do seu núcleo e ejeção violenta de matéria.

---

<sup>2</sup>Sigla em inglês para *Optically Violent Variables*.

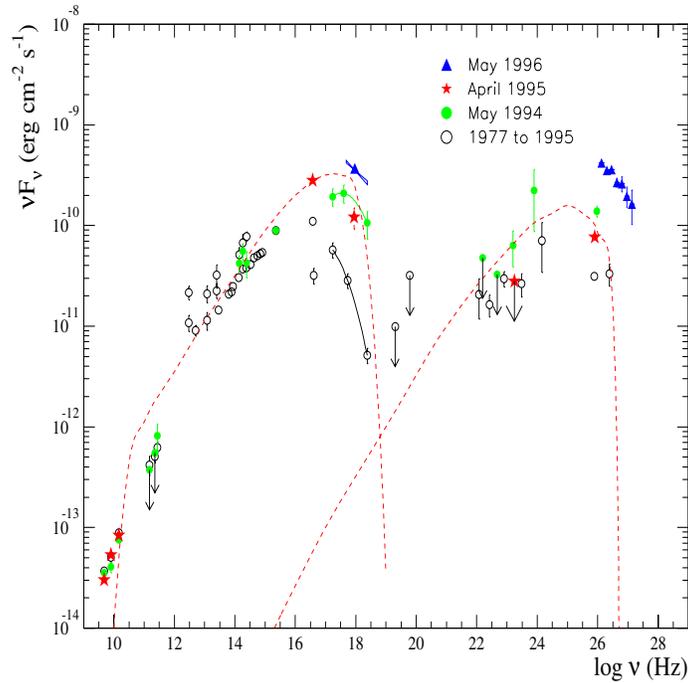


Figura 2.1: Espectro de emissão da Markarian 421 [29].

Remanescente de supernova é a massa expelida pela explosão, que pode se organizar preferencialmente de duas maneiras: formando uma camada esférica ou distribuindo uniformemente sua massa (Pleriônica). Ainda existem os remanescentes de tipo misto, que apresentam uma concentração de massa em camada, mas mostram emissão difusa na parte interna. É possível que remanescentes pleriônicos circundados por camada sejam um estágio da evolução dos objetos até que a massa dispersa se aglomere, caracterizando um remanescente de camada.

A Nebulosa de Caranguejo é o remanescente de supernova mais estudado até o presente. A supernova aconteceu em 1054 e foi relatada por um grupo de astrônomos chinês e outro japonês.

O remanescente foi detectado pela primeira vez em 1731 por John Bevis e posteriormente por Charles Messier, cuja observação deu início ao catálogo de mesmo nome. Medidas mais recentes comprovaram a existência de um pulsar associado.

A Nebulosa de Caranguejo também foi a primeira fonte emissora de ga-

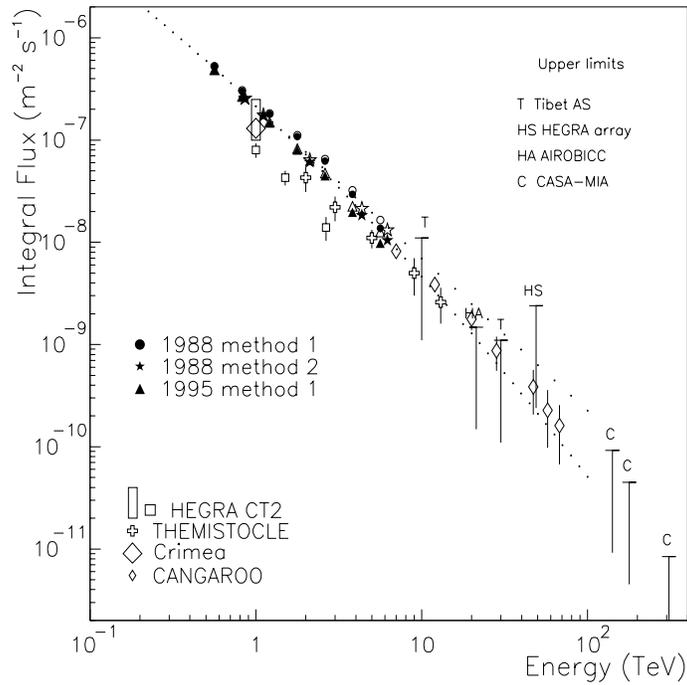


Figura 2.2: Espectro de alta energia da Nebulosa de Caranguejo [31]. As linhas pontilhadas são ajustes aos dados do Whipple.

mas acima de 1 TeV detectada e apresenta o mais estável fluxo entre os objetos descobertos. Por isso, ela se tornou a unidade de medida de fluxo em astronomia gama.

Além de raios gama, a Nebulosa é fonte ativa em vários outros intervalos de comprimentos de onda (óptico, rádio, raio X) e recentemente medidas realizadas pelo observatório CANGAROO [30] encontraram evidências de emissão a 50 TeV, tornando-se o evento gama de mais alta energia detectado com grande significância.

Um passo crucial para o entendimento dos processos de emissão e dos campos magnéticos em remanescentes de supernova é a medida do espectro de energia acima de TeV. Observações da Nebulosa de Caranguejo pela colaboração Whipple mostram um espectro de energia TeV que concorda com a hipótese de emissão via espalhamento Compton inverso.

Deteções de gamas com energia TeV do objeto SN1006 pela colaboração CANGAROO também concordam com a produção de gamas através de es-

palhamento Compton inverso de elétrons em jatos. Portanto, ao contrário do que acreditávamos até então, temos evidências contrárias à aceleração de raios cósmicos em remanescentes de supernova. Tal hipótese seria confirmada pela detecção de gamas, cujo espectro correspondesse ao decaimento de  $\pi^0$  vindo de hádrons energéticos.

No entanto, nenhuma observação é conclusiva e medidas mais precisas do espectro poderão resolver entre os modelos de emissão de raios gamas, fornecendo indícios concretos dos processos de emissão de raios cósmicos. Além disso, raios cósmicos podem ser produzidos por ondas de choque expelidas na explosão da supernova que durante a propagação aceleram as partículas, o que não exigiria um espectro de raios gamas condizente com prótons nos jatos.

## 2.3 Pulsares

Pulsares têm como principal característica emissões pulsadas de comprimento de onda de rádio com período extremamente regular (constante por uma parte em  $10^8$  na maioria dos objetos).

Os modelos mais aceitos para pulsares admitem uma estrela de nêutrons girando com frequência igual à dos pulsos. Entretanto, algumas outras características dos pulsares permanecem inexplicadas, tais como os pulsos gigantes que aparecem uma vez em aproximadamente dez mil pulsos com intensidade mil vezes maior, pulsos nulos e mudanças de frequência repentinas com rápido retorno ao modo normal de emissão.

Uma tendência de aumento do período de oscilação tem sido associada ao envelhecimento dos pulsares, permitindo um cálculo extrapolativo da idade dos objetos.

Pulsares são considerados candidatos a emissores de raios cósmicos, pois as partículas carregadas que dão origem ao pulso eletromagnético são supostas altamente energéticas. Isso implicaria que raios cósmicos são fenômenos mais locais no tempo do que acreditamos e sugeriria uma anisotropia na direção de chegada até então não confirmada.

Porém, essa hipótese também sugere uma composição de massa diferente da encontrada no meio estelar normal, dado que a matéria já sofreu importantes mudanças nucleares no desenvolvimento de uma estrela de nêutrons.

De modo geral, aproximadamente 500 pulsares foram observados no comprimento de onda de rádio e apesar do número de medidas abundantes, a

	PSR 0531 (Caranguejo)	PSR 0833 (Vela)	PSR 1953 (6ms)	PSR 1802
Período (ms)	33.1	89.2	6.1	112.5
Distância (kpc)	2	0.5	3	2.7
Idade (anos)	944	$10^4$	?	?

Tabela 2.1: Dados de alguns pulsares emissores de gama com energia TeV.

maioria dos fenômenos de aceleração continua inexplicada. Na verdade, a emissão em comprimentos de onda de rádio representa pequena fração ( $10^{-6}$ ) da energia emitida por pulsares e provavelmente os processos aceleradores de radiação nessa faixa de energia não são os mesmos que geram gamas e raios cósmicos de altas energias.

Os modelos mais considerados de produção de gamas envolvem radiação síncrotron e espalhamento Compton de elétrons nas proximidades da estrela de nêutrons. Todavia, o local de aceleração de elétrons já constitui um problema não explicado. Isso porque os elétrons necessitam estar próximos à estrela de nêutrons para usufruírem de altos campos magnéticos, mas não muito próximos, pois a densidade do campo não deixaria os gamas escaparem, causando produção de pares.

No presente momento, todas as considerações são baseadas nas escassas medidas de gamas com energia de poucos TeV. Contudo, observações de mais altas energias (PeV) exigiriam uma completa reestruturação dos modelos, como foi proposto em [32].

## 2.4 Outras Fontes

Os principais objetos de estudo dos observatórios de luz Čerenkov são os núcleos ativos de galáxias e os remanescentes de supernova, mas um grande conjunto de fontes pode ser observado por esses instrumentos.

### 2.4.1 *Bursts* de raios $\gamma$

*Bursts* de raios gama são emissões de grande intensidade e pequena duração que apresentam distribuição espacial uniforme. Os *Bursts* têm duração no

intervalo 30 ms a 1000 s com grande variabilidade de perfis temporais. Constituem um dos fenômenos menos compreendidos em astrofísica na atualidade.

Observações recentes de radiação com comprimento de onda de raios X e óptico pelo BATSE<sup>3</sup> confirmaram a hipótese de que os *Bursts* são de origem extragalática. Em 1994 um pulso de raios gama de energia 18 GeV foi detectado 90 minutos após a observação de um *Burst* pelo BATSE [33], mostrando que raios gama de energia GeV podem representar um papel importante nos processos de emissão.

A nova geração de observatórios de raios gama alcançará limiar inferior de alguns GeV e devido à grande precisão angular quando comparado aos satélites, os telescópios de luz Čerenkov proporcionarão técnica efetiva de estudo de *Bursts* de raios gama.

O acoplamento das observações dos telescópios de luz Čerenkov com as medidas do satélite GLAST será a ferramenta de estudo mais promissora já utilizada no estudo dos *Bursts* de raios gama que, sem dúvida, proporcionará grandes avanços no entendimento dos fenômenos de emissão.

## 2.4.2 Fontes não identificadas pelo EGRET

O experimento EGRET fez medidas de busca por fontes de raios gama e deixou uma herança de aproximadamente 70 possíveis fontes detectadas, mas ainda não exploradas, já que a baixa resolução do experimento, que é da ordem de 1° para objetos como a Markarian 421, não permite estudos detalhados dos objetos.

Os objetos detectados pelo EGRET a grandes latitudes galáticas apresentam emissão similar a núcleos ativos de galáxia, enquanto os objetos na direção do centro galático mostram-se como remanescente de supernova. No entanto, o número de fontes não estudadas é tão grande que novos tipos de objetos são esperados.

## 2.4.3 Microquasares

O termo microquasar tem sido utilizado para caracterizar fontes galáticas superluminais devido à similaridade com núcleos ativos de galáxias, que são os únicos emissores superluminais conhecidos.

---

<sup>3</sup>BATSE: *Burst And Transient Source Experiment*. Experimento contido no satélite CGRO.

Esses objetos foram estudados no comprimento de onda de raio X [34, 35] e mostram a produção de radiação em jatos relativísticos em sistemas binários formados por buracos negros e estrelas companheiras massivas.

Os modelos de emissão propostos prevêem emissão de raios gamas de energia TeV. Recentemente uma tentativa de observação do objeto GRS1915+105 pela colaboração HEGRA foi publicada [36], confirmando essa possibilidade, mas não comprovam definitivamente a existência de gamas de energias TeV, dado que os resultados ainda são ambíguos.

# Capítulo 3

## Técnica de Observação

Neste capítulo apresentarei uma breve discussão sobre o desenvolvimento geral dos chuviros atmosféricos extensos e suas principais componentes. Em seguida, mostrarei como os telescópios de luz Čerenkov disponibilizam as informações essenciais para a reconstrução dos chuviros e como a nova geração de telescópios pretende melhorar a precisão e aumentar o intervalo abrangido no espectro de energia.

Descrições detalhadas da física de chuviros atmosféricos podem ser encontradas em [37, 38, 39].

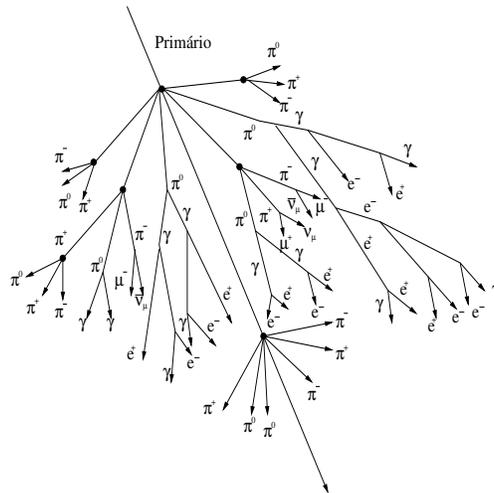


Figura 3.1: Esquema do desenvolvimento de um chuviro iniciado por hádron.

Ao penetrar na atmosfera terrestre, prótons, gamas e outros núcleos de átomos, interagem com um átomo na atmosfera e iniciam uma reação em cadeia chamada chuva atmosférica.

### 3.1 Cascatas Eletromagnéticas

Quando a partícula primária de um chuva é um gama ou um elétron, o desenvolvimento do chuva é quase que totalmente resultante de interações eletromagnéticas.

Ao interagir com o campo de um núcleo na atmosfera, um gama produz um par  $e^-e^+$ , que conseqüentemente emitem radiação de alta energia via *Bremsstrahlung*. Os fótons emitidos por radiação de freamento produzem outros pares  $e^-e^+$  estabelecendo a reação em cadeia que forma a cascata.

Cascatas eletromagnéticas também são formadas em chuvas iniciados por prótons e núcleos de átomos<sup>1</sup>. Interações nucleares entre as partículas incidentes e os átomos produzem píons neutros energéticos. O principal modo de decaimento do  $\pi^0$  (98%) é  $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ . Esse processo inicia a cascata eletromagnética em chuvas hadrônicas, que se desenvolve a partir dos gamas vindos do  $\pi^0$ .

Além de perderem energia via *Bremsstrahlung*, elétrons e pósitrons presentes nas cascatas também interagem com a matéria, dissipando energia que ioniza os átomos do meio. A perda de energia por freamento é o fator mais importante para elétrons com energias acima de 84 MeV. Na energia crítica ( $\epsilon_c = 84\text{MeV}$ ), as perdas por ionização e freamento se igualam em importância e a cascata atinge seu máximo.

Abaixo da energia crítica a perda por ionização supera a criação de fótons via *Bremsstrahlung* e a cascata começa a morrer.

A profundidade em que a cascata possui o número máximo de partículas pode ser escrita em função da energia do primário ( $E_0$ ) pela equação:

$$X_{max} \approx X_0 \ln \frac{E_0}{\epsilon_c} \quad (3.1)$$

na qual  $X_0$  é o comprimento de radiação.

O número de elétrons ou pósitrons no máximo do chuva pode ser expresso por:

---

<sup>1</sup>Usarei o termo chuvas hadrônicas para referir-me aos chuvas iniciados por prótons e núcleos de átomos.

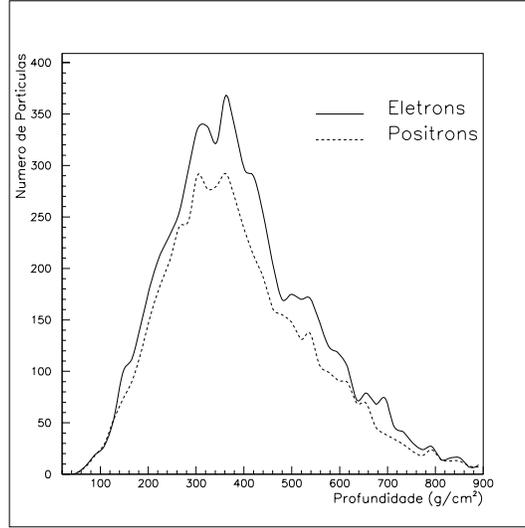


Figura 3.2: Exemplo da distribuição longitudinal de elétrons e pósitrons em um chuveiro iniciado por gama com energia igual a 1 TeV. Dados simulados pelo programa CORSIKA.

$$N_{max} \approx \frac{0.31}{\sqrt{\ln \frac{E_0}{\epsilon_c} - 0.18}} \frac{E_0}{\epsilon_c} \quad (3.2)$$

O ângulo de produção de partículas em processos de *Bremsstrahlung* e de produção de pares é pequeno, resultando em um momento transversal com valor típico de aproximadamente 1 MeV/c. Portanto, a distribuição lateral das cascatas é resultado quase que exclusivo de múltiplos espalhamentos Coulombianos de elétrons e pósitrons. Comparativamente, chuveiros hadrônicos são mais espalhados lateralmente, posto que interações hadrônicas oferecem grande momento transversal (da ordem de centenas de MeV/c).

## 3.2 Chuveiros Hadrônicos

Em chuveiros hadrônicos as interações nucleares produzem grande quantidade de  $\pi^+$  e  $\pi^-$ . Esses têm tempo de vida médio de  $2.6 \times 10^{-8}$  s e decaem pelos seguintes processos:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

O decaimento é o processo mais provável para energias inferiores a 100 GeV. Acima dessa energia podem ocorrer interações hadrônicas com os núcleos da atmosfera.

Os múons gerados no decaimento têm energia suficiente para atravessarem a atmosfera praticamente sem perdas. O múon tem tempo de vida médio de  $2.2 \times 10^{-6}$  s, mas devido à dilatação temporal relativística, os decaimentos:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$

raramente acontecem, o que estabelece a formação da componente muônica de chuviscos hadrônicos.

A distribuição longitudinal de um chuvisco hadrônico varia fortemente com a energia do primário e a altitude da primeira interação. Uma boa aproximação é dada pela equação de Gaisser-Hillas [40]:

$$N = S_0 \frac{E}{\epsilon} \left[ \frac{t_0 - t}{t_{max}} \right]^{t_{max}} \exp(t + t_{max} - t_0), \quad (3.3)$$

que fornece o número de partículas carregadas em um chuvisco em função da altitude  $t$ . Na equação temos:  $S_0 = 0.045$ ,  $\epsilon = 0.074$  GeV,  $E$  é a energia do primário e  $t_{max}$  é a profundidade do máximo do chuvisco. No trabalho original, as profundidades são medidas em unidades de  $70 \text{ g/cm}^2$ .

### 3.3 Radiação Čerenkov

Fótons Čerenkov são emitidos pelas partículas carregadas de um chuvisco que viajam com velocidade maior que  $c/n$  ( $n$  é o índice de refração do ar).

Ao atravessar um meio, as partículas carregadas polarizam as moléculas ao seu redor, que ao se despolarizarem emitem radiação. Partículas viajando com baixas velocidades desorganizam o meio de forma simétrica, tal que o campo de dipolo gerado pelas moléculas polarizadas se cancela a grandes distâncias, enquanto partículas com altas energias alteram a disposição

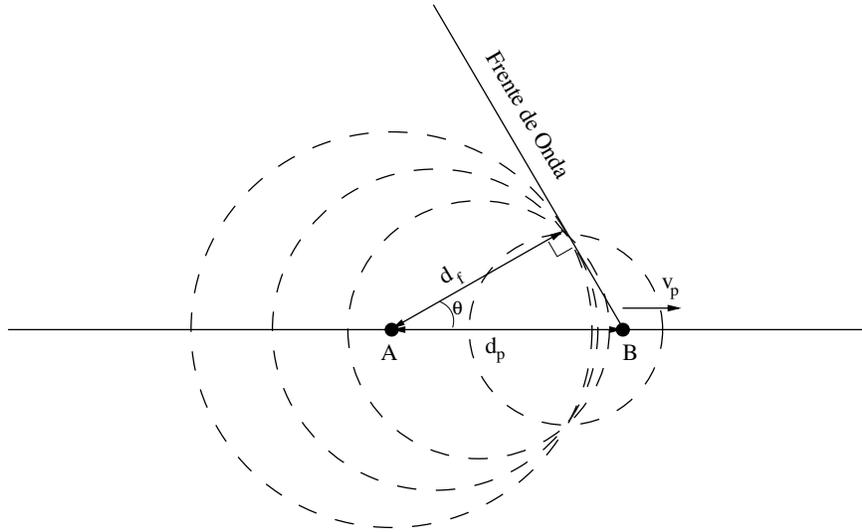


Figura 3.3: Ilustração da emissão de luz Čerenkov via construção de Huygens. O desenho foi feito para uma partícula viajando a velocidade  $v_p = 0.99c$  em um meio com índice de refração igual a 1.15, resultando em  $\theta = 30^\circ$ .

das moléculas polarizadas de forma assimétrica na direção do movimento, provocando a existência de um dipolo magnético permanente, cujo campo sobrevive a grandes distâncias.

O argumento qualitativo desenvolvido acima pode ser verificado no apêndice A ou em [41], onde é provado que a partícula só emite radiação Čerenkov se tiver velocidade superior a  $c/n$ .

O fenômeno também pode ser ilustrado pelo princípio de Huygens (figura 3.3). Considere uma partícula deslocando-se do ponto A para o ponto B ( $d_p = tv_p$ ) em um tempo  $t$  com velocidade  $v_p > c/n$ . Nesse mesmo tempo  $t$ , a luz emitida em A percorreu a distância  $d_f = ct/n$ .

A radiação emitida em diferentes pontos da trajetória AB interfere construtivamente em um ângulo  $\theta$  específico, formando uma frente de onda cônica.

Por argumentos trigonométricos vemos que:

$$\cos(\theta) = \frac{d_f}{d_p} = \frac{1}{\beta n} \quad (3.4)$$

com  $\beta = v_p/c$ .

As principais partículas que provocam a emissão de luz Čerenkov em

chuveiros atmosféricos são múons e elétrons. Aplicando a condição limite de  $\theta = 0$  podemos calcular a energia mínima necessária para ocorrer a emissão de fótons Čerenkov, que é de 21 MeV para elétrons e 4.4 GeV para múons no ar.

Desenvolvendo a teoria de emissão da radiação Čerenkov, é possível calcular o número de fótons emitidos em um intervalo de caminho ( $l$ ) percorrido pela partícula em um intervalo de comprimento de onda  $\{\lambda_1, \lambda_2\}$ :

$$N = 2\pi\alpha l \left( \frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) \text{sen}^2(\theta) \quad (3.5)$$

na qual  $\alpha$  é a constante de estrutura fina. Também foi desprezada de dependência de  $n$  com o comprimento de onda do fóton, como pode ser visto no apêndice A.

A potência irradiada por caminho percorrido por um elétron pode ser dada pela equação:

$$\frac{dW}{dl} = \frac{e^2\omega_0}{2c^2}(\epsilon - 1) \ln \frac{\epsilon}{\epsilon - 1} \quad (3.6)$$

com  $\omega_0 = 6 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$  para o ar e  $\epsilon$  sendo a constante dielétrica do meio (ar).

## 3.4 Telescópios de luz Čerenkov

Os telescópios de luz Čerenkov são os instrumentos projetados para detectar os fótons Čerenkov emitidos em um chuveiro atmosférico extenso.

Os elementos básicos de um telescópio são um conjunto de espelhos refletores e uma câmara de fotomultiplicadoras.

Devido à sua boa resolução angular e a um método eficiente de distinção de gamas primários, os telescópios têm obtido grande sucesso no estudo das fontes emissoras de raios gamas. A motivação para tal estudo encontra-se discutida no capítulo anterior.

### 3.4.1 Espelho Refletor

O espelho refletor é formado por um conjunto de faces espelhadas dispostas em uma superfície esférica ou parabólica.

Telescópio	Abertura (m)	N. Fotomultip.	$f = d/r$	Forma
Whipple	10	331	0.73	Esférica
Durham	4	109	0.6	Parabólica
CLUE	18	*	1.0	Parabólica
HEGRA	3	271	1.6	Esférica
CANGAROO	3.8	256	1.0	Parabólica
CAT	4.8	534	1.25	Esférica

Tabela 3.1: Exemplo do número de fotomultiplicadoras, abertura, forma e foco de alguns telescópios de luz Čerenkov. \*O experimento CLUE utiliza uma câmara de gás ao invés de fotomultiplicadoras. Na equação  $f = d/r$ ,  $d$  é a distância focal e  $r$  é a abertura do espelho.

A escolha da forma esférica ou parabólica é uma opção possível em função da otimização de cada aparelho. Uma das diferenças elementares é a propagação do tempo de chegada. Uma frente de onda plana incidente sobre uma superfície parabólica é refletida para o plano focal de modo que todos os fótons da frente chegam ao mesmo tempo. Isso constitui a característica de ser isócrono dos telescópios parabólicos.

Por outro lado, ao analisarmos uma frente de onda plana incidindo sobre uma superfície esférica vemos que os fótons refletidos na parte mais interna são atrasados em relação aos refletidos na parte mais externa da superfície.

A utilização dos telescópios esféricos normalmente implica no uso da geometria de Davies-Cotton. O arranjo de Davies-Cotton [42] é formado por faces espelhadas esféricas com raio  $2R$ , dispostas em uma superfície esférica de raio  $R$ . Essa configuração faz com que todo raio incidente na mesma direção seja refletido no mesmo ponto no plano focal, estabelecendo uma relação direta entre direção de chegada e posição na câmara (figura 3.5).

Outra vantagem do arranjo de Davies-Cotton é a minimização de aberrações esféricas, coma e astigmatismo.

As faces espelhadas utilizadas no experimento Whipple são hexagonais, como pode ser visto na figura 3.6. Elas são aluminizadas e cobertas com uma camada protetora de quartzo. A refletividade de acordo com G. Sembroski é dada pela figura 3.7.

A configuração exata de cada espelho (foco e diâmetro) são parâmetros variáveis para cada telescópio. A tabela 3.1 mostra as configurações de espelhos e câmaras para alguns observatórios.



Figura 3.4: Observatório Whipple.

### 3.4.2 Câmara de Fotomultiplicadoras

A luz incidente sobre o espelho é refletida para o plano focal sobre um conjunto de fototubos.

A câmara de fotomultiplicadoras é um arranjo semelhante ao esquematizado na figura 5.1.

O Observatório Whipple utiliza uma câmara com 331 fotomultiplicadoras de diâmetro 2.9 cm e distância entre o centro de cada fototubo aproximadamente igual a 3.32 cm. Cones coletores são utilizados para redirecionar os fótons que incidiriam entre os fototubos para as partes sensíveis das fotomultiplicadoras.

As fotomultiplicadoras são escolhidas de maneira tal que a eficiência quântica seja maior para a região do azul-UV do espectro, na qual a emissão de luz Čerenkov é mais provável (ver figura 3.8).

### 3.4.3 Nova Geração de Telescópios

Atualmente encontra-se em construção a nova geração de telescópios de luz Čerenkov, que pretende ampliar o intervalo de observação dos emissores de raios gamas.

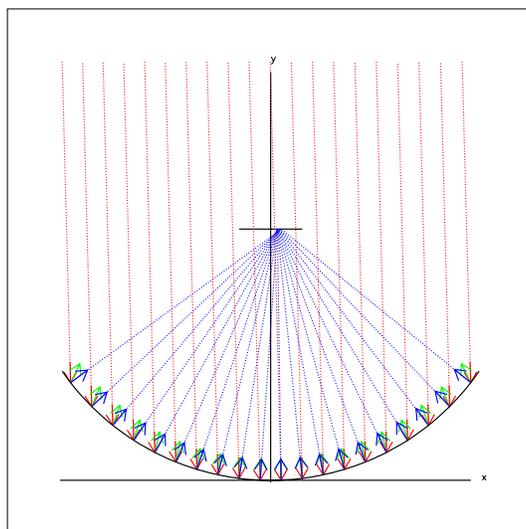


Figura 3.5: Ilustração da geometria de reflexão de um telescópio com arranjo Davies-Cotton (Diâmetro = 10 m e Foco = 12 m). A figura mostra raios incidentes a  $1.5^\circ$  em relação ao eixo do espelho e suas respectivas reflexões incidindo sob o mesmo ponto na câmara de fotomultiplicadoras.

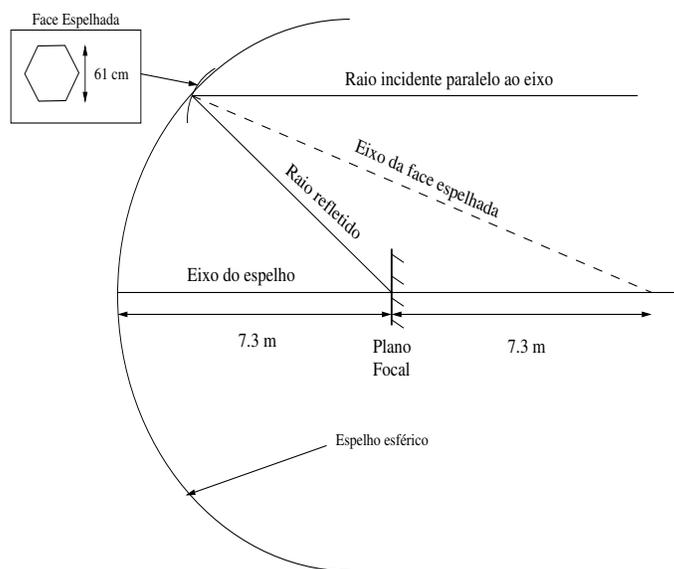


Figura 3.6: Esquema do espelho esférico do telescópio Whipple.

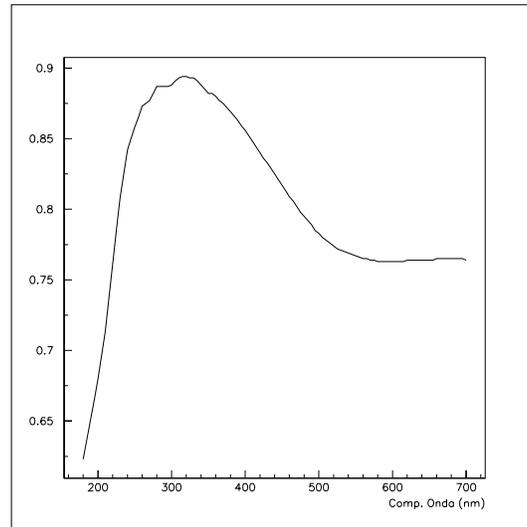


Figura 3.7: Refletividade dos espelhos no telescópio Whipple. Dados medidos por G. Sembroski para a colaboração Whipple/VERITAS.

Os principais avanços a serem alcançados são:

**Maior sensibilidade de fluxo:** O intuito é construir aparelhos sensíveis a fontes mais fracas de raios gama. O objetivo é medir fontes que emitam 1 % do fluxo da Nebulosa de Caranguejo em 50 horas de observação;

**Redução do limiar de energia:** Estender o limite inferior de energia até o limite superior de operação dos satélites (GLAST), para cobrir o intervalo entre 30 - 100 GeV ainda não explorado;

**Determinação da energia:** Melhorar a reconstrução da energia do primário para permitir análises espectrais mais precisas, ajudando a resolver os modelos de emissão das partículas;

**Resolução angular:** A resolução angular de um evento deve ser menor que  $0.05^\circ$  e a da fonte menor que  $0.005^\circ$ . Isto será particularmente importante para as observações de remanescentes de supernova e fontes não identificadas pelo EGRET.

Os maiores representantes dessa nova fase dos telescópios de luz Čerenkov

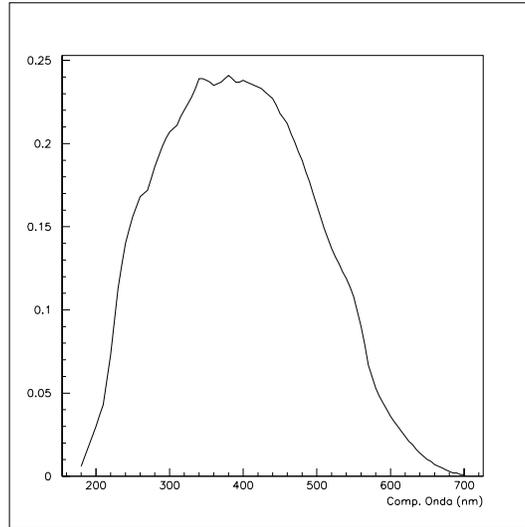


Figura 3.8: Eficiência quântica das fotomultiplicadoras utilizadas no Observatório Whipple (Hamamatsu R1398HA com janela UV). Medidas realizadas por G. Sembroski para a colaboração Whipple/VERITAS.

são os observatórios VERITAS, HESS e MAGIC. Cada grupo pretende alcançar os objetivos descritos acima de diferentes maneiras.

O Observatório VERITAS será constituído por 9 telescópios de luz Čerenkov com arranjo geométrico de Davies-Cotton de diâmetro igual a 12 m. A utilização de um conjunto de telescópios é o desenvolvimento lógico do uso de dois telescópios primeiramente proposto pela Colaboração Whipple em 1972 [43]. Seu uso, que também foi adotado pela Colaboração HESS, permite grande melhoria na determinação do ponto de impacto do chuveiro, que é um fator de extrema importância para as reconstruções da energia e direção de chegada do primário (veja as figuras 3.9 e 3.10).

O telescópio MAGIC, por outro lado, aposta na ampliação da abertura do espelho como alternativa ao uso de um conjunto de telescópios. A Colaboração MAGIC pretende construir um único telescópio parabólico com 17 m de abertura.

Além das configurações dos espelhos, grande esforço tem sido feito para a otimização das câmaras de fotomultiplicadoras. O maior avanço esperado é devido ao uso das FADCs, que permitirão a medida do tempo de chegada com precisão menor que 1 ns.

Observatório	$n^\circ \times \text{Área}$	Abertura	C. de Visão	Limiar	Espelho
VERITAS	$9 \times 74 \text{ m}^2$	12 m	$> 3^\circ$	50 GeV	Davies-Cotton
MAGIC	$1 \times 236 \text{ m}^2$	17 m	$3.6^\circ$	30 GeV	Parabólico
HESS	$16 \times 80 \text{ m}^2$	12-15 m	$4^\circ$	100 GeV	Davies-Cotton

Tabela 3.2: Principais características dos telescópios de luz Čerenkov em construção.

A tabela 3.2 mostra as principais características dos três novos observatórios.

Com a entrada em operação desses três observatórios, medidas mais precisas das fontes emissoras em energia TeV serão realizadas e poderão resolver os enigmas nos processos de aceleração de partículas em remanescentes de supernova e núcleos ativos de galáxias. Também é esperada a descoberta de várias outras fontes, pois a ampliação do campo de visão contribui para observações de procura por novos objetos.

Juntamente ao avanço tecnológico que será utilizado nos novos observatórios, estão surgindo inovadores métodos de reconstrução de energia e direção de chegada, posição do ponto de impacto e rejeição de chuviscos hadrônicos.

A utilização dos recursos técnicos atuais e novos métodos de reconstrução e distinção de primários será, sem dúvida, o impulso necessário para intrigantes descobertas e a solução de antigas perguntas em astronomia gama e raios cósmicos.

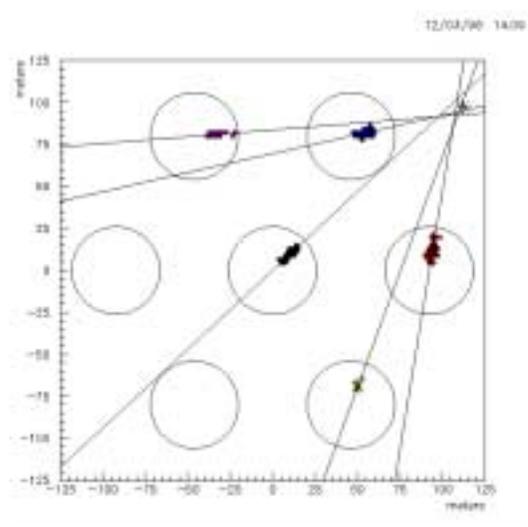


Figura 3.9: Exemplo da reconstrução do ponto de impacto utilizando o sinal registrado por 7 telescópios de luz Čerenkov [9].

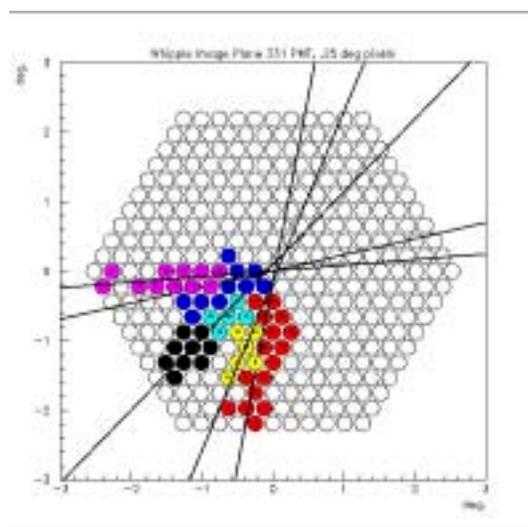


Figura 3.10: Exemplo da reconstrução da direção de chegada utilizando o sinal registrado por 7 telescópios de luz Čerenkov [9].

## Capítulo 4

# Simulação de Chuveiros Atmosféricos

Os experimentos terrestres de raios cósmicos utilizam o fator multiplicativo de um chuveiro atmosférico para realizarem medidas de partículas primárias com altas energias. Nessa região (acima de  $\approx 10^{10}$  eV) o fluxo é baixo para que experimentos de detecção direta (balões e satélites) obtenham número suficiente de eventos no intervalo de tempo em que eles operam.

Esse mesmo fator, que possibilita o estudo de eventos com baixo fluxo, acrescenta grande dificuldade na caracterização da partícula primária, pois as informações são diluídas em milhares de partículas filhas, produzidas no desenvolvimento do chuveiro. Os fluxos típicos de raios cósmicos são, por exemplo, uma partícula por  $m^2$  por ano no joelho ( $\approx 10^{15}$  eV) do espectro de raios cósmicos e uma partícula por  $km^2$  por ano no tornozelo do espectro ( $\approx 10^{19}$  eV).

Os principais parâmetros da partícula primária que desejamos reconstruir são: a energia, a massa e a direção de chegada. Cada tipo de experimento utiliza diferentes métodos de reconstrução, de acordo com a qualidade das informações disponibilizadas por cada técnica.

No entanto, independentemente da técnica de medida utilizada, a única maneira de estabelecer métodos de reconstrução é através da comparação dos dados medidos com predições teóricas. Todavia, cálculos teóricos detalhados de cada interação são inviáveis devido ao número de partículas geradas e ao número de graus de liberdade envolvidos.

Assim, adota-se uma descrição teórica geral do desenvolvimento do chuveiro baseada em simulações de Monte Carlo. Alguns programas de computa-

dor foram desenvolvidos nas últimas décadas para atender tais necessidades, entre eles os mais representativos são o MOCCA<sup>1</sup> [44] e o CORSIKA<sup>2</sup> [45].

Normalmente, as simulações dividem o tratamento do chuva em suas duas principais componentes: eletromagnética e hadrônica. As interações eletromagnéticas são precisamente calculadas em QED, mas imprecisões são introduzidas na modelagem das interações hadrônicas.

Os modelos de interações hadrônicas são baseados nos dados de  $p-\bar{p}$ ,  $e-p$  e íons pesados de aceleradores de partículas. Entretanto, os limites de energia e impossibilidade de medir as partículas produzidas na mesma direção do jato incidente dos aceleradores constituem as dificuldades na transponibilidade dos dados para chuvas de raios cósmicos.

Para baixas energias, as seções de choque são bem determinadas pelas medidas nos aceleradores. O programa computacional GHEISHA, criado pelo CERN, faz uso desses dados para calcular a seção de choque elástica e inelástica de hádrons em suas interações e produções de partículas. Esse programa é a rotina mais utilizada pelos programas de simulação de chuvas e sua eficiência tem sido testada e comprovada para energias abaixo de 80 GeV.

Entretanto, para energias acima de algumas centenas de GeV, extrapolações teóricas são necessárias, levando as simulações de Monte Carlo a erros e imprecisões que representam grandes complicações nos processos de reconstrução e determinação da composição em massa e energia das partículas primárias.

Atualmente, os mais utilizados programas de interações hadrônicas são VENUS[46], QGSJET[47] e DPMJET[48], baseados na teoria de Gribov-Regge, SIBYLL[49], baseado no modelo de minijatos da QCD e o HDPM[50], que é uma extrapolação fenomenológica de dados de colisões  $p-\bar{p}$ .

Vários testes foram realizados comparando os modelos de interação com os dados observados. Recentemente, alguns dados experimentais têm mostrado uma maior concordância com os eventos simulados utilizando o programa QGSJET, como pode ser visto em [51, 52, 53].

Outros fenômenos levados em consideração pelos programas de simulação são os processos de dissipação de energia devido à interação das partículas com a atmosfera. A perda mais importante, para a maioria das partículas, é devido à ionização das moléculas no ar, mas é essa mesma interação que

---

<sup>1</sup>*Monte Carlo Cascade*

<sup>2</sup>*Cosmic Ray Simulation for KASCADE*

provoca a emissão de fótons Čerenkov, de acordo com o que foi descrito no capítulo anterior.

## 4.1 Simulação da luz Čerenkov

Concentrarei a discussão sobre a emissão da luz Čerenkov no programa de simulação CORSIKA [45].

Em um chuvaire atmosférico, a grande maioria da luz Čerenkov gerada provém de elétrons e múons. Múons são criados pelas interações hadrônicas no início do desenvolvimento do chuvaire. Os modelos de interação hadrônica descrevem razoavelmente bem o número de múons gerados para primários com energia abaixo de  $10^{15}$  eV [54]. Acima dessa energia, os modelos começam a falhar, e mesmo o pacote QGSJET superestima a densidade de múons quando comparado com dados experimentais [51].

No CORSIKA, as interações eletromagnéticas que geram elétrons podem ser simuladas segundo dois procedimentos: EGS4 [55] e as equações NKG<sup>3</sup> [56, 57]. O programa EGS4 realiza todas as interações segundo a QED e oferece uma descrição muito mais precisa do que o procedimento NKG, no qual é considerado apenas um comportamento médio das partículas no chuvaire. Como grande parte da luz Čerenkov é produzida por elétrons, a opção que ativa a emissão de fótons Čerenkov também estabelece o uso do modelo EGS4.

Para todas as partículas carregadas geradas no desenvolvimento dos chuvaireos pelas sub-rotinas de interação hadrônica ou eletromagnética verifica-se se a velocidade é maior que  $c/n$ , onde  $n$  é o índice de refração do meio na altitude em que a partícula se encontra.

Se a partícula provocar a emissão de fótons Čerenkov, o programa transfere a posição e momento inicial e final<sup>4</sup> da partícula para um conjunto de sub-rotinas que dão seqüência aos cálculos de emissão.

Notamos que a perda de energia por radiação Čerenkov é desprezada pela simulação, dado que o momento final da partícula é calculado antes da geração da luz Čerenkov. Isso é justificável se considerarmos a equação 3.6. Para um elétron com velocidade aproximadamente  $c$  podemos mostrar que

---

<sup>3</sup>Nishimura-Kamata-Greisen

<sup>4</sup>Inicial refere-se ao momento em que a partícula foi criada e final o momento que ela decai ou é absorvida.

a perda de energia por emissão de luz Čerenkov é menor que 0.1 % da perda por ionização.

Em seguida, utilizando a equação 3.5, o programa divide o trajeto da partícula em intervalos menores, tal que o número de fótons emitidos nesses subintervalos seja menor que um valor *CSIZ*, definido pelo usuário da simulação no arquivo de entrada.

Além de *CSIZ*, o usuário também precisa definir outros valores como entrada do programa referentes à emissão Čerenkov, tais como o intervalo  $\{\lambda_1, \lambda_2\}$  de comprimentos de onda no qual os fótons Čerenkov devem ser gerados (utilizado em 3.5) e a posição dos telescópios no nível de detecção.

O próximo passo na produção de fótons Čerenkov é o cálculo do ângulo de emissão. O ângulo  $\theta$  dado pela equação 3.4 é o ângulo entre o fóton emitido e a partícula que provoca sua emissão, que posteriormente é transformado para o sistema de referência global da simulação. Assim, a emissão efetiva é processada considerando o ponto no meio de cada subintervalo como sendo o local da emissão.

Calculada a geometria de emissão, os fótons são propagados até o nível de detecção, onde o usuário delimita a área ocupada por cada telescópio. Todo fóton incidente sobre essas áreas pré-estabelecidas pelo usuário é considerado detectável.

#### 4.1.1 Modificações na geração de luz Čerenkov pelo CORSIKA

O processo descrito acima é padrão definido no programa CORSIKA, e com poucas alterações, é o utilizado por todos os programas de simulação de chuviros, como pode ser visto na figura 4.1.

Como pôde ser visto, alguns fenômenos não foram considerados.

Durante o trajeto percorrido pelos fótons desde a sua emissão até a incidência sobre um telescópio, eles interagem com o ar e são absorvidos. A absorção da atmosfera (AA) é um coeficiente que depende da altitude de emissão e do comprimento de onda do fóton.

Com o intuito de incluir a AA adicionei, no programa CORSIKA, uma sub-rotina que sorteia o comprimento de onda do fóton emitido de acordo com o espectro que varia com o inverso do quadrado do comprimento de onda [58]. O programa original utilizava apenas os limites do intervalo de emissão  $\{\lambda_1, \lambda_2\}$  para determinar o número de fótons emitidos em cada subintervalo,

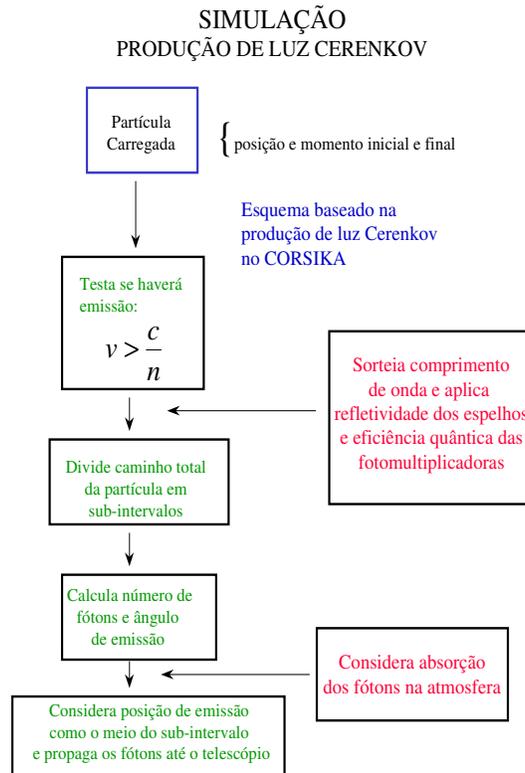


Figura 4.1: Esquema da produção de luz Čerenkov no programa CORSIKA

mas não atribuía um comprimento de onda para cada fóton.

O valor da AA pode ser medido em função do comprimento de onda e da altitude de emissão ou modelada através de programas de computadores. As medidas podem ser realizadas utilizando aparelhos emissores de luz variáveis em comprimento de onda carregados por balões ou instalados em montanhas. O principal programa de modelagem da AA é o MODTRAN [59], que permite a simulação das mais variadas condições atmosféricas e climáticas (figura 4.2).

Após o cálculo do comprimento de onda e da altitude de emissão aplica-se um fator de redução no número de fótons dado pela AA.

Realizada a propagação dos fótons até as áreas de detecção, armazena-se

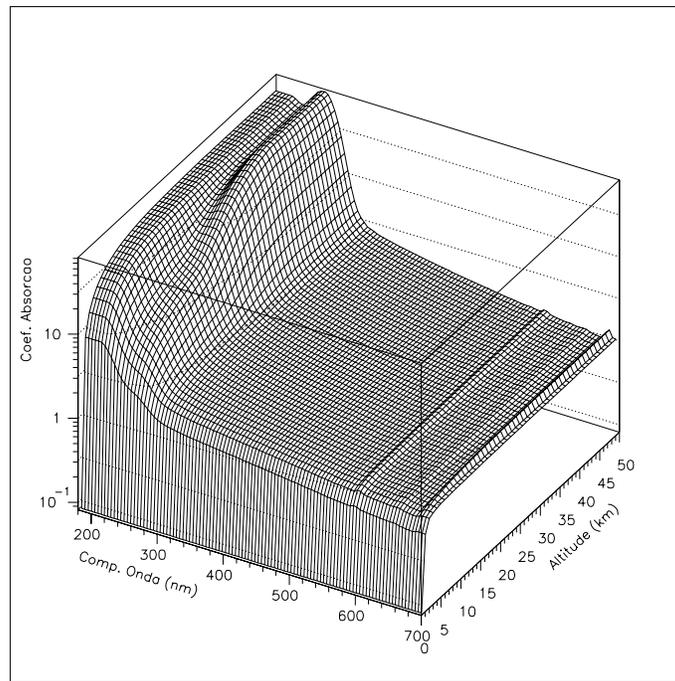


Figura 4.2: Exemplo da Absorção Atmosférica modelada pelo MODTRAN para as condições climáticas de uma atmosfera tropical, zona urbana, atividade vulcânica moderada e sem chuva ou nuvens. A probabilidade de um fóton não ser absorvido pela atmosfera e atingir o nível do mar é dada pelo logaritmo de  $-CA$  (Coeficiente de Absorção)

a posição de impacto  $(x,y)$ , os cossenos diretores  $(u,v)$ , a altitude de produção e o tempo de chegada referente à primeira interação. Além disso, uma sétima variável é gravada, informando o peso atribuído aos fótons Čerenkov referente à utilização de *CSIZ* maiores que um. Esse artifício tem sido usado para diminuir o número de fótons detectados, o tempo de execução das simulações e o tamanho do arquivo de saída.

O número de fótons Čerenkov gerados em um chuvaire com energia de 1 TeV é da ordem de  $10^7$  o que faz com que, por exemplo, uma simulação de 100 chuvaire de 1 TeV incidindo verticalmente sobre um arranjo de 22 telescópios com raio igual a 5 m demore em torno de 20 horas (em uma Compaq - Alpha 250 MHz) e resulte em um arquivo de saída de aproximadamente um giga byte. Esse fator tem limitado e encarecido a simulação de chuvaire e seus

fótons Čerenkov.

A simulação do telescópio, com seus espelhos e câmara de fotomultiplicadoras, tem sido acoplada posteriormente às simulações dos chuviros. Ou seja, para completarmos a simulação do evento, todo fóton gerado pela simulação de Monte Carlo incidente sobre a área delimitada pelo usuário foi armazenado e deve ser propagado pela óptica e eletrônica de cada telescópio.

Essa escolha possibilita manutenção da universalidade dos programas de simulação de chuviros e a reutilização dos dados em diferentes configurações geométricas. Por exemplo, durante a construção de novos observatórios, os parâmetros diâmetro, foco, forma do espelho etc são otimizados variando as características do telescópio até que se obtenha a melhor configuração para as observações desejadas. Nesse estudo, a separação das simulações de chuviros e telescópios representa grande economia de tempo, pois uma vez simulada uma biblioteca de chuviros, as modificações podem ser feitas apenas nos programas de simulação dos telescópios, que são muito mais rápidos<sup>5</sup> se comparadas às simulações de Monte Carlo.

No entanto, ainda existem outros dois fatores importantes de redução de número de fótons nas simulações. Ao incidirem sobre o telescópio, os fótons são refletidos pelos espelhos, que por terem refletividade diferente de um, absorvem fótons. A refletividade (RE) de um espelho é função do comprimento de onda do fóton incidente e pode ser facilmente determinada por várias técnicas de medida.

Os fótons que sobreviveram à reflexão são propagados até a câmara de fotomultiplicadoras. Fotomultiplicadoras também possuem eficiência que depende do comprimento de onda. A figura 3.8 mostra uma curva típica da eficiência quântica (EQ) das fotomultiplicadoras usadas em telescópios de raios gama.

Dessa forma, acrescentei outras sub-rotinas que calculam a probabilidade do fóton não ser absorvido na reflexão ou na detecção final pela fotomultiplicadora e que aplicam a redução no número de fótons.

A AA, a RE e a EQ são fornecidas pelo usuário do CORSIKA em tabelas separadas, permitindo a adaptação do programa para cada grupo e mantendo a universalidade das simulações. Além disso, as sub-rotinas foram introduzidas com uma chave de acionamento colocada no arquivo principal

---

<sup>5</sup>A simulação dos telescópios do mesmo conjunto de dados descrito logo acima leva menos de um minuto. Isto porque esses programas apenas realizam propagações geométricas, que consomem poucos cálculos e necessitam de pouco tempo de execução.

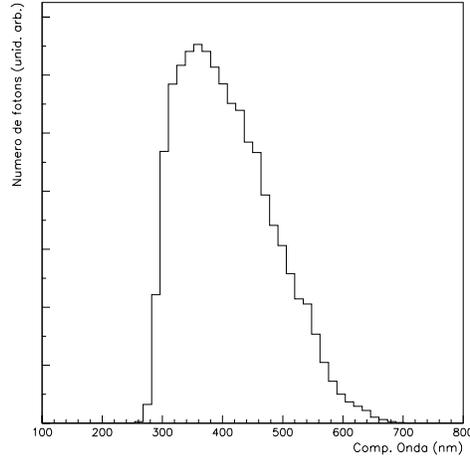


Figura 4.3: Distribuição do comprimento de onda dos fótons que foram detectados após sofrerem AA, RE e EQ.

de entrada, ou seja, o usuário pode facilmente desligar, por exemplo, a RE, satisfazendo ainda os experimentos que não fazem uso de telescópios.

Ativando as três novas opções de absorção foi possível determinar qual o comprimento de onda dos fótons que são efetivamente detectados. Esse estudo é importante para precisar os limites do intervalo de emissão de fótons  $\{\lambda_1, \lambda_2\}$ , a fim de garantir a veracidade do número de fótons gerados e de minimizar o tempo de execução, não gerando fótons que posteriormente serão absorvidos. Surpreendentemente, é possível encontrar na literatura simulações que utilizam os mais variados valores para  $\lambda_1$  e  $\lambda_2$ . Por exemplo, em [60]  $\{290, 660\}$  nm, em [61]  $\{300, 650\}$  nm, [45] sugere  $\{300, 450\}$  nm e [44] usa  $\{180, 700\}$ .

A figura 4.3 mostra a distribuição dos fótons detectados após a aplicação dos fenômenos de absorção. Vemos que, para preservar todos os fótons, devemos escolher o intervalo  $\{250, 700\}$  nm.

A inclusão da AA, RE e EQ torna a descrição da emissão da luz Čerenkov muito mais realista. Dado que as reconstruções são baseadas no número de fótons em cada fotomultiplicadora da câmara uma diminuição dos fótons efetivamente detectados pode provocar grandes diferenças nas análises dos dados.

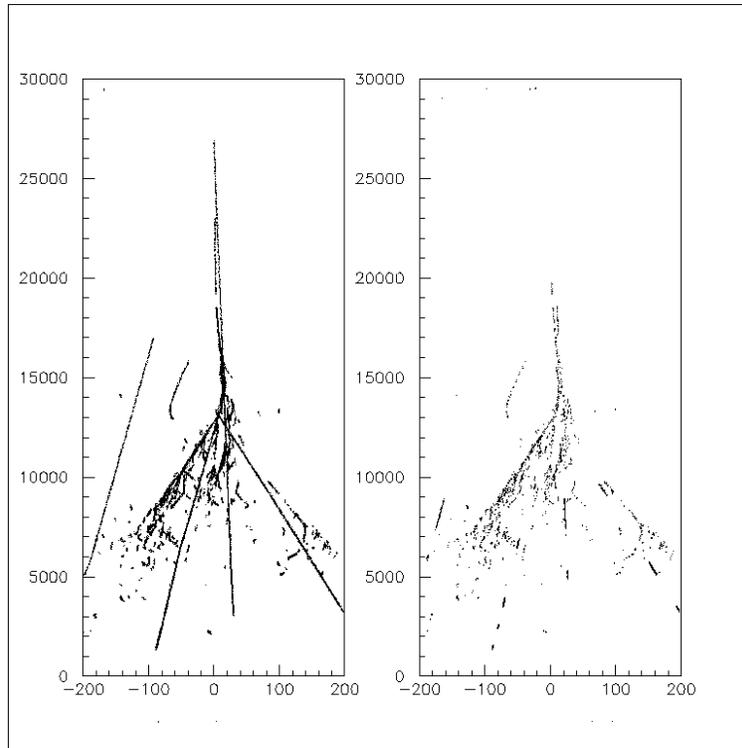


Figura 4.4: Exemplo da redução de informação sobre o desenvolvimento de um chuvaire quando as absorções são aplicadas. O gráfico da esquerda mostra todos os fótons Čerenkov emitidos e o gráfico da direita mostra o mesmo chuvaire após a aplicação da AA, RE e EQ.

Além da precisão na descrição dos chuvaireos, também alcançamos melhoras significativas do ponto de vista computacional. O tempo de execução do programa foi reduzido por um fator dois e o tamanho do arquivo de saída por um fator dez (ver figura 4.4).

#### 4.1.2 As simulações deste trabalho

Os resultados apresentados nos capítulos seguintes foram baseados em simulações de Monte Carlo com o programa CORSIKA, nas quais foram acionadas a AA, a RE e a EQ com os valores referências ao Observatório Whipple (ver figuras 3.7 e 3.8).

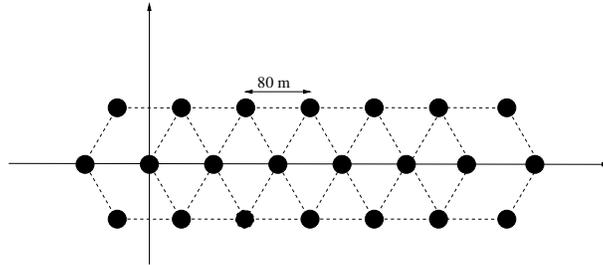


Figura 4.5: Disposição dos telescópios nas simulações da tabela 5.2.

O nível de observação foi estabelecido a 1390 m acima do nível do mar, altitude em que será construído o observatório VERITAS. O campo magnético terrestre também foi determinado para a localização do mesmo observatório [62].

A maioria dos dados simulados, exceto quando mencionado o contrário, considerou 22 telescópios com raio igual a 5 m, dispostos em arranjos hexagonais a distâncias crescentes do núcleo do chuva (ver figura 4.5).

Os modelos de interação hadrônica e eletromagnética utilizados foram o QGSJET e EGS4, pelos motivos descritos na página 35. As interações hadrônicas a baixas energias ( $< 80$  GeV) foram feitas pelo GHEISHA. O modelo de interação hadrônico prevê satisfatoriamente o número de múons para os chuviros simulados neste trabalho (energias abaixo de  $10^{15}$  eV) não influenciando a validade dos resultados.

Os limiares de geração de elétrons e múons foram fixados a 0.02 GeV e 0.1 GeV respectivamente. Esses valores de energia estão abaixo do limiar de geração de luz Čerenkov das duas partículas (ver seção 3.3).

A geração de luz Čerenkov deu-se com a ativação de AA, RE e EQ e *CERSIZ* igual a um. Ressalto que a simulação da biblioteca dos chuviros apresentada na tabela 5.2 só foi possível graças à redução do tempo de execução e tamanho do arquivo de saída. O espaço total ocupado pelos dados a serem apresentados no próximo capítulo somam aproximadamente 3 giga bytes, que sem a redução imposta pela aplicação dos fenômenos de absorção seriam 30 giga bytes, o que vetaria a realização do estudo.

### Simulação do telescópio

O programa de simulação do telescópio utilizado nesse trabalho foi desenvolvido por Vladimir V. Vassiliev para a colaboração Whipple/VERITAS.

O programa intitulado TELSİM representa uma descrição muito realista de um telescópio, por incluir vários parâmetros medidos diretamente no Observatório Whipple.

TELSİM utiliza o ângulo e posição de incidência de cada fóton e os reflete em espelhos, cujas especificações podem ser alteradas pelo usuário, até a câmara de fotomultiplicadoras.

A câmara também é completamente ajustável: número, distância, raio e tipo das fotomultiplicadoras. Encontram-se também representados os cones de redirecionamento e a propagação do tempo de chegada é feita de acordo com a geometria dos espelhos.

Para todas as posições de espelhos e fotomultiplicadoras é possível definir uma incerteza. Assim, o programa sorteia de acordo com uma distribuição Gaussiana a posição exata dos instrumentos para cada evento.

O telescópio como um todo, na versão original do programa, só podia ter arranjo geométrico de Davies-Cotton com raio e número de faces espelhadas definidas pelo usuário. O posicionamento do telescópio também pode ser definido através dos ângulos  $\theta$  e  $\phi$  do eixo do telescópios.

Mudanças foram feitas por mim e pelo Dr. Johannes Knapp para adaptá-lo à saída do CORSIKA e permitir o uso de telescópios parabólicos. As modificações criaram uma linha de programas que inclui a simulação de Monte Carlo (CORSIKA), a simulação do telescópios (TELSİM) e a visualização dos principais dados, tais como o sinal na câmara e o tempo de chegada (via PAW), completamente compatível e eficiente.

# Capítulo 5

## Distinção da Partícula Primária

Em astronomia de raios gama é imprescindível a distinção entre prótons e gamas primários. No estudo dos objetos celestes emissores de raios gama, todos os parâmetros a serem determinados, tais como posição do objeto, fluxo e espectro de emissão, dependem, primeiramente, da eficiência na separação dos eventos iniciados por gamas e prótons.

No tocante à geração de luz Čerenkov, as diferenças básicas entre o desenvolvimento de chuviros iniciados por gamas e prótons estão diretamente relacionadas com o caráter hadrônico<sup>1</sup> das interações em chuviros iniciados por prótons. São duas as diferenças marcantes:

- Interações do tipo forte, presentes entre hádrons, oferecem grande momento lateral às partículas filhas em cada interação. Considerando o caráter multiplicativo de um chuviro atmosférico, podemos prever uma maior distribuição lateral das partículas carregadas de chuviros iniciados por prótons que de chuviros iniciados por gamas.

Esta hipótese vem sendo medida e confirmada pelos experimentos de raios cósmicos e confrontada com dados simulados, como pode ser visto em [63, 64, 65] e em referências lá inclusas.

Como os fótons Čerenkov são produzidos pelas partículas carregadas com velocidade maior que  $c/n$ , esperamos que os fótons em um chuvi-

---

<sup>1</sup>Os termos caráter hadrônico ou muônico e componente hadrônica ou muônica referem-se aos fótons Čerenkov produzidos por múons ou outra partícula carregada não produzida em cascatas eletromagnéticas em chuviros iniciados por qualquer partícula que não seja um gama.

Número Médio de Múons		
	Próton	Gama
1 TeV	$23.8 \pm 10.3$	$0.2 \pm 0.2$
10 TeV	$198.8 \pm 67.1$	$1.7 \pm 1.5$
50 TeV	$803.3 \pm 244.5$	$19.8 \pm 14.9$

Tabela 5.1: Comparação entre o número de múons produzidos em chuueiros iniciados por gamas e prótons que atingiram 1390 m de altitude.

ro hadrônico provenham de distâncias maiores em relação ao eixo do chuueiro;

- Chuueiros hadrônicos produzem grande número de múons quando comparados com os iniciados por gamas. Como exemplo da eficiência na produção de múons, cito dados simulados de 100 chuueiros de 1 TeV, 10 chuueiros de 10 TeV e 50 chuueiros de 50 TeV, resumidos na tabela 5.1.

Os múons, quando produzidos, propagam-se pela atmosfera com probabilidade muito baixa de interação, atingindo assim, na sua grande maioria, o nível de detecção.

Durante todo o percurso na atmosfera, os múons produzem radiação Čerenkov. Logo, a luz Čerenkov produzida por múons é uma característica de chuueiros hadrônicos.

Além destas duas principais diferenças, temos ainda, para baixas energias (abaixo de 5 TeV), o desenvolvimento da cascata eletromagnética como ponto distinto entre os dois tipos de chuueiros. Chuueiros iniciados por gamas possuem cascatas eletromagnéticas em maior número do que os chuueiros hadrônicos, produzindo assim, maior quantidade de fótons Čerenkov provindos da parte eletromagnética do chuueiro.

Portanto, as diferenças podem ser resumidas ao maior momento lateral de chuueiros hadrônicos e à razão do número de fótons gerados na parte eletromagnética pelos gerados na parte muônica ser maior para chuueiros iniciados por gamas.

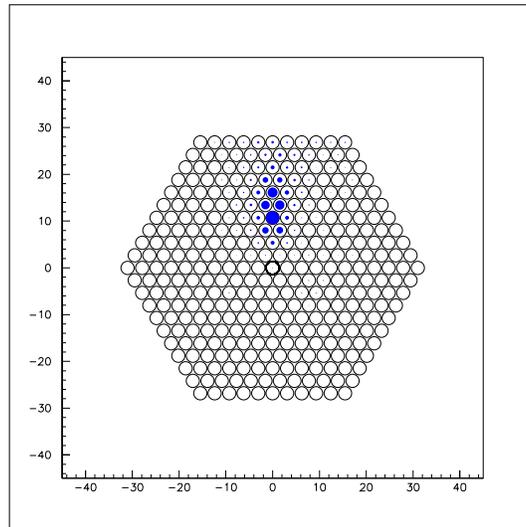


Figura 5.1: Exemplo de imagem elíptica formada na câmara por um chuveiro simulado com energia 3.1 TeV e gama primário. Os eixos mostram distâncias em *cm* em relação ao centro da câmara.

## 5.1 Parâmetros de Hillas

Utilizando a diferença na distribuição lateral, M. Hillas desenvolveu um método de diferenciação de partícula primária e de reconstrução de chuveiros baseado na forma do sinal na câmara de fotomultiplicadoras.

Ao longo do desenvolvimento do chuveiro, as partículas carregadas emitem fótons Čerenkov que, ao incidirem sobre o detector, são refletidos pelo arranjo de espelhos e finalmente detectados pelo conjunto de fotomultiplicadoras.

Devido à geometria de desenvolvimento longitudinal e lateral dos chuveiros, a imagem formada na câmara de fotomultiplicadoras pode ser bem representada por uma elipse (figura 5.1).

A formação da elipse pode ser compreendida analisando a direção de chegada dos fótons no espelho do telescópio. O arranjo geométrico de Davies-Cotton possui a propriedade de que todo raio incidente com a mesma inclinação é refletido para o mesmo ponto no plano focal. Assim, o telescópio transforma a direção de chegada dos fótons em posição de incidência na câmara, estabelecendo uma relação direta entre a imagem formada na câmara

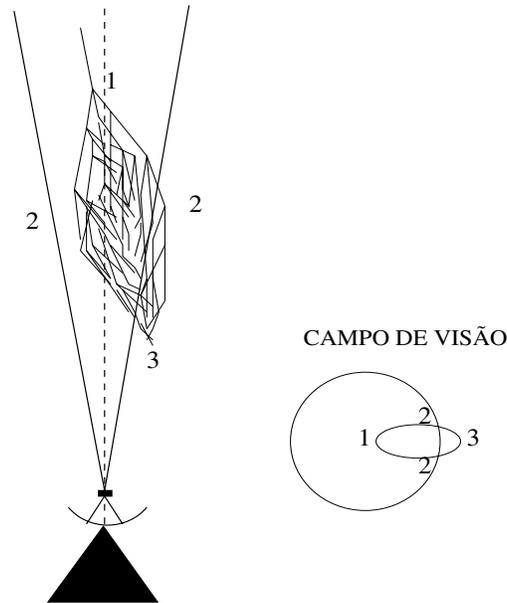


Figura 5.2: Formação da imagem elíptica na câmara de fotomultiplicadoras.

com a geometria de desenvolvimento do chuveiro ( ver figura 3.5).

A figura 5.2 mostra o desenvolvimento do chuveiro delimitando o campo de visão do telescópio. Ao lado está a representação da câmara de fotomultiplicadoras correspondente ao campo de visão. Encontram-se marcados três pontos no desenvolvimento do chuveiro: próximo à interação do primário (1), o máximo (2) e o final do chuveiro (3). Esses mesmos pontos são mostrados na representação da câmara a fim de estabelecer a relação entre a largura do sinal na câmara com a distribuição lateral do chuveiro; relação essa que faz com que a imagem seja aproximadamente uma elipse.

Os Parâmetros de Hillas [66] fazem uso desta propriedade dos chuveiros e através da caracterização da elipse, possibilitam a distinção da partícula primária, graças às diferenças nas distribuições laterais de diferentes primários.

A técnica baseia-se no ajuste dos parâmetros “WIDTH”, “LENGTH”, “AZWIDTH”, “DISTANCE” e “MISS”, com seus nomes originais em inglês.

De acordo com a definição dos parâmetros de Hillas (figura 5.3), estabelecemos uma relação direta entre os parâmetros “WIDTH” e “LENGTH” com o desenvolvimento lateral e longitudinal do chuveiro, respectivamente.

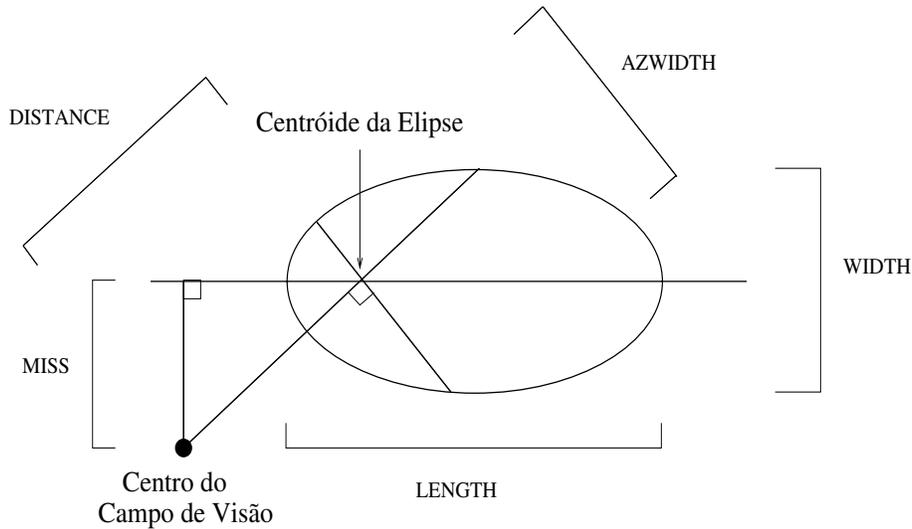


Figura 5.3: Parâmetros de Hillas.

O parâmetro “AZWIDTH” representa uma relação entre a largura do sinal e a orientação da imagem, enquanto “DISTANCE” e “MISS” relacionam-se com a distância entre o centróide da elipse e o telescópio (ver apêndice B).

Através de simulações específicas para diferentes telescópios, distâncias do núcleo do chuveiro, energia, ângulo de inclinação etc, é possível determinar cortes nos parâmetros tal que possamos distinguir gamas e prótons primários.

Para energias acima de 1 TeV, os cortes nos parâmetros relacionados ao tamanho da imagem podem ser ajustados de modo que aproximadamente 100% dos prótons sejam rejeitados. No entanto, aproximadamente 50% dos chuveiros iniciados por gamas também serão eliminados [67]. Essa escolha de eficiência é feita de modo a garantir um conjunto de chuveiros puramente iniciados por gamas.

Sabe-se também que a eficiência na distinção de primários diminui com a inclinação do chuveiro, fato que tem limitado a astronomia de raios gama a observações próximas ao zênite. O trabalho [68] mostra uma redução da significância (ou fator de qualidade) de dois procedimentos de distinção para chuveiros com  $\theta < 30^\circ$  e  $\theta > 30^\circ$  em medidas da Nebulosa de Caranguejo. Para observações com  $\theta < 30^\circ$  os fatores de qualidade para cada método proposto foi de 9.32 e 1.01 enquanto que para  $\theta > 30^\circ$  esses valores reduziram para 1.85 e 0.32 respectivamente. O fator de qualidade encontra-se definido

na página 58 ou em detalhes na referência [69].

Todavia, medidas a grande ângulos zenitais proporcionariam um aumento significativo na área efetiva dos telescópios. De acordo com P. Sommers e J.W. Elbert [60], a área efetiva de um detector é aproximadamente 400 vezes maior a  $80^\circ$  do que a  $0^\circ$ . Nesse mesmo trabalho, eles propõem a utilização de medidas a grandes ângulos para o estudo de fontes emissoras de gamas com energia acima de 1 PeV. Eles ressaltam, contudo, dois principais problemas a serem superados:

- A grandes ângulos, as imagens formadas na câmara por chuveis iniciados por gamas e prótons são muito parecidas, devido à redução do tamanho da imagem em ambos os tipos de chuva;
- O fluxo de gamas é pequeno se comparado com o fluxo de hádrons nessa energia.

Além desses dois pontos, eles também ressaltam a necessidade de enorme precisão no monitoramento das condições atmosféricas, pois pequenas alterações provocariam mudanças significativas nas imagens na câmara, dado que o caminho percorrido na atmosfera pelos fótons Čerenkov aumenta com o ângulo zenital.

Mesmo assim, grande esforço tem sido feito nesse sentido e, recentemente, alguns grupos conseguiram realizar medidas satisfatórias a ângulos zenitais maiores que  $35^\circ$  [70, 71].

Porém, não existem estudos completos sobre a eficiência dos parâmetros de Hillas na distinção de partículas primárias em função da energia, distância do núcleo do chuva, ângulo zenital e tipo de telescópio. Os cortes nos dados medidos são feitos, por cada grupo, especificamente para os limites de cada observação.

## 5.2 Tempo de Chegada

Com base na existência de múons em chuveis atmosféricos iniciados por hádrons, é possível prever uma diferença na distribuição temporal dos fótons Čerenkov detectados. O perfil temporal dos fótons Čerenkov tem sido estudado e proposto como método de distinção de partículas primárias desde o início da utilização da técnica de telescópios de raios gama até mais recentemente [63, 64, 72, 73]. No entanto, a utilização de qualquer tipo de

método baseado na distribuição temporal era limitado pela falta de precisão nas medidas do tempo de chegada.

A medida dos tempos de chegada era principalmente limitada pela precisão das fotomultiplicadoras e pela velocidade de transmissão dos dados através da eletrônica de detecção. Atualmente, com a construção da nova geração de telescópios e com o uso de novas tecnologias, entre elas as *FADCs*<sup>2</sup>, essas limitações serão superadas.

A possibilidade real do uso desta nova metodologia vem despertando grande interesse, tanto em grupos experimentais [74] (alguns experimentos já possuem boa resolução temporal), como em pesquisadores que baseiam seus estudos em simulações de Monte Carlo [75, 76, 61].

A hipótese de distinção da partícula primária baseia-se na teoria que descreve o desenvolvimento da parte muônica e eletromagnética de chuueiros atmosféricos. Múons são gerados nas primeiras interações nos chuueiros e propagam-se por toda a atmosfera com velocidade,  $v_\mu > \frac{c}{n}$ , emitindo luz Čerenkov.

No intervalo de energia de operação dos telescópios de raios gamas, as cascatas eletromagnéticas desenvolvem-se e morrem antes das partículas carregadas atingirem as altitudes típicas dos observatórios. Desta forma, os fótons Čerenkov produzidos nas cascatas percorrem a atmosfera com  $v_f = \frac{c}{n}$ .

Os múons, portanto, viajando com velocidade  $v_\mu$ , atingem os níveis de detecção antes dos fótons Čerenkov gerados pela parte eletromagnética. Esperamos, assim, uma antecipação do sinal muônico em relação ao gerado pela parte eletromagnética (ver figura 5.4).

Com base nessa hipótese, desenvolveram-se parâmetros de medidas das distribuições temporais com o intuito de distinguir a partícula primária, detectando o pico antecipado dos chuueiros iniciados por hádrons.

O método padrão adotado tem sido o estudo dos seguintes parâmetros (ver figura 5.5):

**Tempo de Ascensão (TA):** Medida do intervalo de tempo entre o primeiro ponto a atingir 20% do máximo e o máximo na distribuição temporal;

**Largura Total a Meia Altura (LTMA):** Medida da largura da distribuição no ponto onde ela atinge 50% do máximo;

**Tempo de Declínio (TD):** Intervalo de tempo entre o máximo e o último ponto com valor igual a 20% do máximo.

---

<sup>2</sup>Sigla em inglês para *Flash Analogue to Digital Converter*

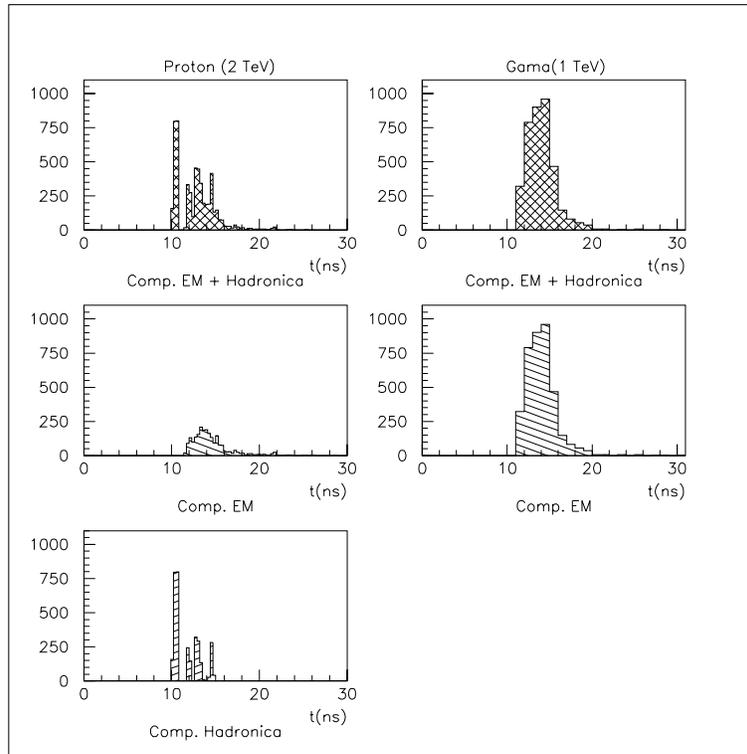


Figura 5.4: Componentes da distribuição temporal de fótons Čerenkov ilustrando a existência de um pico anterior, provindo da parte hadrônica, em um chuvaire iniciado por próton. Chuveiros simulados extraídos da biblioteca listada na tabela 5.2.

Alguns estudos preliminares destes parâmetros podem ser encontrados em [75, 76, 61]. Entretanto, todas as tentativas de distinção foram baseadas em métodos estatísticos de análise. Em [75], por exemplo, M. D. Roberts sugere a possibilidade de determinação da composição de massa dos raios cósmicos no nível do joelho do espectro através da simulação de razões variadas de composição (próton:ferro:oxigênio etc) até que se reproduza a distribuição dos parâmetros igual à medida nos experimentos.

Apesar de algumas discordâncias sobre a possibilidade de utilização do tempo de chegada para exclusão de hádrons analisando evento por evento, existe certo consenso sobre o aumento da dificuldade de distinção de hádrons primários com o aumento da energia, pois para energias acima de aproxima-

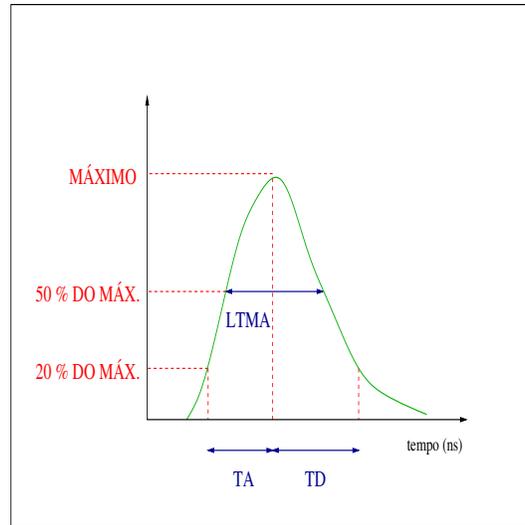


Figura 5.5: Desenho ilustrando a definição dos parâmetros TA, LTMA e TD.

damente 10 TeV, as cascatas eletromagnéticas começam a predominar sobre os múons na geração de fótons Čerenkov.

Desta maneira, dividi meus estudos em duas faixas de energia. A primeira, que chamo de baixa energia, abrange desde o limite inferior de energia de operação dos novos telescópios (30 GeV) até 5 TeV. E outra faixa, denominada alta energia, que inicia-se em 10 TeV e vai até o limite superior de operação dos telescópios (50 TeV).

### 5.2.1 Baixas Energias (30 GeV a 5 TeV)

Inicialmente simulei uma extensa biblioteca (ver tabela 5.2) de chuviscos utilizando o programa CORSIKA com as alterações por mim nele efetuadas. Os fótons Čerenkov incidentes sobre telescópios a 1390<sup>3</sup> m acima do nível do mar que sobreviveram à absorção na atmosfera (AA), à eficiência quântica das fotomultiplicadoras (EQ) e à refletividade dos espelhos (RE), foram considerados detectados.

A biblioteca de chuviscos simulados foi elaborada de modo a permitir a re-utilização dos dados pela Colaboração VERITAS, economizando tempo

<sup>3</sup>Altitude em que será construído o Observatório VERITAS.

Número e Energia de Chuveiros Simulados	
Energia	Número
31 GeV	3300
100 GeV	1000
310 GeV	330
1 TeV	100
2 TeV	20
3.1 TeV	33

Tabela 5.2: Número e energia dos chuveiros simulados. Foram simulados os números correspondentes às energias para gamas e para prótons primários incidentes verticalmente na atmosfera.

de execução.

Para cada fóton Čerenkov detectado foi armazenado o tempo de chegada em um histograma com intervalo de precisão de 0.1 ns.

Obviamente, os parâmetros a serem estudados dependem fortemente da forma geométrica do telescópio. Por isso, realizarei as discussões iniciais sem efetuar a propagação dos fótons por telescópios, ou seja, analisarei o tempo de chegada dos fótons Čerenkov em uma área delimitada por um círculo de raio igual a 5 m. No entanto, continuarei incluindo os fenômenos de EQ, RE e AA, já que estes não dependem da forma do telescópio.

Posteriormente, incluirei a simulação do telescópio, fazendo a reflexão no arranjo de espelhos e propagação até as fotomultiplicadoras.

A análise detalhada dos chuveiros simulados revelou que o perfil temporal de chuveiros hadrônicos mostrado na figura 5.4 **não** se repete com frequência. Aproximadamente 20 % dos chuveiros iniciados por prótons apresentam dois picos distinguíveis. Além disso, 10 % dos chuveiros iniciados por gamas mostram distribuição temporal que devido à irregularidade característica de baixas energias, seriam identificados como iniciados por prótons, por possuírem dois picos separados.

Na grande maioria dos chuveiros iniciados por prótons, a distribuição temporal é concentrada num pequeno intervalo de tempo e chega a atingir um número máximo de fótons comparável ou até maior ao dos chuveiros iniciados por gamas (ver figura 5.6).

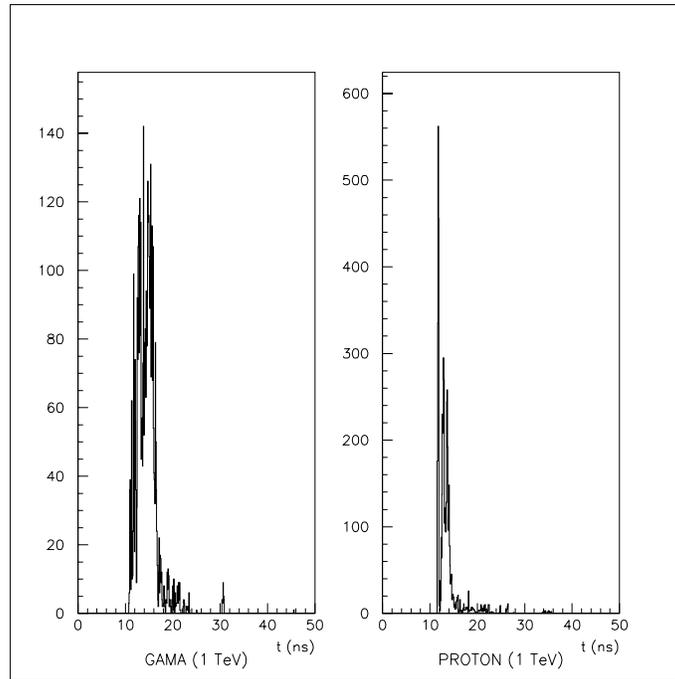


Figura 5.6: Perfil mais freqüente de distribuição temporal de fótons Čerenkov gerados por chuviros com gamas e prótons primários com energia de 1 TeV.

### Novos Parâmetros de Caracterização e Critérios de Corte

Com o intuito de analisar esta característica marcante da distribuição dos chuviros iniciados por prótons, defini outros parâmetros de medida, além dos já estabelecidos TA, LTMA, TD:

**Soma do Sinal<sup>4</sup>:** Computei a soma do número de fótons em cada intervalo de tempo (TA, LTMA, TD), normalizando-as pela soma dos fótons em todo o intervalo;

**Valor Máximo (VM):** É o número máximo de fótons em um intervalo de 0.1 ns;

**Porcentagem do Máximo (PM):** Mede a razão do número máximo de fótons em um intervalo de 0.1 ns pelo número total de fótons detectados.

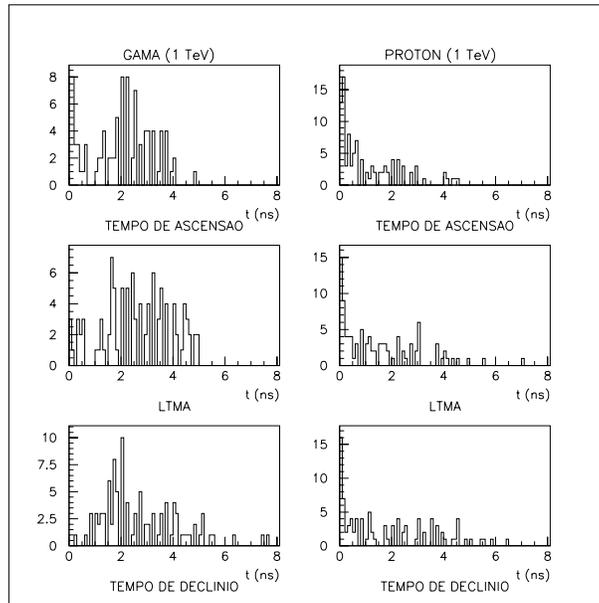


Figura 5.7: Distribuição dos parâmetros de distinção.

Minha intenção na introdução desses parâmetros foi identificar os chuveiros iniciados por prótons através da concentração do sinal em pequenos intervalos de tempo.

O estudo das distribuições dos parâmetros de caracterização (TA, LTMA etc) não possibilita a identificação de nenhum parâmetro que isoladamente assumia valores muito distintos para chuveiros iniciados por prótons e gamas. Apesar da aparente impossibilidade, iniciei uma procura por cortes que pudessem de alguma forma identificar a partícula primária.

Observando as figuras 5.7 e 5.8, verificamos as diferenças dos parâmetros para gamas e prótons. Como esperado, os parâmetros de tempo (TA, LTMA e TD) apresentam pequenos valores para prótons. Veja que os máximos das distribuições para prótons primários estão sempre próximos de zero enquanto que, para gamas, as distribuições assumem valores máximos em torno de 2 ns.

<sup>4</sup>Chamarei STA, SLTMA e STD a soma do número de fótons nos intervalos de tempo TA, LTMA e TD, respectivamente.

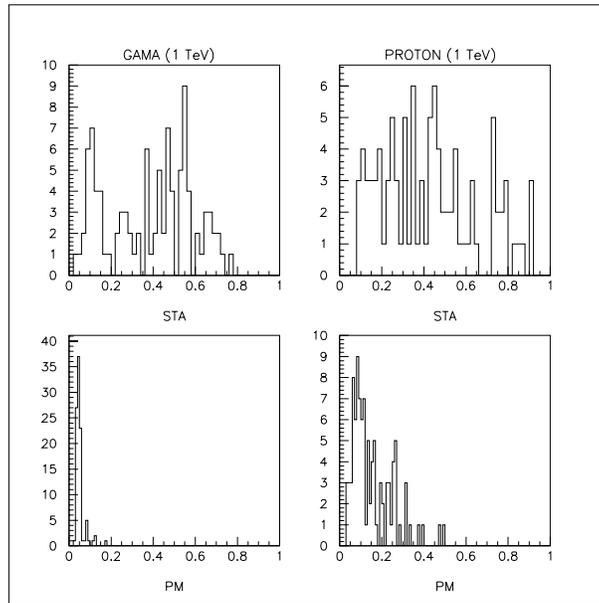


Figura 5.8: Distribuição dos novos parâmetros de distinção.

Da mesma forma, note que não existe chuva iniciado por gama com  $STA > 0.8$ , ao passo que, para prótons primários, a distribuição estende-se para valores próximos de 1. Isso mostra que, em alguns chuvas iniciados por prótons, a parte de ascensão da distribuição soma mais de 80% dos fótons Čerenkov detectados naquele evento.

Verifica-se ainda que o parâmetro PM sempre assume valores menores que 0.2 para gamas e valores bem mais altos para prótons primários, comprovando assim a concentração de fótons Čerenkov em pequenos intervalos de tempo para prótons.

Notamos, no entanto, que nenhum dos parâmetros oferece domínios exclusivos de gamas ou prótons.

Na tentativa de superar essa limitação e de estabelecer limites para ambas as partículas primárias, impus cortes simultâneos em mais de um parâmetro.

Depois de muitas tentativas e análises estatísticas cheguei aos seguintes valores para chuvas verticais com eixo sobre o telescópio e energia de 1 TeV:

$$\text{SE} \begin{cases} TA & e & LTMA & > & 1.5 \text{ ns} & OU \\ LTMA & e & TD & > & 1.5 \text{ ns} & OU \\ TA & e & TD & > & 1.5 \text{ ns} & \end{cases}$$

E

$$\text{SE} \begin{cases} STA & < & 0.75 & E \\ PM & < & 0.06 & \end{cases}$$

ENTÃO O EVENTO É INICIADO POR GAMA.

Aplicando esses cortes em 100 chuveiros iniciados por gamas e 100 chuveiros iniciados por prótons com energia igual a 1 TeV e estando o telescópio sob o eixo do chuveiro, obtive uma seleção de 83 dos 100 chuveiros iniciados por gamas e exclusão de 91 dos 100 chuveiros iniciados por prótons.

Essa seleção foi feita analisando chuveiro por chuveiro.

Para medirmos a eficiência do método podemos definir um fator de qualidade  $q$ , dado por:

$$q = \frac{N_a^\gamma}{N_t^\gamma} \left( \frac{N_a^{pr}}{N_t^{pr}} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (5.1)$$

$N_t^\gamma$  e  $N_t^{pr}$  são os números totais de chuveiros iniciados por gamas e prótons.  $N_a^\gamma$  é o número de chuveiros iniciados por gamas, identificados como gama pelo método de distinção.  $N_a^{pr}$  é o número de chuveiros iniciados por prótons que foram identificados como gama pelo método de distinção.

A figura 5.9 mostra a variação do fator de qualidade com o número de chuveiros iniciados por gamas e prótons que foram identificados como gamas. Notamos que o fator assume valores mais altos para métodos de seleção que excluem prótons que para métodos que selecionam gamas. Essa característica do fator de qualidade atende às necessidades da astronomia gama de valorizar observações de chuveiros iniciados predominantemente por gamas.

O trabalho [73] mostra dados medidos da Nebulosa de Caranguejo, no qual a separação dos primários foi feita via análise da distribuição temporal. Um conjunto de 3000 eventos medidos foi analisado visualmente, um a um, à procura de picos antecipados e atrasados na distribuição temporal.

Os autores do trabalho alegam ter conseguido um fator de qualidade próximo a 4. No entanto, uma rígida pré seleção foi imposta a fim de ex-

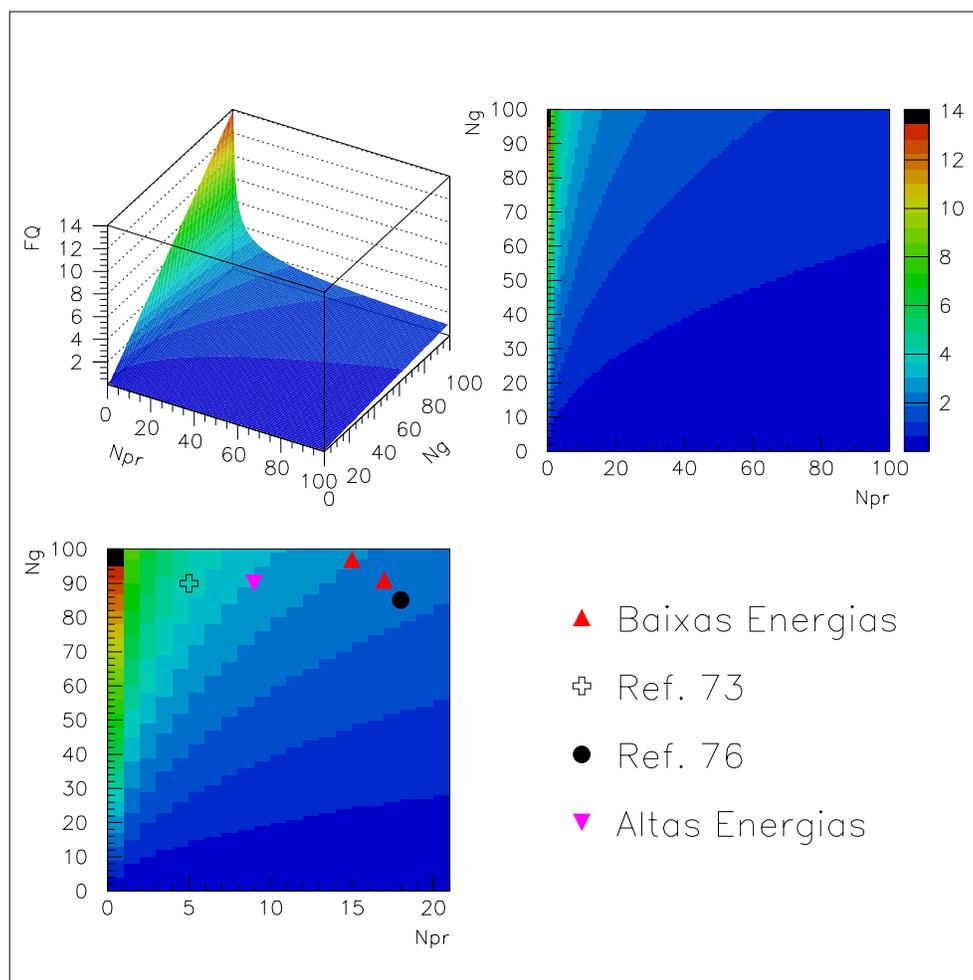


Figura 5.9: Estudo do fator de qualidade (FQ), considerando um número total de 100 chuveiros iniciados por gammas e 100 chuveiros iniciados por prótons. A primeira figura mostra a variação do fator de qualidade com o número de prótons ( $N_{pr}$ ) e gammas ( $N_g$ ) identificados como gammas por um método hipotético. A segunda figura é uma visão superior da primeira. A última figura mostra um corte da segunda com alguns pontos marcando os valores dos métodos que serão propostos a seguir e outros cujas referências estão citadas.

cluir chuveiros de pequeno sinal, aumentando o limite inferior de energia de operação do telescópio para aproximadamente **6 TeV**.

Outra tentativa de distinção via distribuição temporal relatada em [76] resulta em um fator de qualidade em torno de 2.

Para os cortes aqui estabelecidos, o fator de qualidade, segundo a equação 5.1, é de 2.8. Para verificação, um segundo conjunto de 200 chuveiros completamente independente foi simulado e os resultados se repetiram, apresentando um fator de qualidade 2.5.

Os parâmetros TA e PM (mais de 50 % das exclusões) foram os mais importantes para a eficiência dos cortes, sendo que STA e TD foram úteis para a eliminação de aproximadamente 5 % de prótons.

Lembro que estudos pontuais são válidos por terem os telescópios boa resolução angular, determinação do núcleo do chuveiro e determinação da energia. Ou seja, reconstruídos os parâmetros do chuveiro, poderemos determinar os valores exatos dos cortes para aquela configuração (ângulo de incidência etc) sem acrescentarmos grandes imprecisões.

Quantificada a qualidade do método aqui proposto, estudarei a continuidade da eficiência, variando os parâmetros dos chuveiros simulados.

### Dependência do Parâmetros com o Ângulo de Incidência

Primeiramente, analisei a variação dos parâmetros com a inclinação do chuveiro. Estudos anteriores, baseados na presença de picos adiantados referentes à parte muônica, defendiam a possibilidade de mais fácil distinção dos primários a grande ângulos zenitais.

Esta previsão foi deduzida a partir do fenômeno que provoca a chegada de fótons adiantados em chuveiros hadrônicos. A diferença no tempo de chegada é consequência direta da interação de fótons e múons com a atmosfera, que provoca a diferença na velocidade de propagação ( $v_\mu > \frac{c}{n}$  e  $v_f = \frac{c}{n}$ ).

Para chuveiros inclinados, o trajeto das partículas do chuveiro na atmosfera aumenta. A extensão máxima da atmosfera é de aproximadamente 100 km na vertical e 1200 km na horizontal. Além disso, a atmosfera permanece mais densa a grandes distâncias na horizontal do que na vertical, fazendo a extensão máxima, medida em quantidade de matéria atravessada, aumentar de  $1000 \text{ g/cm}^2$  para  $36000 \text{ g/cm}^2$  [75]. Assim, espera-se maior separação do sinal muônico em relação ao eletromagnético para chuveiros inclinados.

A figura 5.10 mostra a variação dos parâmetros TA, LTMA, TD, STA e PM em função do ângulo de incidência. Cada ponto representa a média em

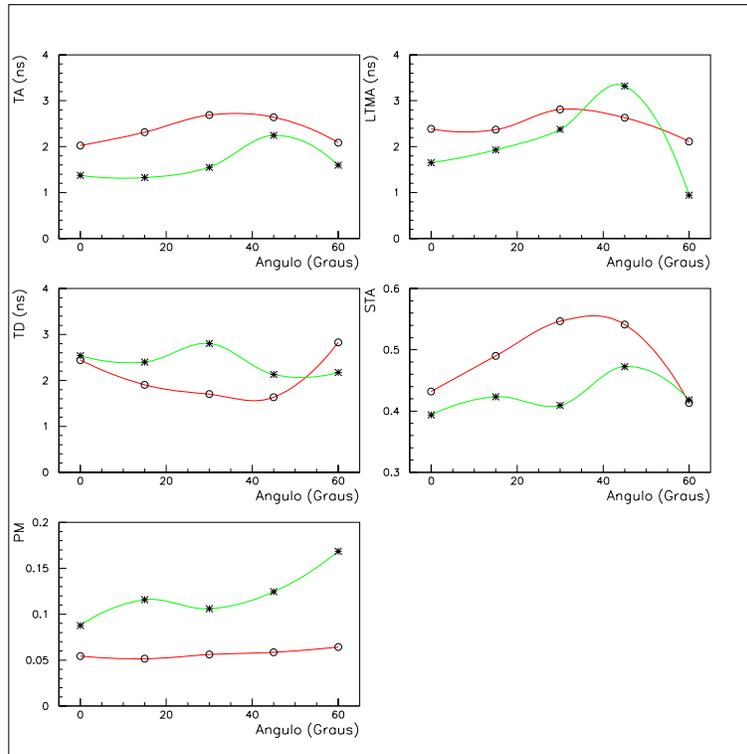


Figura 5.10: Variação dos parâmetros de seleção com a inclinação do chuveiro. A linha verde com símbolo \* representa chuveiros iniciados por prótons e a linha vermelha com símbolo o representa chuveiros iniciados por gama. Todos os chuveiros são incidentes sobre o telescópio com energia do primário igual a 1 TeV.

20 chuveiros e as barras de erro não são mostradas para manter a clareza do gráfico. Para os parâmetros de tempo, as barras têm valor em torno de 0.7 ns para prótons primários e 0.4 ns para gamas primários, enquanto que, nos parâmetros de soma do número de fótons (STA), o erro é aproximadamente 0.2 para ambas as partículas primárias. PM apresenta o menor desvio, com valor aproximadamente 0.02 para ambas as partículas.

As barras de erro se sobrepõem para a maioria dos parâmetros, exceto PM. Porém, lembro que os desvios não devem ser interpretados da maneira direta usual, dado que os cortes não são efetuados em apenas um parâmetro. A maneira mais apropriada de análise é a comparação da separação das curvas entre os chuveiros verticais e inclinados.

Os argumentos acima sobre as barras de erro, os valores dos erros e o número de chuveiros simulados podem ser estendidos da figura 5.10 para as figuras 5.11 e 5.12.

Observamos que os parâmetros TA e PM mantêm a mesma separação até a inclinação de aproximadamente  $50^\circ$ . Depois de  $50^\circ$ , TA perde sua eficiência enquanto PM apresenta ligeiro aumento na separação das curvas. Os parâmetros LTMA e TD apresentam maior variação, sendo LTMA útil apenas a pequenos ângulos e TD útil no intervalo aproximado  $10^\circ$  até  $40^\circ$ . Da mesma forma, STA mostra-se mais eficiente a ângulos intermediários.

Não foi confirmada a hipótese de maior distinguibilidade para grandes ângulos. Sabemos que outro fator concorrente nessa faixa de energia é a redução no número de fótons detectados com o aumento da inclinação do chuveiro.

### **Dependência dos Parâmetros com a Energia do Primário**

O próximo passo foi o estudo da variação dos parâmetros com a energia do chuveiro. A figura 5.11 mostra o resultado das simulações. Notamos que, para energias menores que aproximadamente 500 GeV, quase nenhum parâmetro oferece separação suficiente das curvas, exceto PM, no qual aumenta a diferença entre os valores. Isso acontece, também, devido à enorme redução do número de fótons gerados pela parte eletromagnética para energias inferiores a 500 GeV, acarretando a redução da largura da distribuição e invalidando o uso destes parâmetros.

Na verdade, notamos que os parâmetros TA, LTMA e TD mantêm-se diferentes para gamas e prótons primários apenas num intervalo mediano, aproximadamente entre 600 GeV e 2 TeV, variando de parâmetro para parâmetro.

### **Dependência dos Parâmetros com a Distância entre o Ponto de Impacto e o Telescópio**

Outro fator a influenciar os valores dos parâmetros é a distância entre o ponto de impacto<sup>5</sup> do chuveiro e o telescópio. A figura 5.12 mostra a dependência para o intervalo de distância de 0 a 200 m. É claramente visível que a validade do método é drasticamente prejudicada com o aumento da distância do ponto de impacto do chuveiro.

---

<sup>5</sup>Ponto de impacto é o ponto em que o eixo do chuveiro intercepta o plano do detector.

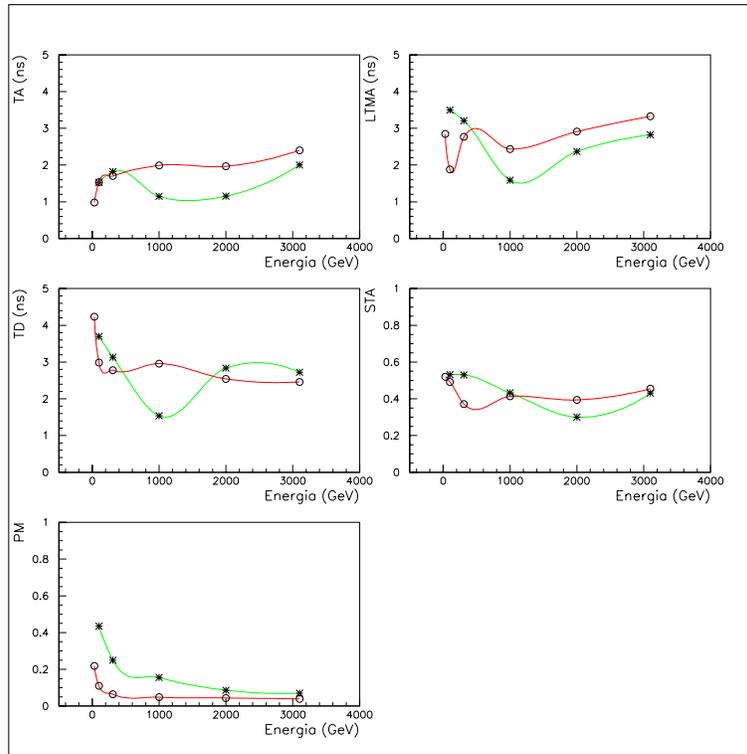


Figura 5.11: Variação dos parâmetros de seleção com a energia do primário. A linha verde com símbolo \* representa chuviscos iniciados por prótons e a linha vermelha com símbolo o representa chuviscos iniciados por gamas com  $\theta = 0^\circ$ .

Os parâmetros TA e LTMA mantêm a separação dos valores para distâncias menores que aproximadamente 50 m, enquanto TD e STA confirmam mais uma vez sua inutilidade. PM é o único que continua oferecendo poder de distinção para distâncias de até 100 m, aproximadamente.

No entanto, notamos uma curiosa dependência dos valores de todos os parâmetros com a distância do chuvisco. Os valores dos parâmetros, para gamas primários, variam fortemente com a distância até um valor extremo (mínimo para TA, LTMA e STA e máximo para PM) em torno de 130 m, quando mostram uma rápida inflexão.

Essa dependência revela a compensação geométrica descrita em [64]. Considerando o desenvolvimento de um chuvisco iniciado por gama, encontramos que a largura da distribuição dos tempos de chegada de fótons Čerenkov, pa-

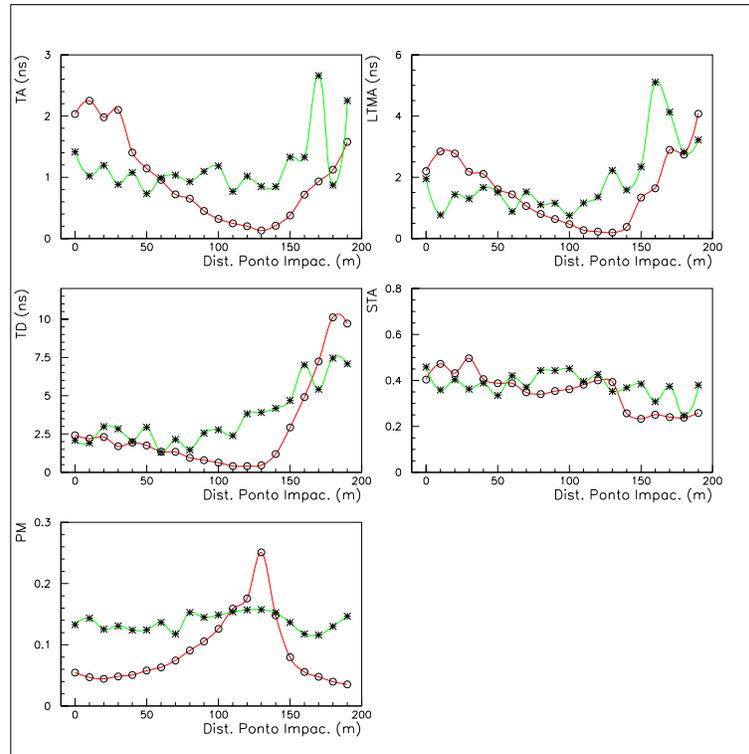


Figura 5.12: Variação dos parâmetros de seleção com a distância do ponto de seleção com a distância do ponto de impacto do chuveiro. A linha verde com símbolo \* representa chuveiros iniciados por prótons e a linha vermelha com símbolo o representa chuveiros iniciados por gama. Todos os chuveiros simulados com  $\theta = 0^\circ$ .

ra um chuveiro incidente sobre o telescópio, representa o desenvolvimento longitudinal do mesmo.

Todavia, para telescópios afastados do centro do chuveiro, existe uma diferença crucial entre o percurso de fótons emitidos a altas e baixas altitudes. Considerando o fóton f1 emitido no início do chuveiro e o fóton f2 emitido no final do mesmo, ambos serão detectados por um telescópio a uma distância  $d$  do ponto de impacto do chuveiro.

O aumento de  $d$  faz com que o caminho percorrido por f1 e f2 aumente também, mas não causa o mesmo efeito sobre o tempo de chegada dos dois fótons. Isso porque o aumento no percurso de f1 se dá em uma faixa de atmosfera com índice de refração menor do que para f2.

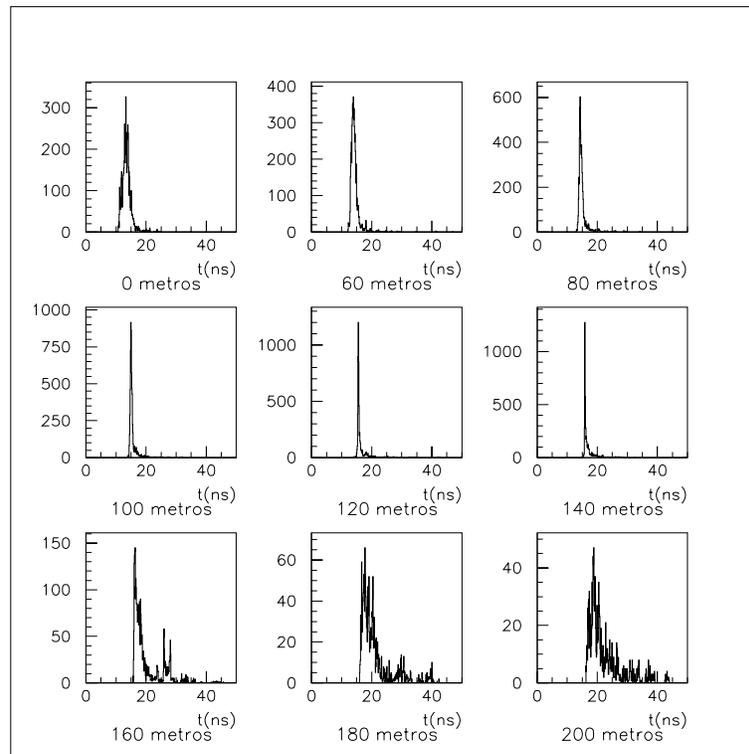


Figura 5.13: Exemplo da variação da largura da distribuição temporal em função da distância entre o telescópio e o ponto de impacto do chuvaire. Energia do primário igual a 1 TeV - Chuveiro iniciado por gama incidente na vertical.

Como resultado temos que a diferença entre o tempo de chegada de  $f_1$  e  $f_2$  diminui com o aumento de  $d$ . O raciocínio é extensivo para todos os fótons emitidos no chuvaire, proporcionando uma dependência da largura da distribuição temporal com o aumento de  $d$ , o que pode ser visto na figura 5.13.

Em 1984, Hillas e Patterson [64] mostraram que a compensação se dá aproximadamente a 125 m do ponto de impacto do chuvaire e chamaram esse ponto de ombro da distribuição. Eles também mostraram que, para distâncias maiores que 125 m, a largura da distribuição é função direta da distância do telescópio.

### **Dependência dos Parâmetros com a Forma do Espelho**

A grande maioria dos telescópios de luz Čerenkov possui arranjo geométrico de Davies-Cotton ou Parabólico. O arranjo de Davies-Cotton é caracterizado por possuir uma combinação de espelhos esféricos que possibilita a relação unívoca entre um ponto na câmara de fotomultiplicadoras e a direção de chegada dos fótons.

Os espelhos parabólicos baseiam-se na definição da parábola, como o lugar geométrico equidistante do foco e da diretriz, para explorar suas propriedades de reflexão.

No tocante ao tempo de chegada, vemos que, para uma frente plana de fótons incidente sobre um telescópio parabólico, todos os fótons do plano chegam à câmara de fotomultiplicadoras ao mesmo tempo, enquanto que para um espelho esférico, os fótons incidentes na parte mais interna da superfície sofrem um acréscimo no tempo relativo aos fótons refletidos nas partes mais externas.

Essa propriedade faz com que os espelhos parabólicos sejam chamados de isócronos e, como mostrarei adiante, mais apropriados para o estudo da distribuição temporal.

Utilizando 100 chuveiros verticais com energia do primário igual a 1 TeV, propaguei os fótons através de quatro diferentes telescópios com os arranjos geométricos:

**Whipple:** Davies-Cotton com diâmetro igual a 10 m e distância focal 7.3 m;

**VERITAS:** Davies-Cotton com diâmetro igual a 10 m e distância focal 12 m;

**Parabólico:** Espelho parabólico com abertura e distância focal de 10 m;

**MAGIC:** Telescópio semelhante ao que a colaboração MAGIC construirá. Arranjo parabólico com abertura de 17 m e distância focal de mesmo valor. Nesse caso, os estudos foram feitos utilizando um segundo conjunto de chuveiros simulados, no qual defini a área de detecção como sendo um círculo de raio 8.5 m.

Aplicando basicamente os mesmos cortes descritos na seção 5.2.1, com pequenas otimizações para cada tipo de espelho, obtive os resultados apresentados na tabela 5.3.

Comparação entre diferentes telescópios			
	Gamas	Prótons	Fator de Qualidade
Whipple	98	85	1.06
VERITAS	98	91	1.02
Parabólico	90	27	1.73
MAGIC	93	30	1.69

Tabela 5.3: Número de chuviros aceitos pelos cortes em diferentes telescópios.

As diferenças nos cortes, de espelho para espelho, são mínimas. Por exemplo, para espelhos parabólicos os cortes nos tempos aumentaram de 1.5 para 1.8 ns.

Como vemos, os dois espelhos parabólicos apresentam desempenho muito superior na utilização do perfil temporal como técnica de distinção. Por outro lado, os telescópios com arranjo de Davies-Cotton invalidam completamente o uso da técnica.

Isso se deve à já explicada característica do arranjo de Davies-Cotton de não ser isócrono. A figura 5.14 mostra o perfil temporal do mesmo chuviro para três tipos de arranjos. Notamos que os arranjos de Davies-Cotton provocam um aumento considerável na largura da distribuição, destruindo a principal característica explorada pelos cortes aqui impostos. Da mesma forma, vemos que os espelhos parabólicos pouco alteram o perfil temporal, mantendo a validade dos cortes.

### 5.2.2 Altas Energias (10 a 50 TeV)

Devido ao tamanho dos arquivos de saída das simulações para grandes energias não foi possível realizar um estudo tão detalhado quanto o feito na região de baixa energia. Assim, concentrei-me na análise da possibilidade de distinção de partículas primárias em evento por evento e no fenômeno de aumento da distinguibilidade para chuviros inclinados.

Para essa faixa de energia defini apenas um telescópio com raio igual a 5 m para diminuir o tamanho do arquivo de saída.

Os primeiros estudos foram realizados em 50 chuviros iniciados por gamas e 50 chuviros iniciados por prótons com energia de 50 TeV e inclinação de  $0^\circ$  e  $30^\circ$ . Nem a distribuição dos parâmetros de distinção nem os perfis temporais mostram qualquer diferença notável para as duas inclinações.

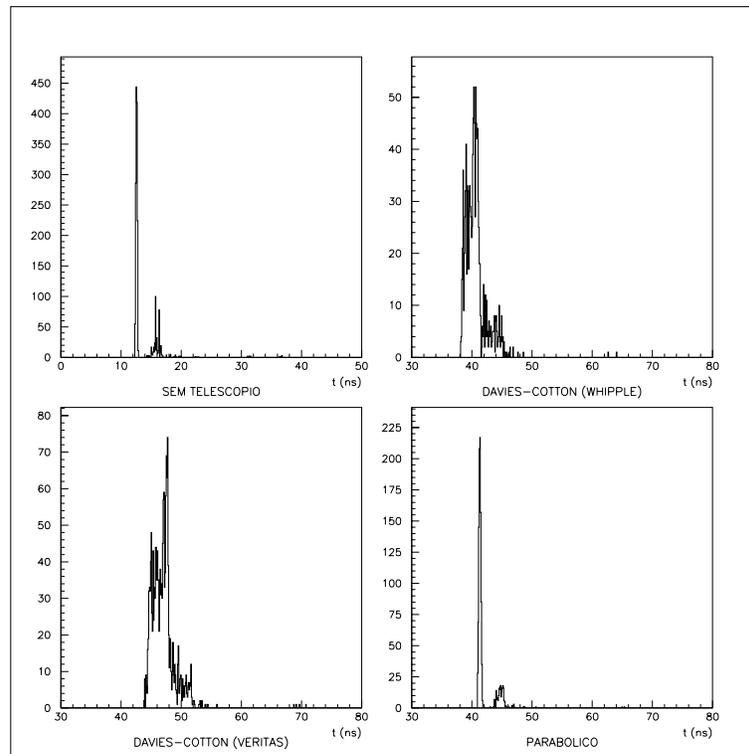


Figura 5.14: Perfil temporal típico para três arranjos geométricos de telescópios.

Mesmo depois de análises mais detalhadas não consegui desenvolver nenhum método de distinção.

Em seguida analisei 150 chuviscos iniciados por gamas, prótons e ferros em igual número, com energia de 30 TeV e inclinações de  $0^\circ$  e  $50^\circ$ . Para  $0^\circ$  não existe nenhuma diferença nos perfis temporais de gamas, prótons e ferros.

No entanto, para  $50^\circ$  a diferença mostra-se através do aparecimento de um pico adiantado nos chuviscos iniciados por hádrons, bem como nas distribuições dos parâmetros de distinção (ver figura 5.15).

A distribuição dos tempos de chegada de fótons em chuviscos iniciados por prótons mostra claramente o pico adiantado. A distribuição para ferros primários não é tão marcada pelo pico, mas mostra um número elevado de fótons na parte inicial da distribuição quando comparada com gamas primários.

Nas distribuições dos parâmetros, duas diferenças são destacáveis: TA assume valores menores, enquanto LTMA apresenta valores maiores para prótons e ferros, quando comparados com gamas primários.

Aplicando cortes em TA ( $TA > 2 ns$ ) e LTMA ( $LTMA < 4.5 ns$ ) (ver figura 5.16), obtive a seleção de 45 chuveiros iniciados por gama, 7 iniciados por próton e 2 iniciados por ferro, num total de 50 chuveiros de cada primário, resultando num fator de qualidade 3 (gamas:hádrons).

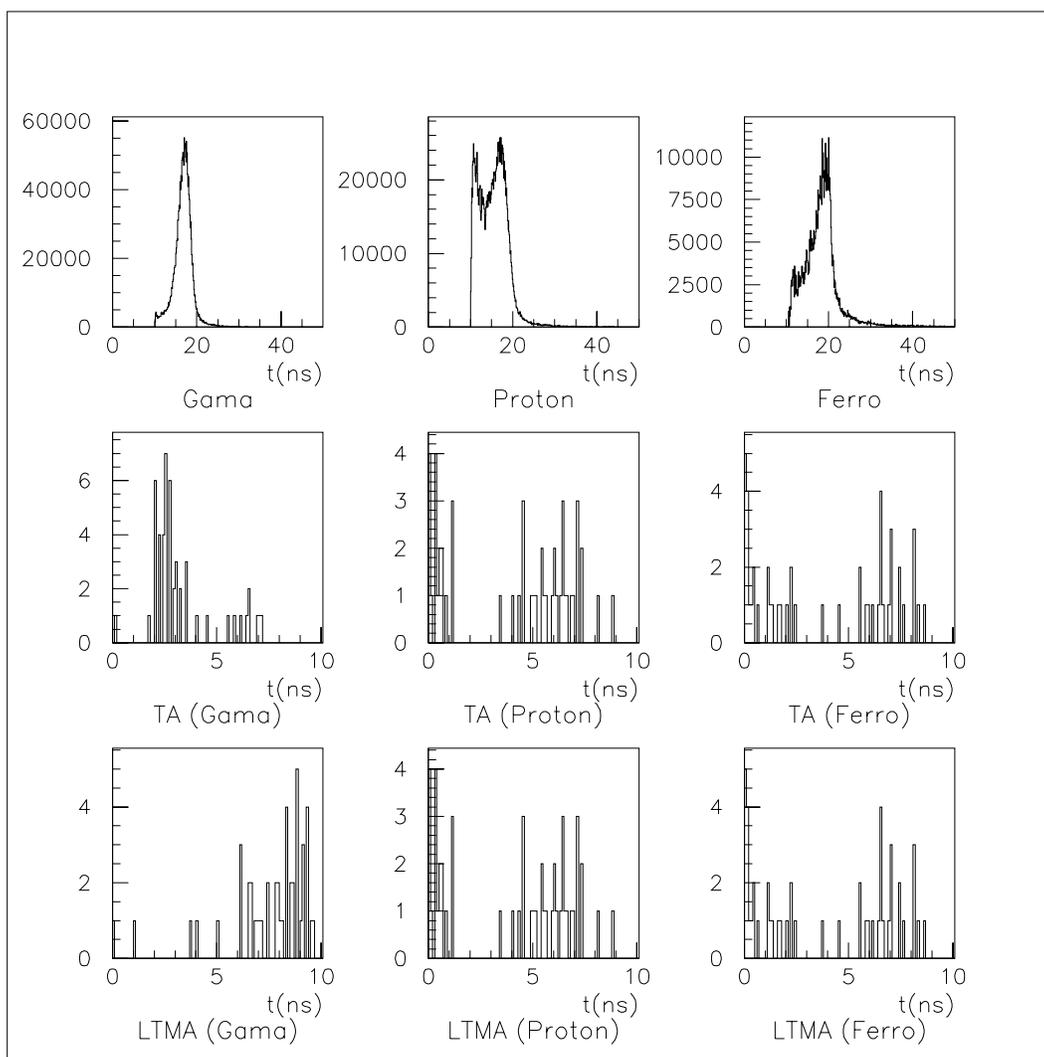


Figura 5.15: Diferenças entre gamas, prótons e ferros primários. A primeira linha mostra a distribuição temporal sobreposta dos 50 chuveiros de cada tipo de primário simulados a  $50^\circ$ . Na segunda linha está a distribuição do parâmetro Tempo de Ascensão e na terceira o parâmetro Largura Máxima a Meia Altura.

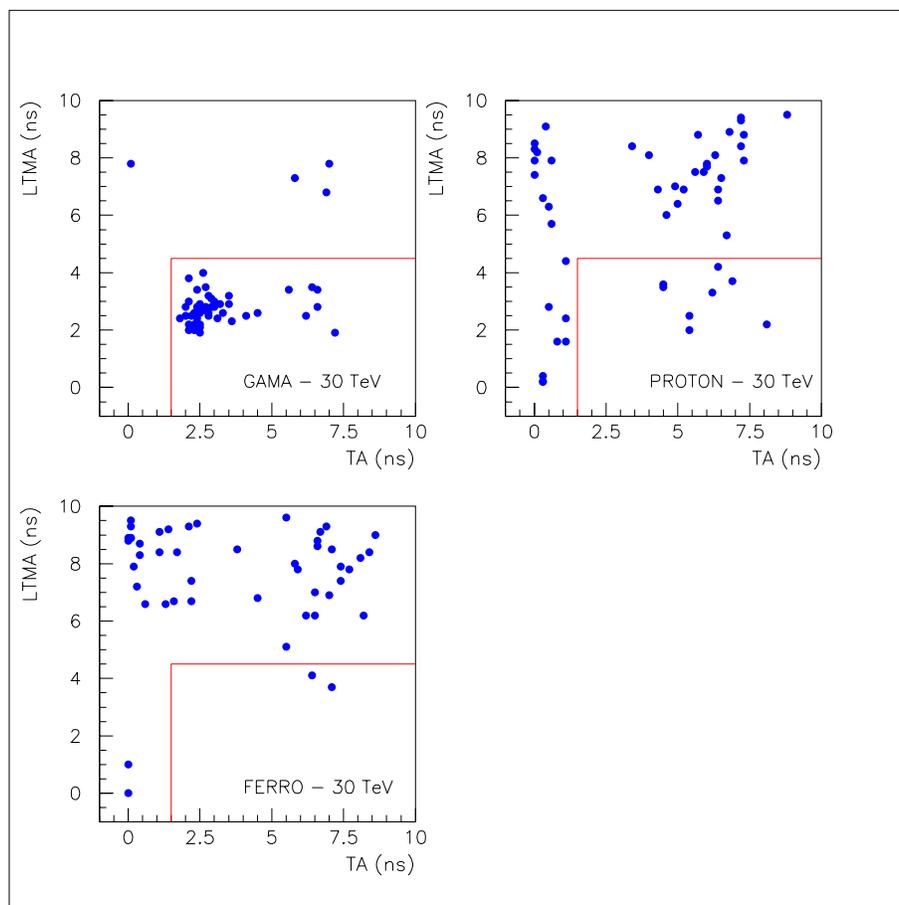


Figura 5.16: Visualização dos cortes aplicados nos chuveiros simulados. O retângulo mostra os chuveiros identificados como iniciados por gamas para prótons, ferros e gamas primários com energia de 30 GeV.

# Capítulo 6

## Conclusões

Neste capítulo apresentarei a compilação dos resultados obtidos no estudo do uso do tempo de chegada como técnica de distinção da partícula primária.

Poucas conclusões têm sido feitas neste recente campo da astronomia de raios gamas. Apesar da possibilidade de uso do tempo de chegada ser uma antiga proposta, apenas nos últimos anos, devido ao fim das limitações experimentais, estudos mais aprofundados têm sido realizados.

Todos os trabalhos publicados sobre o assunto elaboram métodos de distinção baseados na presença de picos antecipados em chuveis iniciados por hádrons. Neste aspecto, o método desenvolvido ao longo do capítulo 5, para baixas energias, é inovador ao abandonar a idéia de identificação de picos e revelar novas características, ainda não exploradas, dos chuveis hadrônicos.

Extensas simulações de Monte Carlo mostraram que a descontinuidade na distribuição referente à chegada de múons não é freqüente e permitiram a descoberta de que chuveis iniciados por prótons apresentam distribuição temporal com alta concentração de fótons Čerenkov em pequenos intervalos de tempo.

Para usufruir desta propriedade, novos parâmetros foram introduzidos (STA, SLTMA, STD e PM). Os parâmetros de soma de fótons mostraram pequena contribuição ao método, porém PM mostrou-se extremamente eficaz, sendo responsável pela exclusão de aproximadamente 40 % dos prótons a 1 TeV.

### Baixas Energias (30 GeV a 5 TeV)

Os estudos apresentados no capítulo 5 são, sem dúvida, um dos mais completos realizados nesta faixa de energia até então e, como mostrarei, revelam uma técnica promissora.

Análises das distribuições dos parâmetros de distinção permitiram estabelecer um método de determinação da partícula primária. Importante progresso foi conseguido com a aplicação de cortes simultâneos em diferentes parâmetros.

Esses cortes permitem a exclusão dos primários por detectarem altas concentrações de fótons nas distribuições do tempo de chegada em chuveiros iniciados por hádrons. Para um conjunto de 400 chuveiros iniciados por prótons e gamas em mesmo número obtive um fator de qualidade entre 2.5 e 2.8.

No entanto, a variação dos parâmetros de distinção com a inclinação do eixo do chuveiro, distância entre o ponto de impacto e o telescópio e energia (figuras 5.10, 5.11 e 5.12) mostra que o intervalo de utilidade da técnica não é abrangente e que calibrações para diferentes telescópios e fontes serão necessárias.

De forma extremamente primária e apenas como base para estudos futuros, delimito o intervalo de validade da técnica baseada nos parâmetros aqui apresentados em:

$$0^\circ < \hat{\text{Ângulo de Inclinação}} < 50^\circ$$

$$600 \text{ GeV} < \text{Energia do Primário} < 2 \text{ TeV}$$

$$\text{Distância do Telescópio} < 50 \text{ m}$$

Os limites estabelecidos condizem com a teoria de desenvolvimento lateral e longitudinal de partículas e fótons Čerenkov em chuveiros atmosféricos, como foi discutido na seção 5.2.1.

O parâmetro PM, introduzido aqui pela primeira vez, é o que possui maior intervalo de validade em todas as variáveis estudadas.

Outro fator abordado foi a dependência do perfil temporal com a forma do espelho dos telescópios. Ficou demonstrado que os espelhos com arranjo de Davies-Cotton praticamente inviabilizam o uso do método, devido ao

alargamento da distribuição temporal. Da mesma forma, vimos que os telescópios com arranjo parabólico pouco alteram a forma do perfil temporal, sendo apropriados para a utilização do tempo de chegada.

O fator de qualidade para telescópios com arranjo de Davies-Cotton está em torno de 1 enquanto que para arranjos parabólicos o fator de qualidade é aproximadamente 1.7.

### Altas Energias (5 TeV a 50 TeV)

Como esperado, o aumento da produção de fótons Čerenkov pela parte eletromagnética em chuveiros hadrônicos impossibilita a diferenciação da partícula primária para observações a pequenos ângulos zenitais. No entanto, o aumento do caminho percorrido pelas partículas em chuveiros a grande ângulos amplifica a diferença temporal dos fótons produzidos pelas componentes muônicas e eletromagnéticas, possibilitando a distinção.

Ilustrei a possibilidade de distinção utilizando os parâmetros TA e LTMA (seção 5.2.2), para chuveiros com energia igual a 30 TeV e ângulo de incidência igual a  $50^\circ$ , que resultou em um fator de qualidade igual a 3.

Exclusões ainda maiores podem ser atingidas para maiores ângulos zenitais. Porém, as simulações são limitadas ao máximo de  $60^\circ$  devido ao fato de adotar-se a hipótese de atmosfera plana.

Para essa faixa de energia (acima de 5 TeV) os estudos baseados em simulação são limitados também pelo tamanho dos arquivos de saída. Uma possível solução para o problema seria o estudo de fontes pré-determinadas, através da simulação do espectro de potência do objeto celeste em estudo. Outro dado a ser incluído seria o espectro dos chuveiros iniciados por hádrons. Desta forma, o número de chuveiros simulados diminuiria com a energia, possibilitando a determinação dos cortes individualmente, para cada objeto.

Apesar do intervalo aparentemente limitado de operação do uso do tempo de chegada para as duas faixas de energia, a técnica aqui apresentada é extremamente viável experimentalmente e ajustável para objetos a serem estudados pelos novos telescópios em construção, se não como único método de distinção, ao menos com técnica complementar às já utilizadas.

Atualmente, durante a observação de um objeto celeste, o primeiro corte nos dados medidos, com o intuito de excluir hádrons primários, é a direção de chegada do chuveiro. Como sabemos o posicionamento da fonte no céu,

selecionamos apenas os chuveiros detectados num intervalo de ângulo sólido em torno do centro da fonte.

Somamos, portanto, três métodos de distinção de gamas e prótons primários: forma da imagem na câmara, direção de incidência e tempo de chegada. Um estudo abrangendo estas técnicas ainda não foi realizado, mas juntas formam um conjunto poderoso de técnicas que, quando acopladas, certamente ampliarão a rejeição de hádrons primários em observações de fontes emissoras de raios gamas.

A maior utilidade do uso dos tempos de chegada reside na possibilidade de observações a grandes ângulos zenitais, o que possibilitaria maior tempo de detecção de fontes, observações de novos objetos até agora inexplorados por serem visíveis apenas próximos ao horizonte pela maioria dos observatórios situados no hemisfério norte e aumento da área efetiva dos telescópios.

Ressalto que, para observações a grandes ângulos, o estudo das distribuições temporais apresenta-se não só como uma técnica complementar, mas como a mais eficiente, possibilitando o aumento da qualidade de distinção com o aumento do ângulo zenital.

Portanto, uma grande contribuição é esperada para a metodologia apresentada, principalmente com a entrada em operação do observatório MAGIC, que poderá beneficiar-se da técnica para todo o seu intervalo de operação, seja como auxiliar, para baixas energias, ou como parâmetro principal de seleção de partículas primárias a altas energias e grandes ângulos zenitais.

# Apêndice A

## Teoria de Emissão de Luz Čerenkov

A teoria de emissão de luz Čerenkov foi desenvolvida em 1937 por Frank e Tamm e é inteiramente baseada no eletromagnetismo clássico.

No entanto, apesar de antiga, a dedução das principais equações que descrevem o fenômeno não tem merecido a atenção nos livros didáticos. Uma boa abordagem matemática é encontrada no livro *Čerenkov Radiation and its applications* [41].

Mesmo assim, mostrarei aqui uma detalhada dedução, que representa uma compilação dos trabalhos [77, 78, 41].

Considere os campos magnéticos e elétricos, gerados por uma partícula em um meio, expandidos em suas componentes de Fourier:

$$\vec{E} = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}_{\omega} \exp(-i\omega t) d\omega \quad (\text{A.1})$$

$$\vec{B} = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{B}_{\omega} \exp(-i\omega t) d\omega \quad (\text{A.2})$$

Nas mesmas componentes, podemos escrever as equações de Maxwell:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H}_{\omega} = 0 \quad (\text{A.3})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}_{\omega} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}_{\omega}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{j}_{\omega} \quad (\text{A.4})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D}_{\omega} = 4\pi \rho \quad (\text{A.5})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}_\omega = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}_\omega}{\partial t} \quad (\text{A.6})$$

Para que a continuação da dedução seja legítima, algumas aproximações são necessárias. Normalmente estas aproximações estão implícitas nos cálculos feitos nos livros didáticos. Listá-las-ei para que possamos estar cientes do intervalo de validade e para verificarmos que elas não são restritivas na aplicação para chuveiros atmosféricos.

Supondo que:

- O meio é contínuo e pode ser descrito pela sua constante dielétrica;
- A dispersão é ignorada em primeira aproximação;
- A interação da radiação com a partícula é desprezada;
- O meio é perfeitamente dielétrico e isotrópico, possui condutividade zero, permissividade magnética igual a um e não absorve radiação;
- A partícula se move com velocidade constante;
- O meio é ilimitado e o caminho da partícula é infinito;

podemos escrever os campos em função dos seus potenciais escalar e vetorial, considerando que:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (\text{A.7})$$

mas temos que  $n = \sqrt{\mu\epsilon}$ . Com  $\mu = 1$  temos que  $\epsilon = n^2$ . Assim escrevendo:

$$\vec{D} = n^2 \vec{E} \quad (\text{A.8})$$

encontramos:

$$\vec{H}_\omega = \vec{\nabla} \times \vec{A}_\omega \quad (\text{A.9})$$

$$\vec{E}_\omega = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}_\omega}{\partial t} - \nabla \Phi_\omega \quad (\text{A.10})$$

Substituindo as expressões de  $\vec{H}_\omega$  e  $\vec{E}_\omega$  nas equações de Maxwell:

$$\nabla^2 \vec{A}_\omega - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}_\omega}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c} \vec{j}_\omega \quad (\text{A.11})$$

$$\nabla^2 \Phi_\omega - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi_\omega}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{n^2} \rho \quad (\text{A.12})$$

sendo que utilizei a condição de Lorentz:  $\vec{\nabla} \cdot \vec{A}_\omega + \frac{n^2}{c} \frac{\partial \Phi_\omega}{\partial t} = 0$ .

Se considerarmos a hipótese de que os potenciais apresentam variação harmônica, podendo escrever:

$$\vec{A}_\omega \propto \exp(i\omega t) \quad (\text{A.13})$$

$$\Phi_\omega \propto \exp(i\omega t) \quad (\text{A.14})$$

encontramos a expressão final dos potenciais expandidos em suas componentes de Fourier:

$$\nabla^2 \vec{A}_\omega + \frac{n^2 \omega^2}{c^2} \vec{A}_\omega = -\frac{4\pi}{c} \vec{j}_\omega \quad (\text{A.15})$$

$$\nabla^2 \Phi_\omega + \frac{n^2 \omega^2}{c^2} \Phi_\omega = -\frac{4\pi}{n^2} \rho \quad (\text{A.16})$$

Para um elétron movendo-se com velocidade  $v$  ao longo do eixo  $z$ :

$$j_x = 0 \quad (\text{A.17})$$

$$j_y = 0 \quad (\text{A.18})$$

$$j_z = ev\delta(x)\delta(y)\delta(z - vt) \quad (\text{A.19})$$

que pode ser escrita em suas componentes de Fourier da forma:

$$j_z(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} j_z(t) \exp(-i\omega t) dt \quad (\text{A.20})$$

$$j_z(\omega) = \frac{e}{2\pi} \delta(x)\delta(y) \exp(-i\omega \frac{z}{v}) \quad (\text{A.21})$$

que devido à simetria do problema escreverei em coordenadas cilíndricas:

$$j_z(\omega) = \frac{e}{4\pi^2\rho} \delta(\rho) \exp\left(-i\omega\frac{z}{v}\right) \quad (\text{A.22})$$

Acrescentando o fato que podemos escrever:

$$A_\rho(\omega) = A_\Phi(\omega) = 0 \quad (\text{A.23})$$

$$A_z(\omega) = u(\rho) \exp\left(-i\omega\frac{z}{v}\right) \quad (\text{A.24})$$

substituindo na equação A.15:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left( \rho \frac{\partial}{\partial \rho} \left( u(\rho) \exp\left(-i\omega\frac{z}{v}\right) \right) \right) \\ & + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left( u(\rho) \exp\left(-i\omega\frac{z}{v}\right) \right) + \frac{\omega^2 n^2}{c^2} A_\omega \\ & = -\frac{4\pi}{c} \frac{e}{4\pi^2\rho} \exp\left(-i\omega\frac{z}{v}\right) \delta(\rho) \end{aligned} \quad (\text{A.25})$$

que leva à equação:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial u}{\partial \rho} + s^2 u = \frac{e}{c\pi\rho} \delta(\rho) \quad (\text{A.26})$$

Para fontes fora da origem, a equação se reduz à equação de Bessel:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial u}{\partial \rho} + s^2 u = 0 \quad (\text{A.27})$$

na qual  $s^2 = \frac{\omega^2}{v^2} (\beta^2 n^2 - 1) = -\sigma^2$ .

## A.1 Baixas Velocidades

Resolvendo a equação de Bessel para  $s^2 < 0$  temos as equações de Hankel de primeira e segunda ordem (para detalhes na solução veja [79]). Nesse caso,  $\sigma^2 < 0$  o que implica que  $\sigma$  é complexo.

$$u(\rho) = AH_0^{(1)}(i\sigma\rho) + BH_0^{(2)}(i\sigma\rho) \quad (\text{A.28})$$

Acrescentando as condições de contorno que o campo seja nulo no infinito e que não divirja na origem, encontramos:

$$u(\rho) = \frac{ie}{2c}H_0^{(1)}(i\sigma\rho) \quad (\text{A.29})$$

Usando a forma assintótica da função de Henkel de primeira ordem:

$$H_0^{(1)}(i\sigma\rho) \sim \sqrt{\frac{2}{i\sigma\rho\pi}} \exp\left(i\sigma\rho\frac{\pi}{4}\right) \quad (\text{A.30})$$

encontramos:

$$u(\rho) = \frac{e}{c} \sqrt{\frac{1}{2\pi\sigma\rho}} \exp(-\sigma\rho) \quad (\text{A.31})$$

Substituindo em A.24:

$$A_z(\omega) = \frac{e}{c} \sqrt{\frac{1}{2\pi\sigma\rho}} \exp\left(i\sigma\rho\frac{z}{v}\right) \quad (\text{A.32})$$

que fazendo a transformada de Fourier, nos leva à solução:

$$A_z(t) = \frac{e}{c} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp\left(i\sigma\rho\omega\left(\frac{z}{v} - t\right)\right)}{\sqrt{2\pi\sigma\rho}} d\omega \quad (\text{A.33})$$

Como  $\sigma$  é imaginário, vemos que o campo decresce exponencialmente com  $\rho$ , portanto a uma grande distância da partícula não haverá campo nem radiação emitida.

A condição  $s^2 < 0$  implica em  $\beta^2 n^2 > 1$ , ou seja,

$$v < \frac{c}{n} \quad (\text{A.34})$$

e concluímos que não há emissão para partículas com velocidades menores que  $c/n$ .

## A.2 Altas Velocidades

De acordo com [79], a solução da equação A.27 para  $s^2 > 0$  com condições de contorno acima é:

$$u(\rho) = -\frac{ie}{2c}H_0^{(2)}(s\rho) \quad (\text{A.35})$$

Tomando novamente a forma assintótica da equação de Hankel:

$$H_0^{(2)}(s\rho) \sim \sqrt{\frac{2}{\pi s\rho}} \exp\left(s\rho\frac{\pi}{4}\right) \quad (\text{A.36})$$

encontramos para  $\omega > 0$ :

$$u(\rho) = -\frac{e}{c}\sqrt{\frac{1}{2\pi s\rho}} \exp\left(\frac{3\pi}{4}s\rho\right) \quad (\text{A.37})$$

que acrescentando o termo exponencial na expansão de Fourier nos leva à solução

$$A_z(\omega) = -\frac{e}{c\sqrt{2\pi s\rho}} \exp\left[i\omega\left(t\frac{z\cos\theta + \rho\sin\theta}{c/n}\right) + \frac{3}{4}\pi i\right] \quad (\text{A.38})$$

Na dedução da equação acima definimos:

$$\cos\theta = \frac{1}{\beta n} \quad (\text{A.39})$$

A equação A.38 mostra que se  $s^2 > 0$  ou seja,  $v > c/n$ , a passagem da partícula resultará em uma onda que se propaga ao longo da direção  $\theta$ .

Agora podemos, utilizando as equações que expressam os campos em função dos potenciais vetores, determinar o campo gerado pela partícula:

$$H_\phi = -\frac{a}{\sqrt{\rho}} \int \sqrt{s} \cos(\chi) d\omega \quad (\text{A.40})$$

$$E_\rho = -\frac{a}{c\sqrt{\rho}} \int \sqrt{\beta^2 n^2 - 1} \cos(\chi) \omega d\omega \quad (\text{A.41})$$

$$E_z = \frac{a}{c\sqrt{\rho}} \int \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \frac{1}{\sqrt{s}} \cos(\chi) \omega d\omega \quad (\text{A.42})$$

na qual:

$$a = \frac{e}{c} \sqrt{\frac{2}{\pi}}$$

$$\chi = \omega \left[ t \frac{z \cos\theta + \rho \operatorname{sen}\theta}{c/n} \right] + \frac{\pi}{4}$$

Assim, calculando a potência irradiada utilizando a equação :

$$W = 2\pi\rho l \int_{-\infty}^{\infty} \frac{c}{4\pi} [EH] dt \quad (\text{A.43})$$

chegamos a:

$$\frac{dW}{dl} = \frac{e^2}{c^2} \int \left( 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \omega d\omega \quad (\text{A.44})$$

Usando a aproximação para o índice de refração:

$$n^2 = \epsilon = 1 + \frac{A}{\omega_0^2} \quad (\text{A.45})$$

encontramos a equação 3.6 :

$$\frac{dW}{dl} = \frac{e^2 \omega_0}{2c^2} (\epsilon - 1) \ln \frac{\epsilon}{\epsilon - 1} \quad (\text{A.46})$$

ou então podemos deduzir:

$$N = 2\pi\alpha l \left( \frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) \operatorname{sen}^2(\theta) \quad (\text{A.47})$$

E o espectro em comprimento de onda de emissão:

$$\frac{d^2 N}{dl d\omega} \propto \frac{1}{\lambda^2} \quad (\text{A.48})$$

## Apêndice B

# Definição dos Parâmetros de Hillas

Suponha uma câmara de fotomultiplicadoras com  $N$  fototubos. Considere um sistema de referência com origem no centro da câmara. Se cada fotomultiplicadora tiver coordenadas  $(x_i, y_i)$ <sup>1</sup> e detectar um sinal  $s_i$ <sup>2</sup>, podemos, utilizando mínimos quadrados, ajustar a elipse definindo os parâmetros:

$$\begin{aligned}\langle x \rangle &= \frac{\sum s_i x_i}{\sum s_i} & \langle y \rangle &= \frac{\sum s_i y_i}{\sum s_i} \\ \langle x^2 \rangle &= \frac{\sum s_i x_i^2}{\sum s_i} & \langle y^2 \rangle &= \frac{\sum s_i y_i^2}{\sum s_i} \\ \langle x^3 \rangle &= \frac{\sum s_i x_i^3}{\sum s_i} & \langle y^3 \rangle &= \frac{\sum s_i y_i^3}{\sum s_i} \\ \langle x^2 y \rangle &= \frac{\sum s_i x_i^2 y_i}{\sum s_i} & \langle x y^2 \rangle &= \frac{\sum s_i x_i y_i^2}{\sum s_i}\end{aligned}$$

$$\langle xy \rangle = \frac{\sum s_i x_i y_i}{\sum s_i}$$

com todas as somas em  $i$  de 1 a  $N$ .

---

<sup>1</sup>A posição na câmara é normalmente medida em graus.

<sup>2</sup>A medida mais utilizada é a contagem de ADC.

Podemos definir os chamados segundo e terceiro momentos das equações acima:

$$\begin{aligned}
 \sigma_{x^2} &= \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2 \\
 \sigma_{y^2} &= \langle y^2 \rangle - \langle y \rangle^2 \\
 \sigma_{xy} &= \langle xy \rangle - \langle x \rangle \langle y \rangle \\
 \sigma_{x^3} &= \langle x^3 \rangle - 3\langle x \rangle \langle x^2 \rangle + 2\langle x \rangle^3 \\
 \sigma_{y^3} &= \langle y^3 \rangle - 3\langle y \rangle \langle y^2 \rangle + 2\langle y \rangle^3 \\
 \sigma_{x^2y} &= \langle x^2y \rangle - 2\langle xy \rangle \langle x \rangle + 2\langle x \rangle^2 \langle y \rangle - \langle x^2 \rangle \langle y \rangle \\
 \sigma_{xy^2} &= \langle xy^2 \rangle - 2\langle xy \rangle \langle y \rangle + 2\langle x \rangle \langle y \rangle^2 - \langle x \rangle \langle y^2 \rangle
 \end{aligned}$$

Dos momentos podemos definir os parâmetros:

$$\begin{aligned}
 j &= \sigma_{y^2} - \sigma_{x^2} \\
 k &= \sqrt{j^2} = 4\sigma_{xy}^2 \\
 m &= \sqrt{(\langle y^2 \rangle - \langle x^2 \rangle)^2 + 4\langle xy \rangle^2}
 \end{aligned}$$

O eixo maior da elipse é dado pela equação  $y = ax + b$  onde:

$$a = \frac{j + k}{2\sigma_{xy}}$$

$$b = \langle y \rangle - a\langle x \rangle$$

e finalmente os parâmetros de Hillas podem ser calculados da seguinte maneira:

$$Length = \left[ \frac{|\sigma_{x^2} + a^2\sigma_{y^2} + 2a\sigma_{xy}|}{1 + a^2} \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$Width = \left[ \frac{|\sigma_{y^2} + a^2\sigma_{x^2} + 2a\sigma_{xy}|}{1 + a^2} \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$Azwidth = \left[ \frac{\langle x^2 \rangle + \langle y^2 \rangle - m}{2} \right]$$

$$Miss = \left| \frac{b}{\sqrt{1+a^2}} \right|$$

$$Distance = [\langle x \rangle^2 + \langle y \rangle^2]^{\frac{1}{2}}$$

Além desse parâmetros outros podem ser definidos. Tais como  $\alpha = \text{sen}^{-1} \left( \frac{Miss}{Distance} \right)$  e outros mais que medem a assimetria da figura.

A utilização ou não de cada parâmetro depende da observação a ser feita, do tipo de telescópio etc.

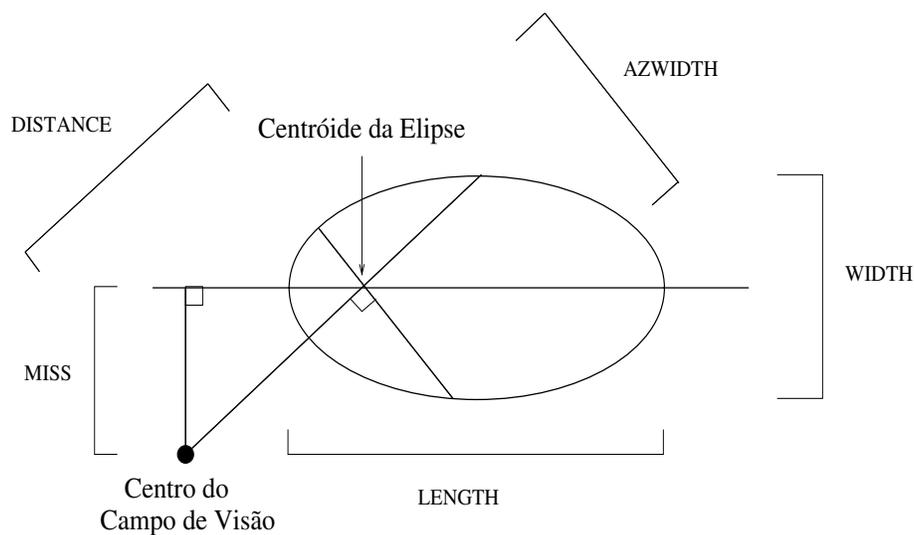


Figura B.1: Definição geométrica dos Parâmetros de Hillas.

# Bibliografia

- [1] V. Hess. *Phys. Z.*, 13:1084, 1912.
- [2] P. Morrison. *Il Nuovo Cimento*, 7:858, 1958.
- [3] A.E. Chudakov et al. *Journal of the Physical Society of Japan*, 17A-III:106, 1962.
- [4] A.E. Chudakov et al. Proceedings of the International Cosmic Rays Conference. 4:199, 1963.
- [5] Y. Toyoda et al. Proceedings of the International Cosmic Rays Conference. 2:708, 1965.
- [6] R. Firkowski et al. Proceedings of the International Cosmic Rays Conference. 2:696, 1965.
- [7] T. Weekes et al. *The Astrophysical Journal*, 174:165, 1972.
- [8] T. Weekes. *Physics Reports*, 160(1 e 2):1, 1988.
- [9] J.A. Gaidos para a colaboração VERITAS. VERITAS Letter of Intent. <http://www-veritas.physics.purdue.edu>, Março 1998.
- [10] M. Martinez para a colaboração MAGIC. The MAGIC Telescope for Gamma-Ray Astrophysics above 10-30 GeV. <http://hegra.mppmu.mpg.de:8000>, Julho 1998.
- [11] W. Hofmann para a colaboração HESS. HESS Letter of Intent. <http://www-hfm.mpi-hd.mpg.de/HESS/HESS.html>, Março 1997.
- [12] J. Linsley. *Physical Review Letters*, 10:146, 1963.

- [13] M.A. Lawrence et al. *Journal of Physics G: Nuclear Physics*, 17:733, 1991.
- [14] N.N. Efimov et al. Proc. ICRP International Symposium on the Astrophysical Aspects of the Most Energetic Cosmic Rays. page 20, 1991.
- [15] D.J. Bird et al. *The Astrophysical Journal*, 441:144, 1995.
- [16] N. Hayashida et al. *Physical Review Letter*, 73:3491, 1994.
- [17] K. Greisen. *Physical Review Letter*, 16:748, 1966.
- [18] G.T. Zatsepin e V.A. Kuz'min. *JETP Letters*, 4:78, 1966.
- [19] M. Hillas. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 22:425, 1984.
- [20] M. Sikora. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 90:923, 1994.
- [21] M. Longair. The New Astrophysics. Parte do livro: New Physics, editado por Paul Davies.
- [22] Alastair John Rodgers. The detection of cosmic gamma-rays using the atmospheric Čerenkov technique, 1997. Tese de Doutorado - University of Leeds.
- [23] M. Punch et al. *Nature*, 358:477, 1992.
- [24] J. Quinn et al. *The Astrophysical Journal*, 458:L83, 1996.
- [25] L. Maraschi et al. *The Astrophysical Journal*, 397:L5, 1993.
- [26] S.D. Bloom et al. *The Astrophysical Journal*, 461:657, 1986.
- [27] M. Sikora et al. *The Astrophysical Journal*, 421:153, 1994.
- [28] K. Mannheim. *Astronomy and Astrophysics*, 269:67, 1993.
- [29] J. H. Buckley et al. *The Astrophysical Journal*, 472:L9, 1996.
- [30] T. Tanimori et al. *The Astrophysical Journal*, 492:L33, 1998.
- [31] M. Hillas et al. *The Astrophysical Journal*, 503:744, 1998.
- [32] D. Eichler e W.T. Vestrand. *Nature*, 307:613, 1984.

- [33] K. Hurley et al. *Nature*, 372:652, 1994.
- [34] I.F. Mirabel e L.F. Rodriguez. *Nature*, 371:46, 1994.
- [35] S.J. Tingay et al. *Nature*, 374:141, 1995.
- [36] F. Aharonian et al., 1996. HEGRA collaborations annual report.
- [37] O.C. Allkofer. *Introduction to Cosmic Radiation*. Verlag Karl Thiemig, 1975.
- [38] T.K. Gaisser. *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge University Press, 1990.
- [39] P. Sokolsky. *Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics*. Addison-Wesley Publishing Company, 1989.
- [40] T.K. Gaisser e M. Hillas. Proceedings of the International Cosmic Rays Conference. 8:353, 1977.
- [41] J.V. Jelley. *Čerenkov Radiation and its applications*. Pergamon Press, 1958.
- [42] J.M. Davies e E.S. Cotton. *Journal of Solar Energy*, 1(2):16, 1957.
- [43] J.E. Grindlay. *The Astrophysical Journal*, 174:L9, 1972.
- [44] M. Hillas. MOCCA - MOnte Carlo CAscade.
- [45] D. Heck et al. *Forschungszentrum Karlsruhe*, FZKA 6019, 1998.
- [46] K. Werner. *Physics Report*, 232:87, 1993.
- [47] N.N. Kalmykov et al. *Phys. At. Nucl.*, 56:3, 1993.
- [48] J. Ranft. *Physical Review D*, 51:64, 1995.
- [49] R.S. Fletcher et al. *Physical Review D*, 50:5710, 1994.
- [50] J.N. Capdevielle et al. *Journal of Physics G: Nuclear Physics*, 15:909, 1989.
- [51] T. Antoni et al. astro-ph9904287, Abril 1999. Submetido ao Journal of Physics G.

- [52] M.A.K. Glasmacher, 1998. Tese de Doutorado - The University of Michigan.
- [53] A. Lindner. Proceedings of the X<sup>th</sup> Int. Symp. Very High Energy Cosmic Ray Interactions. 1998.
- [54] J. Knapp. *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)*, 75A:89, 1999.
- [55] W.R. Nelson et al. *Stanford Linear Accelerator Center*, SLAC 265, 1985.
- [56] K. Kamata e J. Nishimura. *Prog. Theor. Phys. Suppl.*, 6:93, 1958.
- [57] K. Greisen. *Annual Revs. of Nuclear Science*, 10:73, 1960.
- [58] Review of Particle Physics. The European Physical Journal.
- [59] A. Berk et al. MODTRAN: A moderate resolution model for LOWTRAN7. GL-TR-89-0122, 1989.
- [60] P. Sommers e J.W. Elbert. *Journal of Physics G: Nuclear Physics*, 13:553, 1987.
- [61] V.R. Chistnis e P.N. Bhat. astro-ph9902253, Fevereiro 1999.
- [62] <http://www.ngdc.noaa.gov/seg/potfld/geomag.html>.
- [63] M. Hillas. *Journal of Physics G: Nuclear Physics*, 8:1475, 1982.
- [64] J.R. Patterson e M. Hillas. *Journal of Physics G: Nuclear Physics*, 9:1433, 1983.
- [65] D. Heck et al. astro-ph9912222, Dezembro 1999. Submetido à Elsevier Preprint.
- [66] M. Hillas. Proceedings of the International Cosmic Rays Conference. 3:445, 1985.
- [67] M. Nagano et al. astro-ph9812341, Dezembro 1998. Submetido à Elsevier Preprint.
- [68] T. Weekes et al. *The Astrophysical Journal*, 342:379, 1989.
- [69] Ti pei Li e Yu-qian Ma. *The Astrophysical Journal*, 272:317, 1983.

- [70] G. Mohanty para a Colaboração CAT. astro-ph9906041, Junho 1999.
- [71] F. Krennrich et al. *The Astrophysical Journal*, 511:149, 1999.
- [72] D. Fegan et al. *Canadian Journal of Physics*, 46:433, 1968.
- [73] O.T. Tumer et al. Proceedings of the International Cosmic Rays Conference. 2:155, 1990.
- [74] M. Heß para a Colaboração HEGRA. astro-ph9812341, Dezembro 1998. Submetido à Elsevier Preprint.
- [75] M.D. Roberts. astro-ph9908098, Agosto 1999. Aceito pela Astroparticle Physics.
- [76] M.D. Roberts et al. *Journal of Physics G: Nuclear Physics*, 24:255, 1998.
- [77] Márcio Menon. Efeito Čerenkov, 1979. Exame de Qualificação de Mestrado - UNICAMP.
- [78] J.D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. John Wiley and Sons Inc., 1925.
- [79] E. Butkov. *Física Matemática*. Guanabara Dois, 1983.