

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

Análise da Componente Fotônica dos Raios Cósmicos Extremamente Energéticos

NÍKOLAS KEMMERICH

ORIENTADORA: PROF^A. DR^A. IVONE FREIRE DA MOTA E ALBUQUERQUE

TESE DE DOUTORADO APRESENTADA AO INSTITUTO DE
FÍSICA DA UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, COMO REQUISI-
TO PARCIAL PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE DOUTOR
EM CIÊNCIAS.

Banca Examinadora:

Prof^a. Dr^a. Ivone F. M. Albuquerque - Orientadora (Instituto de Física da Universidade de São Paulo)

Prof^a. Dr^a. Carola Dobrigkeit Chinellato (Instituto de Física Gleb Wataghin - Unicamp)

Prof. Dr. Edivaldo Moura Santos (Instituto de Física da Universidade de São Paulo)

Prof. Dr. Rodrigo Nemmem da Silva (Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas - USP)

Prof. Dr. Anderson Campos Fauth (Instituto de Física Gleb Wataghin - Unicamp)

São Paulo

2018

FICHA CATALOGRÁFICA
Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Kemmerich, Nícolas

Análise da componente fotônica dos raios cósmicos extremamente energéticos. São Paulo, 2018.

Tese (Doutorado) – Universidade de São Paulo, Instituto de Física, Depto. de Física Experimental.

Orientador: Profa. Dra. Ivone Freire da Mota e Albuquerque
Área de Concentração: Física de Partículas.

Unitermos: 1. Fótons de altíssimas energias; 2. Chuveiros atmosféricos extensos; 3. Densidade de múons; 4. Detectores de superfície; 5. Detectores de fluorescência.

USP/IF/SBI-109/2018

Agradecimentos

Gostaria de agradecer a todas as pessoas que contribuíram direta ou indiretamente para a elaboração desta tese. Primeiramente, agradeço pelo apoio da minha família, que amo tanto: Luceno Kemmerich, Tânia Elisete Malheiros dos Santos, Ricardo Kemmerich, Eduardo Kemmerich e Candice Kemmerich. Com certeza vocês são a base do que sou hoje e do que me tornarei no futuro.

Agradeço também com muito carinho à minha orientadora Prof^a. Dr^a. Ivone Freire da Mota e Albuquerque. Nunca esquecerei o seu amor pela ciência e também pelas suas críticas construtivas que me ensinaram a pensar com maior precisão o mundo ao meu redor. Ela é minha referência como pesquisador para o resto da vida.

Gostaria de agradecer também ao meu companheiro de sala Dr. Denis Stefan Robertson Sotelo. Obrigado pelo nosso tempo juntos que rendeu ótimas discussões e risadas. É um amigo para a vida toda.

Em especial, agradeço aos pesquisadores doutores Washington Carvalho Junior e Maximo Ave, que me ajudaram muito no desenvolvimento de códigos de simulação de detectores que tomou parte considerável do tempo de elaboração desta investigação. Também ao Prof. Dr. Mário Pimenta do Laboratório de Instrumentação e Física Experimental de Partículas (LIP), Lisboa, Portugal, por ter me recebido muito bem em meu estágio de nove meses no exterior. Agradeço a todos do LIP pelas conversas e ensinamentos que contribuíram para o aumento do meu nível técnico de pesquisa.

Agradeço aos amigos que estiveram sempre juntos comigo me apoiando durante o desenvolvimento desta tese.

Por último, e não menos importante, agradeço ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo pelos ótimos cursos, pelo espaço, infraestrutura e oportunidades oferecidas. O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) - Código de Financiamento 001. Agradeço então a CAPES pelo suporte financeiro e de incentivo a pesquisa aqui no Brasil, e no exterior pelo programa PDSE, para realização desta tese.

*What it could be
the blow of this wind?
The beginning I mean,
the feels of being here.
The Universe is like this,
maybe the big bang
was the blow of something.
Like the ideas in my head,
it came from nowhere.*

Nikolas Kemmerich

Resumo

Os raios cósmicos de ultra-alta energia (UHECR) são partículas que chegam no topo da atmosfera terrestre com energia acima de 10^{18} eV. Sua composição é uma das chaves para elucidar sua origem que ainda é desconhecida. Devido ao seu baixo fluxo, os UHECR são detectados indiretamente através dos chuueiros atmosféricos extensos (EAS). Em nossa pesquisa desenvolvemos um método de discriminação da composição dos UHECR combinando dois parâmetros característicos destes chuueiros. Um deles é a profundidade na qual o chuueiro atinge seu máximo, tendo o maior número de partículas (X_{max}), e o outro, a densidade numérica de múons a 1000 m do centro do chuueiro (ρ_{1000}). Temos como objetivo discriminar chuueiros iniciados por fótons daqueles iniciados por núcleos ou núcleons dado que mesmo uma pequena fração de fótons pode elucidar vários aspectos fundamentais dos UHECR. Nosso método é baseado em simulações de chuueiros, no qual, incluímos os efeitos de detecção e reconstrução, dados pelas técnicas de fluorescência e de superfície. Mostramos que nosso método de discriminação é robusto, mesmo incluindo as incertezas de reconstrução dos múons nos chuueiros que aqui estimamos para as próximas gerações de detectores de superfície. A incerteza do X_{max} será aquela usual da reconstrução pela técnica de fluorescência. Portanto, nossa análise tem um caráter preditivo para a separação da composição dos UHECR com estes parâmetros. Desta forma, nosso método pode ser aplicado aos dados dos observatórios de UHECR que utilizarem a próxima geração de detectores de superfície para reconstrução dos múons dos EAS, tais como as Colaborações Pierre Auger e Telescope Array.

Palavras-Chave: UHECR, Chuueiros Atmosféricos Extensos, composição, múons, método de discriminação, Detector de Fluorescência, Detectores de Superfície, Fótons Extremamente Energéticos.

Abstract

Ultrahigh energy cosmic rays (UHECR) are particles which reach the Earth's atmosphere with energy above 10^{18} eV. Their composition is one of the keys to elucidate their origin which is still unknown. Due their low flux, the UHECR are detected indirectly by Extensive Air Showers (EAS). In this thesis, we develop a method to investigate their composition by simultaneously analyzing two EAS parameters, the depth at which the shower reaches its maximum size, where the number of particles reaches its maximum (X_{max}), and the muon number at 1000 m from the shower core (ρ_{1000}). We aim at discriminating EAS initiated by photons from those initiated by nucleus and nucleons. Even a small photonic fraction might reveal important fundamental UHECR questions. Our method is based on EAS simulations which includes, the detection and reconstruction by fluorescence and surface detectors. We show that our methodological approach is robust even when muons reconstruction uncertainties are considered. We derive the necessary uncertainty of the next generation of surface detectors that look for detect muons in EAS. As a result, our analysis is predictive in separating photon showers from nucleus and nucleons. Thus, our method can be used as an data analysis tool for UHECR experiments, such as the Pierre Auger Observatory and Telescope Array.

Keywords: UHECR, Extensive Air Showers, composition, muons, discrimination method, Fluorescence Detectors, Surface Detectors, Extremely Energetic Photons.

Lista de Figuras

1.1	Espectro do fluxo dos raios cósmicos a partir da energia $E > 10^{14}$ eV. Extraída de [11].	4
1.2	Gráfico de Hillas dos candidatos a sítios aceleradores. Para acelerar uma partícula específica a energias $E > 100$ EeV, o objeto astrofísico deve estar acima da linha correspondente a prótons ou ao núcleo de ferro. Extraída de [22].	6
1.3	Distribuição da taxa de eventos normalizada em função da ascensão reta [24].	8
1.4	Mapa do fluxo de partículas na esfera celeste em coordenadas equatoriais [24].	9
1.5	Seção de choque de fotoprodução de píons em função da energia dos fótons. O pico da seção de choque na energia 0.34 GeV é devido à ressonância de produção do Δ^+ [28].	10
1.6	Comprimento de atenuação para prótons, núcleos e fótons. Extraída de [31].	12
1.7	Energia média dos prótons em função da sua distância percorrida através do CMB. Extraída de [32].	12
1.8	Esquema da extensão espacial dos EAS. Em azul, a componente eletromagnética e, em vermelho, a componente muônica. Extraído de [33].	13
1.9	Perfil longitudinal de um chuveiro simulado. O primário é um próton de energia $E = 5 \times 10^{19}$ eV.	14
1.10	Perfil lateral é a densidade numérica de partículas em função da distância ao eixo do chuveiro no solo (correspondente à simulação da Figura 1.9). . .	15
1.11	OPA em março de 2009. Extraída de [36].	17
1.12	(a) Tanque de água que detecta a passagem das partículas carregadas num chuveiro com velocidades maiores do que a da luz no meio. (b) Espectro de carga deixado por múons nas três PMTs. Extraídas de [5].	18
1.13	Traço dos sinais em (VEM) em função do tempo. No gráfico de cima (baixo) traços de eventos verticais (inclinados). Extraída de [38].	19
1.14	Ajuste de uma LDF aos sinais dos tanques WCD. Extraída de [40].	20

1.15 (a) Curva da atenuação do sinal $S(1000)$ em função do zênite ($sec(\theta_{zen})$).	
(b) Curva da calibração do S_{38° com a energia do detector de fluorescência.	
Extraídas de [5].	21
1.16 Desenho do detector tipo WCD equipado com SSD no topo. Extraída de [7].	22
1.17 Telescópio de luz de fluorescência. Extraída de [36].	23
1.18 (a) Exemplo dos sinais nas PMTs no foco dos telescópios no OPA. À esquerda os pixels acionados e à direita a resposta destes em função do tempo.	
Geometria da detecção de um EAS “vista” por um FD. Extraída de [40, 36].	24
1.19 Dados do OPA para X_{max} médio (esquerda) e flutuações (direita). Os dados são comparados com as simulações de chuviros, realizadas com diferentes modelos de interação de hádrons[42].	26
1.20 Integral do fluxo difuso de fótons em função da energia. As linhas são os fluxos integrais esperado de diferentes modelos de origem. Há também limites superiores por intervalos impostos por análises de fótons de diferentes experimentos. Extraído de [7].	27
2.1 Esquema de uma cascata hadrônica, segundo um modelo parecido com o de Heitler. As linhas tracejadas indicam π^0 que decaem em fótons. Os π^\pm continuam interagindo até sua energia limiar onde passam a decair. Extraída de [64].	34
2.2 Seção de choque próton-ar. Os pontos são dados de experimentos, conforme listados na legenda. As linhas são resultados da seção de choque para diferentes modelos de interação de hádrons. Estes modelos estendem os resultados de baixa para altíssimas energias. Extraída de [66].	37
2.3 Diagramas dos processos (a) <i>bremsstrahlung</i> e (b) produção de pares e suas regiões de formação. Extraída de [83].	42
2.4 Perfil longitudinal do evento estimado com energia $E = 3 \times 10^{20}$ eV observado pelo <i>Fly’s Eye</i> comparado com simulações MC de chuviros iniciados por fótons de mesma energia nos casos: com efeito LPM e sem <i>pre-shower</i> (tracejado), sem LPM e sem <i>pre-shower</i> (pontilhada) e com efeito <i>pre-shower</i> (contínua). Extraída de [85].	44
2.5 Profundidade atmosférica máxima média X_{max} em função da energia de EAS iniciados por prótons, ferro e fótons. As linhas representam simulações, enquanto os símbolos dados experimentais. Extraída de [85].	45
2.6 Deposição da energia para chuviros iniciados por um próton(vermelho), ferro(rosa), fótons com efeitos <i>pre-shower</i> e LPM (azul). (eventos: $\log(E/eV)=19.5$, 27° , Sibyll2.1, $thinning = 10^{-5}$). Chuviros de fótons têm o máximo abaixo do nível de observação $X_{obs,vert}^{auger} = 870$ g/cm ² devido ao efeito LPM.	46

2.7	Distribuição do parâmetro X_{max} para diferentes primários.	47
2.8	Chuveiros iniciados por fótons: (a) Densidade média de múons em um histograma bidimensional onde $\theta_{zen} = [0^\circ, 60^\circ]$, $\phi_{azim} = [0^\circ, 360^\circ]$, $\log(E/eV)=19.5$, QGSJET-II+fluka. (b) Densidade de múons no solo em função da suas distâncias ao eixo do chuveiro R para diferentes modelos de interação, conforme a legenda. (c) Densidade de múons ampliado em torno de 1000 m.	48
2.9	Chuveiros de fótons, prótons e ferro (azul,vermelho e rosa): (a) QGSJET-II e (b) Sibyll2.1.	49
2.10	Histogramas da densidade de múons $\rho_\mu(R = 1000) = \rho_{1000}$ para chuveiros iniciados por prótons, fótons e ferro: (a) QGSJET-II e (b) Sibyll 2.1.	50
2.11	Em (a) ondas emitidas devido à passagem de uma partícula carregada, e em (b) a geometria de emissão dos fótons Cherenkov (ref. do laboratório).	51
2.12	(a) índice de refração do ar e (b) energia limiar para produção de fótons Cherenkov em função da profundidade atmosférica slant para $\theta_{zen} = 0^\circ$ (linha contínua) e $\theta_{zen} = 60^\circ$ (linha tracejada). (c) produção de fótons Cherenkov em função da energia de uma partícula carregada.	53
2.13	Ângulo máximo de emissão da radiação Cherenkov em função da altitude (km).	54
2.14	Número de partículas (escalado) em função da idade do chuveiro s para prótons e ferro.	54
2.15	Funções normalizadas para três idades do chuveiro (0.8, 1.0, 1.2), representando distribuições de energia dos elétrons.	55
2.16	Distribuição diferencial angular dos elétrons na profundidade atmosférica máxima X_{max} para seis intervalos de energia ($E_0 = 10^{19}$ eV, $\theta_{zen} = 30^\circ$ e $P_{th} = 10^{-6}$).	56
2.17	Distribuição diferencial angular dos fótons Cherenkov relativa ao eixo do chuveiro.	56
2.18	Distribuição dos fótons para as idades $s = 0.8, 1$ e 1.2	57
3.1	Representação artística do processo de emissão da radiação de fluorescência e sua observação pelo telescópio. Cada segmento representa uma PMT que observa uma parte do céu. Toda a abertura de visão compõe o FOV do FD.	60
3.2	Ilustração das contribuições dos fótons Cherenkov que chegam ao telescópio. À esquerda, a contribuição direta e, à direita, a componente espalhada (Figura extraída de [94]).	63
3.3	Parametrização da deposição da energia média dos elétrons na atmosfera em função da idade do chuveiro ([88]).	64
3.4	Esquema da simulação da detecção e reconstrução de chuveiro por um FD.	65

3.5	(a) Perfil longitudinal da deposição da energia. Em (b) fótons que chegam nas PMTs por componentes. A geometria favorece a alta contaminação Cherenkov(> 20%). Esta é uma simulação de um chuva iniciado por próton com $\log(E/eV)=19.5$, $\theta_{zen} = 58^\circ$, $\phi_{azi} = 8^\circ$ com a posição do eixo no solo à distância de 9 km do FD.	67
3.6	Contaminação dos fótons Cherenkov em função do ângulo médio de emissão. 68	
3.7	Distribuição de $X_{max}^{rec} - X_{max}^{mc}$. Em azul (vermelho) o caso em que a radiação Cherenkov é (não é) subtraída na fase de reconstrução.	71
3.8	(a) Distribuições de X_{max}^{rec} para chuvas iniciados por fótons, prótons e ferro ($\log(E/eV)=19.5$). (b) Distribuições de $\cos^2(\theta_{zen}^{rec})$ dos eventos.	72
3.9	Eficiência do FD para diferentes energias e primários, conforme indicado na legenda.	73
3.10	(a) Simulação do sinal de EAS iniciados por fótons na rede de detectores tipo WCD (e SSD) no OPA. Pontos pretos representam a rede de 1500 m, enquanto pretos mais os brancos a rede de 750 m. As estações em verde representam as estações acionadas. Em (b) a distribuição lateral das partículas por componentes.	74
3.11	Quantidade N_μ reconstruída em função do ângulo zenital para chuvas iniciados por (a) prótons e (b) fótons. As cores indicam diferentes energias $\log(E/eV)=18.6$ (rosa), $\log(E/eV)=19.0$ (vermelho), $\log(E/eV)=19.5$ (azul), $\log(E/eV)=20$ (roxo).	76
3.12	Flutuação do sinal de N_μ : (a) prótons e (b) fótons.	76
3.13	(a) Múons reconstruídos comparados com o valor real e (b) a flutuação: fótons (rosa), prótons (vermelho), ferro (azul).	77
3.14	Eficiência de detecção de eventos.	78
4.1	Espaço de parâmetros $N_\mu^{rec} \times X_{max}^{rec}$ para chuvas de fótons, prótons e ferro. 80	
4.2	Região de corte no espaço de parâmetros. Neste gráfico as amostras de eventos reconstruídos com diferentes frações de fótons estão superpostas. Eventos fora do retângulo definido na região direita-abaxo são excluídos.	82
4.3	Gráfico da pureza e da eficiência em função da fração de fótons para diferentes α s, conforme a legenda.	83
4.4	Distribuição de erros relativos da estimativa da fração reconstruída de fótons com o nosso método.	85
4.5	(a) Espaço de parâmetros e linha de exclusão de eventos. Eventos a cima desta linha são excluídos. (b) Projeção dos pontos na linha perpendicular à linha rosa da Figura 4.5 (a).	88

4.6	(a) Comparação entre as distribuições de treino e de teste. (b) Gráficos superposto da pureza, eficiência e razão $R(\text{sinal/fundo})$ ao varrer o valor de F_c na reta de projeção. Através de uma técnica de reamostragens, que seleciona eventos aleatoriamente das distribuições do gráfico da esquerda, este gráfico é construído considerando-se $N'_\gamma = 1000$ e $N'_p = 1000$. Se estes parâmetros forem alterados, digamos para $N'_\gamma = 20$ e $N'_p = 100$, o gráfico da direita é alterado.	89
4.7	Distribuição do erros relativos para a estimativa da fração reconstruída de fótons com o discriminador de Fisher.	91
1	Esquema de emissão da radiação Cherenkov.	113
2	Resultados para $\log(E/eV)=18.6$: (a) Fator Q e (b) discriminador linear de Fisher.	118
3	Resultados para $\log(E/eV)=19.0$: (a) Fator Q e (b) discriminador linear de Fisher.	118
4	Resultados para $\log(E/eV)=20.0$: (a) Fator Q e (b) discriminador linear de Fisher.	119
5	Resultados para $\log(E/eV) > 19.0$ índice espectral 2.7: (a) Fator Q e (b) discriminador linear de Fisher.	120

Lista de Tabelas

3.1	Parâmetros do OPA usados no CAS.	65
3.2	Parâmetros de simulação, condição de detecção e critérios de reconstrução de EAS.	71
4.1	Parâmetros críticos ótimos, fator de pureza e α para quatro energias. . . .	83
4.2	Resultados de erros sistemáticos e incertezas σ_Q para diferentes energias. .	85
4.3	Resultados das análises cegas com o discriminador fator Q para energia $\log(E/eV)=18.6$	86
4.4	Resultados das análises cegas com o discriminador fator Q para energia $\log(E/eV)=19.0$	86
4.5	Resultados das análises cegas com o discriminador fator Q para energia $\log(E/eV)=19.5$	87
4.6	Resultados das análises cegas com o discriminador Q para energia $\log(E/eV) = 20.0$	87
4.7	Resultados para os erros sistemáticos e incertezas com o discriminador linear de Fisher para diferentes energias.	90
4.8	Tabela de resultados das análises cegas com o discriminador de Fisher para energia $\log(E/eV)=18.6$	91
4.9	Resultados das análises cegas com o discriminador de Fisher para energia $\log(E/eV)=19.0$	92
4.10	Resultados das análises cegas com o discriminador de Fisher para energia $\log(E/eV)=19.5$	92
4.11	Resultados das análises cegas com o discriminador de Fisher para energia $\log(E/eV)=20.0$	93
1	Constantes da relação de produção de fluorescência.	111

Sumário

1	Introdução	1
1.1	Espectro de Energia dos Raios Cósmicos	3
1.1.1	Componentes Galáctica e Extragaláctica	3
1.2	Fontes	5
1.3	Supressão GZK	8
1.3.1	Distância das Fontes	11
1.4	Chuveiros Atmosféricos Extensos	12
1.4.1	Perfil Longitudinal	13
1.4.2	Perfil Lateral	14
1.5	Observatório Pierre Auger	16
1.5.1	Detectores de Superfície	18
1.5.2	Melhoramento do SD com Cintiladores	21
1.5.3	Detectores de Fluorescência	22
1.6	Composição dos UHECR	25
1.7	Fluxo de Fótons	26
1.7.1	Variáveis de Discriminação da Componente Fotônica	28
1.8	Objetivos Específicos e Desenvolvimento da Tese	28
2	Chuveiros Atmosféricos e Composição dos UHECR	31
2.1	Modelo de Heitler para EAS	31
2.1.1	Cascata Eletromagnética	32
2.1.2	Cascata Hadrônica	33
2.2	Simulação de Chuveiros	38
2.2.1	Método de Thinning	39
2.2.2	Modelos Hadrônicos	40
2.3	Efeitos em Chuveiros de Fótons	40
2.3.1	Efeito LPM	41
2.3.2	Pre-Shower	43
2.3.3	LPM e Pre-shower nos EAS	43

2.4	Variáveis de Discriminação	44
2.4.1	Profundidade Atmosférica Máxima dos EAS	45
2.4.2	Densidade de Múons	47
2.5	Radiação Cherenkov	50
2.5.1	Emissão Cherenkov de uma Partícula Carregada	50
2.5.2	Fótons Cherenkov nos EAS	52
2.5.3	Distribuição Angular de Emissão dos Fótons Cherenkov	54
2.6	Contribuição Cherenkov Direta e Espalhada	57
2.6.1	Espalhamento Mie	57
2.6.2	Espalhamento Rayleigh	58
3	Simulação da Detecção e Reconstrução de EAS	59
3.1	Emissão dos Fótons de Fluorescência	60
3.1.1	Atenuação Rayleigh e Mie	61
3.2	Emissão de Fótons Cherenkov nos EAS	62
3.3	Reconstrução do Perfil Longitudinal	63
3.4	Simulação da Detecção e Reconstrução do FD	65
3.4.1	Descrição da Simulação de Emissão	66
3.4.2	Simulação da Eletrônica, Fundo e Trigger	67
3.4.3	Detecção e Reconstrução de Chuveiros	69
3.4.4	Resultados da Reconstrução	70
3.5	Densidade de Múons	72
3.5.1	Simulação do SD	73
3.6	Resultados da Reconstrução em termos de N_μ	75
3.6.1	Definição da transformação da densidade de múons para N_μ	77
4	Discriminação de Chuveiros Iniciados por Fótons	79
4.1	Método para Discriminar EAS Iniciados por Fótons	80
4.1.1	Otimização dos Parâmetros Críticos	81
4.1.2	Estimativa da Fração de Fótons	83
4.1.3	Análise Cega	85
4.2	Discriminador Linear de Fisher	86
4.2.1	Conjunto Teste e Otimização com o Discriminador de Fisher	88
4.2.2	Estimativa da Fração Reconstruída de Fótons	89
4.2.3	Análise Cega	90
4.3	Discussão dos Resultados	92
5	Conclusões e Resumo Geral da Investigação	95

Referências Bibliográficas	100
Apêndice	109
A.1 Distribuição de Energia dos Elétrons nos Chuveiros	109
A.2 Distribuição Angular dos Fótons Cherenkov	110
A.3 Produção de Fluorescência	111
A.4 Perda de Energia Média dos Elétrons	112
A.5 Algoritmo de Emissão da Radiação Cherenkov nos CAS	112
A.6 Discriminador Linear de Fisher	114
A.7 Distribuições dos Erros relativos	117

Capítulo 1

Introdução

Os Raios Cósmiticos de Ultra-Alta Energia (*Ultra-High Energy Cosmic Rays* - UHECR) são partículas que chegam ao topo da atmosfera terrestre com energias acima de 10^{18} eV. Estas partículas são raras, sendo seu fluxo muito baixo, da ordem de uma partícula por km^2 por século para energias maiores do que 10^{19} eV. Portanto, necessitam de uma grande área para sua detecção. A interação dos UHECR com as moléculas da atmosfera terrestre produz uma cascata de partículas chamada de Chuveiros Atmosféricos Extensos (*Extensive Air Showers* - EAS). Detectores espalhados na superfície da Terra são utilizados para detectar os EAS e possibilitar a reconstrução da energia e da direção de incidência dos UHECR. Nesta tese investigamos a composição destas partículas através dos parâmetros que descrevem os EAS. Estamos interessados em identificar os chuveiros iniciados por fótons extremamente energéticos que podem compor uma pequena fração do fluxo dos UHECR.

A energia dos UHECR é distribuída nos EAS a partir da criação de partículas secundárias que são, em sua maioria, partículas carregadas. Essa cascata aumentando progressivamente o número de partículas, até que começam em sua maioria a perder energia por ionização na atmosfera, e a cascata começa a ser atenuada. A altitude na atmosfera onde a cascata tem o seu máximo (X_{max}), com o maior número de partículas carregadas, é um parâmetro dos EAS sensível à composição dos UHECR. Dentre as partículas carregadas nos chuveiros, uma fração é composta por múons, cuja densidade no solo é também sensível à composição.

O objetivo principal desta tese é determinar um método para discriminar chuveiros iniciados por fótons daqueles iniciados por núcleos e núcleons, combinando os parâmetros X_{max} e a densidade de múons (ρ_μ). O fluxo de fótons é importante para impor vínculos nos modelos de origem e aceleração dos raios cósmiticos. Os fótons não são desviados por campos magnéticos galácticos e extragalácticos, sendo um ótimo rastreador de fontes. Há também modelos que preveem alto fluxo de fótons

extremamente energéticos vindos do decaimento de partículas exóticas [1]. No entanto, limites superiores no fluxo de fótons foram determinados pelas colaborações Observatório Pierre Auger (OPA) e Telescope Array (TA), [2, 3, 4], desfavorecendo vários modelos exóticos de origem dos UHECR.

Nossa investigação se baseia tanto na simulação de chuveis atmosféricos iniciados por fótons e núcleons, como na detecção e reconstrução de eventos. Esta simulação reproduz os atuais observatórios de detecção de EAS: o OPA [5] e o TA [6]. Estes experimentos utilizam duas técnicas independentes de detecção: uma composta por detectores de superfície (SD) e outra por telescópios de luz fluorescente (FD). Estas técnicas podem operar em modo híbrido, onde dados observados simultaneamente pelo SD e FD são combinados para reconstruir os EAS.

Assim, dentro dos nossos objetivos, encontramos uma metodologia que se diferencia das demais, pois utilizamos o parâmetro densidade de múons ρ_μ [7] para discriminar chuveis iniciados por fótons daqueles iniciados por núcleons e núcleos. Como resultado, além da determinação do método em si, quantificamos se a incerteza de reconstrução de múons da nova geração de detectores de superfície nos permite usar o nosso método de separação eficientemente.

Esta tese está dividida na seguinte forma:

- Começamos o Capítulo 1 descrevendo de forma resumida os UHECR e mais detalhadamente os EAS. Apresentamos o Observatório Pierre Auger, suas técnicas de detecção e os resultados sobre composição. Por fim, listamos os passos necessários para alcançarmos os objetivos específicos da tese.
- No Capítulo 2, derivamos a relação dos parâmetros X_{max} e ρ_μ com a composição dos UHECR. Apresentamos essa relação inicialmente através de modelos simples e, depois, de forma mais detalhada, através da simulação de cascatas com métodos estocásticos. Adicionalmente, descrevemos os efeitos Landau, Pomeranchuk, Migdal (LPM) e *pre-shower* que são importantes em chuveis iniciados por fótons. Por fim, detalhamos o efeito da radiação Cherenkov nos chuveis. Apresentamos a forma com que esta radiação é parametrizada para que possamos utilizá-la na simulação da detecção e reconstrução pelo FD.
- No Capítulo 3, iniciamos com a descrição dos processos de emissão dos fótons de fluorescência e Cherenkov nos chuveis. Depois, apresentamos o algoritmo de reconstrução de chuveis por um FD que, em síntese, é o processo inverso de emissão de fótons. Implementamos este algoritmo num código denominado CAS [8], que simula somente a emissão dos fótons de fluorescência. Desta forma, expandimos

este simulador para levar em conta a emissão dos fótons Cherenkov. Em seguida, apresentamos os resultados desta implementação.

- Ainda no capítulo 3, simulamos a detecção e reconstrução de chuviros pelo SD, incluindo a detecção de múons. Com isto, reconstruímos a densidade muônica. Como um de nossos resultados derivamos a incerteza de reconstrução dos múons de diferentes primários: fótons, prótons e ferro.
- No Capítulo 4, apresentamos nosso método que utiliza conjuntamente os parâmetros X_{max} e ρ_μ para discriminação de chuviros. Portanto, eles formam os pilares da nossa metodologia. Analisamos o seu poder de discriminação e estabelecemos uma estratégia para análise de dados. Essa é, então, aplicada em um conjunto de chuviros, na qual, não conhecemos as frações de fótons. Depois, estimamos estas frações e as confrontamos com a fração “real”. Este procedimento define nossa análise cega, sendo muito importante para testarmos nossa metodologia.
- No Capítulo 5, discutimos nossos resultados e apresentamos nossas conclusões.

1.1 Espectro de Energia dos Raios Cósmicos

O espectro de energia diferencial dos raios cósmicos é apresentado na Figura 1.1 contendo dados de diferentes experimentos. O espectro é multiplicado por $E^{2.6}$ ¹ para acentuar as quebras espectrais, comumente chamadas de joelho (*knee*) ($E \sim 4 \times 10^{15}$ eV), segundo joelho ($E \sim 10^{17}$ eV) e tornozelo (*ankle*) ($E \sim 4 \times 10^{18}$ eV). Há também a supressão no fluxo a partir da energia $E > 5 \times 10^{19}$ eV.

Os experimentos listados na Figura 1.1 detectam os raios cósmicos de maneira indireta através dos EAS, já que o fluxo integral de raios cósmicos com energia $E > 100$ TeV é de cinco partículas por metro quadrado por esferorradiano por dia. O espectro pode ser descrito por leis de potência

$$J(E) = \frac{dN}{dE} \sim E^{-\alpha}, \quad (1.1)$$

onde $\alpha = 2.7$ para energias abaixo do *knee*, passando para $\alpha = 3.1$ até o segundo *knee* e $\alpha = 3.3$ até o *ankle*. O espectro retorna a ter $\alpha = 2.7$ acima do *ankle*.

1.1.1 Componentes Galáctica e Extragaláctica

O espectro de energia dos raios cósmicos observado na Terra estende-se até 10^{20} eV. Dada esta cobertura até energias extremas, as fontes destas partículas devem ser múltiplas.

¹Nesta tese, seguiremos a representação com ponto para separar a parte inteira da parte fracionária de um número real. Logo, 2,6 entende-se por 2.6 na representação com vírgula.

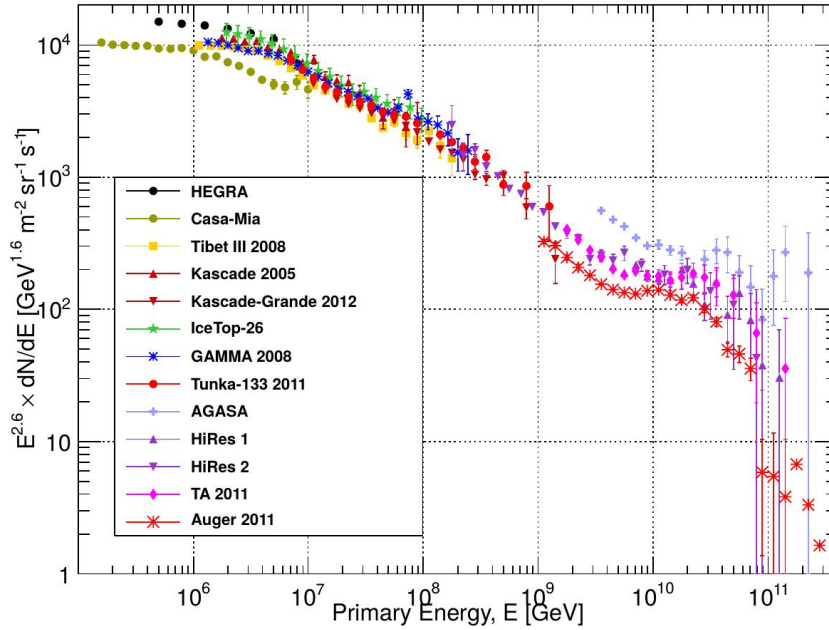


Figura 1.1: Espectro do fluxo dos raios c3smicos a partir da energia $E > 10^{14}$ eV. Extraída de [11].

Part3culas com energia abaixo de 10 GeV s3o originadas no Sol e aceleradas pelas explos3es solares. Os raios c3smicos gal3cticos t3em energia a partir de 10 GeV e se estendem at3 $10^{17} - 10^{18}$ eV, quando o fluxo de part3culas de fontes extragal3cticas comea a dominar. Ainda n3o est3 bem estabelecida em que energia ocorre a transi33o entre estas duas componentes.

H3 ind3cios de que part3culas abaixo do joelho sejam aceleradas em remanescentes de supernovas na Via L3ctea [12]. O mecanismo f3sico respons3vel pela acelera33o seria estoc3stico onde as part3culas estariam imersas em campos eletromagn3ticos intensos, realizando choques e difundindo-se para o espaa (*diffusive shock acceleration* - DSA) [13], ou tamb3m conhecido como mecanismo de Fermi de primeira ordem [14]. Este modelo aceleraria pr3tons at3 energias $\sim 10^6$ GeV. A quebra do 3ndice espectral no *knee* ($E \sim 4 \times 10^{15}$ eV) poderia indicar a troca da composi33o dos raios c3smicos nas fontes para n3cleos mais pesados [15], e marcaria a energia m3xima com que as fontes mais abundantes da gal3xia acelerariam pr3tons.

Existem tr3s cen3rios para explicar as pr3ximas duas quebras do espectro. O primeiro 3 o cen3rio da transi33o das componentes gal3ctica-extragal3ctica na regi3o $E = 3 - 4 \times 10^{18}$ eV (*ankle model*) [16]. Nesta energia, a componente gal3ctica pesada terminaria e a extragal3ctica leve comearia. Com isto, o segundo joelho surgiria devido 3 troca da composi33o gal3ctica para elementos ainda mais pesados. Assim, a regi3o de transi33o apresentaria composi33o qu3mica de elementos com n3cleos pesados, tais como ferro.

Neste cenário, o modelo DSA não daria conta da origem de partículas extragalácticas, os UHECR. Dados dos experimentos OPA, Hires/TA desfavorecem esse cenário, pois mostram uma composição de elementos leves na região $2 - 5 \times 10^{18}$ eV.

O segundo cenário, chamado de *dip model* [17], está baseado nas estimativas da composição química no segundo *knee*. Elementos mais leves foram observados logo após esta quebra ($E = 10^{17.8 \pm 0.08}$ eV) [18]. Isso poderia indicar a região de transição da componente galáctica para extragaláctica neste intervalo. O *ankle*, neste caso, apareceria devido à perda de energia dos UHECR, principalmente por criação de pares em sua interação com a radiação cósmica de fundo ($p + \gamma_{CMB} \rightarrow p + e + e^-$). O índice espectral seria a assinatura deste cenário, com a componente mais energética dos UHECR composta majoritariamente por prótons.

No terceiro cenário, chamado de *mixed composition*, [19] supõe-se que a componente extragaláctica seja formada por núcleos de vários tipos. O núcleo primário seria descarterizado na fonte e ao se propagar pelo meio interestelar, devido à fotoprodução de píons, produção de pares e fotodesintegração. A transição galáctica-extragaláctica poderia ocorrer em energias intermediárias ($E = 10^{17} - 10^{19}$ eV) e tanto o formato quanto a composição química do espectro dependeriam das fontes.

Assim, a composição dos raios cósmicos restringe os modelos de sua origem, propagação e aceleração. Porém, a detecção indireta dos raios cósmicos por EAS (a partir de $E > 10^{15}$ eV) dificulta ainda mais a sua análise. O principal desafio está na componente mais energética onde o fluxo é extremamente baixo e suas fontes incertas.

1.2 Fontes

A origem dos UHECR ainda permanece um grande mistério, bem como os mecanismos pelos quais são acelerados a energias extremamente altas. Existem dois tipos de cenários que poderiam explicar a origem dos UHECR, os chamados *Top-Down* e *Bottom-Up*.

Cenário *Bottom-Up*

Neste cenário, os UHECR têm origem nos objetos astrofísicos e o principal mecanismo de aceleração baseia-se em argumentos físicos semelhantes ao DSA. Este modelo é estocástico e baseia-se no mecanismo de aceleração de Fermi [14]. A aceleração difusa se dá próxima às ondas de choque no meio interestelar, onde as partículas carregadas são espalhadas repetidamente por irregularidades nos campos magnéticos. Essa aceleração por choques [20] é muito mais rápida do que o mecanismo original proposto por Fermi e é o que melhor explica a origem dos raios cósmicos galácticos.

No processo de aceleração por choques, os objetos astrofísicos devem conter as condições

físicas necessárias para acelerar partículas carregadas. Estas condições, para energias acima de 1 EeV, foram derivadas através de argumentos dimensionais por Hillas [21]. Ele mostrou que a energia máxima alcançada por uma partícula carregada com carga Ze é

$$E_{max} = \beta Ze \left(\frac{B}{1\mu G} \right) \left(\frac{R}{1kpc} \right) EeV \quad (1.2)$$

onde β representa a velocidade da onda de choque, B o valor absoluto do campo magnético e R a extensão da região de aceleração. Desta relação, Hillas associou os objetos astrofísicos com o potencial de aceleração a energias $E > 10^{20}$ eV.

A Figura 1.2 mostra o gráfico de Hillas [21] com os potenciais sítios aceleradores. A linha verde na parte inferior mostra o valor do campo magnético mínimo para acelerar núcleos de ferro acima de 10^{20} eV em função do tamanho do objeto. As linhas tracejadas e contínuas superiores em azul mostram os valores mínimos para prótons com diferentes velocidades de choque.

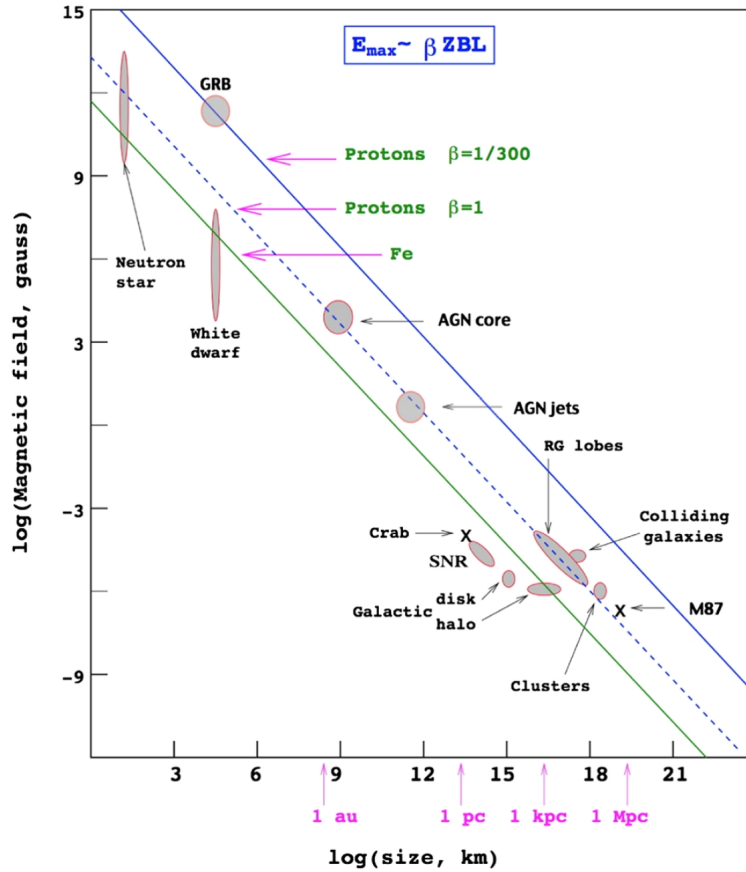


Figura 1.2: Gráfico de Hillas dos candidatos a sítios aceleradores. Para acelerar uma partícula específica a energias $E > 100$ EeV, o objeto astrofísico deve estar acima da linha correspondente a prótons ou ao núcleo de ferro. Extraída de [22].

Análises da direção de chegada dos UHECR podem identificar suas fontes. Além dos

processos de perda de energia, a trajetória dos UHECR até a Terra é afetada pelos campos magnéticos galácticos e extragalácticos. Para uma partícula com carga Ze em um campo magnético $B(\mu\text{G})$, o raio de Larmor em kpc na é dado por [23]

$$R_L \simeq 1\text{kpc} \frac{E[\text{EeV}]}{ZB[\mu\text{G}]}.$$
 (1.3)

Para prótons com energia maior do que 1 EeV, assumindo um campo magnético galáctico de $B \sim 1$ nG, o R_L excede as dimensões da galáxia. Assim, os UHECR têm rigidez suficiente para manter a direção de origem, dentro de alguns graus na sua propagação dentro da Via Láctea. Se todos os UHECR fossem originados dentro da Via Láctea, teriam uma tendência de vir do plano galáctico, o que não é observado. Logo, isto indica que são originados fora da galáxia.

Anisotropia de Larga Escala

A análise de fontes dos UHECR deve levar em consideração os desvios devido aos campos magnéticos galácticos e extragalácticos, a composição e também seu fluxo. Relacionar a direção de chegada aos objetos astrofísicos demandaria alta estatística. Ao invés destas buscas por fontes pontuais, realizam-se análises que indiquem anisotropias globais no fluxo de UHECR, tal como a anisotropia de larga escala.

Neste tipo de análise, todos os eventos são usados na identificação de anisotropias na direção de chegada dos UHECR. O fluxo de partículas é projetado no equador celeste, e então, se procura por anisotropia na ascensão reta. A colaboração OPA encontrou uma anisotropia de larga escala compatível à de um dipolo [24]. Nesta análise específica, a anisotropia de um dipolo é correspondente aos coeficientes de primeiro harmônico de uma série de Fourier. A Figura 1.3 apresenta a distribuição de eventos (em vermelho) normalizada em função da ascensão reta (energia $E > 8$ EeV) comparada com uma função senoidal, correspondente ao primeiro harmônico da série de Fourier. A distribuição é comparável ao dipolo com um nível de significância maior que 5.2σ .

A Figura 1.4 mostra o mapa do fluxo das partículas em coordenadas equatoriais. Como o OPA fica no hemisfério Sul, parte do hemisfério Norte não é visível. O asterisco representa o centro da Via Láctea e a linha pontilhado o plano galáctico. Pode-se perceber que existe um fluxo de dipolo que não vem do plano galáctico. Esta é a maior evidência de que os UHECR são originados fora da galáxia.

Cenário *Top-Down*

A supressão dos raios cósmicos com energias acima de 5×10^{19} eV já era esperada desde a descoberta da radiação cósmica de fundo, conforme veremos na próxima seção. Porém,

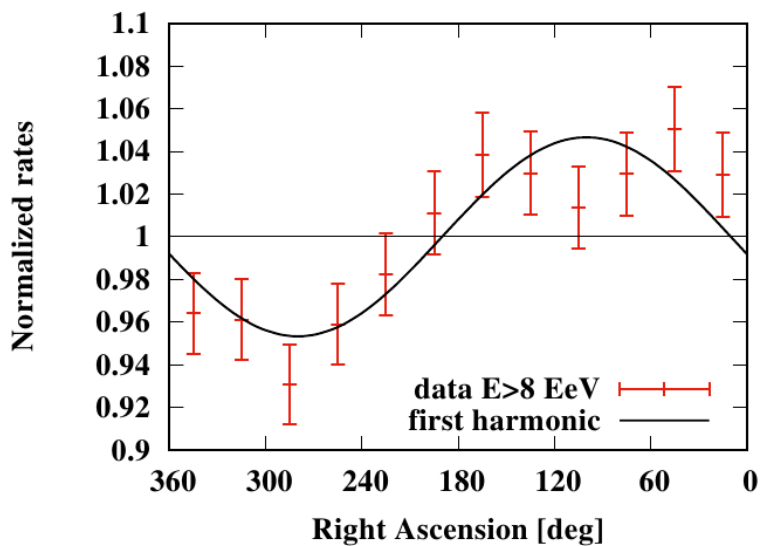


Figura 1.3: Distribuição da taxa de eventos normalizada em função da ascensão reta [24].

o experimento AGASA detectou 11 eventos acima desta energia [25] no período de 1993-2002. O cenário *Bottom-Up* não conseguia explicar este excesso de eventos e, então, surgiram diversos outros modelos como alternativa. Alguns destes modelos são chamados de *top-down* onde se postula a existência de novas partículas massivas originadas de processos físicos ocorridos no início do universo. Em tais modelos, estas partículas decairiam produzindo os UHECR. Uma discussão detalhada dos cenários *Top-Down* pode ser encontrada em [1]. As partículas massivas viriam do colapso ou do decaimento de defeitos topológicos, tais como mono polos magnéticos ou *cosmic strings*, associados com a teoria da grande unificação (GUT). Poderiam também ser partículas meta-estáveis supermassivas de longa vida, relíquias produzidas no início do universo e que estão decaindo na época atual.

Embora os cenários *Top-Down* sejam muito interessantes por conter modelos de física nova, em sua maioria preveem um alto fluxo de fótons que não estão sendo observados pelos experimentos de UHECR. Isto reduz a possibilidade destes modelos explicarem a origem dos UHECR.

1.3 Supressão GZK

A supressão do espectro dos raios cósmicos a altíssimas energias foi prevista independentemente por Greisen, [26] e por Zatsepin e Kuz'min [27] em 1966. A supressão seria o resultado da perda de energia dos UHECR ao interagirem com a radiação cósmica de fundo (*Cosmic Microwave Background* - CMB), descoberta em 1965. Sabia-se que píons eram produzidos a partir da interação de prótons com fótons, sendo este processo am-

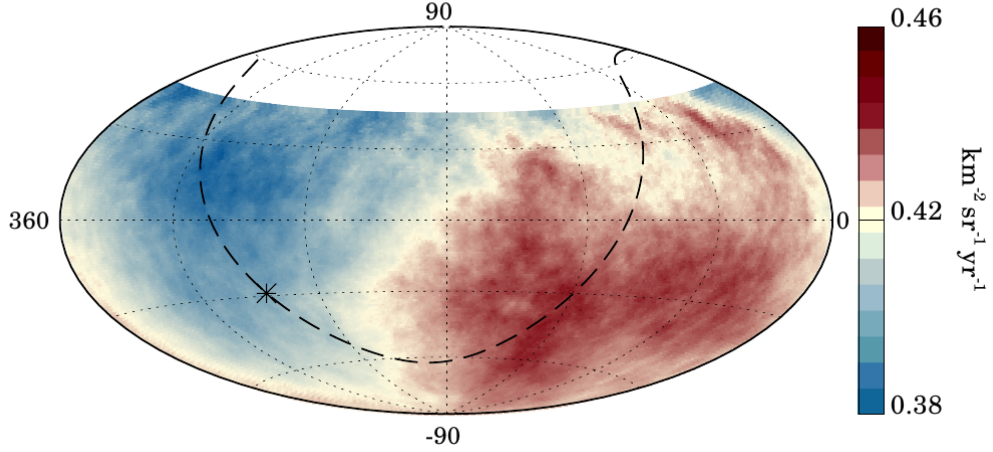


Figura 1.4: Mapa do fluxo de partículas na esfera celeste em coordenadas equatoriais [24].

plificado devido à ressonância associada à produção de Δ^+ (colisão $p + \gamma \rightarrow \Delta^+(1232)$). A Figura 1.5 apresenta a seção de choque total de fotoprodução de píons (prótons em repouso). O pico na energia dos fótons 0.34 GeV se deve à produção de Δ^+ que decai em π^0 . Desta forma, o principal processo de perda de energia dos núcleons em sua propagação até a Terra é o de fotoprodução de píons, através das reações



onde p e n representam, respectivamente, o próton e o nêutron, π^0 e π^\pm , os píons neutros e os carregados e γ_{CMB} , os fótons do CMB.

No sistema de laboratório, o invariante s , que está relacionado com a energia total no centro de massa por $E_{CM}^2 = s$, é dado por

$$s = (E_p + \epsilon)^2 - (\vec{p}_p + \vec{p}_\gamma)^2 \quad (1.8)$$

$$s = m_p^2 + 2E_p\epsilon(1 - \beta\cos\theta), \quad (1.9)$$

onde $E^2 = m^2 + p^2$ e assumindo unidades onde $c = 1$. O ângulo θ é formado pelos vetores momento do fóton e próton e β é a velocidade do próton em relação à velocidade da luz. O limiar da energia para a fotoprodução de píons acontece quando

$$E_{CM}^2 \geq (m_p + m_\pi)^2, \quad (1.10)$$

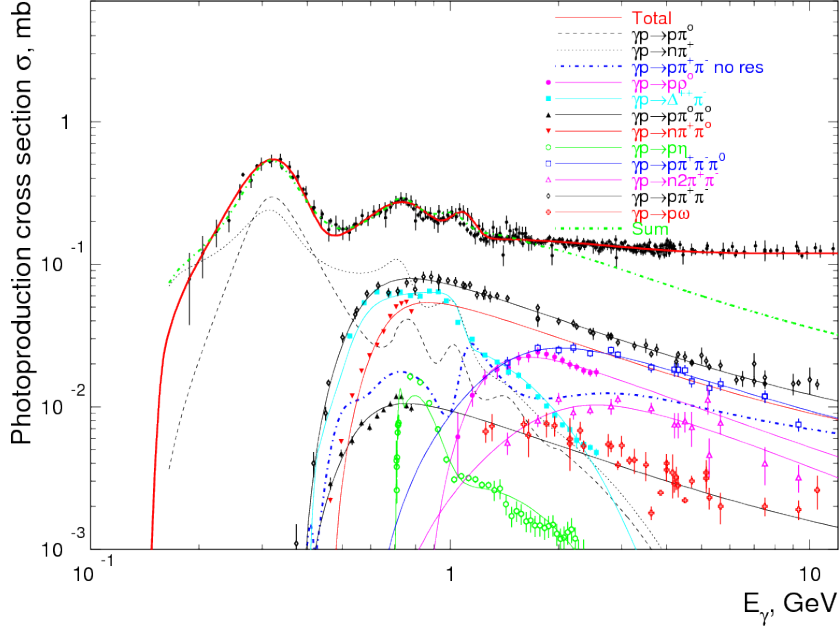


Figura 1.5: Seção de choque de fotoprodução de píons em função da energia dos fótons. O pico da seção de choque na energia 0.34 GeV é devido à ressonância de produção do Δ^+ [28].

ou para que a ressonância Δ^+ ocorra

$$E_{CM}^2 \geq m_{\Delta^+}^2 \quad (1.11)$$

em que o lado direito é a massa de repouso das partículas. Considerando uma colisão frontal ($\theta = 180^\circ$) e o próton em repouso sendo bombardeado pelos fótons,

$$\epsilon = m_{\pi^0} + \frac{m_{\pi^0}^2}{2m_p}, \quad (1.12)$$

resultando $\epsilon = 145$ MeV.

Sabendo que a energia média dos fótons do CMB é $\epsilon = 6.3 \times 10^{-4}$ eV, a energia limiar do próton para que este processo ocorra é dado por

$$E_{p,th} = \frac{m_\pi}{4\epsilon} (m_\pi + 2m_p) \simeq 10^{20} \text{ eV}. \quad (1.13)$$

Levando-se em conta a distribuição da energia do CMB, que segue a distribuição de radiação do corpo negro, esta energia limiar se encontra em $\sim 5 \times 10^{19}$ eV. Abaixo do limiar da fotoprodução de píons, o processo de perda de energia dominante é o de produção de pares $p + \gamma \rightarrow p + e^+ e^-$. Outro processo significativo de perda de energia para prótons de altíssimas energias é devido à expansão adiabática do universo.

Assim, os UHECR em sua propagação no meio interestelar perdem energia devido à sua interação com o CMB. A maior evidência da supressão GZK está na atenuação do fluxo

dos raios cósmicos ($E > 4 \times 10^{19}$ eV) que foi observada em 2008 tanto pela colaboração OPA como HiRes [29, 30]. Considerando isso, o CMB deve limitar as distâncias com que fontes de UHECR são detectáveis. A maior distância no qual os UHECR emitidos são detectáveis é chamada de distância GZK ou horizonte GZK.

1.3.1 Distância das Fontes

Um próton com energia $E = 10^{20}$ eV, ao se propagar pelo CMB, tem livre caminho médio dado por

$$\lambda_p = (n\sigma_{\gamma,p})^{-1} = 8.1 \text{Mpc} \quad (1.14)$$

onde $\sigma_{\gamma,p} = 10^{-28} \text{ cm}^2$ é a seção de choque de interação fóton-próton e $n = 400 \text{ cm}^{-3}$ é a densidade média de fótons nesta energia. É importante ressaltar que esta seção de choque, no entorno desta energia, apresenta várias ressonâncias, tal como a de produção Δ .

A inelasticidade k_{inel} é um parâmetro importante que representa a fração de energia perdida em uma interação. Ela é dependente da energia e sua relação com o caminho livre médio é dada por

$$L_{loss} = \lambda/k_{inel}, \quad (1.15)$$

é chamada comprimento de atenuação. A Figura 1.6 mostra o L_{loss} de prótons, fótons e núcleos em vários processos de interação com o CMB em função da energia. As três curvas inferiores referem-se ao fóton, enquanto as linhas superiores mais destacadas mostram separadamente os processos de fotoprodução de píons e de pares para o próton. As linhas pontilhadas referem-se ao núcleo de ferro.

No limiar da fotoprodução de píons, os prótons perdem cerca de 20% da sua energia em uma interação. Com o aumento da energia de centro de massa, a k_{inel} aumenta em até 50%. A Figura 1.7 mostra a perda de energia dos prótons (devido à fotoprodução de píons), ao se propagarem pelo CMB, determinada através de simulações [32]. Cada curva representa a energia do próton na fonte, indicando que os UHECR devem ter sido produzidos dentro de uma esfera de raio limitado pelo horizonte GZK (~ 100 Mpc) para serem detectados na Terra com aproximadamente a mesma energia. Se as fontes que produzem os UHECR estiverem fora do raio GZK, os prótons perderiam a maior parte da sua energia antes de chegar à Terra.

Os núcleos com massa atômica A perdem sua energia através dos processos de fotodesintegração e produção de pares, ambos devidos à sua interação com o CMB e IR. A fotodesintegração consiste na perda de um ou mais núcleons durante a propagação, que ocorre quando a energia de centro de massa excede a energia associada com a frequência de excitação coletiva do núcleo, chamada ressonância dipolar gigante. As reações para

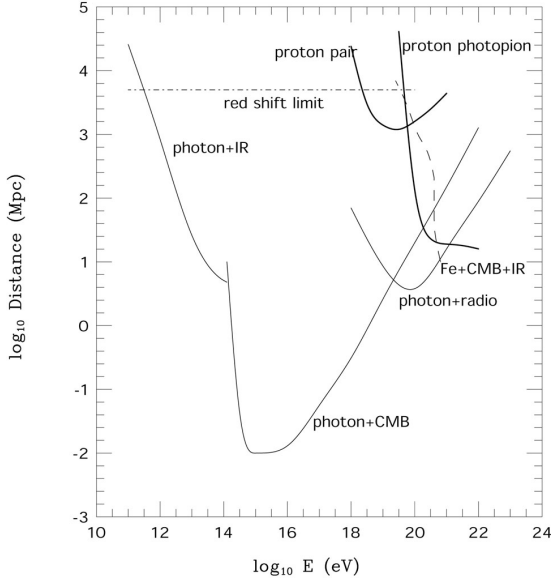


Figura 1.6: Comprimento de atenuação para prótons, núcleos e fótons. Extraída de [31].

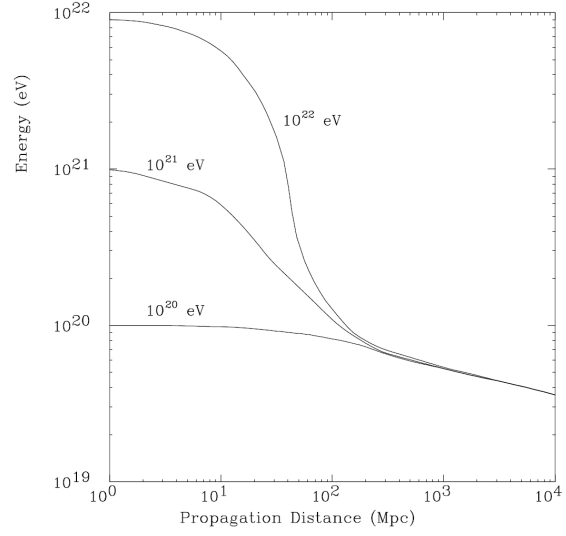


Figura 1.7: Energia média dos prótons em função da sua distância percorrida através do CMB. Extraída de [32].

estes processos são

$$A + \gamma_{CMB,IR} \rightarrow (A - 1) + N \quad (1.16)$$

$$\rightarrow (A - 2) + 2N \quad (1.17)$$

$$\rightarrow A + e^+ + e^- \quad (1.18)$$

onde N representa um núcleon.

1.4 Chuveiros Atmosféricos Extensos

Os EAS são formados quando partículas primárias (UHECR) interagem no topo da atmosfera, gerando partículas secundárias que interagem novamente, iniciando, então, um processo de multiplicação de partículas. Um primário com energia $E = 10^{20}$ eV gera cerca de 10^{11} partículas que chegam à superfície da Terra. O fenômeno dos chuveiros é complexo, pois envolve não apenas muitas partículas, mas vários tipos de interações, tais como espalhamento Coulombiano, deflexão pelo campo geomagnético e interações entre os núcleons. Apesar desta complexidade de interações, modelos são formulados para descrever as principais características dos EAS.

A Figura 1.8 apresenta uma ilustração da extensão espacial de um chuveiro. A variável profundidade atmosférica é uma medida da quantidade de matéria que o chuveiro atravessa

e é definida como

$$X_v(z) = \int_{z_{alt}}^{-\infty} \rho(z) dz, \quad (1.19)$$

onde $\rho(z)$ é o perfil de densidade da atmosfera em função da altitude vertical z . É padrão medi-la em g/cm^2 e definir sua origem no topo da atmosfera (z_{alt}). Seu valor aumenta à medida que se diminui a altitude em relação ao nível do mar. A quantidade de matéria atravessada por um chuvaire depende do ângulo de incidência (ângulo zenital θ_{zen}). É conveniente transformar a profundidade atmosférica vertical X_v em profundidade atmosférica inclinada que segue a direção de incidência do primário e do eixo do EAS, chamada profundidade atmosférica *slant*. Estas estão relacionadas por $X_{slant} = X_v/\cos(\theta_{zen})$.

Um chuvaire pode ser descrito pela superposição das cascatas: eletromagnética, muônica e a hadrônica. A cascata eletromagnética é composta majoritariamente por e^\pm e fótons (98%). Já a cascata hadrônica inclui os píons carregados π^\pm que decaem e produzem múons. Há também o eixo (*core*) do chuvaire, região com maior densidade de partículas e formado principalmente por múons e hádrons.

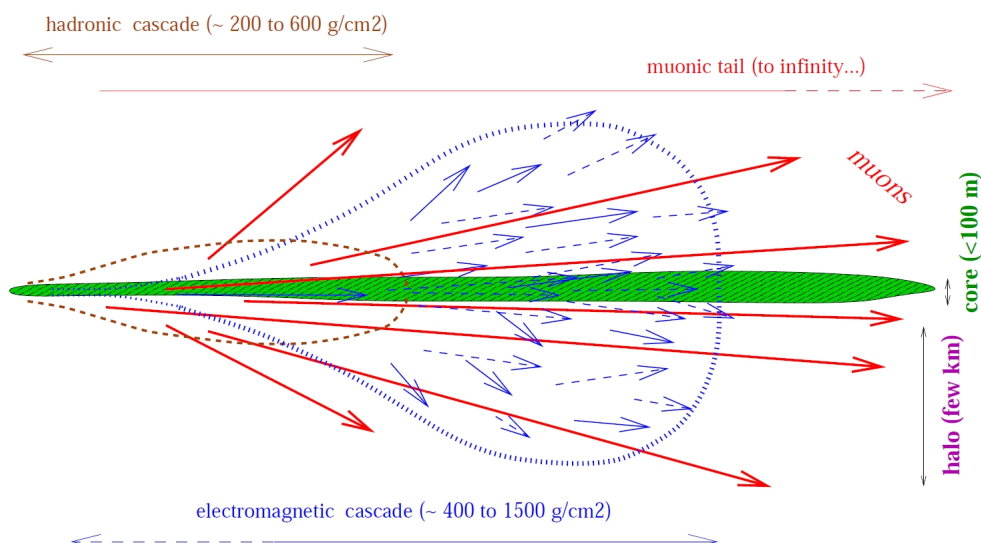


Figura 1.8: Esquema da extensão espacial dos EAS. Em azul, a componente eletromagnética e, em vermelho, a componente muônica. Extraído de [33].

1.4.1 Perfil Longitudinal

Um EAS origina-se da interação de UHECR com as moléculas da atmosfera. A colisão primária inicia um processo de multiplicação, aumentando o número de partículas carregadas em função da profundidade atmosférica. À medida que as partículas se multiplicam, perdem energia até que alcançam o limiar de energia de ionização. A partir daí, o chuvaire começa a perder energia por ionização e é atenuado. O processo é representado

graficamente na Figura 1.9.

Os perfis longitudinais são devidamente representados pela função Gaisser-Hillas [34]

$$N_c(X) = N_{max} \left(\frac{X - X_0}{X_{max} - X_0} \right)^{\frac{X_{max} - X_0}{\lambda}} e^{-\frac{X_{max} - X}{\lambda}}, \quad (1.20)$$

onde N_{max} é o número de partículas carregadas no máximo do chuvaire, X_{max} é a profundidade atmosférica onde ocorre o N_{max} , X_0 é um parâmetro livre de ajuste e λ é o caminho livre médio da partícula (para prótons $\lambda = 60 \text{ g/cm}^2$).

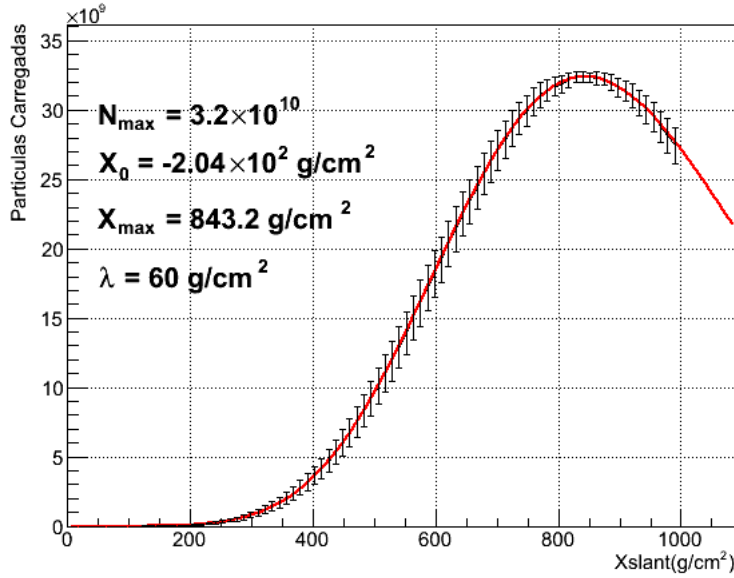


Figura 1.9: Perfil longitudinal de um chuvaire simulado. O primário é um próton de energia $E = 5 \times 10^{19} \text{ eV}$.

A integral do perfil longitudinal determina a energia depositada na atmosfera pela parte eletromagnética do chuvaire (calorimétrica),

$$E_{em} = 2.2 \text{ MeV/g/cm}^2 \int_0^{\infty} N_c(X) dX, \quad (1.21)$$

onde a constante 2.2 MeV corresponde à energia média perdida (depositada na atmosfera por ionização) por uma partícula carregada a cada g/cm^2 .

1.4.2 Perfil Lateral

Como resultado deste processo estocástico, as partículas criadas espalham-se lateralmente. Dado um plano perpendicular ao eixo do chuvaire na profundidade $X(\text{g/cm}^2)$, a densidade de partículas em função da distância ao eixo define o perfil lateral. A Figura 1.10 mostra

este perfil por componente. As partículas espalham-se para mais de 2000 metros em relação ao eixo do chuvaeiro.

A função que descreve a distribuição lateral das partículas carregadas (e^\pm) foi derivada por Nishimura e Kamata (1958). Esta função é chamada Função de Distribuição Lateral (*Lateral Distribution Function - LDF*), [35]

$$\rho(R) = N_e C_1(s) \left(\frac{R}{r_M} \right)^{s-\alpha} \left(1 + \frac{R}{r_M} \right)^{s-\beta}, \quad (1.22)$$

onde α e β são parâmetros de ajuste, r_M é o raio de Mòliere (valor típico 79 m), e $C_1(s)$ inclui o fator de normalização, tal que

$$\frac{2\pi}{N_e(X)} \int_0^\infty \rho(R) R dR = 1. \quad (1.23)$$

O parâmetro s é chamado de idade do chuvaeiro e está relacionado ao perfil longitudinal por

$$s = \frac{3}{1 + 2 \frac{X_{max}}{X}}, \quad (1.24)$$

em que $s = 1$ é onde o chuvaeiro desenvolve o número máximo de partículas carregadas. Se $s < 1$, o chuvaeiro ainda cresce (é dito ser “novo”), e se $s > 1$, o chuvaeiro está atenuando (“velho”).

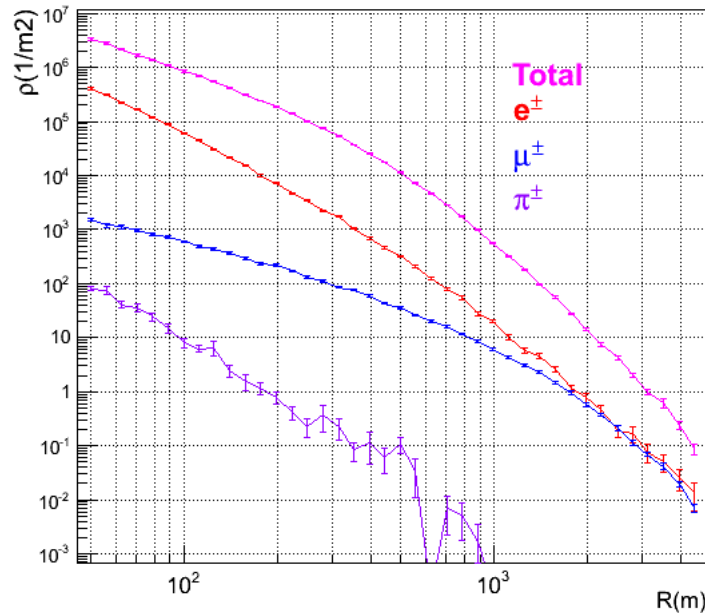


Figura 1.10: Perfil lateral é a densidade numérica de partículas em função da distância ao eixo do chuvaeiro no solo (correspondente à simulação da Figura 1.9).

1.5 Observatório Pierre Auger

O Observatório Pierre Auger (OPA) é o maior observatório de raios cósmicos já construído e foi projetado para detectar UHECR de forma híbrida, utilizando detectores de superfície (SD) e detectores de fluorescência (FD) simultaneamente. Está localizado próximo à cidade de Malargüe, na província de Mendoza, Argentina, na região “Pampa Amarilla” (35° Sul, 69° Oeste, 1400 m de altitude). O OPA começou a operar em 2004 com 100 estações SD do tipo tanque de água que detectam a radiação Cherenkov gerada devido a passagem das partículas do chuveiro com velocidade maior do que a luz neste meio (*Water Cherenkov Detectors-WCD*). Estes tanques cobrem uma área de 150 km². A construção do OPA foi finalizada em 2008, com detectores espalhados numa área de 3000 km². A área grande é necessária, dado que o fluxo dos UHECR é muito baixo. Assim, a área de detecção e a distância entre as estações foram otimizadas para cobrir o intervalo de energia dos UHECR.

O observatório conta com 1660 tanques WCD separados em configuração triangular, com uma distância de 1.5 km entre eles. Os detectores de fluorescência estão dispostos ao redor da rede de WCD, contanto com quatro prédios. A Figura 1.11 esquematiza esta distribuição de detectores. Cada ponto branco pequeno representa uma estação SD. As linhas contínuas indicam o campo de visão dos telescópios localizados nos quatro pontos brancos maiores na periferia (*Coihueco, Loma Amarilla, Los Leones e Los Morados*). Na região central encontra-se o *Central Laser Facility* (CLF) de onde são disparados pulsos de laser na atmosfera para calibrar os detectores de fluorescência. Próximo à estação *Coihueco*, na área com maior densidade de pontos brancos, encontra-se o *infill array* consistindo de SD mais próximos entre si (750 m), que estendem as observações de UHECR para regiões de mais baixas energias (0.1 a 1) EeV (*Auger Muon and Infill for the Ground Array - AMIGA*). Com o mesmo objetivo que o AMIGA, foram instalados na estação *Coihueco* três telescópios de fluorescência em uma extensão chamada HEAT, *High Elevation Auger Telescope*, que cobre uma região mais elevada no céu para observar UHECR de mais baixas energias.

O Observatório Pierre Auger é uma colaboração que conta com 18 países. Começou a tomar dados em 2004 e tem previsão para operar até 2026. O OPA foi projetado para detectar UHECR com uma eficiência e precisão sem precedentes e tem a característica de realizar medidas tanto no modo híbrido como independente, ou seja, com SD ou FD. Cada uma destas técnicas tem suas vantagens e desvantagens. No caso do detector de fluorescência, a energia do primário é estimada quase que independentemente dos modelos de interação de hádrons. Porém, seu uso limita-se somente a noites escuras, reduzindo seu ciclo de trabalho para 10%. Já o detector de superfície apresenta melhor resolução na reconstrução da direção de chegada e seu funcionamento é constante (ciclo de trabalho

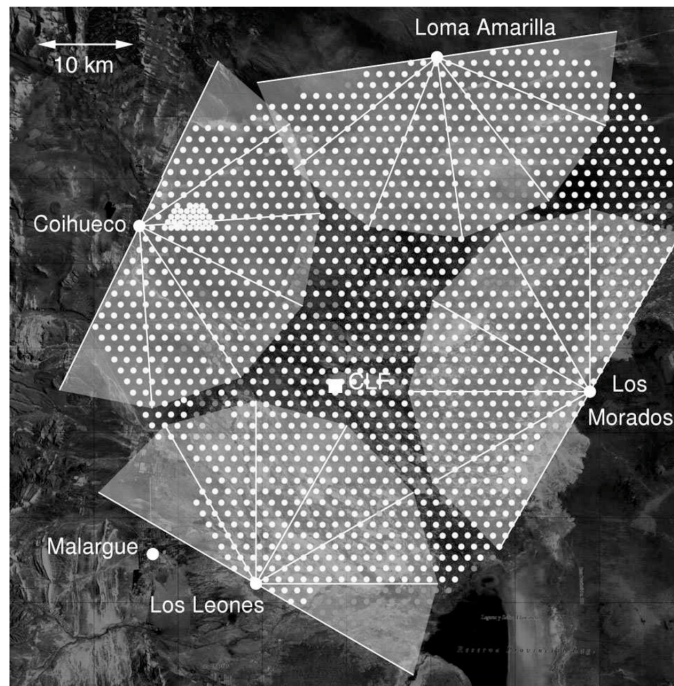


Figura 1.11: OPA em março de 2009. Extraída de [36].

100%).

1.5.1 Detectores de Superfície

Os detectores do tipo WCD são tanques com 1.2 m de altura e 10 m² de área e estão espalhados numa área total de 3000 km² num arranjo triangular separados entre si por 1.5 km de distância. Cada tanque contém 12000 litros de água ultra purificada com três fotomultiplicadoras (PMT) instaladas no topo do tanque. Estas estão separadas simetricamente em relação ao eixo central. As três PMTs detectam a luz Cherenkov emitida devido à passagem das partículas carregadas do chuveiro com velocidade maior do que a luz na água.

A Figura 1.12 (a) mostra uma fotografia de um WCD. Estas estações são equipadas com um sistema de aquisição de dados (DAQ) e eletrônica para controle de *trigger*, painel solar e duas baterias, receptor GPS para marcação de tempo e um emissor e receptor de rádio para transmissão de dados. Os sinais das fotomultiplicadoras são digitalizados com uma frequência de 40 MHz (10-bit FADC, bin de 25 ns).

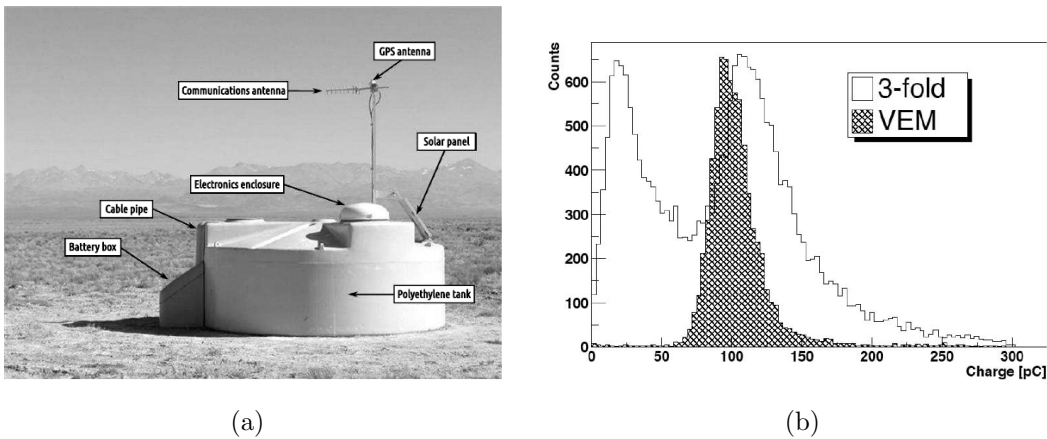


Figura 1.12: (a) Tanque de água que detecta a passagem das partículas carregadas num chuveiro com velocidades maiores do que a da luz no meio. (b) Espectro de carga deixado por múons nas três PMTs. Extraídas de [5].

O sinal nos tanques é medido em relação ao sinal da passagem de um múon vertical no centro do tanque (1 VEM - *Vertical Equivalent Muon*). Embora um múon central produza um pico característico, correspondente a 1 VEM, os múons não necessariamente chegam verticalmente. A Figura 1.12 (b) mostra a distribuição de carga no ânodo da PMT quando um múon passa verticalmente no tanque (hachurada). Este sinal é comparado com a passagem de múons atmosféricos vistos nas três PMTs. O segundo pico de três PMTs é produzido pela passagem de múons, já o primeiro é associado aos múons de baixa energia e elétrons.

O segundo pico no histograma corresponde a carga de $Q_{VEM}^{pico} = 1.09$ VEM, onde tomamos a carga de pico da distribuição hachurada como $Q_{VEM} = 1$ VEM [37]. Um

tanque WCD tem três níveis hierárquicos de trigger, dois locais T1 e T2, e um global T3. Enquanto o T1 é acionado através da intensidade do sinal e da coincidência entre as três PMTs do tanque, o T2 trabalha juntamente com o T3 para procurar coincidência de sinal entre detectores próximos. Os sinais das PMTs são gravados quando num evento há coincidência de pelo menos 3 tanques vizinhos.

O T1 é acionado quando há coincidência das 3 PMTs com um pico de 1.75 VEM. O T2 é acionado quando a coincidência do pico passa de 3.2 VEM nas três PMTs ou quando a coincidência do pico é maior do que 0.2 VEM (2 ou 3 PMTs) em 13 intervalos de tempo dentro de $3\mu s$. Então o T3 se encarrega de procurar coincidência de sinais entre detectores vizinhos.

No caso de chuveyros inclinados ($\theta_{zen} > 60^\circ$), as partículas atravessam uma maior quantidade de matéria, atenuando em sua maioria elétrons e fótons. Isto faz com que o sinal gerado no tanques seja predominantemente de múons. A Figura 1.13 mostra os traços dos sinais de chuveyros inclinados e verticais. Em chuveyros verticais o sinal é esparsos no tempo e com picos baixos, diferentemente dos inclinados que são curtos no tempo e altos.

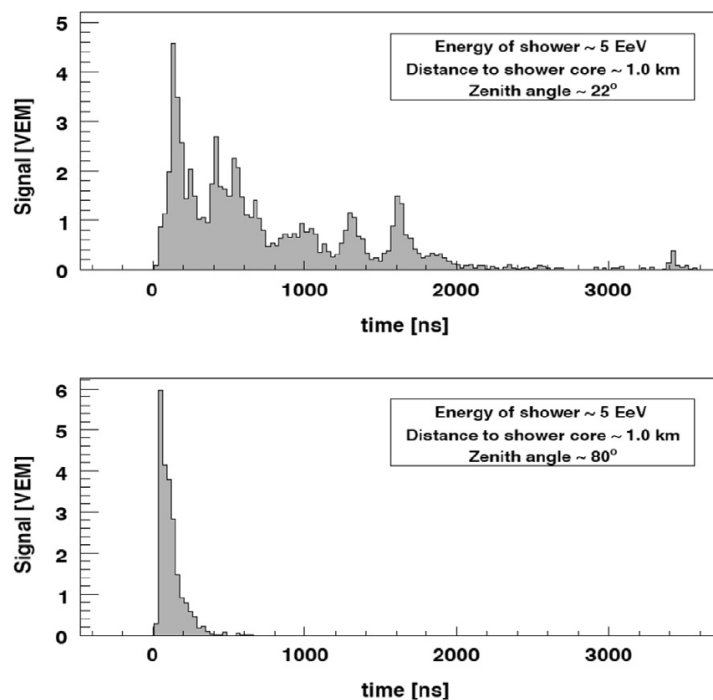


Figura 1.13: Traço dos sinais em (VEM) em função do tempo. No gráfico de cima (baixo) traços de eventos verticais (inclinados). Extraída de [38].

Após a gravação dos dados, a reconstrução da direção de chegada e estimativa da energia são realizadas *offline*. As coordenadas das estações são projetadas paralelamente ao plano de chegada do chuveyro (*Shower Front Plane*). Uma função NKG modificada [5]

é ajustada aos sinais das estações em função da distância r ao eixo do chuveiro

$$S(r) = S(r_{opt}) \left(\frac{r}{r_{opt}} \right)^\beta \left(\frac{r + r_1}{r_{opt} + r_1} \right)^{\beta+\gamma} \quad (1.25)$$

onde r_{opt} é a distância de menor incerteza de reconstrução, $r_1 = 700$ m e $S(r_{opt})$ é o sinal na distância r_{opt} . Na rede de WCD no OPA $r_{opt} = 1000$ m [39]. O β e γ são parâmetros dependentes do ângulo zenital e do estágio de desenvolvimento do chuveiro e são dependentes de simulações. Os sinais vs r de um evento é mostrado na Figura 1.14.

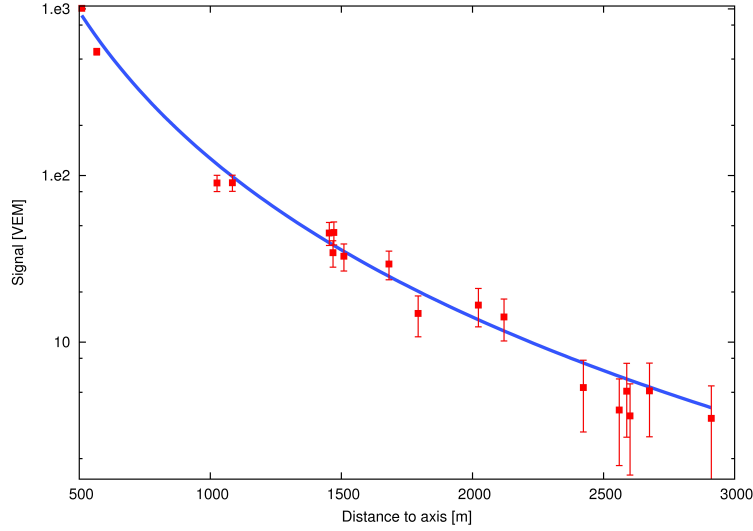


Figura 1.14: Ajuste de uma LDF aos sinais dos tanques WCD. Extraída de [40].

Calibração da Energia

Considerando a detecção de EAS produzidos por primários de mesma energia, a intensidade $S(1000)$ estimada pela LDF depende do ângulo zenital θ_{zen} . A Figura 1.15 (a) mostra esta modulação em função do zênite. Isto acontece devido à atenuação das partículas pela atmosfera (e por efeitos geométricos). Assumindo um fluxo isotrópico dos UHECR, o ângulo 38° é tomado como ponto de referência para converter o $S(1000)$ em

$$S_{38} = \frac{S(1000)}{f_{CIC}(\theta_{zen})}, \quad (1.26)$$

onde $f_{CIC}(\theta_{zen}) = 1 + ax + bx^2 + cx^3$ ($a = 0.980 \pm 0.004$, $b = -1.68 \pm 0.01$, $c = -1.3 \pm 0.45$) (Valores extraídos da ref. [5]), com $x = \cos^2(\theta_{zen}) - \cos^2(\overline{\theta_{zen}})$, converte o $S(1000)$ para o ponto de referência. Como exemplo, chuveiros iniciados por prótons com energia 10 EeV produzem um sinal S_{38} de aproximadamente 50 VEMs. Com a relação a cima podemos converter o sinal gerado por um UHECR incidindo com θ_{zen} ao

sinal de referência. O S_{38} é interpretado como o sinal $S(1000)$ que o chuvaeiro produziria se chegasse com ângulo $\theta_{zen} = 38^\circ$.

O sinal tomado na referência é então usado para estimar a energia do primário. Esta estimativa é realizada através da calibração do sinal S_{38} aos chamados eventos híbridos, para os quais, a energia é estimada pelo FD. A Figura 1.15 (b) mostra a relação entre E_{FD} com o sinal S_{38} , que pode ser descrita pela relação

$$E_{FD} = A \left(\frac{S_{38}}{VEM} \right)^B, \quad (1.27)$$

onde $A = 1.9 \times 10^{17}$ eV (± 0.05) e $B=1.025(\pm 0.007)$ (Valores extraídos da ref. [5]). A energia estimada pelo SD é então

$$E_{SD} = A \left(\frac{S(1000)}{f_{CIC} VEM} \right)^B. \quad (1.28)$$

Esta calibração resulta em uma incerteza estatística máxima de 16% e um erro sistemático de 2%.

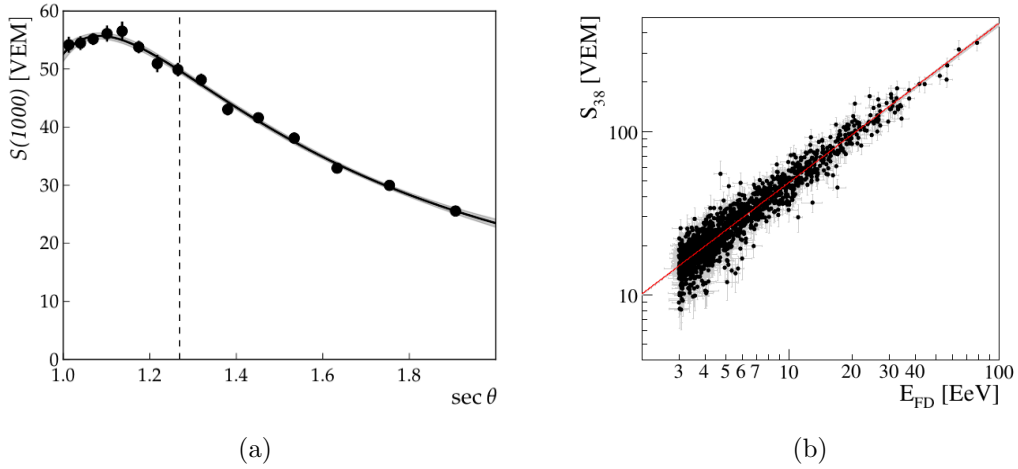


Figura 1.15: (a) Curva da atenuação do sinal $S(1000)$ em função do zênite ($sec(\theta_{zen})$). (b) Curva da calibração do S_{38} com a energia do detector de fluorescência. Extraídas de [5].

1.5.2 Melhoramento do SD com Cintiladores

A produção de múons nos EAS está diretamente relacionada com a produção de píons carregados π^\pm nas primeiras interações dos UHECR com as moléculas da atmosfera (interação dos hádrons). Como os modelos hadrônicos se baseiam em dados de alta energia e, então, são extrapolados para altíssimas energias, a componente muônica dos EAS impõe vínculos

nos modelos de interação dos hádrons a altíssimas energias. Além disso, a produção de múons nos EAS está diretamente relacionada com a composição dos UHECR.

As partículas carregadas dos EAS que chegam no solo (em sua maioria e^\pm e μ^\pm) são as que contribuem para o sinal nos SD. Em chuveis inclinados ($62^\circ < \theta_{zen} < 80^\circ$) os e^\pm dos chuveis são atenuados pela atmosfera, restando somente a componente muônica (e eletromagnética do decaimento muônico). Já nos chuveis verticais ($\theta_{zen} < 60^\circ$), o sinal em VEM nos WCD correspondem aos múons e elétrons, o que prejudica a fidelidade na contagem de múons. Análises da componente muônica em eventos inclinados da colaboração OPA resultaram na observação de um déficit de 30% a 80% no número de múons simulados quando comparados aos dados [55].

Esta discrepância levou a colaboração OPA ao melhoramento dos detectores WCD [7] justamente para medir com maior precisão a componente muônica nos chuveis. Este melhoramento conta com uma medida complementar das partículas do chuvelo através de plásticos cintiladores planos (*Surface Scintillator Detector* - SSD) instalados sobre os detectores WCD, tal como mostrado na Figura 1.16. A vantagem desta configuração está no fato de que os dois tipos de detectores apresentam respostas diferentes à passagem de elétrons e múons da cascata de partículas, sendo o sinal do SSD dominado por elétrons e o do WCD por múons e fótons. A comparação dos traços dos sinais dos dois detectores permite reconstruir a componente muônica dos chuveis.

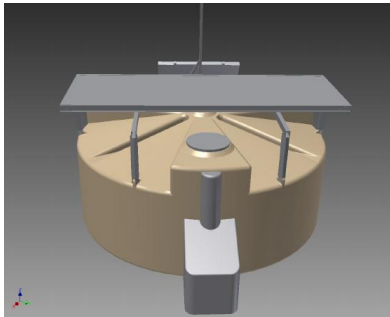


Figura 1.16: Desenho do detector tipo WCD equipado com SSD no topo. Extraída de [7].

Assim, a componente muônica tem grande importância para impor vínculos nos modelos de interação de hádrons e, conseqüentemente, na interpretação na composição dos UHECR. A origem do déficit de múons em simulações ainda não foi resolvida, podendo ter origem na sua detecção ou nos modelos de interação hadrônicos. O melhoramento do SD poderá resolver a questão.

1.5.3 Detectores de Fluorescência

Os FD são telescópios que captam luz no intervalo de comprimento de onda (300 – 400 nm). Esta luz é emitida devido à interação das partículas do EAS com as moléculas de

nitrogênio da atmosfera. No OPA os FD apontam na direção interna da área coberta pelo SD. Cada prédio é equipado com seis telescópios de fluorescência.

A Figura 1.17 mostra um esquema do telescópio. O sistema óptico é equipado com um filtro que seleciona luz UV entre 310 – 390 nm. Este filtro reduz a luz de fundo aumentando a razão sinal/ruído no detector. A luz então é focada por um espelho de 13 m² com 3.4 m de raio de curvatura em uma esfera focal de 1.7 m de raio de curvatura, composta de 440 PMTs (22 linha × 20 coluna). Cada PMT tem um ângulo de visão de 1.5° × 1,5°, permitindo um campo de visão de 30° × 30° em azimute e zênite. O conjunto de seis telescópios observa 180° em azimute.

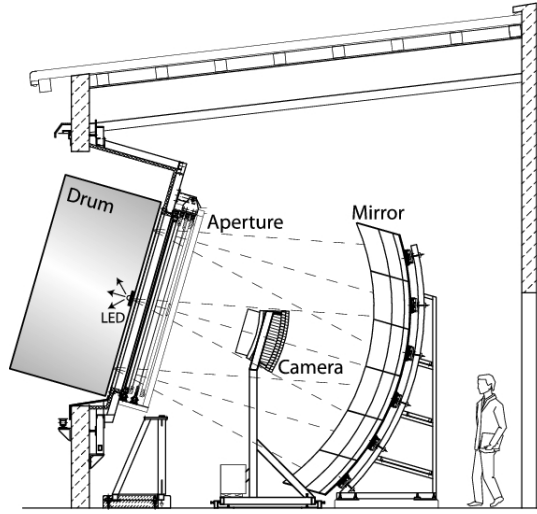


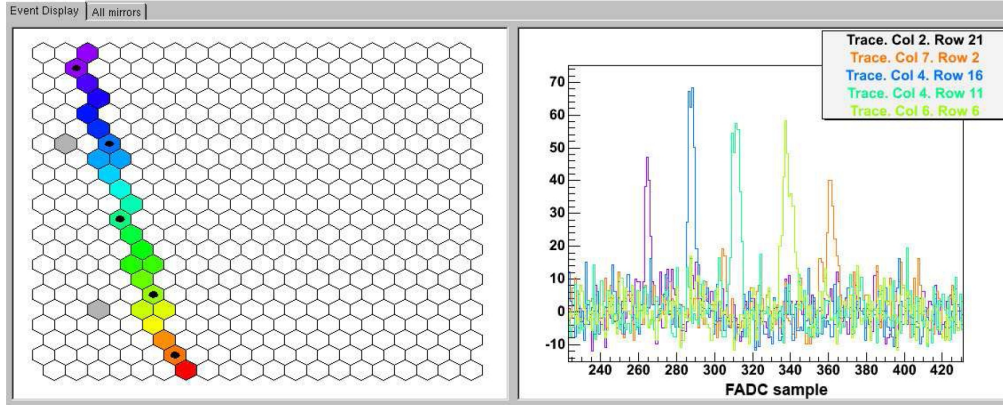
Figura 1.17: Telescópio de luz de fluorescência. Extraída de [36].

A Figura 1.18 (a) ilustra o sinal de um chuveiro nas PMTs do FD no OPA. À esquerda, tem-se os pixels em que o sinal vai temporalmente do azul para o vermelho. À direita, temos a resposta dos pixels selecionados (pontos pretos na figura à esquerda) em função do tempo (100 ns por *bin*).

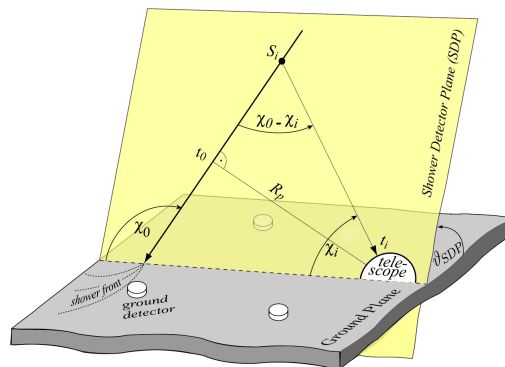
Os sinais das PMTs são então processados para reconstrução da geometria do chuveiro, tal como ilustrado na 1.18 (b). Os parâmetros geométricos relativos aos FD são definidos no plano de detecção do chuveiro (*Shower Detection Plane*-SDP). O parâmetro R_p define a menor distância entre o eixo do chuveiro ao telescópio no tempo t_0 . O χ_0 é o ângulo externo definido entre o eixo e a superfície. Cada PMT tem um ângulo χ_i de campo de visão. Os parâmetros R_p , t_0 e χ_0 são obtidos através do seguinte ajuste

$$t_i = t_0 + \frac{R_p}{c} \tan \left(\frac{\chi_0 - \chi_i}{2} \right), \quad (1.29)$$

onde os tempos t_i e ângulos χ_i são determinados pelos pixels e intensidade do sinal das câmeras que compõem o telescópio.



(a)



(b)

Figura 1.18: (a) Exemplo dos sinais nas PMTs no foco dos telescópios no OPA. À esquerda os pixels acionados e à direita a resposta destes em função do tempo. Geometria da detecção de um EAS “vista” por um FD. Extraída de [40, 36].

A localização da profundidade atmosférica de emissão e a intensidade do sinal são os ingredientes básicos para a obtenção do perfil longitudinal do chuveiro (como será visto no capítulo 3). A integral do ajuste da função Gaisser-Hillas ao perfil corresponde à energia calorimétrica de um chuveiro (E_{cal}). Uma menor parcela da energia é transportada por partículas que não depositam sua energia na atmosfera, tais como os neutrinos e os múons. Esta parte da energia deve ser estimada de simulações Monte Carlo e é chamada de energia faltante (*missing energy*), sendo dependente de modelos de interação de hádrons [41]. Há também a reconstrução da geometria híbrida que usa a informação dos tempos dos sinais dos WCD, o que melhora a reconstrução da direção de chegada dos UHECR.

A técnica de fluorescência tem a vantagem de medir diretamente a energia dos UHECR, segundo a eq. 1.21, com menor incerteza em relação ao SD e aos modelos de interações dos hádrons. A estimativa da energia através do SD carrega esta dependência, pois o $S(1000)$ depende dos múons, que depende da produção dos píons, diferente em cada modelo hadrônico. Esta dependência pode ser reduzida calibrando o sinal $S(1000)$ aos

eventos híbridos. Outra vantagem do FD é que mede diretamente o X_{max} do chuveiro na atmosfera. Este parâmetro é importante, pois é dependente da composição dos UHECR. A desvantagem desta técnica é que somente pode ser empregada em noites escuras, reduzindo assim seu ciclo de trabalho para 10%.

1.6 Composição dos UHECR

A composição dos UHECR está relacionada aos parâmetros que caracterizam os EAS, entre os quais o X_{max} é o parâmetro de menor incerteza, pois vem de uma medida calorimétrica realizada pelo FD. Ajustes da função GH aos dados do FD garante uma boa estimativa dos perfis longitudinais e, logo, do X_{max} , com uma resolução de 20 g/cm².

Uma das características dos EAS é sua flutuação intrínseca. Com isto, as análises de composição devem lidar com esta flutuação que, conseqüentemente, propaga-se aos parâmetros reconstruídos. Através de simulações é possível estimar o X_{max} médio para diferentes composições de UHECR. A Figura 1.19 à esquerda mostra o X_{max} médio simulado (linhas) comparado aos dados do OPA em função da energia dos UHECR. O gráfico da direita mostra o comportamento correspondente da flutuação do X_{max} , denotado por $\sigma(X_{max})$. As linhas em vermelho são chuueiros iniciados por prótons, e em azul por núcleos de ferro. Os dados do FD, representados pelos círculos preenchidos, vão até $\sim 4 \times 10^{19}$ eV, sendo o último ponto composto por eventos acima desta energia. Portanto, a estatística destes dados ainda não permite analisar com precisão a composição na região de supressão do espectro ($E > 5 \times 10^{19}$ eV).

Já os dados de X_{max} do SD na Figura 1.19, representados pelos quadrados abertos, são baseados nos tempos de disparos dos tanques WCD na passagem dos chuueiros, onde define-se uma variável chamada de Δ [42]. Para cada evento é reconstruído a variável Δ que é correlacionada com o respectivo X_{max} vindo do FD. Este passo é feito através de simulações. Aplica-se então esta calibração aos dados do SD. Desta forma é possível estender a análise do X_{max} com os dados de SD a mais dois intervalos de energia. É importante notar que estes dados ainda dependem dos modelos de interação de hádrõns e da sua calibração com o X_{max} . Portanto, não constitui uma variável totalmente independente ao X_{max} para a composição dos UHECR.

O comportamento dos X_{max} médios simulados dependem dos modelos de interação de hádrõns, indicados na legenda da figura, lembrando que os modelos de interação hadrônicos de mais baixas energias são estendidos a altíssimas energias para a simulação de chuueiros. Portanto, os modelos hadrônicos a altíssimas energias têm alto grau de incerteza. Conforme estas simulações, diferentes modelos de interação de hádrõns alteram consideravelmente o X_{max} e, portanto, a interpretação dos dados de composição dos

UHECR.

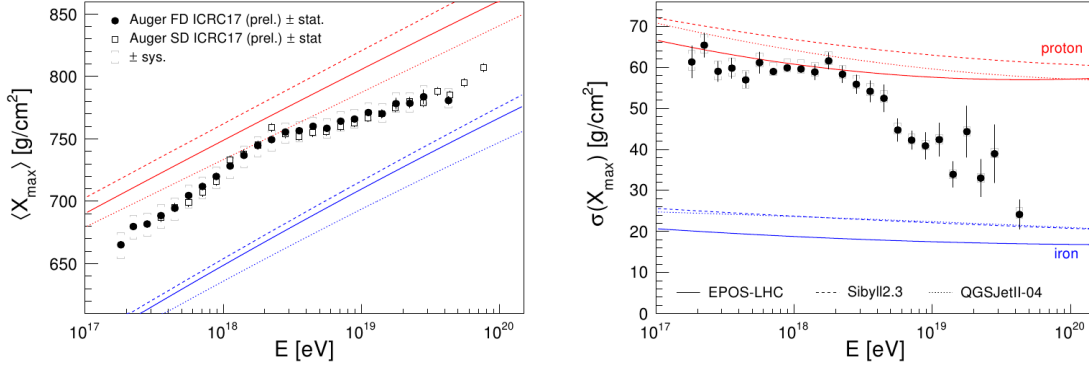


Figura 1.19: Dados do OPA para X_{max} médio (esquerda) e flutuações (direita). Os dados são comparados com as simulações de chuvers, realizadas com diferentes modelos de interação de hádrons[42].

Segundo as simulações de EAS, em média, uma composição mais pesada (leve) produz um X_{max} menos (mais) profundo na atmosfera. A flutuação tende a seguir o mesmo comportamento (mais pesado, menor a flutuação). No gráfico, o X_{max} médio dos dados cresce até a energia 2×10^{18} eV. Dependendo do modelo de interação hadrônico, a componente nesta energia pode ser tanto somente prótons como uma composição mista. Após esta energia, o X_{max} decresce tendendo a composição pesada.

Além dos dados de X_{max} do OPA, há também dados da colaboração Telescope Array (TA) e Hires para o X_{max} . Estes dados mostram que na região de mais alta energia, o X_{max} tende à composição mais leve, ao contrário do OPA, que tende para composição mais pesada. Uma comparação entre os dados das duas colaborações foi alcançada da seguinte forma. Simulou-se o espectro dos UHECR com a composição mista que melhor segue os dados de X_{max} do OPA (próton, hélio, nitrogênio e ferro). Estes eventos simulados passaram então pelas cadeias de detecção e reconstrução de EAS da colaboração TA. A ideia foi analisar os dados do OPA como se tivessem sido observados pelo TA. Esta comparação mostrou que os X_{max} de composição mista do OPA reconstruídos pelo TA estão dentro das incertezas sistemáticas dos dados observados pelo TA [43]. Assim, ambas as colaborações apresentam resultados compatíveis até o momento.

1.7 Fluxo de Fótons

O fóton é considerado um dos mensageiros astrofísicos para análise de fontes, dado que, não são desviados pelos campos magnéticos galácticos e extragalácticos. Embora isto seja verdade, os fótons interagem com os campos de radiação interestelar, e são atenuados.

Além de um possível fluxo vindo de fontes astrofísicas, um fluxo de fótons poderia vir da interação dos núcleons com os campos de radiação no meio interestelar, tal como no processo GZK. Esta interação gera píons neutros que decaem, dando origem a um fluxo difuso de fótons. A detecção de fótons extremamente energéticos colocaria vínculos na física de propagação das partículas no meio intergaláctico. Espera-se, também, um fluxo de fótons de modelos de origem dos UHECR no cenário *Top-Down*. Portanto, mesmo que o fluxo seja muito baixo, os fótons impõem vínculos na composição, propagação e fontes dos UHECR.

Análises de EAS pelas colaborações OPA [44, 45] e TA[46] impuseram limites superiores ao fluxo de chuviros iniciados por fótons. Estes limites são apresentados na Figura 1.20, conjuntamente com estimativas de alguns modelos. A banda vermelha GZK I [47] é o fluxo integral de fótons difusos esperado da propagação de prótons que segue um índice espectral $\alpha = 2.7$. O limite mais baixo do GZKI considera a máxima absorção dos fótons pelo CMB, enquanto o superior mostra o efeito no fluxo ao reduzir esta absorção. O fluxo GZK II considera um espectro com índice $\alpha = 2.0$, com o número de eventos correspondentes aos do OPA e uma menor absorção dos fótons pelo CMB [48].

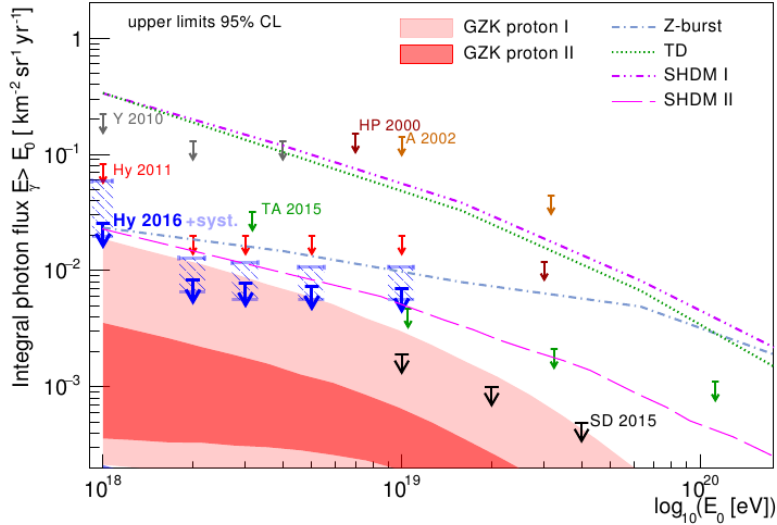


Figura 1.20: Integral do fluxo difuso de fótons em função da energia. As linhas são os fluxos integrais esperado de diferentes modelos de origem. Há também limites superiores por intervalos impostos por análises de fótons de diferentes experimentos. Extraído de [7].

O resultado SD 2015[49] foi imposto pela colaboração OPA com a análise dos dados da rede WCD. Esta beneficia-se de maior número de eventos, o que impõem limites em energias maiores. A integral do fluxo desta análise alcança o GZKI com $F_{\gamma}(E_{\gamma} > 10, 20, 40 \text{ EeV}) = 1.9, 1.0, 0.49 \times 10^{-3} \text{ km}^{-2}sr^{-1}yr^{-1}$, correspondendo a fração de 0.72%, 1.6%, 5.7%. Eventos híbridos [45](Hy2016) impõem limites em intervalos de energia menores de $F_{\gamma}(E_{\gamma} > 1, 2, 3, 5, 10 \text{ EeV}) = 0.027, 0.009, 0.008, 0.008, 0.007 \text{ km}^{-2}sr^{-1}yr^{-1}$, com fração

de 0.1%, 0.15%, 0.33%, 0.85%, 2.7%. Estes resultados desfavorecem alguns modelos de origem dos UHECR do cenário *Top-down* (TD[50] e Z-Burst [51, 52]). Os modelos SHDMI[53] e SHDMII [54]) ainda não foram restringidos totalmente.

1.7.1 Variáveis de Discriminação da Componente Fotônica

As análises de busca de EAS iniciados por fótons envolvem escolher parâmetros da cascata relacionados com a composição primária. Os parâmetros que oficialmente foram analisados pelas colaborações OPA e TA são: o raio de curvatura, o X_{max} , o sinal *rise time* e o sinal total a 1000 m do eixo do chuveiro.

O raio de curvatura de um chuveiro é reconstruído das diferenças temporais dos acionamentos das estações na passagem das partículas do chuveiro. Estas diferenças temporais sugerem que a cascata forma uma frente de partículas no formato parabólico, onde sua curvatura é característica do UHECR que iniciou a cascata. Já o sinal *rise time* a 1000 m do eixo da cascata está relacionado com a largura desta frente parabólica. O *rise time* é definido como tempo que se leva para o sinal de um detector ir de 10% e 50% no seu sinal total. Por sua vez, o sinal total a 1000 m do eixo do chuveiro é o sinal gerado a partir de todas as partículas do chuveiro no detector que, em sua maioria, são e^\pm , μ^\pm e fótons. As definições destas variáveis, bem como suas diferenças para chuveiros iniciados por núcleos, núcleons e fótons, podem ser encontradas em [3, 4, 45, 46].

O importante a ser apontado destas variáveis é que estas são definidas a partir da rede de SD. Consequentemente, estas dependem dos modelos de interação hadrônicos, ou seja, da componente muônica do chuveiro. Entretanto, a componente muônica da cascata não é bem compreendida [55] e, por isto, a próxima geração de SD do OPA conta com um aprimoramento de seus detectores para medir justamente os múons com maior precisão. Uma melhor compreensão desta componente reduzirá sistematicamente as incertezas das variáveis de SD de discriminação.

Tendo em vista isso, queremos explorar os múons como uma nova variável para análise da componente fotônica. Assim, nesta tese investigaremos conjuntamente a componente muônica e o X_{max} dos EAS como um método da análise da componente fotônica dos UHECR. Com isto, esta discriminação corresponde a um método alternativo e complementar aos outros métodos já existentes.

1.8 Objetivos Específicos e Desenvolvimento da Tese

O objetivo desta tese é determinar métodos eficientes para discriminar EAS gerados por fótons dos gerados por núcleons. Através de simulações de EAS, encontramos que os parâmetros X_{max} e ρ_μ são sensíveis à composição dos UHECR. Saindo dos modelos para o

experimento, o X_{max} pode ser estimado através de medida bem estabelecida pelo FD. Já a medida de ρ_μ está cercada de incertezas. Através de simulações da detecção e reconstrução de EAS, investigamos a sensibilidade da medida de ρ_μ por um SD em chuviros iniciados por fótons, prótons e ferro. Esta sensibilidade será levada em conta no método que construímos para separar chuviros.

Para alcançar nosso objetivo, que é o de estabelecer uma metodologia de discriminação, primeiramente investigamos através de simulações de chuviros iniciados por fótons, prótons e núcleos de ferro, suas principais diferenças em termos dos parâmetros X_{max} e ρ_μ . As próximas etapas envolvem a simulação da detecção e reconstrução de chuviros.

A simulação do FD será realizada com um código denominado CAS [8], que simula a emissão da luz de fluorescência, produzida pela passagem dos EAS na atmosfera, a sua propagação, detecção e a reconstrução do perfil longitudinal. Além da emissão da luz fluorescente, os EAS também emitem radiação Cherenkov. Dependendo da geometria do chuviro, a radiação Cherenkov torna-se um ruído de fundo na detecção da luz fluorescente e deve ser reduzida na análise de dados. Desta forma, a subtração das fótons Cherenkov é essencial para reconstrução do perfil longitudinal, que determina o X_{max} e a energia do primário E_0 .

A simulação da detecção e reconstrução com o CAS originalmente não inclui a simulação do efeito Cherenkov, nem de seu tratamento na reconstrução dos EAS. Com isto, implementamos no CAS o efeito Cherenkov, bem como sua subtração na análise de dados. Todos os detalhes da nossa simulação pelo FD são discutidos no capítulo 3 desta tese.

A próxima etapa consiste em simular a detecção de EAS por um SD expandido com cintiladores [7, 58] de maneira a obtermos o parâmetro ρ_μ . Esta variável ainda não foi diretamente medida pelos experimentos. Por isso, devemos investigar a sua detecção através de simulações da detecção de chuviros iniciados prótons, ferro e, principalmente, fótons. Os detalhes desta simulação e seus resultados também são apresentados no capítulo 3 desta tese.

Assim, os parâmetros X_{max} e ρ_μ vindos da reconstrução dos EAS são a base para elaborarmos um estratégia de discriminação de chuviros. Analisamos o poder de discriminação destes parâmetros construindo um método de separação e, a partir do qual, estimamos a fração de fótons em amostras de chuviros simulados quantificando suas incertezas e erros sistemáticos. Toda esta estratégia de separação, conforme apresentaremos no capítulo 4, constitui a nossa metodologia. No final, realizamos uma análise cega, na qual estimamos a fração de fótons de uma amostra de componente fotônica desconhecida e confrontamos nossas estimativas com a fração real.

Portanto, temos três etapas principais na tese. Primeiro, implementação e tratamento da radiação Cherenkov no código CAS. Segundo, derivar as incertezas de reconstrução de múons para diferentes primários na configuração WCD+cintiladores. Terceiro, determinação de métodos de discriminação. Nossa análise é conceitualmente diferente das análises de fótons pelas colaborações OPA e TA, pois usamos o ρ_μ (conjuntamente com X_{max}) em chuviros verticais ($\theta_{zen} < 60^\circ$) como parâmetro de discriminação.

Capítulo 2

Chuveiros Atmosféricos e Composição dos UHECR

Neste capítulo iniciamos com um modelo simples para os EAS, ressaltando os parâmetros que dependem da composição primária. Em seguida, descrevemos alguns fenômenos essenciais para o desenvolvimento dos EAS iniciados por fótons, tais como o *pre-shower* [59, 60], o efeito Landau-Pomeranchuk-Midgal (LPM)[61, 62] e a emissão da radiação Cherenkov. É importante ressaltar que este último efeito constitui uma fonte de ruído de fundo na detecção de luz de fluorescência. Estes efeitos foram incluídos nas simulações que apresentaremos em seguida. Descrevemos ainda alguns resultados destas simulações que nos permitem determinar o poder de discriminação dos parâmetros dependentes da composição.

2.1 Modelo de Heitler para EAS

A interação entre o primário e as moléculas da atmosfera gera em sua maioria píons neutros π^0 e carregados π^\pm que interagem até alcançarem suas energias limiares. Ao longo do desenvolvimento da cascata, há então o decaimento destes píons em fótons, gerando e^\pm , e μ^\pm , sendo estas partículas compondo o grande volume do chuva. Desta forma, os EAS podem ser descritos pela superposição do desenvolvimento de dois tipos de cascatas: a eletromagnética e a hadrônica, que decai na componente muônica, tendo a atmosfera terrestre como um calorímetro natural. As variáveis de discriminação emergem deste modelo, como seguem abaixo.

2.1.1 Cascata Eletromagnética

Um modelo simplificado da evolução de uma cascata eletromagnética pura foi construído por Heitler [63]. Um fóton inicial entra na atmosfera e dá origem a um par $e^- e^+$, que perde, metade da sua energia ao propagar-se por uma distância d . Esta degradação na energia se dá devido à sua interação com as moléculas da atmosfera resultando na produção de fótons via processo de *Bremsstrahlung*. Este processo continua até que as partículas que compõem a cascata têm sua energia degradada de tal forma a não se multiplicarem mais, perdendo sua energia apenas por ionização. Este ponto caracteriza o máximo do chuvaeiro, chamado de X_{max} , e corresponde a profundidade atmosférica onde o chuvaeiro apresenta o maior número de partículas. Como veremos, o máximo depende da composição química do primário e é o parâmetro medido diretamente pelos detectores de fluorescência.

Considere a distância d como o comprimento de interação no qual o elétron ¹ perde metade de sua energia, dada em termos do comprimento de radiação do meio λ_r : $d = \lambda_r \ln 2$ ($\lambda_r = 36.7 \text{ g/cm}^2$ no ar). O fóton de *Bremstrahlung* ao atravessar d produz um novo par $e^+ e^-$. Após n interações, a cascata eletromagnética produz 2^n partículas e que alcançam a profundidade atmosférica dada por

$$X = n\lambda_r \ln 2, \quad (2.1)$$

onde o número de partículas produzidas é então

$$N = 2^n = e^{\frac{X}{\lambda_r}}. \quad (2.2)$$

O processo de multiplicação cessa quando a energia das partículas cai abaixo da energia crítica $\xi_c^e = 85 \text{ MeV}$ (no ar), a partir da qual, a perda de energia por radiação se torna menor do que a perda por ionização. Dado que a energia do primário E_0 distribuída na cascata é conservada, a energia total do chuvaeiro é

$$E_0 = \xi_c^e N_{max}, \quad (2.3)$$

onde N_{max} é o número total de partículas produzidas. Este número pode ser obtido através do número de interações n_c requeridas para cada partícula alcançar a energia ξ_c^e .

¹Sempre que mencionarmos elétrons e múons, estamos nos referindo aos elétrons e pósitrons, e múons e anti-múons.

A expressão 2.3 fica

$$\frac{E_0}{\xi_c^e} = N_{max} = 2^{n_c}, \quad (2.4)$$

$$\ln \left[\frac{E_0}{\xi_c^e} \right] = n_c \ln 2 \quad (2.5)$$

e com a relação 2.1, obtemos

$$X_{max} = \frac{\lambda_r}{\log(e)} \log \left[\frac{E_0}{\xi_c^e} \right]. \quad (2.6)$$

A taxa de alongação Λ^γ é definida como a taxa de aumento do X_{max} com a energia do primário E_0 ,

$$\Lambda^\gamma \equiv \frac{dX_{max}}{d \log(E_0)}, \quad (2.7)$$

onde usando a expressão 2.6, obtemos $\Lambda^\gamma = 2.3\lambda_r = 85 \text{ g/cm}^2$, indicando que a cada aumento de uma ordem de magnitude na energia inicial do chuveiro, o X_{max} aumenta em 85g/cm^2 para a cascata puramente eletromagnética.

Nesse modelo, a seção de choque e a multiplicidade são independentes da energia. Comparações do modelo de Heitler com modelos mais detalhados mostram uma diferença no número de partículas no máximo e na razão do número de elétrons e fótons desenvolvidos[64]. No modelo de Heitler, o N_{max} é cerca de uma ordem de magnitude maior do que nos modelos mais detalhados. A razão entre o número de e^\pm e o de fótons é de 2, enquanto se esperaria uma razão da ordem de 1/6 [64].

Apesar das suas limitações, o modelo de Heitler reproduz bem três propriedades das cascatas eletromagnéticas: a proporcionalidade da energia primária com o número de partículas no máximo (equação 2.3), a evolução logarítmica do X_{max} com a energia (2.6) e a taxa de alongação proporcional ao comprimento de radiação do meio, sendo cerca de 85 g/cm^2 no ar.

2.1.2 Cascata Hadrônica

A cascata hadrônica compõe o núcleo (*core*) do chuveiro. Nele ocorre a criação de píons neutros e carregados, sendo o principal mecanismo de formação da cascata como um todo. Os π^0 decaem em fótons, que então, alimentam a cascata eletromagnética. Os píons carregados decaem em múons, formando então a componente muônica dos chuveiros. Desta forma, um modelo da cascata hadrônica [64] pode ser alcançado em similaridade a cascata eletromagnética. Começamos descrevendo um chuveiro gerado por prótons e depois generalizaremos os resultados para núcleos mais pesados.

A Figura 2.1 abaixo ilustra o processo de uma cascata iniciada por um próton. Cada interação das partículas ocorre a uma distância fixa de profundidade atmosférica $d = \lambda_I \ln 2$, onde λ_I é o comprimento de interação de partículas fortemente interagentes. Ao atravessar à espessura de matéria, o próton produz M_{ch} píons carregados π^\pm e $M_{ch}/2$ píons neutros π^0 . Esta componente neutra decai quase que imediatamente em fótons ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$), alimentando a cascata eletromagnética. Os píons carregados continuam interagindo, formando outros píons neutros e carregados até degradar sua energia à crítica, que tomaremos como constante $\xi_c^\pi = 20$ GeV. A partir desse ponto, as partículas têm maior probabilidade de decair do que de interagir.

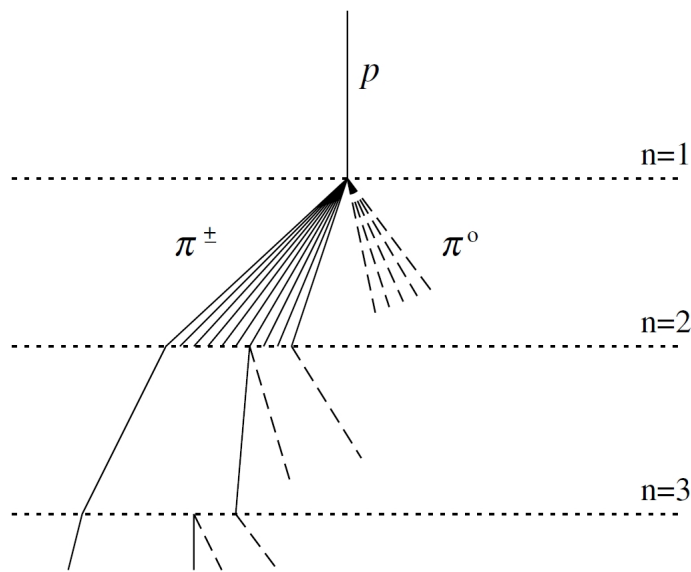


Figura 2.1: Esquema de uma cascata hadrônica, segundo um modelo parecido com o de Heitler. As linhas tracejadas indicam π^0 que decaem em fótons. Os π^\pm continuam interagindo até sua energia limiar onde passam a decair. Extraída de [64].

Nesta formulação, os parâmetros mantidos constantes são: a multiplicidade M e o comprimento de interação λ_I . No intervalo de energia entre 1 GeV e 10 TeV, a multiplicidade de $M_{ch} = 10$ píons carregados ($M_{\pi^0} = 5$) é uma boa aproximação. A cada interação, $1/3$ da energia é depositada nos π^0 e $2/3$ nos π^\pm . Quanto mais o tempo para que os píons alcancem a energia crítica, maior será a componente eletromagnética do chuva.

Número de Múons

Considerando que todos os píons carregados decaem em múons, o número de múons N_μ produzidos no chuva é igual ao número de píons carregados. Depois de n interações haverá $N_{\pi^\pm} = (M_{ch})^n$ píons carregados, com energia total de $(2/3)^n E_0$. A energia de cada

píon carregado na n -ésima camada de interação é

$$E_{\pi^\pm} = \left(\frac{2/3}{M_{ch}}\right)^n E_0, \quad (2.8)$$

e, após n_c interações, os píons alcançam a energia crítica para produção de píons

$$\xi_c^\pi = \frac{E_0}{(3M_{ch}/2)^{n_c}}. \quad (2.9)$$

Isolando n_c e aproximando $N_\mu = N_{\pi^\pm} = (M_{ch})^{n_c}$ obtemos,

$$\ln N_\mu = n_c \ln M_{ch} = \beta \ln \left(\frac{E_0}{\xi_c^\pi}\right) \quad (2.10)$$

onde

$$\beta = \frac{\ln(M_{ch})}{\ln(3M_{ch}/2)} = 0.85, \quad (2.11)$$

e encontramos

$$N_\mu = \left(\frac{E_0}{\xi_c^\pi}\right)^\beta. \quad (2.12)$$

Diferentemente do número de elétrons e de pósitrons no modelo de Heitler, a multiplicidade de múons não cresce linearmente com a energia primária, mas com uma taxa menor, relacionada a β , que depende da multiplicidade de píons e da inelasticidade das interações dos hádrons. Neste modelo simples $\beta = 0.85$, porém estudos detalhados usando simulação Monte Carlo encontram β no intervalo de 0.9 a 0.95 [65]. A questão da não linearidade da multiplicidade de múons com a energia primária tem importantes consequências para a modelagem de chuviros iniciados por núcleos mais pesados.

Energia do Primário

A energia total do primário E_0 pode ser escrita como

$$E_0 = \xi_c^e N_{e^\pm} + \xi_c^\pi N_\mu, \quad (2.13)$$

ou seja, em termos das energias dos múons e elétrons criados. Na equação acima substituímos $N_{e^\pm} = 10N_e$ de forma a corrigir o número de partículas no máximo, tal como estimado pelo modelo de Heitler (conforme seção anterior). Com isto temos

$$E_0 \approx 0.85 GeV (N_e + 24N_\mu), \quad (2.14)$$

onde usamos $\xi_c^e = 85$ MeV e $\xi_c^\pi/(10\xi_c^e) = 24$ para $\xi_c^\pi = 20$ GeV. A fração de píons e partículas eletromagnéticas é regulada pela suas respectivas energias críticas. A importância desse resultado é que a energia primária pode ser determinada através do número de múons N_μ e do número de partículas carregadas N_e , que podem ser medidos respectivamente com os detectores de superfície e de fluorescência.

Máximo do Chuveiro

A determinação do X_{max} ao modelar chuviros hadrônicos é mais complexa do que nos modelos puramente eletromagnéticos, mas podemos estimá-los a partir da profundidade atmosférica de primeira interação próton-ar e dos píons neutros produzidos após esta primeira interação, que decaem em γ s, iniciando uma cascata eletromagnética.

Uma boa aproximação para a taxa de alongação (dX_{max}/dE_0) pode ser obtida a partir da dependência da seção de choque e da multiplicidade com a energia primária. Estas variáveis aumentam com a energia e, numa estimativa grosseira, a primeira interação acontece em $X_0 = \lambda_I \ln 2$, onde o λ_I é o comprimento de interação do próton primário. O comprimento de interação relaciona-se com a seção de choque próton-ar σ_{p-Air} da seguinte forma:

$$\lambda_I = \frac{m_{Air}}{\sigma_{p-Air}}, \quad (2.15)$$

onde $m_{Air} \sim 30$ é a média da massa atômica do ar em g/mol. A Figura 2.2 apresenta a extrapolação de σ_{p-Air} de altas energias, onde tomamos seu valor 550 mb em $E = 10^{18}$ eV, e um aumento da seção de choque a uma taxa de 50 mb por ordem de grandeza na energia. Destas considerações, o comprimento de interação é

$$\lambda_I \simeq 90 - 9 \log(E_0/E), \quad (2.16)$$

onde a energia está em eV e λ_I em g/cm². Note que este foi somente um exercício de extrapolação. Resultados mais recentes da seção de choque próton-ar estimaram valores de ~ 460 mb em 10^{18} eV [49], região de energia onde a composição dos UHECR é provavelmente dominada por prótons.

A profundidade do máximo atingida é obtida como no modelo de Heitler, porém deslocada da profundidade inicial X_0 :

$$X_{max}^p = X_0 + X_{max}^\gamma = X_0 + \frac{\lambda_r}{\log(e)} \log\left(\frac{E_0}{3M_{ch}\xi_c^e}\right), \quad (2.17)$$

em que o segundo termo do lado direito é igual à expressão 2.6, exceto pelo argumento do logaritmo que representa o número total de partículas carregadas no máximo. Na primeira interação são produzidos $M_{ch}/2$ píons neutros que decaem em M_{ch} fótons $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. Os

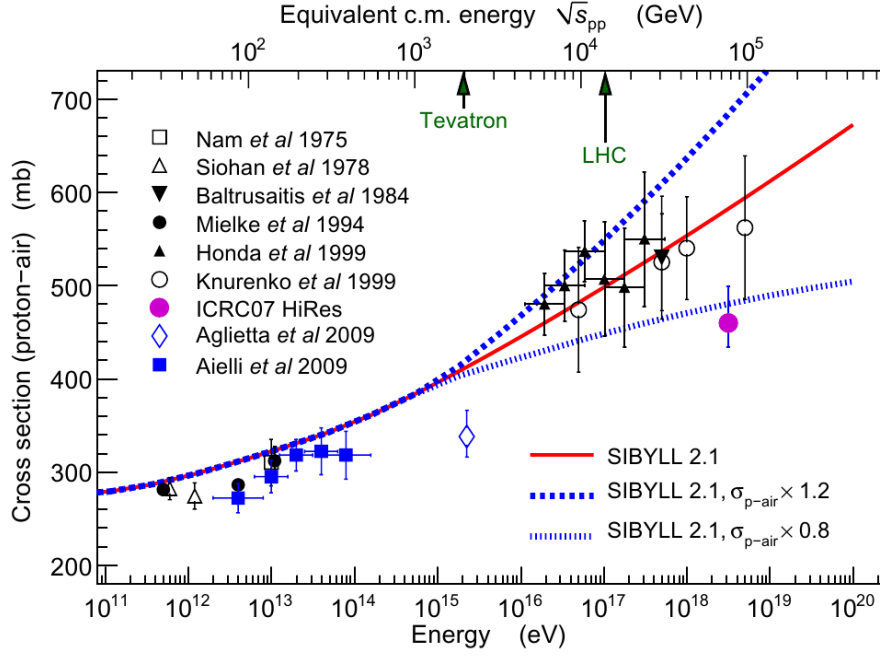


Figura 2.2: Seção de choque próton-ar. Os pontos são dados de experimentos, conforme listados na legenda. As linhas são resultados da seção de choque para diferentes modelos de interação de hádrons. Estes modelos estendem os resultados de baixa para altíssimas energias. Extraída de [66].

píons com energia $E_0/3$ decaem em fótons com energia $E_\gamma = E_0/(3.M_{ch})$.

Assim, a taxa de alongação para chuviscos de prótons será dada por [22]

$$\Lambda^p = \frac{dX_{max}}{d \log E_0} = \frac{d}{d \log E_0} \left[\lambda_l \ln 2 + \frac{\lambda_r}{\log(e)} \log \left(\frac{E_0}{3M_{ch}\xi_c^e} \right) \right] \quad (2.18)$$

onde a multiplicidade das partículas carregadas na primeira interação pode ser parametrizada como $M_{ch} = 41.2(E_0/1\text{PeV})^{1/5}$, segundo dados de colisões próton-próton [67].

A expressão anterior pode ser escrita em termos da taxa de alongação de fótons 2.7,

$$\Lambda^p = -9 \ln 2 + 4/5 \Lambda^\gamma \simeq 61 g/cm^2, \quad (2.19)$$

onde $\Lambda^\gamma = 2.3 \lambda_r$.

A rápida taxa de transferência de energia em chuviscos hadrônicos foi notada por Linsley [68], que introduziu o teorema da taxa de alongação. Este diz que Λ^γ é um limite superior para Λ^p e que os chuviscos hadrônicos nunca terão uma taxa de alongação maior do que a dos chuviscos de fótons. Isto é uma consequência da multiplicidade dos píons, que aumenta a taxa de conversão da energia primária E_0 em secundários.

Núcleos Pesados

A generalização da taxa de alongação para núcleos pesados pode ser obtida a partir do modelo de superposição. Um núcleo com número de massa A e energia total E_0 gera um chuvaireo equivalente ao superpor A chuvaireos de núcleons, cada um com energia E_0/A . A energia de cada pión neutro é, então, $E_0/(3AM_{ch})$. Chuvaireos de núcleos pesados terão um X_{max} menos profundo e irão ter rápido desenvolvimento,

$$X_{max}^A = X_0 + \lambda_r \ln \left(\frac{E_0}{3AM_{ch}\xi_c^e} \right) \quad (2.20)$$

$$X_{max}^A = X_{max}^p - \lambda_r \ln A, \quad (2.21)$$

que pode ser dado em termos do X_{max}^p . Assim, um chuvaireo gerado por um núcleo pesado terá o seu X_{max}^A numa posição $\lambda_r \ln A$ menor que um chuvaireo gerado por um próton. O chuvaireo de núcleos pesados se desenvolve mais rapidamente do que o de núcleos leves, pois pelo modelo de superposição os píons degradam sua energia mais rapidamente. Também, o número de píons é maior devido à superposição e é esperado um maior número de múons. Pela equação 2.12 temos A prótons de energia E_0/A gerando AN_μ^p múons,

$$N_\mu^A = A \left(\frac{E_0/A}{\xi_c^\pi} \right)^\beta \quad (2.22)$$

$$N_\mu^A = N_\mu^p A^{1-\beta}, \quad (2.23)$$

onde $\beta = 0.85$. Estima-se, então, que um chuvaireo iniciado por um núcleo de ferro vai ter $(56)^{1-\beta} = 1.8$ mais múons do que um chuvaireo de próton para a mesma energia primária.

2.2 Simulação de Chuvaireos

A descrição completa de um EAS é mais complexa do que a alcançada com modelos analíticos tal como descrito anteriormente, principalmente por não reproduzir as flutuações naturais da cascata. Desta forma, o método Monte Carlo (MC) é a ferramenta ideal para simular os EAS. Técnicas de MC são métodos computacionais, baseados na geração de números aleatórios a partir de distribuições de probabilidade.

A simulação de chuvaireos pode ser dividida em duas partes principais. A primeira pelo transporte das partículas geradas. A segunda pelas suas interações com a atmosfera. Nesta última, a grande fonte de incertezas está nos modelos de interação dos hádrons. Os resultados da simulação servem para interpretar os dados. As discrepâncias observadas entre modelos e dados serve então para melhorar os modelos e a acurácia das técnicas experimentais.

Entre os programas que utilizam o método MC para simular os EAS estão o AIRES (*AIR-shower Extended Simulations*) [56] e o CORSIKA (*COsmic Ray Simulations for KAscade*) [57]. Ambos incluem diferentes modelos de interação de hádrons, tais como o SIBYLL [69], QGSJET [70] e Epos [71].

Além da problemática da incerteza na interação dos hádrons, o tempo de simulação de um chuveiro é alto devido ao grande número de partículas criadas. Portanto, faz-se necessário implementar métodos que reduzam o tempo computacional dos chuveiros.

2.2.1 Método de Thinning

Seguir todas as partículas do chuveiro é computacionalmente inviável devido ao grande número de partículas nos chuveiros. Métodos estatísticos de amostragens devem ser empregados para reduzir o tempo das simulações. Hillas [72] introduziu o método de *statistical thinning* que consiste, basicamente, em simular com detalhes uma fração da grande quantidade de partículas do chuveiro. Às partículas que compõem esta fração são dados pesos estatísticos, proporcionais ao número de partículas produzidas na mesma interação e que não continuarão a ser seguidas na simulação.

Considere E_A a energia de uma partícula que produz secundários de energia E_{B_i} . Cada partícula produzida em um vértice tem a probabilidade P_i para ser seguida, de acordo com as seguintes condições:

- se a energia E_A do primário é maior do que a energia E_{th} , e a $E_{B_i} \geq E_{th}$ a probabilidade é $P_i = 1$, se $E_{B_i} \leq E_{th}$, a probabilidade é $P_i = E_{B_i}/E_{th}$.
- se $E_A \leq E_{th}$, significa que a partícula veio de uma operação de *thinning* e somente uma das partículas é selecionada com probabilidade $P_i = E_{B_i}/\sum_{j=1}^n E_{B_j}$.

Nas simulações de EAS geralmente define-se o parâmetro de *thinning* dado por

$$P_{th} = \frac{E_{th}}{E_0}, \quad (2.24)$$

onde E_0 é a energia do primário e E_{th} a energia limiar do algoritmo de *thinning*. Valores típicos deste parâmetro são 10^{-5} e 10^{-6} .

Apesar dos valores médios dos parâmetros simulados não dependerem da energia de *thinning*, o valor deste influencia a simulação dos chuveiros. Quando este valor de energia é próximo ao do primário, o processo de *thinning* começa mais cedo no desenvolvimento longitudinal do chuveiro e um baixo número de amostras é obtido, inserindo flutuações artificiais na simulação.

Algoritmos que diminuem a flutuação devido ao *thinning* estão implementados atualmente nos códigos de simulação de EAS. Enquanto o CORSIKA segue o algoritmo de

[73], o AIRES tem um algoritmo próprio. Porém, em ambos a ideia é limitar os pesos estatísticos das partículas a um valor máximo, por meio do parâmetro externo, chamado fator limitante de peso W_f . Este fator pode ainda ser definido tanto para a parte eletromagnética W_f^E quanto na parte hadrônica W_f^H .

2.2.2 Modelos Hadrônicos

A maior parte do conhecimento sobre as interações dos hádrons vem de experimentos em aceleradores de partículas, dando validade à interpretação de que os hádrons são compostos por partículas menores, os quarks e os glúons [74]. A Cromodinâmica Quântica (QCD) é a teoria construída para descrever as interações fortes, que ocorrem entre os quarks e glúons. De forma simplificada, o processo de espalhamento entre hádrons de altas energias pode ser classificado como *hard* e *soft*, modelados diferentemente pela QCD.

A parte *hard* descreve interações com alta transferência de momento e suas características podem ser preditas usando teoria de perturbação. Os processos na parte *soft*, com pequena transferência de momento, não podem ser tratados perturbativamente e modelos como, o de Gribov e Regge(GRT) [75], são utilizados para descrever essas interações. Implementações que utilizam o modelo GRT são [76]: QGSJET, VENUS[77], DPMJET[78] e o NEXUS[79]. Já o Sibyll baseia-se em um modelo mais fenomenológico no tratamento das colisões *soft*.

Componente da parte *soft* em uma colisão com um alvo fixo, os eventos difrativos são fenômenos de espalhamentos elásticos ou de dissociações do alvo ou do projétil. Estes devem ser levados em consideração para calcular a seção de choque total em uma colisão. Por exemplo, em uma colisão $p - \bar{p}$ no Tevatron, os eventos difrativos representam 40% da seção de choque total [80].

Estes modelos são extrapolados para energias mais altas, sendo uma grande fonte de incerteza na descrição dos EAS iniciados por UHECR, conforme visto na Figura 2.2 da seção anterior.

2.3 Efeitos em Chuveiros de Fótons

A cascata eletromagnética iniciada por fótons é afetada por dois efeitos: o efeito Landau-Pomeranchuk-Midgal, ou LPM [61, 62], e o *pre-shower*[59, 60]. No LPM, as seções de choque de *bremstrahlung* e produção de pares são reduzidas para interações de altas energias em meios densos, fazendo com que menos partículas sejam criadas por matéria atravessada. Com isso, o X_{max} é “atrasado” no desenvolvimento longitudinal, ocorrendo mais profundamente na atmosfera. No *pre-shower* o fóton primário interage com o campo magnético da Terra antes de chegar ao topo da atmosfera. Isto gera vários e^\pm e γ de

mais baixas energias que, ao atingirem o topo da atmosfera, continuam a desenvolver o chuvaire. Como consequência, os chuvaireos desenvolvem-se mais rapidamente, fazendo com que fiquem mais parecidos com chuvaireos de prótons. Estes efeitos são dependentes da energia. O efeito LPM começa a atuar já em $E > 10^{15}$ eV, tornando-se cada vez mais intenso a energias mais altas. O pre-shower começa a ser relevante a energias acima de 5×10^{19} eV. Assim, há uma competição entre estes dois efeitos em chuvaireos iniciados por fótons na região de supressão GZK no espectro dos UHECR.

2.3.1 Efeito LPM

Na cascata eletromagnética, a produção de fótons e de partículas carregadas são reguladas pelos processos de *bremstrahlung* e produção de pares. As seções de choque diferenciais destes processos foram primeiramente calculadas por Bethe e Heitler [81] (BH). Porém, estas seções de choques são alteradas quando considerado o meio em que as partículas se propagam.

A seção de choque BH para uma partícula carregada com energia E criar fótons com energia $k = yE$ é [82]

$$\frac{d\sigma_{BH}}{dk} = \frac{1}{3nkX_0} \{y^2 + 2[1 + (1 - y)^2]\} \quad (2.25)$$

sendo dada em termos do comprimento de interação X_0 e o número de alvos por unidade de volume n . A seção de choque BH para um fóton de energia k produzir o par $e\pm$ com energia E é [82]

$$\frac{d\sigma_{BH}}{dE} = \frac{1}{3nkX_0} \{1 + 2[x^2 + (1 - x)^2]\} \quad (2.26)$$

onde $x = E/k$. A interação dos campos de radiação tem a característica de ser local, ocorrendo pontualmente no espaço. Porém, o processo de emissão ou troca de momento q entre a partícula e o núcleo ocorre num domínio do espaço-tempo.

O momento longitudinal mínimo desta troca para a formação de um fóton, por exemplo, é

$$q_{||} = p_e - p'_e - p_\gamma = \sqrt{E^2 - m^2} - \sqrt{(E - k)^2 - m^2} - k, \quad (2.27)$$

onde p_e e p'_e são, respectivamente, o momento do elétron antes e depois da colisão e p_γ o momento do fóton espalhado. Com a aproximação $\sqrt{1 - y} \sim 1 - y/2$, temos

$$q_{||} = \frac{km^2}{2E(E - k)}. \quad (2.28)$$

Esta troca de momento implica numa menor incerteza no momento, sendo o comprimento de onda do projétil menor do que a distância entre os núcleos. Com isto, as ondas

espalhadas são coerentes. De acordo com o princípio da incerteza $L_F = \hbar/q_{||}$ é a região mínima necessária para a formação dos processos de emissão

$$L_F = \frac{2\hbar E(E - k)}{km^2}, \quad (2.29)$$

onde esta região também é chamada de comprimento de formação. A Figura 2.3 apresenta os diagramas para os processos de *bremsstrahlung* e produção de pares e suas regiões de formação.

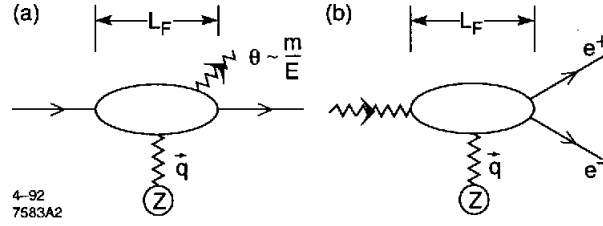


Figura 2.3: Diagramas dos processos (a) *bremsstrahlung* e (b) produção de pares e suas regiões de formação. Extraída de [83].

Quando os núcleos do meio agem sobre o projétil, mudando sua trajetória antes de completar o comprimento de formação, a coerência é destruída, conseqüentemente suprimindo a seção de choque. A seção de choque é proporcional ao inverso da troca de momento q entre as partículas. Sendo assim, a probabilidade dos processos diminui com o aumento de q , reduzindo o comprimento de formação $l < L_F$. Este mecanismo no qual os processos de emissão (e criação) são interrompidos pode acontecer em diferentes meios, tais como em cristais onde existe a supressão dielétrica, ou em gases, tal como a atmosfera, onde a supressão pode acontecer devido ao processo de espalhamento múltiplo.

Landau e Pomeranchuk [61] em 1953 conseguiram explicar e derivar as seções de choque de *bremsstrahlung* e produção de pares através do espalhamento múltiplo do projétil nos núcleons do alvo, uma formulação semiclássica. Migdal [62], em 1956, formulou uma descrição quântica, reproduzindo as seções de choque. O projétil se espalharia com $\theta > 1/\gamma$, onde o γ é o fator de Lorentz, o que aumentaria a quantidade de energia transferida longitudinalmente para o núcleo, perdendo a coerência das ondas e diminuindo a região de formação. O espalhamento múltiplo torna-se significativo quando $k\theta_{MS/2}^2/2$ é maior do que a equação 2.28, onde $\theta_{MS/2}$ é o ângulo de espalhamento na metade da região de formação. A energia limiar de supressão E_{LPM} é dependente do material

$$E_{LPM} = \frac{m^4 X_0}{\hbar E_s^2} \approx \frac{7.7 \text{ TeV}}{\text{cm}} X_0. \quad (2.30)$$

onde $E_s = m\sqrt{4\pi/\alpha}$ e X_0 é o comprimento de formação. No ar, $X_0 = 30.400$ cm, então $E_{LPM} = 234$ PeV.

2.3.2 Pre-Shower

O efeito de pre-shower envolve os processos de criação de pares e bremsstrahlung magnéticos. A conversão de um fóton em um par e^\pm pelo campo geomagnético é governado pelo seguinte parâmetro adimensional [59, 60]

$$\Upsilon = \frac{1}{2} \frac{h\nu}{mc^2} \left(\frac{H_\perp}{H_{cr}} \right) \quad (2.31)$$

onde m é a massa do elétron, H_\perp a intensidade do campo magnético perpendicular à direção de propagação do elétron, enquanto

$$H_{cr} \equiv \frac{m^2 c^3}{e\hbar} = 4.414 \times 10^{13} G \quad (2.32)$$

é a intensidade quântica fundamental do campo magnético.

A probabilidade de um fóton produzir pares antes de alcançar a atmosfera na posição r é

$$P = 1 - \exp \int_{-\infty}^r \chi(\Upsilon(r)) dr \quad (2.33)$$

onde a posição inicial dos fótons está tomada no infinito e $\chi(\Upsilon)$ é o coeficiente de atenuação. Este é dado por

$$\chi(\Upsilon) = \frac{1}{2} \frac{2\pi\alpha}{\lambda_{cr}} \frac{H_\perp}{H_{cr}} T(\Upsilon), \quad (2.34)$$

em que α é a constante de estrutura fina, λ_{cr} é o comprimento de onda Compton do elétron e $T(\Upsilon)$ são integrais das funções modificadas de Bessel [59].

O campo magnético na superfície da Terra é de 0.35 G e cai aproximadamente $H \sim 1/r^3$ [60]. A probabilidade de um fóton com energia $E = 20, 10, 8, 3 \times 10$ EeV produzir um par antes de chegar na superfície da Terra é $P = 92\%, 59\%, 41\%, 1\%$. A distância mais provável de conversão é de 1.03, 1.62, 2.55 (raios terrestres) nas energias $E = 10^{20}, 10^{21}, 10^{22}$ eV. Os fótons mais energéticos são os mais prováveis a converterem-se pelo campo magnético da Terra. Após esta conversão, os elétrons são desviados pelo campo magnético, produzindo fótons de bremsstrahlung magnético.

2.3.3 LPM e Pre-shower nos EAS

Nesta seção descreveremos as diferenças no perfil longitudinal de simulações de EAS iniciados por fótons, levando em conta os efeitos LPM e pre-shower. Além disso, compararemos os mesmos com os chuviros iniciados por prótons e ferro.

A Figura 2.4 compara o perfil longitudinal do EAS mais energético ($E = 3 \times 10^{20}$ eV) já detectado até hoje (pelo experimento *Fly's Eye* [84]), com simulações de chuviros

iniciados por fótons [85]. Neste gráfico fica claro que, devido ao efeito LPM, o X_{max} ocorre mais profundamente na atmosfera e a flutuação intrínseca dos chuviros aumenta.

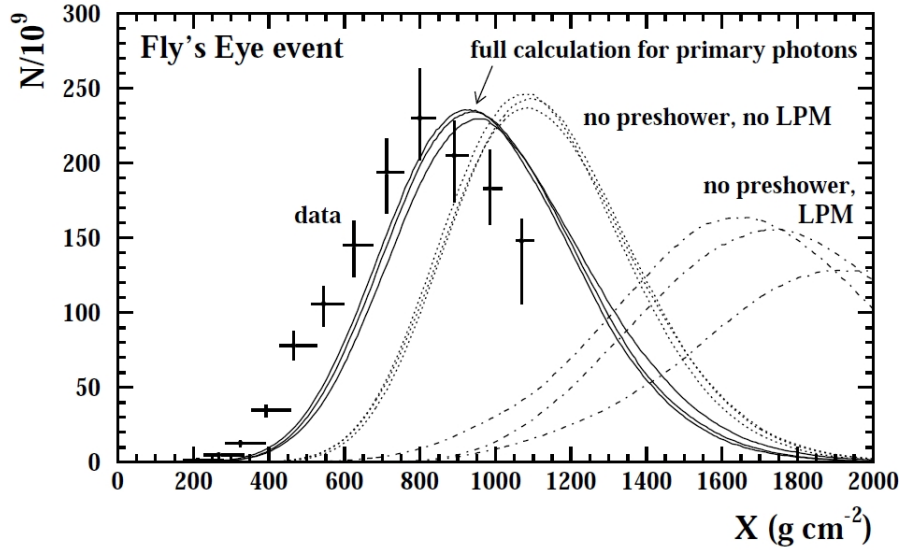


Figura 2.4: Perfil longitudinal do evento estimado com energia $E = 3 \times 10^{20}$ eV observado pelo *Fly's Eye* comparado com simulações MC de chuviros iniciados por fótons de mesma energia nos casos: com efeito LPM e sem *pre-shower* (tracejado), sem LPM e sem *pre-shower* (pontilhada) e com efeito *pre-shower* (contínua). Extraída de [85].

A Figura 2.5 mostra o X_{max} médio em função da energia de chuviros iniciados por fótons, prótons e ferro para diferentes modelos de interação de hádrons. As simulações são comparadas com resultados de diversos experimentos. A taxa de alongação decresce de fótons para ferro. O efeito LPM é dominante e crescente chegando ao máximo em 5×10^{19} , a partir de onde o efeito *pre-shower* começa a competir.

2.4 Variáveis de Discriminação

Como descrito anteriormente, chuviros iniciados por núcleons acabam distribuindo sua energia muito mais rapidamente na atmosfera do que chuviros iniciados por fótons. Logo, o X_{max} é um poderoso parâmetro para discriminar a componente primária dos EAS. No entanto, as flutuações intrínsecas dos chuviros, devido ao grande número de interações em seu desenvolvimento, implicam que o X_{max} também tem uma grande flutuação, o que diminui seu poder de discriminação.

Outro parâmetro relacionado à composição é o número de múons. O modelo de Heitler que descreveu chuviros puramente eletromagnéticos não derivou o número de múons, pois se trata de um modelo simplificado. Porém, chuviros iniciados por fótons energéticos devem gerar múons, já que a altíssimas energias os fótons interagem com os núcleos atômicos, fragmentando-os e gerando píons.

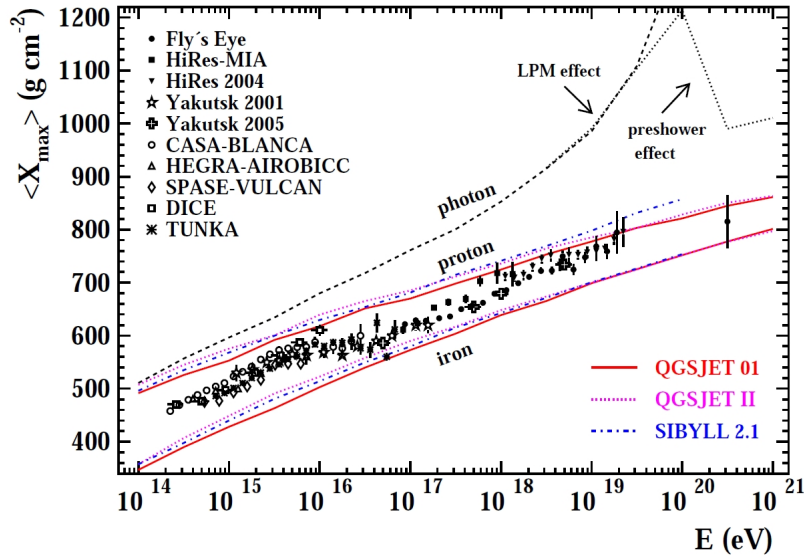


Figura 2.5: Profundidade atmosférica máxima média X_{max} em função da energia de EAS iniciados por prótons, ferro e fótons. As linhas representam simulações, enquanto os símbolos dados experimentais. Extraída de [85].

A seguir, correlacionamos os parâmetros X_{max} e densidade de múons ρ_μ e suas distribuições. A partir desta relação, determinaremos um método para discriminar chuveis iniciados por fótons.

2.4.1 Profundidade Atmosférica Máxima dos EAS

O X_{max} representa tanto a profundidade atmosférica aonde o chuveiro atinge o número máximo de partículas como também a posição onde há a maior deposição de energia dE/dX na atmosfera. Este crescimento da deposição da energia de chuveis iniciados por prótons, ferro e fótons está ilustrado na Figura 2.6, onde os efeitos LPM e de *pre-shower* foram considerados². Pode-se observar que, independentemente da composição, o número de partículas cresce até chegar na profundidade de máximo. Depois deste ponto, a maior parte da energia do chuveiro é perdida por ionização, e o chuveiro para de crescer.

O parâmetro X_{max} é obtido através do ajuste de uma função Gaisser-Hillas[34] aos pontos do perfil da taxa de deposição,

$$\frac{dE}{dX}(X) = \frac{dE}{dX_{max}} \left(\frac{X - X_0}{X_{max} - X_0} \right)^{\frac{X_{max} - X_0}{\lambda}} e^{-\frac{X_{max} - X}{\lambda}}, \quad (2.35)$$

onde dE/dX_{max} é a taxa de deposição no X_{max} , λ o comprimento de interação e X_0 um parâmetro de ajuste.

²Em nossas simulações de chuveis iniciados por fótons, sempre levaremos em conta os efeitos LPM e *pre-shower*, a não ser que o contrário seja explicitado

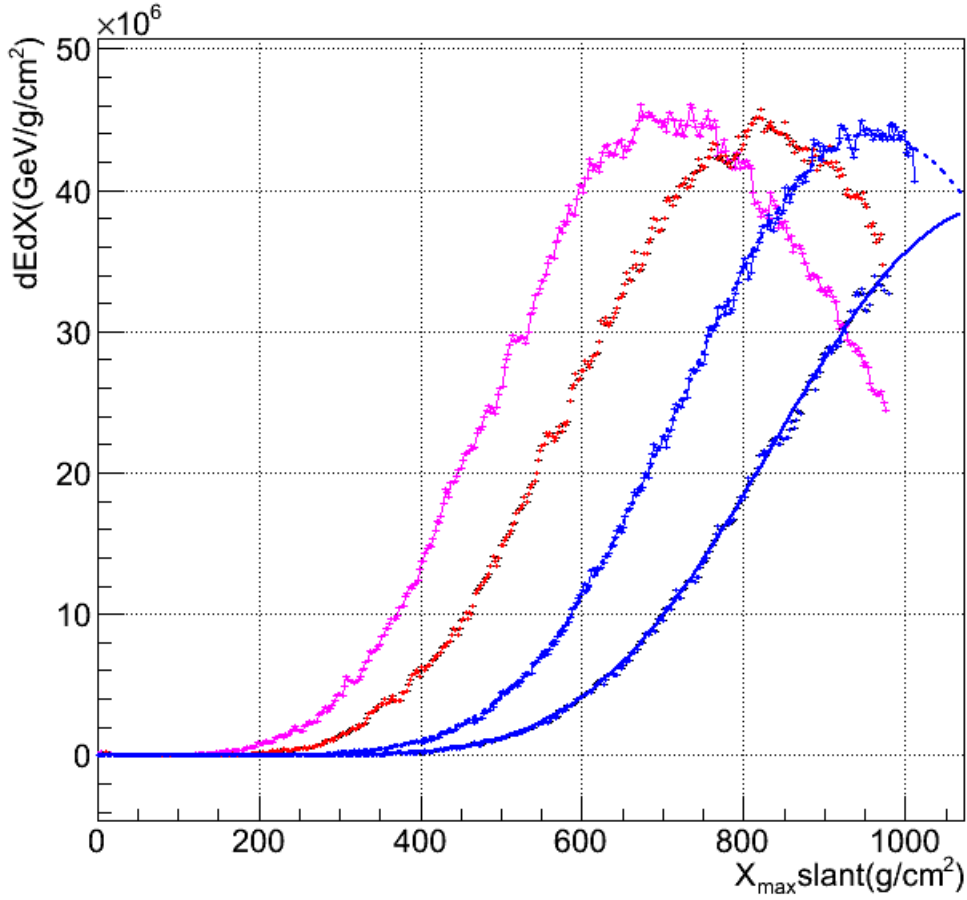


Figura 2.6: Deposição da energia para chuviros iniciados por um próton(vermelho), ferro(rosa), fótons com efeitos *pre-shower* e LPM (azul). (eventos: $\log(E/\text{eV})=19.5$, 27° , Sibyll2.1, thinning = 10^{-5}). Chuviros de fótons têm o máximo abaixo do nível de observação $X_{obs,vert}^{auger} = 870 \text{ g/cm}^2$ devido ao efeito LPM.

Em média, os chuviros têm $X_{\max}^{Fe} < X_{\max}^p$, devido ao princípio de superposição. É importante notar que em chuviros iniciados por fótons, o máximo pode acontecer a um X_{\max} abaixo da profundidade do nível de observação X_{obs} , principalmente para chuviros com energias $E > 5 \times 10^{19} \text{ eV}$. Por isto, estes chuviros são observados de forma mais eficiente para $\theta_{zen} > 45^\circ$, dado que a convergência da GH depende da visão do X_{\max} na atmosfera.

O desenvolvimento dos EAS é bastante influenciado pela flutuação natural da primeira interação, causando flutuações no número de partículas e na profundidade do máximo. As flutuações naturais dos chuviros dificultam a determinação da composição dos UHECR. A Figura 2.7 apresenta as distribuições de X_{\max} de chuviros simulados: iniciados por fótons, prótons e ferro. A flutuação do ferro é menor do que a de próton, enquanto que fótons flutuam bastante ($\sigma_{Fe,p,\gamma} = (21, 53, 96)$). No caso do ferro e prótons, isto decorre

do princípio da superposição e da seção de choque de primeira interação, maior para ferro do que para próton. Já a flutuação dos fótons é alterada devido aos efeitos LPM e pre-shower. Estas distribuições evidenciam que se um método discrimina chuviros iniciados por fótons dos de prótons, ele também é eficiente para discriminar o primeiro com relação aos chuviros iniciados por núcleos mais pesados.

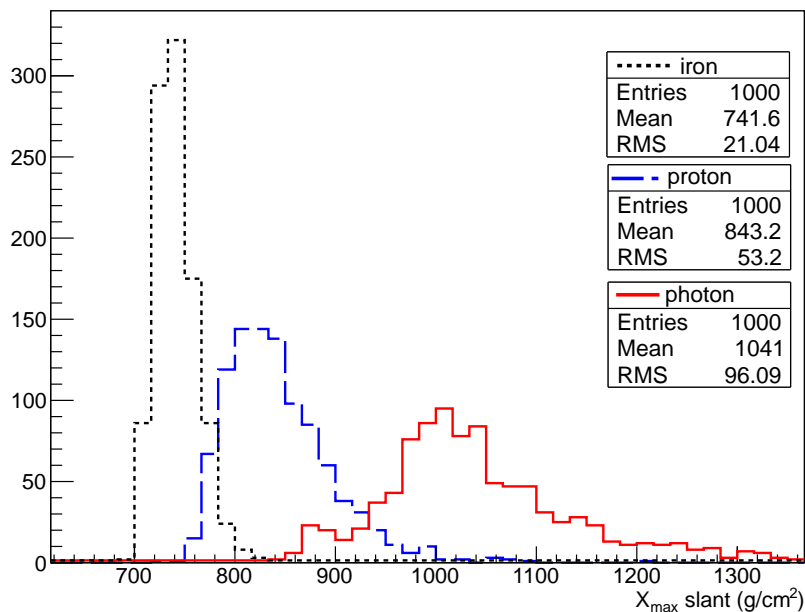


Figura 2.7: Distribuição do parâmetro X_{max} para diferentes primários.

2.4.2 Densidade de Múons

Nesta seção analisaremos a densidade numérica de múons na distância de 1000 m do eixo do chuviro (ρ_{1000}) e seu poder de discriminação. Esta distância foi escolhida porque é a distância em que há menor incerteza de reconstrução do sinal registrado nos detectores de superfície do Auger. Esta distância depende da distância entre os detectores de superfície, que no OPA é de 1500 m.

A Figura 2.8 (a) mostra a distribuição dos múons no solo baseada na simulação de 1000 chuviros iniciados por fótons. Os múons são espalhados até distâncias de 5000 m com relação ao eixo do chuviro. As coordenadas das partículas que chegam no solo são projetadas paralelamente em relação ao eixo no plano imaginário que caracteriza a frente do chuviro (*Shower Front Plane*). Sendo assim, a densidade de partículas no solo é representada em função da sua distância ao eixo do chuviro neste plano. A seta indica a distância de um ponto desta frente ao eixo do chuviro, definindo a coordenada R , enquanto que a abertura entre o eixo x e a seta define o ângulo ϕ .

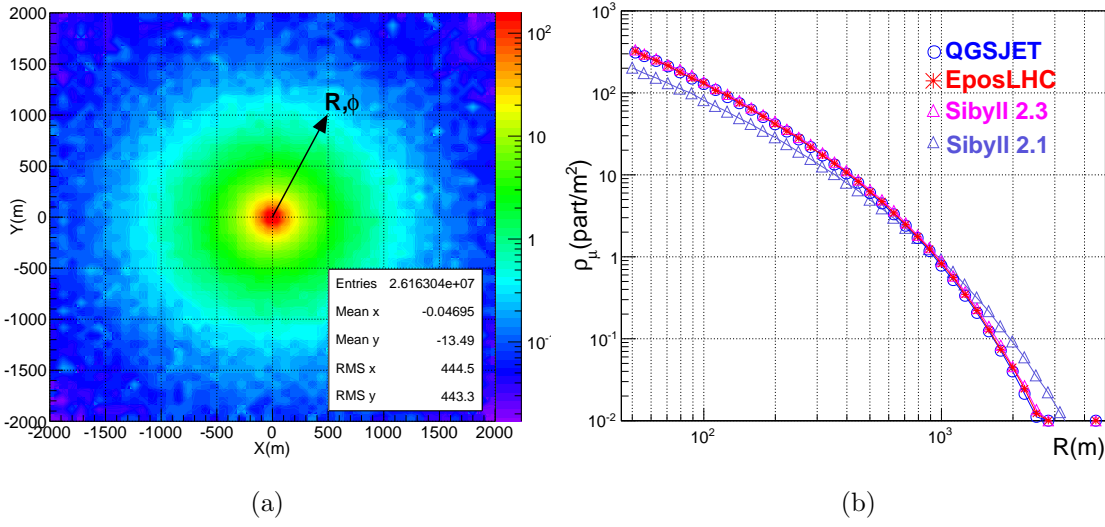


Figura 2.8: Chuveiros iniciados por fótons: (a) Densidade média de múons em um histograma bidimensional onde $\theta_{zen} = [0^\circ, 60^\circ]$, $\phi_{azim} = [0^\circ, 360^\circ]$, $\log(E/eV)=19.5$, QGSJET-II+fluka. (b) Densidade de múons no solo em função da suas distâncias ao eixo do chuvaero R para diferentes modelos de interação, conforme a legenda. (c) Densidade de múons ampliado em torno de 1000 m.

Os múons são contados em áreas circulares de $\pi(r_{i+1}^2 - r_i^2)$, o que define a sua densidade numérica de múons $dN_\mu/dA = \rho_\mu$. A Figura 2.8 (b) mostra a distribuição lateral média dos múons. Em (c) ampliamos a distribuição lateral de (b) para comparar a predição de diferentes modelos de interação de hádrons.

A Figura 2.9 (a) mostra perfis laterais da densidade de múons resultantes de simulações que usam ou o modelo QGSJET-II ou o Sibyll 2.1. Em média, os chuvereiros iniciados por núcleons contém em torno de uma ordem de magnitude mais múons do que chuvereiros

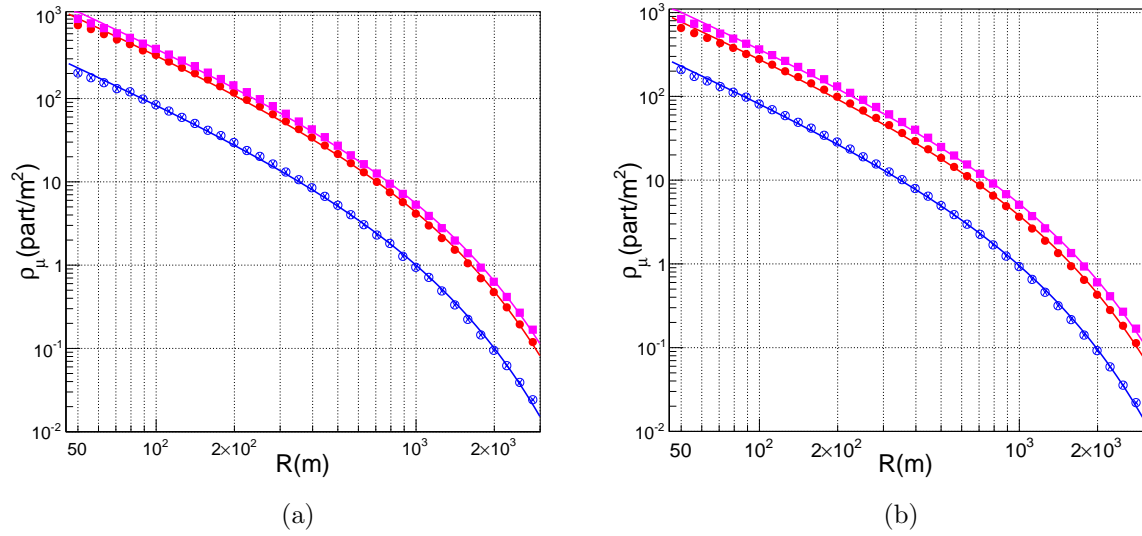


Figura 2.9: Chuveiros de fótons, prótons e ferro (azul, vermelho e rosa): (a) QGSJET-II e (b) Sibyll2.1.

iniciados por fótons, em que aproximadamente esta tendência se mantém para todos os modelos hadrônicos. Ajustamos uma função distribuição lateral do tipo NKG modificada [35] (ver eq. 1.25) às distribuições de múons

$$\rho(R) = C \left(\frac{R}{R_{opt}} \right)^\alpha \left(1 + \frac{R}{R_{opt}} \right)^{\beta+\gamma}, \quad (2.36)$$

onde R_{opt} , C , α , β e γ são parâmetros de ajustes. Com isto podemos buscar os valores de múons continuamente em R .

A Figura 2.10 mostra histogramas de ρ_{1000} correspondentes às simulações da Figura 2.9. Independente do modelo empregado, apresentam o mesmo comportamento, onde chuueiros iniciados por fótons desenvolvem menos múons do que chuueiros iniciados por núcleons.

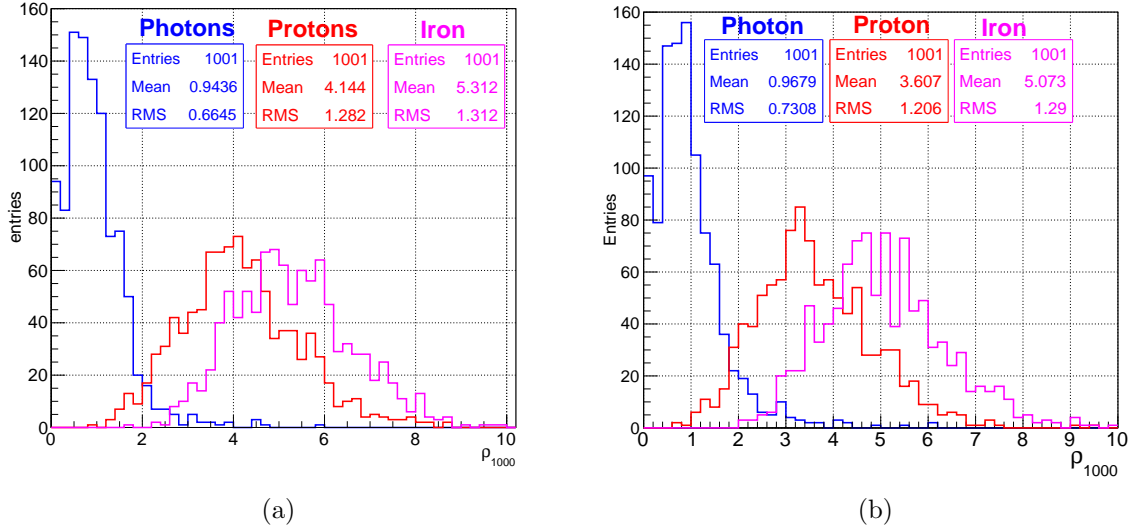


Figura 2.10: Histogramas da densidade de múons $\rho_\mu(R = 1000) = \rho_{1000}$ para chuviros iniciados por prótons, fótons e ferro: (a) QGSJET-II e (b) Sibyll 2.1.

2.5 Radiação Cherenkov

Nesta seção iremos descrever a produção da radiação Cherenkov nos EAS. Esta radiação é uma das principais contaminações de fundo nos detectores de luz fluorescente.

2.5.1 Emissão Cherenkov de uma Partícula Carregada

A passagem de uma partícula carregada num meio dielétrico causa polarização em suas moléculas. Se a velocidade de propagação da partícula é maior do que a velocidade da luz neste meio ($v > c'$) frentes de ondas coerentes de radiação são formadas. A emissão de fótons nestas condições é chamada de radiação Cherenkov e tem espectro de energia contínuo. A Figura 2.11 (a) mostra a formação destas frentes, representada pela superposição dos círculos, em que as ondas se propagam no meio com velocidade $c' = c/n$, onde n é o índice de refração. Em (b) temos a geometria de emissão dos fótons.

A partícula carregada com velocidade $\beta = v/c$ percorre uma distância $x_p = \beta ct$ e os fótons gerados neste intervalo de tempo percorrem uma distância $x_c = c't = (c/n)t$. O ângulo de emissão da radiação Cherenkov φ é dado por

$$\cos(\varphi) = \frac{(c/n)t}{c\beta t} = \frac{1}{n\beta}, \quad (2.37)$$

correspondente ao ângulo formado entre a direção de propagação da partícula carregada e a direção de emissão da radiação. O limiar desta emissão acontece quando $\beta = 1/n$, ou seja, quando a velocidade da partícula é igual à da luz no meio ($v = c'$) e, portanto,

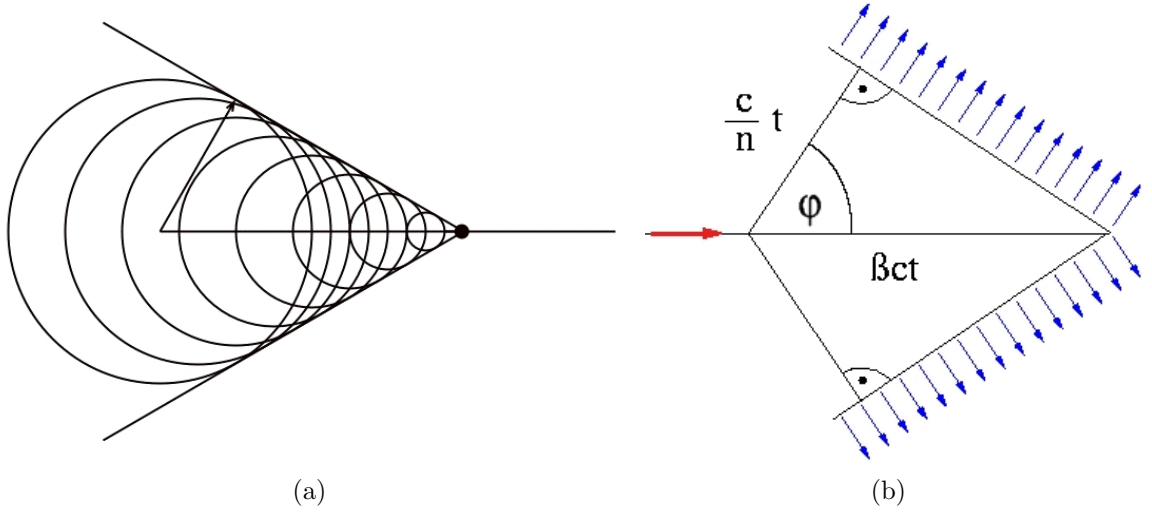


Figura 2.11: Em (a) ondas emitidas devido à passagem de uma partícula carregada, e em (b) a geometria de emissão dos fótons Cherenkov (ref. do laboratório).

o ângulo de emissão $\varphi^{lim} = 0$. Já seu máximo de φ^{max} depende unicamente do índice de refração do meio, dado que deve obedecer à condição $\beta = 1$. Como exemplo, considere o índice de refração do ar $n = 1.0003$, onde a velocidade limiar de emissão é $v = 0.9997c$. A radiação emitida tem $\varphi^{lim} = 0$. Já para $v = 0.9998c$ $\varphi = 0.81^\circ$, e para $\beta = 1$, temos $\varphi^{max} = 1.4^\circ$.

O número de fótons Cherenkov emitidos por um elétron atravessando a atmosfera, entre o intervalo de comprimento de onda λ_1 e λ_2 , é dado por [86, 87]

$$y_\gamma = \frac{2\pi\alpha Z^2}{\rho(h)} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{n^2(h, \lambda)\beta^2}\right) \frac{d\lambda}{\lambda^2}, \quad (2.38)$$

onde h é a altitude da atmosfera e ρ é a densidade do ar. O comprimento de onda desta radiação cai no intervalo de emissão dos fótons de fluorescência 300 – 400 nm. Com o índice de refração $n \approx 1$, podemos definir $\delta(h) = n(h) - 1$, onde tomando a energia total $E \gg E_0 = m_0c^2$ e negligenciando a dispersão do meio, o integrando pode ser aproximado para [88]

$$1 - (\beta n)^{-2} = 1 - \left(1 - \frac{m^2c^4}{E^2}\right)^{-1} (1 + \delta)^{-2} \approx 2\delta - \frac{m^2c^4}{E^2}. \quad (2.39)$$

No limiar $\beta = 1/n$, $2\delta - \frac{m^2c^4}{E_{lim}^2} = 0$, logo $E_{lim}(h) = mc^2/\sqrt{2\delta(h)}$. Portanto, a expressão 2.38 resulta em

$$y_\gamma = \frac{2\pi\alpha Z^2}{\rho(h)} \left(2\delta - \frac{m^2c^4}{E^2}\right) \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right), \quad (2.40)$$

onde a unidade de y_γ é número de partículas por g/cm^2 .

Usamos o índice de refração dado pelo modelo atmosférico *U.S. Atmosphere* [89]:

$$n(h) = 1 + K \frac{\rho(h)}{\rho_0}, \quad (2.41)$$

onde $K = 0.000283$ e ρ_0 é a densidade atmosférica ao nível do mar. A Figura 2.12 mostra em (a) o índice de refração, em (b), a energia de limiar em função da profundidade atmosférica *slant* para raios cósmicos que chegam ao topo da atmosfera com $\theta_{zen} = 0^\circ$ ou $\theta_{zen} = 60^\circ$, e em (c), y_γ em função da energia de uma partícula carregada, na altitude $h = 3.750$ km para três valores de densidade atmosférica ao nível do mar (nesta tese usamos $\rho_0 = 1.269$ kg/m³). O número de fótons emitidos é limitado superiormente à medida que a velocidade da partícula carregada aumenta. Já na Figura 2.13 apresentamos o gráfico do ângulo máximo de emissão da radiação Cherenkov em função da altitude, para partículas carregadas com $\beta = 1$. O ângulo máximo de emissão ocorre ao nível do mar, e corresponde a $\sim 1.4^\circ$.

2.5.2 Fótons Cherenkov nos EAS

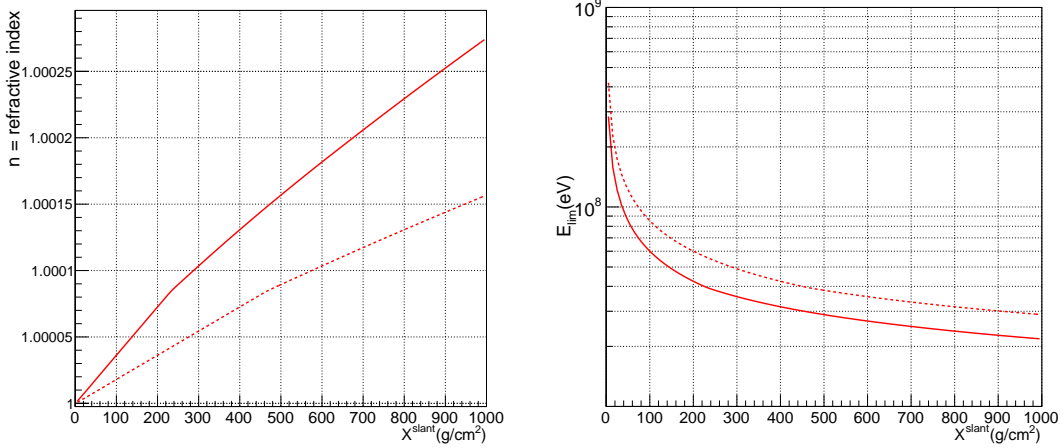
O total de fótons Cherenkov emitidos (por g/cm²) num chuva depende do número de partículas carregadas e das suas energias na profundidade atmosférica X . Por isso, devemos integrar sobre todas as partículas carregadas, que têm energia acima do limiar,

$$\frac{dN_\gamma}{dX}(X, h) = N(X) \int_{\ln E_{lim}}^{\infty} y_\gamma(h, E) f_e(X, E) d \ln E \equiv N(X) Y^C, \quad (2.42)$$

onde $y_\gamma(h, E)$ é o fator de emissão Cherenkov de um elétron (eq. 2.40) e E_{lim} a energia limiar de produção dos fótons Cherenkov. O termo Y^C representa a integral e é chamado de fator de produção Cherenkov, ou Cherenkov *yield*. Na expressão acima, a distribuição de energia dos elétrons é representada pelo produto $N(X) f_e$. Esta forma fatorada é muito importante no algoritmo de reconstrução de EAS, pois é dela que se estima a radiação Cherenkov e, com isto, sua subtração, conforme veremos no Capítulo 3.

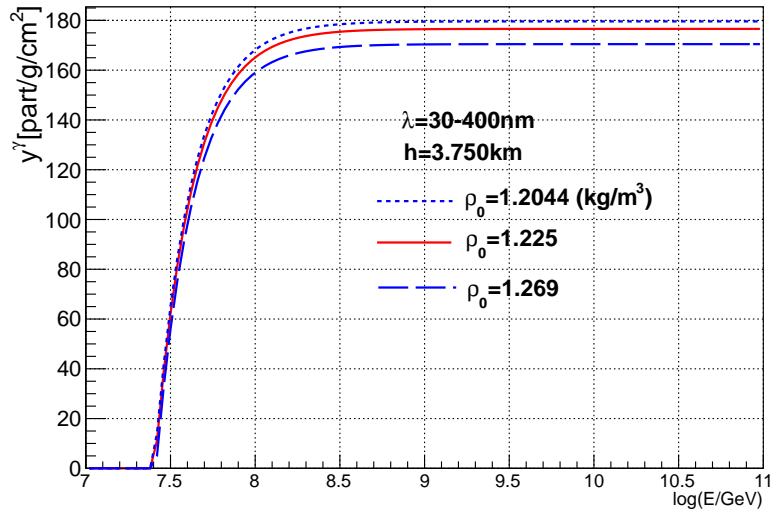
Forma da Distribuição de Energia f_e

Os perfis longitudinais dos chuviscos quando parametrizados em termos da idade s ao invés de X , substituem a flutuação do X_{max} pela flutuação nas caudas do perfil. A Figura 2.14 mostra isto para chuviscos iniciados por prótons e por ferro em função da idade s , onde os perfis foram renormalizados para comparação. Deste gráfico, podemos perceber que os perfis longitudinais são similares em forma dentro do intervalo de idade $0.8 < s < 1.2$. Isto sugere que, se as formas de seus perfis são similares, também serão suas distribuições



(a)

(b)



(c)

Figura 2.12: (a) índice de refração do ar e (b) energia limiar para produção de fótons Cherenkov em função da profundidade atmosférica slant para $\theta_{zen} = 0^\circ$ (linha contínua) e $\theta_{zen} = 60^\circ$ (linha tracejada). (c) produção de fótons Cherenkov em função da energia de uma partícula carregada.

de energia. De fato, dentro deste intervalo de s , as formas das distribuições de energia dos elétrons na atmosfera são independentes da composição e da energia do primário [90, 91].

Determinamos as distribuições de energia das partículas carregadas nos chuviscos a partir de simulações usando tanto o CORSIKA e como o AIRES. A forma das distribuições de energia podem ser parametrizadas pela relação [88]

$$f_e(E, s) = a_0(s) \frac{E}{(E + a_1(s))(E + a_2(s))^s} \quad (2.43)$$

onde E é a energia dos elétrons e s a idade do chuvisco ($s = 3/(1 + 2X_{max}/X)$). Os

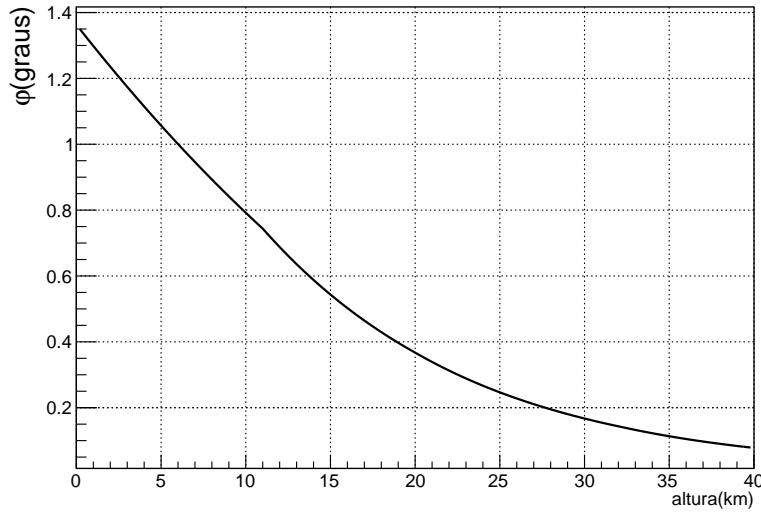


Figura 2.13: Ângulo máximo de emissão da radiação Cherenkov em função da altitude (km).

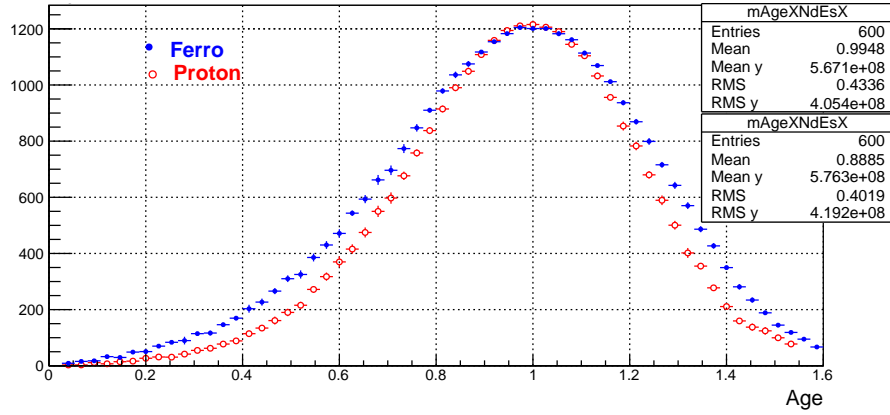


Figura 2.14: Número de partículas (escalado) em função da idade do chuveiro s para prótons e ferro.

termos $a_0(s)$, $a_1(s)$ e $a_2(s)$ dependem dos cortes de energia das partículas nas simulações e estão listados no apêndice A.1. No nosso caso, escolhemos constantes relacionadas aos cortes de energia $E_{e^\pm}^{cut} = 1$ MeV e $E_\mu^{cut} = 100$ MeV, sendo a parametrização normalizada, ou seja,

$$\int_{\ln(E_{lim})} f_e(E, s) d \ln E = 1. \quad (2.44)$$

A Figura 2.15 apresenta a forma destas distribuições de energia para diferentes idades do chuveiro.

2.5.3 Distribuição Angular de Emissão dos Fótons Cherenkov

Os fótons Cherenkov produzidos pelos EAS distribuem-se angularmente com respeito ao eixo do chuveiro, tendo seu $\varphi_{max} = 1.4^\circ$ em relação à direção de propagação de cada

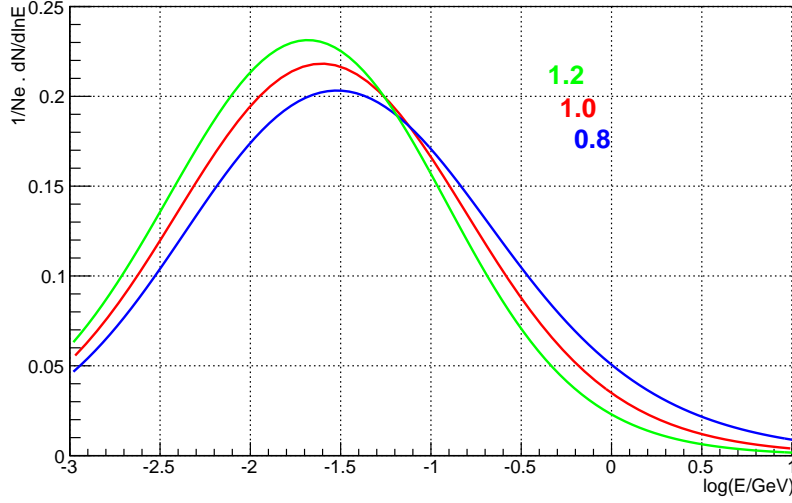


Figura 2.15: Funções normalizadas para três idades do chuveiro (0.8, 1.0, 1.2), representando distribuições de energia dos elétrons.

elétron, o que implica que eles devem seguir a distribuição angular dos elétrons nos chuviros. Na Figura 2.16 temos esta distribuição angular média resultante da simulação de 10 chuviros iniciados por prótons para seis intervalos de energia. Quanto maior a energia dos elétrons, menor o espalhamento em relação ao eixo do chuveiro. A partir da equação 2.37, calculamos o ângulo de emissão dos fótons Cherenkov φ para cada elétron da cascata e os definimos em relação ao eixo do chuveiro,

$$\theta_{\gamma}^{eixo} = \theta_{e^{\pm}}^{eixo} + \varphi \quad (2.45)$$

onde $\theta_{e^{\pm}}^{eixo}$ é o ângulo entre o eixo do chuveiro e a direção de propagação do elétron. Como resultado, a quantidade diferencial de fótons Cherenkov emitidos por dX e $d\theta$ é mostrado na Figura 2.17 para três profundidades atmosféricas. O pico na distribuição é devido aos elétrons de maior energia que são desviados $\sim 5^{\circ}$, e que contribuem mais na produção de fótons Cherenkov. À medida que a cascata evolui para maiores profundidades, o pico vai diminuindo, devido à perda de energia dos elétrons, que chegam ao limiar de emissão Cherenkov.

Conforme discutido anteriormente, a forma da distribuição de energia dos elétrons é independente da energia e composição primária dos UHECR. Como consequência, também o são as distribuições angulares dos elétrons e, se os fótons também seguem esta distribuição, então, sua forma também é independente da energia e composição do primário. As distribuições dos fótons Cherenkov em função do eixo do chuveiro são parametrizadas

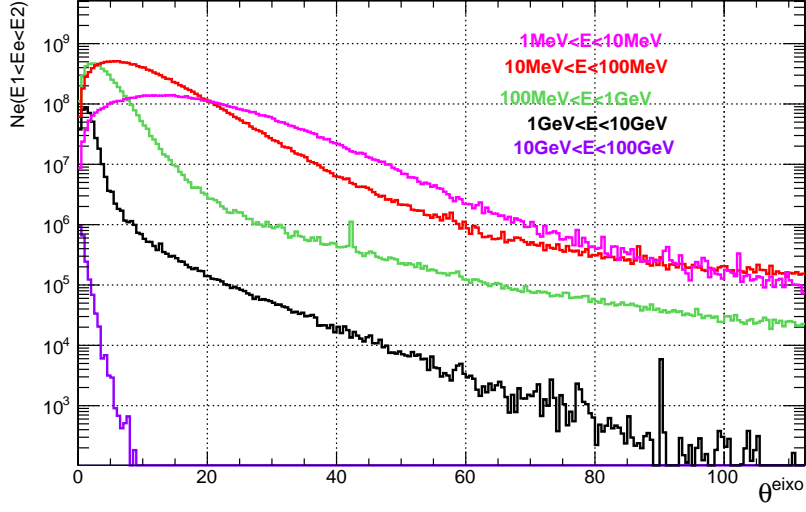


Figura 2.16: Distribuição diferencial angular dos elétrons na profundidade atmosférica máxima X_{max} para seis intervalos de energia ($E_0 = 10^{19}$ eV, $\theta_{zen} = 30^\circ$ e $P_{th} = 10^{-6}$).

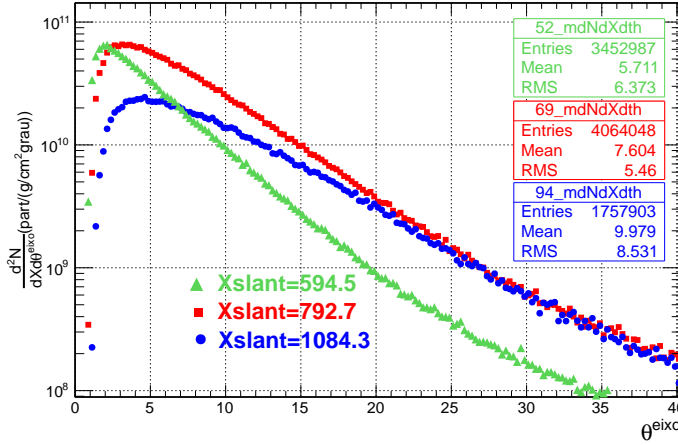


Figura 2.17: Distribuição diferencial angular dos fótons Cherenkov relativa ao eixo do chuvaeiro.

da pela idade s , e têm a seguinte forma [88]

$$\frac{dN_\gamma}{d\theta^{axis}} \equiv A_\gamma(\theta^{axis}, h, s) = a_s(s) \frac{1}{\theta_c(h)} e^{\theta^{axis}/\theta_c(h)} + b_s(s) \frac{1}{\theta_{cc}(h)} e^{\theta^{axis}/\theta_{cc}(h)} \quad (2.46)$$

onde a_s , b_s , θ_c e θ_{cc} são funções dependentes da idade s e da altitude h (dados no apêndice A.2). Esta função é normalizada

$$\int_0^{180^\circ} A_\gamma(\theta, h, s) d\theta = 1. \quad (2.47)$$

A Figura 2.18 mostra a forma da função distribuição A_γ para diferentes idades.

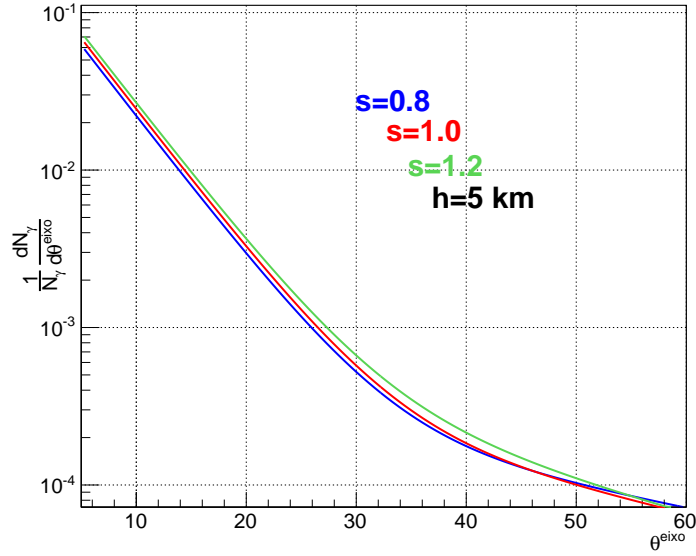


Figura 2.18: Distribuição dos fótons para as idades $s = 0.8, 1$ e 1.2 .

Assim, a descrição completa do número de fótons Cherenkov emitidos por profundidade e ângulo é dado por,

$$\frac{d^2 N_\gamma(\theta, s, h)}{dX d\theta} = A_\gamma(\theta, h, s) \frac{dN_\gamma}{dX}(s, h) \quad (2.48)$$

compondo uma forma fatorada, representando a parte total e a fração de emissão em cada direção.

2.6 Contribuição Cherenkov Direta e Espalhada

Os fótons Cherenkov que são criados e detectados na direção de visão do detector de fluorescência são chamados de componente Cherenkov “direta”. Além disso, há também os fótons que não são emitidos na direção do detector, mas que adquirem a direção de detecção devido aos espalhamentos Mie e Rayleigh e, por isso é chamada de contribuição Cherenkov “espalhada”. Dependendo da geometria de detecção do chuveiro, a componente espalhada pode contribuir mais do que a parte direta. Abaixo apresentamos mais detalhadamente a modelagem da componente espalhada dos fótons Cherenkov.

2.6.1 Espalhamento Mie

O espalhamento Mie acontece quando as dimensões do objeto são da mesma ordem que o comprimento de onda da radiação incidente. Estas partículas são chamadas de aerossóis

da atmosfera, tais como partículas de poeira. Assumindo que o eixo do chuvaire é um feixe de fótons, o espalhamento destes pode ser modelado por uma função exponencial em função da altitude l [92]

$$\frac{dN_\gamma}{dl} = -\frac{N_\gamma}{l_M} e^{-\frac{l}{h_M}} \quad (2.49)$$

onde $h_M = 1.2$ km é altitude de referência aerossol e $l_M = 14$ km é o comprimento de livre caminho médio do espalhamento Mie. A distribuição por ângulo sólido é dada por

$$\frac{d^2 N_\gamma}{dl d\Omega} = a \exp\left(-\frac{\theta^{eixo}}{\theta_M}\right) \left| \frac{dN_\gamma}{dl} \right| \quad (2.50)$$

onde $a = 0.8$ e $\theta_M = 26.7^\circ$. Estas equações são aproximações e somente válidas quando não houver alta concentração de aerossóis na atmosfera. Esta condição é satisfeita nos sítios onde estão o OPA e TA (ambientes áridos). A contribuição do espalhamento Mie é maior para ângulos pequenos em relação ao eixo do chuvaire.

2.6.2 Espalhamento Rayleigh

No espalhamento Rayleigh, as dimensões das partículas espalhadoras, tais como moléculas do ar, são pequenas comparadas ao comprimento de onda da radiação incidente e, é dado por

$$\frac{dN_\gamma}{dl} = -\frac{\rho(h)N_\gamma}{X_r} \left(\frac{400 \text{ nm}}{\lambda}\right)^4 \quad (2.51)$$

onde $X_r = 2970$ g/cm² é o ângulo de espalhamento médio no comprimento de onda $\lambda = 400$ nm. A distribuição angular Rayleigh segue a relação

$$\frac{d^2 N_\gamma}{dl d\Omega} = \frac{3}{16\pi} \left| \frac{dN_\gamma}{dl} \right| (1 + \cos^2 \theta^{eixo}), \quad (2.52)$$

sendo importante para todos os ângulos de emissão.

Capítulo 3

Simulação da Detecção e Reconstrução de EAS

Nos capítulos anteriores vimos que a técnica de fluorescência mede a energia calorimétrica dos EAS, permitindo uma estimativa da energia pouco dependente dos modelos de interação de hádrons. Além disso, o FD registra uma “fotografia” do desenvolvimento longitudinal da cascata, medindo diretamente a profundidade atmosférica do máximo do chuveiro (X_{max}) que é dependente da composição primária. Os observatórios atuais que utilizam esta técnica são o OPA[5] e TA[6]. Na análise de discriminação da composição dos UHECR é importante considerar os efeitos da detecção e sua eficiência, bem como da reconstrução de eventos. Por isso, neste capítulo descreveremos os processos fundamentais para a simulação da detecção dos EAS pelo FD e sua subsequente reconstrução. Estes processos são a base da nossa simulação que são reunidos num código que será referido como **CAS** [8]. Este código originalmente inclui os processos de emissão dos fótons de fluorescência. Incluímos nele o fenômeno da radiação Cherenkov e seu tratamento na reconstrução de eventos.

Além da simulação da técnica de fluorescência, também simulamos a detecção de múons pelo SD e a reconstrução de sua densidade. Para isto, usamos o método e código descritos em [58] que leva em conta as novas configurações de detectores de superfície, tal como no OPA, que emprega detectores tipo WCD expandido com cintiladores no topo. Este código foi otimizado para chuveiros iniciados por prótons ou núcleos e aqui o expandimos para chuveiros iniciados por fótons [93]. Para o propósito de reconstrução de eventos, este método parametriza a distribuição das partículas no solo, de tal forma, a determinar a incerteza de reconstrução da densidade de múons em chuveiros iniciados por prótons, ferro e, agora, fótons. Assim, conseguimos uma análise mais completa da sensibilidade dos novos detectores para discriminar chuveiros iniciados por fótons.

3.1 Emissão dos Fótons de Fluorescência

As partículas do EAS excitam as moléculas de nitrogênio (N_2) que, por sua vez, decaem e emitem radiação no intervalo de comprimento de onda 300 – 450 nm. A Figura 3.1 mostra uma representação artística deste processo onde parte do perfil longitudinal do chuveiro (dE/dX) está no campo de visão do telescópio (*Field of View* - FOV). Conforme indicado, o parâmetro idade do chuveiro s mostra as fases do desenvolvimento longitudinal do chuveiro.

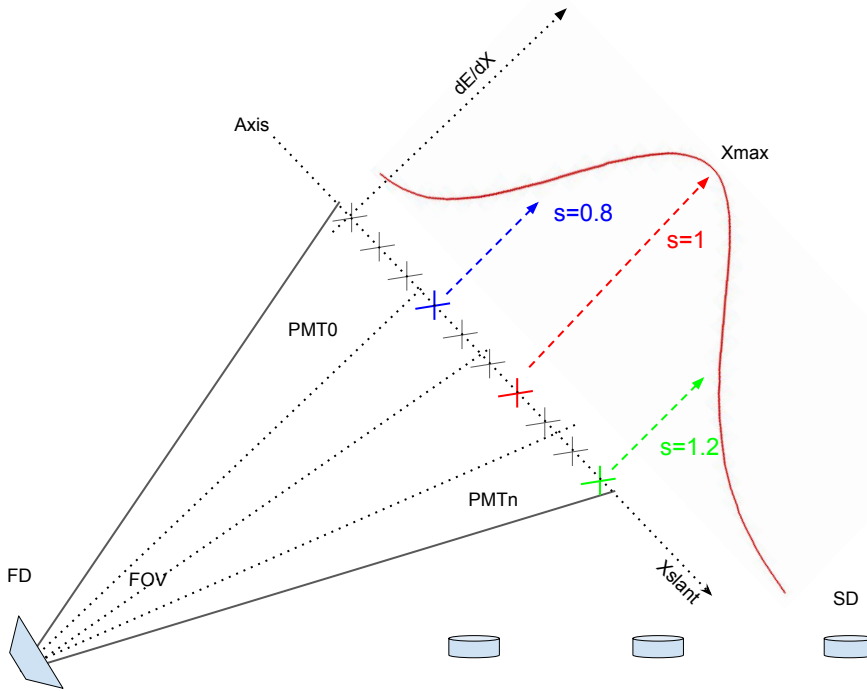


Figura 3.1: Representação artística do processo de emissão da radiação de fluorescência e sua observação pelo telescópio. Cada segmento representa uma PMT que observa uma parte do céu. Toda a abertura de visão compõe o FOV do FD.

À medida que o chuveiro cresce, as partículas tendem a se espalhar lateralmente em relação ao seu eixo. Uma boa aproximação para o processo de emissão de fluorescência é desprezar este pequeno espalhamento e considerar que todas as partículas se propagam ao longo do eixo do chuveiro. Considerando isto, a radiação de fluorescência produzida ao longo do eixo é dada por [94]

$$N_e^f(X_i) = Y_i^f(h) \frac{dE_i}{dX_i} \Delta X_i, \quad (3.1)$$

onde Y_i^f é o termo de produção de fluorescência (*fluorescence yield*- fótons/MeV), em função da altitude [95, 96, 97]. Os detalhes desta parametrização seguem no apêndice A.3). O índice i indica o campo de visão de cada PMT do FD.

Os fótons de fluorescência são emitidos isotropicamente numa esfera de área $4\pi R_i^2$, sendo R_i a distância do ponto de emissão X_i , no eixo, até a i -ésima PMT do detector. O número de fótons que chega na PMT é dado por

$$y_i^f = d_i Y_i^f w_i \Delta X_i, \quad (3.2)$$

onde

$$w_i = \frac{dE_i}{dX_i} \quad (3.3)$$

é a deposição da energia e

$$d_i = \epsilon \frac{A}{4\pi R_i^2} T_M T_R \quad (3.4)$$

é um termo que engloba o fator geométrico de emissão isotrópica, a eficiência quântica ϵ das PMTs e a área do diafragma do telescópio A . Os termos de transmitância T_M e T_R representam a atenuação dos fótons em seus caminhos do ponto de emissão X_i até o detector devido aos espalhamentos *Mie* e *Rayleigh*.

3.1.1 Atenuação Rayleigh e Mie

Os fótons emitidos em X_1 e que se propagam na direção do detector estão sujeitos aos espalhamentos Mie e Rayleigh. Os termos de transmitância, relativos aos fatores de atenuação do número de fótons, da profundidade X_1 até X_2 , são modelados por [96, 97]

$$T_R = \exp \left[-\frac{|X_1 - X_2|}{X_R} \left(\frac{400 \text{ nm}}{\lambda} \right)^4 \right] \quad (3.5)$$

onde $X_R = 2974.0 \text{ g/cm}^2$ ($\lambda_R = 400 \text{ nm}$) é o comprimento de atenuação Rayleigh e λ é o comprimento de onda, e

$$T_M = \exp \left(\frac{h_M}{l_M \cos(\phi)} \left[\exp \left(-\frac{h_1}{h_M} \right) - \exp \left(-\frac{h_2}{h_M} \right) \right] \right) \quad (3.6)$$

sendo h_1 a altitude de emissão e h_2 a de detecção, $l_M = 1.2 \text{ km}$ o comprimento de atenuação, $h_M = 15 \text{ km}$ é altitude de referência aerossol. O ϕ é definido pelo ângulo formado entre a reta $\overline{h_1 h_2}$ e a vertical. Sabendo-se as profundidades de emissão X_1 e de detecção X_2 podemos calcular a atenuação dos fótons simplesmente através da multiplicação do número de fótons criados pelos termos de atenuação $T_M T_R$ que têm valores compreendidos entre zero e um.

3.2 Emissão de Fótons Cherenkov nos EAS

O número de fótons Cherenkov criados na profundidade X_i é proporcional ao número de partículas carregadas [94]

$$N_e^C(X_i) = Y_i^C N_i^e \Delta X_i \quad (3.7)$$

onde Y_i^C é o termo de produção Cherenkov (*yield*) conforme equação 2.42 (fótons/(g/cm²)) e N_i^e o número de partículas carregadas na profundidade atmosférica X_i .

A passagem dos elétrons de um chuva através da atmosfera, forma um efeito coletivo de criação de fótons Cherenkov, emitidos com ângulo θ^{eixo} que depende da sua energia. A projeção destes fótons no solo forma um anel de luz Cherenkov (*forward emission*). Com isto, o número de fótons Cherenkov emitidos na direção do telescópio pode ser calculado por

$$y_i^{Cd} = d_i f_C(\beta_i) Y_i^C N_i^e \Delta X_i \quad (3.8)$$

onde $f_C(\beta_i)$ é a fração de fótons Cherenkov emitidos no ângulo β_i em relação ao eixo do chuva. Este ângulo é formado entre a direção de visão de uma PMT com o eixo do chuva.

Os fótons Cherenkov alcançam a direção β_i de detecção devido ao espalhamento dos elétrons na atmosfera, onde os fótons criados seguem a direção de propagação dos elétrons. Além desta contribuição, há os fótons que chegam ao telescópio devido aos espalhamentos Mie e Rayleigh. À medida que a cascata se desenvolve, os fótons Cherenkov formam um feixe colimado ao longo do eixo do chuva. Estes fótons, então, são espalhados pelas moléculas da atmosfera que podem adquirir a direção β_i . Na Figura 3.2 mostramos um esquema destes dois processos. O número de fótons vindo destes processos de espalhamento é dado por

$$N_\gamma(X_i) = \sum_{j=0}^i \tau_{ji} Y_j^C N_j^e \Delta X_j \quad (3.9)$$

onde $\tau_{ji} = T_M T_R$ são os fatores de atenuação dos fótons criados em X_i e propagados até X_j . Levando em conta a geometria de emissão, o número de fótons no detector é dado por

$$y_i^{Cs} = d_i f_s(\beta_i) \sum_{j=0}^i \tau_{ji} Y_j^C N_j^e \Delta X_j, \quad (3.10)$$

onde $f_s(\beta_i) = f_{s,M} + f_{s,R}$ é a fração dos fótons Cherenkov espalhados no ângulo β_i de detecção. Assim, o número total de fótons que chega no detector é $y = y_i^f + y_i^{Cd} + y_i^{Cs}$.

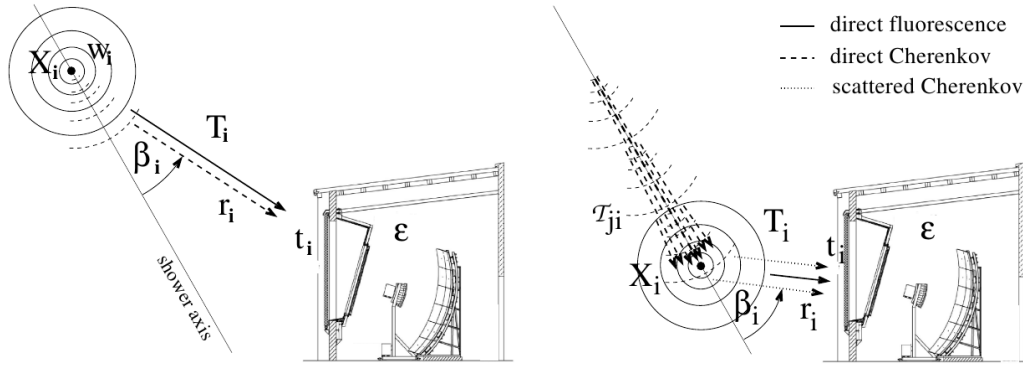


Figura 3.2: Ilustração das contribuições dos fótons Cherenkov que chegam ao telescópio. À esquerda, a contribuição direta e, à direita, a componente espalhada (Figura extraída de [94]).

3.3 Reconstrução do Perfil Longitudinal

Como visto acima, os fótons que chegam nas PMTs do FD são tanto de fluorescência como de Cherenkov. A tarefa agora é estimar, a partir do sinal total das PMTs, a deposição da energia w na atmosfera devido à passagem do EAS. Para isto, temos que relacionar o número de partículas carregadas N^e no chuveiro com w . Esta relação é dada por

$$w = N^e \int_0^\infty f_e(E, X) w_e(E) dE, \quad (3.11)$$

onde $f_e(E, X)$ é a distribuição de energia normalizada dos elétrons e $w_e(E)$ é a perda de energia média de um elétron com energia E . A expressão acima pode ser parametrizada da seguinte forma [98]

$$w = N^e \alpha_{eff}(s), \quad (3.12)$$

onde o $\alpha_{eff}(s)$ representa a energia média perdida por partícula. Na Figura 3.3 mostramos uma parametrização de α_{eff} em função da idade s [88] (detalhes no apêndice A.4).

Considere w como sendo a deposição da energia pelas partículas carregadas no eixo do chuveiro e y o número total de fótons detectados em cada PMT,

$$w = (w_1, w_2, \dots, w_n)^T, \quad (3.13)$$

$$y = (y_1, y_2, \dots, y_n)^T. \quad (3.14)$$

As relações de emissão de fluorescência (eq. 3.1) e Cherenkov (eq. 3.2) são usadas para escrever a seguinte equação matricial ([94])

$$y = Cw \quad (3.15)$$

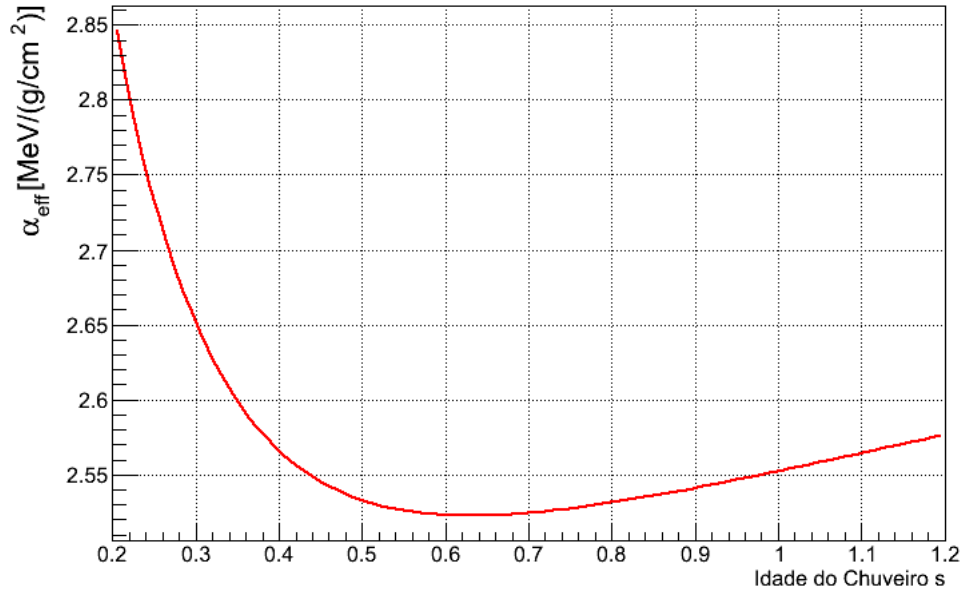


Figura 3.3: Parametrização da deposição da energia média dos elétrons na atmosfera em função da idade do chuvereiro ([88]).

onde \mathbf{C} é a matriz Cherenkov-Fluorescência cujos termos são

$$C_{i,j} = \begin{cases} 0 & , i < j \\ c_i^d + c_{ii}^s & , i = j \\ c_{ij}^s & , i > j \end{cases}$$

sendo

$$c_i^d = d_i \left(Y_i^f + fc(\beta_i) \frac{Y_i^C}{\alpha_i} \right) \Delta X_i \quad (3.16)$$

e

$$c_{ij}^s = d_i f_s(\beta_i) \frac{Y_i^C}{\alpha_i} \Delta X_i. \quad (3.17)$$

A solução da 3.15 pode ser obtida por inversão da matriz \mathbf{C} que leva ao estimador da deposição da energia \hat{w} ,

$$\hat{w} = \mathbf{C}^{-1}y. \quad (3.18)$$

As incertezas estatísticas de \hat{w} são obtidas pela propagação de erros

$$V_w = \mathbf{C}^{-1}V_y\mathbf{C}^{t-1}, \quad (3.19)$$

onde V_y é a matriz covariância de y .

3.4 Simulação da Detecção e Reconstrução do FD

Os algoritmos de simulação da detecção pelo FD e reconstrução de EAS foram condensados no código CAS [8, 99], mencionado anteriormente. Através deste é possível simular um telescópio de fluorescência com os parâmetros dos experimentos Hires e OPA, ou adaptá-lo para outras configurações. Na Figura 3.4 mostramos um esquema das tarefas de simulação e reconstrução do CAS. A Tabela 3.1 apresenta algumas características do sítio Auger que serão usadas em nossas simulações.

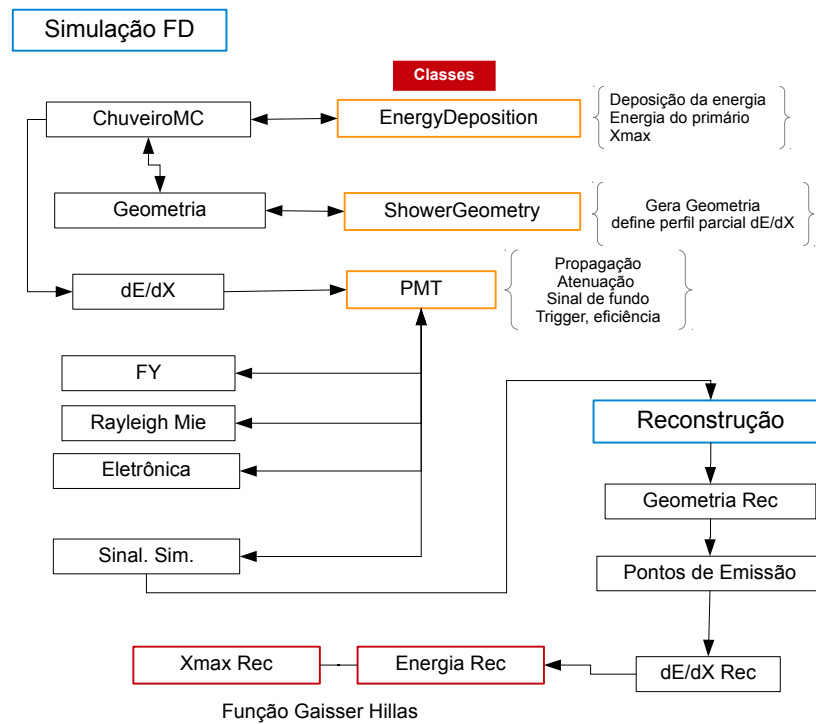


Figura 3.4: Esquema da simulação da detecção e reconstrução de chuveiro por um FD.

Tabela 3.1: Parâmetros do OPA usados no CAS.

Detector	Auger
Altitude	1500 km
Eficiência (PMT)	20%
Elevação Min	2°
Elevação Max	32°
Azimute	360°
Diafragma (m ²)	3.8
Visão da PMT	1.5°

O CAS original não inclui a análise da radiação Cherenkov, sendo por nós imple-

mentada seguindo as descrições das seções 3.2 e 3.3. Levamos em consideração tanto a contribuição direta quanto a espalhada da radiação Cherenkov. A inclusão desta radiação é necessária para reconstrução do perfil longitudinal dos EAS. Na análise de discriminação de eventos, tomamos cuidado de incluir a geometria de detecção e as incertezas de reconstrução. Todos estes fatores são chaves na determinação de um método de discriminação do primário. Portanto, este é um passo fundamental para alcançarmos os objetivos finais da tese.

3.4.1 Descrição da Simulação de Emissão

Como primeiro passo para a simulação da emissão dos fótons fluorescência e Cherenkov, a taxa de deposição (w), o número de partículas carregadas (N^e) dos chuveiros, a energia do primário E_0 e os ângulos zenital e azimutal são lidos de tabelas criadas pelos códigos de simulação de chuveiros, tais como o AIRES ou CORSIKA. A posição do eixo do chuveiro no solo é gerada aleatoriamente (R_{core}^{gen}), determinando a geometria para a cascata e definindo as profundidades de entrada (X_{vmin}) e saída (X_{vmax}) do chuveiro em relação ao FOV, bem como os pontos de deposição de energia e partículas carregadas no eixo vistos por cada PMT. Portanto, o perfil longitudinal original é “cortado” para formar um perfil parcial que depende da geometria gerada.

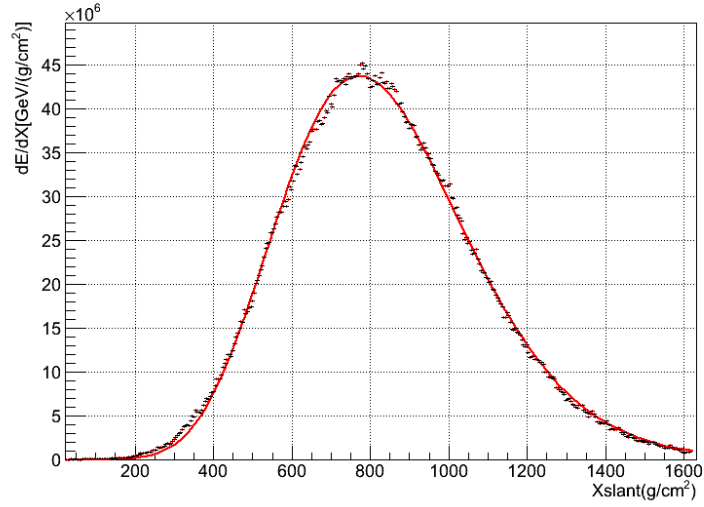
A deposição da energia e as partículas carregadas são distribuídas ao longo do eixo do chuveiro. Convertemos então estes pontos em fótons de fluorescência e Cherenkov. Os fótons são posicionados no eixo no centro do ângulo de visão de cada PMT. A emissão ocorrerá nestes pontos centrais e os fótons serão propagados até o detector.

Conforme a seção 3.2, parte dos fótons Cherenkov são direcionados às PMTs (β_i). Na Figura 3.5 mostramos em (a) um perfil longitudinal de deposição de energia de um chuveiros iniciado por próton e em (b) as diferentes radiações que chegam em cada PMT do detector. A contaminação da radiação Cherenkov pode ser quantificada pela quantidade

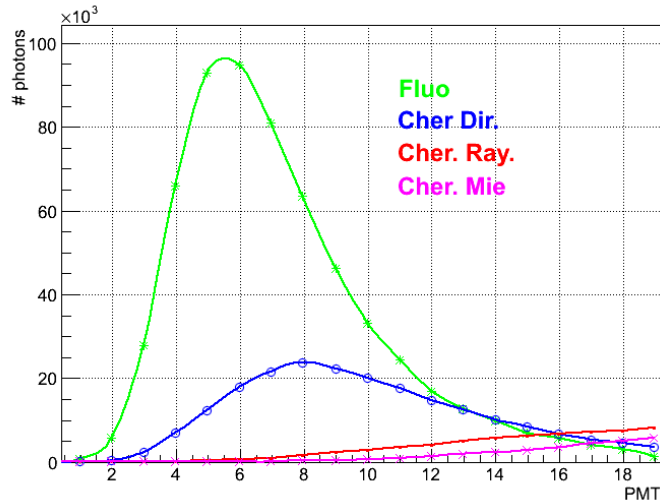
$$f_C = \sum_{i=0}^{nPMT} \frac{N_C}{N_C + N_F}, \quad (3.20)$$

somando-se a contribuição em cada PMT. Neste evento a contaminação Cherenkov é maior do que 20%.

É importante salientar que na nossa simulação, a emissão do fótons é unidimensional, ao longo do eixo, e realizadas para o comprimento de onda de $\lambda = 352.07$ nm, onde a eficiência quântica do detector é máxima. Assim, é uma simulação simplificada, mas que fornece todos os aspectos da detecção e reconstrução dos chuveiros. A Figura 3.6 mostra a fração de fótons Cherenkov f_C no detector em função do ângulo médio β . Neste gráfico,



(a)



(b)

Figura 3.5: (a) Perfil longitudinal da deposição da energia. Em (b) fótons que chegam nas PMTs por componentes. A geometria favorece a alta contaminação Cherenkov (> 20%). Esta é uma simulação de um chuva iniciado por próton com $\log(E/eV)=19.5$, $\theta_{zen} = 58^\circ$, $\phi_{azi} = 8^\circ$ com a posição do eixo no solo à distância de 9 km do FD.

foram simulados 1000 chuvas e, portanto, cada ponto representa um evento. Notamos que quanto menor o ângulo β maior é a contaminação da radiação Cherenkov na luz total no detector, o que faz sentido devido ao carácter *forward* desta radiação.

3.4.2 Simulação da Eletrônica, Fundo e Trigger

No OPA, os fótons que chegam em cada PMT são convertidos, com uma determinada eficiência, em fotoelétrons, gerando um sinal que é digitalizado num conversor analógico-

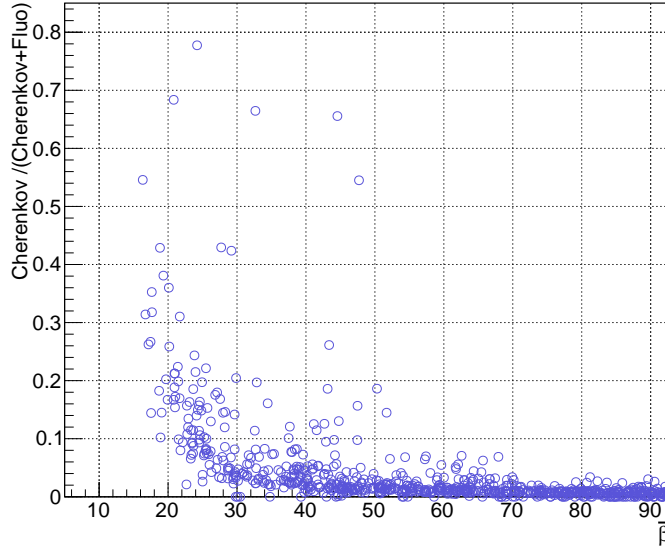


Figura 3.6: Contaminação dos fótons Cherenkov em função do ângulo médio de emissão.

digital (*Analog to Digital Converter* - ADC) com janela temporal de $t = 100$ ns. Neste processo, adicionalmente ao sinal de fluorescência, também são coletados fótons de fundo vindos da luz das estrelas e reações fotoquímicas da atmosfera. Este fundo de fótons é importante para o *trigger* do telescópio que é baseado na comparação entre o sinal de fluorescência (mais Cherenkov) com este sinal de fundo. Além disto, o sinal detectado e digitalizado apresenta os ruídos da eletrônica e do conversor ADC do telescópio. Desta maneira, descreveremos a inclusão do fundo e destes ruídos ao sinal de fluorescência, para então, simularmos o *trigger*.

Primeiramente, simulamos a aquisição dos fótons de fluorescência (e Cherenkov) N_γ^i numa PMT (sem adição do ruído). Para isso, construímos um histograma do sinal S_0 , dado em fotoelétrons/100 ns, em função da janela temporal t . Isso é calculado por

$$S_0 = \frac{N_\gamma^i \alpha_{tel}}{T}, \quad (3.21)$$

onde $\alpha_{tel} = 0.2$ é a eficiência de conversão dos fótons na PMT e T é o intervalo integrado das janelas t que contém o sinal S_0 . O número de fotoelétrons em cada janela de aquisição é então dado por $N_0^{pe} = S_0 \cdot 100$ ns. Agora vamos adicionar a este sinal os fótons de fundo e os ruídos da eletrônica mais conversão ADC.

O número de fótons de fundo deve flutuar devido a dois fatores: sua conversão em fotoelétrons e suas multiplicações nas PMTs. A variância deste fundo, então, pode ser modelada por [100]

$$\sigma_{pe}^2 = \sigma_P^2 + \sigma_G^2 \quad (3.22)$$

onde $\sigma_P^2 = \bar{n}_{pe}$ é o ruído Poissoniano devido à conversão dos fótons em fotoelétrons, sendo $\bar{n}_{pe} = 6$ no caso das PMTs do OPA. Já o $\sigma_G^2 = \bar{n}_{pe}V_G$ é um ruído gaussiano devido à cadeia de multiplicação no dínodo da PMT, dependente do fator de variância do ganho $V_G \simeq 0.4$ [100]. Desta forma, o número de fótons de fundo é gerado aleatoriamente para cada intervalo t , seguindo a variância σ_{pe}^2 . O fundo médio esperado é, então, subtraído deste valor

$$\Delta N_{back} = S_P + S_G - \bar{n}_{pe} \quad (3.23)$$

onde S_P é o sinal de fundo gerado da distribuição de Poisson, e S_G o sinal da distribuição Gaussiana centrada em zero. Desta forma, obtemos o resíduo ΔN_{back} de fundo que será adicionado ao sinal dos fótons de fluorescência N_0^{pe} .

A flutuação residual calculada anteriormente é ainda transformada em contagens ADC

$$\Delta N_{back}^{ADC} = C_{ADC} \Delta N_{back} \quad (3.24)$$

onde $C_{ADC} = 1.25$ é o fator de conversão do ADC. A flutuação residual com este ruído é

$$\Delta N_{noise}^{ADC} = \Delta N_{back}^{ADC} + ADC_{error}, \quad (3.25)$$

onde ADC_{error} é gerado de uma gaussiana centrada em zero e variância $\sigma_{ADC}^2 = 3.3$.

A contagem ADC é convertida novamente em fotoelétrons e somada aos fotoelétrons N_0^{pe} ,

$$N_i^{pe} = \frac{\Delta N_{noise}^{ADC}}{C_{ADC}} + N_0^{pe}, \quad (3.26)$$

onde o erro da conversão do sinal ADC dos fótons de fluorescência estão incluídos no sinal residual de fundo.

Os fotoelétrons são somados no tempo de aquisição T , $N_f = \sum_i N_i^{pe}$ ($\sigma = \sqrt{N_f}$). A PMT é acionada quando este sinal integrado é maior do que quatro vezes o fundo médio esperado integrado em T . Este corresponderia ao primeiro nível de *trigger*.

3.4.3 Detecção e Reconstrução de Chuveiros

A reconstrução da geometria do chuveiro é o primeiro passo para a subsequente reconstrução de eventos. Todos os parâmetros geométricos gerados da direção de chegada foram usados nos cálculos da emissão fluorescente e Cherenkov e, então, representam os valores verdadeiros. Agora, estas emissões devem ser estimadas a partir da geometria reconstruída. O procedimento, então, é obter os parâmetros geométricos reconstruídos e inseri-los na matriz Cherenkov-Fluorescência (eq. 3.15) para encontrarmos os fótons de fluorescência reconstruídos, com a radiação Cherenkov subtraída. Como consequência,

estimamos a deposição da energia w^{rec} ao longo do eixo reconstruído do chuveiro.

No CAS, a reconstrução da geometria é realizada da seguinte forma. Uma incerteza na direção de incidência do UHECR original é gerada a partir de uma distribuição gaussiana com uma resolução típica de reconstrução do FD do OPA. Este erro na direção é gerado em torno do ponto R_{core}^{gen} , definido anteriormente. Com isto, obtemos a distância reconstruída do eixo do EAS no solo até o telescópio R_{core}^{rec} e a direção de incidência reconstruída (θ_{zen}^{rec} , ϕ_{azi}^{rec}). Desta forma, determinamos as posições e os ângulos de emissão dos fótons de fluorescência e Cherenkov relativos ao eixo reconstruído. Por último, ajustamos a estes pontos de deposição uma função GH (eq. 1.20) para obtermos o X_{max} e, de sua integral, a energia calorimétrica do chuveiro.

Após a simulação do processamento do sinal nas PMTs e do primeiro nível de *trigger*, no segundo nível de *trigger* apenas eventos que acionem mais do que cinco PMTs são considerados. Estes eventos são denominados chuveiros detectados e para serem incluídos na seleção final de chuveiros, exigimos as condições de qualidade de reconstrução descritas abaixo.

Uma das condições mais importantes da reconstrução do perfil longitudinal é que o X_{max} dos chuveiros devem estar no FOV do telescópio. Caso contrário, somente o início do perfil longitudinal (ou cauda) é observado, não restringindo a altura no ajuste a função GH. A consequência disto é superestimar o X_{max} e a energia do primário E_0 (ou subestimar ambos). Além disso, o ajuste da GH aos dados deve ser bom, com um χ^2 menor do que 5. Por último, chuveiros no qual estimamos $f_C > 50\%$ é dominado por fótons Cherenkov e são excluídos da análise de dados. Estes critérios de reconstrução são condições básicas de seleção de eventos de qualidade, sendo tanto usados pelo OPA quanto TA.

O X_{max} de chuveiros que passam por todos os critérios de reconstrução são denotados por X_{max}^{rec} . Para efeito de comparação, denotamos por X_{max}^{mc} o valor verdadeiro do X_{max} vindo da simulação MC antes da reconstrução. Resumimos na Tabela 3.2 os parâmetros utilizados, bem como da geração e reconstrução da geometria, condições de detecção e critérios reconstrução de chuveiros.

3.4.4 Resultados da Reconstrução

Simulamos EAS iniciados por prótons, fótons e núcleos de ferro. Os ângulos zenital e azimutal foram gerados de uma distribuição uniforme dentro dos intervalos $\theta_{zen} = [0^\circ, 60^\circ]$ e $\phi_{azim} = [0^\circ, 360^\circ]$, o modelo de interação hadrônico que usamos é SIBYLL 2.1. Mostramos os resultados para energia $\log(E/eV)=19.5$, onde geramos de entrada $N=1000$ chuveiros.

Como primeiro resultado, apresentamos a Figura 3.7 que mostra a distribuição de $X_{max}^{rec} - X_{max}^{mc}$ para chuveiros de prótons nas seguintes situações: sem a subtração (verme-

Tabela 3.2: Parâmetros de simulação, condição de detecção e critérios de reconstrução de EAS.

Parâmetro	Valor
R_{core}^{gen}	< 10 km
Emissão Cherenkov	sim
Rec Geometria	Valor
$\sigma_{\theta_{zen}, \phi_{azi}}^{rec}$	0.6°
Detecção	condição
2° <i>Trigger</i>	> 5 PMTs
θ_{zen}^{rec}	< 60°
R_{core}^{rec}	< 10 km
Reconstrução	Critério
X_{max}^{rec} no FOV	sim
$\chi^2(GH)$	< 5
Fração Cherenkov	< 50%

lho) e com subtração (azul) dos fótons Cherenkov na fase de reconstrução. Este gráfico mostra o efeito no X_{max} ao se subtrair os fótons Cherenkov na análise de dados.

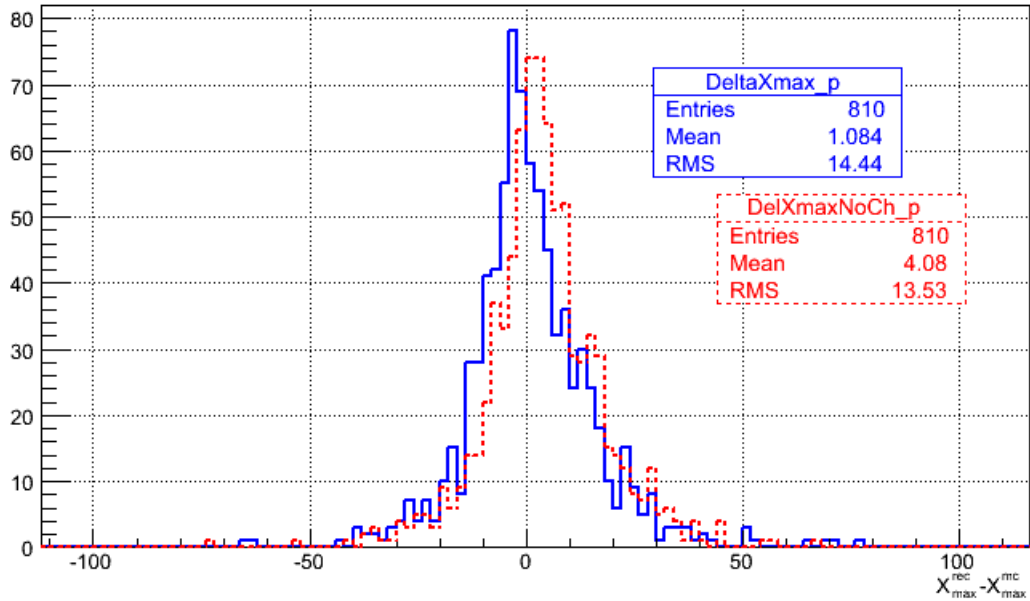


Figura 3.7: Distribuição de $X_{max}^{rec} - X_{max}^{mc}$. Em azul (vermelho) o caso em que a radiação Cherenkov é (não é) subtraída na fase de reconstrução.

Na Figura 3.8 mostramos os resultados da reconstrução de chuviros iniciados por fótons prótons e ferro. Em (a) a distribuição do X_{max}^{rec} e (b) distribuições dos $\cos^2 \theta_{zen}^{rec}$. Os chuviros iniciados por fótons verticais, aqueles com $\theta_{zen} < 35^\circ$, são rejeitados na reconstrução de eventos, pois estes têm o X_{max} abaixo do solo, fora do FOV do telescópio.

Na Figura 3.9 mostramos a eficiência de detecção e reconstrução, considerando-se

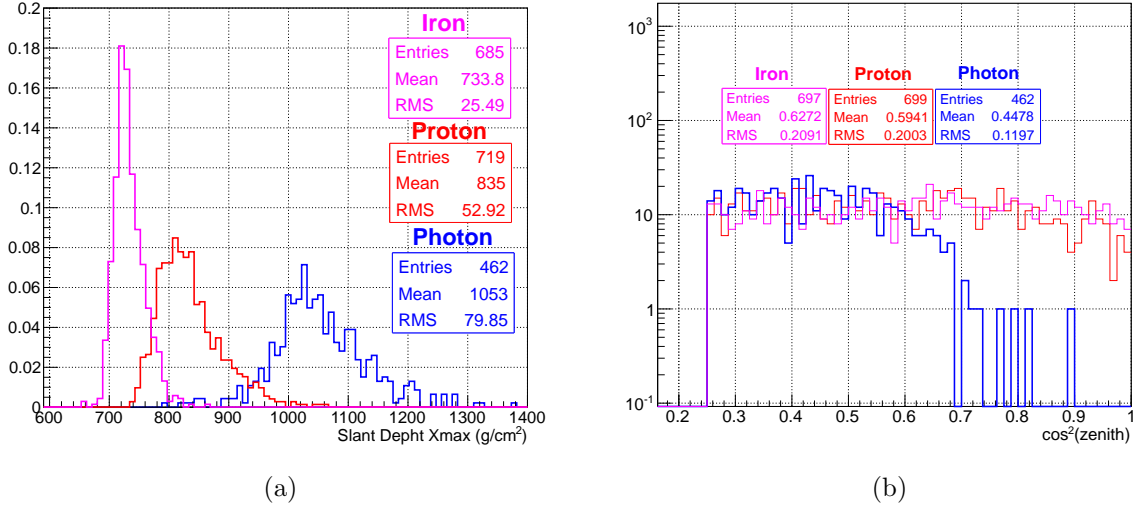


Figura 3.8: (a) Distribuições de X_{max}^{rec} para chuviros iniciados por fótons, prótons e ferro ($\log(E/eV)=19.5$). (b) Distribuições de $\cos^2(\theta_{zen}^{rec})$ dos eventos.

diferentes energias do primário. Os eventos detectados e reconstruídos seguem uma distribuição de Poisson com incerteza proporcional a \sqrt{N} . A incerteza para a eficiência, então, por propagação de erros é

$$\sigma_{eff} = \varepsilon \sqrt{\left(\frac{\sigma_n}{n}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_N}{N}\right)^2} \quad (3.27)$$

$$\sigma_{eff} = \frac{n}{N} \sqrt{\frac{1}{n} + \frac{1}{N}} \quad (3.28)$$

$$\sigma_{eff} = \sqrt{\frac{n(n+N)}{N^3}} \quad (3.29)$$

onde n é o número de eventos reconstruídos e N o número de chuviros detectados.

3.5 Densidade de Múons

A distribuição lateral dos múons no solo, que é dependente da composição dos UHECR, foi definida no capítulo 2. Aqui, investigaremos o poder de discriminação da densidade de múons ρ_{1000} , quando associada ao X_{max} , incluindo efeitos devido à sua incerteza. Para isto, é necessária a simulação da resposta relativa ao sinal das partículas dos chuviros nos detectores de superfície. Nesta seção, descreveremos esta resposta para chuviros iniciados por fótons e discutiremos a metodologia de reconstrução do ρ_{1000} . Compararemos nossos resultados com aqueles de chuviros iniciados por prótons e ferro. O objetivo principal

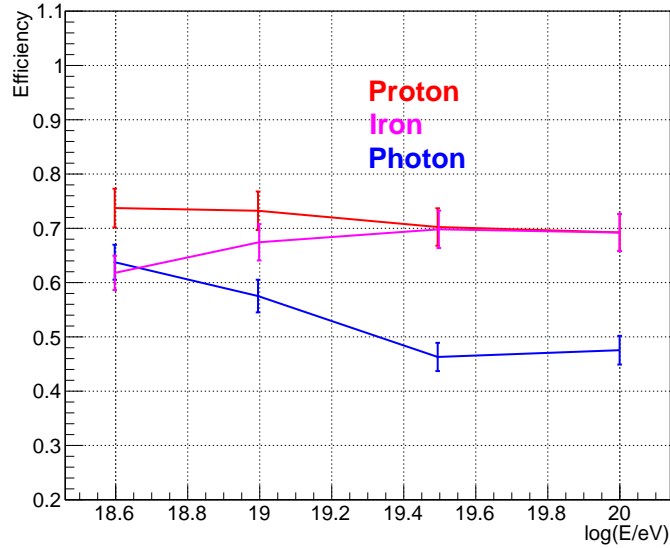


Figura 3.9: Eficiência do FD para diferentes energias e primários, conforme indicado na legenda.

destas simulações é determinar a incerteza na reconstrução do parâmetro ρ_{1000} para chuviros iniciados por fótons. Com isto, nossa análise se baseará nos valores reconstruídos do X_{max} combinados com a densidade de múons ρ_{1000} correspondente, com os valores médios provenientes de nossa simulação e sua incerteza de reconstrução determinada pelo método que descreveremos nesta seção.

Desta forma, a metodologia que construímos para derivar estes parâmetros reconstruídos são bem diferentes. No caso do X_{max} , simulamos toda a cadeia de sua detecção e estabelecemos vários critérios de seleção de eventos para sua ótima reconstrução. No caso dos múons, usamos os valores correspondentes da simulação de chuviros, em que excluimos os eventos que seriam mal reconstruídos pelo SD, e adicionamos a este valor a incerteza de reconstrução que será derivada conforme descrito abaixo.

3.5.1 Simulação do SD

Uma investigação dos sinais de EAS, iniciados por prótons e núcleos, em diferentes tipos de redes de detectores foi realizada [58] tanto para redes de cintiladores (SSD) e tanques de água (WCD), como para SSD abaixo do solo (enterrados para detectar somente múons), em distâncias de 750 m e 1500 m entre os detectores. Cada estação da rede SSD (não enterrados) consiste de 27 cintiladores plásticos ($1 \times 4 \times 180$ cm) colocados acima dos tanques WCD, totalizando uma área de 1.94 m^2 . Esta configuração simula a expansão da rede WCD do OPA. Aqui, usamos a mesma análise de [58], mas ampliando-a para EAS iniciados por fótons, tal como exemplificamos na Figura 3.10. Em (a) os pontos

representam a rede (tipo WCD e SSD) do OPA, onde cada ponto preto cheio corresponde à rede com espaçamento de 1500 m e branco, de 750 m. Os pontos verdes são estações acionadas devido à passagem do chuveiro. Em (b) mostramos a distribuição lateral em termos do sinal em VEM. Este perfil lateral carrega quatro tipos de componentes [58]: a muônica, a eletromagnética vinda do decaimento e interações dos múons, a puramente eletromagnética e a eletromagnética vinda de hádrons de mais baixa energia. A componente eletromagnética vinda dos hádrons de baixas energias é bastante importante, pois as simulações indicam que grande parte da contribuição do sinal a grandes distâncias ao eixo do chuveiro tem sua origem ligada ao decaimento desses hádrons, produzindo partículas com grandes ângulos com respeito ao eixo do chuveiro.

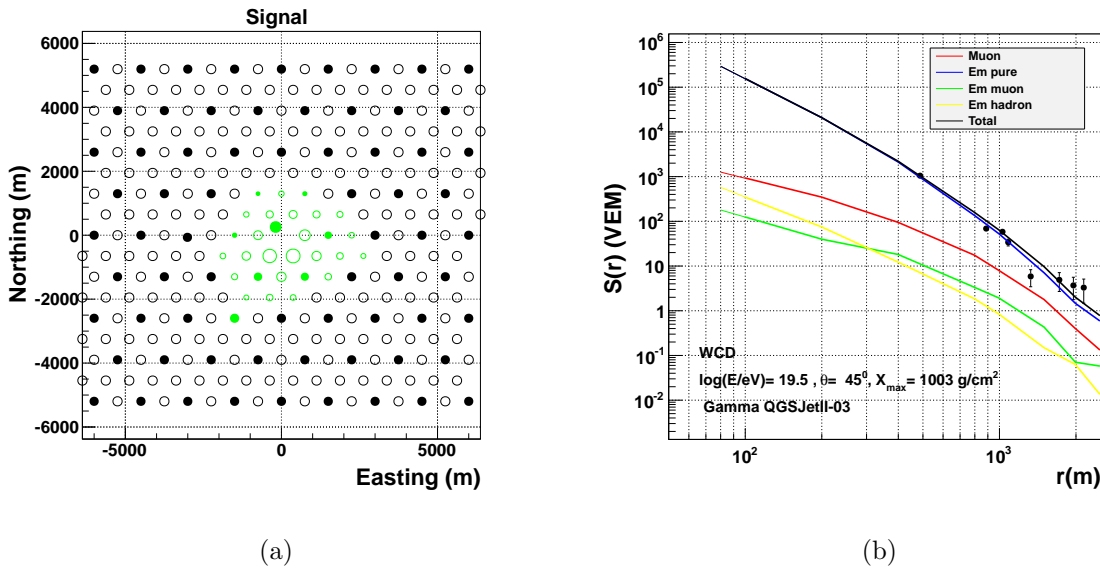


Figura 3.10: (a) Simulação do sinal de EAS iniciados por fótons na rede de detectores tipo WCD (e SSD) no OPA. Pontos pretos representam a rede de 1500 m, enquanto pretos mais os brancos a rede de 750 m. As estações em verde representam as estações acionadas. Em (b) a distribuição lateral das partículas por componentes.

Neste tipo de análise, o processo de *thinning* é problemático para a simulação da resposta do SD, pois este método suprime grande parte das partículas que chegam ao solo. No entanto, é possível contornar este problema com uma técnica muito importante chamada de *dethinning* [101] que consiste em redistribuir as partículas em torno da direção de chegada da partícula principal na altitude de sua produção. Com isto, as partículas excluídas são recuperadas, e seus sinais podem ser simulados através do pacote Geant4 [102], que simula a geometria, o material e a eletrônica de detectores.

Um importante resultado da análise realizada em [58] foi uma parametrização analítica das partículas do chuveiro no solo em termos de suas respostas nos detectores considerados $S(E_0, X_{max}, \rho_\mu, \theta, \rho_{ground}^{air})$. O termo ρ_{ground}^{air} nesta parametrização é a densidade do ar no

solo. Desta forma, os EAS foram descritos em termos dos parâmetros globais da cascata E_0 , X_{max} , ρ_μ e θ_{zen} . Munido desta parametrização, é possível reconstruir a densidade das partículas no solo. Verificaremos a validade desta parametrização para EAS iniciados por fótons.

A reconstrução, então, ocorre de forma usual onde se projeta os detectores paralelamente no *Shower Front Plane* e ajustamos uma LDF. Porém, agora, o ajuste vem da parametrização mencionada a cima e, através do método da verossimilhança, estimamos os sinais da cascata por componentes.

A partir deste método, reconstruímos o ρ_{1000} para cada chuva iniciada por fótons. A flutuação da distribuição que compara o sinal verdadeiro da densidade com o reconstruído nos dá a incerteza de reconstrução. Compararemos estes resultados da reconstrução com aqueles resultantes de chuvas iniciadas por prótons e ferro.

A biblioteca de chuvas que analisamos é composta de 120 chuvas para cada configuração: $\log(E/eV) = \{18.6, 19.0, 19.5, 20\}$, $\theta_{zen} = \{0^\circ, 12^\circ, 25^\circ, 36^\circ, 45^\circ, 53^\circ, 60^\circ\}$, modelo QGSJetII. Assim, por exemplo, dada a $\log(E/eV) = 19.0$, serão 120 chuvas com 0° . Estes chuvas foram gerados para os 3 tipos de primários: fótons, prótons e ferro.

3.6 Resultados da Reconstrução em termos de N_μ

Como havíamos dito, determinaremos a incerteza na densidade de múons ρ_{1000} (em VEM) a partir do resultado da minimização (método da verossimilhança) dos sinais dos WCD+SSD(1500m) com a função parametrizada $S(E_0, X_{max}^{rec}, N_\mu, \theta_{zen}, \rho_{ground}^{air})$, onde os valores reconstruídos E_0^{rec} , θ_{zen}^{rec} , ρ_{ground}^{air} e X_{max}^{rec} são fixos. Um ponto importante é que os nossos resultados são dados pela quantidade adimensional N_μ , definida pela razão,

$$N_\mu^{rec} = \frac{S_{(1000m)}^{est}[VEM]}{S_{(1000m)}^{ref}[VEM]}, \quad (3.30)$$

onde o numerador é o sinal estimado de múons a 1000 m, atribuído a cada chuva reconstruído, e o denominador o sinal de referência: chuvas de prótons, modelo QGSJetII, na energia $\log(E/eV)=19.5$ e mesmo X_{max} . Na análise que segue, os X_{max}^{rec} , que são necessários para minimizar a parametrização aos sinais no solo, vêm de distribuições gaussianas com sigma 20 g/cm², resolução de reconstrução do FD no OPA. Utilizaremos também o termo N_μ^{mc} que é o sinal de múons simulado no detector, representando o valor verdadeiro.

Na Figura 3.11 apresentamos os valores de $\langle N_\mu^{rec} - N_\mu^{mc} \rangle$ para chuvas iniciadas por (a) prótons e (b) fótons em função do ângulo zenital, conforme a biblioteca de chuvas

descrita no final da última seção. Nestes gráficos, os N_{μ}^{rec} vêm de chuviros detectados que satisfazem uma única condição de seleção, de que acionem mais do que 4 detectores vizinhos. A Figura 3.12 mostra a flutuação do sinal referente aos gráficos da Figura 3.11.

Nestes gráficos, os chuviros verticais iniciados por fótons tendem a ter pior reconstrução de múons. Isto acontece porque estes chuviros apresentam o X_{max} abaixo do solo e, portanto, seu desenvolvimento muônico correspondente não é bem descrito pela parametrização, devido a imprecisão no valor do X_{max} . Devido a este fato, exigimos que os X_{max}^{rec} devem estar acima do nível do solo do observatório, eliminando, portanto, os chuviros com parâmetros mal reconstruídos.

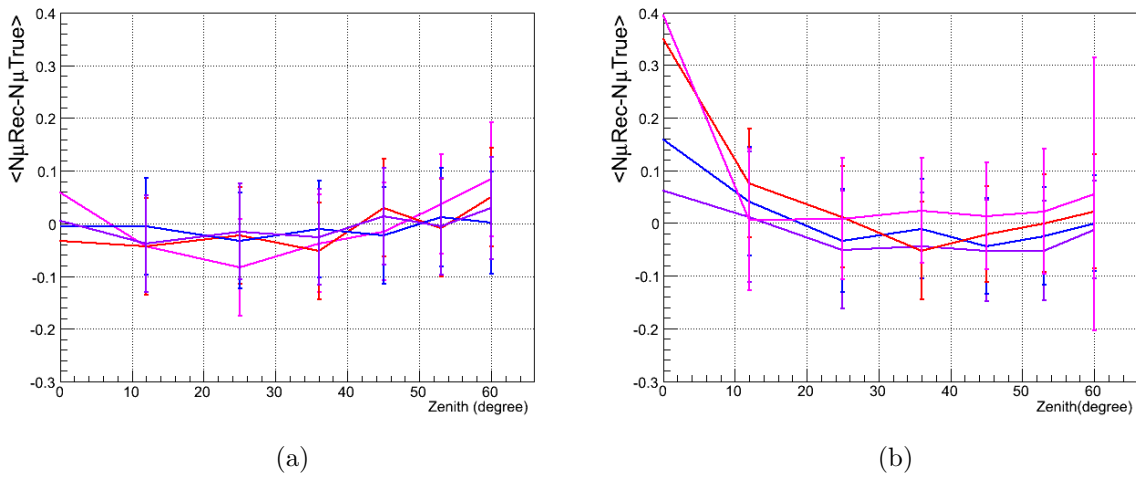


Figura 3.11: Quantidade N_{μ} reconstruída em função do ângulo zenital para chuviros iniciados por (a) prótons e (b) fótons. As cores indicam diferentes energias $\log(E/eV)=18.6$ (rosa), $\log(E/eV)=19.0$ (vermelho), $\log(E/eV)=19.5$ (azul), $\log(E/eV)=20$ (roxo).

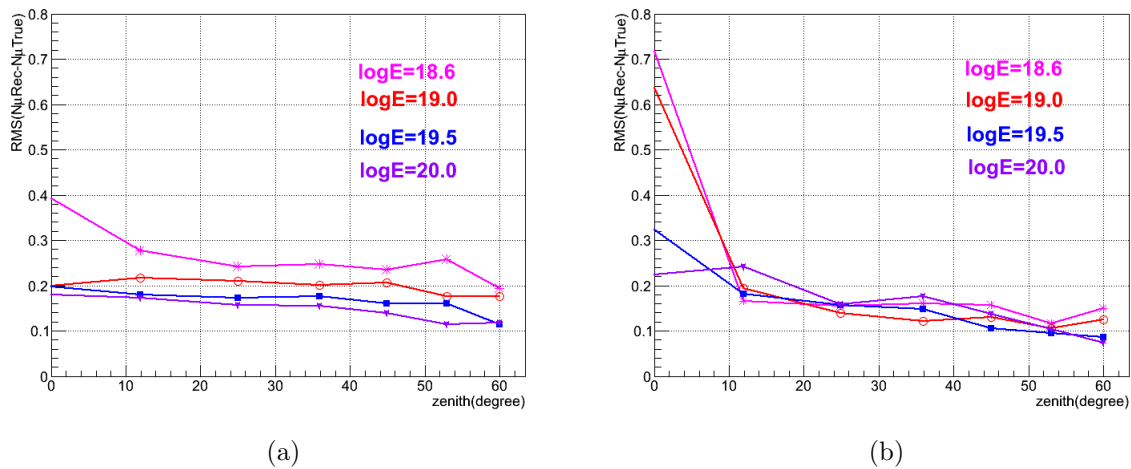


Figura 3.12: Flutuação do sinal de N_{μ} : (a) prótons e (b) fótons.

Os resultados anteriores sugerem que podemos agrupar todos os eventos com diferentes ângulos de incidência, ao invés de tratá-los separadamente, desde que o X_{max} esteja acima do solo. A Figura 3.13 apresenta estes resultados para (a) $N_{\mu}^{rec} - N_{\mu}^{mc}$ e (b) flutuação RMS em função da energia: fótons (rosa), prótons (vermelho), ferro (azul). Estas flutuações são as incertezas de reconstrução que podem chegar até 30%. As eficiências de detecção e seleção, que inclui o número mínimo de detectores acionados e o X_{max} acima do solo, estão apresentadas na Figura 3.14.

Como conclusão desta análise, determinamos que a incerteza no valor médio do N_{μ} se encontra entre 15% a 30%, dependendo do primário e da energia.

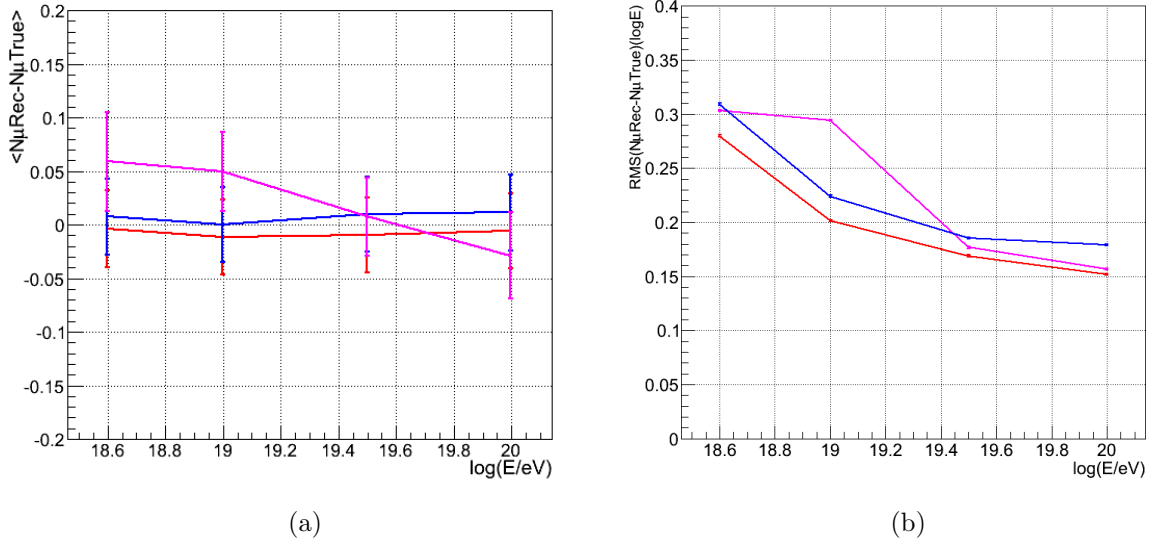


Figura 3.13: (a) Múons reconstruídos comparados com o valor real e (b) a flutuação: fótons (rosa), prótons (vermelho), ferro (azul).

3.6.1 Definição da transformação da densidade de múons para N_{μ}

Como vimos anteriormente, o método descrito acima, determinamos a incerteza na reconstrução do parâmetro N_{μ} . Este parâmetro é proporcional à densidade de múons ρ_{1000} ,

$$N_{\mu}^{rec} = \frac{\rho_{1000}}{S_{1000m}^{ref}} \frac{A}{\cos(\theta_{zen})} (1 + \sigma_{N_{\mu}}) \quad (3.31)$$

onde A é a área do tanque WCD e S^{ref} é o sinal de referência. A área efetiva de detecção segue uma dependência com o ângulo zenital, onde a trajetória do múon deve seguir aproximadamente a direção do UHECR primário. Nos chuveiros verticais, cada múon

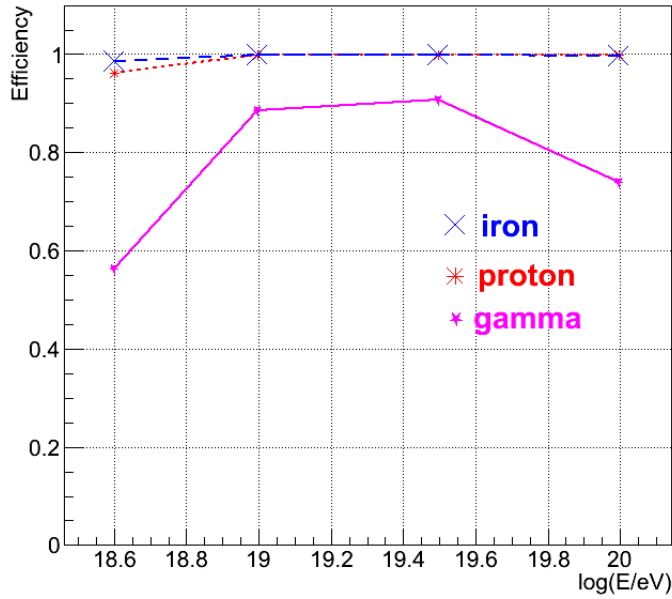


Figura 3.14: Eficiência de detecção de eventos.

deve produzir 1 VEM e a medida que o chuveiro é inclinado, a área de detecção aumenta, aumentando o caminho percorrido pelos múons no tanque. A incerteza da detecção é representada pelo σ_{N_μ} que é gerado aleatoriamente de uma distribuição gaussiana centrada em zero e σ obtidos conforme o gráfico da Figura 3.13 (b). Além desta aproximação, impomos as restrições encontradas na seção anterior, onde excluimos os eventos de múons dos quais o X_{max}^{rec} não aparece no FOV do FD. Assim, selecionamos eventos com sinal de múons bem definidos. Desta forma, o N_μ^{rec} e o X_{max}^{rec} serão usados em análises estatísticas para discriminação de eventos.

Capítulo 4

Discriminação de Chuveiros Iniciados por Fótons

Neste capítulo, descreveremos nosso método de discriminação de chuveiros iniciados por fótons. Este método utiliza conjuntamente os parâmetros reconstruídos X_{max} e N_{μ} . Outras análises, com o mesmo objetivo, exploram outros parâmetros dos EAS [46, 45]. Com isso, nossa análise mostra-se conceitualmente diferente, já que usamos o N_{μ} como parâmetro de discriminação. De acordo com o planejamento de expansão do OPA [7], os múons devem ser observados já a partir de 2019, com previsão de funcionamento até 2025.

A simulação da detecção de eventos estabelece de forma precisa as configurações de observação de chuveiros iniciados por fótons e sua dependência em relação a energia do primário e ao ângulo de incidência (θ_{zen}). Após a reconstrução dos chuveiros determinamos a relação entre os parâmetros reconstruídos X_{max}^{rec} e N_{μ}^{rec} para diferentes primários: fótons, prótons e ferro. Isto é mostrado na Figura 4.1 para primários com energia $\log(E/eV) = 19.5$ e $\theta_{zen} = (0^{\circ}, 60^{\circ})$. Enfatizamos que neste gráfico os múons estão vinculados ao X_{max} que devem estar no FOV do detector e, portanto, N_{μ}^{rec} nunca é nulo. Notamos que chuveiros iniciados por ferro são facilmente diferenciáveis dos de fótons, ao contrário de prótons. Com isto, concluímos que um bom método para discriminar chuveiros iniciados por fótons dos de prótons garante, também, a separação entre fótons e núcleos mais pesados.

No que segue, exemplificaremos nossos resultados através de análises feitas com $\log(E/eV) = 19.5$ e $\theta_{zen} = (0^{\circ}, 60^{\circ})$, modelo Sibyll[69] (vantagem em tempo de simulação), com fator de *thinning* 10^{-5} e o detector FD na configuração OPA. O modelo atmosférico usado é o *Standard US Atmosphere* [89]. Nas simulações de chuveiros, a energia de corte das partículas será de $E_{e^{\pm}, \gamma} = 1$ MeV para elétrons e fótons e $E_{\mu} = 100$ MeV para múons. Os chuveiros iniciados por fótons contém o efeito LPM e pre-shower sendo que a proba-

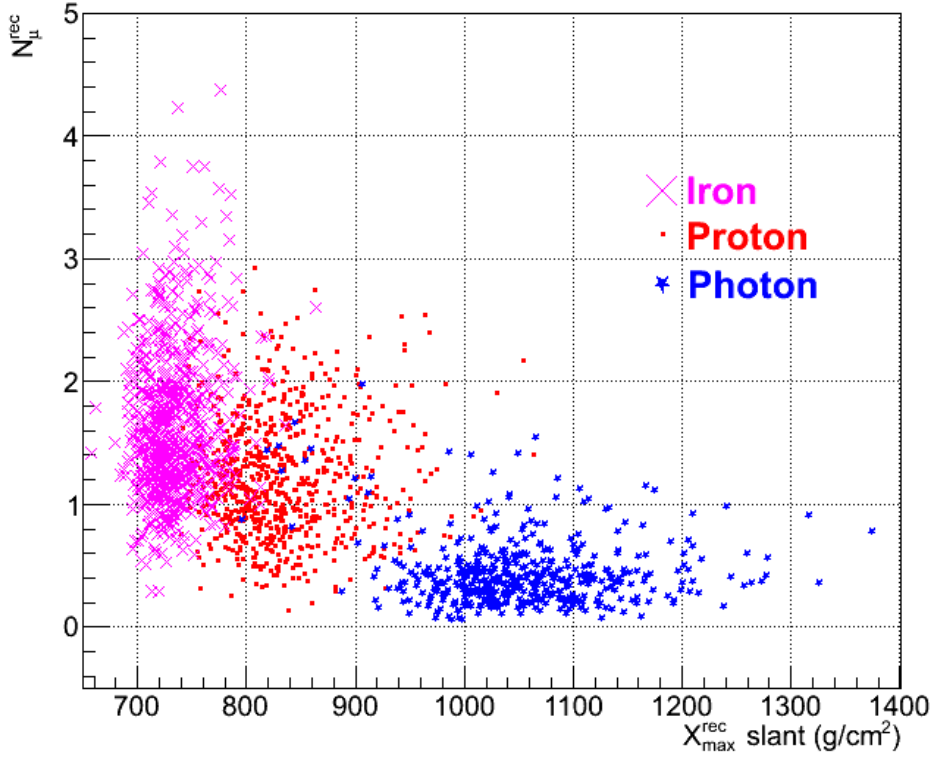


Figura 4.1: Espaço de parâmetros $N_{\mu}^{rec} \times X_{max}^{rec}$ para chuviros de fótons, prótons e ferro.

bilidade de conversão do fóton em pares pelo campo geomagnético antes de alcançar a atmosfera é maior para altíssimas energias ($E > 5 \times 10^{19}$ eV).

Nas seções seguintes apresentamos nossa metodologia de discriminação, onde determinamos um fator estatístico, denominado fator de qualidade Q [9] para otimizar a capacidade de separar chuviros iniciados de fótons dos de prótons. Testamos esta capacidade estimando a fração de fótons f_{γ} em amostras com chuviros misturados, iniciados tanto por fótons como por prótons. Por último, determinamos a eficiência do nosso método através de uma análise cega. Como veremos, nosso método apesar de simples é robusto e poderá futuramente ser utilizada em dados reais. Também realizamos uma análise de separação com o discriminador de Fisher [10].

4.1 Método para Discriminar EAS Iniciados por Fótons

Como visto na Figura 4.1, chuviros iniciados por fótons têm o valor de X_{max}^{rec} grande e N_{μ}^{rec} pequeno quando comparados aos de prótons e ferro. Usamos estas características para selecionar chuviros iniciados por fótons com o auxílio dos parâmetros críticos X_c e N_{μ_c} . Selecionamos chuviros com $X_{max}^{rec} > X_c$ e $N_{\mu}^{rec} < N_{\mu_c}$ que têm maior probabilidade

de terem sido iniciados por fótons, desde que estes parâmetros tenham sido otimizados para isto. Isto define a região de interesse dentro do espaço de parâmetros, formado por X_{max}^{rec} e N_{μ}^{rec} .

Como primeiro passo no nosso método, definimos o fator de qualidade $Q(X_c, N_{\mu_c})$ que serve para otimizar os parâmetros críticos X_c e N_{μ_c} . Como segundo passo, utilizamos estes parâmetros para a estimativa da fração reconstruída de fótons, bem como a incerteza do nosso método.

Por último faremos uma análise cega sobre uma amostra de dados simulados, composta por frações desconhecidas de chuviros iniciados por fótons e prótons. No final, iremos comparar nossa estimativa da fração de fótons e compararemos com seu valor real.

4.1.1 Otimização dos Parâmetros Críticos

O método desenvolvido é baseado na análise de amostras de EAS simulados. Dado que, *a priori*, não conhecemos a fração real de fótons no espectro à altíssimas energias, mas somente seus limites superiores conforme resultados das colaborações OPA e TA. O valor do par X_c e N_{μ_c} deve ser otimizado considerando qualquer valor possível desta fração. Analisamos amostras com uma fração máxima de fótons de 16%. A definição dos parâmetros críticos (X_c, N_{μ_c}) vem do fator de otimização [9]

$$Q(X_c, N_{\mu_c}) = \frac{\sum_{i=1}^M N'_{\gamma i}}{\sum_{i=1}^M (N'_{\gamma i} + N'_{pi})} \left(\sum_{i=1}^M N'_{\gamma i} \right)^{\alpha}, \quad (4.1)$$

onde uma amostra i contém uma mistura de N_i EAS simulados, iniciados por fótons ou por prótons. Os termos $N'_{\gamma i}$ e N'_{pi} representam respectivamente o número de chuviros iniciados por fótons e por prótons que obedecem a condição de seleção. Ao varrer o espaço de parâmetros X_{max}^{rec} e N_{μ}^{rec} , calcula-se o respectivo fator Q e sua maximização define os valores dos parâmetros críticos X_c e N_{μ_c} . O α é uma constante relacionada com o número mínimo de eventos de fótons que mantemos na análise de dados.

Após a seleção dos eventos, definimos a pureza dos chuviros selecionados

$$p_i = \frac{N'_{\gamma i}}{N'_{\gamma i} + N'_{pi}}, \quad (4.2)$$

calculada para cada amostra i . Com este fator podemos quantificar o grau de pureza da seleção de chuviros de fótons, dado a otimização encontrada, em função da fração de fótons de EAS simulados.

A Figura 4.2 apresenta o espaço de parâmetros com as amostras da fração de fótons superpostas. Na região interna do retângulo estão os eventos selecionados através do fator

de otimização, onde determinamos os parâmetros críticos $X_c = 950$ e $N_{\mu_c} = 0.5$.

A Figura 4.3 mostra um gráfico da pureza ($N'_\gamma/(N'_\gamma + N'_p)$) e eficiência (N'_γ/N_γ^{rec}) de fótons em função da fração de fótons $f_\gamma^i=(2\%,5\%,10\%,16\%)$. Desta forma, verificamos quantitativamente o grau de seleção de eventos de fótons na amostra final (pureza) e o quanto de eventos de fótons são selecionados do total de eventos reconstruídos (eficiência). As cores representam a seleção de eventos, através dos parâmetros críticos, para valores de α conforme a legenda. À medida que o α aumenta, a pureza é degradada, porém a eficiência dos eventos é reduzida. O valor de α é otimizado para balancear estes dois fatores.

A Tabela 4.1 apresenta resultados para quatro energias. À medida que a energia aumenta, também aumentam os valores de X_c e N_{μ_c} , com exceção para $\log(E/eV) = 20$, onde o efeito de *pre-shower* é mais intenso. Na terceira coluna temos o fator de pureza p_f representando a pureza global das amostras, que será utilizada na próxima seção para estimarmos a fração reconstruída de chuveiros iniciados por fótons.

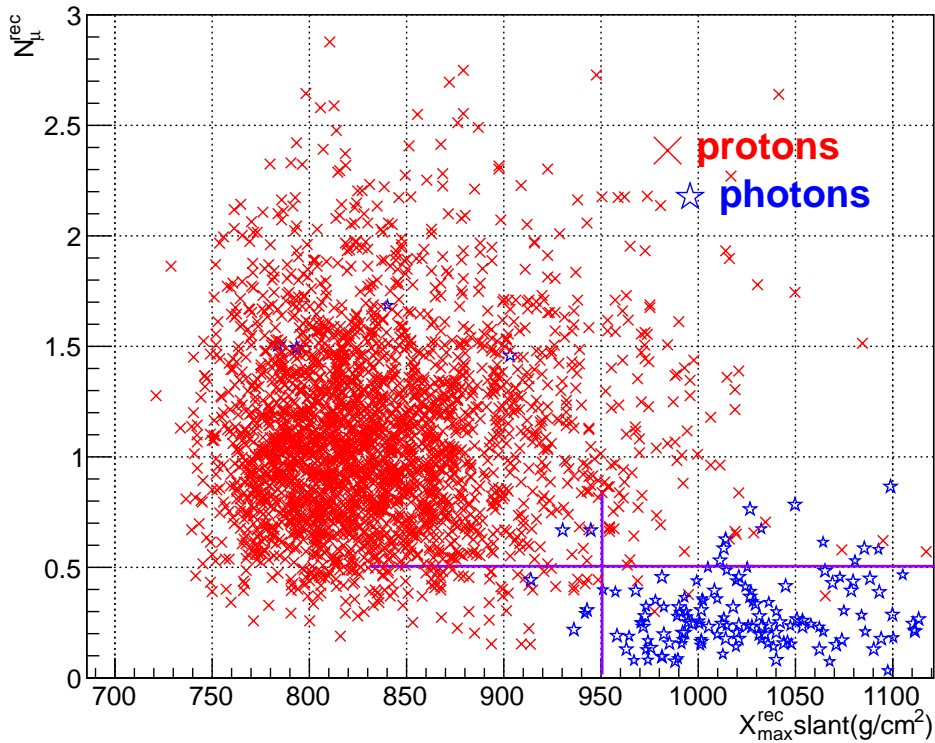


Figura 4.2: Região de corte no espaço de parâmetros. Neste gráfico as amostras de eventos reconstruídos com diferentes frações de fótons estão superpostas. Eventos fora do retângulo definido na região direita-abaxio são excluídos.

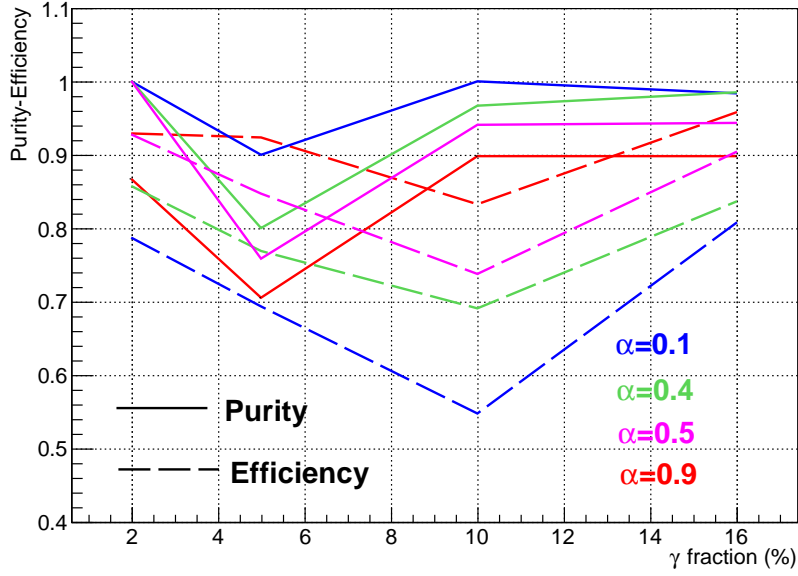


Figura 4.3: Gráfico da pureza e da eficiência em função da fração de fótons para diferentes α s, conforme a legenda.

Tabela 4.1: Parâmetros críticos ótimos, fator de pureza e α para quatro energias.

$\log(E/eV)$	(X_c, N_{μ_c})	p_f	α
(18.6)	(860, 0.08)	0.90	0.3
(19.0)	(880, 0.14)	0.95	0.4
(19.5)	(950, 0.5)	0.97	0.3
(20.0)	(890, 1.18)	0.87	0.4
(> 19.0)	(920, 0.34)	0.92	0.4

4.1.2 Estimativa da Fração de Fótons

Considere uma amostra com N^{rec} eventos reconstruídos. Seleccionamos, então, os eventos conforme nossa otimização, $X_{max}^{rec} > X_c$ e $N_{\mu}^{rec} < N_{\mu_c}$, onde obtivemos N' candidatos a chuviscos iniciados por fótons. O número de chuviscos reconstruídos iniciados por fótons é estimado a partir do fator de pureza

$$N_{\gamma}^{est} = p_f N', \quad (4.3)$$

onde $N' = N'_{\gamma} + N'_{p}$, em que N'_{γ} e N'_{p} são, respectivamente, os números de eventos de fótons e prótons que sobreviveram à seleção otimizada. A fração estimada de fótons é dada por

$$f_{\gamma}^{est} = \frac{N_{\gamma}^{est}}{N^{rec}}. \quad (4.4)$$

Comparamos, então, f_γ^{est} com a fração de chuviros de fótons que foram reconstruídos f_γ^{rec} . A diferença percentual entre estes dois valores nos indicará o erro sistemático de nossa estimativa.

Para exemplificar este procedimento, considere uma amostra de chuviros simulados com $N = 1000$. Neste conjunto tem-se 11% de fótons ($N_\gamma = 110$). O número de chuviros reconstruídos foram $N^{rec} = 679$, com $N_\gamma^{rec} = 49$. Destes, $N' = 37$ sobreviveram ao critério de seleção e, portanto, $f_\gamma^{est} = 5.3\%$, dado que $p = 0.97$. Comparamos esta fração com o seu valor real e encontramos $f_\gamma^{est} - f_\gamma^{rec} = 5.3 - 7.22 = -1.92$, ou seja, um erro relativo de $(f_\gamma^{est} - f_\gamma^{rec})/f_\gamma^{rec} = -27\%$, representando um erro sistemático da nossa estimativa.

De modo a determinar o erro sistemático de nosso método, simulamos outras 100 amostras contendo cada uma $N = 1000$ EAS. A fração de chuviros iniciados por fótons em cada amostra foi escolhida aleatoriamente de uma distribuição uniforme entre 1% – 16%. Estimamos então, em cada amostra, a fração reconstruída de fótons conforme o exemplo anterior. A Figura 4.4 apresenta a distribuição dos erros relativos da estimativa da fração reconstruída de fótons, resultante deste procedimento. Os três valores superiores do retângulo informam o número de amostras analisadas (100), a média (-0.3049) e o desvio padrão (0.1071). Ajustamos a esta distribuição uma gaussiana cuja a média do ajuste é de -0.3045 e largura 0.08809. Isto quer dizer que o valor da fração estimada está $\sim 30.5\%$ abaixo da fração reconstruída de fótons. Este valor é sistemático e parece ser bem controlado e razoável, pois sempre acabamos jogando fora eventos de fótons que se comportam como chuviros iniciados por prótons, tanto em termos do X_{max}^{rec} quanto do N_μ^{rec} , em favor da melhor pureza de chuviros iniciados por fótons na amostra final.

Assim, a estimativa da fração reconstruída deve ser corrigida por este sistemático, que é intrínseco ao método. Além disto, o σ_Q , correspondente à largura do ajuste da gaussiana na Figura 4.4, representa a incerteza da estimativa da fração reconstruída de fótons. No caso da energia $\log(E/eV)=19.5$, a fração estimada, já corrigida em relação ao erro sistemático é $f_\gamma^{ec} = f_\gamma^{est} + (0.305)f_\gamma^{est}$, e a incerteza da fração estimada que é $\sigma^{ec} = \sigma_Q f_\gamma^{est}$. A Tabela 4.2 apresenta resultados para diferentes energias, onde as distribuições correspondentes aos outros casos são apresentadas no anexo A.7.

A estimativa final da fração de chuviros iniciados por fótons na nossa amostra será então:

$$f'_\gamma = \frac{f_\gamma^{ec}}{\varepsilon}, \quad (4.5)$$

onde ε é a eficiência da detecção e seleção dos eventos do FD conforme descrito no capítulo anterior e representado na Figura 3.9. A incerteza da estimativa da fração inicial de fótons

se deve à incerteza σ_Q mais a da eficiência, que por propagação de erros dá

$$\sigma_\gamma = \left(\frac{f_\gamma^{ec}}{\varepsilon} \right) \sqrt{\left(\frac{\sigma^{ec}}{f_\gamma^{ec}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_\varepsilon}{\varepsilon} \right)^2} \quad (4.6)$$

onde $\sigma_\varepsilon/\varepsilon = 1/\sqrt{N_\gamma^{est}}$.

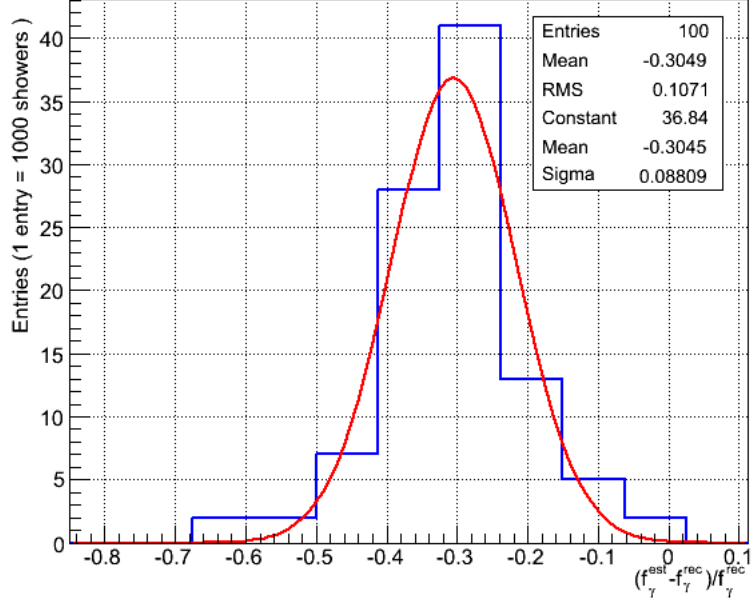


Figura 4.4: Distribuição de erros relativos da estimativa da fração reconstruída de fótons com o nosso método.

Tabela 4.2: Resultados de erros sistemáticos e incertezas σ_Q para diferentes energias.

$\log(E/\text{eV})$	(Sist, σ_Q)(%)
(18.6)	(-16.0, 11.0)
(19.0)	(-24.0, 10.8)
(19.5)	(-30.5, 8.81)
(20.0)	(-45.4, 8.74)
(> 19.0)	(-23.6, 8.66)

4.1.3 Análise Cega

Para testar nosso método de discriminação, o aplicamos em amostras de EAS simulados, onde a fração de chuviscos iniciados por prótons ou por fótons é desconhecida. Estas são geradas aleatoriamente, a partir de uma distribuição uniforme, e guardada para posterior comparação. A randomização é realizada de tal forma que os chuviscos iniciados por fótons

não ultrapassem uma fração de 16%, sendo o restante composto por chuviros iniciados por prótons. Com isto, queremos testar o nosso método em estimar estes fótons, dado qualquer fração em uma amostra dada. A estimativa da fração reconstruída deve ser corrigida pelo sistemático e dividida pela eficiência, conforme seção anterior. As Tabelas 4.3, 4.4, 4.5 e 4.6 apresentam os resultados das análises cegas para algumas amostras, respectivamente, nas energias $\log(E/eV)=18.6$, $\log(E/eV)=19.0$, $\log(E/eV)=19.5$ e $\log(E/eV)=20.0$. De acordo com estes resultados, a fração real está dentro de dois σ_γ da fração estimada com nossa metodologia. Note que o valor da incerteza cresce com a fração de fótons, visto que esta estimativa depende da fração de fótons na amostra dada. Desta forma, os resultados obtidos demonstram que o método de discriminação construído por nós mostra-se robusto para todas as energias consideradas.

Tabela 4.3: Resultados das análises cegas com o discriminador fator Q para energia $\log(E/eV)=18.6$.

Set(gen=1000)	N_γ^{est}	$f_\gamma^{gen}(\%)$	f'_γ	σ_γ
1	15.3	2.4	4.07	± 1.13
2	24.3	4.7	6.07	± 1.39
3	17.1	2.4	4.38	± 1.16
4	57.6	9.8	14.4	± 2.46
5	73.8	15.0	19.4	± 3.11
6	44.1	8.5	11.2	± 2.09
7	45	9.8	12.1	± 2.23
8	52.2	10.8	13.1	± 2.32
9	54.9	10.8	14.0	± 2.44

Tabela 4.4: Resultados das análises cegas com o discriminador fator Q para energia $\log(E/eV)=19.0$.

Set(gen=1000)	N_γ^{est}	$f_\gamma^{gen}(\%)$	f'_γ	σ_γ
1	19	5.2	5.8	± 1.5
2	57.95	12.0	17.0	± 2.9
3	32.3	7.3	9.6	± 2.0
4	30.4	7.3	9.4	± 2.0
5	9.5	2.1	2.8	± 0.95
6	59.85	13.7	17.98	± 3.03
7	18.05	5.1	5.3	± 1.4
8	5.7	1.2	1.6	± 0.71

4.2 Discriminador Linear de Fisher

Nesta seção, usamos o discriminador linear de Fisher para otimizar os parâmetros X_{max}^{rec} e N_μ^{rec} . Este discriminador encontra a reta de projeção de dados que melhor separa o sinal

Tabela 4.5: Resultados das análises cegas com o discriminador fator Q para energia $\log(E/eV)=19.5$.

Set(gen=1000)	N_{γ}^{test}	$f_{\gamma}^{gen}(\%)$	f'_{γ}	σ_{γ}
1	39	11.9	13.5	± 2.47
2	8	2.4	2.43	± 0.90
3	31	8.6	10.1	± 2.01
4	7	2.4	2.12	± 0.84
5	25	8.7	7.90	± 1.72
6	21	7.2	6.74	± 1.58
7	12	3.4	3.74	± 1.15
8	30	8.6	9.37	± 1.90
9	5	1.2	1.56	± 0.72

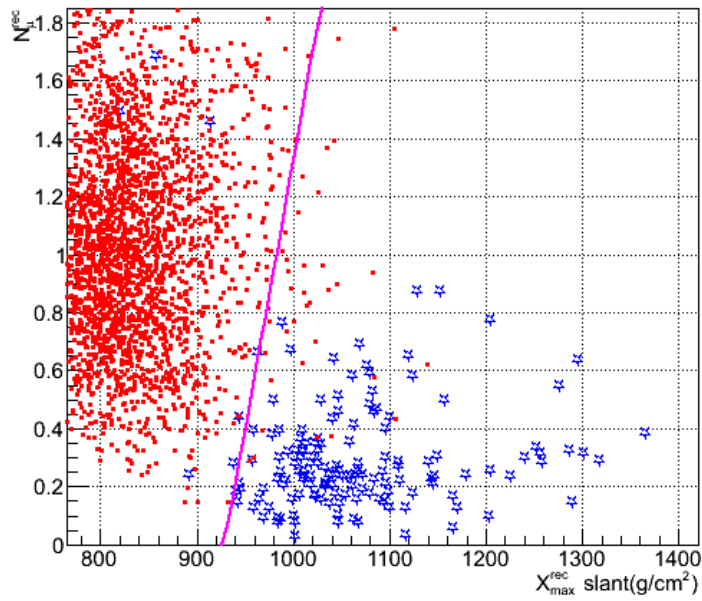
Tabela 4.6: Resultados das análises cegas com o discriminador Q para energia $\log(E/eV) = 20.0$.

Set(gen=1000)	N_{γ}^{test}	$f_{\gamma}^{gen}(\%)$	f'_{γ}	σ_{γ}
1	23.49	13	8.05	1.8
2	5.22	1.7	1.72	0.77
3	3.48	1.7	1.14	0.62
4	3.48	1.7	1.14	0.62
5	18.27	7.8	6.05	1.51
6	8.7	5.3	2.98	1.05
7	13.05	3.5	4.20	1.22
8	26.97	13	9.10	1.92
9	5.22	1.7	1.76	0.79
10	35.67	11.9	12.07	2.28

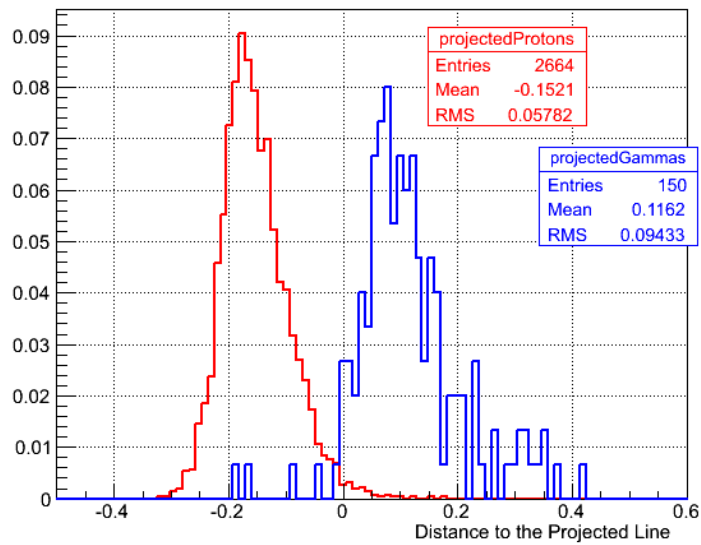
(fótons) do fundo (prótons). Para esta otimização, usamos a biblioteca TMVA - *Toolkit for Multivariate Data Analysis with ROOT*[10] integrado ao sistema *Root, software* para análise científica[103].

Para encontrarmos a reta ótima de projeção de dados, devemos maximizar o fator estatístico de Fisher $J(\mathbf{v})$. Os detalhes do método de maximização estão descritos no apêndice A.6 e, então, apresentamos a seguir somente seus resultados.

Na primeira fase da separação com o discriminador linear de Fisher, utilizamos chuveiros para treinar o discriminador (*training set*), e encontrar a reta de projeção. Considere a Figura 4.5 (a), que contém o espaço de parâmetros bidimensional das duas populações de partículas, fótons (azul-estrelas) e prótons (vermelho-pontos). A reta perpendicular à linha rosa será a reta de projeção de dados. A Figura 4.5 (b) apresenta a projeção dos eventos nesta reta. O zero é definido no ponto médio dos picos das distribuições projetadas.



(a)



(b)

Figura 4.5: (a) Espaço de parâmetros e linha de exclusão de eventos. Eventos a cima desta linha são excluídos. (b) Projeção dos pontos na linha perpendicular à linha rosa da Figura 4.5 (a).

4.2.1 Conjunto Teste e Otimização com o Discriminador de Fisher

A reta de projeção, obtida dos chuveiros de treino é agora aplicada na projeção de outros chuveiros, ou seja, em um conjunto teste (*test set*). Os mesmos chuveiros utilizados para

construir a Figura 4.4 compõem agora nosso conjunto teste.

A Figura 4.6 (a) mostra um gráfico das projeções do conjunto de treinamento e de teste na reta ótima de separação. Ao varreremos o parâmetro F_c (*Fisher response*), selecionando eventos $F > F_c$, onde computamos a pureza ($N'_\gamma/(N'_\gamma + N'_p)$) e a eficiência (N'_γ/N_γ^{rec}). A Figura 4.6 (b) mostra o resultado deste processo para cada F_c , onde apresentamos os gráficos superpostos da pureza e da eficiência obtidos do conjunto teste. Deste gráfico, obtemos o valor crítico ótimo de separação, sendo aquele que maximiza a razão

$$R(\text{Sinal}/\text{Fundo}) = \frac{N'_\gamma}{\sqrt{N'_\gamma + N'_p}}, \quad (4.7)$$

onde N'_γ são os eventos de sinal (fótons) e N'_p os eventos de fundo (prótons) com $F > F_c$.

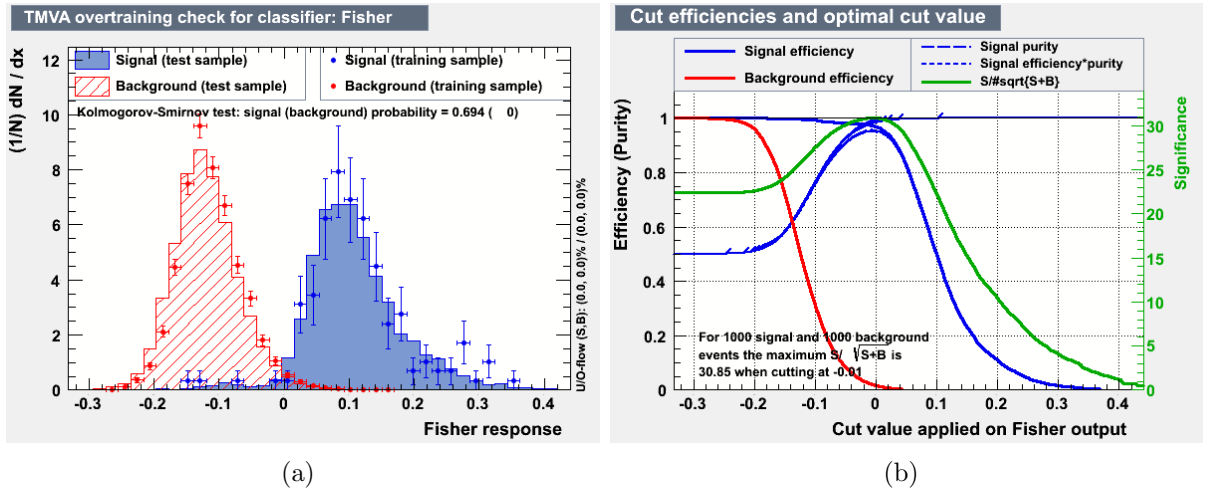


Figura 4.6: (a) Comparação entre as distribuições de treino e de teste. (b) Gráficos superposto da pureza, eficiência e razão $R(\text{sinal}/\text{fundo})$ ao varrer o valor de F_c na reta de projeção. Através de uma técnica de reamostragens, que seleciona eventos aleatoriamente das distribuições do gráfico da esquerda, este gráfico é construído considerando-se $N'_\gamma = 1000$ e $N'_p = 1000$. Se estes parâmetros forem alterados, digamos para $N'_\gamma = 20$ e $N'_p = 100$, o gráfico da direita é alterado.

4.2.2 Estimativa da Fração Reconstruída de Fótons

O conjunto teste é composto por 100 amostras, contendo 1000 chuviscos/amostra, cada uma com determinada fração de fótons e prótons. Com estes conjuntos, vamos transformar a Figura 4.6 (a) na distribuição da estimativa da fração reconstruída de fótons, ou seja, no gráfico da Figura 4.4, porém com o discriminador de Fisher. Este gráfico dará a incerteza na estimativa da fração reconstruída de fótons utilizando o discriminador linear de Fisher. Considere o procedimento abaixo.

Suponha que selecionamos eventos com $F > F_c = -0.01$ na amostra número 1, ob-

tendo um provável número de chuviros iniciados por fótons de $N' = 45$ e rejeitando prováveis chuviros de fundo de $N'' = 680$. A Figura 4.6 (b) depende do número de eventos de prótons e fótons, que na figura apresentada foi construída com $N'_\gamma = N'_p = 1000$. Desta forma, inserimos os valores N' e N'' para construir uma nova distribuição de eventos, onde recalculamos o valor de F_c . Com este novo fator otimizado, selecionamos novamente os eventos na amostra 1. Isto é feito recursivamente até o valor de F_c convergir. Neste caso, conseguimos obter os valores de convergência: $F_c = 0.0304$ com $N' = 32$ e $N'' = 693$, pureza de 0.91, ou seja, 29 fótons e 3 prótons, consequentemente $R(\text{Sinal/Fundo}) = 5.14$. Estimamos então que temos $f_\gamma^{est} = 4.0\%$, cujo valor real é de $f_\gamma^{rec} = 3.7\%$, resultando num erro relativo de $(f_\gamma^{est} - f_\gamma^{rec})/f_\gamma^{rec} = 8\%$.

Procedemos desta forma nas 99 amostras restantes, onde obtivemos a distribuição da Figura 4.7. Esta distribuição é o resultado para chuviros com energia $\log(E/eV) = 19.5$, onde os três primeiros valores da caixa da direita-cima informam o número de amostras analisadas(100), a média 0.024 e o desvio padrão 0.0967. Os outros três valores são os parâmetros de ajuste de uma gaussiana, sendo o primeiro a constante de normalização 33.71, a média 0.005482 e largura 0.058. Como no caso da discriminação com o fator Q , o sigma do ajuste de uma gaussiana ao histograma da Figura 4.7 nos dá a incerteza da estimativa da fração reconstruída de fótons. Na Tabela 4.7 apresentamos a mesma análise para diferentes energias (gráficos das distribuições no apêndice A.7).

Assim, o discriminador de Fisher apresenta menor sistemático quando comparado com o fator Q , já que a projeção de dados faz excluir menos eventos de fótons no espaço de parâmetros. Encontramos que as incertezas das frações reconstruídas são ligeiramente menores do que as do fator Q 4.2.

Tabela 4.7: Resultados para os erros sistemáticos e incertezas com o discriminador linear de Fisher para diferentes energias.

$\log(E/eV)$	(Sist, σ_F)(%)
(18.6)	(1.21, 6.63)
(19.0)	(1.78, 8.58)
(19.5)	(0.55, 5.8)
(20.0)	(-0.485, 5.61)
(> 19.0)	(4.18, 9.15)

4.2.3 Análise Cega

Por último, procedemos a análise cega, usando agora o discriminador de Fisher, onde os parâmetros obtidos nas fases de treino e teste são aplicados em chuviros em que desconhecemos a fração de fótons. Os prováveis eventos são selecionados recursivamente

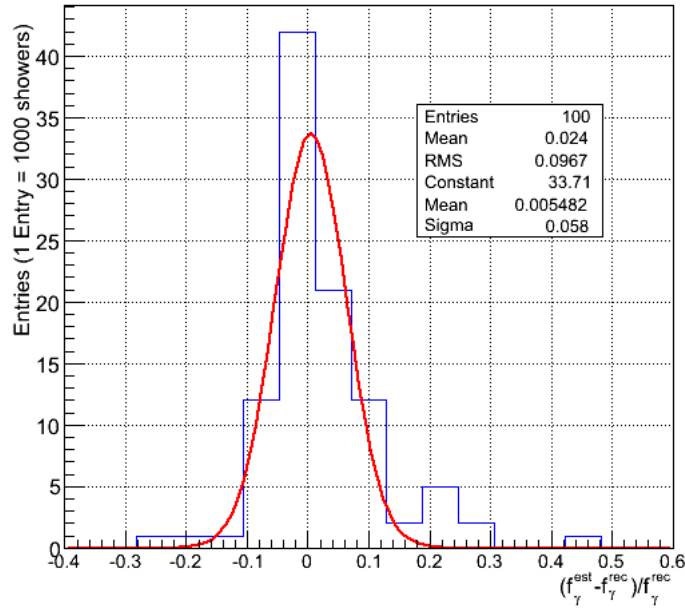


Figura 4.7: Distribuição do erros relativos para a estimativa da fração reconstruída de fótons com o discriminador de Fisher.

até F_c convergir. Adicionamos as incertezas e dividimos pela eficiência de detecção e seleção de eventos. As Tabelas 4.8, 4.9, 4.10 e 4.11 contêm os resultados obtidos das análises cegas para diferentes energias, juntamente com o número de fótons estimados, o fator de Fisher ótimo, a fração gerada, reconstruída e a incerteza.

Assim, o discriminador de Fisher otimiza eficientemente os parâmetros X_{max} e N_μ para discriminação de chuviros iniciados por fótons, onde pudemos estimar a fração real de fótons dentro das incertezas consideradas.

Tabela 4.8: Tabela de resultados das análises cegas com o discriminador de Fisher para energia $\log(E/eV)=18.6$.

Set(gen=1000)	N_γ^{test}	F_c	p_f	$f_\gamma^{gen}(\%)$	f'_γ	σ_γ
1	26	0.3710	77.61	2.4	4.58	1.06
2	28	0.3710	77.77	4.7	4.63	1.04
3	19	0.4101	73.78	2.4	3.06	0.84
4	70	0.3319	88.79	9.8	13.2	1.88
5	98	0.3071	91.53	15.0	20.11	2.51
6	58	0.3319	86.85	8.5	10.9	1.70
7	54	0.3319	86.58	9.8	10.7	1.71
8	66	0.3319	88.24	10.8	12.5	1.83
9	68	0.3319	88.72	10.8	13.1	1.90

Tabela 4.9: Resultados das análises cegas com o discriminador de Fisher para energia $\log(E/eV)=19.0$.

Set(gen=1000)	N_γ^{est}	F_c	p_f	$f_\gamma^{gen}(\%)$	f'_γ	σ_γ
1	24	0.3916	80.44	5.2	4.65	1.13
2	86	0.2248	89.89	12	18.3	2.60
3	40	0.3464	85.69	7.3	8.06	1.54
4	36	0.3464	84.80	7.3	7.45	1.49
5	11	0.4273	67.23	2.1	1.72	0.65
6	89	0.2248	90.32	13.7	19.1	2.69
7	29	0.3464	80.87	5.1	5.45	1.22
8	10	0.4273	64.76	1.2	1.48	0.60

Tabela 4.10: Resultados das análises cegas com o discriminador de Fisher para energia $\log(E/eV)=19.5$.

Set(gen=1000)	N_γ^{est}	F_c	p_f	$f_\gamma^{gen}(\%)$	f'_γ	σ_γ
1	51	0.1614	93.89	11.9	15.7	2.45
2	11	0.2862	86.87	2.4	2.83	0.93
3	44	0.2151	94.69	8.6	12.8	2.11
4	11	0.2862	86.85	2.4	2.83	0.92
5	36	0.2162	93.32	8.7	9.96	1.81
6	29	0.2442	92.98	7.2	8.06	1.62
7	17	0.2862	91.38	3.4	4.73	1.23
8	45	0.2151	94.60	8.6	12.6	2.06
9	7	0.3114	83.00	1.2	1.78	0.75
10	14	0.2862	89.92	3.4	3.93	1.13
11	34	0.2162	93.09	9.0	9.61	1.80
12	47	0.2045	94.48	8.6	13.2	2.13

4.3 Discussão dos Resultados

A nossa metodologia de discriminação de chuviros iniciados por fótons envolveu a utilização conjunta dos parâmetros reconstruídos X_{max} e N_μ . Vimos no espaço de parâmetros destas variáveis que, quanto maior o X_{max} e menor o N_μ de um evento, maior sua probabilidade de ter sido iniciado por um fóton. Então utilizamos dois fatores estatísticos para otimizar a nossa separação, o fator Q e o discriminador linear de Fisher. Comparando estes dois entre si, concluímos que o último exclui menos eventos de fótons da amostra inicial de chuviros, por causa da projeção dos dados. Contudo, mesmo os resultados intermediários dos dois discriminadores sendo um pouco diferentes, as análises cegas mostram que estes são equivalentes.

Tabela 4.11: Resultados das análises cegas com o discriminador de Fisher para energia $\log(E/\text{eV})=20.0$.

Set(gen=1000)	N_{γ}^{test}	F_c	p_f	$f_{\gamma}^{gen}(\%)$	f'_{γ}	σ_{γ}
1	47	0.1806	83.29	13.0	12.4	1.98
2	12	0.2677	73.63	1.7	2.69	0.91
3	5	0.3337	75.02	1.7	1.14	0.59
4	5	0.3337	74.91	1.7	1.13	0.58
5	38	0.1902	80.87	7.8	9.42	1.70
6	20	0.1985	70.95	5.3	4.50	1.19
7	22	0.1985	71.62	3.5	4.69	1.18
8	46	0.1806	82.72	13.0	11.9	1.92
9	11	0.2677	72.39	1.7	2.49	0.88
10	77	0.1453	86.15	11.9	20.7	2.55

Capítulo 5

Conclusões e Resumo Geral da Investigação

Nossa investigação nos conduziu na elaboração de um método robusto para discriminar EAS iniciados por fótons dos de núcleos e núcleons. Mostramos isto através das análises cegas, onde estimamos corretamente a fração de fótons das amostras consideradas. Desta forma, as frações reais de fótons estavam dentro das incertezas das frações estimadas, derivadas através de nossa metodologia. Estes resultados foram verificados tanto para o fator Q quanto para o discriminador linear de Fisher. Embora os resultados intermediários desses tenham sido um pouco diferentes, com erros sistemáticos maiores para Q , e suas incertezas diferirem em 0.5%, o resultado final, que é estimar a fração de fótons, mostrou-se equivalente em ambos os discriminadores. Um ponto importante a ser notado é que nosso método necessita de um número estatisticamente significativo de chuviros, caracterizando uma limitação do nosso método. Nesse ponto, a análise de Fisher leva vantagem sobre a do fator Q , pois este exclui menos eventos de fótons das amostras de eventos reconstruídos.

Estimamos a fração de EAS iniciados por fótons para quatro energias dos UHECR $\log(E/eV) = 18.6, 19.0, 19.5, 20$. No caso do fator Q , o erro sistemático obtido cresce, enquanto a incerteza decresce, com a energia. Outro comportamento interessante está nos valores dos parâmetros críticos, em que o X_c cresce até $\log(E/eV) = 19.5$ e reduz em $\log(E/eV) = 20.0$, justamente a partir da energia de ocorrência do pre-shower nos EAS iniciados por fótons. O N_μ não depende deste efeito, já que sempre aumenta em função da energia (Tabela 4.1). Esta sensibilidade não é observada com o discriminador linear de Fisher, por causa da projeção de dados. Também analisamos amostras de chuviros com $\log(E/eV) \geq 19.0$ e demonstramos que, numa análise em que é preciso aumentar o número de eventos, considerando apenas um limiar inferior de energia, nosso método também funciona.

Uma observação importante com relação aos resultados é que o nosso método foi cons-

truído levando em consideração a detecção e reconstrução de EAS, para então, se aproximar da análises com dados reais. Desta forma, conseguimos analisar as configurações geométricas de detecção de EAS iniciados por UHECR das composições de prótons, fótons e núcleos de ferro. Portanto, estabelecemos critérios de qualidade para seleção de eventos, adicionando as incertezas de reconstrução nas variáveis que caracterizam os EAS. Além de garantirmos uma ótima reconstrução do X_{max} , em que analisamos o efeito da radiação Cherenkov nos chuviros, verificamos que a parametrização universal do perfil lateral das partículas no solo é válida para EAS iniciados por fótons. Esta parametrização já havia sido validada para chuviros de núcleos e núcleons, conforme [58]. É interessante notar a relação entre a densidade de múons, representada pelo parâmetro N_μ , com o X_{max} . Chuviros que estão do FOV do telescópio de fluorescência têm sua densidade de múons bem reconstruídas, sendo diferentes de zero. Determinamos que a incerteza de reconstrução dos múons é de no máximo 30% sendo suficiente para o nosso método ser eficiente.

Resumo Geral

Nesta tese investigamos a composição dos UHECR e, mais especificamente, a possibilidade de uma fração desta ser constituída de fótons. Como discutido na introdução, mesmo uma pequena fração de fótons pode elucidar vários aspectos astrofísicos, trazendo luz aos enigmas dos UHECR. Desta forma, construímos um método para discriminar chuviros iniciados por fótons. Nosso método é complementar a outras análises fotônicas, podendo tanto validar resultados de outros métodos, como contribuir para melhorar metodologias de discriminação. Mostramos que EAS iniciados por fótons, prótons e ferro têm diferentes dinâmicas nos seus desenvolvimentos e, conseqüentemente, em suas distribuições de X_{max} e densidade de múons ρ_{1000} . Grande parte de nossa investigação consistiu em analisar as medidas experimentais destes parâmetros, bem como suas eficiências, para poder validar nosso método. Com isto, as simulações da detecção e reconstrução de técnicas usuais de EAS foram parte essencial desta tese. Através do desenvolvimento destas ferramentas, pudemos, então, alcançar nosso objetivo desenvolvendo um método eficiente de discriminação dos chuviros iniciados por fótons em relação aos iniciados por núcleons.

A simulação da detecção pelo FD foi realizada através do código CAS, onde implementamos a emissão da radiação Cherenkov e sua subtração na reconstrução de chuviros. Também realizamos a simulação da detecção e reconstrução do ρ_{1000} pelo SD. A próxima geração de SD dos observatórios atuais de UHECR contarão com aprimoramentos para medir este parâmetro mais precisamente. Com isto, a medida de ρ_{1000} terá, em breve, eficiência suficiente para que, conjuntamente com o X_{max} , permita que nossa estratégia de separação seja utilizada. Desta forma, as principais realizações e resultados alcançados

nesta tese foram: simulação da radiação Cherenkov nos EAS e sua redução na análise de dados, simulação da detecção dos múons em chuviros iniciados por fótons e a determinação de sua incerteza de reconstrução, a investigação da sensibilidade dos múons em separar chuviros iniciados por fótons de núcleons, conjuntamente com o X_{max} , que culminou num método de discriminação.

Com o modelo de Heitler foi possível estabelecer comportamentos gerais dos EAS iniciados por fótons, prótons e núcleos de ferro. Uma análise de chuviros iniciados por fótons e prótons resultou no limite superior na taxa de alongação da cascata de partículas (seção 2.1.2), estabelecendo que a taxa de variação do X_{max} médio em relação à energia para chuviros iniciados por núcleons não pode ser maior do que aquela de fótons. Logo, chuviros iniciados por fótons sempre se desenvolvem menos rapidamente do que chuviros de núcleons e, como consequência, seus X_{max} são mais profundos na atmosfera. Já o desenvolvimento longitudinal dos chuviros iniciados por núcleos mais pesados tem um X_{max} médio menor do que chuviros iniciados por núcleos mais leves.

Nas medidas dos parâmetros relativos aos múons, esta diferença é expressiva, onde chuviros iniciados por núcleos de ferro produzem cerca de uma ordem de magnitude a mais de múons do que os iniciados por prótons. Estas diferenças são explicadas pelo princípio de superposição. Para os chuviros iniciados por fótons, ainda há os efeitos LPM (seção 2.3.1) e *pre-shower* (seção 2.3.2) que modificam o desenvolvimento da cascata. O primeiro atua em primários com energia maior do que 1 PeV, e o segundo, para energia maior do que 5×10^{19} eV.

As simulações de EAS, que descrevem mais detalhadamente as interações entre as partículas da cascata via métodos estocásticos, reproduzem as características descritas acima. Ainda mais, cascatas iniciadas por fótons também desenvolvem componente muônica, cuja média do número de partículas por unidade de área no solo é cerca de uma ordem de magnitude menor do que cascatas iniciadas por prótons (Figura 2.8). O principal resultado destas análises é que, quanto maior o X_{max} do chuviro e menor o seu ρ_{1000} , maior a sua chance de ter sido produzido por um fóton inicial. Além disto, é importante salientar que, em linhas gerais, este comportamento é o mesmo para qualquer modelo de interação de hádrons, pelo menos os mais atuais. Desde que toda a cadeia de análise de discriminação com os parâmetros X_{max} e ρ_{μ} seja realizada com o mesmo modelo hadrônico, os resultados finais de nosso método serão os mesmos. O que mudaria seriam os valores dos erros sistemáticos e as incertezas do método. Desta forma, é neste sentido nosso método independe do modelo hadrônico adotado.

Como parte fundamental para encontrarmos um método eficiente de discriminação, simulamos a detecção e reconstrução pelo FD. Nesta etapa, adicionamos no código CAS a emissão da radiação Cherenkov pelos chuviros e sua posterior subtração na análise

de dados. Para este propósito, utilizamos parametrizações das distribuições de energia dos elétrons e das distribuições espaciais dos fótons Cherenkov na atmosfera (seção 2.5.2). Estas são dadas em termos da idade s do chuveiro, onde no intervalo $0.8 < s < 1.2$, a forma destas distribuições são independentes da energia e da composição dos UHECR. A redução dos fótons Cherenkov na reconstrução do perfil longitudinal tem efeito significativo no valor médio do X_{max} e na seleção de eventos (seção 3.4.3), onde excluimos aqueles que estão contaminados com mais do que 50% desta radiação. Alcançamos bons resultados de reconstrução de chuweiros, sendo o X_{max} bem reconstruído dentro de certas restrições (Figura 3.7). Uma delas é que o perfil longitudinal observado no FOV deve conter, necessariamente, o X_{max} , já que restringe o perfil da função GH. Chuweiros de fótons somente são detectados quando desenvolvem o X_{max} no FOV e, como consequência, o FD detecta mais eficientemente EAS iniciados por fótons com o $\theta_{zen} > 35^\circ$ (Figuras 3.8 e 3.9).

A outra parte fundamental da nossa tese foi a simulação da detecção e reconstrução de EAS na configuração do SD do OPA equipado com cintiladores. Com isto, pudemos reconstruir o parâmetro ρ_{1000} através da parametrização universal das partículas do chuweiro no solo $S(E_0, X_{max}, N_\mu, \rho_{gr}(h))$, dada em termos da sua resposta no SD [58]. De acordo com os nossos resultados, a reconstrução do N_μ não é bem definida para UHECR que incidem na atmosfera com $\theta_{zen} < 10^\circ$, caso em que o X_{max} se desenvolve abaixo do solo. Para garantir bons valores na reconstrução de N_μ , excluimos todos os eventos em que o X_{max} está abaixo do nível de observação. Como critério de seleção de eventos, selecionamos chuweiros com X_{max} sempre no FOV do FD, conseqüentemente, garantimos boa convergência nos valores de N_μ . Os resultados mostram que a eficiência de detecção e reconstrução de chuweiros iniciados por fótons é menor quando comparada com prótons e núcleos mais pesados (Figura 3.14). Um dos motivos para isto é que os *triggers* e detectores dos observatórios foram otimizados para a detecção de núcleos e núcleons. A flutuação da diferença $\langle N_\mu^{rec} - N_\mu^{mc} \rangle$, nos forneceu a incerteza de reconstrução do N_μ que é menor do que 30% para $\log(E/eV) > 19.0$ (Figura 3.13).

Finalmente, apresentamos o nosso método de discriminação com X_{max}^{rec} e N_μ^{rec} . Vimos que um método que discrimine chuweiros iniciados por fótons dos de prótons, também distingue fótons de núcleos mais pesados (Figura 4.1). Determinamos o espaço de parâmetros bidimensional, formado pelos parâmetros de X_{max} e N_μ , onde o EAS que tiver cada um destes maior e menor, respectivamente, do que os parâmetros críticos X_c e N_μ , terá sido, muito provavelmente, iniciado por um fóton. Este tipo de seleção é uma consequência direta dos resultados do Capítulo 2. A otimização dos parâmetros críticos para a discriminação de fótons foi encontrada através do fator de qualidade Q (seção 4.1), onde quantificamos a pureza de seleção “ p ” que, em média, foi de $\sim 90\%$ (Tabela 4.1). As-

sim, conseguimos atingir um alto grau de pureza na nossa discriminação. Na escolha dos parâmetros ótimos, levamos em conta as possíveis frações de fótons nas amostras de chuviros.

O poder de discriminação do nosso método foi testado na estimativa da fração reconstruída de fótons f_γ^{est} em amostras de EAS simulados. Realizamos 100 estimativas da fração reconstruída de fótons f_γ^{est} e comparamos com os seus valores reais f_γ^{rec} , culminando em distribuições gaussianas não centradas em zero (Figura 4.4). As médias das gaussianas foram interpretadas como sistemáticos, e os sigmas, incertezas na estimativa da fração reconstruída. Aplicamos o nosso método construído em análises cegas, onde concluímos que conseguimos um método efetivo para discriminar chuviros iniciados por fótons. A incerteza da nossa metodologia é dependente de σ_Q que é aproximadamente 10%, conforme a Tabela (4.2).

Como ferramenta alternativa, realizamos análises com o discriminador linear de Fisher, que transforma o espaço de parâmetros de duas dimensões $N_\mu^{rec} \times X_{max}^{rec}$ para uma dimensão F . O resultado disso foi apresentado na Figura 4.5, onde as distribuições dos eventos projetados se aproximam de gaussianas, sendo uma condição necessária para que este discriminador seja efetivo. Depois desta projeção, nós determinamos o fator ótimo de Fisher F_c correspondente à maximização da razão R(sinal/fundo). Da mesma forma que anteriormente, estimamos a fração reconstruída de fótons, analisando 100 conjuntos de 1000 chuviros. Estas estimativas foram comparadas com a fração reconstruída real, resultando em distribuições gaussianas, conforme a Figura 4.7. Em comparação com o fator de qualidade, o discriminador de Fisher exclui menos eventos na análise de dados, já que seus sistemáticos são próximos de zero.

Assim, apesar de resultados um pouco diferentes, as análises cegas demonstram que nosso método funciona com ambos os discriminadores e, portanto, são equivalentes. Desta forma, o nosso método é efetivo para discriminar chuviros iniciados por fótons dos iniciados por núcleos e núcleons. A inclusão de novos detectores de superfície para medir, mais precisamente, a componente muônica possibilitará a aplicação do nosso método que irá desempenhar um papel importante na busca de fótons de altíssimas energias.

Referências Bibliográficas

- [1] Pijushpani Bhattacharjee, Günter Sigl, Origin and Propagation of Extremely High Energy Cosmic Rays, arXiv:astro-ph/9811011, Phys.Rept.327:109-247, 2000.
- [2] The Pierre Auger Collaboration, Upper limit on the cosmic-ray photon fraction at EeV energies from the Pierre Auger Observatory, arXiv:0903.1127 [astro-ph.HE], Astropart.Phys.31:399-406, 2009.
- [3] The Pierre Auger Collaboration, Upper limit on the cosmic-ray photon flux above 10^{19} eV using the surface detector of the Pierre Auger Observatory, arXiv:0712.1147 [astro-ph], Astropart.Phys.29:243-256, 2008.
- [4] Telescope Array Collaboration, Upper limit on the flux of photons with energies above 10^{19} eV using Telescope Array surface detector, arXiv:1304.5614 [astro-ph.HE], Phys.Rev.D 88, 112005, 2013.
- [5] The Pierre Auger Collaboration, The Pierre Auger Cosmic Ray Observatory, arXiv:1502.01323 [astro-ph.IM], Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 798, 172-213, 2015.
- [6] H. Kawai et al., Elsevier Nuclear Physics B - Proceedings Supplements Volumes 175–176, Pages 221-226, 2008.
- [7] The Pierre Auger Collaboration, The Pierre Auger Observatory Upgrade - Preliminary Design Report, arXiv:1604.03637 [astro-ph.IM], Instrumentation and Methods for Astrophysics (astro-ph.IM), 2016.
- [8] Washington Carvalho Jr., Ivone F. M. Albuquerque, Vitor de Souza, Effects of the Energy Error Distribution of Fluorescence Telescopes on the UHECR energy spectrum, arXiv:astro-ph/0702123, Astropart.Phys.28:89-97, 2007.
- [9] Ivone F. M. Albuquerque, Washington R. Carvalho Jr, Detection of exotic massive hadrons in ultrahigh energy cosmic ray telescopes, arXiv:0901.3572 [hep-ph], Phys.Rev.D80:023006, 2009.
- [10] A. Hoecker et al., Toolkit for Multivariate Data Analysis with ROOT - User Guide, arXiv:physics/0703039 [physics.data-an], 2007.
- [11] Thomas K. Gaisser, Todor Stanev, Serap Tilav, Cosmic Ray Energy Spectrum from Measurements of Air Showers, arXiv:1303.3565 [astro-ph.HE], 2013.

- [12] Ginzburg V.L., The Origin of Cosmic Rays (Introductory Remarks), https://doi.org/10.1007/978-94-009-8475-2_1, Symposium No. 94 Jointly with International Union of Pure and Applied Physics Held in Bologna, Italy, vol 94, June 11–14, 1980.
- [13] M. A. Malkov et al., Nonlinear theory of diffusive acceleration of particles by shock waves, *Rept.Prog.Phys.* 64, no.4, 429-481, 2001.
- [14] E. Fermi, On the Origin of the Cosmic Radiation, *Phys. Rev.* 75, 1169 – Published 15 April, 1949.
- [15] T. Antoni et al., KASCADE measurements of energy spectra for elemental groups of cosmic rays: Results and open problems, *Astrop. Phys.*24, 1–25, 2005.
- [16] Eli Waxman, Gamma-Ray Bursts, Cosmic-Rays and Neutrinos, [arXiv:astro-ph/0002243v1](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0002243v1), *Nucl.Phys.Proc.Suppl.* 87, 345-354, 2000.
- [17] R. Aloisio, V. Berezhinsky, A. Gazizov, Transition from galactic to extragalactic cosmic rays, [arXiv:1211.0494 \[astro-ph.HE\]](https://arxiv.org/abs/1211.0494), *Astropart.Phys.* 39-40, 129-143, 2012.
- [18] KASCADE-Grande Collaboration, Ankle-like feature in the energy spectrum of light elements of cosmic rays observed with KASCADE-Grande, [arXiv:1304.7114 \[astro-ph.HE\]](https://arxiv.org/abs/1304.7114), *Phys. Rev. D* 87, 081101(R), 2013.
- [19] D. Allard et al., UHE nuclei propagation and the interpretation of the ankle in the cosmic-ray spectrum, [arXiv:astro-ph/0505566](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0505566), *Astron.Astrophys.*443:L29-L32, 2005.
- [20] Roger Blandford, David Eichler, Particle acceleration at astrophysical shocks: A theory of cosmic ray origin, *Physics Reports Volume 154, Issue 1, Pages 1-75*, 1987.
- [21] Hillas A. M., The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays, *Ann. Rev. Astr. Astrophys.* 22, 425-444, 1984.
- [22] Antoine Letessier-Selvon and Todor Stanev, Ultrahigh Energy Cosmic Rays, *Rev. Mod. Phys.* 83, 907, 2011.
- [23] Paul Sommers, Stefan Westerhoff, Cosmic ray astronomy, [arXiv:0802.1267 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/0802.1267), *New J.Phys.*11:055004, 2009.
- [24] The Pierre Auger Collaboration, Observation of a Large-scale Anisotropy in the Arrival Directions of Cosmic Rays above 8×10^{18} eV, [arXiv:1709.07321](https://arxiv.org/abs/1709.07321), *Science*, Vol. 357, Issue 6357, 2017.
- [25] M. Takeda et al., Energy determination in the Akeno Giant Air Shower Array experiment, *Astropart.Phys.* 19, 447-462, 2003.
- [26] Greisen, K., End to the Cosmic-Ray Spectrum?, *Phys. Rev. Lett.* 16, 748, 1966.
- [27] Zatsepin, G.T. and Kuz'min, V.A., Upper Limit of the Espectrum of Cosmic Rays, *J. Exp. Theor. Phys. Lett.* 4, 78, 1966.
- [28] Photoproduction background MC for GLUEX, https://userweb.jlab.org/~gen/gluex/bg_sim.html, e-mail:gen@jlab.org (04/01/2018).

- [29] The Pierre Auger Collaboration, Observation of the Suppression of the Flux of Cosmic Rays above 4×10^{19} eV, Phys. Rev. Lett. 101, 061101, 2008.
- [30] High Resolution Fly's Eye Collaboration, First Observation of the Greisen-Zatsepin-Kuzmin Suppression, Phys. Rev. Lett. 100, 101101, 2008.
- [31] Auger Project Design Report, <http://www-f9.ijs.si/auger/private/DesignReport/>, Second Edition - November 1996, Revised - March 1997.
- [32] F. A. Aharonian and J. W. Cronin, Influence of the universal microwave background radiation on the extragalactic cosmic-ray spectrum, Phys. Rev. D 50, 1892, 1994.
- [33] Pierre Billor, Phenomenology of Ultra-High-Energy Atmospheric Showers, Physics and Astrophysics of Ultra-High-Energy, Cosmic Rays Lecture Notes in Physics Volume 576, pp 27-44, 2001.
- [34] Gaisser, T., and Hillas, A., Reliability of the method of constant intensity cuts for reconstructing the average development of vertical showers, Proc 15th ICRC, Plovdiv, Bulgaria, 8, 353, 1977.
- [35] Peter K.F. Grieder, Extensive Air Showers: High Energy Phenomena and Astrophysical Aspects - A Tutorial, Reference Manual and Data Book, Berlin, Heidelberg : Springer, 2010.
- [36] The Pierre Auger Collaboration, The Fluorescence Detector of the Pierre Auger Observatory, arXiv:0907.4282 [astro-ph.IM], Nucl.Instrum.Meth.A620:227-251, 2010.
- [37] Pierre Auger Collaboration, Calibration of the surface array of the Pierre Auger Observatory, Nucl.Instrum.Meth. A568, 839-846, 2006.
- [38] Pierre Billoir, The Cherenkov Surface Detector of the Pierre Auger Observatory, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 766, 78-82, 2014.
- [39] D. Newton, J.Knapp, A.A.Watson, The optimum distance at which to determine the size of a giant air shower, arXiv:astro-ph/0608118, Astropart.Phys. 26, 414-419, 2007.
- [40] <https://www.auger.org/> (08/01/2018)
- [41] Henrique M.J. Barbosa et al., Determination of the calorimetric energy in extensive air showers, arXiv:astro-ph/0310234, Astropart.Phys.22:159-166, 2004.
- [42] The Pierre Auger Collaboration, Highlights from Pierre Auger Observatory, arXiv:1710.09478 [astro-ph.HE], Proceedings, 35th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2017): Bexco, Busan, Korea, July 12-20, 2017.
- [43] The Pierre Auger Collaboration and the Telescope Array Collaboration, Report of the Working Group on the Composition of Ultra High Energy Cosmic Rays, arXiv:1503.07540, Proceedings of International Symposium for Ultra-High Energy Cosmic Rays (UHECR2014), 10.7566/JPSCP.9.010016.

- [44] The Pierre Auger Collaboration, A targeted search for point sources of EeV photons with the Pierre Auger Observatory, arXiv:1612.04155 [astro-ph.HE], The Astrophysical Journal Letters, 837:L25 (7pp), 2017.
- [45] The Pierre Auger, Collaboration, Search for photons with energies above 10^{18} eV using the hybrid detector of the Pierre Auger Observatory, arXiv:1612.01517 [astro-ph.HE], JCAP04(2017)009.
- [46] Telescope Array Collaboration, Upper limit on the flux of photons with energies above 10^{19} eV using the Telescope Array surface detector, arXiv:1304.5614 [astro-ph.HE], Phys.Rev.D 88, 112005, 2013.
- [47] Graciela B. Gelmini, Oleg E. Kalashev, Dmitry V. Semikoz, GZK Photons as Ultra High Energy Cosmic Rays, arXiv:astro-ph/0506128, J. Exp. Theor. Phys. 106:1061-1082, 2008.
- [48] Karl-Heinz Kampert, Michael Unger, Measurements of the Cosmic Ray Composition with Air Shower Experiments, arXiv:1201.0018 [astro-ph.HE], Astroparticle Physics Volume 35, Issue 10, Pages 660-678, 2012.
- [49] The Pierre Auger Collaboration, The Pierre Auger Observatory: Contributions to the 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2015), arXiv:1509.03732 [astro-ph.HE], 34th International Cosmic Ray Conference, The Hague, The Netherlands, 2015.
- [50] V. Berezhinsky, M. Kachelrieß, and A. Vilenkin, Ultrahigh Energy Cosmic Rays without Greisen-Zatsepin-Kuzmin Cutoff, Phys. Rev. Lett. 79, 4302, 1997.
- [51] T. J. Weiler, Cosmic Ray Neutrino Annihilation on Relic Neutrinos Revisited: A Mechanism for Generating Air Showers above the Greisen-Zatsepin-Kuzmin Cut-off, arXiv:hep-ph/9710431, Astropart. Phys. 11, 303, 1999.
- [52] D. Faxgion, B. Mele and A. Salis, Ultrahigh energy neutrino scattering onto relic light neutrinos in galactic halo as a possible source of highest energy extragalactic cosmic rays, arXiv:astro-ph/9710029, Astrophys. J. 517, 725, 1999.
- [53] John Ellis, V. E. Mayes, and D. V. Nanopoulos, Ultrahigh-energy cosmic rays particle spectra from crypton decays, Phys. Rev. D 74, 115003, 2006.
- [54] R. Aloisio, S. Matarrese, A.V. Olinto, Super Heavy Dark Matter in light of BICEP2, Planck and Ultra High Energy Cosmic Rays Observations, arXiv:1504.01319 [astro-ph.HE], JCAP 1508, 08, 024, 2015.
- [55] Pierre Auger Collaboration, Muons in air showers at the Pierre Auger Observatory: Mean number in highly inclined events, arXiv:1408.1421 [astro-ph.HE], Phys. Rev. D 91, 032003, 2015.
- [56] S. J. Sciutto, AIRES: A system for air shower simulations, User's guide and reference manual, Versão 2.6.0., 11 de Julho de 2002.

- [57] D. Heck et al., CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers, Report FZKA 6019, 1998.
- [58] M. Ave, R. Engel, M. Roth, A. Schulz, A generalized description of the signal size in extensive air shower detectors and its applications, *Astropart.Phys.* 87 (2017) 23-39, 2017.
- [59] Thomas Erber, High-Energy Electromagnetic Conversion Processes in Intense Magnetic Fields, *Rev. Mod. Phys.* 38, 626, 1966.
- [60] B. McBreen and C. J. Lambert, Interactions of high-energy ($E > 5 \times 10^{19}$ eV) photons in the Earth's magnetic field, *Phys. Rev. D* 24, 2536(R), 1981.
- [61] L.D. Landau and I. Ya. Pomeranchuk, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* 92, 535, 1953.
- [62] A. B. Migdal, Bremsstrahlung and Pair Production in Condensed Media at High Energies, *Phys. Rev.* 103, 1811, 1956.
- [63] W. Heitler, *The Quantum Theory of Radiation*, third ed., Oxford University Press, London, p. 386 (Section 38)(cap V, pg232), 1954.
- [64] Matthews, J., A Heitler model of extensive air showers, *Astroparticle Physics*, Volume 22, Issue 5-6, p. 387-397, 2005.
- [65] Alvarez-Muniz, J., R. Engel, T. K. Gaisser, J. A. Ortiz, and T. Stanev, Hybrid simulations of extensive air showers, arXiv:astro-ph/0205302, *Phys.Rev.D*66:033011, 2002.
- [66] Ulrich, R., et al., On the measurement of the proton-air cross section using air shower data, *New J. Phys.* 11, 065018, 2009.
- [67] Particle Data Group, Review of Particle Properties, *Phys.Rev. D* 66, 258, Fig. 39-5, 2002.
- [68] Linsley, J., 1977, *Proc. 15th ICRC (Plovdiv, Bulgaria)* 12, 89.
- [69] R. S. Fletcher, T. K. Gaisser, P. Lipari, T. Stanev, *Phys. Rev. D* 50, 5710, 1994.
- [70] N. N Kalmykov, S.S Ostapchenko, A. I. Pavlov, EAS and a quark - gluon string model with jets, *Bull.Russ.Acad.Sci.Phys.* 58, 1966-1969, 1994.
- [71] T. Pierog et al., EPOS LHC: test of collective hadronization with LHC data, arXiv:1306.0121 [hep-ph], *Phys. Rev. C* 92, 034906, 2015.
- [72] Hillas, A.M., *Proc 17th Int. Cosmic Ray Conf., Paris (France)*, 8 (1981) 193. *Proc 19th Int. Cosmic Ray Conf., La Jolla (USA)*.
- [73] M. Kobal (Pierre Auger Collaboration), A Thinning method using weight limitation for air-shower simulations, *Astroparticle Physics*, Volume 15, Issue 3, Pages 259-273, 2001.

- [74] David Griffiths, Introduction to elementary Particles, John Wiley and Sons, inc, 1942 (ISBN 0-471-60386-4).
- [75] L.V. Gribov et al., Semihard processes in QCD, Physics Reports, Volume 100, Issues 1–2, Pages 1-150, 1983.
- [76] J. Knapp, D. Heck, S.J. Sciutto, M.T. Dova, M. Risse, Extensive Air Shower Simulations at the Highest Energies, arXiv:astro-ph/0206414, Astropart.Phys. 19, 77-99, 2003.
- [77] K.Werner, Strings, pomerons and the VENUS model of hadronic interactions at ultrarelativistic energies, Physics Reports Volume 232, Issues 2–5, Pages 87-299, 1993.
- [78] J. Ranft, Dual parton model at cosmic ray energies, Phys. Rev. D51, 64, 1995.
- [79] H.J. Drescher et al., Parton-Based Gribov-Regge Theory, arXiv:hep-ph/0007198, Phys. Rep. 350, 93, 2001.
- [80] V.A. Khoze, A.D. Martin and M.G. Ryskin, Soft diffraction and the elastic slope at Tevatron and LHC energies: a multi-Pomeron approach, arXiv:hep-ph/0007359v2, Eur.Phys.J.C18:167-179, 2000.
- [81] H. A. Bethe and W.Heitler, Proc. R. Soc. London, Ser. ,146, 83, 1943.
- [82] Lisa Gerhardt, Spencer R. Klein, Electron and Photon Interactions in the Regime of Strong LPM Suppression, arXiv:1007.0039 [hep-ph], Phys.Rev.D82:074017, 2010.
- [83] THE SLAC E146 COLLABORATION, Quantum-mechanical Suppression of Bremsstrahlung*, Bosted1993QuantummechanicalSO, 1993.
- [84] D. J. Bird et al., Detection of a Cosmic Ray with Measured Energy Well Beyond the Expected Spectral Cutoff due to Cosmic Microwave Radiation, arXiv:astro-ph/9410067, 1994.
- [85] Markus Risse, Piotr Homola, Search for Ultra-High Energy Photons Using Air Showers, arXiv:astro-ph/0702632, Modern Physics Letters A, Vol. 22, No. 11, 749-766, 2007.
- [86] William R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, First edition, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, pag 34, 1948.
- [87] Claus Grupen and Boris Shwartz, Particle Detectors, Second Edition, CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS, ISBN-13 978-0-511-38866-8, pag 142, 1996.
- [88] F. Nerling, J. Blümer, R. Engel, M. Risse, Universality of electron distributions in high-energy air showers - description of Cherenkov light production, arXiv:astro-ph/050672, Astropart.Phys.24:421-437, 2006.
- [89] U. S. Standard Atmosphere 1976, <http://www.pdas.com/atmos.html>, 07 junho 2016.

- [90] M. Giller et al., Energy spectra of electrons in the extensive air showers of ultra-high energy, *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, Volume 30, Number 2, 2004.
- [91] M. Giller et al., Similarity of extensive air showers with respect to the shower age, *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, Volume 31, Number 8, 2005.
- [92] P. Sokolsky, *Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics*, Addison-Wesley, 1989.
- [93] Artigo em preparação.
- [94] M. Unger, B. R. Dawson, R. Engel, F. Schüssler, R. Ulrich, Reconstruction of Longitudinal Profiles of Ultra-High Energy Cosmic Ray Showers from Fluorescence and Cherenkov Light Measurements, arXiv:0801.4309 [astro-ph], *Nucl.Instrum.Meth.A588:433-441*, 2008.
- [95] de Souza, V., Medina-Tanco, G., Ortiz, J., Sanchez, F., The shower size parameter as estimator of extensive air shower energy in fluorescence telescopes, arXiv:astro-ph/0511677, *Phys.Rev.D73:043001*, 2006.
- [96] Kakimoto, F. and Loh, E. C. and Nagano, M. and Okuno, H., and Teshima, M. and Ueno, S., A Measurement of the air fluorescence yield, *Nucl. Instrum. Meth. A372:527-533*, 1996.
- [97] M. Nagano, K. Kobayakawa, N. Sakaki, K. Ando, New measurement on photon yields from air and the application to the energy estimation of primary cosmic rays, arXiv:astro-ph/0406474, *Astropart.Phys. 22, 235-248*, 2004.
- [98] C. Song et al., Energy estimation of UHE cosmic rays using the atmospheric fluorescence technique, arXiv:astro-ph/9910195, *Astroparticle Physics 14, 7-13*, 2000.
- [99] Washington Rodrigues de Carvalho Junior, *Detecção de Chuveiros Atmosféricos iniciados por hádrons massivos*, DOI:10.11606/T.43.2008.tde-13102008-102648, Tese de Doutorado, São Paulo, 2008.
- [100] L. Prado Jr., B.R. Dawson, S. Petrerá, R.C. Shellard, M.G. do Amaral, R. Caruso, R. Sato, J.A. Bellido, Simulation of the fluorescence detector of the Pierre Auger Observatory, *Nuclear Instruments and Methods in Physics A*, Volume 545, Issue 3, Pages 632-642, 2005.
- [101] A. Estupiñán, H. Asorey, L.A. Núñez, Implementing the De-thinning Method for High Energy Cosmic Rays Extensive Air Shower Simulations, arXiv:1503.07960 [astro-ph.IM], *Nuc. Phys. Part. Proc. 267-269:421-423*, 2015.
- [102] Allison, et al., Geant4 developments and applications, *IEEE Trans. Nucl. Sci. 53, 270*, doi:10.1109/TNS.2006.869826, 2006.
- [103] <https://root.cern.ch/> (03 de Janeiro de 2019).
- [104] Gary J. Feldman, Robert D. Cousins, A Unified Approach to the Classical Statistical Analysis of Small Signals, arXiv:physics/9711021, *Phys.Rev.D57:3873-3889*, 1998.

Apêndice

A.1 Distribuição de Energia dos Elétrons nos Chuveiros

A simulação da emissão da radiação Cherenkov nos chuveiros depende das distribuições de energias dos elétrons, conforme a expressão 2.42 da produção de fótons Cherenkov. Estas distribuições são obtidas nas simulações de chuveiros (CORSIKA ou AIRES). Investigações que exploraram estas distribuições [90, 91], encontraram similaridades na sua forma para diferentes composições e energia dos UHECR. Essas formas eram idênticas quando parametrizadas em termos da idade do chuveiro s . As distribuições de energia seguem a forma da seguinte função

$$f_e(E, s) = a_0 \frac{E}{(E + a_1)(E + a_2)^s}, \quad (1)$$

que depende das seguintes variáveis

$$a_1 = A - B.s \quad (2)$$

$$a_2 = C - D.s \quad (3)$$

$$a_0 = k_0 e^{(k_1 s + k_2 s^2)} \quad (4)$$

onde A , B , C e D são constantes, e s a idade do chuveiro. O a_0 controla a normalização da distribuição. Estes conjuntos de parâmetros foram obtidos, ao se ajustarem às distribuições eletrônicas de chuveiros gerados pelo CORSIKA[88]. De acordo com trabalhos de [76], as distribuições dos elétrons são praticamente idênticas quando simuladas com AIRES e CORSIKA. Os valores das constantes são

$$\begin{aligned} (k_0, k_1, k_2) &= (1.455098 \times 10^{-1}, 6.20114, -5.96851 \times 10^{-1}) \\ (A, B, C, D) &= (6.42522, 1.53183, 168.168, 42.1368), \end{aligned}$$

onde A,B,C e D estão em GeV, para a energia limiar nas simulações dos chuueiros de $E_{lim}^{e\pm} = 1$ MeV [88].

A.2 Distribuição Angular dos Fótons Cherenkov

O espalhamento das partículas carregadas nos chuueiros depende da energia cinética (conforme as distribuições da Figura 2.15). Quanto maior sua energia, menor o ângulo de espalhamento. O ângulo de emissão dos fótons Cherenkov depende da energia cinética dos elétrons. Quanto maior sua energia cinética, maior o ângulo de emissão dos fótons. Partículas ultrarelativísticas ($\beta = 1$), no ar, emitem fótons Cherenkov com ângulo máximo de 1.4° em relação à direção de propagação das partículas carregadas. Portanto, os fótons Cherenkov emitidos seguem praticamente a distribuição angular dos elétrons de mais altas energias. Assim, os fótons Cherenkov têm carecterística de serem criados em sua grande maioria com baixos ângulos em relação ao eixo do chuueiro (*forward*).

A forma da distribuição angular dos elétrons, assim como a distribuição de energia, é independente da partícula primária quando analisada em função da idade do chuueiro [91]. Conseqüentemente, o número de fótons Cherenkov emitidos em relação ao eixo do chuueiro, em forma, também é idêntica em composição e energia. A forma da distribuição é parametrizada com a seguinte expressão [88]

$$A_\gamma(\theta, h, s) = a_s(s) \frac{1}{\theta_c(h)} \exp^{\theta/\theta_c(h)} + b_s(s) \frac{1}{\theta_{cc}(h)} \exp^{\theta/\theta_{cc}(h)}, \quad (5)$$

onde as funções a e b são dependentes da idade s ,

$$\begin{aligned} a_s(s) &= a_0 + a_1 s + a_2 s^2 \\ b_s(s) &= b_0 + b_1 s + b_2 s^2, \end{aligned}$$

enquanto que a dependência na altitude é dada por

$$\begin{aligned} \theta_c(h) &= \alpha E_{limiar}^{-\beta} \\ \theta_{cc}(h) &= \gamma \theta_c(h) \end{aligned}$$

em que a energia limiar E_{limiar} está em MeV e $\gamma = \alpha' + \beta' s$. O valor dos parâmetros são

[88]

$$\begin{aligned}
(a_0, a_1, a_2) &= (4.2489 \times 10^{-1}, 5.8371 \times 10^{-1}, -8.2373 \times 10^{-2}) \\
(b_0, b_1, b_2) &= (5.5108 \times 10^{-2}, 9.5587 \times 10^{-2}, 5.6952 \times 10^{-2}) \\
(\alpha, \beta) &= (0.62694, 0.60590) \\
(\alpha', \beta') &= (10.509, -4.9644).
\end{aligned}$$

A.3 Produção de Fluorescência

O número de fótons de fluorescência emitidos N_e^f no chuvaeiro é proporcional à energia depositada no caminho ΔX . O que relaciona estas grandezas é o termo de produção de fluorescência (*fluorescence yield*),

$$N_e^f(X_i) = Y_i^f \frac{dE}{dX_i} \Delta X_i \quad (6)$$

onde Y_i^f é o termo de produção à profundidade atmosférica X_i .

Estudos da emissão fluorescente [97, 96] em gases com feixes de elétrons mostraram que, entre os comprimentos de onda 300 – 400 nm, esta emissão depende dos parâmetros globais do gás,

$$Y_f(\rho, T) = \frac{\rho}{\left(\frac{dE}{dX}\right)_{K_c}} \left(\frac{A_1}{1 + \rho B_1 \sqrt{T}} + \frac{A_2}{1 + \rho B_2 \sqrt{T}} \right) \quad (7)$$

onde ρ é a densidade (kg/m^3), T a temperatura (K) e K_c a energia cinética média os elétrons (MeV) que depositam em média dE/dX_{K_c} ($\text{MeV}/\text{g}/\text{cm}^2$). Os constantes A e B estão na Tabela 1 para diferentes autores destes estudos.

Dado um modelo atmosférico, tal como o *U.S. Atmosphere*, o termo de produção pode ser escrito como [95]

$$Y = \frac{F_{atm}(h)}{\left(\frac{dE}{dX}\right)_{K_c}} \quad (8)$$

onde h é a altitude do depósito da energia e emissão dos fótons.

Tabela 1: Constantes da relação de produção de fluorescência.

Parâmetros/refer.	Kakimoto	Nagano
A1(m^2kg^{-1})	89.0 ± 1.7	147.4 ± 4.3
A2(m^2kg^{-1})	55.0 ± 2.2	69.8 ± 12.2
B1($\text{m}^2\text{kg}^{-1}\text{K}^{-1}$)	1.85 ± 0.04	2.4 ± 0.18
B2($\text{m}^2\text{kg}^{-1}\text{K}^{-1}$)	6.5 ± 0.33	20.1 ± 6.9
K_c (MeV)	1.4	0.85
$(dE/dX)_{K_c}$ ($\text{MeV}/\text{g}/\text{cm}^2$)	1.65	1.67

A.4 Perda de Energia Média dos Elétrons

No algoritmo de reconstrução do perfil longitudinal de um chuveiro existem duas variáveis incógnitas: a taxa de deposição dE/dX e o número de partículas carregadas N_e . Estas duas variáveis estão relacionadas pela energia média perdida pelos elétrons,

$$\alpha_{eff}(X) = \frac{1}{N_e(X)} \frac{dE}{dX}(X) \quad (9)$$

que pode ser parametrizada em função da idade s [88]

$$\alpha_{eff}(s) = \frac{c_1}{(c_2 + s)^{c_3}} + c_4 + c_5 \cdot s. \quad (10)$$

Para $E_{limiar} = 1$ MeV as constantes têm os seguintes valores

$$(c_1, c_2, c_3, c_4, c_5) = (3.90883, 1.05301, 9.91717, 2.41715, 0.13180). \quad (11)$$

Com esta parametrização da média da energia por elétron, pode-se estimar o dE/dX através da luz total recebida pelas PMTs.

A.5 Algoritmo de Emissão da Radiação Cherenkov nos CAS

A emissão da radiação Cherenkov segue um modelo unidimensional. Considere a Figura 1 que apresenta um esquema da visão das PMTs do FD. Dentro da visão de cada PMT, existem as amostras do número de partículas carregadas.

Fótons Cherenkov são criados ao longo do comprimento de visão de uma PMT ΔX_i ,

$$N_i^C(X_i) = \sum_{k=1}^N N_e^k Y_k^C \Delta X_k, \quad (12)$$

sendo N o número de pontos ao longo de $\Delta X_i (= \sum_{k=1}^N \Delta X_k)$ e Y_k^C o termo de produção Cherenkov à profundidade atmosférica X_k . A emissão será central ao ângulo de visão da PMT (X_i).

A contribuição direta dos fótons emitidos em X_i são aquelas que estão na visão da i -ésima PMT do detector. A fração destes fótons é computada com a parametrização da distribuição angular

$$f_i^C(\theta_i) = \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} A_\gamma(\theta, h, s) d\theta \quad (13)$$

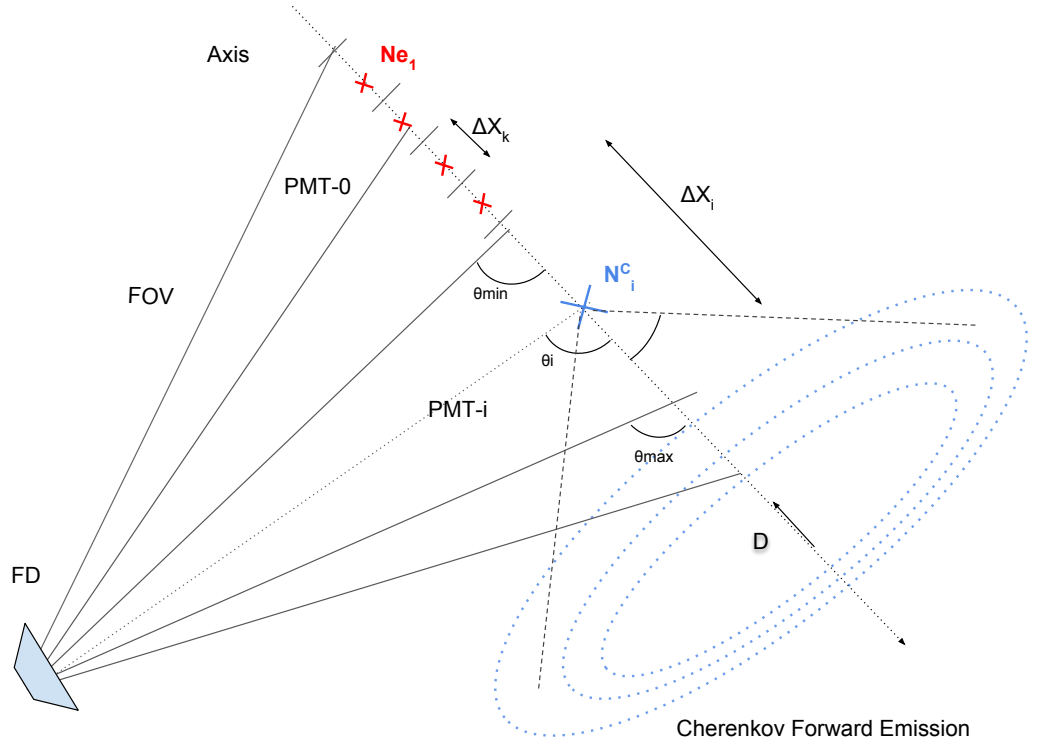


Figura 1: Esquema de emissão da radiação Cherenkov.

onde θ_i é o ângulo entre o vetor direção do eixo \hat{D} e a i -ésima PMT em X_i , sendo θ_{min} e θ_{max} os ângulos entre o mínimo e máximo de visão da PMT. Considerando-se a atenuação do feixe e a geometria cônica da emissão, o número de fótons detectados é

$$N_{tel}^{C,i} = T_{id}^{Ray} T_{id}^{Mie} N_i^C \frac{f_i^C(\theta_i) A}{\Delta S_i 4\pi}. \quad (14)$$

onde o elemento de área $\Delta S_i = 2\pi R_i^2 \sin(\theta_i) \Delta\theta$ é a área de emissão dos fótons Cherenkov, A é a área do diafragma do detector e R_i é a distância do ponto de emissão até o detector. Os fatores $T_{id}^{Ray} T_{id}^{Mie}$ atenuam os fótons que se propagam do ponto de emissão X_i até o detector X_d .

Além da atenuação do feixe, os espalhamentos Mie e Rayleigh mudam a direção dos fótons de tal forma a colocá-los na visão da i -ésima PMT. No cálculo desta componente espalhada deve-se somar o número de fótons Cherenkov criados em X_j e propagados até X_i

$$N_i^S = \sum_{j < i} (T^{Ray} T^{Mie})_{ij} N_j^C, \quad (15)$$

em que os fótons são atenuados devido aos espalhamentos Rayleigh e Mie pelo fator

$(T^{Ray}T^{Mie})_{ij}$. O número de fótons espalhados para a i -ésima PMT é

$$N_i^S = N_i^{Ray} + N_i^{Mie} = \left(\frac{dN^{Ray}}{dX_i} f_i^{Ray} + \frac{dN^{Mie}}{dX_i} f_i^{Mie} \right) \Delta X_i \quad (16)$$

em que os fatores f_i carregam a dependência na parte angular conforme as eq. 2.50 eq. 2.52),

$$f_i^{Ray} = \int_{\Delta\Omega_i} \frac{dN_{Ray}^\gamma}{d\Omega} d'\Omega \quad (17)$$

$$f_i^{Mie} = \int_{\Delta\Omega_i} \frac{dN_{Mie}^\gamma}{d\Omega} d'\Omega \quad (18)$$

sendo $d\Omega = 2\pi \sin(\theta) d\theta$. Os fótons espalhados propagados $N_{tel}^{S,i}$ até o detector seguem o mesmo que na componente direta

$$N_{tel}^{S,i} = T_{id}^{Ray} T_{id}^{Mie} \frac{N_i^S}{\Delta S_i} \frac{A}{4\pi}. \quad (19)$$

Os fótons de fluorescência são emitidos isotropicamente, logo

$$N_{tel}^{F,i} = T_{id}^{Ray} T_{id}^{Mie} \frac{N_i^F}{R^2} \frac{A}{4\pi}. \quad (20)$$

onde N_i^F é calculado do fator de produção de fluorescência.

O número total de fótons na i -ésima PMT é a soma de todas as componentes: $N_i^{T,C} = N_{tel}^{F,i} + N_{tel}^{C,i} + N_{tel}^{S,i}$. Na reconstrução, realiza-se o caminho inverso, tal como descrito no algoritmo de reconstrução na seção 3.3.

A.6 Discriminador Linear de Fisher

O principal objetivo do discriminador linear de Fisher é encontrar a direção da reta na qual a projeção dos dados maximiza a separação entre populações, ou classes. Esta projeção pode ser de d -dimensões, ou seja, envolver diversas variáveis. Resolveremos o caso do discriminador para duas classes (prótons e fótons) em duas dimensões (X_{max} e N_μ).

As classes têm diferentes números de amostras em que denotaremos por $\mathbf{X}_i = (X_{max}, N_\mu)_i$, com i indo até n_1 amostras para a classe 1 e n_2 para a classe 2. Considerando-se uma reta com direção \mathbf{v} , o produto $\mathbf{v}^t \mathbf{X}_i$ dá a distância da projeção do ponto na reta à origem no plano $X_{max} \times N_\mu$. Com isto, transforma-se o espaço de duas dimensões num subespaço

unidimensional. As médias das variáveis neste subespaço são escalares

$$\tilde{\nu}_1 = \frac{1}{n_1} \sum_{\mathbf{X}_i \in c_1} \mathbf{v}^t \mathbf{X}_i = \mathbf{v}^t \left(\frac{1}{n_1} \sum_{\mathbf{X}_i \in c_1} \mathbf{X}_i \right) = \mathbf{v}^t \boldsymbol{\nu}_1 \quad (21)$$

$$\tilde{\nu}_2 = \mathbf{v}^t \boldsymbol{\nu}_2, \quad (22)$$

com $\boldsymbol{\nu}_1$ e $\boldsymbol{\nu}_2$ matrizes médias das variáveis no espaço bidimensional. Uma medida da separação entre as classes é $|\tilde{\nu}_1 - \tilde{\nu}_2|$, quanto maior este número, maior o poder de discriminação na reta de projeção. Porém, se a variância de uma das classes é alta, a maior diferença das médias não retorna a direção de melhor separação. Deve-se então normalizar a diferença das médias pelo espalhamento das variáveis

$$\tilde{S}_{1,2}^2 = \sum_{\mathbf{Y}_i \in c_{1,2}} (Y_i - \tilde{\nu}_{1,2})^2, \quad (23)$$

onde $Y_i = \mathbf{v}^t \mathbf{X}_i$.

O discriminador linear de Fisher é formalmente definido como

$$J(\mathbf{v}) = \frac{(\tilde{\nu}_1 - \tilde{\nu}_2)^2}{\tilde{S}_1^2 + \tilde{S}_2^2} \quad (24)$$

em que devemos encontrar \mathbf{v} que retorne o maior J . Para resolver este problema, reescrevemos a expressão 23, com $Y_i = \mathbf{v}^t \mathbf{X}_i$ e $\tilde{\nu}_1 = \mathbf{v}^t \boldsymbol{\nu}_1$, de forma a obter

$$\tilde{S}_1^2 = \sum_{\mathbf{Y}_i \in c_1} (\mathbf{v}^t \mathbf{X}_i - \mathbf{v}^t \boldsymbol{\nu}_1)^2 \quad (25)$$

$$= \sum_{\mathbf{Y}_i \in c_1} (\mathbf{v}^t (\mathbf{X}_i - \boldsymbol{\nu}_1))^t (\mathbf{v}^t (\mathbf{X}_i - \boldsymbol{\nu}_1)) \quad (26)$$

$$= \sum_{\mathbf{Y}_i \in c_1} ((\mathbf{X}_i - \boldsymbol{\nu}_1)^t \mathbf{v})^t ((\mathbf{X}_i - \boldsymbol{\nu}_1)^t \mathbf{v}) \quad (27)$$

$$= \mathbf{v}^t \sum_{\mathbf{Y}_i \in c_1} (\mathbf{X}_i - \boldsymbol{\nu}_1)(\mathbf{X}_i - \boldsymbol{\nu}_1)^t \mathbf{v} = \mathbf{v}^t \mathbf{S}_1 \mathbf{v}, \quad (28)$$

em que a parte central define a matriz espalhamento da classe 1 (o mesmo para classe 2),

$$\mathbf{S}_{1,2} = \sum_{\mathbf{X}_i \in c_{1,2}} (\mathbf{X}_i - \boldsymbol{\nu}_{1,2})(\mathbf{X}_i - \boldsymbol{\nu}_{1,2})^t, \quad (29)$$

que mede o espalhamento das amostras antes da projeção. A soma no denominador do

fator de Fisher 24 é então

$$\tilde{S}_1^2 + \tilde{S}_2^2 = \mathbf{v}^t \mathbf{S}_1 \mathbf{v} + \mathbf{v}^t \mathbf{S}_1 \mathbf{v} \quad (30)$$

$$= \mathbf{v}^t \mathbf{S}_W \mathbf{v}, \quad (31)$$

onde S_w é a matriz de espalhamento interna (*within matrix*)

$$\mathbf{S}_W = \mathbf{S}_1 + \mathbf{S}_2. \quad (32)$$

O numerador do discriminador pode ser escrito na forma da matriz

$$\mathbf{S}_B = (\boldsymbol{\nu}_1 - \boldsymbol{\nu}_2)(\boldsymbol{\nu}_1 - \boldsymbol{\nu}_2)^t \quad (33)$$

que mede a separação entre as médias das duas classes antes da projeção. Desta forma, o numerado do fator de Fisher 24 pode ser reescrito como

$$(\tilde{\nu}_1 - \tilde{\nu}_2)^2 = (\mathbf{v}^t \boldsymbol{\nu}_1 - \mathbf{v}^t \boldsymbol{\nu}_2)^2 \quad (34)$$

$$= \mathbf{v}^t (\boldsymbol{\nu}_1 - \boldsymbol{\nu}_2)(\boldsymbol{\nu}_1 - \boldsymbol{\nu}_2)^t \mathbf{v} \quad (35)$$

$$= \mathbf{v}^t \mathbf{S}_B \mathbf{v}. \quad (36)$$

Assim, o discriminador de Fisher pode ser escrito como

$$J(\mathbf{v}) = \frac{\mathbf{v}^t \mathbf{S}_B \mathbf{v}}{\mathbf{v}^t \mathbf{S}_W \mathbf{v}}. \quad (37)$$

O valor mínimo de J acontece quando a derivada em relação \mathbf{v} é zero conforme

$$\frac{d}{d\mathbf{v}} J(\mathbf{v}) = \frac{\left(\frac{d}{d\mathbf{v}} \mathbf{v}^t \mathbf{S}_B \mathbf{v}\right) \mathbf{v}^t \mathbf{S}_W \mathbf{v} - \left(\frac{d}{d\mathbf{v}} \mathbf{v}^t \mathbf{S}_W \mathbf{v}\right) \mathbf{v}^t \mathbf{S}_B \mathbf{v}}{(\mathbf{v}^t \mathbf{S}_W \mathbf{v})^2} \quad (38)$$

$$= \frac{(2\mathbf{S}_B \mathbf{v}) \mathbf{v}^t \mathbf{S}_W \mathbf{v} - (2\mathbf{S}_W \mathbf{v}) \mathbf{v}^t \mathbf{S}_B \mathbf{v}}{(\mathbf{v}^t \mathbf{S}_W \mathbf{v})^2} = 0. \quad (39)$$

O numerador dever ser necessariamente zero

$$(2\mathbf{S}_B \mathbf{v}) \mathbf{v}^t \mathbf{S}_W \mathbf{v} - (2\mathbf{S}_W \mathbf{v}) \mathbf{v}^t \mathbf{S}_B \mathbf{v} = 0. \quad (40)$$

Reescrevendo a equação a cima chegamos numa equação de autovalores

$$\mathbf{S}_B \mathbf{v} = \lambda \mathbf{S}_W \mathbf{v} \quad (41)$$

com

$$\lambda = \frac{\mathbf{v}^t \mathbf{S}_B \mathbf{v}}{\mathbf{v}^t \mathbf{S}_W \mathbf{v}}. \quad (42)$$

Se a matriz \mathbf{S}_W tem inversa, escrevemos a equação de autovalores como

$$\mathbf{S}_W^{-1} \mathbf{S}_B \mathbf{v} = \lambda \mathbf{v}. \quad (43)$$

A matriz \mathbf{S}_B aplicada a qualquer vetor \mathbf{X} aponta sempre para a mesma direção que $\boldsymbol{\nu}_1 - \boldsymbol{\nu}_2$. Logo,

$$\mathbf{S}_B \mathbf{X} = (\boldsymbol{\nu}_1 - \boldsymbol{\nu}_2)(\boldsymbol{\nu}_1 - \boldsymbol{\nu}_2)^t \mathbf{X} = \alpha(\boldsymbol{\nu}_1 - \boldsymbol{\nu}_2). \quad (44)$$

Com isto,

$$\mathbf{S}_W^{-1} \mathbf{S}_B \mathbf{v} = \mathbf{S}_W^{-1} [\alpha(\boldsymbol{\nu}_1 - \boldsymbol{\nu}_2)] = \alpha[\mathbf{S}_W^{-1}(\boldsymbol{\nu}_1 - \boldsymbol{\nu}_2)], \quad (45)$$

o que identifica

$$\mathbf{v} = \mathbf{S}_W^{-1}(\boldsymbol{\nu}_1 - \boldsymbol{\nu}_2). \quad (46)$$

Dado um conjunto de amostras, é possível derivar a direção de melhor projeção com a inversa da matriz \mathbf{S}_W . Nota-se que a direção de \mathbf{v} independe do local no plano d -dimensional, pois o que importa é a projeção dos dados nesta reta.

Na análise de discriminação linear Fisher usamos a biblioteca TMVA [10] integrado ao sistema Root[103]. Nesta biblioteca, define-se o coeficiente de Fisher, F_k dado por

$$F_k = \frac{\sqrt{N_S N_B}}{N_S + N_B} \sum_{l=1}^{n_{var}} W^{-1}(\bar{x}_{S,l} - \bar{x}_{B,l}), \quad (47)$$

onde $k(l)$ é o número de variáveis (d -dimensional), “S” é a classe *signal*, “B” *Background* e $N_{S(B)}$ é o número de eventos na fase de treinamento do discriminador. Note que $W^{-1} = S_W^{-1}$. O valor de projeção do i -ésimo evento na reta $y_{Fi}(i)$ é então

$$y_{Fi}(i) = F_0 + \sum_{k=1}^{n_{var}} F_k x_k, \quad (48)$$

ou seja, $\mathbf{v}^t \mathbf{X}_i$. O fator F_0 é definido de tal forma a tornar o ponto zero na reta de projeção como o ponto médio dos picos das distribuições projetadas.

A.7 Distribuições dos Erros relativos

Nesta seção, apresentamos os resultados das distribuições de erro relativo da estimativa da fração reconstruída de fótons. A Figura 2 apresenta em (a) distribuição com o fator de qualidade Q e em (b) discriminador de Fisher, energia $\log(E/eV)=18.6$. As Figuras 3, 4 e

5 resultados respectivamente para $\log(E/eV)=19.0$, $\log(E/eV)=20.0$ e $\log(E/eV) > 19.0$. Os três primeiros valores na caixa de cada distribuição mostra o número de amostras analisadas, a média e o desvio padrão(RMS). Os outros três valores indicam parâmetros de ajuste da gaussiana aos dados, constante, média e largura.

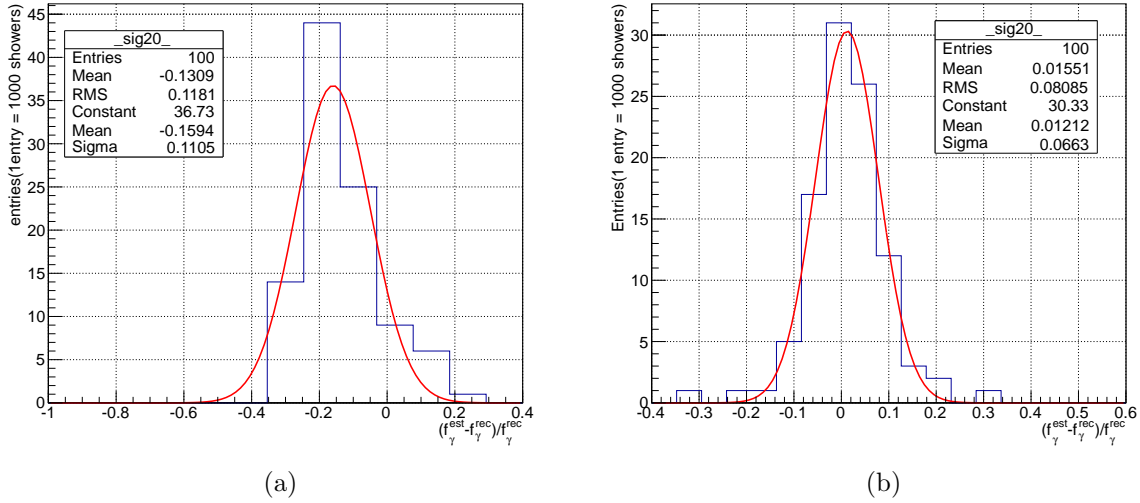


Figura 2: Resultados para $\log(E/eV)=18.6$: (a) Fator Q e (b) discriminador linear de Fisher.

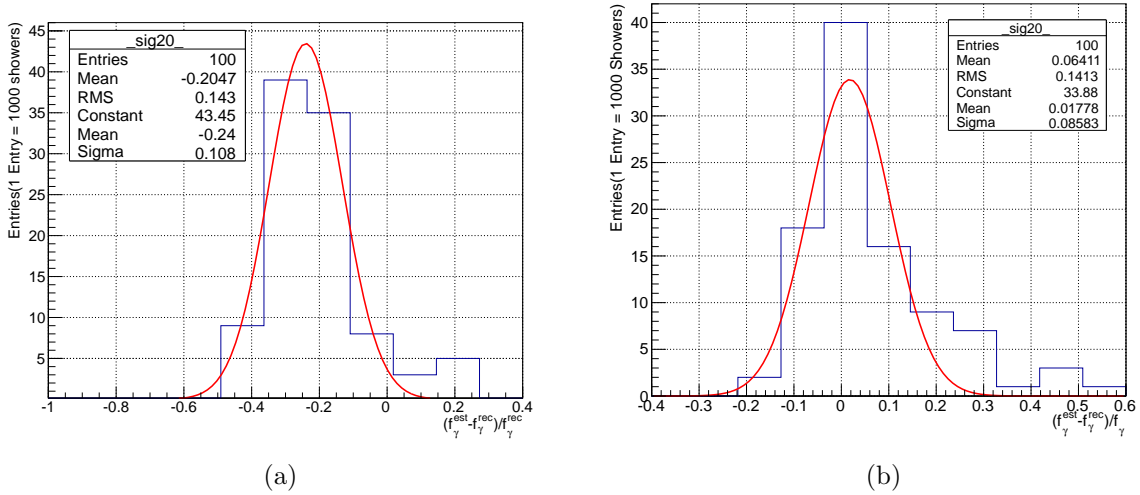
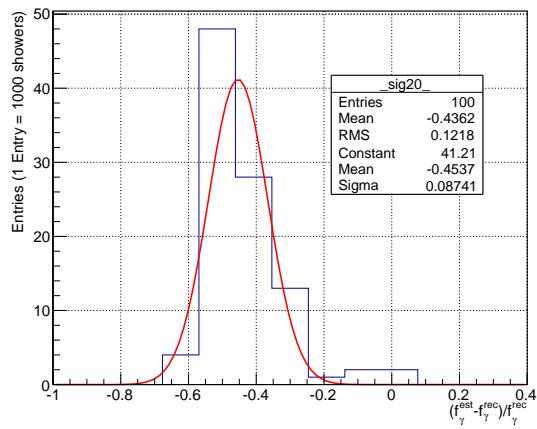
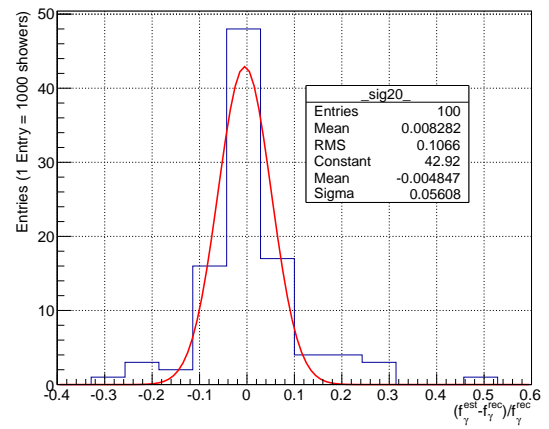


Figura 3: Resultados para $\log(E/eV)=19.0$: (a) Fator Q e (b) discriminador linear de Fisher.

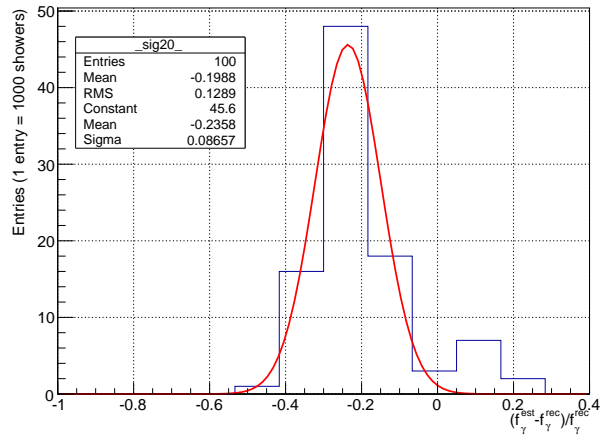


(a)

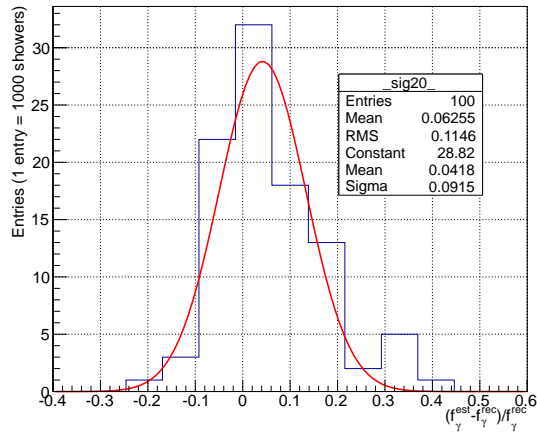


(b)

Figura 4: Resultados para $\log(E/eV)=20.0$: (a) Fator Q e (b) discriminador linear de Fisher.



(a)



(b)

Figura 5: Resultados para $\log(E/eV) > 19.0$ índice espectral 2.7: (a) Fator Q e (b) discriminador linear de Fisher.