



UNIVERSIDADE FEDERAL DO ABC  
CENTRO DE CIÊNCIAS NATURAIS E HUMANAS  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

**ESTUDO DAS MEDIDAS DA COMPONENTE DE  
FLUORESCÊNCIA DE RAIOS CÓSMICOS DE  
ULTRA-ALTA ENERGIA NA DETERMINAÇÃO  
DE PARÂMETROS DOS CHUVEIROS  
ATMOSFÉRICOS EXTENSOS**

Milton Sebastião Azevedo Barbosa Leão

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

Orientador: Marcelo Augusto Leigui de Oliveira

Santo André, São Paulo, Brasil  
Abril de 2009

# **Livros Grátis**

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.

**ESTUDO DAS MEDIDAS DA COMPONENTE DE  
FLUORESCÊNCIA DE RAIOS CÓSMICOS DE ULTRA-ALTA  
ENERGIA NA DETERMINAÇÃO DE PARÂMETROS DOS  
CHUVEIROS ATMOSFÉRICOS EXTENSOS**

**por**

**Milton Sebastião Azevedo Barbosa Leão**

Dissertação apresentada ao curso de Mestrado do Programa de Pós-Graduação em Física, Área de Concentração em Física de Partícula e Campos, da Universidade Federal do ABC (UFABC), como requisito parcial para a obtenção do grau de Mestre.

**Orientador: Marcelo Augusto Leigui de Oliveira**

**Santo André, São Paulo, Brasil**

**Abril de 2009**

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA BIBLIOTECA DA UFABC

551.5 Leão, Milton Sebastião Azevedo Barbosa  
LEAe

Estudo das medidas da componente de fluorescência de Raios Cósmicos de Ultra-Alta Energia na determinação de parâmetros dos chuviros atmosféricos extensos / Milton Sebastião Azevedo Barbosa Leão. — Santo André : 2009.

Orientador: Marcelo Augusto Leigui de Oliveira

Dissertação (Mestrado) - Programa de Pós-Graduação em Física de Partícula e Campos, da Universidade Federal do ABC (UFABC).

1. Raios Cósmicos de Ultra-Alta Energia 2. Fluorescência 3. Chuviros atmosféricos extensos I. Oliveira, Marcelo Augusto Leigui de II. Universidade Federal do ABC III. Título



... À memória ao meu irmão Miler

## Agradecimentos

Agradeço a presente participação de meus pais na minha formação acadêmica e cultural e no forte apoio durante todo esse tempo.

Ao Professor Marcelo Augusto Leigui de Oliveira pelos ensinamentos, paciência, amizade e confiança no desenvolvimento deste trabalho.

À minha querida e amada Letícia por todo este tempo comigo e sempre me apoiando e me ajudando em momentos difíceis e bons. Obrigado por tudo bizuga.

Agradeço a todos amigos da pós-graduação, que são vários e talvez por falta de memória não escreva aqui neste espaço, então já peço desculpas: Cesar Enrique (Kike), Jaqueline, Aline, Daniel, Leandro (Paraíba), César Oswaldo, José Albañil, Jonas e Eliade. Em especial aos amigos e colegas Gustavo, Ceará (Ronaldo), Guilherme (Goiano), Luis Ismael e Moises.

Agradecimento a Carlos Toderó pela grande ajuda na finalização deste trabalho.

Agradeço ajuda de Sérgio Barroso, Márcio Muller e Diogo Tridapalli na parte técnica de instalação de software que foram utilizados durante o mestrado.

Tenho que agradecer aos professores que me incentivaram durante o Mestrado.

Agradeço ao professor Dr. Gustavo Dalpian pelo uso do cluster Cromo.

Aos secretários Lumi, Ana, Antônio Freitas e Fujiko por toda ajuda.

Agradeço ao CENAPAD-SP (Centro Nacional de Processamento de Alto Desempenho em São Paulo) pela infra-estrutura concedida para simulações feitas durante minha pesquisa de mestrado.

Agradeço a UFABC pelo apoio financeiro e de infra-estrutura.

# Resumo

Primários da radiação cósmica colidem com núcleos de átomos da alta atmosfera produzindo gerações sucessivas de partículas que se multiplicam numa cascata conhecida como Chuveiro Atmosférico Extenso (CAE). No caminho do chuvaire até a superfície da Terra, em geral moléculas de nitrogênio são excitadas, principalmente pelas partículas carregadas da componente eletromagnética do chuvaire (elétrons e pósitrons). Na desexcitação das moléculas de nitrogênio, luz de fluorescência é emitida isotropicamente com espectro variando na região de 300 a 450 nm.

O estudo da emissão de fluorescência aplicado a CAEs começou na década de 50 com o trabalho de A. E. Grün e E. Schopper [51, 52]. Grandes nomes como B. Brocklehurst [53], G. Davidson e R. O'Neil [55], A. N. Bunner [56, 57], Kakimoto *et al.* [58] e Nagano *et al.* [59, 60] contribuíram significativamente nesta área de pesquisa.

No presente trabalho, foi calculada a emissão de fluorescência para o nitrogênio com base nos trabalhos de Kakimoto *et al.* e Nagano *et al.*, utilizando a energia depositada que foi proposta por Bethe e Bloch na década de 30, e mais recentemente reescrita por W. Leo [40], M. Longair [41] e pelo grupo de raios cósmicos do Forschungszentrum Karlsruhe. Tal grupo desenvolveu um programa para a simulação de CAEs, sendo este utilizado neste trabalho. A partir disto, foram realizadas comparações do número de fótons de fluorescência utilizando uma combinação de equações de energia depositada por caminho percorrido e emissão de fluorescência.

Um estudo para a emissão de radiação Cherenkov foi feita, no número de fótons em função do ângulo do eixo do chuvaire ao telescópio.

Todo este estudo foi aplicado ao Monitor de Radiação Atmosférica, que é um telescópio de fluorescência que está sendo construído na Universidade Federal do ABC.

Palavras-chave: Raios Cósmicos de Ultra-Alta Energia; Fluorescência; Chuveiros atmosféricos extensos

# Abstract

Primaries of cosmic radiation collide with nuclei of atoms in the high atmosphere producing successive generations of particles which are multiplied in a cascade in a Extensive Air Shower (EAS). On the way to the Earth's surface, in general the nitrogen molecules are excited, mainly by charged particles of the electromagnetic shower component (electrons and positrons). In desexcitation of nitrogen molecules, fluorescence light is emitted isotropically with spectrum in the region ranging from 300 to 450 nm.

The study of the fluorescence emission applied to EASs began in the 50's with the work of A. E. Grün and E. Schopper [51, 52]. Great names such as B. Brocklehurst [53], G. Davidson and R. O'Neil [55], A. N. Bunner [56, 57], Kakimoto *et al.* [58] and Nagano *et al.* [59, 60] contributed significantly in this area of research.

In this work we calculate the fluorescence emission of nitrogen based on the work of Kakimoto *et al.* and Nagano *et al.*, using the deposited energy, proposed by Bethe and Bloch in the 30's, and more recently rewritten by W. Leo [40], M. Longair [41] and a the group of the Forschungszentrum Karlsruhe. This group developed a program for the simulation of EASs, used in this work. Then, we compared the number of fluorescence photons using a combination of equations of deposited energy in the path and the fluorescence yield.

A study for the emission of Cherenkov radiation has been made, on the number of photons according to the angle from the shower axis to the telescope.

All this was applied to the Atmospheric Radiation Monitor, which is a fluorescence telescope that is being built at the Universidade Federal do ABC.

Keywords: Ultra high energy cosmic ray; Fluorescence; Extensive Air Shower

# Sumário

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>18</b>
1.1	História . . . . .	18
1.2	Técnicas de Detecção . . . . .	19
1.2.1	Detectores de Superfície . . . . .	21
1.2.2	Detectores de Fluorescência . . . . .	22
1.3	Observatórios de Raios Cósmicos . . . . .	23
1.3.1	Volcano Ranch . . . . .	23
1.3.2	Haverah Park . . . . .	24
1.3.3	Sidney University Giant Air-shower Record (SUGAR) . . . . .	24
1.3.4	Yakutsk . . . . .	25
1.3.5	Fly's Eye . . . . .	25
1.3.6	HiRes . . . . .	26
1.3.7	Akeno Giant Air Shower Array (AGASA) . . . . .	26
1.3.8	Observatório Pierre Auger . . . . .	27
1.4	Fluxo dos Raios Cósmicos . . . . .	30
1.5	Composição Química . . . . .	32
1.6	Astrofísica . . . . .	33
1.6.1	Modelos de Produção . . . . .	34
1.6.2	Propagação . . . . .	35
1.6.3	Anisotropia de Eventos . . . . .	37
<b>2</b>	<b>Cascatas Eletromagnéticas</b>	<b>39</b>
2.1	Teoria de Cascatas Eletromagnéticas . . . . .	41

2.2	Desenvolvimento de um chuveiro eletromagnético . . . . .	45
2.2.1	Desenvolvimento Longitudinal . . . . .	45
2.2.2	Desenvolvimento Lateral . . . . .	45
<b>3</b>	<b>Emissão de Radiações na Atmosfera</b>	<b>49</b>
3.1	Radiação de Fluorescência . . . . .	49
<b>4</b>	<b>Metodologia</b>	<b>60</b>
4.1	Propagação . . . . .	62
4.2	Parametrização da Atmosfera . . . . .	64
4.3	Código CORSIKA . . . . .	66
4.4	Aparato Computacional Utilizado . . . . .	67
<b>5</b>	<b>Número de Fótons de Fluorescência no Eixo do Chuveiro</b>	<b>69</b>
<b>6</b>	<b>Resultados para Incidência de Fótons em Telescópios</b>	<b>77</b>
<b>7</b>	<b>Conclusões</b>	<b>86</b>
	<b>Bibliografia</b>	<b>88</b>
<b>A</b>	<b>Detalhamento de parâmetros relacionados ao depósito de energia, de acordo com Leo</b>	<b>94</b>
<b>B</b>	<b>Tabelas de parametrização da atmosfera</b>	<b>96</b>
<b>C</b>	<b>Paralelismo implícito para o código CORSIKA</b>	<b>99</b>
<b>D</b>	<b>Gráficos de emissão de FIY e números de fótons no eixo do chuveiro</b>	<b>101</b>
<b>E</b>	<b>Radiação Cherenkov</b>	<b>114</b>

# Lista de Figuras

1.1	<i>Figura representando o desenvolvimento de um Chuveiro Atmosférico Extenso na atmosfera. Figura adaptada da referência [13]</i> . . . . .	20
1.2	<i>Representação de um CAE [14].</i> . . . . .	21
1.3	<i>Espectro de emissão do nitrogênio (bandas 2P molecular e 1N do íon <math>N_2^+</math>) [14].</i> . . . . .	22
1.4	<i>Arranjo dos detectores do Volcano Ranch (pontos), mostrando o número de partículas observadas em cada detector, no evento que excedeu <math>10^{19}</math> eV [17].</i> . . . . .	23
1.5	<i>A figura da esquerda mostrando o arranjo de detectores disparado em um evento com energia <math>10^{20}</math> eV observado por Haverah Park. A figura da esquerda mostra em detalhe os detectores de tanques Cherenkov. O asterisco mostra o ponto de impacto do centro de um CAE [17].</i> . . . . .	24
1.6	<i>Arranjo do Observatório Yakutsk, onde os detectores estão mostrando a densidade de partículas para um evento com energia de <math>10^{20}</math> eV [17].</i> . . . . .	25
1.7	<i>Na figura da direita é mostrado o arranjo de detectores (pontos) do AGASA e os círculos são densidade de partículas carregadas passando pelos detectores. Na figura da esquerda é mostrado a distribuição lateral do mesmo evento [17].</i> . . . . .	26
1.8	<i>Mapa do observatório com os 1640 tanques Cherenkov (pontos vermelhos) e os quatro prédios com os 24 telescópios de fluorescência (6 telescópios em cada prédio) [14].</i> . . . . .	28

1.9	A) Foto de um tanque no array e com um telescópio de fluorescência ao fundo. B) Esquema detalhado de um tanque Cherenkov utilizado no OPA [14]. . . . .	29
1.10	A) Um dos espelho do OPA. B) Conjunto de 440 fotomultiplicadoras no foco do espelho e ao fundo anel de lentes corretoras [23] e o filtro ultravioleta [14]. . . . .	30
1.11	Espectro de energia dos raios cósmicos [14]. . . . .	31
1.12	Abundância relativa dos elementos nos raios cósmicos e no sistema solar [24]. . . . .	32
1.13	Diagrama de Hillas: objetos abaixo das linhas diagonais vermelha cheia, vermelha tracejada e verde não são capazes de acelerar prótons de 1 ZeV, 100 EeV e núcleos de Fe de 100 EeV, respectivamente [27]. . . . .	35
1.14	Interação dos prótons com a radiação de fundo resulta num corte de energia, chamado corte GZK [14]. . . . .	36
1.15	Resultado de medidas do espectro de energia dos raios cósmicos para faixa de energia muito alta, maior que $10^{18.4}$ eV, para dois experimentos que utilizam técnica de fluorescência, HiRes e Auger, mostrando que existe um corte no fluxo para o final do espectro [33]. . . . .	37
1.16	Projeção da esfera celeste em coordenadas galácticas. Os círculos pretos representam a direção de chegada dos eventos detectados pelo Observatório Pierre Auger com $E > 57$ EeV. Os asteriscos vermelhos representam as posições dos 472 GNAs com distância da Terra de até 75 Mpc. A linha cheia representa a fronteira do campo de visão do observatório e a linha tracejada o plano supergaláctico. A tonalidade de azul, quanto mais escura, indica regiões de exposição crescente do observatório [34]. . . . .	38
2.1	Representação das componentes de um Chuveiro Atmosférico Extenso [37].	40
2.2	Comparativo da energia depositada por caminho percorrido em função da energia, no nível do mar, usando as diferentes equações (2.2), (2.3) e (2.4).	43



2.3	<i>Curvas da energia depositada por caminho percorrido em função da energia, no nível do mar. As equações (2.2), (2.3), (2.4) fornecem as curvas 1, 2 e 5, respectivamente. Os resultados experimentais descritos nas referências [58, 59, 44] fornecem as curvas 3, 4 e 6, respectivamente. . . . .</i>	44
2.4	<i>Número total de elétrons <math>N(W_0, t)</math> com <math>E \geq 0</math> em função da profundidade [37]. . . . .</i>	46
2.5	<i>Função de distribuição lateral de Greisen [37]. . . . .</i>	47
2.6	<i>Reconstrução do mesmo evento 50 vezes usando diferentes valores do parâmetro <math>\beta</math> e no gráfico interno a dependência do tamanho <math>k</math> com <math>\beta</math> [49]. . . . .</i>	48
2.7	<i>Raio ótimo em função do espaçamento entre os detectores [49]. . . . .</i>	48
3.1	<i>A emissão de fluorescência do nitrogênio, entre 300 e 400 nm, em função da energia, é dada pelos pontos no gráfico. A curva <math>dE/dx</math> é dada pela linha cheia [58]. . . . .</i>	54
3.2	<i>Coefficiente de transmissão para três filtros de bandas estreita e um de banda larga. A linha cheia representa luz que tem uma incidência normal e a linha pontilhada representa luz com uma incidência com <math>10^\circ</math>. As setas indicam a posição das três curvas [58]. . . . .</i>	55
3.3	<i>Espectro de energia de elétrons. Os pontos representam o espectro observado e a linha sólida é o espectro esperado do decaimento <math>\beta</math> do <math>^{90}\text{Y}</math> [59]. . . . .</i>	56
3.4	<i>Eficiência quântica da fotomultiplicadora representada pela linha tracejada e coeficiente de transmissão de filtros de interferência usados no experimento representados pelas curvas de linha cheia. A intensidade relativa de fluorescência a uma pressão de 1000 hPa do nitrogênio molecular são representadas pelas linhas cheias [59]. . . . .</i>	57

3.5	<i>Eficiência quântica da fotomultiplicadora representada pela linha fina e cheia e coeficiente de transmissão de filtros de interferência usados no experimento representados pelas pelas curvas tracejadas. As curvas cheias são coeficientes de transmissão de filtros usados no trabalho anterior [59]. A intensidade relativa de fluorescência a uma pressão de 1000 hPa do nitrogênio molecular são representadas pelas linhas finas cheias na cor vermelha e para nitrogênio ionizado do trabalho de Bunner [57] é mostrado pela linha grossa cheia na cor azul [60]. . . . .</i>	58
4.1	<i>Geometria do chuveiro e da orientação do espelho. . . . .</i>	61
4.2	<i>Caminho da luz de uma fonte de intensidade <math>I_0</math> até um detector, sendo observada com intensidade <math>I</math>. . . . .</i>	63
4.3	<i>Temperaturas médias da atmosfera em função da altitude. . . . .</i>	65
5.1	<i>Média da emissão de fluorescência para 1000 CAEs iniciados por <u>próton</u> em função da altitude utilizando as equações de energia depositada por caminho (2.2), (2.3) e (2.4) e as equações de emissão de fluorescência de Kakimoto et al. (3.6) e Nagano et al. (3.8). . . . .</i>	71
5.2	<i>Média do número de fótons no eixo do chuveiro para 1000 CAEs iniciados por <u>próton</u> em função da profundidade utilizando as equações de energia depositada por caminho (2.2), (2.3) e (2.4) e as equações de emissão de fluorescência de Kakimoto et al. (3.6) e Nagano et al. (3.8). A barra de erro é dada pelo desvio quadrático médio. . . . .</i>	72
5.3	<i>Média da emissão de fluorescência para 1000 CAEs iniciados por <u>próton</u> em função da altitude utilizando as equações de energia depositada por caminho (2.2), (2.3) e (2.4) e as equações de emissão de fluorescência de Kakimoto et al. (3.6) e Nagano et al. (3.8) com fatores de correção da referência [61]. . . . .</i>	73

5.4	<i>Média do número de fótons no eixo do chuveiro para 1000 CAEs iniciados por <u>próton</u> em função da profundidade utilizando as equações de energia depositada por caminho (2.2), (2.3) e (2.4) e as equações de emissão de fluorescência de Kakimoto et al. (3.6) e Nagano et al. (3.8) com fatores de correção da referência [61]. A barra de erro é dada pelo desvio quadrático médio. . . . .</i>	74
5.5	<i>Média da emissão de fluorescência para 1000 CAEs iniciados por <u>próton</u> em função da altitude utilizando as equações de energia depositada por caminho (2.2), (2.3) e (2.4) e as equações de emissão de fluorescência de Kakimoto et al. (3.6) e Nagano et al. (3.8) com apenas o primeiro termo da emissão de fluorescência e o fator de correção da referência [61]. . . .</i>	75
5.6	<i>Média do número de fótons no eixo do chuveiro para 1000 CAEs iniciados por <u>próton</u> em função da profundidade utilizando as equações de energia depositada por caminho (2.2), (2.3) e (2.4) e as equações de emissão de fluorescência de Kakimoto et al. (3.6) e Nagano et al. (3.8) com apenas o primeiro termo da emissão de fluorescência e o fator de correção da referência [61]. A barra de erro é dada pelo desvio quadrático médio. . . .</i>	76
6.1	<i>A) Figura esquemática do MonRAat, onde temos a fotomultiplicadora (FMA), que é ligada a um módulo de alta tensão e a placa de aquisição de dados (AqD) interfaceada a um computador pela porta USB. No foco do espelho haverá filtro de ultravioleta para selecionar o comprimento de onda de interesse. B) Foto da placa de aquisição de dados (AqD). . . . .</i>	78
6.2	<i>Nas figuras acima temos as distribuições para CAEs iniciados por <u>próton</u> para as energias dadas. Nas figuras da esquerda temos as distribuições dos ângulos de elevação do máximo de fótons e uma curva de ajuste de uma gaussiana. Nas figuras do centro temos as distribuições das distâncias de maior aproximação do telescópio. Nas figuras da direita temos as distribuições do número de fótons que chegam ao MonRAat e uma curva de ajuste de uma gaussiana. . . . .</i>	80

6.3	<i>Nas figuras acima temos as distribuições para CAEs iniciados por <u>próton</u> para as energias dadas. Nas figuras da esquerda temos as distribuições dos ângulos de elevação do máximo de fótons e uma curva de ajuste de uma gaussiana. Nas figuras do centro temos as distribuições das distâncias de maior aproximação do telescópio. Nas figuras da direita temos as distribuições do número de fótons que chegam ao MonRAat e uma curva de ajuste de uma gaussiana. . . . .</i>	81
6.4	<i>Nas figuras acima temos as distribuições para CAEs iniciados por <u>carbono</u> para as energias dadas. Nas figuras da esquerda temos as distribuições dos ângulos de elevação do máximo de fótons e uma curva de ajuste de uma gaussiana. Nas figuras do centro temos as distribuições das distâncias de maior aproximação do telescópio. Nas figuras da direita temos as distribuições do número de fótons que chegam ao MonRAat e uma curva de ajuste de uma gaussiana. . . . .</i>	82
6.5	<i>Nas figuras acima temos as distribuições para CAEs iniciados por <u>carbono</u> para as energias dadas. Nas figuras da esquerda temos as distribuições dos ângulos de elevação do máximo de fótons e uma curva de ajuste de uma gaussiana. Nas figuras do centro temos as distribuições das distâncias de maior aproximação do telescópio. Nas figuras da direita temos as distribuições do número de fótons que chegam ao MonRAat e uma curva de ajuste de uma gaussiana. . . . .</i>	83
6.6	<i>Nas figuras acima temos as distribuições para CAEs iniciados por <u>ferro</u> para as energias dadas. Nas figuras da esquerda temos as distribuições dos ângulos de elevação do máximo de fótons e uma curva de ajuste de uma gaussiana. Nas figuras do centro temos as distribuições das distâncias de maior aproximação do telescópio. Nas figuras da direita temos as distribuições do número de fótons que chegam ao MonRAat e uma curva de ajuste de uma gaussiana. . . . .</i>	84

6.7	<i>Nas figuras acima temos as distribuições para CAEs iniciados por <u>ferro</u> para as energias dadas. Nas figuras da esquerda temos as distribuições dos ângulos de elevação do máximo de fótons e uma curva de ajuste de uma gaussiana. Nas figuras do centro temos as distribuições das distâncias de maior aproximação do telescópio. Nas figuras da direita temos as distribuições do número de fótons que chegam ao MonRA e uma curva de ajuste de uma gaussiana.</i> . . . . .	85
D.1	<i>Média da emissão de fluorescência para 1000 CAEs iniciados por <u>carbono</u> em função da altitude utilizando as equações de energia depositada por caminho (2.2), (2.3) e (2.4) e as equações de emissão de fluorescência de Kakimoto et al. (3.6) e Nagano et al. (3.8).</i> . . . . .	102
D.2	<i>Média do número de fótons no eixo do chuveiro para 1000 CAEs iniciados por <u>carbono</u> em função da profundidade utilizando as equações de energia depositada por caminho (2.2), (2.3) e (2.4) e as equações de emissão de fluorescência de Kakimoto et al. (3.6) e Nagano et al. (3.8). A barra de erro é dada pelo desvio quadrático médio.</i> . . . . .	103
D.3	<i>Média da emissão de fluorescência para 1000 CAEs iniciados por <u>ferro</u> em função da altitude utilizando as equações de energia depositada por caminho (2.2), (2.3) e (2.4) e as equações de emissão de fluorescência de Kakimoto et al. (3.6) e Nagano et al. (3.8).</i> . . . . .	104
D.4	<i>Média do número de fótons no eixo do chuveiro para 1000 CAEs iniciados por <u>ferro</u> em função da profundidade utilizando as equações de energia depositada por caminho (2.2), (2.3) e (2.4) e as equações de emissão de fluorescência de Kakimoto et al. (3.6) e Nagano et al. (3.8). A barra de erro é dada pelo desvio quadrático médio.</i> . . . . .	105
D.5	<i>Média da emissão de fluorescência para 1000 CAEs iniciados por <u>carbono</u> em função da altitude utilizando as equações de energia depositada por caminho (2.2), (2.3) e (2.4) e as equações de emissão de fluorescência de Kakimoto et al. (3.6) e Nagano et al. (3.8) com fatores de correção da referência [61].</i> . . . . .	106

D.6	<i>Média do número de fótons no eixo do chuveiro para 1000 CAEs iniciados por <u>carbono</u> em função da profundidade utilizando as equações de energia depositada por caminho (2.2), (2.3) e (2.4) e as equações de emissão de fluorescência de Kakimoto et al. (3.6) e Nagano et al. (3.8) com fatores de correção da referência [61]. A barra de erro é dada pelo desvio quadrático médio.</i>	107
D.7	<i>Média da emissão de fluorescência para 1000 CAEs iniciados por <u>ferro</u> em função da altitude utilizando as equações de energia depositada por caminho (2.2), (2.3) e (2.4) e as equações de emissão de fluorescência de Kakimoto et al. (3.6) e Nagano et al. (3.8) com fatores de correção da referência [61].</i>	108
D.8	<i>Média do número de fótons no eixo do chuveiro para 1000 CAEs iniciados por <u>ferro</u> em função da profundidade utilizando as equações de energia depositada por caminho (2.2), (2.3) e (2.4) e as equações de emissão de fluorescência de Kakimoto et al. (3.6) e Nagano et al. (3.8) com fatores de correção da referência [61]. A barra de erro é dada pelo desvio quadrático médio.</i>	109
D.9	<i>Média da emissão de fluorescência para 1000 CAEs iniciados por <u>carbono</u> em função da altitude utilizando as equações de energia depositada por caminho (2.2), (2.3) e (2.4) e as equações de emissão de fluorescência de Kakimoto et al. (3.6) e Nagano et al. (3.8) com apenas o primeiro termo da emissão de fluorescência e o fator de correção da referência [61].</i>	110
D.10	<i>Média do número de fótons no eixo do chuveiro para 1000 CAEs iniciados por <u>carbono</u> em função da profundidade utilizando as equações de energia depositada por caminho (2.2), (2.3) e (2.4) e as equações de emissão de fluorescência de Kakimoto et al. (3.6) e Nagano et al. (3.8) com apenas o primeiro termo da emissão de fluorescência e o fator de correção da referência [61]. A barra de erro é dada pelo desvio quadrático médio.</i>	111

D.11	<i>Média da emissão de fluorescência para 1000 CAEs iniciados por <u>ferro</u> em função da altitude utilizando as equações de energia depositada por caminho (2.2), (2.3) e (2.4) e as equações de emissão de fluorescência de Kakimoto et al. (3.6) e Nagano et al. (3.8) com apenas o primeiro termo da emissão de fluorescência e o fator de correção da referência [61]. . . . .</i>	112
D.12	<i>Média do número de fótons no eixo do chuveiro para 1000 CAEs iniciados por <u>ferro</u> em função da profundidade utilizando as equações de energia depositada por caminho (2.2), (2.3) e (2.4) e as equações de emissão de fluorescência de Kakimoto et al. (3.6) e Nagano et al. (3.8) com apenas o primeiro termo da emissão de fluorescência e o fator de correção da referência [61]. A barra de erro é dada pelo desvio quadrático médio. . . . .</i>	113
E.1	<i>Ilustração da emissão de luz Cherenkov via construção de Huygens [73] . . .</i>	115
E.2	<i>À esquerda temos o valor do índice de refração e à direita sua variação relativa percentual ao longo da atmosfera em função da pressão (760 a 270 mmHg) e do comprimento de onda (300 a 400 nm) onde temos uma maior emissão de fluorescência. . . . .</i>	117
E.3	<i>À esquerda temos o valor da permissividade elétrica e à direita sua variação relativa percentual ao longo da atmosfera em função da pressão (760 a 270 mmHg) e do comprimento de onda (300 a 400 nm) onde temos uma maior emissão de fluorescência. . . . .</i>	118
E.4	<i>Distribuição de número de fótons Cherenkov em função do ângulo no nível do mar. . . . .</i>	120
E.5	<i>Figura para o cálculo da probabilidade de fótons Cherenkov caírem no telescópio. . . . .</i>	120
E.6	<i>Número de fótons de fluorescência e Cherenkov direto que chegaram ao telescópio MonRAt, iniciado por próton e com energia <math>10^{19}</math> eV, simulado pelo CORSIKA [68]. . . . .</i>	121

# Lista de Tabelas

2.1	<i>Comprimento de radiação de algumas substâncias típicas [37]. . . . .</i>	42
3.1	<i>Fluorescência de raios cósmicos em altitudes baixas obtidas por Bunner [57] para faixa de 300 a 420 nm de comprimento de onda. . . . .</i>	53
4.1	<i>Composição da atmosfera ao nível do mar [66]. . . . .</i>	64
4.2	<i>Parâmetros da atmosfera padrão nos EUA [67]. . . . .</i>	66
4.3	<i>Tempo utilizado para simulação de 200 CAEs nas máquinas Bachianas, Cromo e processadores do CENAPAD. . . . .</i>	68
A.1	<i>Constantes típicas da correção de densidade [43]. . . . .</i>	95
C.1	<i>Tempo utilizado para simulação de 200 CAEs na máquina Bachianas sem paralelismo e com paralelismo. . . . .</i>	100



# Capítulo 1

## Introdução

### 1.1 História

A física nuclear e a física de partículas elementares são áreas de grande importância da ciência atualmente. São os ramos da física que estudam os constituintes fundamentais da matéria e suas interações. A física de altas energias é formada por essas duas áreas e recebe essa denominação devido ao fato de que muitas partículas e interações são observadas somente em aceleradores de partículas ou em raios cósmicos.

Técnicas da física nuclear têm importantes aplicações em diversas áreas, incluindo física atômica, física da matéria condensada, química, biologia e várias engenharias. Experimentos laboratoriais em física nuclear têm sido utilizados na compreensão de uma vasta gama de fenômenos que vão das interações dos quarks à evolução do universo, imediatamente após o Big Bang e na astrofísica atual.

Em 1900 Max Planck consolidou a teoria da radiação do corpo negro [1]. Em 1905 Albert Einstein explica o efeito fotoelétrico (utilizando a hipótese de Planck) e desenvolve a teoria da relatividade especial [2]. Em 1910 Theodor Wulf, jesuíta francês, subiu na Torre Eiffel e para sua surpresa percebeu que o eletroscópio descarregava numa taxa menor, mas ainda maior do que se esperava [3]. Em 1911 Rutherford, Geiger e Marsden, através do bombardeamento de partículas alfa numa folha fina de ouro, demonstraram a existência do núcleo atômico, marcando o nascimento da física nuclear [4, 5]. Em 1912 Victor Hess, físico austríaco, considerado pai dos raios cósmicos, subiu em um balão

aproximadamente a 5 mil metros de altitude - sem nenhuma cabine de pressurização - e levou um eletroscópio para medir a passagem de partículas carregadas e percebeu que a razão de descargas, na realidade, aumentava a partir de 600 *m* de altitude, propondo que essas partículas vinham do espaço[6]. Em 1913, Bohr desenvolve seu modelo atômico [7] e durante a década de 1920 temos o desenvolvimento formal da mecânica quântica por de Broglie, Schrödinger, Heisenberg, Dirac entre outros. Com a descoberta do nêutron por Chadwick [8] e da antimatéria por Anderson [9], ambos em 1932, dos múons por Street e Stevenson em 1937, com a hipótese do méson de Yukawa em 1947 [10] e sua confirmação por Powell, Lattes e Occhialini em 1948 e a hipótese do neutrino de Pauli em 1931 [11], ficou evidenciada a existência de um nível mais fundamental que o núcleo, marcando o nascimento da física de partículas elementares.

Uma grande descoberta viria em 1938, através de Pierre Auger [12], físico francês, que posicionou detectores de partículas, separados por vários metros, nos Alpes Franceses, e percebeu que os detectores disparavam ao mesmo tempo. Então supôs que havia ocorrido uma “chuva” de partículas se estendendo por todo o arranjo experimental disparando simultaneamente os detectores. Pierre Auger descobriu os Chuveiros Atmosféricos Extensos (CAEs) estimando a energia do primário na ordem de  $10^{15} eV$ , uma energia muito maior que qualquer outra conhecida na época.

## 1.2 Técnicas de Detecção

Para energias menores que  $10^{14} eV$ , vide figura 1.11, o fluxo de raios cósmicos é alto o suficiente para que as partículas primárias sejam detectadas diretamente por balões e satélites. Acima dessa energia, o fluxo é baixo e há a necessidade de se construir grandes arranjos no solo, aumentando a taxa de eventos coletados. Na figura 1.1 representa-se um CAE em todo seu desenvolvimento na atmosfera, onde temos exemplos de alguns experimentos, como o da Torre Eiffel (por Wulf), o vôo de Hess em um balão, entre outros. Para uma melhor visualização a altitude está dada em escala logarítmica.

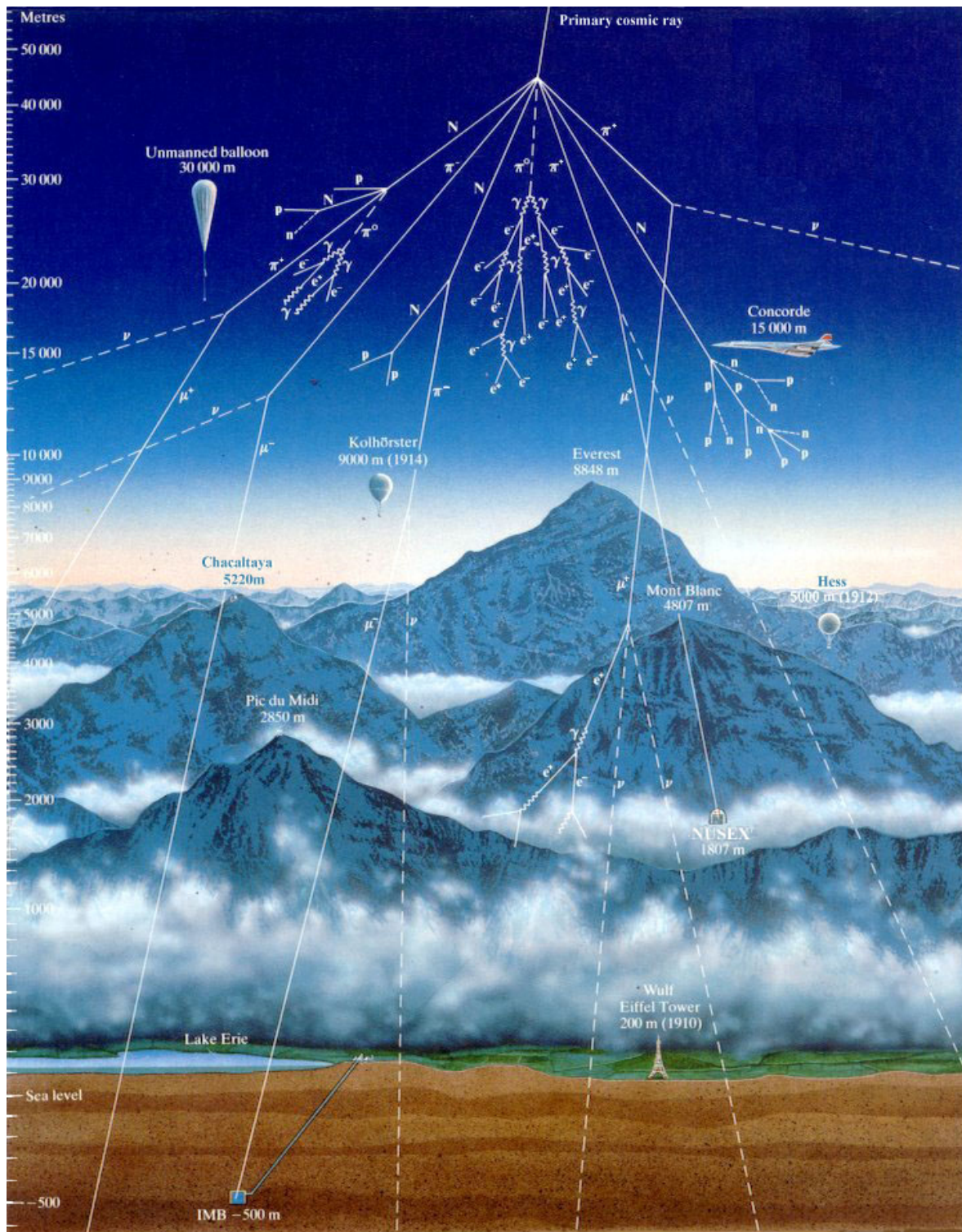


Figura 1.1: Figura representando o desenvolvimento de um Chuveiro Atmosférico Extenso na atmosfera. Figura adaptada da referência [13]

### 1.2.1 Detectores de Superfície

Um Chuveiro Atmosférico Extenso produz um grande número de partículas, que viajam a uma velocidade muito próxima à velocidade da luz, espalhadas por uma grande área, formando um “disco” fino no centro e com bordas grossas, com a frente levemente abaolada, que pode ter quilômetros de diâmetro, vide figura 1.2. Ao passarem por detectores na superfície deixam um rastro de radiação Cherenkov que é captado por fotomultiplicadoras e convertido em sinal.

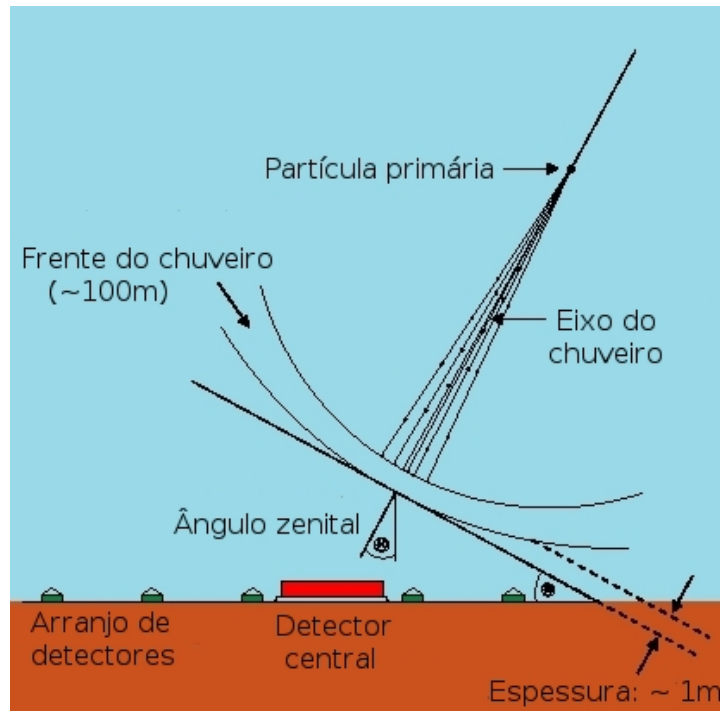


Figura 1.2: Representação de um CAE [14].

A direção do Chuveiro Atmosférico Extenso, e por consequência do primário, é estimada a partir dos tempos em que os detectores são disparados e da quantidade de sinal registrado pelo tanque. Pode-se ainda determinar a densidade de sinal em função da distância ao eixo do chuveiro, que pode ser descrita através de uma função denominada função distribuição lateral.

### 1.2.2 Detectores de Fluorescência

Durante a propagação pela atmosfera, as interações das partículas carregadas (principalmente elétrons) com as moléculas de nitrogênio darão origem à luz de fluorescência, emitida isotropicamente. Assim, medindo-se a intensidade de luz em função da altitude, é gerado o perfil longitudinal do CAE. O espectro de emissão de fluorescência é mostrada na figura 1.3, na faixa do ultravioleta próximo, de 300 a 450 nm, a área hachureada corresponde a cerca de 83% do total de emissão de fluorescência para o nitrogênio.

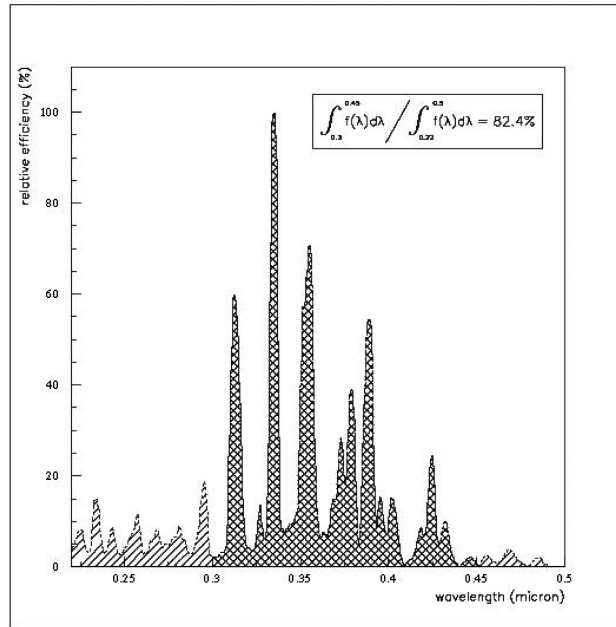


Figura 1.3: *Espectro de emissão do nitrogênio (bandas 2P molecular e 1N do íon  $N_2^+$ ) [14].*

A emissão da luz de fluorescência deve ser bem conhecida e parametrizada com as condições da atmosfera como pressão, temperatura e umidade relativa até altitudes de algumas dezenas de quilômetros. A emissão de fluorescência foi medida pela colaboração AirFIY [15] em função da pressão induzida por elétrons. Os autores estimam em 1% a incerteza sistemática na medida da energia do primário devido à dependência da pressão na emissão de fluorescência.

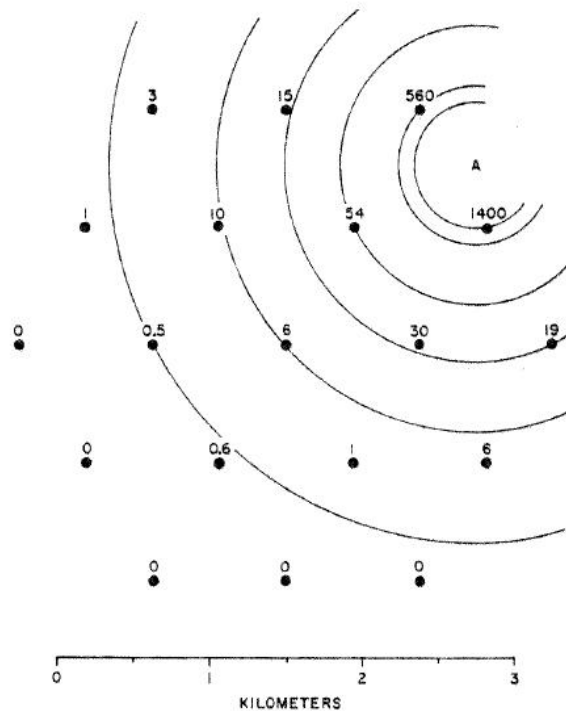


Figura 1.4: Arranjo dos detectores do Volcano Ranch (pontos), mostrando o número de partículas observadas em cada detector, no evento que excedeu  $10^{19}$  eV [17].

## 1.3 Observatórios de Raios Cósmicos

Anos depois da constatação do físico Pierre Auger, em 1938, alguns experimentos foram montados para estudar e responder diversas perguntas em aberto, por exemplo, de onde essas partículas veem? Como são aceleradas a uma energia tão elevada? O que acontece durante a propagação? A seguir detalharemos os experimentos mais importantes para as pesquisas na área .

### 1.3.1 Volcano Ranch

Primeiro dos grandes conjuntos de detectores, construído em 1959, por Linsley, Scarsi e Rossi, em Novo México, EUA, foi o Volcano Ranch. Possuía uma área de  $8.1 \text{ km}^2$ , com 19 cintiladores plásticos de  $3.3 \text{ m}^2$  cada um e foi responsável pela medida do primeiro evento com energia de  $10^{19}$  eV da história [16], vide figura 1.4.

### 1.3.2 Haverah Park

Haverah Park foi um experimento que funcionou com tanques Cherenkov, utilizando uma área de  $12 \text{ km}^2$ . Funcionou durante vinte anos e deixou de operar em 1987, sendo coordenado pela Universidade de Leeds, North Yorksire, Inglaterra. Os tanques eram distribuídos com um conjunto, central, de quatro detectores espaçados com uma distância de  $500 \text{ m}$  e seis subconjuntos espaçados com uma distância de  $50 \text{ m}$  [18], vide figura 1.5.

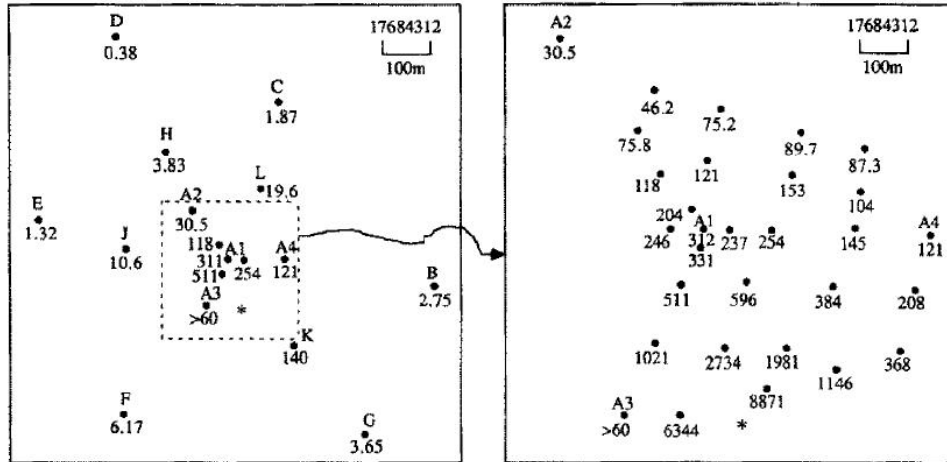


Figura 1.5: A figura da esquerda mostrada o arranjo de detectores disparado em um evento com energia  $10^{20} \text{ eV}$  observado por Haverah Park. A figura da esquerda mostra em detalhe os detectores de tanques Cherenkov. O asterisco mostra o ponto de impacto do centro de um CAE [17].

### 1.3.3 Sidney University Giant Air-shower Record (SUGAR)

SUGAR foi um experimento que funcionou durante o período 1968 à 1979, coordenado pela Universidade de Sydney. Construído em Narrabri, na província de Nova Gales do Sul, Austrália, consistia em um conjunto de 54 estações espalhadas por uma área de aproximadamente de  $60 \text{ km}^2$ . O experimento [19] era composto de 47 estações, a  $250 \text{ m}$  acima do nível do mar, com  $6 \text{ m}^2$  de área de tanques contendo cintilador líquido. Cada estação era separada por uma distância de  $50 \text{ m}$ , enterradas  $1.5 \text{ m}$  no solo e cada estação tinha sua própria fonte de energia (gás).

Recentemente houve uma nova análise de dados [20] e seus resultados são compatíveis

com outros experimentos.

### 1.3.4 Yakutsk

Observatório localizado na Sibéria, Rússia, cobrindo uma área de  $18 \text{ km}^2$  e tendo três conjuntos de detectores. O primeiro conjunto, numa área de  $0.026 \text{ km}^2$ , usa detectores de cintiladores plásticos de  $19 \times 0.25 \text{ m}^2$ , sendo cercado pelo segundo conjunto de detectores similares de  $43 \times 2 \text{ m}^2$  de área, com espaçamento de  $500 \text{ m}$ , cobrindo uma área de  $10 \text{ km}^2$ . Em volta do segundo conjunto, há o terceiro, usando detectores de cintilação de  $17 \times 2 \text{ m}^2$  espaçados em  $1 \text{ km}$  cada. Detectores de múons com limiar de  $0.5 \text{ GeV}$  estão dispostos a um raio de  $1 \text{ km}$ . O experimento também possui 35 detectores de luz Cherenkov, fornecendo informação sobre o perfil longitudinal, úteis para a calibração das medidas da energia [21].

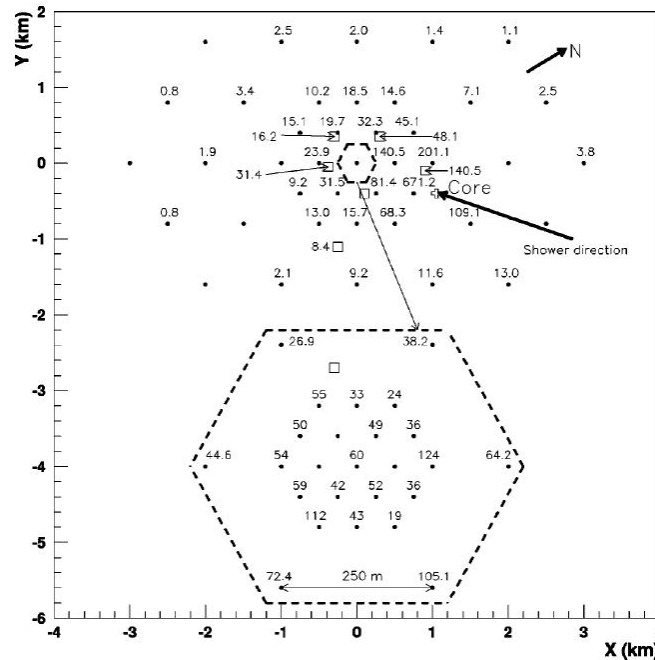


Figura 1.6: Arranjo do Observatório Yakutsk, onde os detectores estão mostrando a densidade de partículas para um evento com energia de  $10^{20} \text{ eV}$  [17].

### 1.3.5 Fly's Eye

Primeiro observatório bem sucedido usando a técnica de fluorescência foi o Fly's Eye. Instalado em Utah, EUA, operou de 1981 até 1992.



O observatório foi constituído de dois telescópios separados por uma distância de  $3.4\text{ km}$ . O Fly's Eye I era constituído de 880 fotomultiplicadoras distribuídas por 67 espelhos com  $1.6\text{ m}$  de diâmetro. Cada espelho possuía 12 a 14 fotomultiplicadoras observando  $5.5^\circ$  de área hexagonal do céu. O telescópio Fly's Eye II consistia em 36 espelhos e 464 fotomultiplicadoras no foco [22].

### 1.3.6 HiRes

O experimento Fly's Eye foi substituído pelo HiRes (High Resolution Fly's Eye), em 1998, com objetivo de aumentar a sensibilidade da coleta de eventos. Ele possui fotomultiplicadoras com uma abertura de  $1^\circ$  de área no céu, espelhos com  $2\text{ m}$  de diâmetro e sua sensibilidade de coleta de um evento foi aumentada de  $20\text{ km}$ , quando era Fly's Eye, para mais de  $30\text{ km}$ .

### 1.3.7 Akeno Giant Air Shower Array (AGASA)

O maior arranjo de detectores construído antes do Observatório Pierre Auger, cobrindo uma área de  $100\text{ km}^2$  em Akeno, no Japão. constitia em 111 detectores com cintiladores de  $2.2\text{ m}^2$  de área cada, com uma separação de  $1\text{ km}$ . Entre os detectores de cintiladores foram colocados detectores de múons. Vide figura 1.7

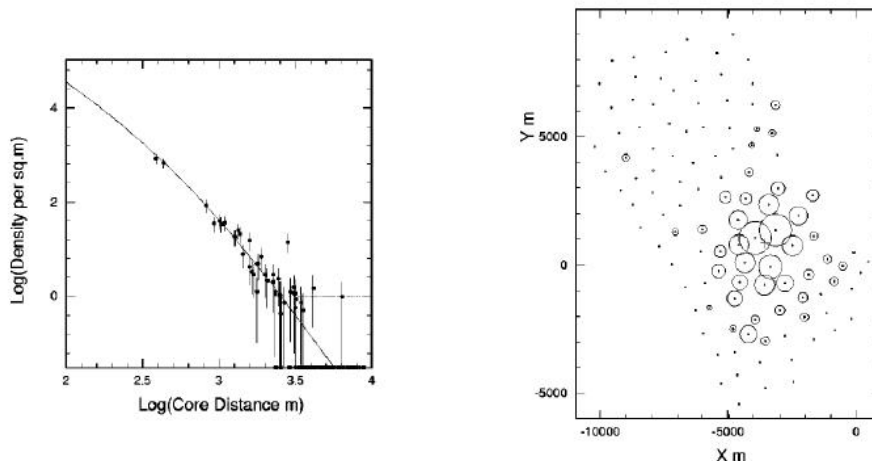


Figura 1.7: Na figura da direita é mostrado o arranjo de detectores (pontos) do AGASA e os círculos são densidade de partículas carregadas passando pelos detectores. Na figura da esquerda é mostrado a distribuição lateral do mesmo evento [17].

O Akeno iniciou suas operações em 1979 com uma pequena área de coleção e somente em 1990 atingiu sua área completa. Durante esse tempo fez medidas importantes para o espectro de energia e seção de choque inelástico próton-ar.

### 1.3.8 Observatório Pierre Auger

O Observatório Pierre Auger (OPA) foi idealizado em 1992, a ser constituído de dois sítios, um em Malargüe-Argentina, concluído em 2008 (sítio sul) e outro nos Estados Unidos, a ser contruído no estado do Colorado (sítio norte). Tais sítios foram escolhidos de modo a se ter boas condições atmosféricas, ou seja, clima estáveis para detecção da luz de fluorescência dos CAEs. Possuem clima desértico e são afastados de grandes cidades. Além disso a latitude é apropriada para se poder cobrir com eficiência porções importantes do céu e ainda grandes áreas para se dispor o arranjo de detectores de superfície.

Este observário se destaca por ser o maior já construído e por ser projetado desde o início para utilizar as duas técnicas de detecção, superfície e fluorescência, simultaneamente para estudar radiação cósmica.

No sítio sul, ver figura 1.8, temos 1640 tanques Cherenkov instalados, formando o Detector de Superfície (DS), cobrindo uma área de  $3000 \text{ km}^2$ , com separação típica de  $1.5 \text{ km}$  um do outro e 4 prédios com 24 telescópios de fluorescência apontando para dentro do arranjo, formando o Detector de Fluorescência (DF).

Cada tanque Cherenkov do DS do OPA tem uma altura total de  $1.6 \text{ m}$ , um diâmetro de  $3.6 \text{ m}$ , uma área do topo de  $10 \text{ m}^2$  e uma espessura das paredes de cerca de  $13 \text{ mm}$  e três fotomultiplicadoras no topo voltadas para o interior do tanque (ver figura 1.9). Do total de 1640 tanques, mais da metade foi fabricada no Brasil. Dentro, há um saco plástico, chamado “liner”, com uma espessura de poucos milímetros, preto por fora, mas com um material chamado tyvek<sup>1</sup> que reflete a luz difusamente por dentro. É preenchido com água deionizada à uma altura de  $1.2 \text{ m}$ . A luz Cherenkov é coletada por 3 fotomultiplicadoras de 8 polegadas, num ângulo de  $120^\circ$  entre si, viradas para baixo no volume do tanque. Cada tanque tem sua energia elétrica fornecida por baterias, que é responsável por alimentar a

---

<sup>1</sup>Marca registrada da DuPont.

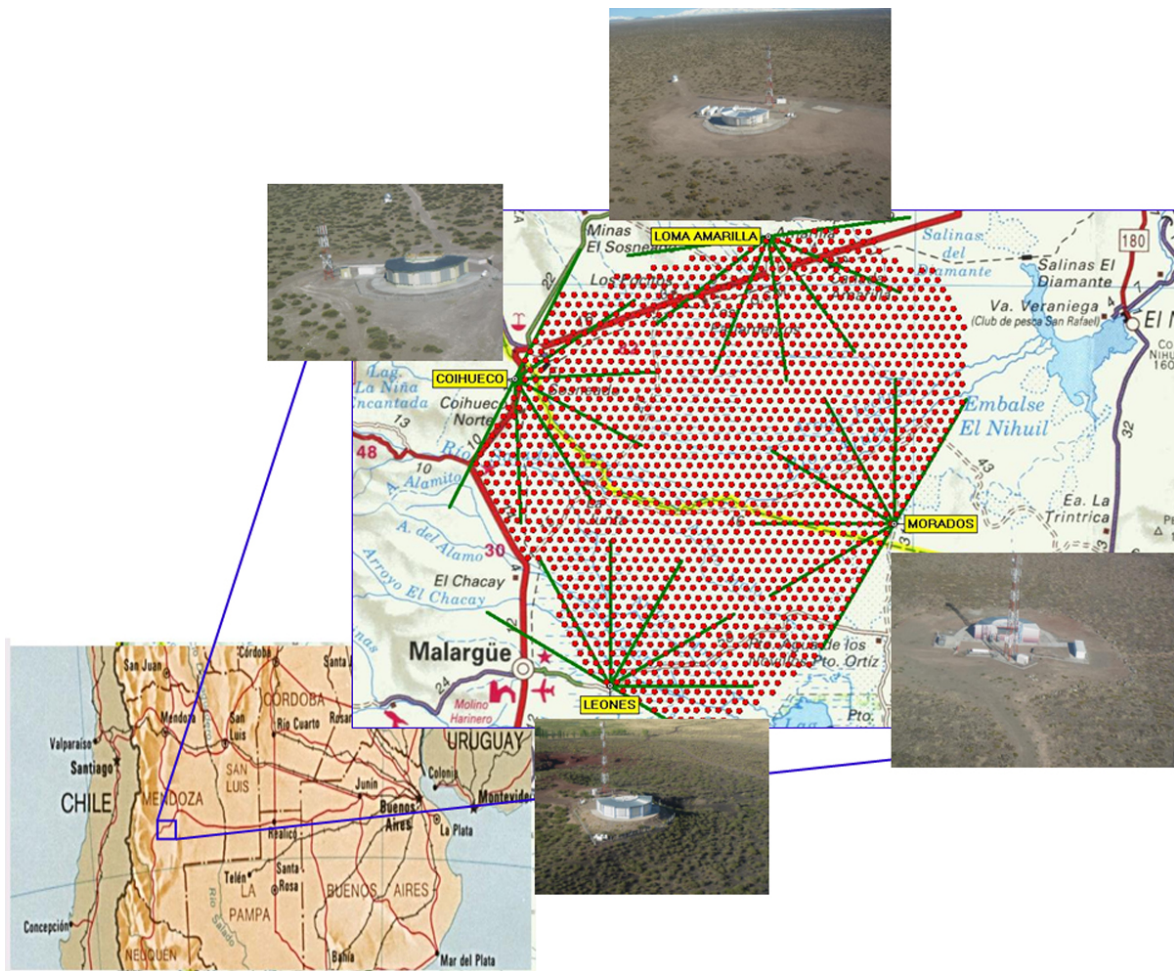


Figura 1.8: Mapa do observatório com os 1640 tanques Cherenkov (pontos vermelhos) e os quatro prédios com os 24 telescópios de fluorescência (6 telescópios em cada prédio) [14].

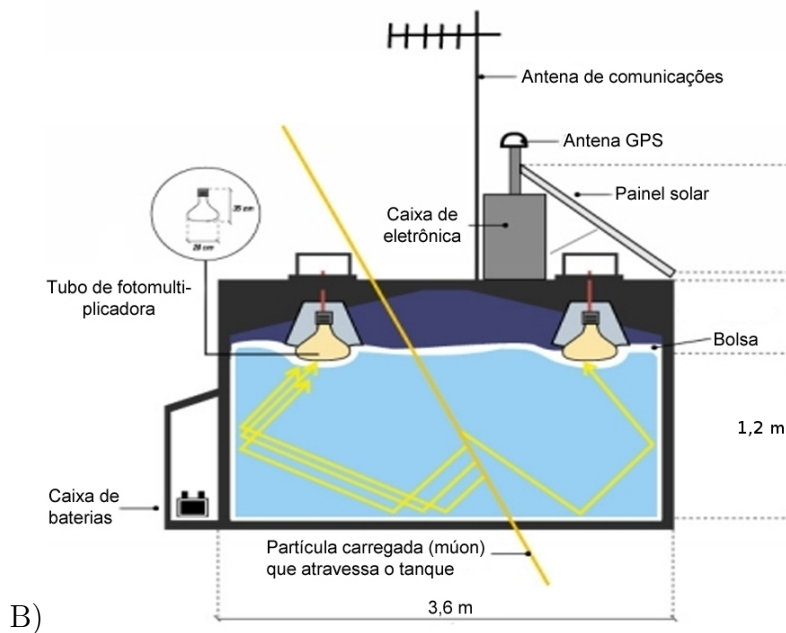
eletrônica do tanque (GPS<sup>2</sup>, antena de comunicação para transmitir os dados coletados e fotomultiplicadora) durante a noite e por painéis solares durante o dia. As baterias são recarregadas por meio de placas solares, que ficam numa posição para maior tempo de incidência solar nelas.

Partículas carregadas provenientes do chuveiro, ao passarem pela água, produzem radiação por efeito Cherenkov. As fotomultiplicadoras captam os fótons, gerando um sinal dependente do tempo, o qual é digitalizado. Um sistema de *trigger* seleciona o sinal para ser gravado ou descartado.

<sup>2</sup>Sigla referente a Global Positioning System.



A)



B)

Figura 1.9: A) Foto de um tanque no array e com um telescópio de fluorescência ao fundo. B) Esquema detalhado de um tanque Cherenkov utilizado no OPA [14].

Com os tanques é possível medir a densidade de sinal de partículas no solo, que é um item básico para a reconstrução do CAE.

A parede externa deverá resistir à intempéries por aproximadamente 20 anos e foi escolhido numa cor que minimizasse o impacto ambiental.

O revestimento interno do liner deve ser branco e bom difusor de luz na faixa de comprimento de onda adequada, além de ter boa durabilidade. Desse modo, pode-se otimizar a coleta de luz Cherenkov das partículas carregadas.

O DF no OPA é o conjunto de 4 prédios (ou “olhos”), na borda do arranjo, cada um composto por 6 telescópios (ver figura 1.8). Cada telescópio cobre uma região de  $30 \times 30^\circ$

e contêm uma matriz de  $22 \times 20$  fotomultiplicadoras colocadas no foco do espelho (ver figura 1.10). Um conjunto de 6 telescópios devidamente alinhados, comporá um olho, com cada fotomultiplicadora cobrindo uma região de  $1.5^\circ \times 1.5^\circ$ .

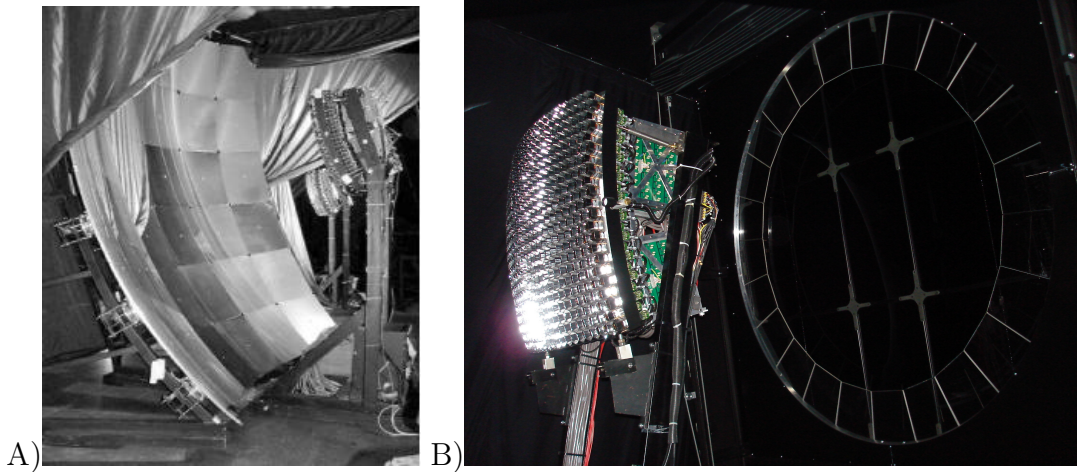


Figura 1.10: A) Um dos espelho do OPA. B) Conjunto de 440 fotomultiplicadoras no foco do espelho e ao fundo anel de lentes corretoras [23] e o filtro ultravioleta [14].

Um olho é, portanto, um sistema óptico de grande abertura angular, pois seus componentes permitem a observação de uma região de elevação de  $2^\circ$  a  $32^\circ$  e azimute de 0 a  $180^\circ$ . O DF, pelas características expostas, permite observar o desenvolvimento do CAE de qualquer inclinação (de zero graus de zênite até praticamente horizontais) a distâncias de até 40 km.

O OPA oferece a oportunidade, operando em conjunto DS e DF, de fornecer informações sobre CAEs iniciados por diferentes primários, verificando-se assim a composição química.

## 1.4 Fluxo dos Raios Cósmicos

Na Figura 1.11 temos o fluxo de partículas no topo da atmosfera em função da energia. Esse fluxo segue um comportamento descrito por uma lei de potência na forma:

$$\frac{d\Phi}{dE} = \Phi_0 E^{-\gamma} \quad (1.1)$$

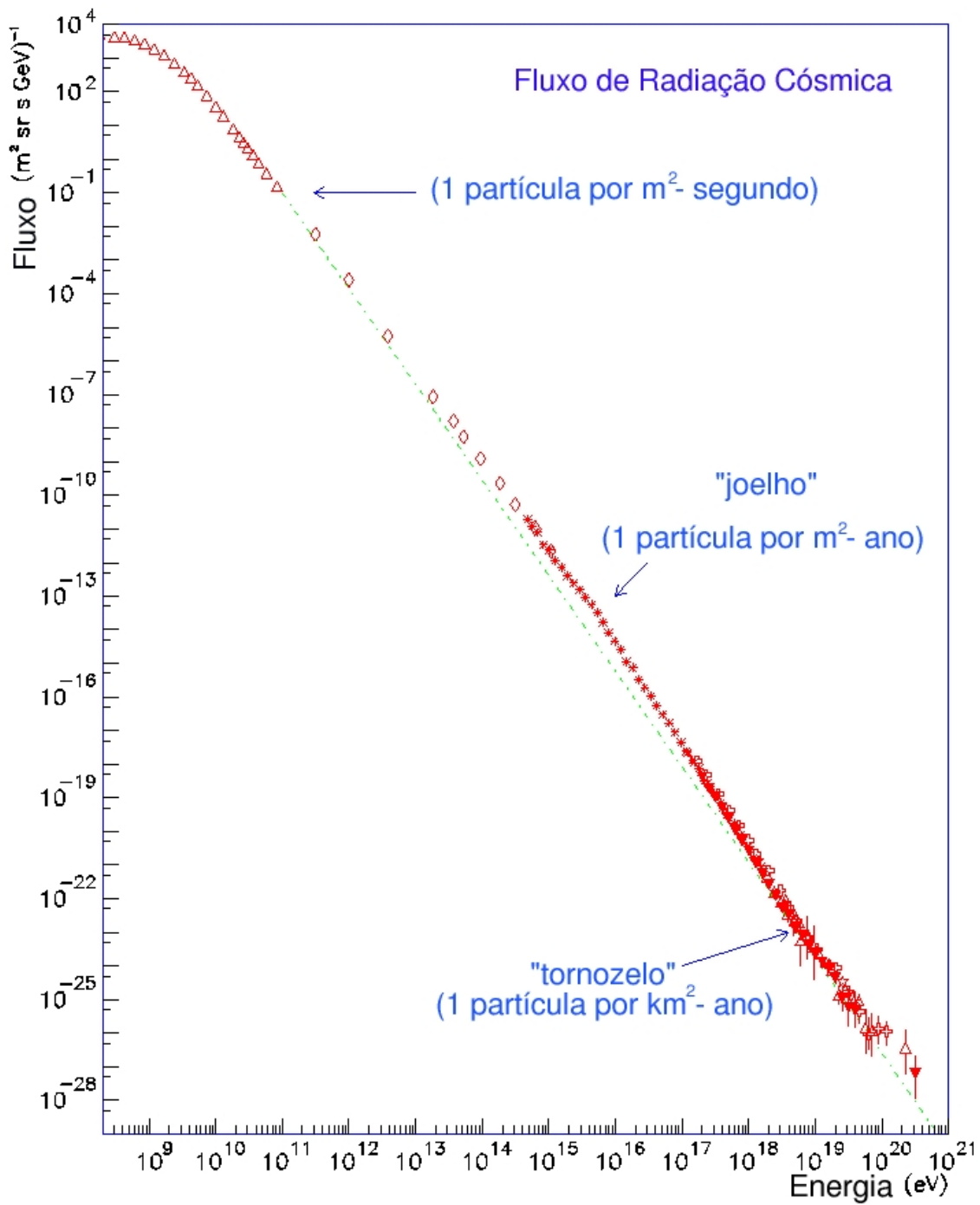


Figura 1.11: *Espectro de energia dos raios cósmicos [14].*

Para o intervalo de  $10^{10}eV < E < 10^{15} eV$  temos a inclinação do espectro  $\gamma = -2.7$ . Essa inclinação se mantém até o joelho (knee), vide figura 1.11. Após o joelho o espectro fica mais inclinado ( $\gamma = -3.0$ ) até a energia de  $10^{18} eV$ . Nesse valor energia há o tornozelo (ankle) e a inclinação volta a  $\gamma = -2.7$ . Como podemos notar o fluxo de partículas com energias tão altas diminui muito e por esse motivo, a necessidade de observatório extensos, para aumentar a coleção de eventos com energia elevada.

## 1.5 Composição Química

Na figura 1.12 temos a abundância relativa de matéria solar e de raios cósmicos, em função do número atômico, [24]. Nós podemos comparar esta composição com a composição média do material em nosso sistema solar. Percebemos que temos alguns dados que são similares, mas existem importantes diferenças, uma abundância maior em raios cósmicos de lítio, berílio e boro e nos elementos anteriores ao ferro. Um meio de entender essas diferenças é assumir que os raios cósmicos tem a mesma composição da matéria solar, mas eles viajam através do meio interestelar e interagem com gases e partículas, sofrendo espalação<sup>3</sup>. Existe também uma menor abundância de hélio e hidrogênio em raios cósmicos, pois partículas de baixa carga são mais difíceis de serem aceleradas.

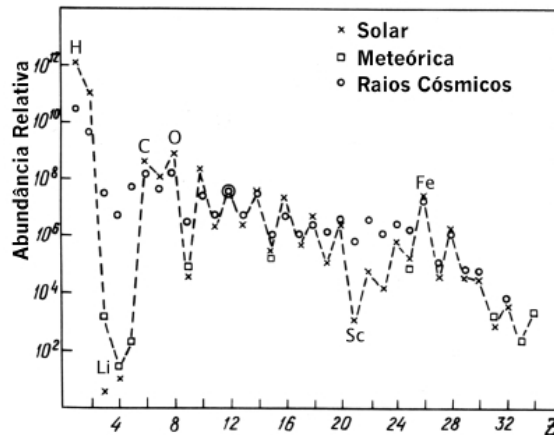


Figura 1.12: *Abundância relativa dos elementos nos raios cósmicos e no sistema solar [24].*

<sup>3</sup>A espalação é um processo de quebra que ocorre quando o núcleo atômico é desintegrado pelo impacto de uma partícula altamente energética.



## 1.6 Astrofísica

A visão aceita na atualidade é de que os raios cósmicos são produzidos em objetos astrofísicos ativos: supernovas, pulsares, núcleos galácticos, quasares e rádio-galáxias. Nossa galáxia tem um raio de aproximadamente  $10kpc^4$ , com o Sol localizado a aproximadamente a  $8kpc$  do centro galáctico, e espessura de  $100pc$  [24]. As possíveis fontes energéticas de raios cósmicos na galáxia incluem explosões de supernovas, pulsares e o núcleo galáctico (que pode conter um buraco negro super-massivo). A Via-Láctea é membro de um grupo de galáxias numa escala de aproximadamente  $2Mpc$ . Este grupo, por sua vez, faz parte de um super-grupo numa escala de  $50Mpc$  centrado na constelação de Virgem a cerca de  $20Mpc$  de distância. O super-grupo local possui uma grande quantidade de galáxias com núcleos ativos (GNAs), de rádio-galáxias e de quasares que podem produzir a energia suficiente para acelerar os raios cósmicos de ultra-alta energia (RCUAEs). Além do super-grupo local, existem outros super-grupos estendendo-se até o limite do universo observável.

O núcleo das galáxias ativas contém o mecanismo básico de geração de energia que ainda não é completamente entendido. Grandes quantidades de radiação e de partículas altamente energéticas são emitidas dos núcleos destas galáxias para as regiões extragalácticas. Muitas destas galáxias possuem extensos lóbulos de radiação de rádio, claramente devido à radiação síncrotron produzida pelas partículas energéticas ejetadas de seu núcleo.

As estimativas para as várias fontes de energia durante seus tempos de vida são:  $10^{49}$  a  $10^{51}eV$  para supernovas,  $10^{56}$  a  $10^{57}eV$  para os núcleos galácticos, até  $10^{62}eV$  para as rádio-galáxias e  $10^{58}eV$  para os quasares [25]. Estrelas de nêutrons e discos de acreção de buracos negros são as mais prováveis fontes galácticas de raios cósmicos na faixa de energia até  $PeV$ .

---

<sup>4</sup> $1kpc = 3.26 \times 10^3anos - luz = 3.08568025 \times 10^{19}m$ .



### 1.6.1 Modelos de Produção

Os mecanismos propostos para produção de RCUAEs recaem em dois tipos: os modelos *bottom-up* em que as partículas são produzidas com energias baixas e vão sendo aceleradas (direta ou estocasticamente) ou os modelos *top-down* em que as partículas são já produzidas por mecanismos, em geral, exóticos em energias ultra-altas [24].

Os modelos de aceleração direta assumem a existência de fortes campos eletromagnéticos que aceleram rapidamente as partículas. Entretanto, a lei de potência que caracteriza o espectro de raios cósmicos não é facilmente obtida. Outro problema nestes modelos são as perdas de energia que podem ser muito grandes em regiões de alta densidade. Os pulsares, que produzem forças eletromotrizes através de campos magnéticos em alta rotação, são os melhores candidatos a este tipo de aceleração. Os modelos estocásticos, cujo mecanismo de Fermi [26] é o protótipo básico, propõem aceleração lenta e gradual sobre muitas ordens de grandeza de energia. Segundo Fermi, as partículas seriam aceleradas em colisões com nuvens magnéticas; esta figura pode ser estendida também para ondas de choque de supernovas, núcleos galácticos ativos e rádio-galáxias. Neste modelo, surge naturalmente a lei de potência do espectro energético.

Processos de aceleração difusa em ondas de choque foram extensivamente estudados [28]. É possível mostrar que a máxima energia adquirida nestes processos é dada por  $E = kZeBR\beta c$ , onde  $Ze$  é a carga da partícula em aceleração,  $B$  é o campo magnético na região do choque,  $R$  o tamanho desta região,  $\beta c$  a velocidade da onda de choque e  $k < 1$  um fator de eficiência. No caso  $\beta = 1$  e  $k = 1$  (de aceleração ótima), se a energia é medida em  $EeV$ , o campo magnético em  $\mu G$  e o tamanho em  $kpc$ . Uma relação conveniente é dada por:  $E = 0.9ZBR$ , nas unidades acima. Um diagrama simples, mas elegante, devido a Hillas [29], de  $B$  versus  $R$ , utiliza-se desta relação para mostrar que poucos objetos satisfazem as condições necessárias para a aceleração das partículas às energias ultra-altas (vide figura 1.13).

Os mecanismos exóticos, por sua vez, envolvem física além do modelo padrão e são motivados pelas lacunas deixadas pelos modelos convencionais de aceleração. Entidades do universo primordial, defeitos topológicos como monopolos magnéticos, cordas cósmicas supercondutoras ou partículas relicares super-pesadas da era pós-inflação, decairiam nos

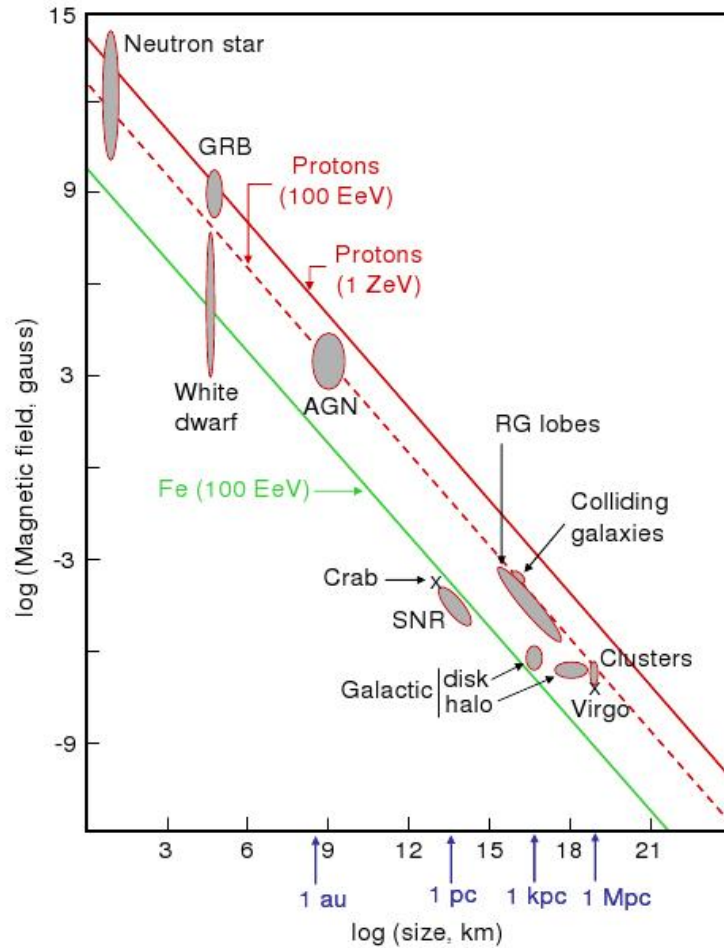


Figura 1.13: *Diagrama de Hillas: objetos abaixo das linhas diagonais vermelha cheia, vermelha tracejada e verde não são capazes de acelerar prótons de 1 ZeV, 100 EeV e núcleos de Fe de 100 EeV, respectivamente [27].*

RCUAEs. Outros modelos supõem a quebra na invariância de Lorentz nas energias de interesse, de forma que o corte GZK seria fortemente suprimido. Alguns destes modelos prevêem altos fluxos de neutrinos e de raios- $\gamma$  primários, sendo estas as assinaturas destes processos e o caminho pelo qual se procura confirmá-los ou refutá-los.

## 1.6.2 Propagação

Após a descoberta da radiação de fundo de microondas (CMB, na sigla referente em inglês) por Robert Wilson e Arno Penzias em 1965 [30], Greisen [31] nos EUA e Zatsepin e Kuzmin [32] na antiga URSS, independentemente, no ano de 1966, previram que prótons acima de  $3 \times 10^{19} eV$  deveriam interagir com essa radiação de fundo, e assim ter um corte no

espectro de raios cósmicos acima desta energia. Quando essas partículas viajam por uma distância acima de  $100\text{Mpc}$ , mesmo partindo de energias acima de  $10^{20}\text{ eV}$ , degradam sua energia a valores inferiores a este, ver figura 1.14. O efeito GZK, ou corte GZK, ganhou esse nome em homenagem aos cientistas que o propuseram.

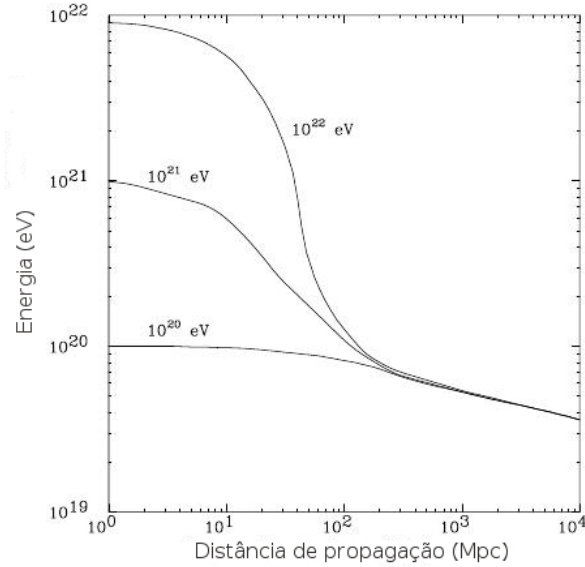
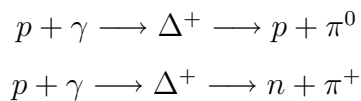


Figura 1.14: *Interação dos prótons com a radiação de fundo resulta num corte de energia, chamado corte GZK [14].*

Supondo que os raios cósmicos são prótons, segue abaixo dois exemplos de reações possíveis com a radiação cósmica de fundo:



onde  $\gamma$  são os fótons de  $2.7\text{ K}$  da radiação cósmica de fundo. Podemos ver que parte da energia que o próton possuía é cedida para a criação do  $\pi^0$  ou  $\pi^+$ , resultando assim uma diminuição na sua energia.

Na figura 1.15, é mostrado os resultados de dois experimentos usando técnica de fluorescência, onde podemos ver um corte no fluxo para energia  $E > 10^{19.4}\text{ eV}$ .

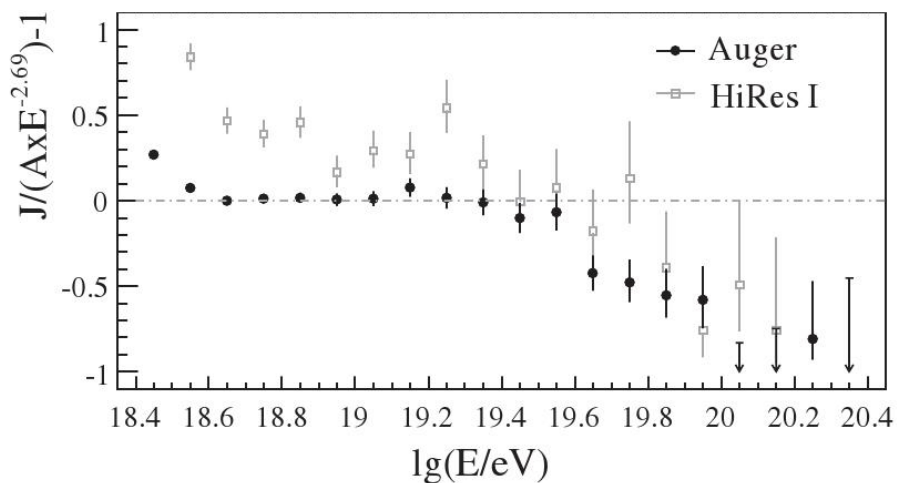


Figura 1.15: Resultado de medidas do espectro de energia dos raios c3smicos para faixa de energia muito alta, maior que  $10^{18.4}$  eV, para dois experimentos que utilizam t3cnica de fluoresc3ncia, HiRes e Auger, mostrando que existe um corte no fluxo para o final do espectro [33].

### 1.6.3 Anisotropia de Eventos

A identifica33o de fontes de RCUAEs tem sido um grande desafio desde que foram observados pela primeira vez. Em novembro de 2007, a colabora33o do Observat33rio Pierre Auger publicou [34] os resultados de uma an3lise de dados indicando uma poss3vel correla33o entre dire33es de chegada do RCUAEs e as posi33es de Gal3xias de N3cleo Ativo (GNAs) de acordo com a 12ª edi33o do cat3logo de quasares e n3cleos ativos feito por V3ron-Cetty e V3ron [35]. O resultado encontrado foi baseado no estudo de 81 part3culas com energias superiores a  $40 EeV$ , detectadas entre janeiro de 2004 e agosto de 2007. Deste grupo, apenas 27 part3culas com energia superior a  $57 EeV$  atenderam aos crit3rios da prescri33o estabelecida para a correla33o com as fontes. Na figura 1.16 3 apresentada a proje33o da esfera celeste em coordenadas gal3cticas dos 27 eventos citados e as posi33es dos GNAs. H3 uma probabilidade significativa de correla33o da dire33o destes eventos com as posi33es das GNAs. O padr3o desta correla33o poder3 tamb3m ajudar na determina33o das propriedades das estruturas dos campos magn3ticos gal3cticos e extra-gal3cticos.

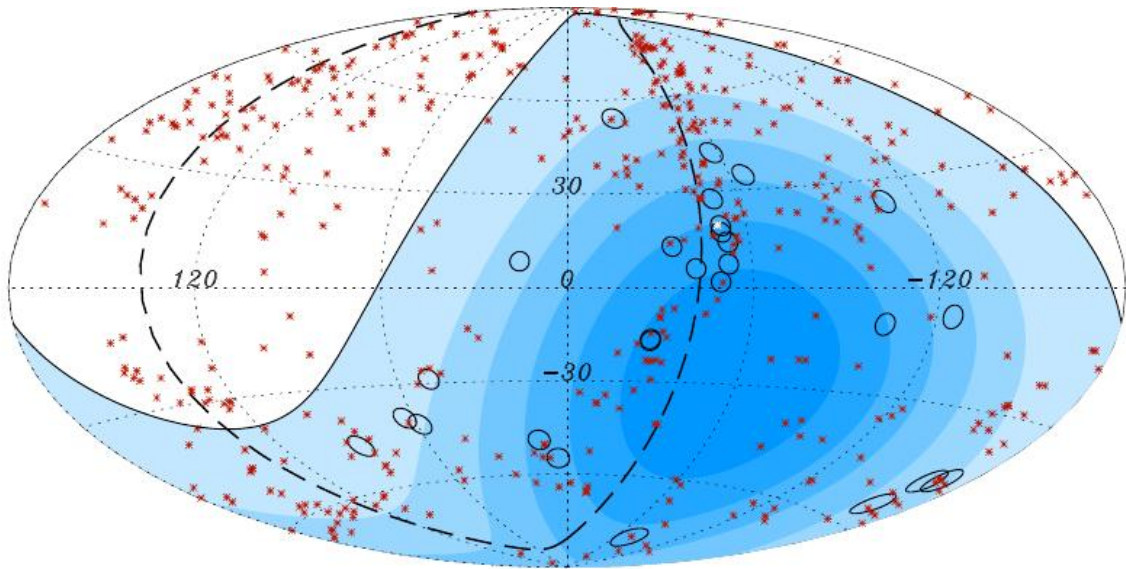


Figura 1.16: *Projeção da esfera celeste em coordenadas galácticas. Os círculos pretos representam a direção de chegada dos eventos detectados pelo Observatório Pierre Auger com  $E > 57 E_{\text{EeV}}$ . Os asteriscos vermelhos representam as posições dos 472 GNAs com distância da Terra de até 75 Mpc. A linha cheia representa a fronteira do campo de visão do observatório e a linha tracejada o plano supergaláctico. A tonalidade de azul, quanto mais escura, indica regiões de exposição crescente do observatório [34].*

# Capítulo 2

## Cascatas Eletromagnéticas

Um Chuveiro Atmosférico Extenso (CAE) é uma cascata de partículas originada pela interação de um único raio cósmico de alta energia ( $E \geq 1 \text{ GeV}$ ) ocorrida próxima ao topo da atmosfera ( $\approx 40 \text{ km}$  de altitude). Ao colidir com a atmosfera o raio cósmico interage hadronicamente com o núcleo alvo produzindo principalmente píons e cedendo parte de sua energia do processo. Na cascata hadrônica são produzidos diversos bárions e mésons, podendo interagir posteriormente, dando origem a outras sub-cascatas. Os píons desempenham um papel importante no desenvolvimento da cascata. Os  $\pi^0$  darão origem à componente eletromagnética e os  $\pi^\pm$  geram a componente muônica do chuveiro. Na figura 2.1 temos uma representação de um CAE separado por componente, onde podemos perceber os principais processos. Fisicamente as componentes se superpõem.

Os  $\pi^0$  decaem imediatamente após serem produzidos ( $t \approx 10^{-17} \text{ s}$ ) e seu modo de decaimento mais comum, com 98.789% de probabilidade [36], é:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$$

Os fótons são produzidos a altas energias e interagem eletromagneticamente com a matéria à sua volta, em geral, através do processo de criação de pares de elétron e pósitron ( $\gamma + \gamma_n \rightarrow e^+ + e^-$ ). Os elétrons e pósitrons resultantes interagem preferencialmente a altas energias via Bremsstrahlung<sup>1</sup>, emitindo raios- $\gamma$ . Estes raios- $\gamma$  realimentam o processo gerando uma cascata de elétrons, pósitrons e fótons, conhecida como cascata

---

<sup>1</sup>Bremsstrahlung é a emissão de raios- $\gamma$  devido às acelerações provocadas pelos campos elétricos dos núcleos ao redor.

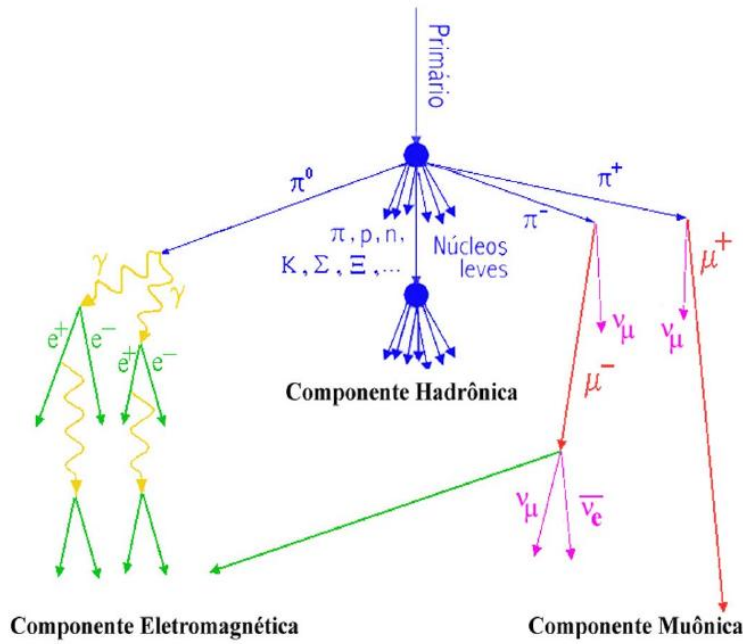


Figura 2.1: *Representação das componentes de um Chuveiro Atmosférico Extenso [37].*

eletromagnética. A evolução das cascatas eletromagnéticas forma a componente eletromagnética, que é a componente mais abundante de um chuva iniciado por partícula hadrônica (correspondendo a cerca de 90% das partículas ao nível do mar) e se desenvolve por toda sua extensão lateral. Conforme a energia do fóton inicial vai se dividindo pela cascata e os secundários vão adquirindo menores energias, outros processos passam a ter importância: para os fótons aparecem os efeitos Compton<sup>2</sup> e fotoelétrico<sup>3</sup> e para os elétrons perdas de energia por ionização ou excitação e espalhamento múltiplo coulombiano. A cascata eletromagnética após ultrapassar o máximo de seu desenvolvimento é absorvida tão rapidamente quanto se multiplica.

Os pions  $\pi^\pm$  decaem (com 99.988% de probabilidade e com vida média de  $t \approx 10^{-6}$  s [36]) da seguinte forma:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu$$

<sup>2</sup>Efeito Compton ou o Espalhamento de Compton, é a diminuição de energia (aumento de comprimento de onda) de um fóton de raio-X ou de raio gama, quando ele interage com a matéria.

<sup>3</sup>O efeito fotoelétrico é a emissão de elétrons por um material quando exposto a uma radiação eletromagnética de frequência suficientemente alta.

São responsáveis por gerar a componente muônica dos chuviros. Os múons possuem pequena seção de choque para interações e são em geral estáveis, portanto, atravessam toda a atmosfera e atingem níveis profundos abaixo da superfície. Além disso, suas massas (aproximadamente 200 vezes maior que a dos elétrons) os fazem viajar em trajetórias praticamente retilíneas, preservando muito da informação sobre o ponto de suas formações. A componente muônica é menos numerosa que a eletromagnética, no entanto, se mantém e não é absorvida rapidamente. A grandes distâncias do eixo do chuviro, a componente muônica permanece e se distribui lateralmente por áreas muito maiores que a componente eletromagnética, por isso é a componente mais facilmente detectada, constituindo o sinal dominante ao nível do mar e níveis subterrâneos. Os múons (com vida média de  $t \approx 2.2 \times 10^{-6} s$ ) podem também eventualmente decair da seguinte forma:

$$\begin{aligned}\mu^+ &\rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \\ \mu^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu\end{aligned}$$

Alimentando assim a componente eletromagnética.

Juntamente com os múons são produzidos os neutrinos atmosféricos. Os neutrinos são partícula neutras, com seção de choque de interação com a matéria extremamente pequena ( $\sigma \approx 0.5 \times 10^{-38} cm^2 \times E_\nu GeV$ , para a produção de um lépton carregado com energia no intervalo  $1 GeV < E < 3 TeV$ ). Como consequência, apesar de abundantes, só foram observados experimentalmente com o advento dos grandes detectores subterrâneos (com volumes sensíveis de massa  $> kton$ ) [37].

## 2.1 Teoria de Cascatas Eletromagnéticas

Os processos mais importantes para os elétrons são Bremsstrahlung, para altas energias, e perda de energia por ionização, para baixas energias. O limite entre energias baixas (ionização) e energias altas (Bremsstrahlung) é dado pela energia crítica ( $E_c$ ), tendo o valor dependente do material, e no ar é de  $84.2 MeV$  [37].

No processo de Bremsstrahlung, a perda de energia ( $dE$ ) por unidade de matéria atravessada ( $dx$ ) é proporcional à energia do elétron, conforme a fórmula derivada por Bethe e Heitler [37]:



Hidrogênio	58g/cm <sup>2</sup>	6.7km
Chumbo	5.8g/cm <sup>2</sup>	5.6mm
Ar	37.7g/cm <sup>2</sup>	320m

Tabela 2.1: *Comprimento de radiação de algumas substâncias típicas [37].*

$$-\frac{dE}{dx} = 4\alpha \frac{N_0}{A} Z^2 \frac{E}{m^2} \ln \left( \frac{191}{z^{1/3}} \right) \equiv \frac{E}{X_0} \quad (2.1)$$

onde  $E$  é a energia e  $m$  a massa do elétron,  $N_0$  o número de avogado,  $\alpha$  é a constante de estrutura fina,  $A$  o número de massa e  $Z$  o número atômico do material atravessado. Estas variáveis podem se combinar para definir o parâmetro  $X_0$ , conhecido como comprimento de radiação, que é a distância em que o elétron perde uma fração  $(1 - 1/e)$  de sua energia por Bremsstrahlung. O comprimento de radiação de algumas substâncias típicas são apresentadas na tabela 2.1.

Na ionização, a perda de energia por caminho percorrido é descrita pela fórmula de Bethe-Bloch [38, 39]. Na referência [40], ela é escrita, para o caso da incidência de elétrons ou pósitrons, da seguinte forma:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \ln \frac{\tau^2(\tau + 2)}{2(I/m_e c^2)^2} + F(\tau) - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (2.2)$$

onde  $N_a = 6.022137 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$  é o número de Avogadro,  $r_e = 2.81794092 \times 10^{-15} \text{ m}$  o raio clássico do elétron,  $m_e = 0.51099906 \text{ MeV}/c^2$  a massa do elétron (fornecendo  $2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 = 0.1535 \text{ MeV}/(g/cm^2)$ ),  $\rho$  é a densidade,  $Z$  o número atômico,  $A$  o número de massa do meio absorvedor. Os outros parâmetros  $I$ , potencial médio de excitação,  $\delta$ , correção de densidade,  $C/Z$ , correção de camadas para altas velocidades,  $F(\tau)$ , função da energia cinética da partícula incidente em unidades de  $m_e c^2$ , são descritas no apêndice A.

Em 2004, M. S. Longair [41] propôs a equação de Bethe-Bloch na seguinte forma:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{e^4 \rho Z}{8\pi \epsilon_0^2 v^2} \left[ \ln \frac{\gamma^2 m_e v^2 E_c^{max}}{2I^2} - \left( \frac{2}{\gamma} - \frac{1}{\gamma^2} \right) \ln 2 + \frac{1}{\gamma^2} + \frac{1}{8} \left( 1 - \frac{1}{\gamma} \right)^2 \right] \quad (2.3)$$

onde  $E_c^{max} = \left( \frac{\gamma^2 m_e v^2}{1+\gamma} \right)$  é a energia cinética máxima,  $\gamma$  é o fator de Lorentz,  $e$  é a carga

do elétron e  $\epsilon_o$  é a permissividade do meio em que a partícula se propaga.

No programa CORSIKA, detalhado na seção 4.3, muito usado para simulação de CAE, utiliza-se a seguinte forma de Bethe-Bloch [42]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{z^2 k_1}{\beta^2} (\ln(\gamma^2 - 1) - \beta^2 + k_2) \quad (2.4)$$

onde  $\beta = v/c$ ,  $\gamma$  é o fator de Lorentz,  $z$  é a carga da partícula ionizante em unidades de  $e$ . As duas constantes  $k_1 = 0.153287 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$  e  $k_2 = 9.386417$  são derivadas das tabelas da referência [43] para ar seco.

As equações (2.2), (2.3) e (2.4) encontradas nas referências [40, 41, 42], respectivamente, apresentam diferença significativas que serão descritas nesta seção.

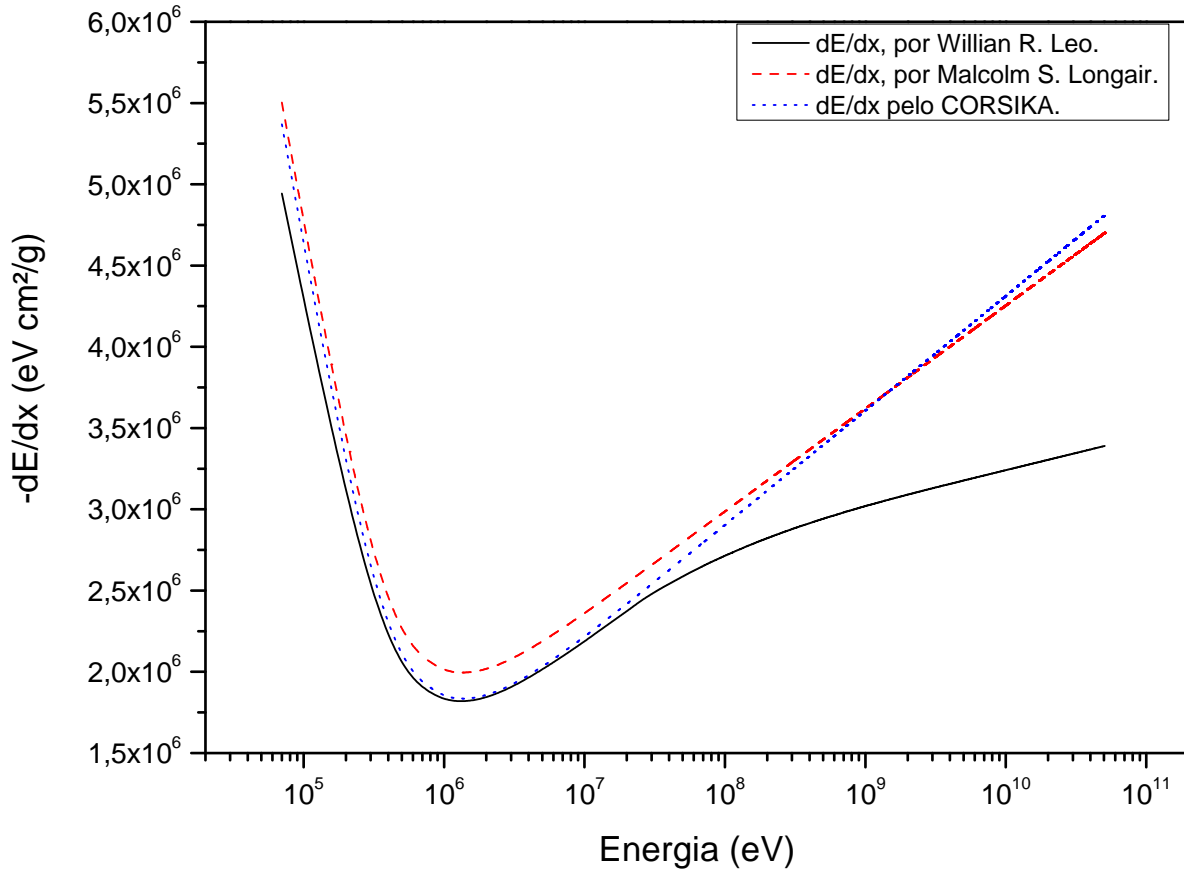


Figura 2.2: Comparativo da energia depositada por caminho percorrido em função da energia, no nível do mar, usando as diferentes equações (2.2), (2.3) e (2.4).

Os fatores  $\delta$  e  $C/Z$  na equação (2.2) são responsáveis pelo fator de correção para

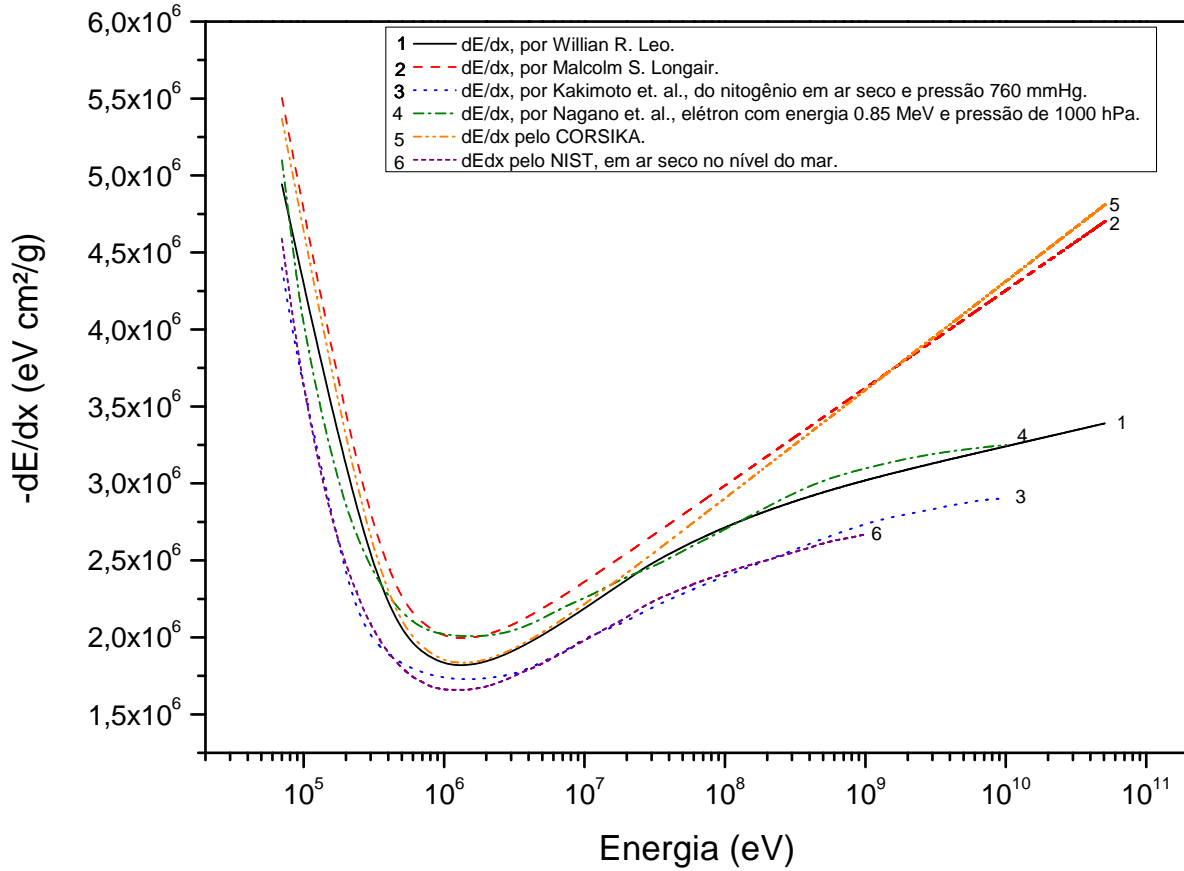


Figura 2.3: Curvas da energia depositada por caminho percorrido em função da energia, no nível do mar. As equações (2.2), (2.3), (2.4) fornecem as curvas 1, 2 e 5, respectivamente. Os resultados experimentais descritos nas referências [58, 59, 44] fornecem as curvas 3, 4 e 6, respectivamente.

energias mais altas, vide figura 2.2. Nas equações (2.3) e (2.4) não são apresentadas nenhuma correção, resultando em um maior depósito de energia por caminho percorrido para energias superiores ao mínimo de ionização. Na equação (2.4) apresenta um fator  $z^2$  que nas outras equações é apresentado somente um fator  $z$ . Outra diferença mostrada na equação (2.2) é uma função ( $F(\tau)$ ) diferente para elétron e pósitron, enquanto que nas equação (2.3) e (2.4) não há esta função.

Comparando as curvas de Bethe e Bloch das equações (2.2), (2.3) e (2.4) com experimentos de Kakimoto *et al.*, Nagano *et al.* e NIST, descritos nas referências [58, 59, 44] respectivamente, temos um interessante resultado, ver figura 2.3. Podemos ver que apenas a curva 1, correspondente a equação (2.2), se aproxima melhor com os experimentos para o depósito de energia por caminho percorrido, assim iremos utilizá-la.

Neste trabalho irei apresentar um estudo e discussões destas equações (2.2), (2.3) e (2.4) e suas influências na geração de fótons de fluorescência no eixo do chuvaeiro.

## 2.2 Desenvolvimento de um chuvaeiro eletromagnético

Afim de descrever o desenvolvimento de um chuvaeiro eletromagnético na atmosfera é melhor separar o assunto em desenvolvimento longitudinal e lateral.

### 2.2.1 Desenvolvimento Longitudinal

Para um chuvaeiro eletromagnético no ar iniciado por um fóton de energia baixa  $W_0$ , o número total de elétrons com energia  $E \geq 0$  em função da profundidade de ar atravessada  $t$  é dada pela fórmula abaixo [37]:

$$N(W_0, t) = \frac{0.31}{\sqrt{\beta_0}} \exp \left[ t \left( 1 - \frac{3}{2} \log s \right) \right] \quad (2.5)$$

onde  $\beta_0 = \log \frac{W_0}{\varepsilon_0}$ , com  $\varepsilon_0 = 84.2 \text{ MeV}$ ,  $t$  é a profundidade da matéria atravessada,  $s$  é um parâmetro conhecido como idade do chuvaeiro, dado por  $s = 3t/(t + 2\beta_0)$  [37]. Para chuvaeiros com  $s < 1$  o chuvaeiro está no início de seu desenvolvimento (chuveiros jovens); para  $s = 1$  o chuvaeiro está no máximo de seu desenvolvimento e neste mesmo ponto de seu desenvolvimento o  $t_{max} = \beta_0$ ; para  $s > 1$  os chuvaeiros começam a se extinguir (chuveiros velhos).

A função  $N(W_0, t)$  e o comportamento do desenvolvimento pode ser observado na figura 2.4:

### 2.2.2 Desenvolvimento Lateral

Para iniciarmos uma discussão sobre desenvolvimento lateral dos chuvaeiros eletromagnéticos, é necessário introduzir a unidade de Molière  $r_1$ , que caracteriza o espalhamento lateral das partículas de baixa energia:

$$r_1 = \frac{E_s}{\varepsilon_0} X_0 \approx 9.3 \text{ g/cm}^2 = \frac{73.5}{P} \frac{T}{273} \text{ m} \quad (2.6)$$

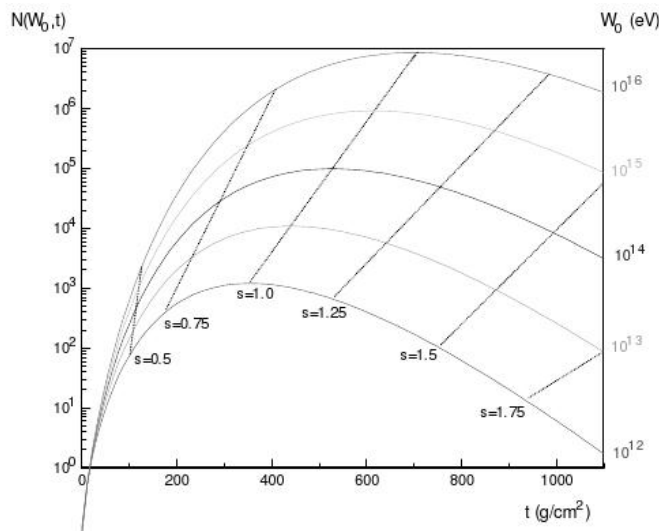


Figura 2.4: Número total de elétrons  $N(W_0, t)$  com  $E \geq 0$  em função da profundidade [37].

onde  $P$  é pressão em  $atm$ ,  $T$  é a temperatura em  $K$ . A unidade de Molière  $r_1$  tem seu valor  $\approx 78m$  no nível do mar [37].

A densidade de partículas a uma distância  $r$  do eixo do chuveiro é calculada pela equação:

$$\rho_N(r, t) = \frac{N(t)}{r_1^2} f\left(\frac{r}{r_1}\right) \quad (2.7)$$

onde  $N(t)$  é o número de partículas a uma profundidade  $t$ ,  $r_1$  é a unidade Molière.

A solução analítica para o desenvolvimento lateral foi feita por Nishimura-Kamata [47] e são um conjunto de equações aclopadas e Greisen [46] fez uma aproximação a solução de Nishimura-Kamata. Essa aproximação é dada pela fórmula:

$$f\left(\frac{r}{r_1}\right) \propto \left(\frac{r}{r_1}\right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_1}\right)^{s-4.5} \quad (2.8)$$

onde a constante de proporcionalidade deve ser calculada pela normalização:

$$2\pi \int_0^\infty \frac{r}{r_1} f\left(\frac{r}{r_1}\right) d\left(\frac{r}{r_1}\right) = 1 \quad (2.9)$$

Na figura 2.5, podemos observar o comportamento da fórmula de Greisen (já normalizada) para diferentes valores do parâmetro idade ( $s$ ).

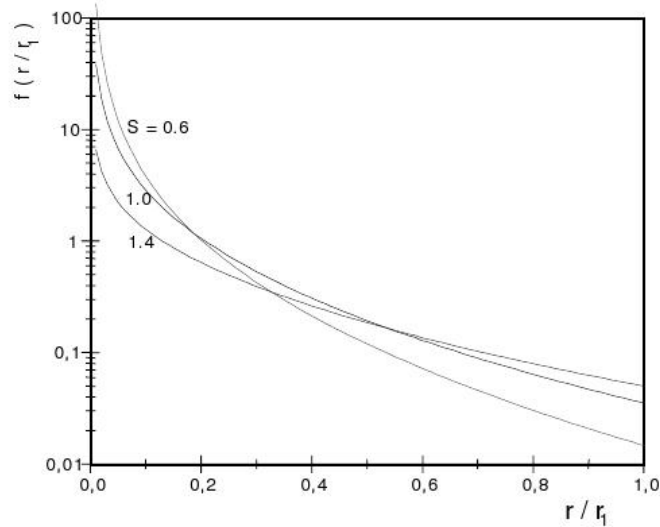


Figura 2.5: *Função de distribuição lateral de Greisen [37].*

Usando o cálculo da constante de normalização<sup>4</sup>, temos que:

$$c(s) = \frac{\Gamma(4.5 - s)}{2\pi\Gamma(s)\Gamma(4.5 - 2s)} \quad (2.10)$$

mas podemos utilizar também aproximações como  $c(s) \approx 0.366s^2(2.07 - s)^{5/4}$ .

Para eventos hadrônicos e com energias mais altas, uma boa aproximação para a função de distribuição lateral (FDL), conforme demonstrou Hillas [48], é dada pela FDL a uma distância ótima de um ponto de impacto, uma vez que as flutuações nas densidades previstas são menores. Por exemplo, os sinais  $S$  dependem da distância  $r$  ao centro do CAE e de uma inclinação característica  $\beta$  da FDL, através de uma função do tipo:

$$S(r, \beta) = k \left( \frac{r}{r_0} \right)^{-\beta} \left( 1 + \frac{r}{r_0} \right)^{-\beta} \quad (2.11)$$

onde  $k$  e  $r_0$  são respectivamente constantes de normalização e de escala. No observatório Haverah Park a distância ótima era  $600 \text{ m}$ ,  $\rho(600)$ . Na figura 2.6 vê-se claramente a distância ótima a  $1000 \text{ m}$ ,  $S(1000)$ , valor utilizado pelo Observatório Pierre Auger.

Na figura 2.7 é mostrado a dependência da distância ótima com o espaçamento do arranjo de tanques.

Uma vez determinada a FDL e o sinal do ponto ótimo  $S(r_{opt}, \beta)$ , a energia do primário

---

<sup>4</sup> $\int_0^\infty x^A(1+x)^{-B}dx = \Gamma(A+1)\Gamma(B-A-1)/\Gamma(B)$

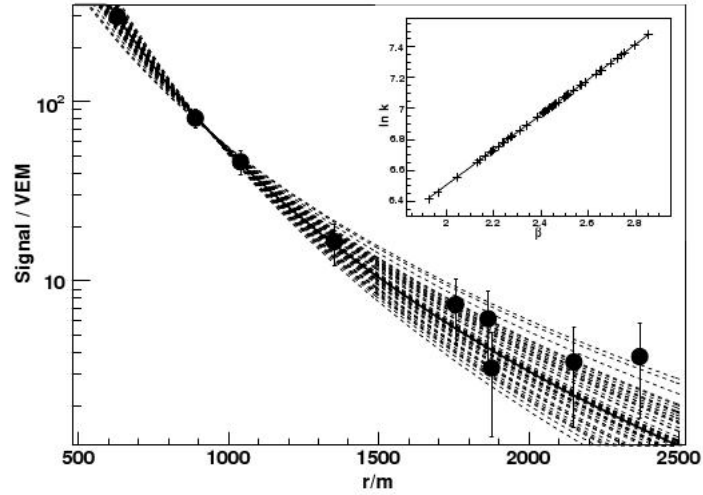


Figura 2.6: Reconstrução do mesmo evento 50 vezes usando diferentes valores do parâmetro  $\beta$  e no gráfico interno a dependência do tamanho  $k$  com  $\beta$  [49].

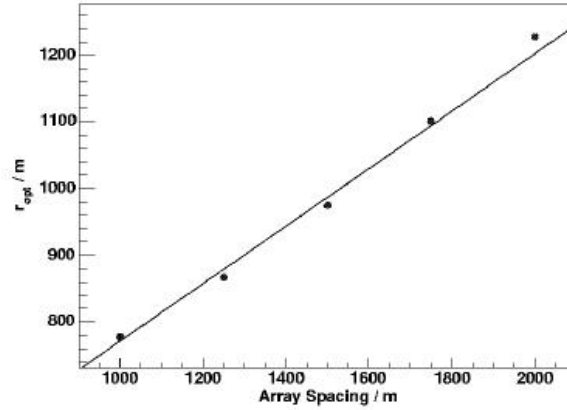


Figura 2.7: Raio ótimo em função do espaçamento entre os detectores [49].

$E$  pode ser calculada por uma parametrização do tipo:

$$E = AS(r_{opt}, \beta)^B \quad (2.12)$$

onde os parâmetros  $A$  e  $B$  da equação 2.12 devem ser determinados via simulação ou via eventos híbridos, como no caso do Observatório Pierre Auger.

# Capítulo 3

## Emissão de Radiações na Atmosfera

### 3.1 Radiação de Fluorescência

Nesta seção faremos uma revisão histórica do estudo da emissão de fluorescência [50] desde os primeiros estudos na década de 50 até a atualidade, passando por grandes nomes como [56, 57], Kakimoto *et al.* [58] e Nagano *et al.* [59, 60], entre outros.

Dentre as investigações mais antigas de fluorescência em gases por partículas rápidas, destaca-se o trabalho de A. E. Grün, E. Schopper [51] em 1954. Na descrição experimental do artigo, partículas  $\alpha$  de uma fonte radioativa de polônio foram usadas como partículas excitantes. As medidas foram feitas principalmente em nitrogênio gasoso e misturas gasosas de nitrogênio e argônio, bem como diferentes contribuições de xenônio, oxigênio, etc. A emissão de fluorescência  $\Phi$  é definida como:

$$\Phi(N, T, c, v) = \frac{\phi}{\epsilon} \quad (3.1)$$

onde  $\phi$  é a densidade de potência de radiação em  $W/cm^3$  e  $\epsilon$  é a densidade de potência de desaceleração, também em  $W/cm^3$ , de um fluxo de partículas primárias no gás. A emissão de fluorescência depende da densidade de partículas do gás ( $N$ ), da temperatura do gás ( $T$ ), da concentração do gás adicional na mistura com nitrogênio ( $c$ ) e da velocidade de excitação das partículas quando entram no volume de gás ( $v$ ). A energia de radiação é medida com uma fotomultiplicadora. Neste estudo, o arranjo experimental foi cuidadosamente escolhido e a emissão de fluorescência deve seguir algumas condições: o volume do



gás que deve ser independente da variável que é alterada durante a medida, garantindo que a energia de radiação seja proporcional ao fluxo de fótons medidos. Deve-se conhecer a dependência da energia de desaceleração com a variável alterada e a radiação emitida não deve ser absorvida pelo gás, assegurando que a emissão de fluorescência externa seja igual a interna. O arranjo é construído para que nenhuma partícula  $\alpha$  atinja qualquer parede dentro do volume de medição. Para calcular as partículas excitantes antes e no volume de gás sob condições de alta pressão é necessário introduzir um fator de correção dependente da pressão do tipo:

$$\Phi(p) = \frac{\Phi_0}{1 + p/p'} \quad (3.2)$$

onde

$$p' = p_0 \frac{\tau_L}{\tau_0}$$

com  $\tau_L = 1/\delta N_0$  como tempo de vida da molécula excitada em termos de sua extinção<sup>1</sup>.  $\Phi_0$  é a emissão para  $N \rightarrow 0$ , ou seja, máxima emissão.

Em uma segunda etapa do trabalho foi discutido a dependência da temperatura na emissão de fluorescência. Estabeleceu-se que essa dependência é causada pela dependência da temperatura do processo de extinção, concluindo que a seção de choque de extinção  $\sigma_L$  diminui com o aumento da temperatura.

Em 1958 A. E. Grün publicou uma medida de emissão de fluorescência no ar [52], usando um feixe estreito de elétrons com energias entre 4.2 e 43.7 keV e a emissão de luz foi medida por uma fotomultiplicadora. O objetivo da investigação era determinar a emissão de luz como função da densidade de gás. Assim, a função  $\Phi(p)$  foi medida a temperatura constante  $T = 20^\circ C$  dentro de uma faixa de pressão de 10 a 600 mmHg. A partir da descrição do mecanismo de fluorescência o autor deduz a proporcionalidade

$$\frac{1}{\Phi} \propto 1 + \frac{p}{p'} \quad (3.3)$$

Alguns anos depois o fenômeno aurora<sup>2</sup> na atmosfera na Terra ficou cada vez mais

---

<sup>1</sup>N.A.: do inglês, quenching.

<sup>2</sup>A aurora é principalmente cintilação de nitrogênio na atmosfera mais alta devido a partículas provenientes do vento solar.

relevante e investigações sobre a emissão de luz em nitrogênio puro ou ar foram feitas.

B. Brocklehurst publicou parâmetro de extinção para desexcitação colisional [53] nitrogênio-nitrogênio e nitrogênio-oxigênio em 1964, medindo a emissão de luz em nitrogênio gasoso puro e em misturas de nitrogênio e oxigênio dentro da faixa de pressão de 1 a 750 *mmHg*. A excitação foi realizada por raios-x brandos, com espectro contínuo entre 5 e 45 *keV* e um máximo de intensidade entre 25 a 30 *keV* sendo o espectro de emissão observado utilizando uma fotomultiplicadora.

G. Davidson e R. O'Neil em 1964 [55] bombardearam nitrogênio e ar com elétrons de 50 *keV* em 1964 a fim de determinar as características do espectro de emissão de certos gases. O principal resultado foi a eficiência de conversão da energia do elétron à radiação óptica para aproximadamente 100 transições do ar e nitrogênio entre 320 e 1080 *nm*, sendo a pressão no volume de gás fixada em 600 *Torr* e a radiação espectralmente analisada por um monocromador. O sistema foi calibrado utilizando um filamento padrão de lâmpada de tungstênio e um corpo negro a 1000°C. A eficiência de fluorescência absoluta para um dado componente espectral foi definida como a razão entre a energia emitida pelo espectro característico e a energia de feixe de elétrons incidente. O erro estimado para a eficiência foi determinada como sendo  $\pm 15\%$  devido à calibração de radiação absoluta e a medida do fluxo do feixe.

O primeiro estudo de emissão de fluorescência do nitrogênio com respeito a detecção de raios cósmicos foi realizado por A. N. Bunner na década de 1960, quando Bunner publicou sua tese de doutorado (1964) [56] e em sua tese de PhD (1967) [57], sendo discutidos os processos de excitação e desexcitação do nitrogênio. A emissão de fótons listada em sua tese de PhD é baseada nas que são excitadas por elétrons de baixa energia, deuterons e partículas alfa desaceleradas pelo ar (i.e. condição de absorção total) e os erros de cada experimento são de cerca de 30%. Além disso, para sua aplicação a observações de chuviscos atmosféricos, a dependência com a densidade e temperatura devem ser conhecidos para cada banda.

O processo de desexcitação foi subdividido por Bunner em três partes, radiação para qualquer estado menor, extinção colisional, extinção interna com correspondente tempo de vida  $\tau_v$ ,  $\tau_c$  e  $\tau_i$ , não diferenciando entre o primeiro e o ultimo canal de desexcitação e

introduziu a nomenclatura de

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{1}{\tau_v} + \frac{1}{\tau_i} \quad (3.4)$$

A eficiência de fluorescência é então definida como  $(\tau_0/\tau_v)/(1 + \tau_0/\tau_c)$  fótons por excitação. O tempo de vida devido a extinção colisional pode ser descrita pela teoria cinética dos gases:  $\tau_c = 1/(\sqrt{2}N\sigma_{nm}\bar{v})$  onde  $\sigma_{nm}$  é a seção de choque de extinção do nitrogênio e  $\bar{v} = \sqrt{(8kT/\pi M)}$  é a velocidade molecular, com  $k$  igual a constante de Boltzmann,  $T$  temperatura do gás,  $M$  massa molecular. Após várias conversões e introdução de  $p'$  como uma pressão de referência, a eficiência de fluorescência foi dada por:

$$\text{eficiência de fluorescência} = \frac{(\tau_0/\tau_v)}{1 + p/p'} \quad (3.5)$$

onde  $\tau_0$  é o tempo de decaimento de fluorescência de extinção colisional.

Bunner discute o processo de extinção e enfatiza que o mecanismo deste processo não é bem entendido. Segundo ele a seção de choque parece ser maior para excitações vibracionais maiores. Ele descreve também que o 1% de argônio presente no ar leva a uma emissão de fluorescência adicional devido a grande seção de choque para excitação do argônio por elétrons. Experimentos de misturas de argônio-nitrogênio verificaram a desexcitação do argônio devido a processos de extinção.

A emissão de fluorescência depende também de temperatura e pressão. Assim, uma variação dia-a-dia ou sazonal e variações dependente de altitude tem que ser considerada.

Finalmente Bunner calcula a emissão de fluorescência em atmosfera mais baixa como uma predição para raios cósmicos induzirem cintilação. Na tabela 3.1 são dados os cálculos de Bunner para emissão de fluorescência, os quais foram usados por todos os experimentos de raios cósmicos como referência padrão por muitas décadas.

Os aspectos da emissão de fluorescência do nitrogênio foram novamente discutidos em termos da detecção de chuviscos atmosféricos extensos por telescópios de fluorescência em 1996 por Kakimoto *et al.* [58]. Eles estudaram a emissão de fluorescência em energias de 1.4, 300, 650 e 1000 *MeV*. A dependência da altitude na atmosfera terrestre foi

Banda	$\lambda$ (nm)	$E(\lambda_i)$ (%)	$p'$ (mm)	Nível do mar $\times 10^{-4}\%$	Eficiência de fótons/MeV
1N					
0-0	391.4	0.33	1.0	4.33	1.37
2P					
0-0	337.1	0.082	15	15.9	4.32
0-1	357.7	0.0615		11.9	3.44
0-2	380.5	0.0213		4.12	1.27
0-3	405.9	0.0067		1.30	0.48
1-0	315.9	0.050	6.5	4.3	1.09
1-1	333.9	0.0041		0.35	0.94
1-2	353.7	0.0290		2.48	0.71
1-3	375.6	0.0271		2.31	0.73
1-4	399.8	0.0160		1.36	0.44
2-1	313.6	0.029	4.6	0.96	0.23
2-2	330.9	0.0020		0.12	0.23
2-3	350.0	0.0040		0.12	0.032
2-4	371.1	0.010		0.60	0.18
2-5	394.3	0.0064		0.38	0.12
3-2	311.7	0.005	2.5	0.16	0.04
3-3	328.5	0.0154		0.50	0.13
3-4	346.9	0.0063		0.21	0.60
3-5	367.2	0.0046		0.15	0.045
3-6	389.4	0.003		0.10	0.03
3-7	414.1	0.0017		0.056	0.02

Tabela 3.1: *Fluorescência de raios cósmicos em altitudes baixas obtidas por Bunner [57] para faixa de 300 a 420 nm de comprimento de onda.*

parametrizada e a proporcionalidade entre emissão e energia depositada de partículas incidentes foi discutida. O experimento foi dividido em duas partes. A primeira parte compreende uma fonte que proporciona elétrons com energia de  $1.4 \text{ MeV}$  para excitação de nitrogênio gasoso e ar seco. Na segunda parte, os elétrons excitados foram extraídos de um síncrotron com energias de 300, 650, e  $1000 \text{ MeV}$ . Os autores graficaram emissão de fluorescência versus energia do elétron junto com a curva de Beth e Bloch para energia depositada por elétrons, ver figura 3.1. A escala absoluta foi ajustada em  $1.4 \text{ MeV}$ . A concordância entre a curva e os pontos adquiridos no experimento é próxima, assim Kakimoto *et al.* concluíram a proporcionalidade entre emissão de fluorescência e energia depositada.

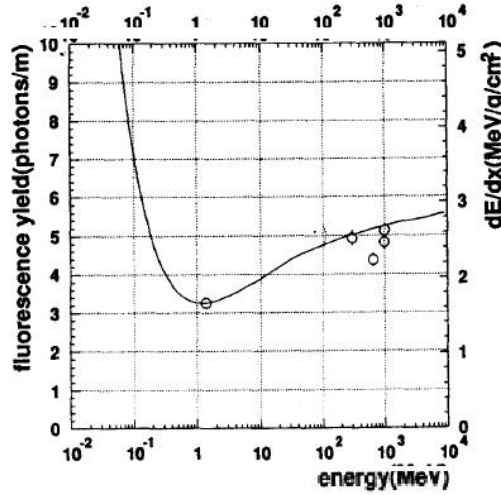


Figura 3.1: A emissão de fluorescência do nitrogênio, entre 300 e 400 nm, em função da energia, é dada pelos pontos no gráfico. A curva  $dE/dx$  é dada pela linha cheia [58].

A eficiência de fluorescência para elétrons com  $1.4 \text{ MeV}$  a  $600 \text{ mmHg}$  no ar foi medida em 3 comprimentos de onda por meio de filtros de banda estreita. Em  $337 \text{ nm}$  a eficiência, definida como a energia irradiada dividida pela energia perdida no meio observado, foi obtida como sendo  $2.1 \times 10^{-5}$ ; em  $357 \text{ nm}$ ,  $2.2 \times 10^{-5}$ ; e em  $391 \text{ nm}$ ,  $0.84 \times 10^{-5}$ , ver a figura 3.2.

Para aplicar seus resultados experimentais para reconstrução de chuviscos atmosféricos extensos, Kakimoto *et al.* parametrizaram a emissão de fluorescência na dependência de energia e altitude como :

$$FY = \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{1.4\text{MeV}}} \times \rho \left\{ \frac{A_1}{1 + \rho B_1 \sqrt{T}} + \frac{A_2}{1 + \rho B_2 \sqrt{T}} \right\} \quad (3.6)$$

onde  $dE/dx$  é a energia perdida por caminho percorrido,  $(dE/dx)_{1.4\text{MeV}}$  é a perda de energia normalizada em  $1.4 \text{ MeV}$ ,  $\rho$  é a densidade do meio em  $\text{kg}/\text{m}^3$ ,  $T$  é a temperatura do meio em Kelvin e as constantes  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $B_1$  e  $B_2$  são derivadas do experimento. Ver os valores abaixo:

$$\begin{aligned} A_1 &= 89.0 \pm 1.7 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1} & A_2 &= 55.0 \pm 2.2 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1} \\ B_1 &= 1.85 \pm 0.04 \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ K}^{-1/2} & B_2 &= 6.5 \pm 0.33 \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ K}^{-1/2} \end{aligned}$$

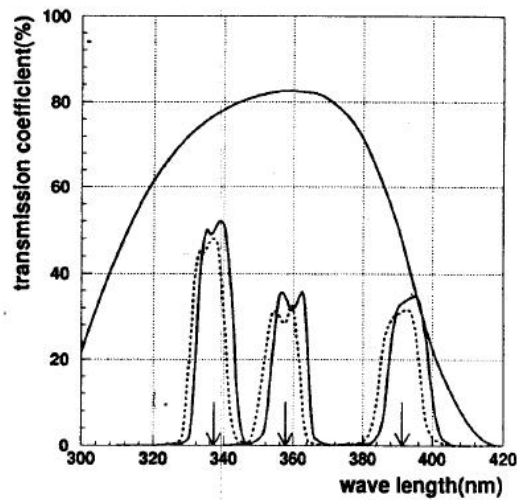


Figura 3.2: Coeficiente de transmissão para três filtros de bandas estreita e um de banda larga. A linha cheia representa luz que tem uma incidência normal e a linha pontilhada representa luz com uma incidência com  $10^\circ$ . As setas indicam a posição das três curvas [58].

Kakimoto *et al.* fizeram uma ótima aproximação, pois a equação (3.6) apresenta dois termos, o primeiro para o principal comprimento de onda onde se tem uma maior emissão de fluorescência e o outro para todos os outros comprimentos de onda onde temos a emissão de fluorescência.

O resultado *FLY* é dado em unidades de fótons por partícula carregada por metro percorrido. Estes fótons são emitidos isotropicamente em todas as direções ( $4\pi$  *srad*).

Os resultados de Kakimoto *et al.* são cerca de 20–40% maiores do que os apresentados por Bunner em sua tese em três comprimentos de onda (337, 357 e 591 *nm*). Eles também mediram a emissão de fótons usando filtros ópticos do HiRes com bandas entre 300 e 400 nm. Utilizando essas medidas, Kakimoto *et al.* estimaram os valores absolutos das linhas medidas não individualmente e chegaram a valores menores do que os determinados por Bunner.

No anos 2003 e 2004, Nagano *et al.* publicaram dois trabalhos [59, 60] sobre emissão de fótons de gás nitrogênio puro e ar seco (78% de nitrogênio e 21.2% de oxigênio), excitado por elétrons. As medidas feitas em ar seco foram realizadas em várias pressões para aplicar a atmosfera em um deserto. Foram utilizados os mesmos métodos empregados

por Kakimoto *et al.*: [58]. Através de um colimador, formou-se um feixe de elétrons com máximo de energia de  $2.28 \text{ MeV}$  do decaimento  $\beta$  de  $^{90}\text{Sr}$ . O espectro de energia de elétrons disparados é mostrado na figura 3.3, onde mostra-se que as medidas podem ser ajustadas com espectro de decaimento de raios  $\beta$  (curva sólida).

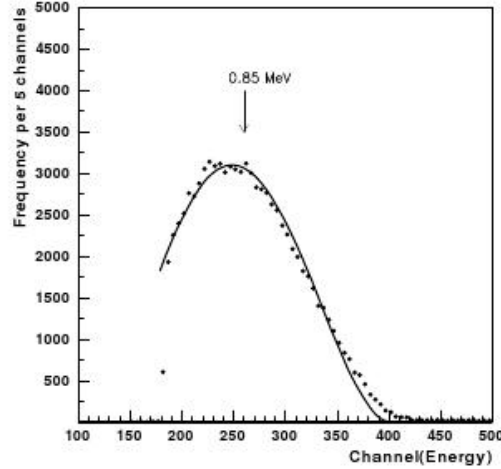


Figura 3.3: *Espectro de energia de elétrons. Os pontos representam o espectro observado e a linha sólida é o espectro esperado do decaimento  $\beta$  do  $^{90}\text{Y}$  [59].*

O limiar e a média das energias de elétron são  $0.3$  e  $0.85 \text{ MeV}$ , respectivamente.

No primeiro trabalho do ano de 2003, foram utilizados seis filtros com comprimento de onda de  $314.7$ ,  $337.7$ ,  $356.3$ ,  $380.9$ ,  $391.9$  e  $400.9 \text{ nm}$ . Em 2004, utilizaram oito filtros, com comprimento de onda de  $325.0$ ,  $330.6$ ,  $350.2$ ,  $372.5$ ,  $410.0$ ,  $414.0$ ,  $418.5$  e  $430.0 \text{ nm}$ , totalizando quatorze filtros utilizados nos dois trabalhos publicados. Utilizando os filtros, foram apresentados os coeficientes de transmissão em função do comprimento de onda, para uma pressão de  $1000 \text{ hPa}$  nos dois trabalhos, vide figuras 3.4 e 3.5.

A emissão de fótons por unidade de caminho por elétron ( $\epsilon$ ) é determinado como o número de sinal contados pela fotomultiplicadora  $N$  é dado por:

$$\epsilon = \frac{N}{I \times a \times \Omega \times \eta \times f \times QE \times CE} \quad (3.7)$$

onde  $I$  é o número total de elétrons,  $a$  é o comprimento da porção de fluorescência,  $\Omega$  é o ângulo sólido da fotomultiplicadora,  $\eta$  é a transmissão da janela de quartzo,  $f$  é a transmissão do filtro,  $QE$  é eficiência quântica e  $CE$  é a eficiência de coleta da

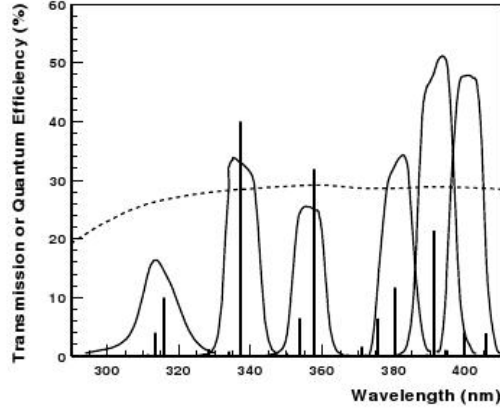


Figura 3.4: Eficiência quântica da fotomultiplicadora representada pela linha tracejada e coeficiente de transmissão de filtros de interferência usados no experimento representados pelas curvas de linha cheia. A intensidade relativa de fluorescência a uma pressão de 1000 hPa do nitrogênio molecular são representadas pelas linhas cheias [59].

fotomultiplicadora.

Nagano *et al.* utilizam a equação de Kakimoto *et al.* para a emissão total de fótons no espectro de 300 nm a 430 nm, mas com uma normalização a uma energia 0.85 MeV, onde o primeiro termo representa a principal pico de emissão de fluorescência e o segundo termo os outros picos de emissão de fluorescência. Assim a equação para a emissão total de fluorescência é dada por:

$$FLY = \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{0.85MeV}} \times \rho \left\{ \frac{A_1}{1 + \rho B_1 \sqrt{T}} + \frac{A_2}{1 + \rho B_2 \sqrt{T}} \right\} \quad (3.8)$$

onde  $\rho$  é a densidade do meio,  $T$  é a temperatura e as constantes  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $B_1$  e  $B_2$  tem os seguintes valores:

$$\begin{aligned} A_1 &= 147.4 \pm 4.3 m^2 kg^{-1} & A_2 &= 69.8 \pm 12.2 m^2 kg^{-1} \\ B_1 &= 2.4 \pm 0.18 m^3 kg^{-1} K^{-1/2} & B_2 &= 20.1 \pm 6.9 m^3 kg^{-1} K^{-1/2} \end{aligned}$$

Na referência [61] a emissão de fótons ( $FLY$ ) de Kakimoto *et al.* é escrita da seguinte forma:

$$FLY = \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{1.4MeV}} \times \rho \left\{ \left(\frac{1}{2.760}\right) \frac{A_1}{1 + \rho B_1 \sqrt{T}} + \left(\frac{1}{0.495}\right) \frac{A_2}{1 + \rho B_2 \sqrt{T}} \right\} \quad (3.9)$$



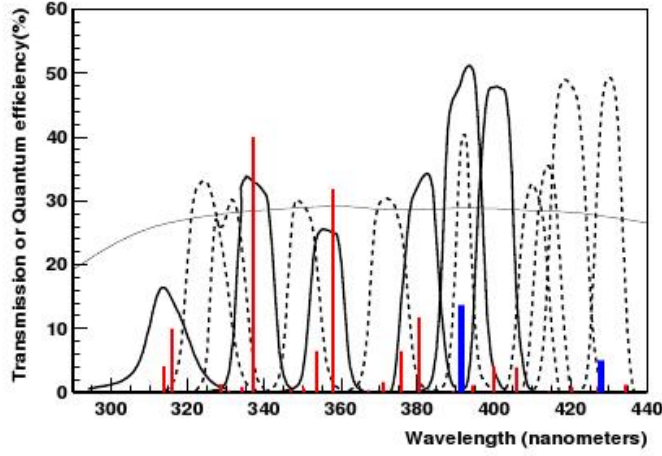


Figura 3.5: Eficiência quântica da fotomultiplicadora representada pela linha fina e cheia e coeficiente de transmissão de filtros de interferência usados no experimento representados pelas pelas curvas tracejadas. As curvas cheias são coeficientes de transmissão de filtros usados no trabalho anterior [59]. A intensidade relativa de fluorescência a uma pressão de 1000 hPa do nitrogênio molecular são representadas pelas linhas finas cheias na cor vermelha e para nitrogênio ionizado do trabalho de Bunner [57] é mostrado pela linha grossa cheia na cor azul [60].

onde os valores das constantes são:

$$\begin{aligned} A_1 &= 89.0 \pm 1.7 m^2 kg^{-1} & A_2 &= 55.0 \pm 2.2 m^2 kg^{-1} \\ B_1 &= 1.85 \pm 0.04 m^3 kg^{-1} K^{-1/2} & B_2 &= 6.5 \pm 0.33 m^3 kg^{-1} K^{-1/2} \end{aligned}$$

A colaboração Observatório Pierre Auger utiliza um programa oficial chamado OffLine [62] para reconstrução de eventos e simulação. O programa trata a emissão de fluorescência, dependente de  $\lambda$ , da seguinte forma, para a equação de Kakimoto *et al.*:

$$FLY = \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{1.4MeV}} \times \rho \left(\frac{1}{2.760}\right) \frac{A_1}{1 + \rho B_1 \sqrt{T}} \quad (3.10)$$

onde  $A_1 = 89.0 \pm 1.7 m^2 kg^{-1}$  e  $B_2 = 1.85 \pm 0.04 m^3 kg^{-1} K^{-1/2}$ .

Para a equação de Nagano *et al.* é usada pelo OffLine da seguinte forma:

$$FLY = \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{0.85MeV}} \times \rho \left(\frac{1}{2.760}\right) \frac{A_1}{1 + \rho B_1 \sqrt{T}} \quad (3.11)$$

onde,  $A_2 = 147.4 \pm 4.3 m^2 kg^{-1}$  e  $B_2 = 2.4 \pm 0.18 m^3 kg^{-1} K^{-1/2}$ .

A quantidade de luz de fluorescência gerada por elétron do chuveiro é pequena, contudo raios cósmicos de energia ultra-alta geram cascatas na atmosfera com uma multiplicidade de elétrons grande o suficiente para que a luz de fluorescência seja detectada por fotomultiplicadoras distantes de muitos quilômetros do ponto de emissão.

# Capítulo 4

## Metodologia

Os telescópios de fluorescência fazem uma estimativa do número de elétrons no eixo do chuvaire. Levando-se em conta os fótons espalhados e absorvidos no caminho pela atmosfera e subtraindo-se a contaminação Cherenkov, pode-se estimar também o número de fótons no eixo do chuvaire. Se a emissão de fluorescência for conhecida, que é proporcional à energia depositada. A um dado estágio do desenvolvimento do chuvaire (altitude  $h$ ) o número de fótons é dado por:

$$N_\gamma(h) = FLY(\lambda, p, T) \cdot N_e \cdot \Delta x \quad (4.1)$$

onde  $FLY(\lambda, p, T)$  é a razão de emissão de fótons de fluorescência em função do comprimento de onda, pressão e temperatura,  $N_e$  é o número de partículas carregadas (elétrons e pósitrons) e  $\Delta x$  é a amostragem da atmosfera. Como a grande maioria das partículas do eixo do chuvaire são elétrons ultra-relativísticos, que estão depositando energia na atmosfera numa região acima do mínimo de ionização, onde a variação é pequena com a energia da partícula (vide seção 2.1 e discussões posteriores). Assim, a energia depositada é basicamente proporcional ao número de elétrons:  $E_{dep}(h) \propto N_e(h)$ . E, integrando-se o número de elétrons ao longo do caminho do chuvaire, obtém-se a energia eletromagnética do chuvaire:

$$E_{EM} = \frac{E_c}{\lambda_r} \int N_e(x) dx \quad (4.2)$$

onde  $E_c$  é a energia crítica<sup>1</sup>,  $\lambda_r$  o comprimento de radiação do ar e  $x$  a profundidade da atmosfera em  $g/cm^2$ , inclinada na direção do eixo do chuveiro. Para calcular a energia do primário, devemos adicionar uma correção de aproximadamente 10% no resultado acima, devido à perda de energia no ar devido às partículas neutras e as pouco interagentes [63].

O número de elétrons e pósitrons é dado para cada faixa de profundidade, em  $g/cm^2$ , que deve ser convertido <sup>2</sup> em altitude acima do nível do mar em  $cm$ . Tendo a altitude acima do nível do mar obtém-se a distância  $R$  da faixa de atmosfera até o telescópio ( $R_p$  é a menor destas distâncias), vide a figura 4.1. Os fótons de fluorescência viajam ao longo da linha que define  $R$ . A projeção do ponto de interação do primário na superfície que contém o telescópio, define a distância  $D$ . Consideramos que o eixo óptico do espelho, a direção de incidência normal, está alinhada com o vetor  $\vec{E}$ . Definimos, então, dois ângulos:  $\alpha$  a elevação dos fótons e  $\sigma$  o ângulo de incidência dos fótons no espelho.

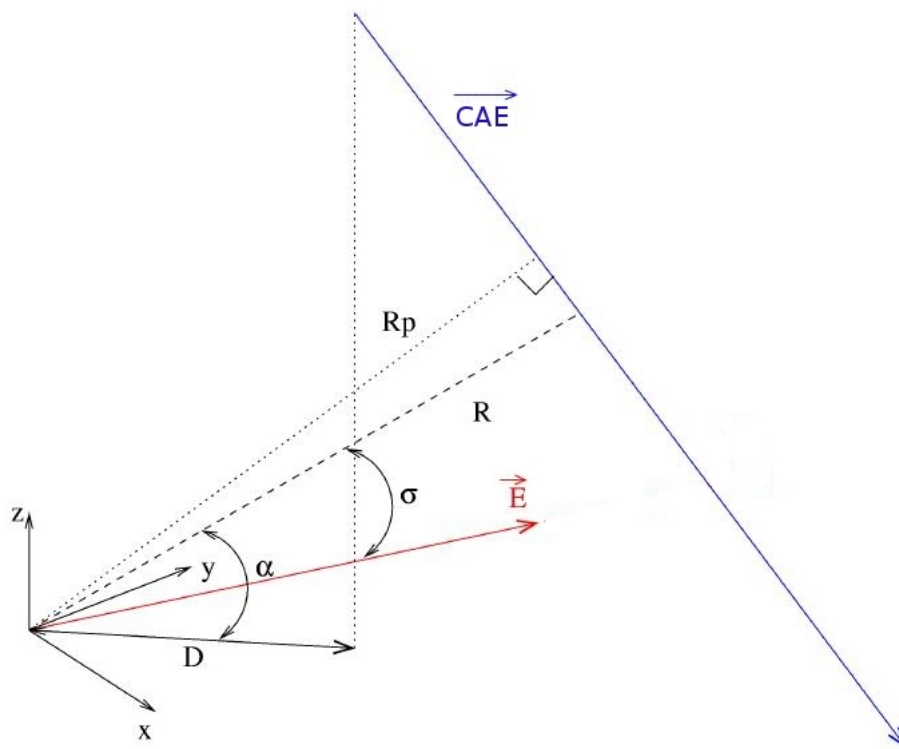


Figura 4.1: Geometria do chuveiro e da orientação do espelho.

<sup>1</sup>Energia em que o processo Bremsstrahlung deixa de ser preferencial e o processo de ionização passa a ser o mais importante.

<sup>2</sup>Essa conversão é melhor explicada mais a frente, com as equações (4.9) e (4.10)

Conhecendo-se o número e a energia dos elétrons e pósitrons na faixa de altitude em questão, podemos calcular a energia perdida por unidade de caminho percorrido, de acordo com a fórmula de Bethe e Bloch. A energia depositada é o parâmetro de entrada da fórmula de Kakimoto *et al.* da equação 3.6 que fornece o número de fótons de fluorescência por metro. Estes fótons são emitidos isotropicamente, portanto, a fração dos fótons direcionados ao telescópio é dada pela fração do ângulo sólido subentendido pelo espelho (quando visto do eixo do CAE) pelo ângulo sólido total, ou seja,  $\Omega_{espelho}/4\pi$ . Multiplicando-se, então, a emissão de fluorescência pelo número de metros da faixa de atmosfera correspondente ( $\Delta x$ ), pela razão de ângulos sólidos descrita acima e pelos coeficientes de transmissão molecular e de aerossóis, ( $T^m$  e  $T^a$ ), descritos na próxima seção, chegamos ao número de fótons que incidem no telescópio:

$$N_\gamma = FLY \cdot \Delta x \cdot T^m \cdot T^a \cdot \frac{\Omega_{espelho}}{4\pi} \quad (4.3)$$

## 4.1 Propagação

Para a propagação dos fótons de fluorescência pela atmosfera, devemos considerar os espalhamentos moleculares (Rayleigh) e devido aos aerossóis (Mie), sofridos pelos fótons de fluorescência. Assim, a intensidade de luz observada  $I$  está relacionada à intensidade de luz emitida  $I_0$ , como segue [54]:

$$I = I_0 \cdot T^m \cdot T^a \cdot (1 + O[2]) \frac{d\Omega}{4\pi} \quad (4.4)$$

onde  $T^m$  e  $T^a$  são os coeficientes de transmissão molecular e de aerossóis, respectivamente,  $d\Omega$  o elemento de ângulo sólido subentendido pelo telescópio e  $O[2]$  a correção devido a termos de ordem superior (também conhecida como auréola). Na prática, as correções Rayleigh são grandes e podem ser preditas teoricamente utilizando modelos adiabáticos da atmosfera e dados de temperatura e pressão. Já as correções Mie são pequenas, mas a priori desconhecidas. As contaminações Cherenkov [55] e de espalhamentos múltiplos  $O[2]$  dependem da seção de choque diferencial e da densidade local de centros espalhadores.

Para conhecer-se a intensidade de luz  $I_0$  a partir da intensidade medida  $I$ , cada um

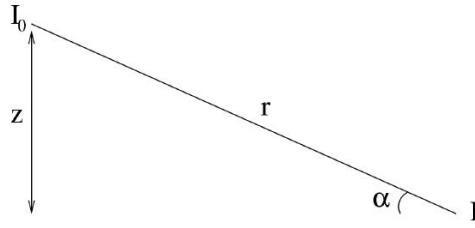


Figura 4.2: Caminho da luz de uma fonte de intensidade  $I_0$  até um detector, sendo observada com intensidade  $I$ .

dos fatores da equação 4.4 devem ser avaliados. A incerteza na energia acaba sendo proporcional à incerteza na intensidade de luz que é proporcional à incerteza nos coeficientes de transmissão:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta I_0}{I_0} = \frac{\Delta T}{T} \quad (4.5)$$

A intensidade de luz cai exponencialmente com a distância percorrida na atmosfera, portanto, o coeficiente de transmissão molecular é dado por:

$$T^m(z, \alpha, \lambda) = \exp\left(-\int_0^z \frac{\rho^m(z) dz}{\sin\alpha \cdot \Lambda^m(\lambda)}\right) \quad (4.6)$$

onde  $z$  é a altura da fonte acima do detector,  $\alpha$  o ângulo de elevação do caminho de luz (vide a geometria ilustrada na figura 4.2),  $\rho^m(z)$  a densidade do ar na altitude  $z$  e  $\Lambda^m(\lambda)$  o comprimento de extinção Rayleigh dado em função da densidade do meio, dado por [64]:

$$\Lambda^m(\lambda) = \frac{1951.2414 \text{ g/cm}^2}{\rho^m} \quad (4.7)$$

Analogamente, o coeficiente de transmissão em aerossóis (Mie) é dado por:

$$T^a(z, \alpha, \lambda) = \exp\left(-\int_0^z \frac{\tilde{\rho}^a(z) dz}{\sin\alpha \cdot \Lambda^a(\lambda)}\right) \quad (4.8)$$

onde  $\tilde{\rho}^a(z) = \rho^a(z)/\rho^a(0)$  é a densidade de aerossóis normalizada pela do nível de observação. Tipicamente, esta densidade normalizada é parametrizada como  $\tilde{\rho}^a(z) = e^{-z/h_a}$ , onde  $h_a$  é o fator de escala de altitude. Valores típicos [65] para o fator de escala de altitude e para o comprimento de extinção de aerossóis são, respectivamente,  $h_a \sim 1.2 \text{ km}$  e

$\Lambda^a(\lambda = 360 \text{ nm}) \sim 20 \text{ km}$ .

## 4.2 Parametrização da Atmosfera

A atmosfera é o fino envelope gasoso do planeta Terra e é o meio que controla a distribuição e troca de energia e matéria da superfície com o espaço. Várias reações químicas, especialmente fotoquímicas, ocorrem na atmosfera e sua constituição é dominada por moléculas de nitrogênio e oxigênio e quantidades bem menores de argônio, vapor de água, dióxido de carbono e outros gases, ver tabela 4.1.

Gás	Concentração
$N_2$	78.084%
$O_2$	20.946%
$Ar$	0.934%
$H_2O$	$(0.4 \text{ a } 400) \times 10^2 \text{ ppm}$
$CO_2$	370 ppm
$Ne$	18.18 ppm
$He$	5.24 ppm
$CH_4$	1.75 ppm
$Kr$	1.14 ppm
$H_2$	$(0.4 \text{ a } 1.0) \text{ ppm}$
$Xe$	0.087 ppm

Tabela 4.1: *Composição da atmosfera ao nível do mar [66].*

Convecções permanentes nas direções vertical e horizontal causam o peso molecular médio do ar seco ser constante até aproximadamente 80 km acima do nível do mar, dando origem a uma região bem misturada conhecida como homosfera. A camada mais baixa da homosfera, até cerca de 10 km de altitude, é a troposfera, onde ocorrem os principais fenômenos meteorológicos. A temperatura diminui com a altitude ( $-6.5^\circ C/km$ ) até atingir um mínimo no topo da troposfera, a tropopausa. A temperatura passa, então, a aumentar com a altitude na camada seguinte, a estratosfera, que vai até uma altitude de cerca de 50 km. Nesta altitude, na estratopausa, a temperatura atinge os quase confortáveis  $15^\circ C$ . Diminui, então, a  $-80^\circ C$  até 100 km de altitude, formando a mesosfera. Daí para cima a temperatura cresce continuamente na camada conhecida como termosfera. O perfil de temperaturas da atmosfera, conhecido como perfil de Chapman, está

apresentado na figura 4.3. A primeira interação dos raios cósmicos ocorre na estratosfera e para a observação de fluorescência dos chuvereiros os 35 *km* inferiores da atmosfera são os considerados neste trabalho.

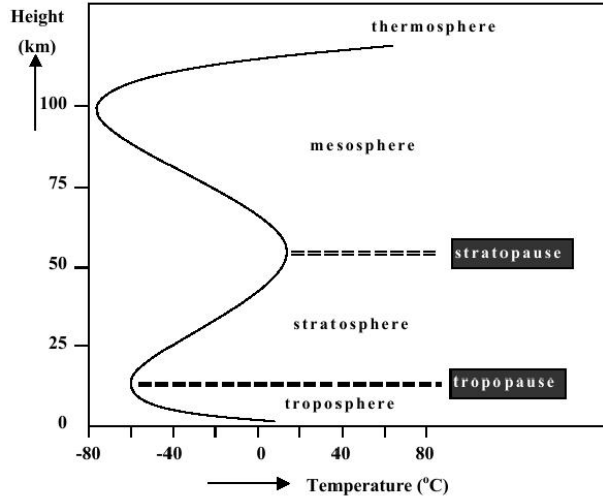


Figura 4.3: *Temperaturas médias da atmosfera em função da altitude.*

Para a parametrização, utilizo valores de temperatura, pressão e densidade em função da altitude, em um intervalo de 1 *km* tabelados no apêndice B.

A atmosfera é dividida em camadas, em unidades de espessura de massa ( $g/cm^2$ ), que representa o quanto a partícula deve caminhar para encontrar a mesma quantidade de matéria, ou seja, para percorrer  $1g/cm^2$  no nível no mar é necessário que a partícula percorra uma distância de  $\approx 8.2m$ , enquanto a uma altitude de 10 *km*, é necessário percorrer  $\approx 24.2 m$ . Para conversão de densidade para altitude em *km* deve-se usar a seguinte parametrização [68]:

$$i = 1, \dots, 4 : T(h) = a_i + b_i \cdot e^{-h/c_i} \quad (4.9)$$

$$i = 5 : T(h) = a_i - b_i \cdot h/c_i \quad (4.10)$$

onde os parâmetros  $a_i$ ,  $b_i$  e  $c_i$  são dados na tabela 4.2, abaixo:



Camada $i$	Altitude $h$ (km)	$a_i$ (g/cm <sup>2</sup> )	$b_i$ (g/cm <sup>2</sup> )	$c_i$ (cm)
1	0 ... 4	-186.5562	1222.6562	994186.38
2	4 ... 10	-94.919	1144.9069	878153.55
3	10 ... 40	0.61289	1305.5948	636143.04
4	40 ... 100	0.0	540.1778	772170.16
5	> 100	0.01128292	1	10 <sup>9</sup>

Tabela 4.2: *Parâmetros da atmosfera padrão nos EUA [67].*

### 4.3 Código CORSIKA

Para conhecermos melhor os processos de interação (hadrônica e eletromagnética) dessas partículas vamos fazer o estudo com ajuda de simulação de Monte Carlo. O código CORSIKA (COsmic Ray SIMulation for KAscade) [68] é uma simulação detalhada de eventos de Chuveiros Atmosféricos Extensos (CAEs) e é utilizada por diversos grupos e está presente em diversos trabalhos.

No CORSIKA pode ser escolhido vários fatores importantes para a simulação, listados abaixo e com respectivos valores utilizados neste trabalho:

- A energia da partícula primária. Utilizamos energias fixas em valores de  $10^{17}$ ,  $10^{17.5}$ ,  $10^{18}$ ,  $10^{18.5}$ ,  $10^{19}$ ,  $10^{19.5}$ ,  $10^{20}$  e  $10^{20.5}$  eV, que são as energias a serem consideradas para os processos importantes neste trabalho.
- O primário pode ser escolhido de uma tabela de diversas partículas, como por exemplo: próton, ferro, carbono, fóton, elétron, pósitron, múon, pión, entre outras partículas. Nesse trabalho foi gerado uma biblioteca de 1000 CAEs iniciados por próton, carbono e ferro para cada valor de energia citado no item anterior.
- As partículas sofrem interações hadrônicas de alta energia e pode ser escolhido um dos cinco modelos: SIBYLL, VENUS, HDPM, DPMJET e QGSJET. Neste trabalho utilizei o modelo SIBYLL, versão 2.1.
- O ângulo da primeira interação. Neste trabalho utilizei o ângulo inicial sorteado em um intervalo de  $0^\circ$  a  $60^\circ$ .

- O nível de observação também é controlado. Para um melhor estudo utilizei que o nível de observação era nível do mar para uma melhor observação de todo o CAE.
- O campo magnético do local do evento é levado em conta e neste trabalho usei o campo magnético da cidade de Santo André - São Paulo. Um programa que fornece os valores do campo magnético em qualquer região da Terra é encontrado na referência [45].
- Para primários com energia  $E_o > 10^{16} eV$ , é necessário controlar o fator de thinning<sup>3</sup>. No trabalho utilizamos o fator  $10^{-5}$ , pois foi um valor bom para se conservar um bom número de partículas, sem gastar muito tempo de processamento.
- Sorteamos uniformemente o ponto de interação projetado no nível do mar ( $D$ ) até um valor máximo de 10 *km* de distância do telescópio.
- Dividimos a atmosfera em faixas de 5 *g/cm<sup>2</sup>*.

Com as simulações feitas utilizando o código CORSIKA [68], o programa fornece tabelas de distribuição do número de partículas, de suas energias e de energia depositada nos intervalos de amostragem de 5 *g/cm<sup>2</sup>*. Na primeira tabela, são discriminados os números de fótons,  $e^\pm$ ,  $\mu^\pm$ , hádrons, partículas carregadas e núcleos. Na segunda tabela, a energia (incluindo a massa de repouso) destas mesmas partículas. Na terceira, a energia dissipada na atmosfera para vários processos: fótons absorvidos (abaixo do limiar de corte), perda de energia por ionização e energia contida abaixo do limiar de corte de  $e^\pm$ ,  $\mu^\pm$  e hádrons e energia perdida na forma de neutrinos.

## 4.4 Aparato Computacional Utilizado

As simulações, utilizando o CORSIKA versão 6617, utilizando os parâmetros de configuração descritos na seção anterior, foram lançadas em três aparatos computacionais de

---

<sup>3</sup>O fator thinning se baseia em seguir apenas algumas das partículas que emergem de uma interação (partículas líderes). Este procedimento é adotado quando a energia dos secundários diminui abaixo de uma fração ajustável da energia do primário. A energia das demais partículas que não são seguidas é atribuída à partícula líder, que recebe um “peso” proporcional ao número de partículas não seguidas [68].

Energia	Bachianas	Cromo	CENAPAD
$10^{17} eV$	52 h	45 h	48 h
$10^{18} eV$	105 h	92 h	96 h
$10^{19} eV$	166 h	143 h	152 h
$10^{20} eV$	241 h	228 h	240 h

Tabela 4.3: *Tempo utilizado para simulação de 200 CAEs nas máquinas Bachianas, Cromo e processadores do CENAPAD.*

alto desempenho. Dois deles estão na Universidade Federal do ABC. O primeiro deles é um supercomputador, denominado de Bachianas. Ela é composta de:

- 1 nó principal com 68 processadores Intel Itanium 2 dual core, com 272 Gb de memória RAM, 600 Gb de HD e 24Tb de HD para armazenamento;

O segundo supercomputador é um cluster de computadores, denominado Cromo com a seguinte configuração:

- 1 nó principal com 2 processados Intel Xeon dual core, 4Gb de memória RAM e 1500 Gb de HD;
- 6 nós com 2 processados Intel Xeon dual core, 8 Gb de memória RAM e 320 Gb de HD;
- 5 nós com 2 processadores Intel Xeon Quad Core, 16Gb de Memória RAM e 250 Gb de HD;

Foi utilizado também o supercomputador do CENAPAD (Centro Nacional de Processamento de Alto Desempenho de São Paulo). Ele é dotado de:

- 4 nós com 16 processadores Intel Itanium 2 com 1,5 GHz e 64 Gb de RAM;
- 1 nó com 4 processadores Intel Itanium 2 com 1,5 GHz e 8 Gb de RAM;
- 1 nó com 2 processadores Intel Itanium 2 com 1,5 GHz e 12 Gb de RAM;

Na tabela 4.3 apresentamos o tempo utilizado para a simulação de 200 CAEs nas máquinas Bachianas, Cromo e CENAPAD, para algumas energias e fator thinning de  $10^{-5}$  (ver seção 4.3). No final deste trabalho sugerimos uma otimização para diminuir o tempo de simulação que é descrito no apêndice C.

# Capítulo 5

## Número de Fótons de Fluorescência no Eixo do Chuveiro

Usando os chuveiros simulados pelo CORSIKA fizemos um estudo da emissão de fótons por metro por elétron e pósitrons em função da altitude. A emissão de fluorescência foi calculada com as equações de Kakimoto *et al.* (3.6) e Nagano *et al.* (3.8), utilizando todas as equações de energia depositada por caminho percorrido (2.2), (2.3) e (2.4).

Os resultados da emissão de fótons são mostrados nas figuras 5.1. Podemos ver que a emissão de fluorescência é maior quando utilizamos a equação (2.4), pois como já apresentamos nas figuras 2.2 e 2.3 o depósito é maior para esta equação em altas energias. Vemos também que o  $FLY$  na atmosfera tem o seu valor mais alto, utilizando o  $dE/dx$  do CORSIKA, tanto para a equação de Kakimoto *et al.* quanto para de Nagano *et al.*.

O número de fótons no eixo do chuveiro é calculado pela equação (4.1), onde a variável  $FLY$  foi substituída por todas combinações possíveis, utilizando as equações de energias depositadas por caminho percorrido.

Nas figuras 5.2 são mostrados os números de fótons no eixo do chuveiro em função da profundidade com modelos de emissão de fluorescência por Kakimoto *et al.* e Nagano *et al.* dadas pelas equações (3.6) e (3.8). Conforme esperavamos, o número de fótons é maior para  $dE/dx$  do CORSIKA e vemos uma significativa diferença utilizando  $dE/dx$  de Leo e Longair. Conforme já discutimos, a equação de Leo apresenta fatores de correção para energias superiores ao mínimo de ionização.

Utilizando a equação (3.9), temos uma menor emissão de fótons para de Kakimoto *et al.*, como mostrado nas figuras 5.3. Com estes novos resultados de emissão de fluorescência, encontramos um menor número de fótons no eixo do chuveiro para o cálculo em que é utilizado o *FLY* de Kakimoto *et al.* (vide figuras 5.4).

As equações (3.10) e (3.11), que usam o termo responsável pela principal parcela de emissão de fluorescência com o fator de correção [61], gera a figura 5.5, onde a emissão de fluorescência é muito menor que as anteriores e irão gerar, por consequência, menor número de fótons no eixo do chuveiro (vide figuras 5.6).

A utilização de um termo para o *FLY* é devido ao fato dos telescópios de fluorescência do Observatório Pierre Auger utilizarem um filtro que seleciona o comprimento de onda entre 300 a 400 *nm*.

Destacamos a curva da emissão de fluorescência (*FLY*) de Kakimoto da equação 3.10, reescrito somente com o segundo termo, pois a emissão de fluorescência em função da altitude é próximo à da referência [69], vide figura 5.5.

Os gráficos análogos apresentados neste capítulo para chuveiros iniciados por núcleo de ferro e de carbono estão apresentados no apêndice D.

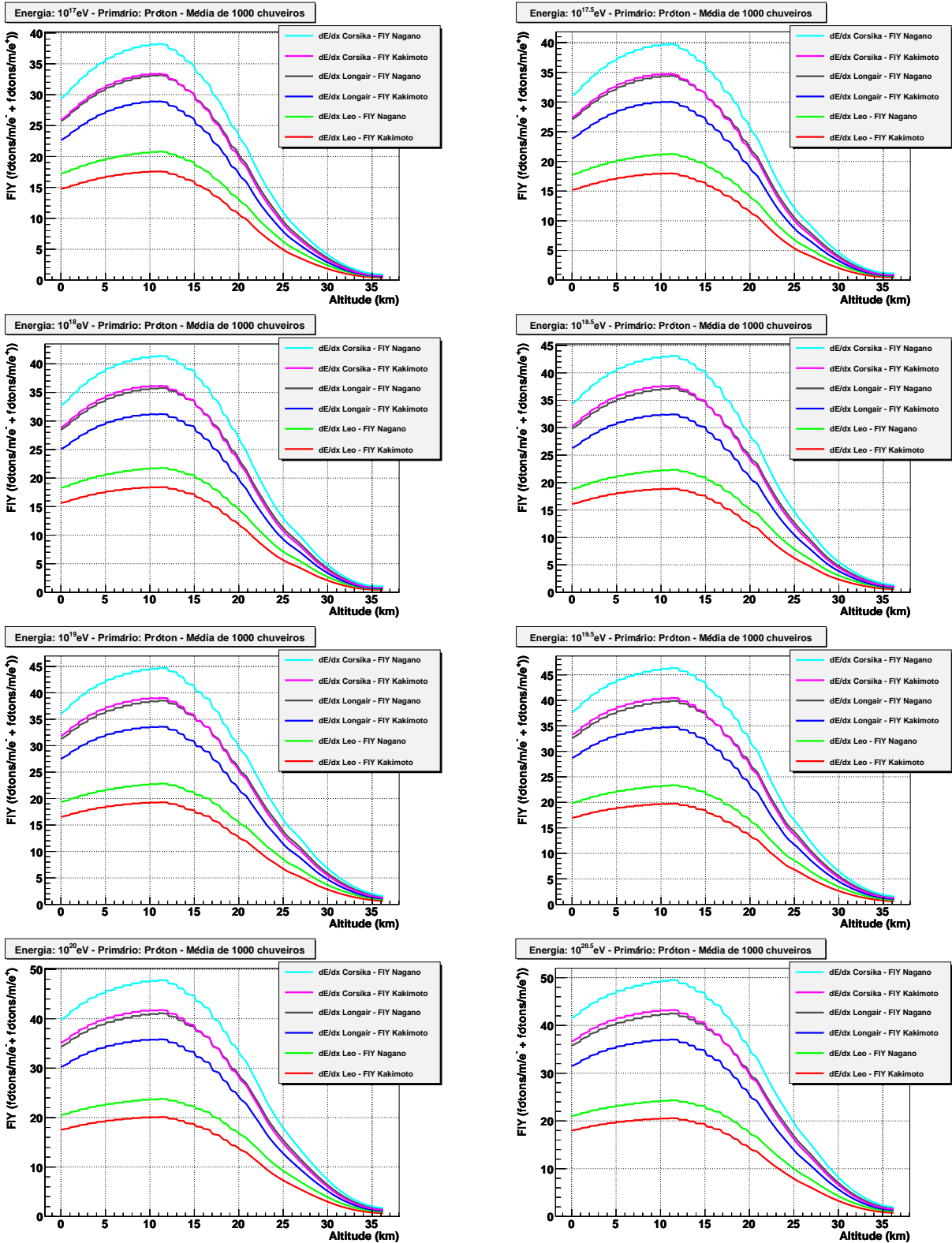


Figura 5.1: Média da emissão de fluorescência para 1000 CAEs iniciados por próton em função da altitude utilizando as equações de energia depositada por caminho (2.2), (2.3) e (2.4) e as equações de emissão de fluorescência de Kakimoto et al. (3.6) e Nagano et al. (3.8).

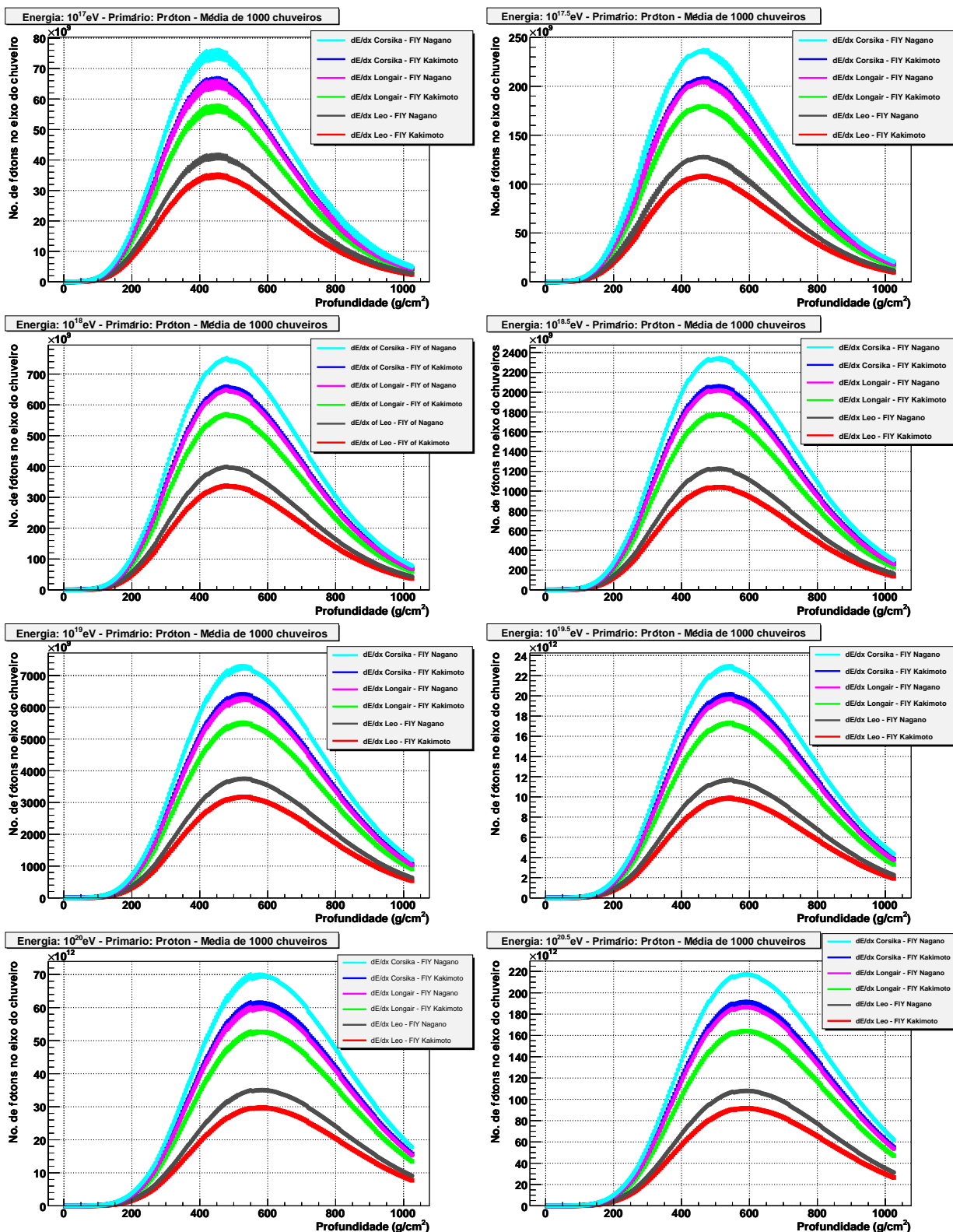


Figura 5.2: Média do número de fótons no eixo do chuveiro para 1000 CAEs iniciados por próton em função da profundidade utilizando as equações de energia depositada por caminho (2.2), (2.3) e (2.4) e as equações de emissão de fluorescência de Kakimoto et al. (3.6) e Nagano et al. (3.8). A barra de erro é dada pelo desvio quadrático médio.

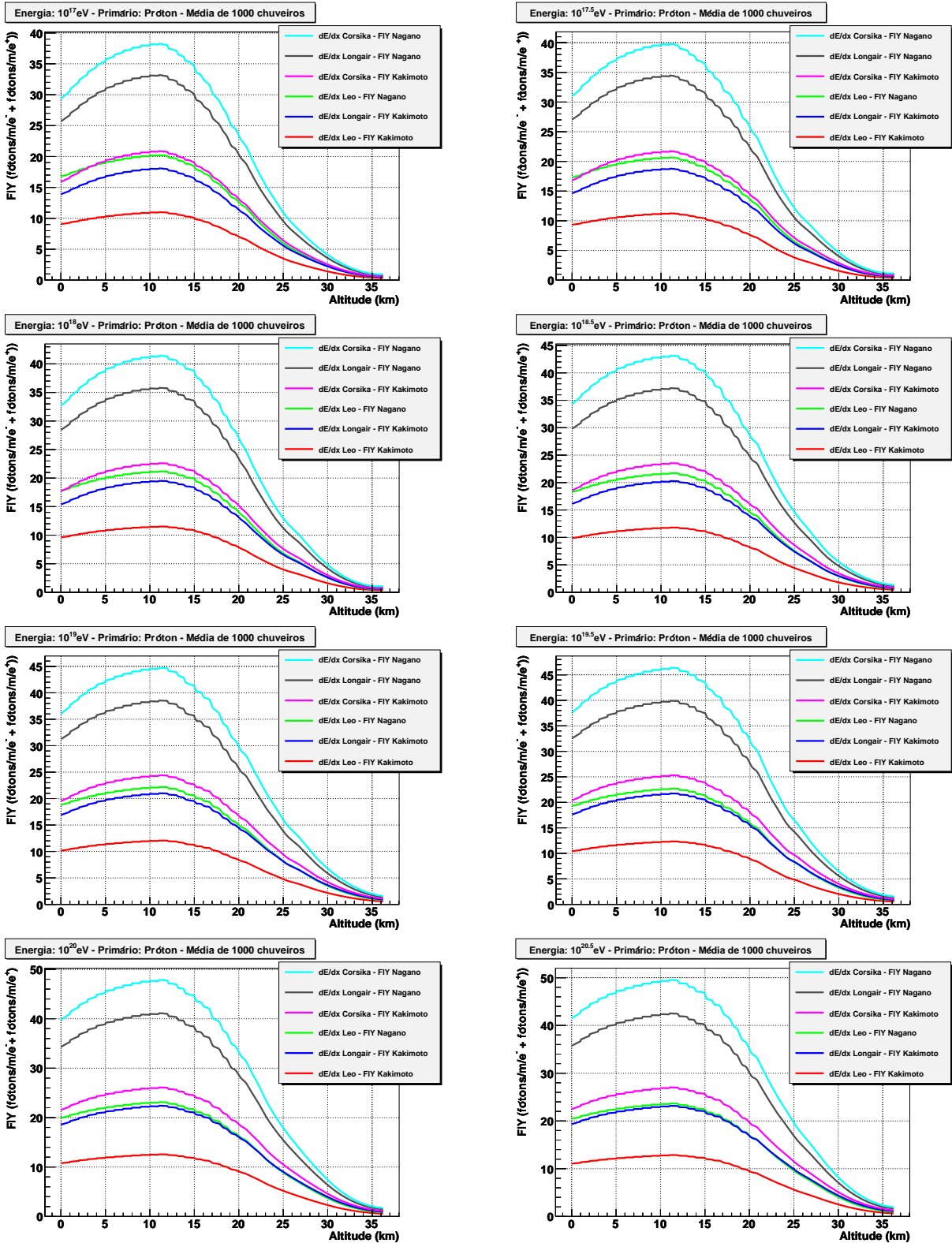


Figura 5.3: Média da emissão de fluorescência para 1000 CAEs iniciados por próton em função da altitude utilizando as equações de energia depositada por caminho (2.2), (2.3) e (2.4) e as equações de emissão de fluorescência de Kakimoto et al. (3.6) e Nagano et al. (3.8) com fatores de correção da referência [61].



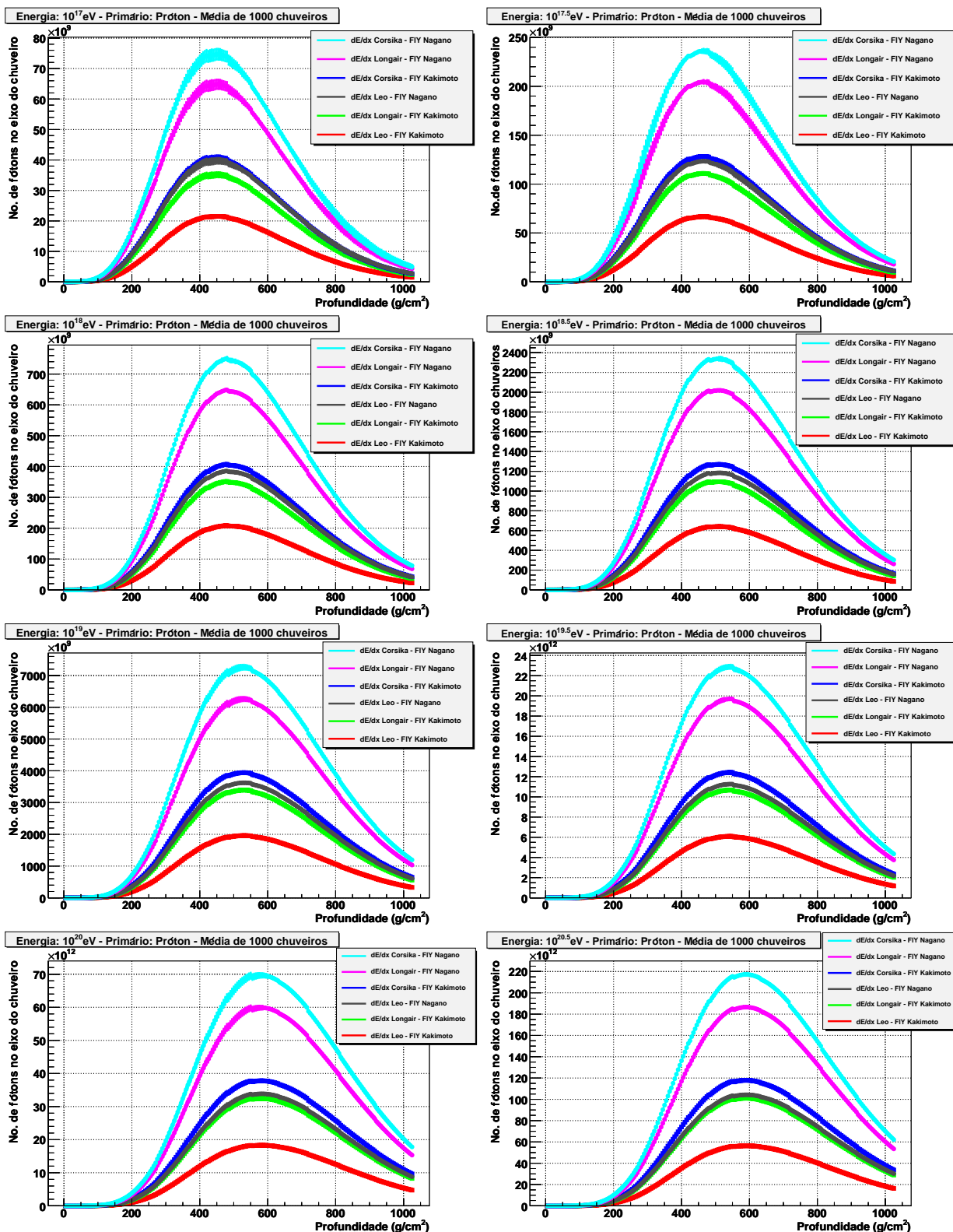


Figura 5.4: Média do número de fótons no eixo do chuveiro para 1000 CAEs iniciados por próton em função da profundidade utilizando as equações de energia depositada por caminho (2.2), (2.3) e (2.4) e as equações de emissão de fluorescência de Kakimoto et al. (3.6) e Nagano et al. (3.8) com fatores de correção da referência [61]. A barra de erro é dada pelo desvio quadrático médio.

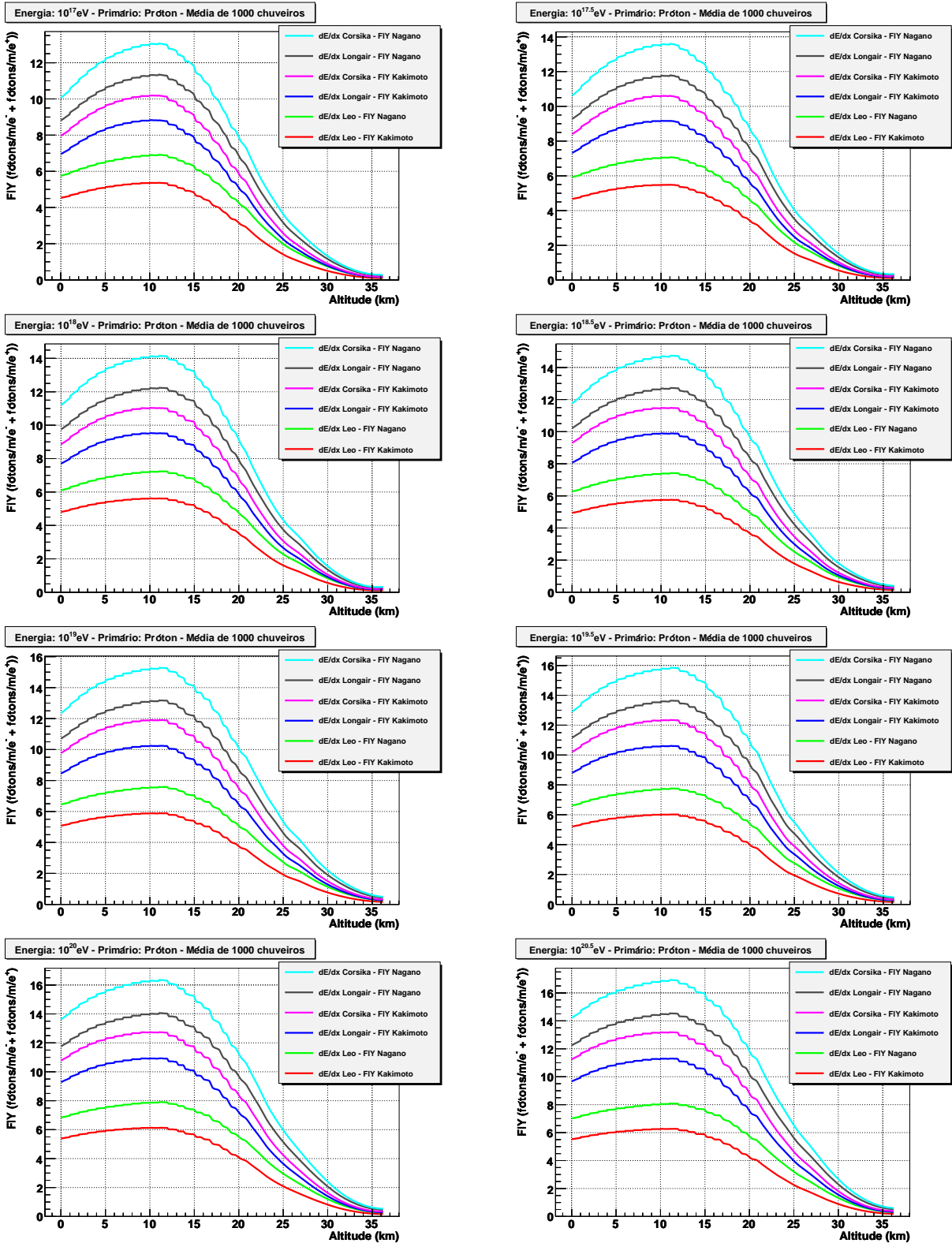


Figura 5.5: Média da emissão de fluorescência para 1000 CAEs iniciados por próton em função da altitude utilizando as equações de energia depositada por caminho (2.2), (2.3) e (2.4) e as equações de emissão de fluorescência de Kakimoto et al. (3.6) e Nagano et al. (3.8) com apenas o primeiro termo da emissão de fluorescência e o fator de correção da referência [61].

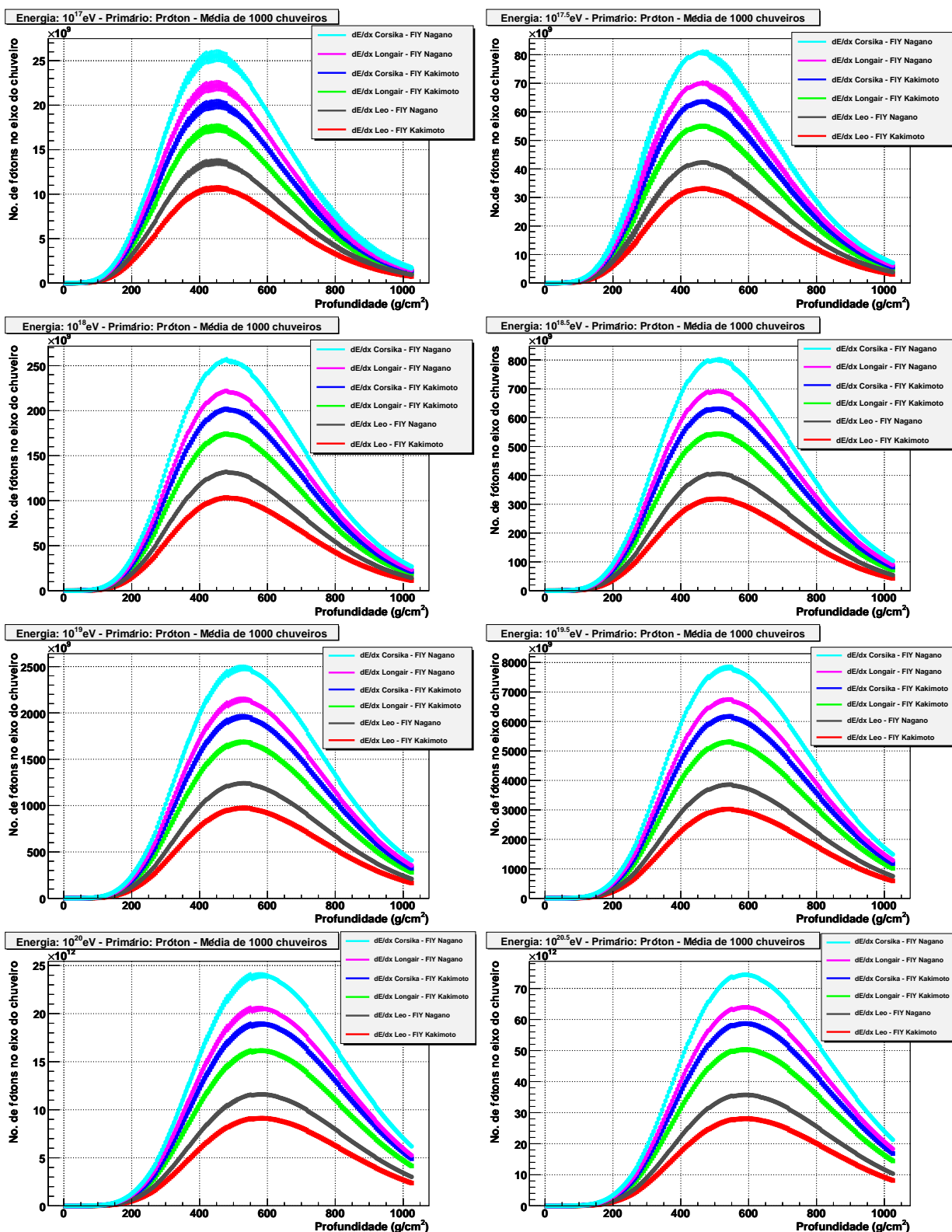


Figura 5.6: Média do número de fótons no eixo do chuveiro para 1000 CAEs iniciados por próton em função da profundidade utilizando as equações de energia depositada por caminho (2.2), (2.3) e (2.4) e as equações de emissão de fluorescência de Kakimoto et al. (3.6) e Nagano et al. (3.8) com apenas o primeiro termo da emissão de fluorescência e o fator de correção da referência [61]. A barra de erro é dada pelo desvio quadrático médio.

# Capítulo 6

## Resultados para Incidência de Fótons em Telescópios

Telescópios de fluorescência são ótimos instrumentos para a reconstrução de CAEs, sendo utilizado por grandes experimentos como HiRes e o Observatório Pierre Auger. Na Universidade Federal do ABC, está sendo construído o Monitor de Radiação Atmosférica (MonRAt) [70], que se caracterizará por ser um experimento compacto, podendo ser levado para o campo onde não haja luminosidade de grandes cidade. Ele utiliza a técnica de fluorescência para a detecção de raios cósmicos de ultra-alta energia.

O MonRAt poderá utilizar vários espelhos e o primeiro espelho esférico tem diâmetro de  $13.8\text{ cm}$ , raio de curvatura de  $39,2\text{ cm}$  e ângulo de visada de  $2^\circ$ , vide figura 6.1. No foco do espelho haverá uma fotomultiplicadora multianódica (FMA) de  $64\text{ pixels}$  da Hamamatsu, ligada a um divisor de tensão integrado e a sua respectiva fonte de alta tensão. Os ânodos da FMA são divididos em uma matriz  $8 \times 8$  com  $2 \times 2\text{ mm}^2$  de área de cada pixel. O sinal da FMA será captado por placas<sup>1</sup> ligada a um computador.

O MonRAt deverá observar chuueiros na faixa de energia  $10^{17}\text{ eV} < E < 10^{20}\text{ eV}$ . Para efeito de estudo, utilizando simulações feitas pelo CORSIKA, verificaremos o alinhamento do telescópio, o tempo de transição dos fótons pela fotomultiplicadora e o número de fótons chegando ao telescópio.

---

<sup>1</sup>As placas estão sendo produzidas no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF).

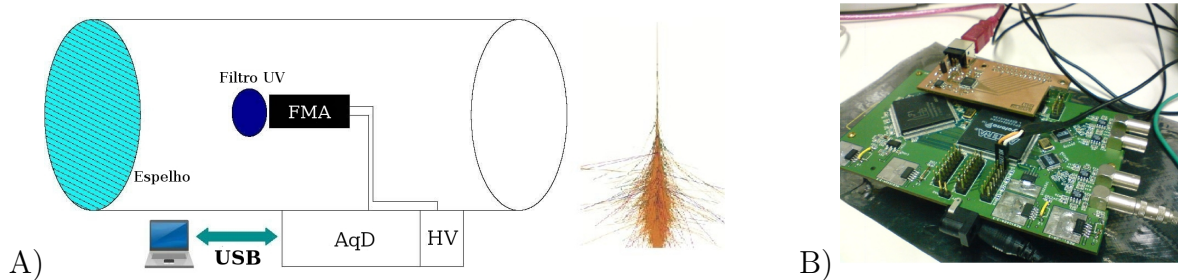


Figura 6.1: A) Figura esquemática do MonRAte, onde temos a fotomultiplicadora (FMA), que é ligada a um módulo de alta tensão e a placa de aquisição de dados (AqD) interfaceada a um computador pela porta USB. No foco do espelho haverá filtro de ultravioleta para selecionar o comprimento de onda de interesse. B) Foto da placa de aquisição de dados (AqD).

É válido lembrar que estes fótons terão ângulos de incidência  $\sigma$  quaisquer (vide figura 4.1) e que, devido à abertura do espelho do MonRAte ser limitada, estaremos observando somente os fótons com  $\sigma \leq 2^\circ$ , o que limita muito a chegada de fótons ao telescópio.

A geração de fótons para a simulação da performance do experimento MonRAte foi feita utilizando o *FLY* somente com um termo e com fator de correção, vide equação (3.10) de Kakimoto *et al.*, usando a energia depositada por caminho percorrido, mostrada na equação (2.2).

Os gráficos da esquerda das figuras 6.2, 6.3, 6.4, 6.5, 6.6 e 6.7 dão duas informações importantes:

1. O limiar de energia do experimento: em  $10^{17} eV$  temos apenas 1 evento observado em 1000 CAEs iniciado por próton. A partir daí, este número aumenta com a energia, saturando em 1000 eventos. Para os CAEs iniciados por ferro e carbono, o limiar é de  $10^{17.5} eV$ ;
2. O valor da média indica a inclinação que devemos alinhar o telescópio para captar o máximo número de eventos com a energia e primário específico do gráfico. Podemos ver que a medida que a energia aumenta o ângulo de alinhamento é menor, o que seria de esperar, pois o CAE vai se desenvolver mais profundamente na atmosfera.

Os gráficos do centro das figuras 6.2, 6.3, 6.4, 6.5, 6.6 e 6.7, fornecem uma informação importante para a eletrônica de aquisição. Lembremos que a projeção do ponto de in-

teração do primário na superfície que contém o telescópio  $D$  foi sorteada uniformemente até um valor máximo de  $10\text{ km}$ . Como os CAEs têm ângulos zenitais sorteados pelo CORSIKA no intervalo de  $0$  a  $60^\circ$ , os parâmetros de impacto  $R_p$  se distribuem em valores que vão de  $1$  a  $70\text{ km}$ , de acordo com cada histograma. Tomando-se estes valores como limites, lembrando que o ângulo de abertura do espelho é  $2^\circ$  e que os CAEs viajam pela atmosfera à velocidade da luz, podemos calcular o tempo de trânsito dos fótons na janela da fotomultiplicadora. O tempo total para o CAE mais próximo é de  $233\text{ ns}$  e para o mais distante de  $1118\text{ ns}$ . Como teremos uma matriz de  $8 \times 8\text{ pixels}$  no fotocátodo, no caso de incidência vertical (o mais crítico por dar a menor diferença de tempo), basta dividir estes tempos por  $8$ . O menor deles, dividido por  $8$ , resulta em  $29.1\text{ ns}$ . Este é o tempo mínimo de resolução temporal entre os *pixels* para ser possível reconstruir os CAEs mais próximos.

Os gráficos da direita das figuras 6.2, 6.3, 6.4, 6.5, 6.6 e 6.7 fornecem informações do número de fótons que chegam ao telescópio. Esta informação é importante para a eletrônica de aquisição de dados (AqD) para determinar se é necessário ou não a amplificação do sinal da fotomultiplicadora na eletrônica de front-end, uma vez que nos diz se teremos um ou mais fótons a serem observados.

Uma gaussiana foi ajustada a cada histograma da elevação com o número máximo de fótons (figuras à esquerda) e do número de fótons que chegam no MonRAt (figuras à direita) nas figuras 6.2, 6.3, 6.4, 6.5, 6.6 e 6.7. A gaussiana vai fornecer o valor do desvio padrão e vemos que este diminui com o aumento da energia.

O estudo da contaminação devido à radiação Cherenkov e a aplicação ao MonRAt está descrito no apêndice E.

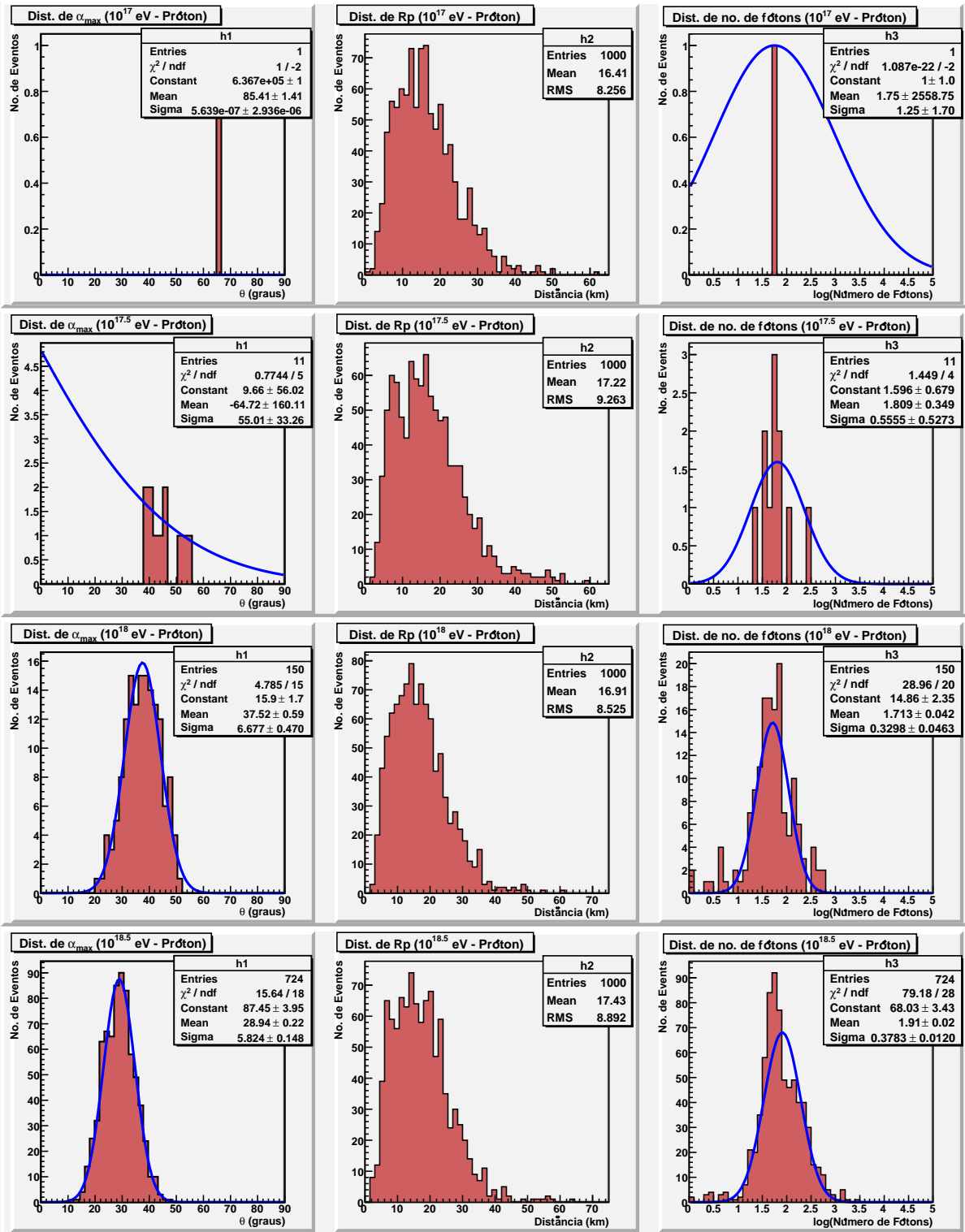


Figura 6.2: Nas figuras acima temos as distribuições para CAEs iniciados por próton para as energias dadas. Nas figuras da esquerda temos as distribuições dos ângulos de elevação do máximo de fótons e uma curva de ajuste de uma gaussiana. Nas figuras do centro temos as distribuições das distâncias de maior aproximação do telescópio. Nas figuras da direita temos as distribuições do número de fótons que chegam ao MonRAt e uma curva de ajuste de uma gaussiana.



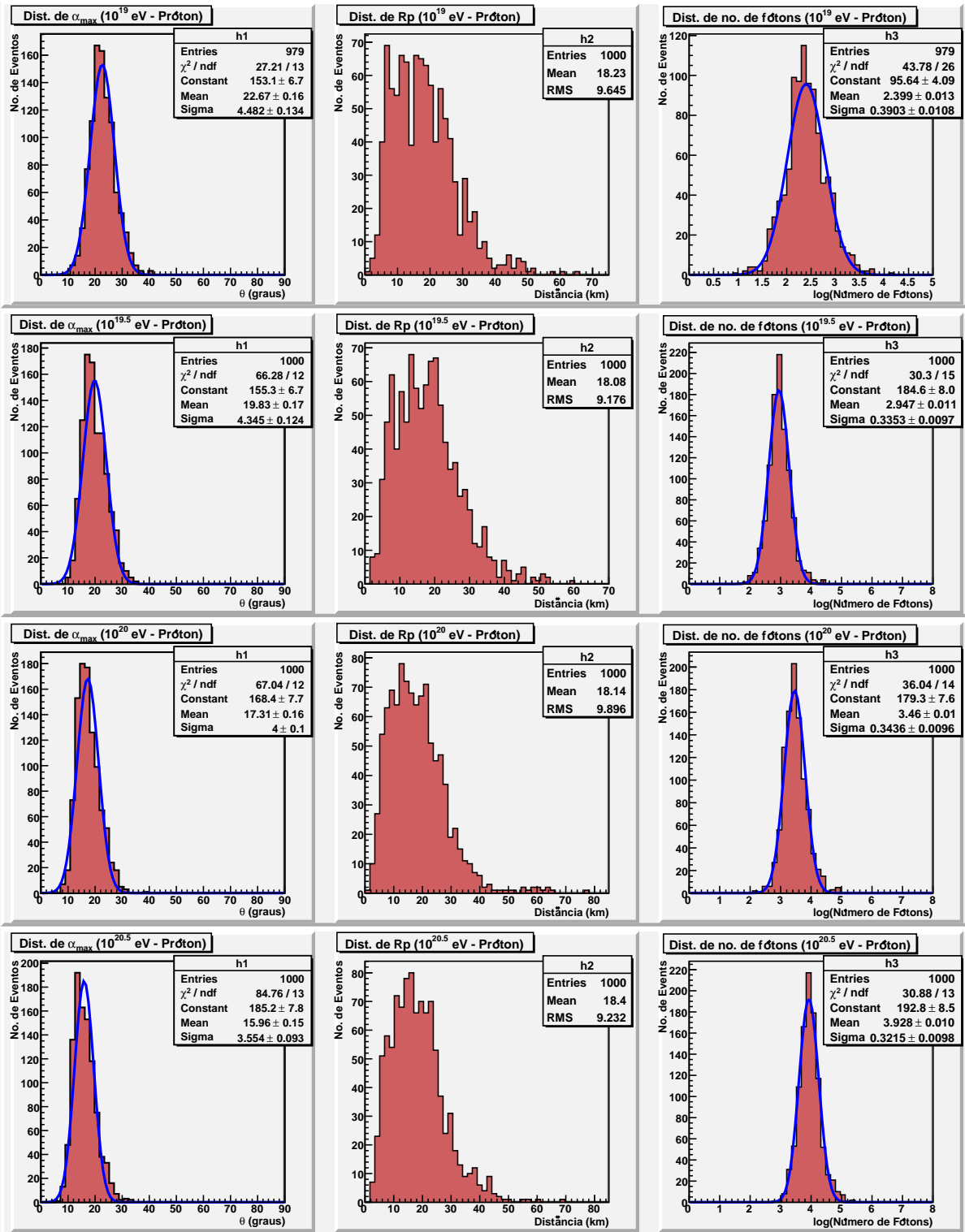


Figura 6.3: Nas figuras acima temos as distribuições para CAEs iniciados por próton para as energias dadas. Nas figuras da esquerda temos as distribuições dos ângulos de elevação do máximo de fótons e uma curva de ajuste de uma gaussiana. Nas figuras do centro temos as distribuições das distâncias de maior aproximação do telescópio. Nas figuras da direita temos as distribuições do número de fótons que chegam ao MonRAt e uma curva de ajuste de uma gaussiana.



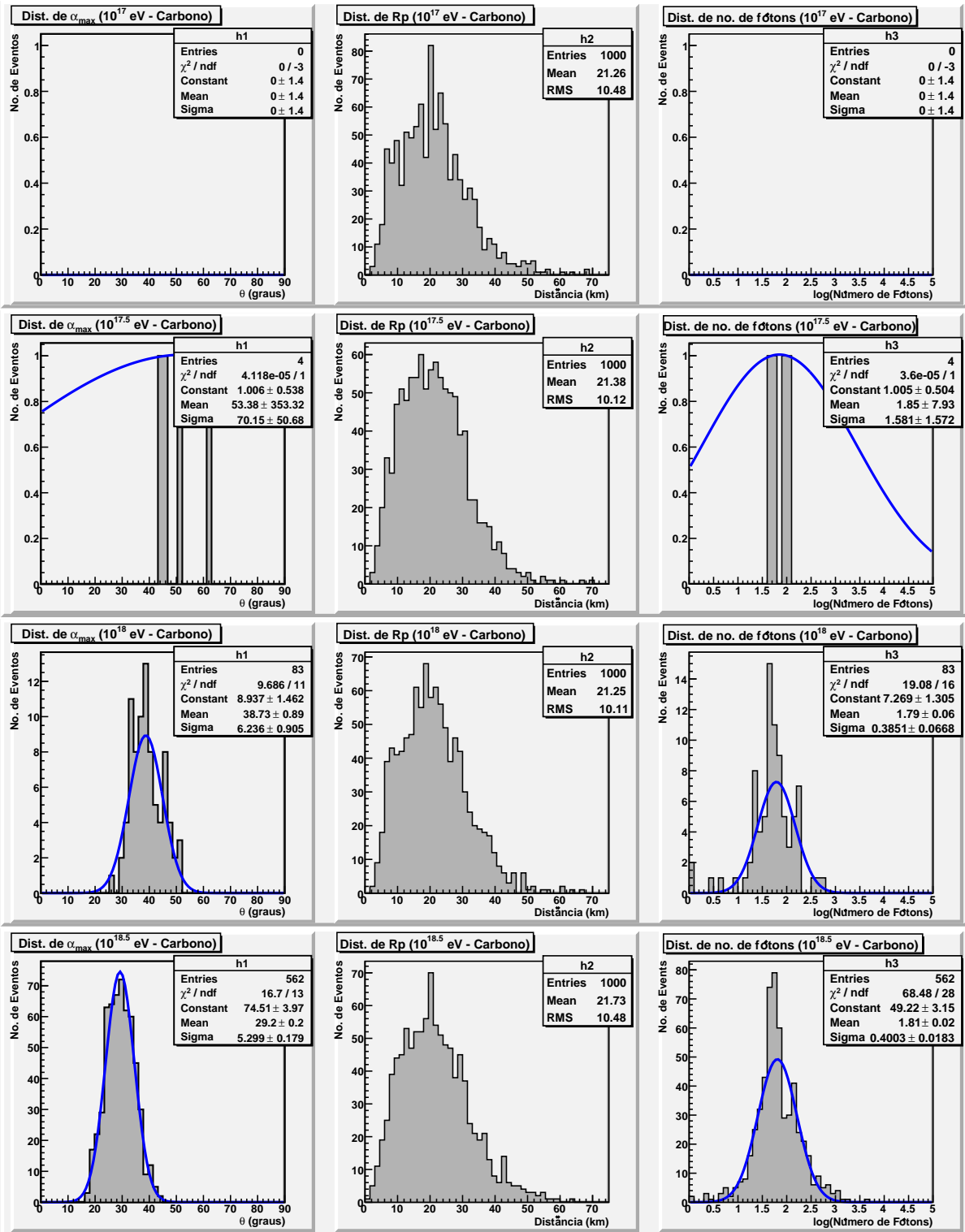


Figura 6.4: Nas figuras acima temos as distribuições para CAEs iniciados por carbono para as energias dadas. Nas figuras da esquerda temos as distribuições dos ângulos de elevação do máximo de fótons e uma curva de ajuste de uma gaussiana. Nas figuras do centro temos as distribuições das distâncias de maior aproximação do telescópio. Nas figuras da direita temos as distribuições do número de fótons que chegam ao MonRAt e uma curva de ajuste de uma gaussiana.

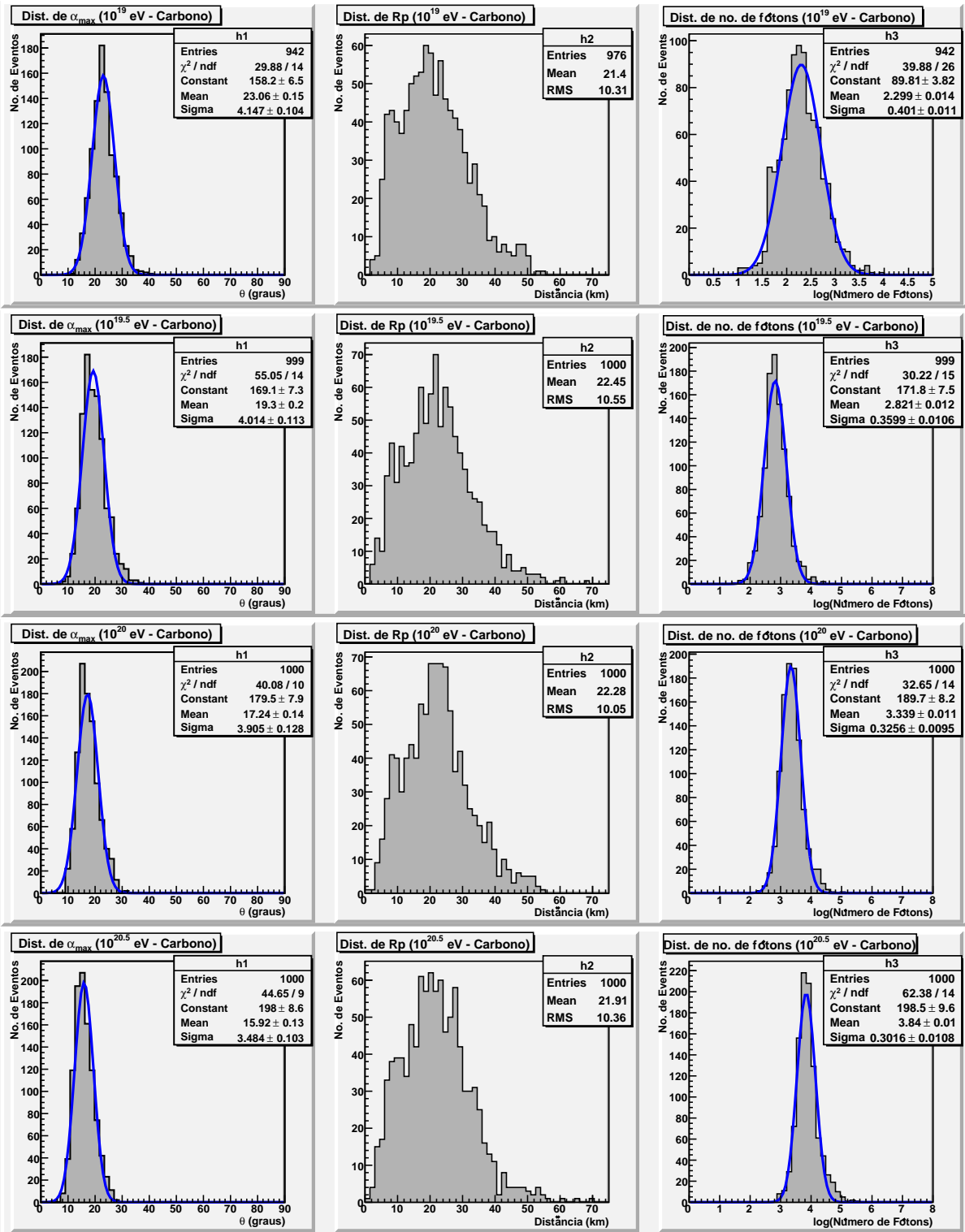


Figura 6.5: Nas figuras acima temos as distribuições para CAEs iniciados por carbono para as energias dadas. Nas figuras da esquerda temos as distribuições dos ângulos de elevação do máximo de fótons e uma curva de ajuste de uma gaussiana. Nas figuras do centro temos as distribuições das distâncias de maior aproximação do telescópio. Nas figuras da direita temos as distribuições do número de fótons que chegam ao MonRAt e uma curva de ajuste de uma gaussiana.

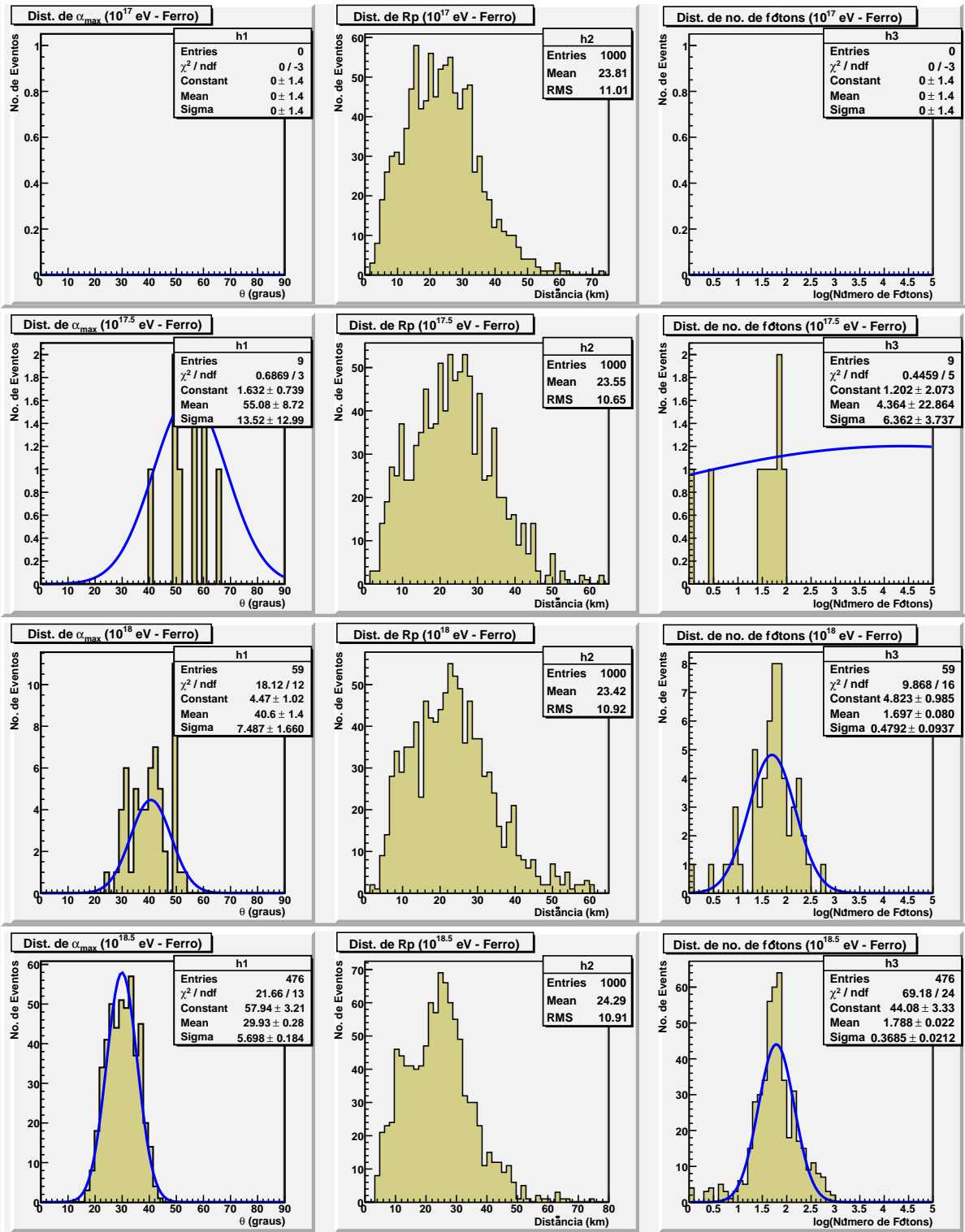


Figura 6.6: Nas figuras acima temos as distribuições para CAEs iniciados por ferro para as energias dadas. Nas figuras da esquerda temos as distribuições dos ângulos de elevação do máximo de fótons e uma curva de ajuste de uma gaussiana. Nas figuras do centro temos as distribuições das distâncias de maior aproximação do telescópio. Nas figuras da direita temos as distribuições do número de fótons que chegam ao MonRAte e uma curva de ajuste de uma gaussiana.

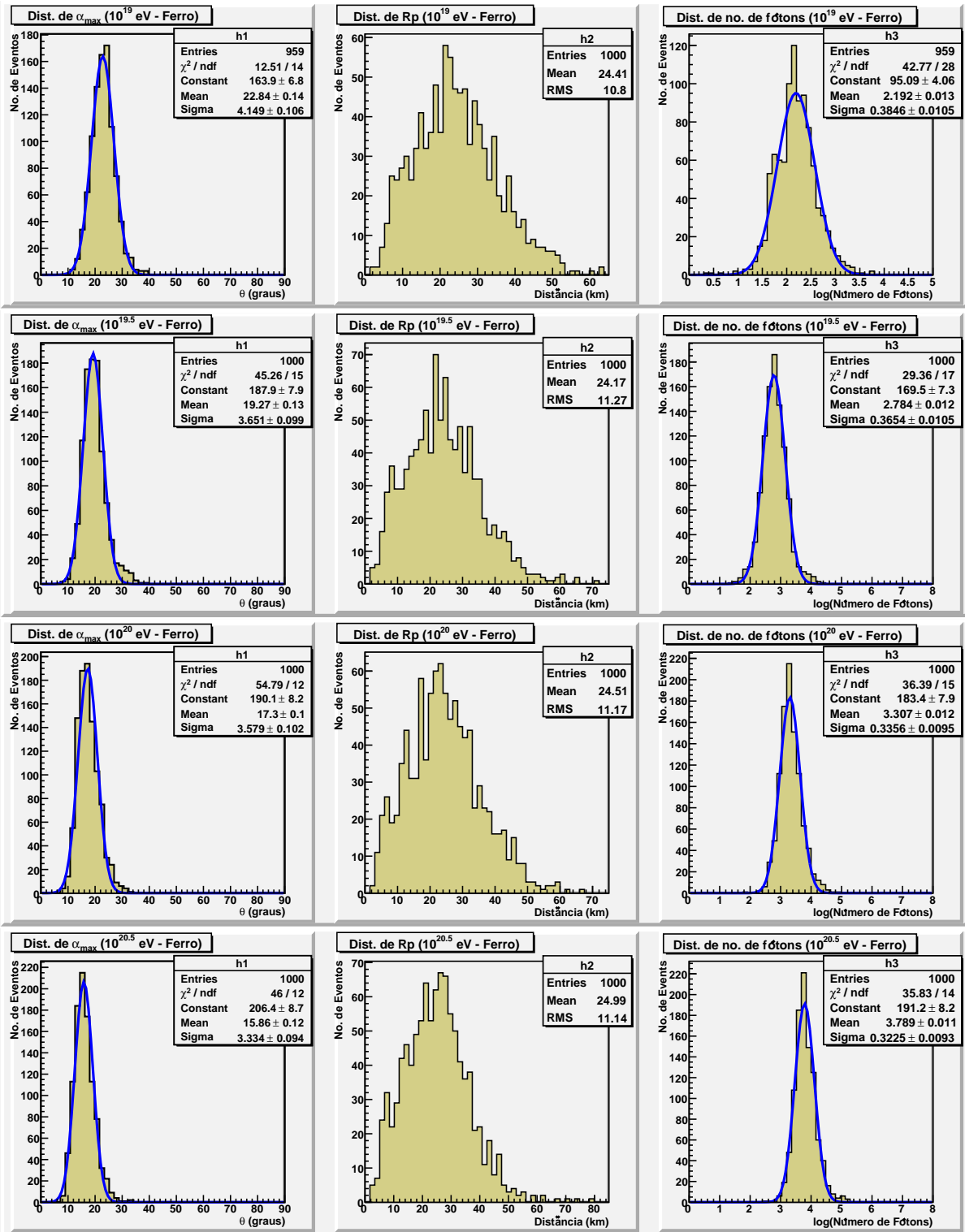


Figura 6.7: Nas figuras acima temos as distribuições para CAEs iniciados por ferro para as energias dadas. Nas figuras da esquerda temos as distribuições dos ângulos de elevação do máximo de fótons e uma curva de ajuste de uma gaussiana. Nas figuras do centro temos as distribuições das distâncias de maior aproximação do telescópio. Nas figuras da direita temos as distribuições do número de fótons que chegam ao MonRAte e uma curva de ajuste de uma gaussiana.

# Capítulo 7

## Conclusões

O trabalho apresenta uma vasta discussão sobre a importância da parametrização da atmosfera para a reconstrução de chuviros atmosféricos extensos, utilizando a técnica de fluorescência. A atmosfera foi dividida em camadas e por meio de software CORSIKA fizemos simulações de CAE com oito diferentes energias ( $10^{17}$ ,  $10^{17.5}$ ,  $10^{18}$ ,  $10^{18.5}$ ,  $10^{19}$ ,  $10^{19.5}$ ,  $10^{20}$  e  $10^{20.5}$ ) e iniciados por três tipos de partícula (próton, carbono e ferro).

O comparativo de equações da energia depositada por caminho percorrido ( $dE/dx$ ) de algumas literaturas foram feitas. A equação de  $dE/dx$  proposta por W. Leo apresenta fatores de correções de densidade e camada que em outras equações, M. Longair e CORSIKA, não apresentam. Elas levam a diferenças de resultados de emissão de fluorescência por metro por elétron ( $FLY$ ) se utilizarmos os trabalhos de Kakimoto *et al.* e Nagano *et al.*.

Com equações de emissão de fluorescência, encontramos diferentes números de fótons no eixo do chuveiro para cada equação de  $dE/dx$ .

Essas diferenças de número de fótons para a combinação de  $FLY$  e  $dE/dx$  podem levar a significativas alterações nos resultados para reconstrução de eventos de raios cósmicos.

Na continuação deste trabalho vamos estender este modelo de parametrização e geração de fótons para outros telescópios existentes (HiRes e Observatório Pierre Auger). Atualmente este estudo é aplicado ao Monitor de Radiação Atmosférica, que está sendo construído na Universidade Federal do ABC, e apresentamos os resultados para a inclinação que devemos alinhar o telescópio para captar o máximo número de eventos com a energia

e primário específico e apresentamos importantes parâmetros para o sistema de aquisição de dados. O espalhamento de fótons na atmosfera será tratado futuramente.

# Referências Bibliográficas

- [1] Max Planck, *Annalen der Physik*, **4** (1901) 553.
- [2] Albert Einstein, *Annalen der Physik* **17** (1905) 132-148.
- [3] Theodor Wulf, *Physikalische Zeitschrift*, **5** (1910) 152-157.
- [4] Ernest Rutherford, *Philosophical Magazine, Series 6*, **21** (1911) 669-688.
- [5] Hans Geiger and Ernest Marsden, *Proceedings of the Royal Society, Series A* **82** (1909) 495-500.
- [6] Victor Francis Hess, *Z. Phys.*, **14** (1912) 1084.
- [7] Niels Bohr, Part I, *Philosophical Magazine*, **26** (1913) 1-25; Part II, *Philosophical Magazine* **26** (1913) 476-502; Part III, *Philosophical Magazine*, **26** (1913) 857-875.
- [8] James Chadwick, *Nature*, **129** (1932) 312.
- [9] Carl David Anderson, *Phys. Rev.*, **43** (1933) 491.
- [10] Hideki Yukawa, *Yukawa Institute for Theoretical Physics; Gakkai, Nihon Butsuri* (1946).
- [11] C. M. G. Lattes, G. P. S. Occhialini and C. F. Powell, *Proceedings of the Physical Society*, **61** (1948) 173-183.
- [12] P. Auger, R. Maze, T. Grivet-Meyer, *Academie des Sciences, Paris*, **206** (1938) 1721.
- [13] F. Close, M. Martin, *The Particle Explosion, Oxford Univ Pr* (1987).

- [14] “Pierre Auger Design Report”, Fermilab (1997),  
<http://www.auger.org/admin/DesignReport/index.html>; <http://www.auger.org/>
- [15] M. Ave *et al.*, *Astroparticle Physics*, **28**(2007) 41.
- [16] J. Linsley, *Phys. Rev. Lett.*, **4** (1963) 146.
- [17] M. Nagano and A. A. Watson, *Rev. Mod. Phys.*, **3** (2000) 689 - 732.
- [18] M. A. Lawrence, R. J. O. Reid and A. A. Watson., *J. Phys.*, **G17**(1991) 733.
- [19] L. Anchordoqui, H. Goldberg, *Phys. Letters, Boston*, **583** (2004) 213-221.
- [20] J. Bellido *et al.*, *Astroparticle Physics*, **15** (2001) 167.
- [21] B. N. Afanasiev *et al.* , “Proceedings of the Tokyo workshop on techniques for the study of Extremely high energy cosmic rays. ”(1993) 32.
- [22] R. M. Baltrusaitis, R. Cady, *et al.* , *Nucl. Instrum. Methods Phys.*, **A240** (1985) 410.
- [23] M. A. L. de Oliveira, H. C. Reis, R. Sato and L. V. Souza Filho, *Nucl. Instr. and Meth.*, **A522** (2004) 360.
- [24] P. Sokolsky, “Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics ”, Addison-Wesley publishing Company,**76** (1989) 6.
- [25] G. B. Christiansen, G. V. Kulikov and Yu. A. Fomin, “Ultrahigh Energy Cosmic Rays”, Moscow, Atomizdat (1975) 5.
- [26] E. Fermi, *Phys. Rev.*, **75** (1949).
- [27] R. C. Shellard, “Cosmic Accelerators and Terrestrial Detectors”, *Brazilian Journal of Physics*, **31**(2001).
- [28] L. O’C. Drury, *Contemp. Phys.*, **35** (1994) 232.
- [29] M. Hillas, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **22** (1984) 425.



- [30] A. A. Penzias and R. Wilson, *Astrop. J.*, **142** (1965) 419.
- [31] K. Greisen, *Phys. Rev. Letters*, **16** (1966) 748.
- [32] G. T. Zatsepin and V. A. Kuz'min, *JETP Lett.*, **4** (1966) 78.
- [33] J. Abraham *et al.*(Pierre Auger Observatory Collaboration), *Phys. Rev. Letters*, **101**, 061101 (2008).
- [34] J. Abraham *et al.*(Pierre Auger Observatory Collaboration), *Science*, **318** (2007) 938.
- [35] M. P. Véron-Cetty, P. Véron, *Astron. Astrophys.*, **455** (2006) 773.
- [36] C. Amsler *et al.*, *Particle Physics Booklet*, Institute of Physics, (2008).
- [37] M. A. Leigui de Oliveira, “Simulação de Chuveiros Atmosféricos Extensos e Métodos de Reconstrução de Seus Parâmetros Fundamentais ”, Tese de Doutorado, IFGW, UNICAMP (1999).
- [38] H. Bethe, *Ann. Phys.*, **5** (1930) 325.
- [39] F. Bloch, *Z. Phys.*, **81** (1933) 363.
- [40] W. R. Leo, “Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments”, Springer-Verlog, (1994) 37.
- [41] M. S. Longair, “High Energy Astrophysics”, Cambridge University Press, **1**, 2nd. Ed., (2004).
- [42] D. Heck *et al.* , “CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Air Showers ”, Report KfK 6019, Forshungszentrum Karlsruhe (1998).
- [43] R. M. Sternheimer, M. J. Berger, S. M. Berger, *Atom. Data and Nucl. Data Tables*, **30** (1984) 262.
- [44] M.J. Berger, J.S. Coursey, M.A. Zucker and J. Chang, “Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions”, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/contents.html>

- [45] National Geophysical Data Center (NGDC), <http://www.ngdc.noaa.gov/geomag>
- [46] K. Greisen, "Prog. in Cosmic Ray Phys. ", North Holand Publishing Co., **3** (1967).
- [47] J. Nishimura, K. Kamata, "Prog. Theor. Phys.  $\eta$  "(1952) 185.
- [48] A. M. Hillas, D. J. Marsden, J. D. Hollows, H. Hunter, Proc. 12th ICRC, Hobart, **3** (1971) 1001.
- [49] D. Newton, J. Knapp, A. A. Watson, Astropart. Phys., **26** (2006), 414.
- [50] F. Arqueros, J. R. Hörandel, B. Keilhauer, Nucl. Instr. and Meth., **A 597** (2008) 1.
- [51] A. E. Grün, E. Schopper, Z. Naturforschg. **9a**, (1954) 55.
- [52] A. E. Grün, Can. J. Phys., **36**(1958) 858.
- [53] B. Brocklehurst, Trans. Faraday Soc., **60**(1964) 2151.
- [54] R. Clay *et al.*, GAP Note 2000-033.
- [55] G. Davidson and R. O'Neil, J. Chem. Physics, **41** (1964) 3946.
- [56] A. N. Bunner, "The Atmosphere as a Cosmic Ray Scintillator ", Thesis, Cornell University (1964).
- [57] A. N. Bunner, "Cosmic Ray Detection by Atmospheric Fluorescence ", PhD Thesis, Cornell Univ. (Feb. 1967).
- [58] K. Kakimoto, *et al.*, Nuclear Instruments and Methods in Physics, Res.: **A372** (1996) 527.
- [59] M. Nagano, K. Kobayakawa, N. Sakaki and K. Ando, *et al.*, Astropart. Phys., **20**(2003) 293;
- [60] M. Nagano, K. Kobayakawa, N. Sakaki and K. Ando, *et al.*, Astropart. Phys., **22** (2004) 235.
- [61] B. Dawson, GAP Note 2002-067.

- [62] Offline Software, <https://www.auger.unam.mx/AugerWiki/OfflineSoftware>
- [63] C. Song *et al.*, Energy Estimation of UHE Cosmic Rays using the Atmospheric Fluorescence Technique, (1999).
- [64] E. C. Flowers, R. A. McCormick and J. Kurfis, *J. Appl. Meteorology*, **8** (1969) 955.
- [65] P. Sokolsky, *Proc. of Int. Sym. on EHE Cosm. Rays: Astrophysics and Future Observatories*, Ed. M. Nagano (1996) 253.
- [66] Intergovernmental Panel on Climate Change, IPCC Report, (2001), <http://www.ipcc.ch>
- [67] J. Linsley, private communication by M. Hillas (1988).
- [68] D. Heck and T. Pierog, “Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA: A User’s Guide (Version 6.6 from April 20,2007)”, Institut für Kernphysik, Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe.
- [69] L. V. de Souza, G. Medina-Tanco and J. A. Ortiz, *Astrop. Phys.*, **25** (2006) 129.
- [70] M. A. L. de Oliveira *et al.*, “Monitor de Radiação Atmosférica (MonRAt)”, XIII Escola de Verão Jorge André Swieca - Partículas e Campos, Campos do Jordão (2005); XXVI Encontro Nacional de Física de Partículas e Campos, São Lourenço (2005); XXVIII Encontro Nacional de Física de Partículas e Campos, Águas de Lindóia (2007); XXIX Encontro Nacional de Física de Partículas e Campos, São Lourenço (2008); I Semana de Física da UESB, Vitória da Conquista (2005).
- [71] W. H. Barkas and M. Berger, *Nat. Acad. od Sci. Publ.* 1133, *Nucl. Sci. Series Report* **39** (1964).
- [72] <http://software.intel.com/en-us/articles/non-commercial-software-download/>
- [73] L. V. de Souza, “A distinção de partícula primária em chuviros atmosféricos extensos utilizando o tempo de chegada de fótons Cherenkov ”, Tese de Mestrado, IFGW, UNICAMP (2000).

- [74] C. J. Todero, “Reconstrução de Chuveiros Atmosféricos Extensos detectados pelo Observatório Pierre Auger utilizando Método Robustos ”, Tese de Doutorado, IFGW, UNICAMP (2008).
- [75] P. A. Cerenkov, Doklady Akad. Nauk SSSR 2 (1934) 451.
- [76] J.D. Jackson, “Classical Electrodynamics ”, Primeira Edição, Cap. 14, seção 9 (1962) 494.
- [77] L.D. Landau , E.M. Lifshitz, “Electrodynamics of Continuous Media ”, Segunda edição, (1984) 406.
- [78] Jack A. Stone and Jay H. Zimmerman, “Index of Refraction of Air”, <http://emtoolbox.nist.gov/Wavelength/Ciddor.asp>
- [79] L. H. Auer and E. M. Standish, The Astronomical Journal (2000).

# Apêndice A

## Detalhamento de parâmetros relacionados ao depósito de energia, de acordo com Leo

Na equação (2.2) o parâmetro  $I$  é o potencial médio de excitação que é a energia de excitação orbital média  $h\tilde{\nu}$  do material. Na prática, uma quantidade muito difícil de ser calculada, então, é na verdade estimada através de medidas de  $dE/dx$  e fórmulas semi-empíricas são propostas [43] como:

$$\begin{aligned} I &= (12Z + 7) eV, \quad Z < 13 \\ I &= (9.76Z + 58.8Z^{-0.19}) eV, \quad Z \geq 13 \end{aligned} \tag{A.1}$$

A função da energia cinética  $F(\tau)$  deve ser calculada separadamente para elétrons e pósitrons, sendo dada por:

$$\begin{aligned} F(\tau) &= 1 - \beta^2 + \frac{\tau^2 - (2\tau + 1) \ln 2}{(\tau + 1)^2}, \quad \text{para } e^- \\ F(\tau) &= 2 \ln 2 - \frac{\beta^2}{12} \left( 23 + \frac{14}{\tau + 2} + \frac{10}{(\tau + 2)^2} + \frac{4}{(\tau + 2)^3} \right), \quad \text{para } e^+ \end{aligned} \tag{A.2}$$

A chamada *correção de densidade* é dada pelo parâmetro  $\delta$  e é proveniente do fato que o campo elétrico da partícula tende a polarizar os átomos pelo seu caminho. Por causa dessa polarização, elétrons longe do caminho da partícula serão blindados e contribuirão menos para a perda de energia, tendo sua contribuição descontada. Este efeito aumenta com a velocidade da partícula incidente. Valores para  $\delta$  são dados pela fórmula abaixo [43]:

$$\delta = \begin{cases} 0, & X < X_0 \\ 4.6052X + C_0 + a(X_1 - X)^m, & X_0 < X < X_1 \\ 4.6052X + C_0, & X > X_1 \end{cases} \quad (\text{A.3})$$

onde  $X = \log_{10}(\beta\gamma)$  e as quantidades  $C_0$ ,  $a$ ,  $m$ ,  $X_0$  e  $X_1$  dependem do material. Valores típicos para o ar e para o nitrogênio molecular são dados na tabela a seguir:

Material	$I[eV]$	$C_0$	$a$	$m$	$X_0$	$X_1$
Ar	85.7	-10.6	0.1091	3.40	1.742	4.28
N <sub>2</sub>	82	-10.5	0.1534	3.21	1.738	4.13

Tabela A.1: *Constantes típicas da correção de densidade [43].*

O último termo  $C/Z$  na fórmula de Bethe e Bloch é uma correção para altas velocidade da partícula incidente ( $\eta \geq 0.1$ ), dada empiricamente [71] por:

$$C(I, \eta) = (0.422377\eta^{-2} + 0.0304043\eta^{-4} - 0.00038106\eta^{-6}) \times 10^{-6}I^2 + (3.850190\eta^{-2} - 0.1667989\eta^{-4} + 0.00157955\eta^{-6}) \times 10^{-9}I^3 \quad (\text{A.4})$$

onde  $\eta = \beta\gamma$  e  $I$  é o potencial médio de excitação em  $eV$ .

# Apêndice B

## Tabelas de parametrização da atmosfera

Os valores da temperatura, pressão e densidade em uma faixa de 1 *km* da atmosfera estão tabelados neste anexo. As referências para encontrar estas constantes são [66, 67]. O cálculo do índice de refração e permissividade do ar ( $\varepsilon$ ) nestas mesmas altitudes foram discutidas na seção 4.2.

Altitude (m)	Temperatura (K)	Pessão (mmHg)	Densidade (Kg/m <sup>3</sup> )
0	288.15	760.0000	1.2000
1000	281.65	675.2221	1.1000
2000	275.15	600.1974	1.0000
3000	268.65	525.1728	0.9100
4000	262.15	465.1530	0.8200
5000	255.65	405.1333	0.7400
6000	249.15	352.6160	0.6600
7000	242.65	307.6012	0.5900
8000	236.15	270.0888	0.5300
9000	229.65	232.5765	0.4700
10000	223.15	195.0642	0.4100
11000	216.65	172.5568	0.3600
12000	216.65	142.5469	0.3100
13000	216.65	127.5420	0.2700
14000	216.65	105.0346	0.2300
15000	216.65	90.0296	0.1900
16000	216.65	75.0247	0.1700
17000	216.65	67.5222	0.1400
18000	216.65	56.2685	0.1200
19000	216.65	48.7660	0.1000
20000	216.65	41.2636	0.0880
21000	217.65	35.2616	0.0750
22000	218.65	30.0099	0.0640
23000	219.65	25.5084	0.0540
24000	220.65	21.7572	0.0460
25000	221.65	18.7562	0.0390
26000	222.65	16.5054	0.0340
27000	223.65	13.5044	0.0290
28000	224.65	12.0039	0.0250
29000	225.65	10.5035	0.0210
30000	226.65	9.0030	0.0180
31000	227.65	7.5025	0.0150
32000	228.65	6.5271	0.0130
33000	231.45	5.6269	0.0110
34000	234.25	4.8766	0.0096
35000	237.05	4.2014	0.0082



Altitude (m)	Índice de refração	$\varepsilon$ (F/m)
0	1.00028582	8.8514837729E-12
1000	1.00025988	8.8510245713E-12
2000	1.00023651	8.8506110575E-12
3000	1.00021199	8.8501771845E-12
4000	1.00019245	8.8498313078E-12
5000	1.00017189	8.8494675473E-12
6000	1.00015352	8.8491424236E-12
7000	1.00013751	8.8488592260E-12
8000	1.00013407	8.8486212614E-12
9000	1.00012743	8.8488577874E-12
10000	1.00011989	8.8485473334E-12
11000	1.00010527	8.8482886260E-12
12000	1.00009065	8.8480299223E-12
13000	1.00007895	8.8478229621E-12
14000	1.00006725	8.8476160043E-12
15000	1.00005556	8.8474090489E-12
16000	1.00004971	8.8473055721E-12
17000	1.00004094	8.8471503581E-12
18000	1.00003509	8.8470468828E-12
19000	1.00002924	8.8469434081E-12
20000	1.00002573	8.8468813236E-12
21000	1.00002193	8.8468140656E-12
22000	1.00001871	8.8467571553E-12
23000	1.00001579	8.8467054187E-12
24000	1.00001345	8.8466640296E-12
25000	1.00001140	8.8466278141E-12
26000	1.00000994	8.8466019460E-12
27000	1.00000848	8.8465760780E-12
28000	1.00000731	8.8465553835E-12
29000	1.00000614	8.8465346891E-12
30000	1.00000526	8.8465191683E-12
31000	1.00000439	8.8465036476E-12
32000	1.00000380	8.8464933004E-12
33000	1.00000322	8.8464829532E-12
34000	1.00000281	8.8464757102E-12
35000	1.00000240	8.8464684672E-12

# Apêndice C

## Paralelismo implícito para o código

### CORSIKA

É possível melhorar a performance em tempo de simulação de um CAE utilizando uma técnica conhecida como paralelização implícita. O método consiste em compilar o código do simulador utilizando o compilador Intel Ifort e Icc [72] adicionando os “flags”-parallel-O3. Este compilador irá procurar os loops independentes, separando-os para processamento em paralelo dentro do mesmo processador.

Os requisitos mínimos para o paralelismo implícito é a instalação do Ifort e Icc da Intel na máquina a ser utilizada para a simulação. Em seguida, é necessário redefinir as variáveis de ambiente para que os compiladores intel sejam tomados como padrão. No caso do sistema operacional LINUX é usual redefinir tais variáveis no arquivo *.bashrc*. Um exemplo de tal aplicação, no caso da versão 9.1.031 para icc e ifort e código CORSIKA para versão superior ou igual à 6500 temos:

```
export CC=/opt/intel/cc/9.1.031/bin/icc
export F77=/opt/intel/fc/9.1.31/bin/ifort
CORSIKA_USER_COMP=yes
```

Para implementarmos o paralelismo é necessário modificar o FFLAGS no arquivo *configure* do código CORSIKA. Então modificamos a linha:

```
FFLAGS="$FFLAGS -g"
```

Para:

*FFLAGS="\$FFLAGS -g -parallel -O3"*

Após todos esses passos, devemos compilar o programa CORSIKA com o comando:

*./corsika-install*

E o paralelismo implícito está concluído.

Na tabela C.1 apresentamos um comparativo de tempo utilizado para simular 200 CAEs, para algumas energias com fator thinning de  $10^{-5}$ , na máquina Bachianas sem o paralelismo e com o paralelismo.

Energia	Bachianas sem paralelismo	Bachianas com paralelismo
$10^{17} eV$	52 h	29 h
$10^{18} eV$	105 h	37 h
$10^{19} eV$	166 h	52 h
$10^{20} eV$	243 h	169 h

Tabela C.1: *Tempo utilizado para simulação de 200 CAEs na máquina Bachianas sem paralelismo e com paralelismo.*

## Apêndice D

Gráficos de emissão de FLY e  
números de fótons no eixo do  
chuveiro

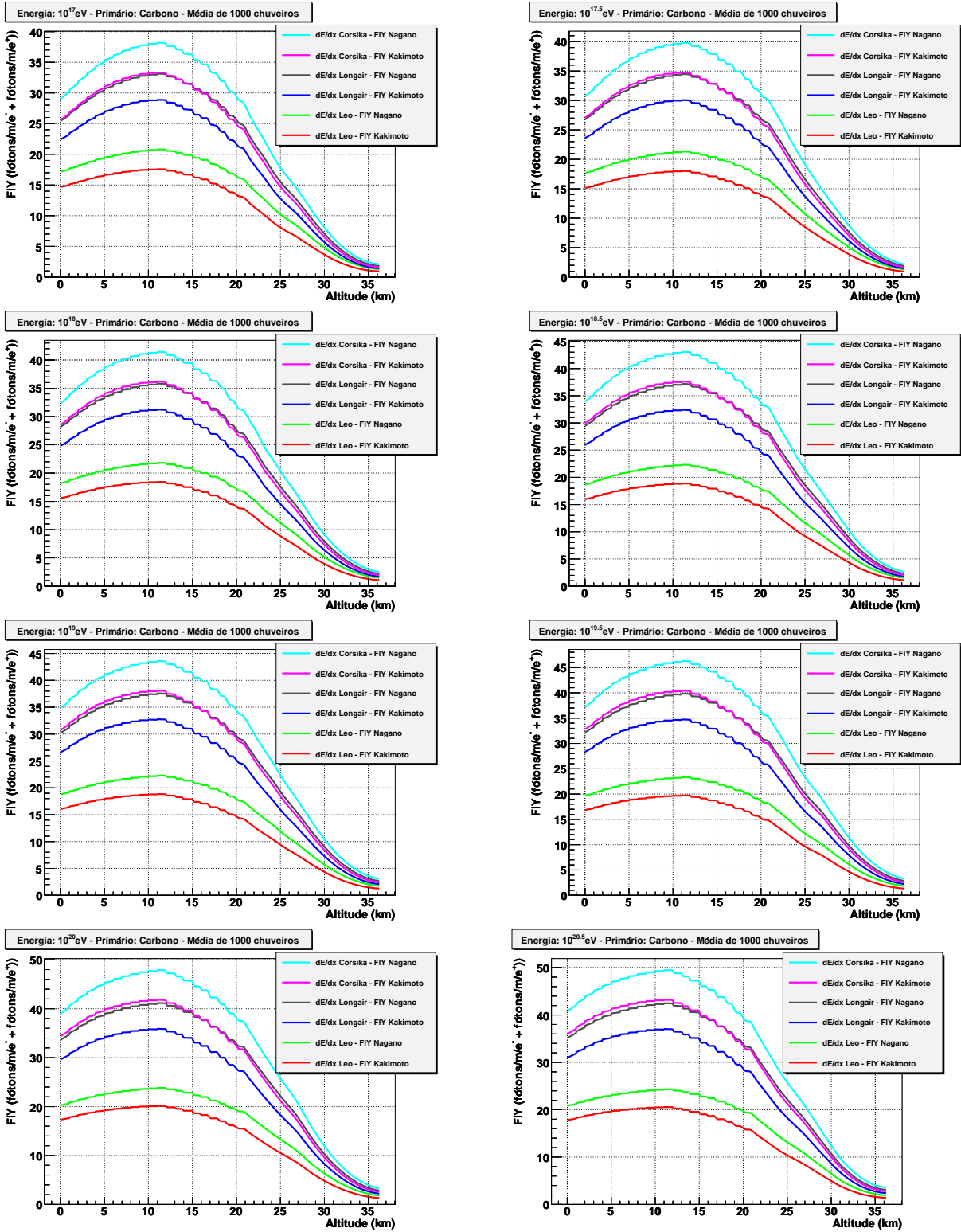


Figura D.1: Média da emissão de fluorescência para 1000 CAEs iniciados por carbono em função da altitude utilizando as equações de energia depositada por caminho (2.2), (2.3) e (2.4) e as equações de emissão de fluorescência de Kakimoto et al. (3.6) e Nagano et al. (3.8).

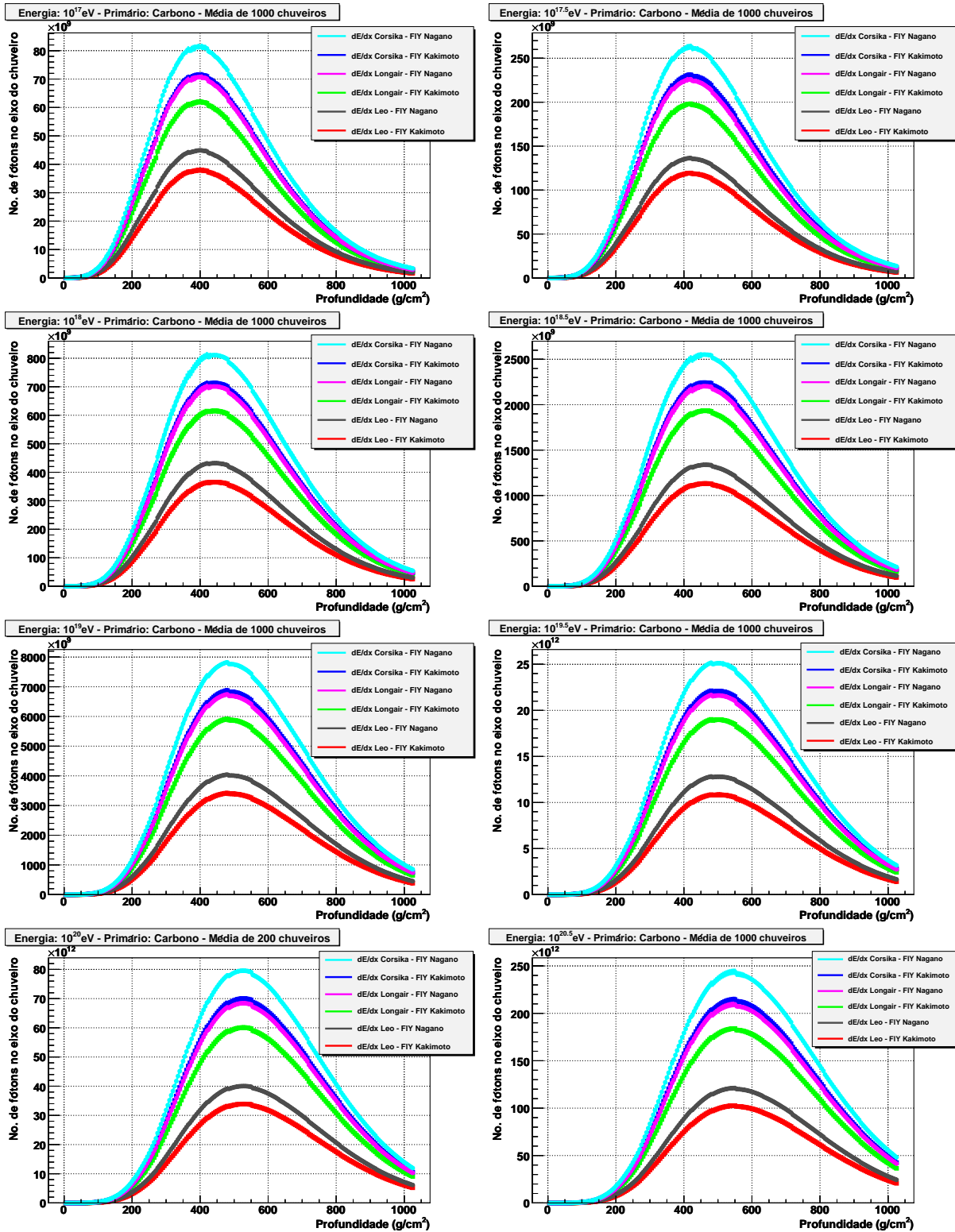


Figura D.2: Média do número de fótons no eixo do chuveiro para 1000 CAEs iniciados por carbono em função da profundidade utilizando as equações de energia depositada por caminho (2.2), (2.3) e (2.4) e as equações de emissão de fluorescência de Kakimoto et al. (3.6) e Nagano et al. (3.8). A barra de erro é dada pelo desvio quadrático médio.

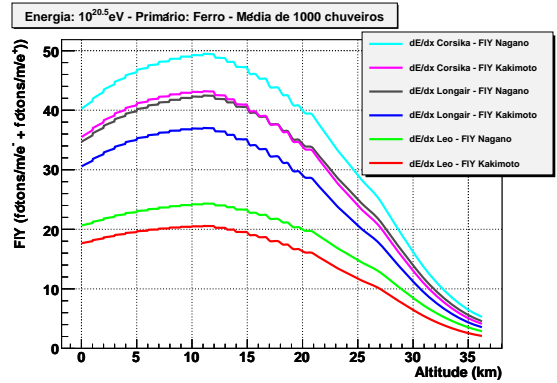
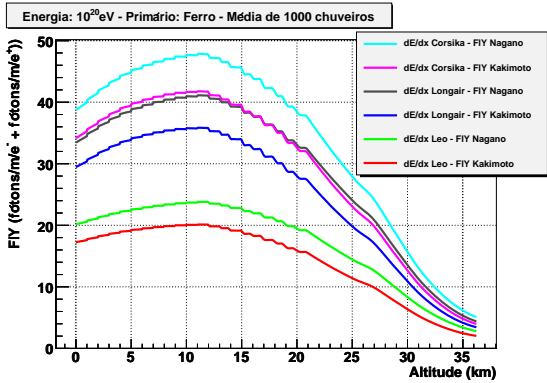
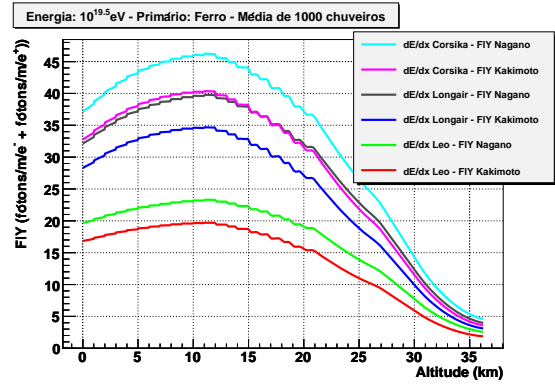
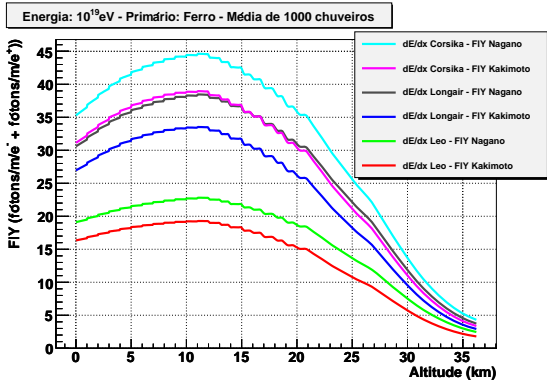
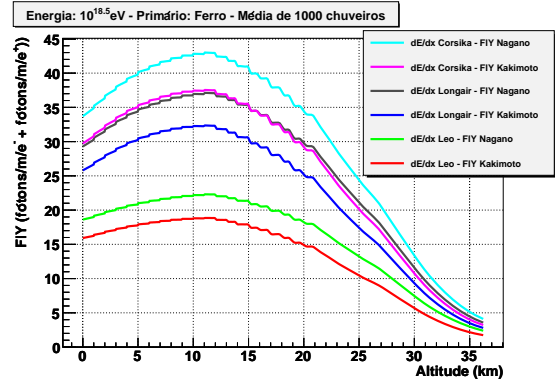
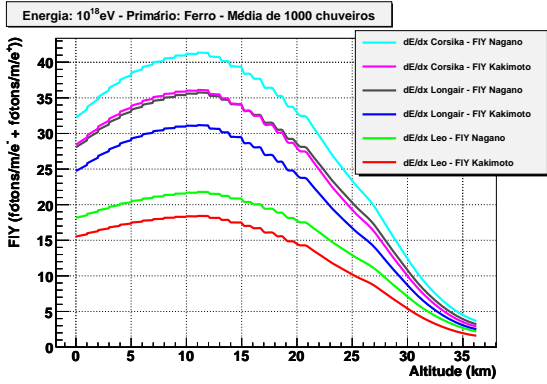
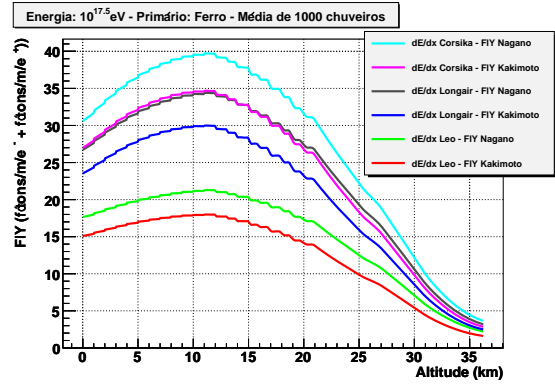
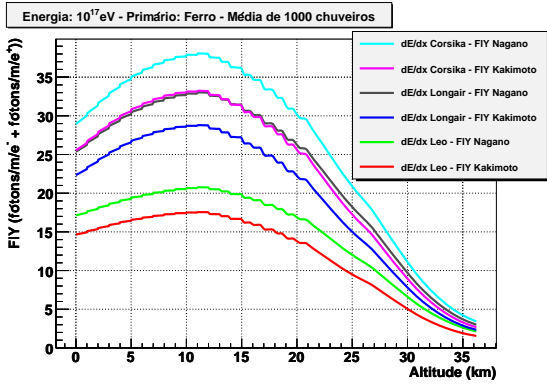


Figura D.3: Média da emissão de fluorescência para 1000 CAEs iniciados por ferro em função da altitude utilizando as equações de energia depositada por caminho (2.2), (2.3) e (2.4) e as equações de emissão de fluorescência de Kakimoto et al. (3.6) e Nagano et al. (3.8).

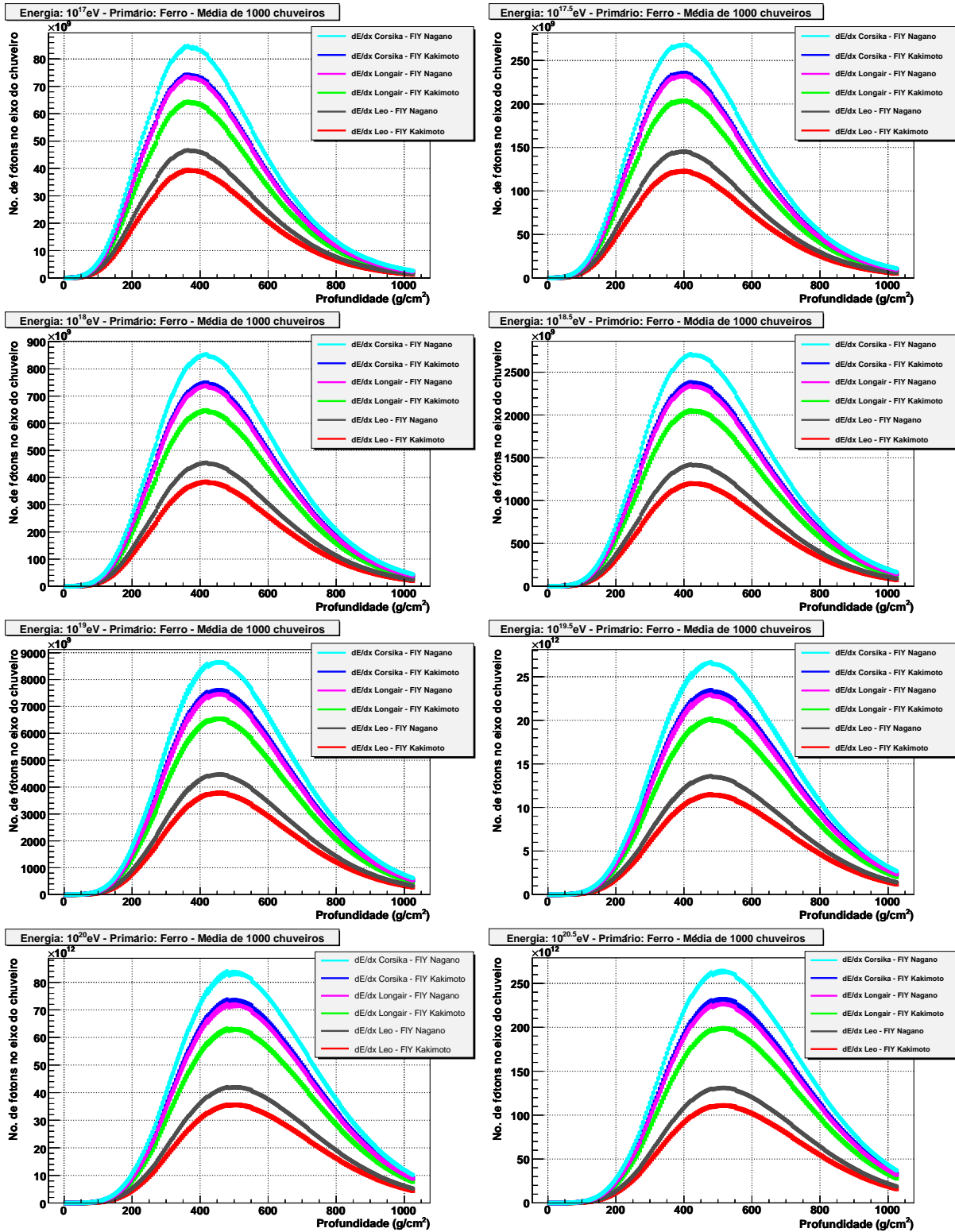


Figura D.4: Média do número de fótons no eixo do chuveiro para 1000 CAEs iniciados por ferro em função da profundidade utilizando as equações de energia depositada por caminho (2.2), (2.3) e (2.4) e as equações de emissão de fluorescência de Kakimoto et al. (3.6) e Nagano et al. (3.8). A barra de erro é dada pelo desvio quadrático médio.



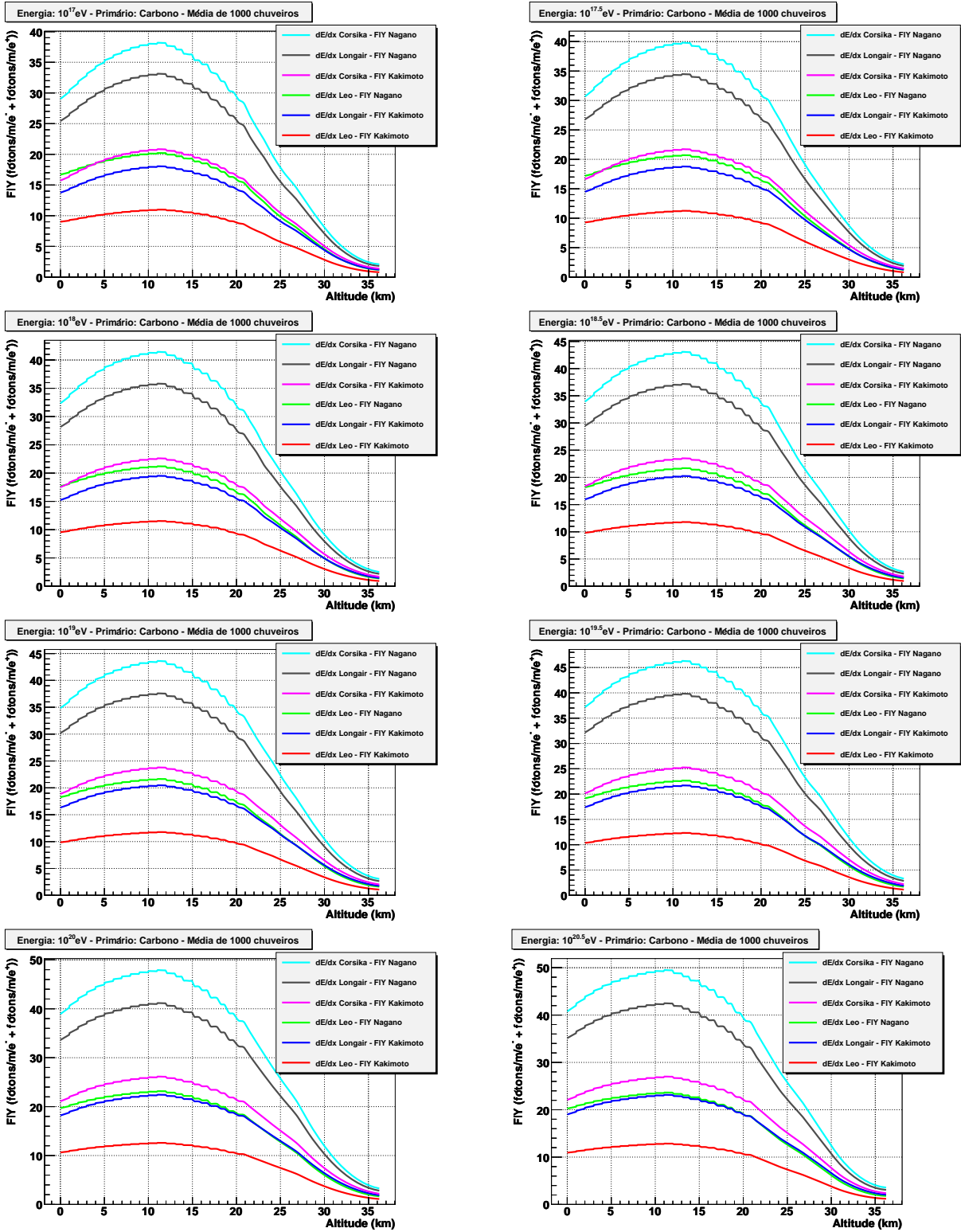


Figura D.5: Média da emissão de fluorescência para 1000 CAEs iniciados por carbono em função da altitude utilizando as equações de energia depositada por caminho (2.2), (2.3) e (2.4) e as equações de emissão de fluorescência de Kakimoto et al. (3.6) e Nagano et al. (3.8) com fatores de correção da referência [61].

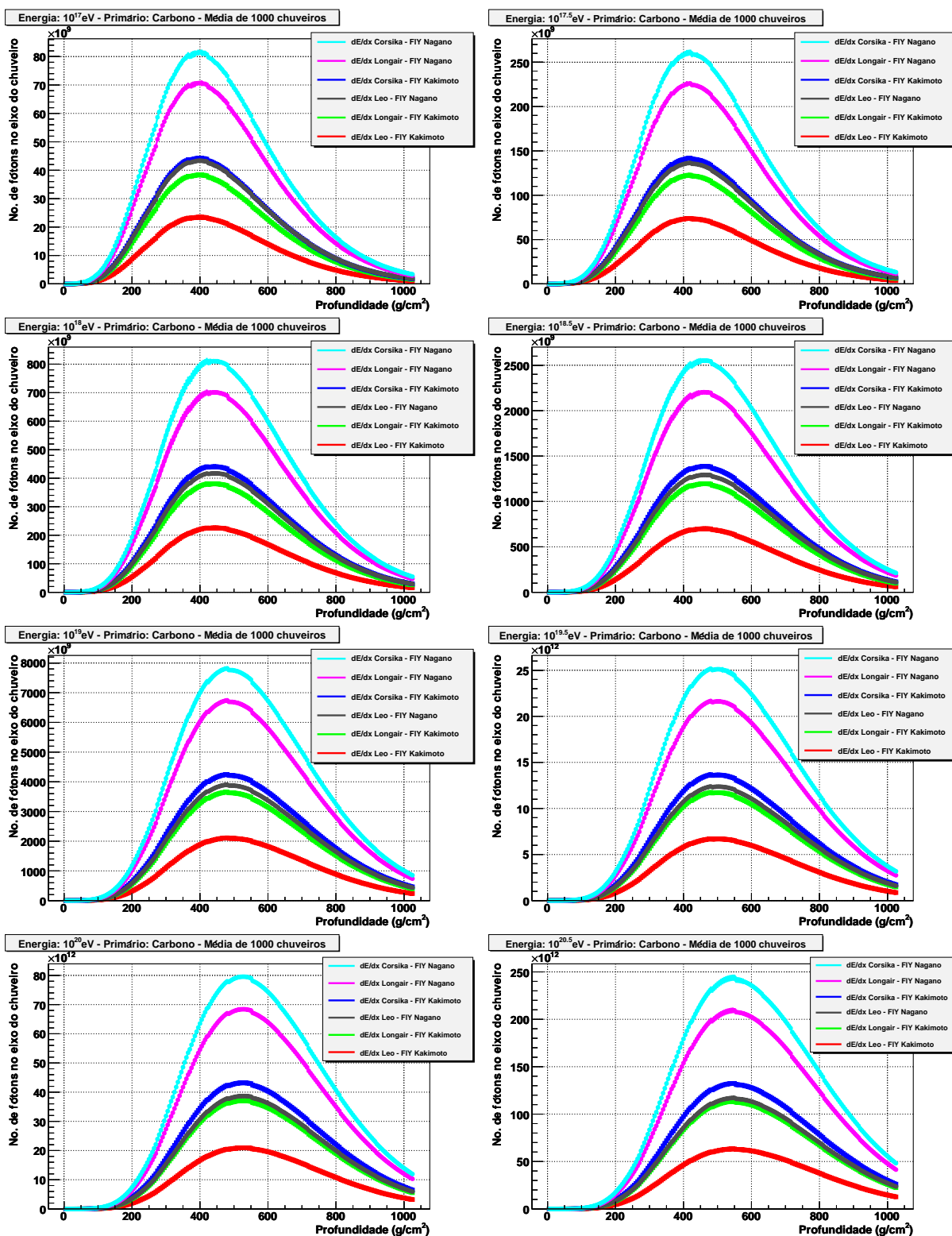


Figura D.6: Média do número de fótons no eixo do chuveiro para 1000 CAEs iniciados por carbono em função da profundidade utilizando as equações de energia depositada por caminho (2.2), (2.3) e (2.4) e as equações de emissão de fluorescência de Kakimoto et al. (3.6) e Nagano et al. (3.8) com fatores de correção da referência [61]. A barra de erro é dada pelo desvio quadrático médio.

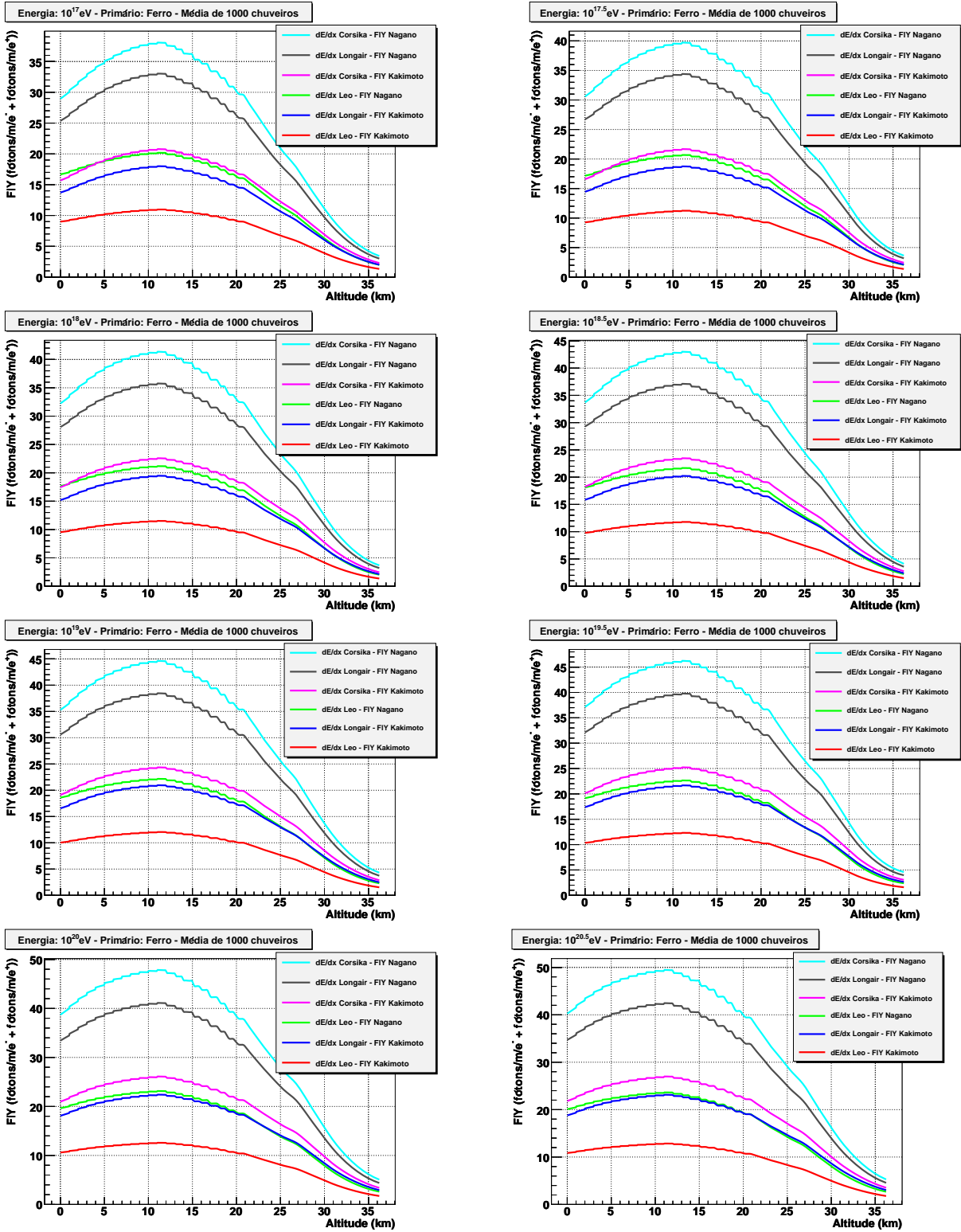


Figura D.7: Média da emissão de fluorescência para 1000 CAEs iniciados por ferro em função da altitude utilizando as equações de energia depositada por caminho (2.2), (2.3) e (2.4) e as equações de emissão de fluorescência de Kakimoto et al. (3.6) e Nagano et al. (3.8) com fatores de correção da referência [61].

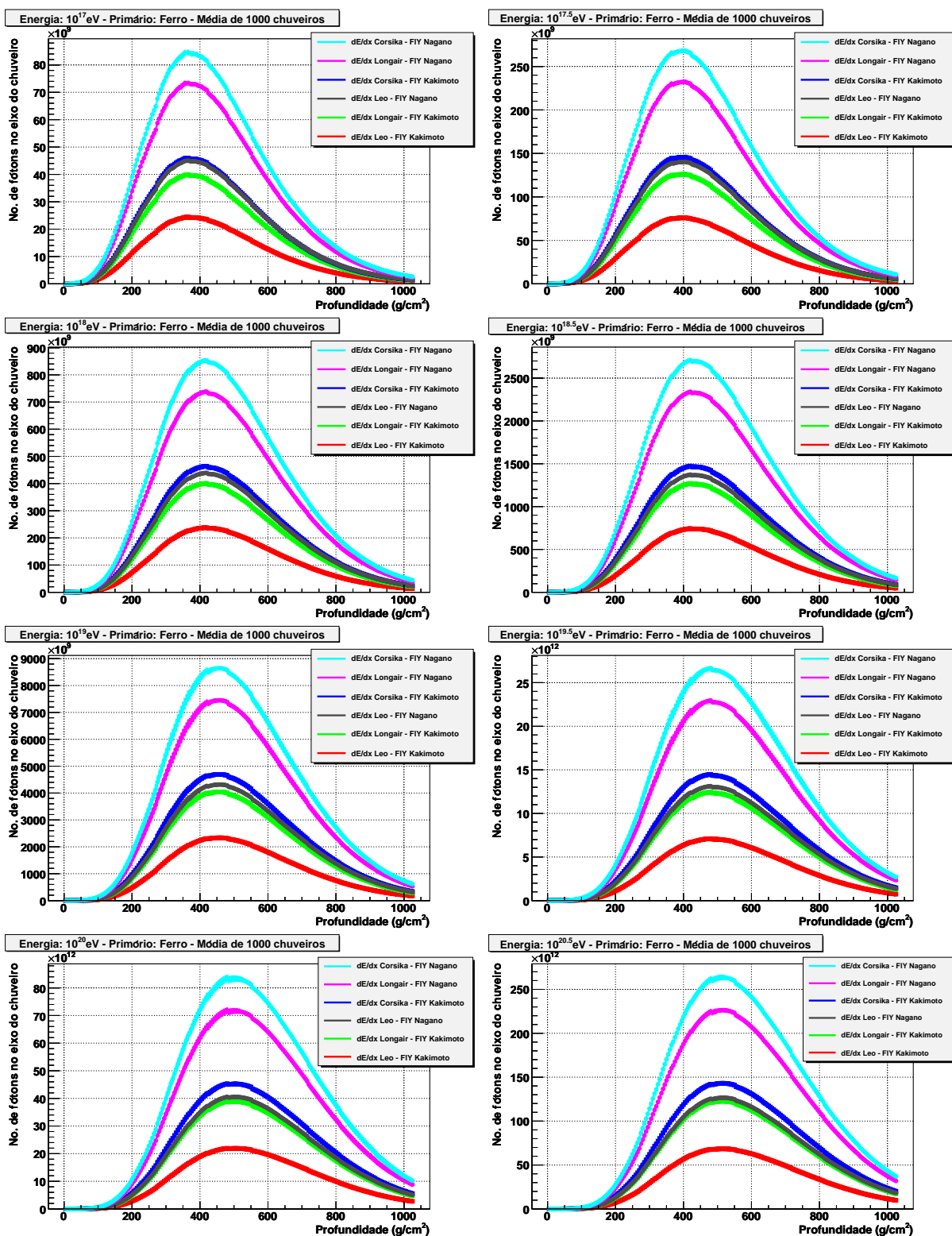


Figura D.8: Média do número de fótons no eixo do chuveiro para 1000 CAEs iniciados por ferro em função da profundidade utilizando as equações de energia depositada por caminho (2.2), (2.3) e (2.4) e as equações de emissão de fluorescência de Kakimoto et al. (3.6) e Nagano et al. (3.8) com fatores de correção da referência [61]. A barra de erro é dada pelo desvio quadrático médio.

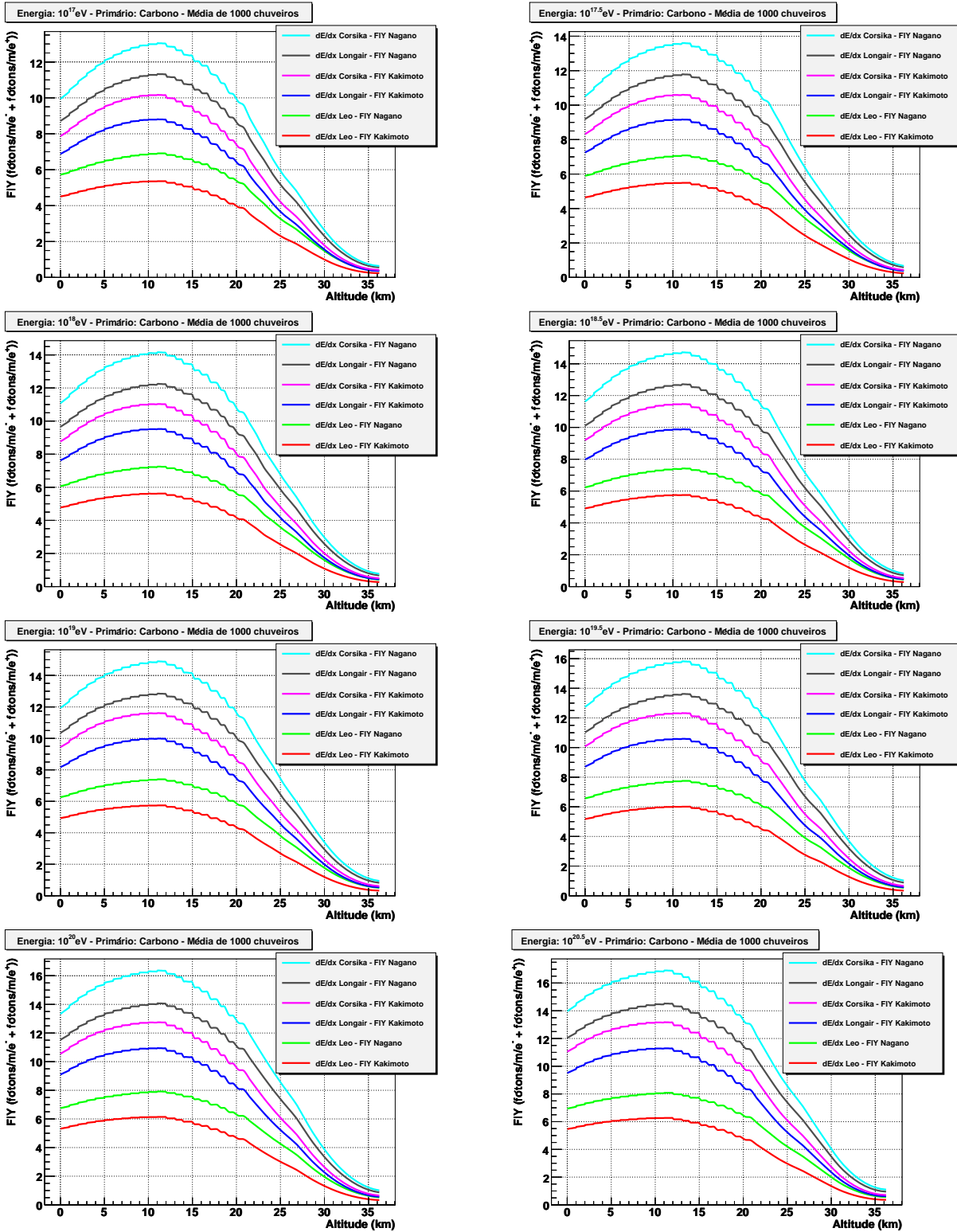


Figura D.9: Média da emissão de fluorescência para 1000 CAEs iniciados por carbono em função da altitude utilizando as equações de energia depositada por caminho (2.2), (2.3) e (2.4) e as equações de emissão de fluorescência de Kakimoto et al. (3.6) e Nagano et al. (3.8) com apenas o primeiro termo da emissão de fluorescência e o fator de correção da referência [61].



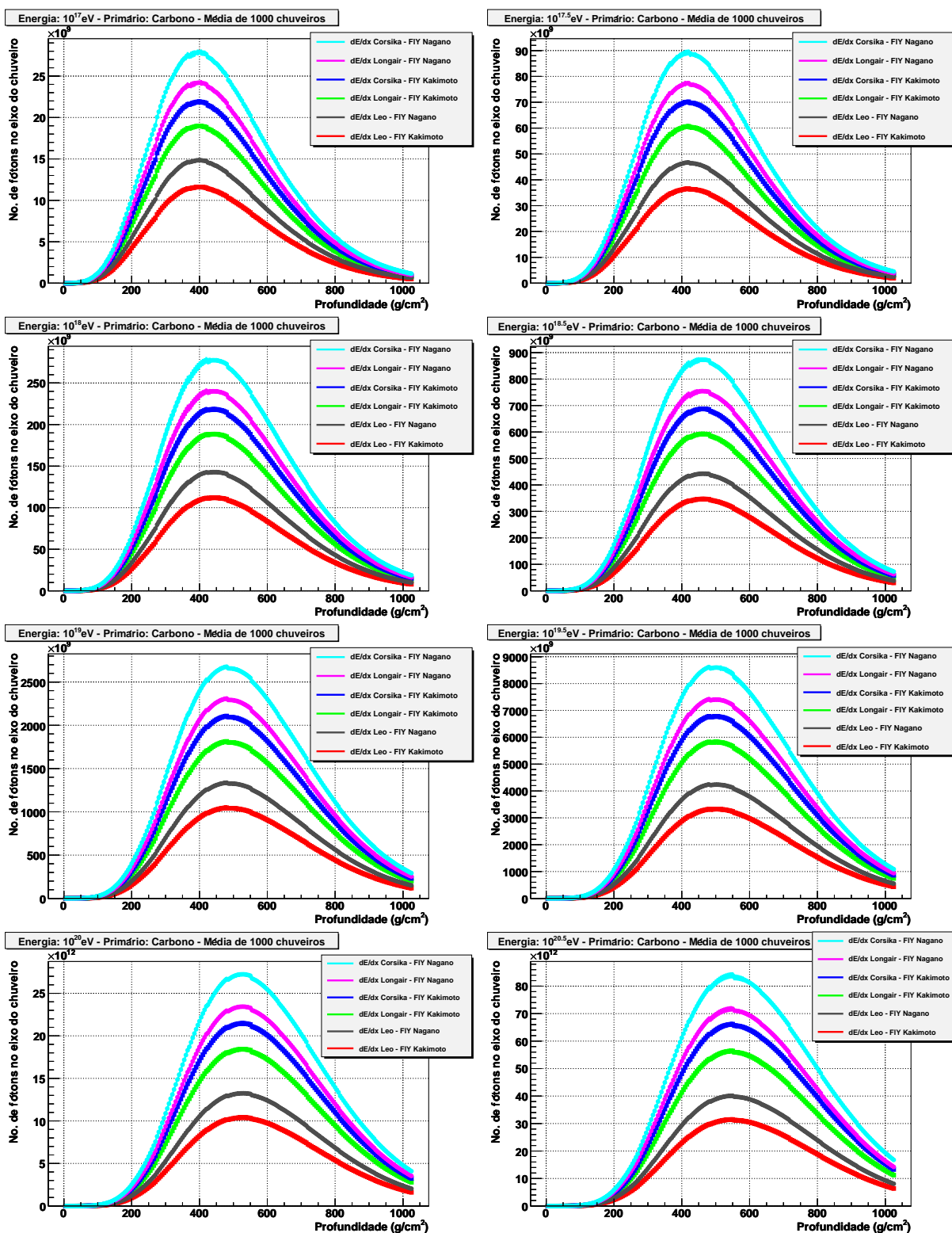


Figura D.10: Média do número de fótons no eixo do chuveiro para 1000 CAEs iniciados por carbono em função da profundidade utilizando as equações de energia depositada por caminho (2.2), (2.3) e (2.4) e as equações de emissão de fluorescência de Kakimoto et al. (3.6) e Nagano et al. (3.8) com apenas o primeiro termo da emissão de fluorescência e o fator de correção da referência [61]. A barra de erro é dada pelo desvio quadrático médio.

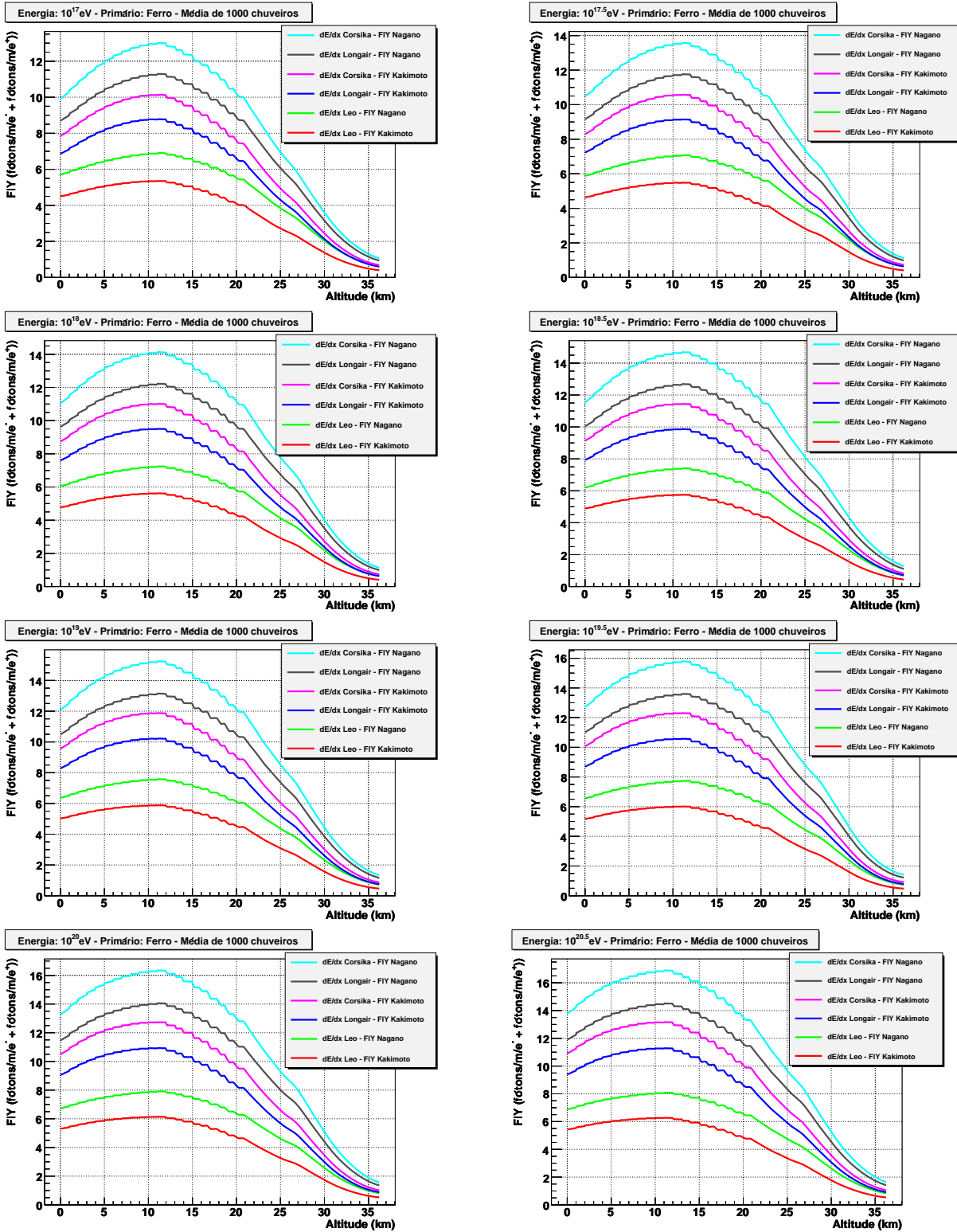


Figura D.11: Média da emissão de fluorescência para 1000 CAEs iniciados por ferro em função da altitude utilizando as equações de energia depositada por caminho (2.2), (2.3) e (2.4) e as equações de emissão de fluorescência de Kakimoto et al. (3.6) e Nagano et al. (3.8) com apenas o primeiro termo da emissão de fluorescência e o fator de correção da referência [61].

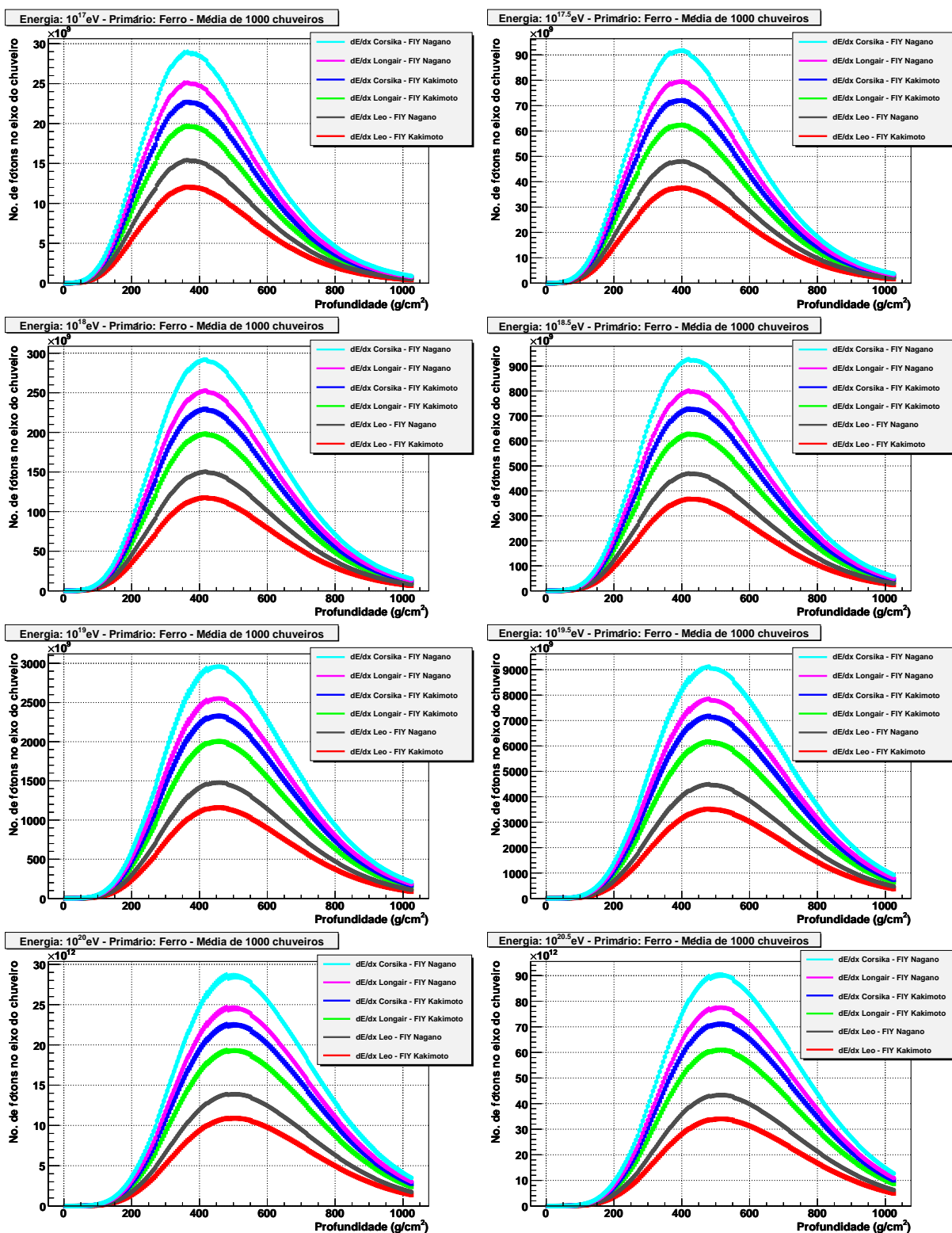


Figura D.12: Média do número de fótons no eixo do chuveiro para 1000 CAEs iniciados por ferro em função da profundidade utilizando as equações de energia depositada por caminho (2.2), (2.3) e (2.4) e as equações de emissão de fluorescência de Kakimoto et al. (3.6) e Nagano et al. (3.8) com apenas o primeiro termo da emissão de fluorescência e o fator de correção da referência [61]. A barra de erro é dada pelo desvio quadrático médio.



# Apêndice E

## Radiação Cherenkov

Partículas carregadas que se movem no espaço livre não irradiam radiação Cherenkov, mas se estas partículas viajarem num meio material, com velocidade maior que  $c/n$ , onde  $c$  é a velocidade da luz no vácuo e  $n$  o índice de refração do meio [73] [74], emitirão radiação Cherenkov.

Partículas, ao atravessarem um meio, polarizam as moléculas ao seu redor e que ao se despolarizar, emitem radiação. Tal radiação foi primeiro observada por P. A. Cherenkov e S. I. Vavilov [75] e teoricamente interpretada por I. E. Tamm e I. M. Frank em 1937 [76] [77].

O fenômeno também pode ser ilustrado pelo princípio de Huygens, ver figura E.1. Considere uma partícula carregada viajando do ponto A para o ponto B ( $d_p = tv_p$ ) em um tempo  $t$  com velocidade  $v_p > c/n$ . Neste mesmo instante, a luz emitida em A percorreu a distância  $d_f = ct/n$ .

A radiação emitida em diferentes pontos da trajetória AB interfere construtivamente em um ângulo  $\theta$  específico, formando uma frente de onda cônica, e podemos escrever este ângulo como:

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

onde  $\beta = v_p/c$ .

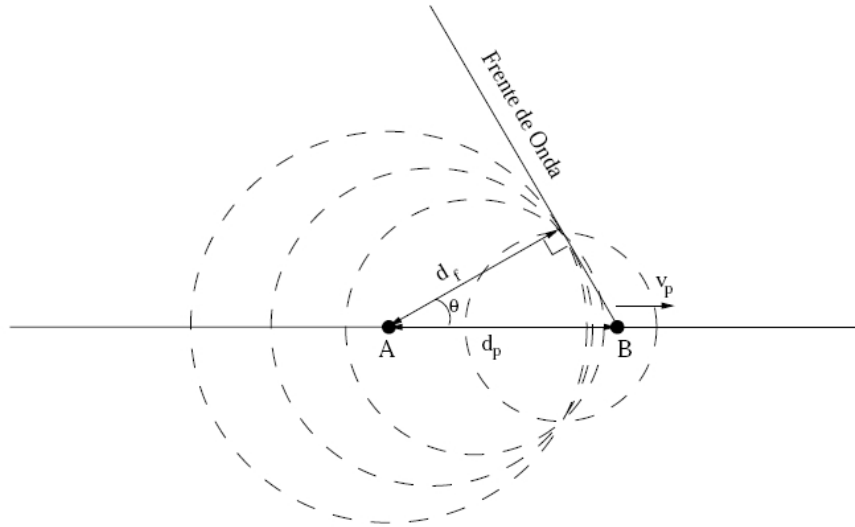


Figura E.1: Ilustração da emissão de luz Cherenkov via construção de Huygens [73]

A luz Cherenkov irá depositar também energia por caminho percorrido que é descrita pela equação de Frank-Tamm:

$$dE = \frac{\varepsilon(w)q^2w}{4\pi} \left( 1 - \frac{c^2}{n(w)^2v^2} \right) dx dw \quad (\text{E.2})$$

onde  $\varepsilon(w)$  é a permissividade do ar em função da frequência,  $n(w)$  é o índice de refração do meio em função da frequência,  $q$  é a carga elétrica da partícula,  $v$  é a velocidade da partícula,  $c$  é a velocidade da luz no vácuo e  $w$  é frequência da radiação.

A energia total radiada por caminho percorrido é dada por:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{q^2}{4\pi} \int_{v > c/n(w)}^{v \rightarrow c} \left( 1 - \frac{c^2}{v^2 n(w)^2} \right) \varepsilon(w) w dw \quad (\text{E.3})$$

Esta integral é feita sobre as frequências  $w$  para as velocidades da partícula superior a  $c/n(w)$  e inferior a velocidade da luz no vácuo.

Pode-se calcular o número de fótons por unidade de caminho percorrido por ângulo sólido pela equação abaixo [14]:

$$\frac{d^2 N_\gamma}{dx d\Omega} = \frac{dN_\gamma}{dx} \frac{e^{-\frac{\theta}{\theta_0}}}{2\pi \text{sen}(\theta)} \quad (\text{E.4})$$

onde  $\theta$  é o ângulo de emissão (em radianos),  $\theta_0 = 0.83E_t^{-0.67}$ , com  $E_t = \frac{n}{\sqrt{n-1}}m_e c^2$ , onde  $E_t$  é a energia limiar no ar em  $MeV$ ,  $n$  o índice de refração do meio e  $m_e$  a massa do elétron. Notamos a partir da equação de  $E_t$  que para se obter a emissão de radiação Cherenkov é necessário a partícula estar viajando no meio.

Podemos reescrever a equação E.4 como:

$$\frac{dN_\gamma}{dx} = \frac{2\pi sen(\theta)}{e^{-\frac{\theta}{\theta_0}}} \frac{d^2 N_\gamma}{dx d\Omega}$$

Fazendo-se uma mudança de variável e como a emissão é independente do ângulo azimutal, a segunda diferencial do número de fótons é tomada diretamente por unidade de ângulo azimutal, ou seja, dividido por  $2\pi$ .

$$\frac{dN_\gamma}{dx} = \frac{1}{e^{-\frac{\theta}{\theta_0}}} \frac{d^2 N_\gamma}{dx d\theta}$$

Assim temos que a emissão de radiação Cherenkov pode ser escrita como:

$$\frac{d^2 N_\gamma}{dx d\theta} = \frac{dN_\gamma}{dx} e^{-\frac{\theta}{\theta_0}} \quad (\text{E.5})$$

Então, saímos da equação (E.4) que dependia do ângulo sólido, para uma equação (E.5) que depende do ângulo de emissão zenital. Ficamos com a dependência exponencial de  $\theta/\theta_0$ , onde  $\theta_0$  é constante e  $\theta$  é o ângulo entre o eixo do chuveiro e os fótons emitidos

O número de fóton por unidade de caminho pode ser calculado a partir da energia depositada, dividindo-se pela energia de um fóton.

$$\frac{dN_\gamma}{dx} = \frac{1}{\hbar w} \frac{dE}{dx} \quad (\text{E.6})$$

onde  $\hbar = 6.582 \times 10^{-16} eV \cdot s$  e  $w$  é a frequência angular do fóton.

Utilizando a referência [78], podemos encontrar facilmente o valor do índice de refração do ar ( $n(w)$ ) em função da pressão, temperatura e comprimento de onda, para altitude menor que  $9 km$ , pois a referência tem uma limitação na temperatura de  $-40^\circ C$ .

A permissividade no ar ( $\varepsilon(w)$ ) ao longo de toda atmosfera é encontrada pela equação [36]:

$$\varepsilon(w) = \frac{n(w)^2}{\mu_o c^2} \quad (\text{E.7})$$

onde  $\mu_o$  é a permeabilidade do ar.

Na figura E.2 vemos o valor de  $n(w)$  (à esquerda) e sua variação em porcentagem (à direita) no intervalo de altitude 0 a 9 km, variando pressão de 760 a 270 mmHg e comprimento de onda de 300 a 400 nm. Na figura E.3 vemos o valor de  $\varepsilon(w)$  (à esquerda) e sua variação em porcentagem (à direita) no intervalo de altitude 0 a 9 km, variando pressão de 760 a 270 mmHg e comprimento de onda de 300 a 400 nm. Nota-se que em ambos os valores se mantêm constantes no intervalo de interesse e sua variação em porcentagem varia muito pouco, para o índice de refração varia menos que 0.02% do valor no nível do mar e a permissividade menos que 0.035%, ao longo do intervalo de interesse.

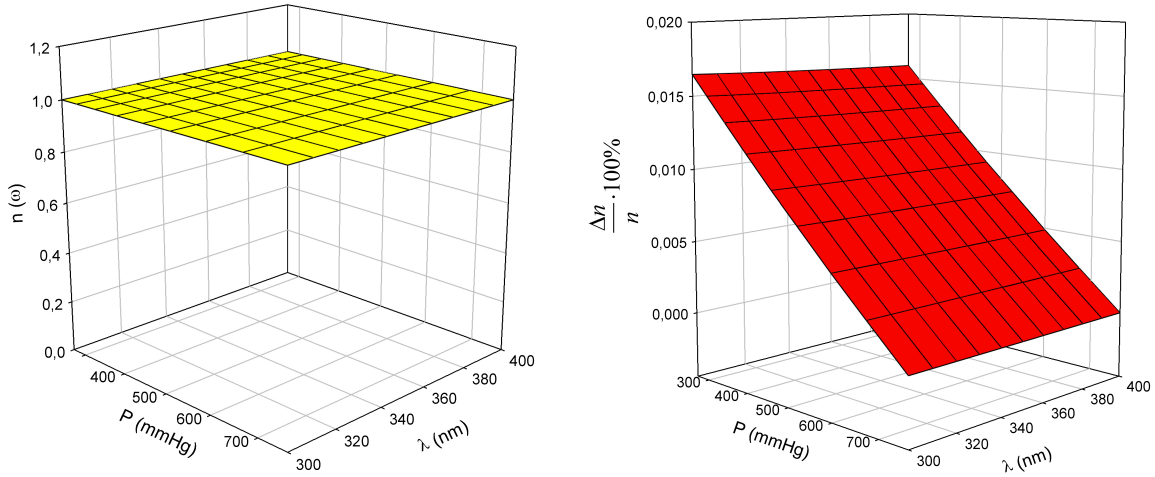


Figura E.2: À esquerda temos o valor do índice de refração e à direita sua variação relativa percentual ao longo da atmosfera em função da pressão (760 a 270 mmHg) e do comprimento de onda (300 a 400 nm) onde temos uma maior emissão de fluorescência.

Para altitudes maiores, podemos encontrar o índice de refração referente ao nível através da relação Gladstone-Dale [79]:

$$n = 1 + \alpha \rho \quad (\text{E.8})$$

onde  $\alpha$  é uma constante de valor 0.0029241 e  $\rho$  é a densidade no nível, já tabelada no

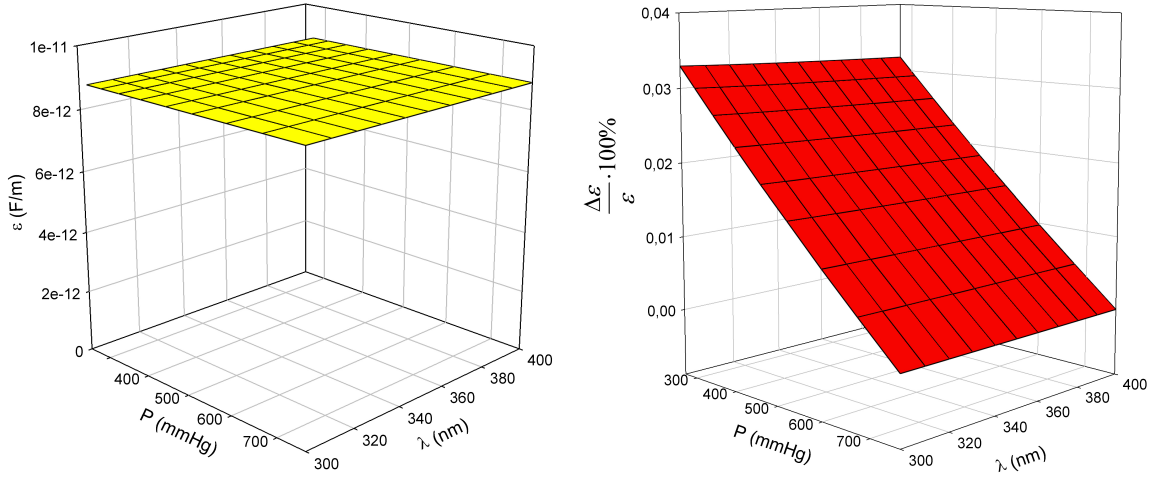


Figura E.3: À esquerda temos o valor da permissividade elétrica e à direita sua variação relativa percentual ao longo da atmosfera em função da pressão (760 a 270 mmHg) e do comprimento de onda (300 a 400 nm) onde temos uma maior emissão de fluorescência.

apêndice B. Assim, podemos tabelar o índice de refração e permissividade do ar ao longo da atmosfera (0 a 35 km) onde a observação de fluorescência dos CAE é mais importante.

A energia depositada por caminho percorrido para radiação Cherenkov foi apresentada na equação (E.3). Nas figuras E.2 e E.3 vemos que há variação relativa muito pequena do índice de refração e da permissividade do ar ( $n(w)$  e  $\varepsilon(w)$ ) ao longo da atmosfera e do intervalo de frequências considerado, assim, podemos tratar que  $n(w)$  e  $\varepsilon(w)$  da equação (E.3) como constantes, facilitando a integral:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{q^2}{4\pi c^2 \varepsilon(w)} \left( 1 - \frac{c^2}{v^2 n(w)^2} \right) \int_{v > c/n(w)}^{v \rightarrow c} w dw \quad (\text{E.9})$$

O limite inferior da integral pode ser calculado como:

$$v = \frac{c}{n} \Rightarrow \lambda f = \frac{c}{n} \Rightarrow \lambda \frac{w}{2\pi} = \frac{c}{n}$$

$$w_{inf} = \frac{2\pi c}{n\lambda} \quad (\text{E.10})$$

O limite superior não ultrapassa a velocidade da luz no vácuo, assim:

$$v = c \Rightarrow \lambda f = c \Rightarrow \lambda \frac{w}{2\pi} = c$$

$$w_{sup} = \frac{2\pi c}{\lambda} \quad (\text{E.11})$$

Reescrevendo e resolvendo a integral, substituindo os limites (E.10) e (E.11) na equação (E.9), vem:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{q^2}{4\pi c^2 \varepsilon(w)} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n(w)^2}\right) \frac{1}{2} (w_{sup}^2 - w_{inf}^2)$$

onde  $\beta \rightarrow 1$ :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{q^2}{4\pi c^2 \varepsilon(w)} \left(1 - \frac{1}{n(w)^2}\right) \frac{1}{2} \left[ \left(\frac{2\pi c}{\lambda}\right)^2 - \left(\frac{2\pi c}{n\lambda}\right)^2 \right]$$

assim a perda por radiação Cherenkov é dada por:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{q^2 \pi}{2\varepsilon(w) \lambda^2} \left(1 - \frac{1}{n(w)^2}\right)^2 \quad (\text{E.12})$$

onde temos uma dependência em comprimento de onda para cada nível com seu índice de refração ( $n(w)$ ) e permissividade do ar ( $\varepsilon(w)$ ). Fazemos o comprimento de onda variar em intervalo de 5 nm entre 300 a 450 nm, região que mais nos interessa, devido à emissão de fluorescência (vide figura 1.3).

Substituindo a equação (E.12) em (E.6), vamos ficar com:

$$\frac{dN_\gamma}{dx} = \frac{q^2 \pi}{2\varepsilon \lambda^2 \hbar w} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)^2 \quad (\text{E.13})$$

Substituindo o número de fótons por caminho percorrido da equação (E.13) na equação (E.5):

$$\frac{dN_\gamma}{dx} = \frac{q^2 \pi}{2\varepsilon \lambda^2 \hbar w} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)^2 e^{-\frac{\theta}{\theta_0}} d\theta \quad (\text{E.14})$$

Substituindo os valores de permissividade do ar ( $\varepsilon$ ) para o nível do mar, com seu respectivo índice de refração ( $n$ ), tabelados no apêndice B e um valor de comprimento

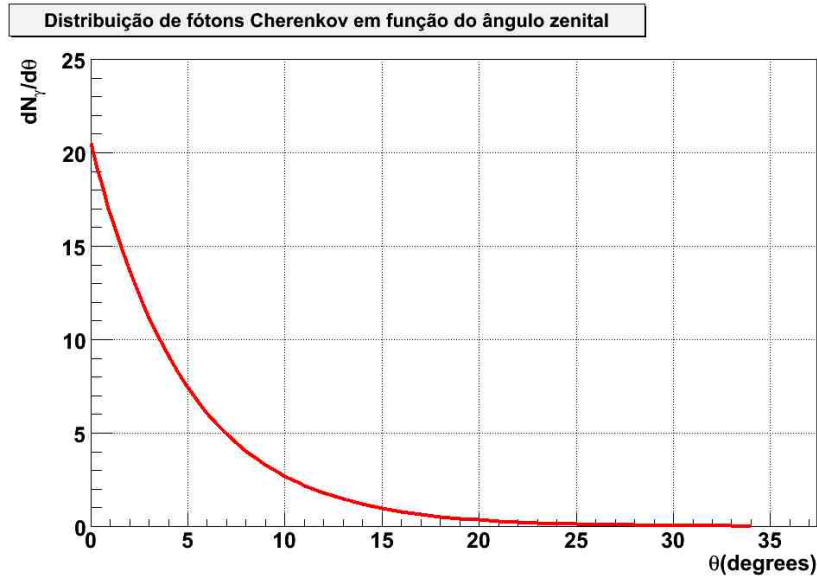


Figura E.4: Distribuição de número de fótons Cherenkov em função do ângulo no nível do mar.

de onda médio ( $\lambda = 337 \text{ nm}$ ) onde temos a maior emissão de fótons e considerando que as partículas carregadas atravessam um intervalo ( $\Delta x = 5 \text{ g/cm}^2$ ) no nível do mar, verificamos a dependência da emissão Cherenkov com um ângulo zenital, conforme figura E.4.

Como podemos ver na figura E.4 temos uma maior parcela de emissão de fótons Cherenkov para pequenos ângulos em relação ao eixo do chuveiro, sendo 90% dos fótons emitidos com  $11^\circ$  no nível do mar.

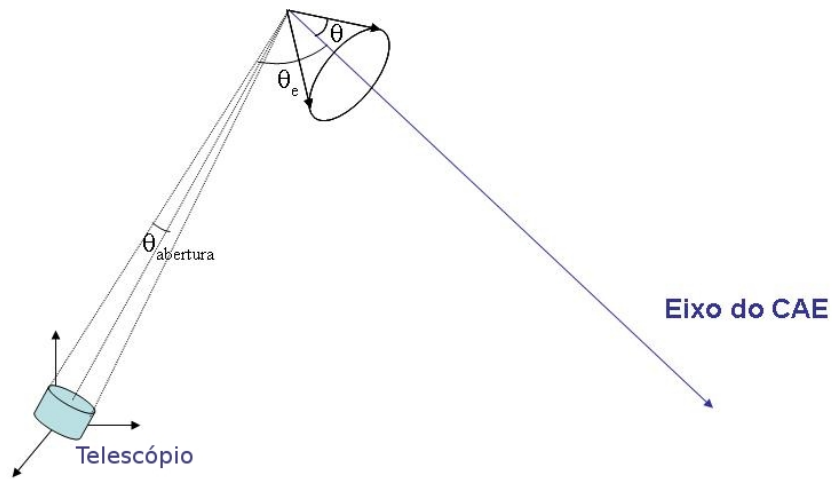


Figura E.5: Figura para o cálculo da probabilidade de fótons Cherenkov caírem no telescópio.

Procuramos a probabilidade de que os fótons Cherenkov caiam na abertura do espelho, vide figura E.5. O ângulo  $\theta_e$  é o ângulo zenital e o ângulo  $\phi_e$  (não mostrado na figura) é o ângulo azimutal entre o eixo do chuveiro e o eixo óptico do telescópico. E  $\theta_{abrt}$  é o ângulo do raio de abertura do telescópico quando visto do eixo do chuveiro. Assim, a probabilidade de emissão de fótons Cherenkov na direção do telescópico será calculada por:

$$P = \frac{\int_{\theta_e - \theta_{abrt}}^{\theta_e + \theta_{abrt}} e^{-\theta/\theta_o} \text{sen}(\theta) d\theta \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} d\varphi}{\int_0^\pi e^{-\theta/\theta_o} \text{sen}(\theta) d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi} \quad (\text{E.15})$$

Na figura E.6 mostramos o número de fótons de fluorescência e Cherenkov direto de um evento de energia de  $10^{19} eV$  que seriam vistos pelo telescópico MonRAt (vide capítulo 6), de acordo com este modelo.

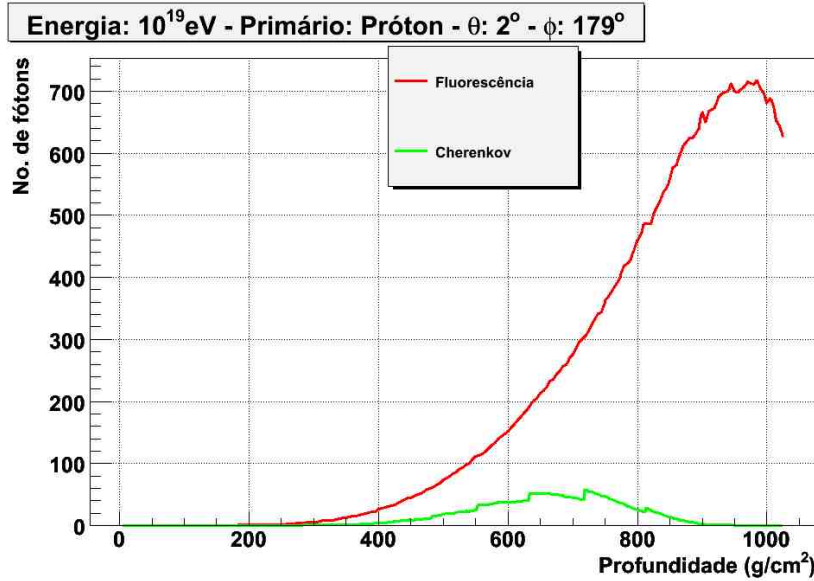


Figura E.6: Número de fótons de fluorescência e Cherenkov direto que chegaram ao telescópico MonRAt, iniciado por próton e com energia  $10^{19} eV$ , simulado pelo CORSIKA [68].



# Livros Grátis

( <http://www.livrosgratis.com.br> )

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)  
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)  
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)  
[Baixar livros de Matemática](#)  
[Baixar livros de Medicina](#)  
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)  
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)  
[Baixar livros de Meteorologia](#)  
[Baixar Monografias e TCC](#)  
[Baixar livros Multidisciplinar](#)  
[Baixar livros de Música](#)  
[Baixar livros de Psicologia](#)  
[Baixar livros de Química](#)  
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)  
[Baixar livros de Serviço Social](#)  
[Baixar livros de Sociologia](#)  
[Baixar livros de Teologia](#)  
[Baixar livros de Trabalho](#)  
[Baixar livros de Turismo](#)