

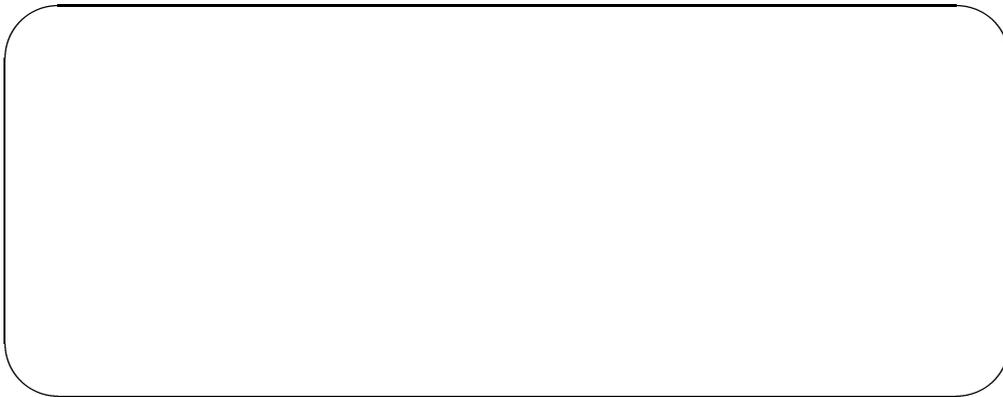
TESE DE MESTRADO

ESTUDO DA DETECÇÃO DA LUZ DE FLUORESCÊNCIA NO
ÂMBITO DA COLABORAÇÃO AUGER

Henrique de Melo Jorge Barbosa

Banca Examinadora:

- Carola Dobrigkeit Chinellato - UNICAMP (Orientadora)
- Carlos Ourivio Escobar - UNICAMP
- Ronald Cintra Shellard - CBPF



UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FÍSICA “GLEB WATAGHIN”
Campinas, São Paulo

“ Quando olhei a terra ardendo
qual fogueira de São João
eu perguntei a Deus do céu, ai
porque tamanha judiação

*Inté mesmo a Asa Branca
bateu asas do Sertão
intonce eu disse adeus Rosinha
guarda contigo meu coração*

*Hoje longe muitas léguas
numa triste solidão
espero a chuva cair de novo
pra mim voltar pro meu Sertão ”*

Asa Branca

Luiz Gonzaga e Humberto Teixeira

Aos meus pais,
Por tornarem um sonho realidade.

Agradeço em especial
o suporte da FAPESP

AGRADECIMENTOS

Com certeza, eu preciso de muito mais do que algumas páginas para falar de todos que me ajudaram nessa jornada mais que tempestuosa, mas é tudo que tenho.

Ao pessoal da sala, o Vitor, a Mara, o Luiz, o Altem, o Pedro e a Mirian, um grande abraço e minha eterna gratidão pelas inúmeras discussões mais que frutíferas e por não reclamarem de toda a minha bagunça.

A toda a turma de 94, em especial a Cinthia, o Cabelo, o Giro, o Deni, o Doretto, o Urbano, a Banana, o Júlio, a Laura e o Aparício e aos agregados Fê, Super e Ana Paula: valeu por toda força, pelas viagens e, principalmente, pela amizade.

Ao pessoal do Rio, Shellard, Márcia e Johana, obrigado por toda a paciência que vocês tiveram comigo.

A todos do departamento, especialmente o José Augusto, o Mário, o Jefferson, o Catalani e o Montanha, o meu muito obrigado por toda a ajuda.

E eu não poderia esquecer das pessoas que não são da física, mas, mesmo assim, foram fundamentais:

Os amigos que ficaram em Fortaleza: Evandro, Nego, Calango, Samuel, Gadilha, Daniel, Regis e Elton, e os amigos de república: Froes e Daniel.

Os companheiros de escalada, Piccin, Junior, Thaís, Lígia, Juliano, Troglo, Darli, Guilhaerminho, Agnes, Medusão, Fernandinha, Diego, Vanessa, Adrian, Rodrigo, Bitcha's e André, valeu pelos inúmeros cumes e pelas roubadas que passamos juntos.

Às forrozeiras, Thaís, Desirée, Marise, Fernanda, Neli, a outra Fernanda e às duas Andréias eu só posso dizer: *“aqui tá bom só falta você...”*.

Agradeço do fundo do meu coração, à responsável por tudo isso, a Carola. Eu sei que me agüentar por todo esse tempo não deve ter sido fácil, mas veja por outro lado, agora só falta o doutorado. Sei também que você vai dar risada ao ler, por já ter escutado isso muitas vezes, mas eu prometo que da próxima vez eu não deixo para a última hora.

E o mais importante: sou eternamente grato a todo o amor da minha família.

RESUMO

O objetivo principal do Observatório Pierre Auger é estudar a direção de chegada e o espectro de energia dos raios cósmicos acima de $10^{19} eV$ como função da sua composição. Para tanto, serão utilizados detectores ópticos de fluorescência juntamente com uma rede de detectores de superfície.

O presente trabalho contribui para um melhor entendimento dos processos envolvidos na detecção da luz de fluorescência, bem como para o aprimoramento dos programas de simulação por método de Monte Carlo desenvolvidos na Unicamp (C.A.Mo.Ca.) e no CBPF (FD_Sim).

Apresentamos um estudo comparativo sobre a atenuação da luz de fluorescência na atmosfera tratada segundo os modelos clássicos de espalhamentos Rayleigh e Mie e segundo o MODTRAN3.

Também mostramos uma comparação entre as eficiências de detecção, para o Observatório Auger, estimadas com os dois programas, onde estudamos o parâmetro de impacto médio e a distribuição dos pontos de impacto dos eventos considerados detectados.

É feito ainda um estudo utilizando o programa oficial da colaboração, o FD_Sim, para mostrar o efeito do modelo de atenuação utilizado sobre o resultado final da simulação, isto é, sobre a eficiência prevista para o sistema de detecção. Além disso, comparamos a eficiência de detecção para os diversos arranjos de detectores de fluorescência atualmente em pauta para o sítio sul do Observatório Pierre Auger.

ABSTRACT

The goal of the Auger Observatory is to study the arrival direction, energy and primary mass composition of cosmic rays above $10^{19}eV$. It will be a hybrid detector, employing two complementary techniques to observe extensive air showers: a giant array of particle counters and optical air fluorescence detectors.

The present work contributes towards a better understanding of the detection of air fluorescence light. It also contributes to the improvement of the Monte Carlo simulation programs developed at Unicamp (C.A.Mo.Ca.) and at CBPF (FD_Sim).

A comparison of atmospheric fluorescence light attenuation is shown as given by MODTRAN3 and by classical attenuation losses due to Rayleigh and Mie scattering only.

The detection efficiency for the Auger Observatory is estimated using both programs and we show the fluorescence detectors average impact parameter and the distribution of impact points for detected events.

We study the fluorescence detectors performance with both atmospheric attenuation models for vertical and slanted showers. We also compare the performances of the three configurations of fluorescence and ground detectors under discussion for the southern site.

Conteúdo

RESUMO	xi
ABSTRACT	xiii
1 INTRODUÇÃO	13
1.1 O PROGRAMA DE SIMULAÇÃO	14
1.2 SITUAÇÃO ATUAL	15
2 OBSERVATÓRIO PIERRE AUGER	17
2.1 O OBSERVATÓRIO PIERRE AUGER	19
2.2 O SISTEMA DE DETECÇÃO	20
2.2.1 Os Detectores de Fluorescência	20
2.2.2 Os Detectores de Superfície	23
2.3 SITUAÇÃO ATUAL	24
3 CHUVEIROS ATMOSFÉRICOS	31
3.1 INTRODUÇÃO	31
3.2 AS COMPONENTES	32
3.3 MODELO SIMPLES	32
3.4 CHUVEIROS REAIS	35
3.5 ESTRUTURA ESPACIAL DOS CHUVEIROS	35
3.5.1 A Profundidade da Primeira Interação	35
3.5.2 A Profundidade do Máximo	37
3.5.3 O Perfil Longitudinal	37
3.6 A ENERGIA	38
3.6.1 A Medida da Energia	38
4 FLUORESCÊNCIA DA ATMOSFERA	41
4.1 A LUZ DE FLUORESCÊNCIA	41
4.1.1 O Processo de Emissão	41
4.2 A DETECÇÃO	43

4.2.1	Dificuldades na Detecção da Luz de Fluorescência	43
4.2.2	Os Detectores de Fluorescência	44
4.2.3	Técnica de Detecção	44
5	A ATMOSFERA	49
5.1	PROPRIEDADES DA ATMOSFERA	49
5.1.1	A Pressão	49
5.1.2	Densidade, Profundidade e Número de partículas	50
5.1.3	A Temperatura	51
5.2	A ATMOSFERA PADRÃO	51
5.2.1	A Relação entre Profundidade Atmosférica e Pressão	53
5.3	COMPOSIÇÃO	55
5.3.1	Gases Permanentes e Variáveis	56
5.3.2	O Ozônio Atmosférico	57
5.3.3	Os Aerossóis	59
5.4	ATENUAÇÃO DA LUZ NA ATMOSFERA	60
5.4.1	A Lei de Bouguer–Lambert	60
5.4.2	Formulação Teórica	61
5.5	OS PROCESSOS DE ATENUAÇÃO DA LUZ	62
5.5.1	Os Processos de Espalhamento	62
5.5.2	Os Processos de Absorção	62
5.5.3	Dois Métodos de Encontrar a Atenuação	62
6	ATENUAÇÃO DA LUZ NA ATMOSFERA	65
6.1	O TRATAMENTO PADRÃO OU CLÁSSICO	65
6.2	MODTRAN	66
6.3	COMPARAÇÃO ENTRE MODTRAN E R&M	66
6.3.1	Atenuação Devido a Espalhamentos	67
6.3.2	Atenuação Devido a Absorção do Ozônio	69
6.4	ATENUAÇÃO INTEGRAL	70
7	C.A.Mo.Ca. – O PROGRAMA DE SIMULAÇÃO	79
7.1	O ALGORITMO	79
7.2	CARACTERÍSTICAS DA ATMOSFERA	81
7.3	CARACTERÍSTICAS DO CHUVEIRO	81
7.3.1	A Energia	81
7.3.2	Ângulo Zenital	82
7.3.3	Ângulo Azimutal	83
7.3.4	Ponto de Impacto	84
7.3.5	Profundidade da Primeira Interação	84
7.3.6	A Profundidade do Máximo	85

7.4	O CONCEITO DE CAMADAS	86
7.5	FLUORESCÊNCIA	87
7.5.1	O Número de Elétrons no Chuveiro	87
7.5.2	O Número de Fótons Emitidos	87
7.6	O COMPRIMENTO DE ONDA DOS FÓTONS	88
7.7	CARACTERÍSTICAS DO DETECTOR	88
7.8	ATENUAÇÃO	90
7.8.1	Emissão Isotrópica	90
7.8.2	Atmosfera	90
7.8.3	Detector	91
8	COMPARAÇÃO ENTRE C.A.Mo.Ca. E FD_Sim	93
8.1	DIFERENÇAS	93
8.1.1	Modelagem Da Física Envolvida	93
8.1.2	Características Do Experimento	95
8.2	RESULTADOS	96
8.2.1	Eventos Isolados	96
8.2.2	Simulação	98
9	RESULTADOS	111
9.1	INFLUÊNCIA DO MODELO DE ATENUAÇÃO	111
9.1.1	O Modtran	111
9.1.2	A Eficiência	112
9.1.3	O Parâmetro de Impacto Médio	112
9.2	ARRANJOS PARA O SÍTIO SUL	118
10	CONCLUSÕES	123
A	ESPALHAMENTO E ABSORÇÃO	125
A.1	LIMITAÇÕES	125
A.1.1	Espalhamento Independente	126
A.1.2	Espalhamento Simples	126
A.1.3	Sobre os Aerossóis	127
A.2	OS PROCESSOS DE ABSORÇÃO	127
A.3	OS PROCESSOS DE ESPALHAMENTO	127
B	O ESPALHAMENTO RAYLEIGH	129
B.1	DESENVOLVIMENTO TEÓRICO	129
B.1.1	Seção de Choque	131
B.1.2	A Profundidade Óptica	132

C O ESPALHAMENTO MIE	135
C.1 DESENVOLVIMENTO TEÓRICO	135
D CONFIGURAÇÕES PARA O SÍTIO SUL	137
E ARQUIVOS DE ENTRADA DO C.A.Mo.Ca.	141
F ARQUIVO DE SAÍDA DO C.A.Mo.Ca.	147
BIBLIOGRAFIA	148

Lista de Tabelas

3.1	Alguns modos de decaimento do π^0 [19].	32
5.1	Principais gases que compõem a atmosfera: na primeira metade estão os gases permanentes e, na segunda, os variáveis.	56
5.2	Principais reações fotoquímicas envolvendo o ozônio	57
7.1	Sumário do modelos de interação hadrônica e programas de simulação.	85
8.1	Simulação de 10 chuveiros com o FD_Sim. Energia de $10^{19}eV$ e ângulos de até 60° . A posição do ponto de impacto está dada em km , os ângulos estão em graus e as profundidades estão em g/cm^2	96
8.2	Resposta dos dois programas de simulação para o conjunto de 10 eventos. Para cada detector, é mostrado o parâmetro de impacto, em km , e as respostas do C.A.Mo.Ca. (CA) e do FD_Sim (FD): T se o evento foi visto (trigger) ou NT se o evento não foi visto (non-trigger).	98
8.3	Quadro resumo dos histogramas dos parâmetros de impacto.	99
8.4	Eficiências de detecção para os dois conjuntos de chuveiros, segundo o C.A.Mo.Ca. e o FD_Sim, em quatro modos diferentes.	104
9.1	Eficiência de detecção monocular - Percentual de eventos incidentes sobre o arranjo e que satisfizeram as condições de trigger.	118
9.2	Eficiência de detecção binocular - Percentual de eventos incidentes sobre o arranjo e que satisfizeram as condições de trigger.	118
9.3	Quadro resumo dos histogramas dos parâmetros de impacto, em km	119
9.4	Eficiência de detecção para as três configurações plausíveis para o sítio Sul - Percentual de eventos incidentes sobre o arranjo e que satisfizeram as condições de trigger.	119
9.5	Parâmetros de impacto médios (km). Energia de $10^{19}eV$ e ângulos de até 50°	119

Lista de Figuras

2.1	Victor Hess e seu balão antes do vôo que entraria para a história. <i>Créditos: National Geographic</i> [13].	18
2.2	Pierre Auger – descobridor dos chuviros atmosféricos. <i>Créditos: CERN</i> [13].	18
2.3	Esquema mostrando, em linhas gerais, como será o Observatório Pierre Auger [13]	21
2.4	Modelo esquemático inicial da montagem dos detectores de fluorescência para o Observatório Pierre Auger [6].	22
2.5	Telescópios de fluorescência utilizados no HiRes. Cada um é composto por quatro espelhos e um conjunto de fotomultiplicadoras [13].	22
2.6	Modelo esquemático da montagem dos detectores de superfície para o Observatório Pierre Auger [13].	24
2.7	Disposições dos detectores de superfície inicialmente idealizadas: o hexágono e o superman.	25
2.8	Protótipo de um tanque Čerenkov de água construído no Fermilab [13].	26
2.9	Malargüe, Mendoza, Argentina – Região onde está sendo construído o sítio sul do Observatório Pierre Auger [16].	26
2.10	Fotos da região onde está sendo construído o sítio sul do Observatório Pierre Auger, em Malargüe, na província de Mendoza, Argentina. No topo, a visão de Los Leones na direção de Malargüe e em baixo, o solo desértico característico da região [16].	27
2.11	Disposição dos detectores de fluorescência e de superfície para as três configurações plausíveis para o sítio sul.	28
2.12	Primeiro tanque instalado e já em funcionamento [16].	29
2.13	Planta vertical simplificada do prédio que deverá abrigar os telescópios de fluorescência [16].	29
2.14	Planta horizontal simplificada do prédio que deverá abrigar os telescópios de fluorescência [16].	30

3.1	Diagrama simplificado mostrando as principais cascatas em um EAS iniciado por um núcleon. O chuvaire resultante é dividido em três componentes: as cascatas nucleônica, piónica e eletromagnética, sendo esta última alimentada pelo decaimento dos píons neutros [6].	33
3.2	Simulação de um chuvaire atmosférico extenso iniciado por um próton de $10^{19}eV$ utilizando o MOCCA. São traçadas amostras das trajetórias das partículas que estão a mais de $300m$ do eixo do chuvaire. A caixa desenhada tem dimensões $6 \times 6 \times 12km$ de altura e as cores representam: γ -verde, e -vermelho e μ -azul. <i>Créditos: Clem Pryke – University of Chicago.</i>	36
3.3	Fluxo diferencial das partículas primárias medido por diversos experimentos de raios cósmicos [1].	39
4.1	Espectro de fluorescência do nitrogênio. A curva está normalizada de modo que a integral na faixa de $220nm$ a $500nm$ seja igual à unidade.	42
4.2	Integral do espectro de fluorescência (figura 4.1), na faixa de $310nm$ a $440nm$, mostrando a dependência da taxa de fluorescência do nitrogênio com a altitude e a temperatura [1]	43
4.3	Esquema mostrando a detecção de um EAS	45
4.4	Geometria da detecção e reconstrução. O plano de detecção do chuvaire contém o “olho”, o ponto de impacto e o vetor direção.	46
5.1	Estratificação do envelope atmosférico [22].	52
5.2	Variação da temperatura com a altitude, mostrando a absorção dos comprimentos de onda característicos em cada camada [22].	53
5.3	Parâmetros médios fornecidos pela U.S.Standard Atmosphere de 1962 [23].	54
5.4	Distribuição da concentração de ozônio na atmosfera medido por Kirchhoff em Natal [24, 25].	58
5.5	Variação sazonal da concentração de ozônio na atmosfera em função da latitude.	59
6.1	Comparação entre as atenuações segundo o MODTRAN (linha pontilhada) e R&M (linha cheia): (a) Espalhamento pelos aerossóis, e (b) Espalhamento molecular. Azul: $420nm$, vermelho: $360nm$ e preto: $300nm$. Todas as atenuações foram calculadas para um percurso horizontal de $500m$, em cada altitude.	68
6.2	Atenuação, devido ao ozônio, para diferentes comprimentos de onda. As atenuações foram calculadas para um percurso horizontal de $500m$, em cada altitude.	69
6.3	As diferentes atenuações levadas em conta no MODTRAN. Os quatro gráficos se referem a: (a) $\lambda = 300nm$, (b) $\lambda = 320nm$, (c) $\lambda = 360nm$ e (d) $\lambda = 420nm$, onde as atenuações foram calculadas para um percurso horizontal de $500m$, em cada altitude.	71

6.4	Comparação entre os livre caminhos médios dos fótons na atmosfera segundo o MODTRAN (linha vermelha) e R&M (linha azul). A grande diferença entre o MODTRAN e R&M é devido ao ozônio.	72
6.5	Coefficiente de transmissão integral considerando apenas o espalhamento Rayleigh. Linha cheia - $420nm$ e linha pontilhada - $300nm$. Vermelho - <i>Padrão</i> , Preto - <i>Exemplo1</i> e Azul - <i>Exemplo2</i>	73
6.6	Coefficiente de transmissão integral considerando apenas o espalhamento Mie. Linha cheia - $420nm$ e linha pontilhada - $300nm$. Vermelho - <i>Padrão</i> , Preto - <i>Exemplo1</i> e Azul - <i>Exemplo2</i>	74
6.7	Coefficiente de transmissão integral considerando apenas a absorção devido ao ozônio. Linha cheia - $420nm$ e linha pontilhada - $300nm$. Vermelho - <i>Padrão</i> , Preto - <i>Exemplo1</i> e Azul - <i>Exemplo2</i>	75
6.8	Coefficiente de transmissão integral considerando os três efeitos. Linha cheia - $420nm$ e linha pontilhada - $300nm$. Vermelho - <i>Padrão</i> , Preto - <i>Exemplo1</i> e Azul - <i>Exemplo2</i>	76
7.1	Diagrama de fluxo de idéias descrevendo as diversas etapas do algoritmo utilizado no C.A.Mo.Ca.	80
7.2	Sorteio dos ângulos zenitais. Como as áreas sobre a esfera devem ser iguais, o sorteio não é feito uniforme em θ , mas em $\cos\theta$	82
7.3	Sorteio dos ângulos azimutais. Como as áreas sobre a esfera são iguais, sorteamos uniforme em ϕ	84
7.4	Distribuição da profundidade do máximo χ_{\max} em função da energia para quatro combinações de modelos e programas de simulação, iniciados por próton e ferro. Os modelos correspondem a: mocspl-verde, mocsib-vermelho, corsib-azul e corqgs-preto. <i>Créditos Clem Pryke - Universidade de Chicago</i>	86
7.5	Divisão da atmosfera em camadas de $1g/cm^2$ ao longo do eixo do chuveiro. Ao nível do mar, os intervalos correspondem a $\sim 9m$, enquanto que a $30km$ de altitude, a $\sim 660m$	89
7.6	Espectro de fluorescência do nitrogênio, na faixa de interesse para o Observatório Pierre Auger, dividido em bins de $10nm$. A curva está normalizada de modo que a integral na faixa de $220nm$ a $500nm$ seja igual à unidade.	89
7.7	Atenuação do número de fótons coletados devido ao Filtro e a PMT utilizados no HiRes.	92
8.1	Simulação de 10 chuveiros com o FD_Sim – Energia de $10^{19}eV$ e ângulos de até 60° . As setas correspondem à projeção no plano dos segmentos de $15km$, quando colocados na direção do eixo do chuveiro. Assim a razão entre a seta e o segmento vale $\sin\theta$	97
8.2	1500 chuveiros verticais, de $10^{19}eV$, simulados com o FD_Sim e processados pelo C.A.Mo.Ca., conforme explicado no texto.	100

8.3	1500 chuvisos verticais, de $10^{19}eV$, simulados e analisados com o FD_Sim, conforme explicado no texto.	101
8.4	1500 chuvisos inclinados ($\theta < 60^\circ$), de $10^{19}eV$, simulados com o FD_Sim e processados pelo C.A.Mo.Ca., conforme explicado no texto.	102
8.5	1500 chuvisos inclinados ($\theta < 60^\circ$), de $10^{19}eV$, simulados e analisados com o FD_Sim, conforme explicado no texto.	103
8.6	Pontos de impacto dos 1500 chuvisos verticais, de $10^{19}eV$, simulados com o FD_Sim e processados pelo C.A.Mo.Ca.. Em sentido antihorário estão os eventos detectados: <i>a)</i> por algum olho; <i>b)</i> por algum olho periférico; <i>c)</i> pelo menos dois olhos periféricos; e <i>d)</i> pelo menos dois olhos.	106
8.7	Pontos de impacto dos 1500 chuvisos verticais, de $10^{19}eV$, simulados e analisados com o FD_Sim. Em sentido antihorário estão os eventos detectados: <i>a)</i> por algum olho; <i>b)</i> por algum olho periférico; <i>c)</i> pelo menos dois olhos periféricos; e <i>d)</i> pelo menos dois olhos.	107
8.8	Pontos de impacto dos 1500 chuvisos inclinados ($\theta < 60^\circ$), de $10^{19}eV$, simulados com o FD_Sim e processados pelo C.A.Mo.Ca.. Em sentido antihorário estão os eventos detectados: <i>a)</i> por algum olho; <i>b)</i> por algum olho periférico; <i>c)</i> pelo menos dois olhos periféricos; e <i>d)</i> pelo menos dois olhos.	108
8.9	Pontos de impacto dos 1500 chuvisos inclinados ($\theta < 60^\circ$), de $10^{19}eV$, simulados e analisados com o FD_Sim. Em sentido antihorário estão os eventos detectados: <i>a)</i> por algum olho; <i>b)</i> por algum olho periférico; <i>c)</i> pelo menos dois olhos periféricos; e <i>d)</i> pelo menos dois olhos.	109
9.1	Eficiência de detecção, para eventos verticais e inclinados $\theta < 50^\circ$, e os dois modelos de atenuação considerados: preto - R&M e vermelho - MODTRAN3. As barras de erro correspondem ao intervalo de 68% de confiança.	113
9.2	10000 chuvisos verticais, de $10^{19}eV$, simulados e analisados com o FD_Sim, utilizando a atenuação clássica.	114
9.3	10000 chuvisos inclinados ($\theta < 50^\circ$), de $10^{19}eV$, simulados e analisados com o FD_Sim, utilizando a atenuação clássica.	115
9.4	10000 chuvisos verticais, de $10^{19}eV$, simulados e analisados com o FD_Sim, utilizando a atenuação dada pelo MODTRAN.	116
9.5	10000 chuvisos inclinados ($\theta < 50^\circ$), de $10^{19}eV$, simulados e analisados com o FD_Sim, utilizando a atenuação dada pelo MODTRAN.	117
9.6	Eficiência de detecção de chuvisos inclinados $\theta < 50^\circ$ nos três arranjos: linha preta: Pocitos, vermelha: Coiheco e verde: Puntilas. As barras de erro correspondem ao intervalo de 68% de confiança.	120
9.7	10000 chuvisos inclinados ($\theta < 50^\circ$), de $10^{19}eV$, simulados e analisados com o FD_Sim, utilizando a atenuação dada pelo MODTRAN e a configuração de Coiheco.	121

9.8	10000 chuveiros inclinados ($\theta < 50^\circ$), de $10^{19}eV$, simulados e analisados com o FD_Sim, utilizando a atenuação dada pelo MODTRAN e a configuração de Pocitos.	122
D.1	Mapa da configuração de <i>Pocitos</i>	138
D.2	Mapa da configuração de <i>Coihecos</i>	139
D.3	Mapa da configuração de <i>Puntillas</i>	140

Capítulo 1

INTRODUÇÃO

A idéia de utilizar a luz de fluorescência para detectar chuviros atmosféricos extensos data da metade do século, quando, em 1960, K. Greisen sugeriu o acompanhamento longitudinal de chuviros individuais através da detecção da luz de fluorescência emitida pelas moléculas de nitrogênio excitadas e ionizadas pelas partículas carregadas do chuviro.

Embora as primeiras tentativas experimentais de detectar um tal sinal tenham sido feitas já em 1965, apenas em 1976 teve-se êxito na utilização de detectores ópticos. A experiência que serve de referência para o uso dessa técnica é a do grupo que operou o detector “Fly’s Eye” em Dugway, EUA, durante toda a década de oitenta [1, 2].

Nos anos noventa, o aprimoramento das técnicas relacionadas à detecção da luz de fluorescência está sendo feito no experimento HiRes¹, que corresponde a uma extensão do Fly’s Eye. Há uma série de publicações do grupo responsável pelo HiRes, sendo as mais recentes as apresentadas na XXV ICRC, em Durban [3] e na XXVI ICRC, em Salt Lake City [4, 5].

Em 1995, quando da apresentação do Projeto Auger [6], propôs-se utilizar essa técnica de detecção da luz de fluorescência, juntamente com um conjunto de detectores de superfície, para medir chuviros atmosféricos extensos iniciados por partículas primárias de energias acima de $1EeV$ ($10^{18}eV$). A idéia inicial foi de construir dois estágios, ou sítios, do Observatório Pierre Auger: um no hemisfério norte e outro no hemisfério sul.

O acompanhamento de todo o processo de emissão e detecção da luz de fluorescência envolve a entrada da partícula primária na atmosfera, sua primeira interação e o início da produção das partículas do chuviro ao longo da trajetória, a emissão isotrópica da luz de fluorescência, sua propagação e atenuação na atmosfera até atingir o detector e, finalmente, o registro dos fótons e a formação do sinal registrado.

Todo este acompanhamento é feito através de um programa, que permite estimar os resultados de medidas sob as mais diferentes condições, quer sejam referentes ao chuviro, quer sejam referentes ao detector. Toda grande experiência, envolvendo tantos processos, necessita, é claro, de uma descrição computacional em que todas as suas etapas possam ser

¹High Resolution Fly’s Eye

estudadas e acompanhadas.

1.1 O PROGRAMA DE SIMULAÇÃO

Para o Projeto Auger foi inicialmente utilizado um programa que faz a simulação do detector de fluorescência que é amplamente baseado no programa utilizado pelo experimento HiRes, que por sua vez, é uma adaptação do programa utilizado para o detector Fly's Eye. Este programa para o detector de fluorescência do Projeto Auger é de autoria de Bruce Dawson, da Universidade de Adelaide, Austrália, membro da Colaboração Auger e também colaborador do HiRes.

No Brasil, particularmente na UNICAMP, foi desenvolvido independentemente um outro programa, utilizando basicamente o conhecimento sobre a absorção de luz na atmosfera adquirido na tese de doutorado de A.R.P.Biral [7]. Para seu desenvolvimento, foi utilizado um tratamento da absorção da luz na atmosfera segundo um código mais elaborado (o MODTRAN 3 [8]) do que o dado pelas fórmulas de livre caminho médio de atenuação para os espalhamentos Rayleigh e Mie, utilizadas no tratamento nos moldes do HiRes.

Desenvolvendo este programa, um grupo de pesquisadores do Departamento de Raios Cósmicos e Cronologia do IFGW, Unicamp, apresentou para o Projeto Auger uma comparação da eficiência de detecção de dois arranjos de detectores de fluorescência [9], um em forma de hexágono e outro em arranjo triangular, conhecido com o nome de Superman. Neste trabalho, os cálculos repousavam ainda largamente no número de fótons supostamente detectados e não se incluía nenhuma estimativa da razão sinal/ruído. Este tratamento foi posteriormente aprimorado [10], incluindo eficiências quânticas das fotomultiplicadoras e filtros, permitindo estimar o número de fotoelétrons detectados e estimar a razão sinal/ruído para diferentes disposições geométricas de detectores.

Um grupo de pesquisadores do CBPF, Rio de Janeiro, também participantes do Projeto Auger, desenvolveu um outro tratamento de detectores de fluorescência, tendo a intenção de servir como ferramenta para simular realisticamente configurações de detectores, espelhos e partes ópticas e eletrônicas. Além disso, a estrutura desejada para este programa visa a flexibilidade e a facilidade de utilização, possuindo, desde o início, o caráter de colaboração. À primeira vista, a diferença principal entre a abordagem de Campinas e do Rio reside no tratamento distinto da atenuação da luz. Enquanto em Campinas utilizamos o MODTRAN, no programa desenvolvido no CBPF foram utilizadas, para a absorção da luz de fluorescência, expressões de livre caminho médio para os espalhamentos Rayleigh e Mie análogas às do tratamento de Dawson.

1.2 SITUAÇÃO ATUAL

Na reunião do Projeto Auger, de 18 a 29 de setembro de 99, na cidade de Malargüe, na Argentina, foi decidido que o programa oficial da colaboração seria o FD_Sim, confirmando uma decisão tomada anteriormente de que os grupos brasileiros seriam os responsáveis pelo software de simulação e acompanhamento do experimento.

Fez-se portanto necessária a união dos esforços brasileiros no sentido de otimizar a descrição dos processos físicos envolvidos e chegar a uma versão aprimorada do programa. Para tal, foi importante uma comparação entre os dois programas a fim de determinar o que havia de melhor em cada um.

O presente trabalho contribuiu para um melhor entendimento dos processos envolvidos na detecção da luz de fluorescência, bem como para o aprimoramento dos programas de simulação por método de Monte Carlo desenvolvidos na Unicamp (C.A.Mo.Ca.) e no CBPF (FD_Sim).

Assim, apresentamos um estudo comparativo sobre a atenuação da luz de fluorescência na atmosfera tratada segundo os modelos clássicos de espalhamentos Rayleigh e Mie e segundo o MODTRAN3.

Também mostramos uma comparação entre as eficiências de detecção, para o Observatório Auger, estimadas com os dois programas, onde estudamos o parâmetro de impacto médio e a distribuição dos pontos de impacto dos eventos considerados detectados.

Foi feito ainda um estudo utilizando o FD_Sim para mostrar o efeito do modelo de atenuação utilizado sobre o resultado final da simulação, isto é, sobre a eficiência prevista para o sistema de detecção. Além disso, comparamos a eficiência de detecção para os diversos arranjos de detectores de fluorescência atualmente em pauta para o sítio sul do Observatório Pierre Auger.

Capítulo 2

OBSERVATÓRIO PIERRE AUGER

A origem dos raios cósmicos mais energéticos é um dos assuntos mais importantes em astrofísica atualmente. A descoberta da radiação cósmica, por Victor Hess em seus vôos pioneiros em balões, data de 1911 (figura 2.1). Vinte e sete anos mais tarde, Pierre Auger (figura 2.2) observou que essa radiação cósmica produzia chuviscos de partículas secundárias, interagindo com as partículas do alto da atmosfera, e que podiam ser detectadas na superfície [11]. Baseando-se no tamanho desses chuviscos, Auger pode estimar que o espectro de energia dos raios cósmicos se estendia acima de $10^{15}eV$.

Em 1962, observou-se, pela primeira vez, um chuvisco atmosférico com energia da ordem de $10^{20}eV$, 100 milhões de vezes mais energético que a mais alta energia até então obtida em aceleradores [12]. Desde então, apenas uns poucos eventos tão energéticos foram detectados.

Atualmente, a compreensão sobre os raios cósmicos de energia mais baixas (acima de $10^{15}eV$) está bem desenvolvida e nos leva a acreditar na possibilidade da origem dos raios cósmicos altamente energéticos, i.e. acima de $10^{19}eV$, ser completamente diferente dos de baixa energia. Infelizmente ainda não temos informações suficientes sobre a natureza dos raios cósmicos mais energéticos. Esse insucesso ao longo de quase quatro décadas deve-se às dificuldades teóricas e práticas enfrentadas.

Uma delas é o baixo fluxo de raios cósmicos com energia acima de $10^{19}eV$, aproximadamente uma partícula por quilômetro quadrado, por ano. Com um fluxo tão baixo, apenas detectores de tamanho monumental podem esperar medir um número significativo de eventos num tempo razoável.

Além disso, equacionar teoricamente a produção e propagação de primários com energias tão altas quanto $10^{20}eV$ é um problema por si só. A essas energias, o livre caminho médio dos raios cósmicos é de apenas $\sim 50Mpc^1$ (~ 160 milhões de anos luz), o que é pouco, em dimensões cosmológicas. Independentemente de sua natureza, os raios cósmicos perdem energia ao interagirem com a radiação cósmica de fundo de $2.7K$: prótons foto-decaem em píons; núcleos se desintegram por ressonância dipolar; fótons produzem pares e^+e^- . Apenas

¹ $1pc = 3.26$ ano luz



Figura 2.1: Victor Hess e seu balão antes do vôo que entraria para a história. *Créditos: National Geographic* [13].

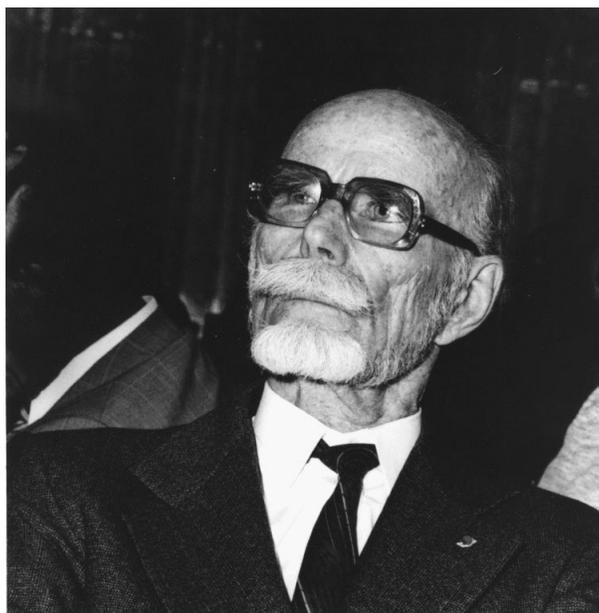


Figura 2.2: Pierre Auger – descobridor dos chuveiros atmosféricos. *Créditos: CERN* [13].

os neutrinos são livres para se propagarem pelo espaço interestelar.

Essa interação com a radiação de fundo se reflete no corte GZK (K. Greisen [14], G.T. Zatsepin e V.A. Kuz'min [15]) e em estudos sobre as fontes e os campos eletromagnéticos [17] que mostram que não deveríamos observar raios cósmicos com energia acima de $4 \times 10^{19} eV$. Isso reduz bastante as alternativas plausíveis de fontes de raios cósmicos, pois estas teriam que se encontrar relativamente próximas, entre 50 e $100 Mpc$.

Porém, os modelos de aceleração de prótons e núcleos a essas energias altíssimas são muito difíceis de construir e poucos objetos astrofísicos suficientemente energéticos encontram-se à distância apropriada. A simples existência desses raios cósmicos altamente energéticos é um enigma cuja solução pode levar a novas descobertas que podem revolucionar a astrofísica e/ou a física fundamental.

2.1 O OBSERVATÓRIO PIERRE AUGER

O objetivo principal do Observatório Auger é a solução desse enigma. Dois sítios, a princípio idênticos, um no hemisfério norte e outro no hemisfério sul, irão medir a direção de chegada e o espectro de energia dos raios cósmicos acima de $10^{19} eV$, bem como a componente muônica induzida pelo chuveiro e, para alguns dos eventos, o desenvolvimento longitudinal através da atmosfera. Esses dados ajudarão na compreensão da origem desses raios cósmicos, da distância às fontes e da estrutura e intensidade dos campos magnéticos existentes no espaço. Além disso, os eventos que tiverem a partícula primária identificada, poderão dar informações importantes para a física de partículas em energias que dificilmente poderão ser alcançadas por qualquer laboratório na Terra.

A análise dos parâmetros medidos dos chuveiros, tendo-se por base as simulações de Monte Carlo, podem ser usados para separá-los em subconjuntos de acordo com sua massa: leves, de número de massa $A \leq 16$, ou pesados, de $A \geq 16$. A correlação entre os vários parâmetros (energia, direção e massa) pode revelar que inúmeras componentes contribuem para o fluxo total. Por exemplo, é possível que a maioria dos primários pesados, em energias em torno de $10^{19} eV$, sejam provenientes da nossa galáxia. Se assim for, a direção de chegada desse subconjunto particular de raios cósmicos deve estar correlacionada com a distribuição de massa na nossa galáxia (ou seja, tais eventos devem vir preferencialmente da direção do plano galáctico e não dos polos).

Estando tão próxima, essa componente chegará até nós sem ter sofrido praticamente nenhuma atenuação devida à interação com a radiação cósmica de fundo e deverá exibir um espectro de energia refletindo diretamente os mecanismos de aceleração intragalácticos. Em contrapartida, se a componente mais leve for isotrópica e exibir um corte próximo a $10^{20} eV$, poderemos concluir que ela representa a parcela da radiação cósmica, vinda do meio extragaláctico, e que sofreu interação com a radiação de fundo.

O Observatório Pierre Auger foi desenhado para poder alcançar tais objetivos. Cada um dos sítios será um detector híbrido, empregando duas técnicas complementares para

observar chuueiros atmosféricos extensos. Detectores ópticos de fluorescência irão medir o desenvolvimento dos chuueiros através da atmosfera acima da superfície, onde uma grande rede de detectores de partículas irá medir a distribuição temporal e lateral dos mesmos. Operando conjuntamente, os dois sistemas serão capazes de caracterizar os chuueiros com um grau de precisão bem maior que cada um separadamente.

2.2 O SISTEMA DE DETECÇÃO

Parte da energia dos chuueiros atmosféricos chega à superfície sob a forma de partículas secundárias e parte é dissipada na atmosfera, ou excitando as moléculas de nitrogênio e provocando a posterior emissão de fótons, ou pela emissão de luz Čerenkov.

Os detectores de raios cósmicos existentes baseiam-se na medida de uma dessas componentes para tirar as informações sobre a partícula primária. É nesse ponto que o Observatório Auger fará a diferença, pois ele será o primeiro detector híbrido com uma grande rede de detectores de superfície e vários detectores ópticos de fluorescência atmosférica, como mostrado esquematicamente na figura 2.3.

Os detectores de fluorescência e de superfície são complementares na extração de informações dos chuueiros. Ambos se baseiam em medidas de tempos de chegada e de intensidade para caracterizar a geometria e demais parâmetros. Portanto, no caso do Observatório Auger, há duas maneiras de “ver” um chuueiro: medindo a distribuição lateral de partículas, no nível de detecção, ou medindo o seu desenvolvimento longitudinal através da luz de fluorescência.

2.2.1 Os Detectores de Fluorescência

Os detectores de fluorescência irão medir o desenvolvimento do chuueiro na atmosfera acima da superfície, estimando o perfil longitudinal. Porém, essa medida é um pouco mais complexa do que aparenta, uma vez que apenas parte da luz de fluorescência se propaga na direção dos detectores e apenas os fótons que não forem espalhados, ou absorvidos, poderão ser detectados. Assim, uma descrição apurada do processo de atenuação da luz de fluorescência na atmosfera é muito importante para a correta reconstrução dos chuueiros detectados, a partir dos dados registrados nos telescópios de fluorescência.

Cada um dos detectores de fluorescência, ou “olhos”, é composto por vários telescópios, cada um cobrindo uma região do céu. Os telescópios a serem utilizados no Observatório Auger baseiam-se na técnica desenvolvida pioneiramente pelo grupo da Universidade de Utah, que operou o detector “Fly’s Eye” [1, 3], durante toda a década de oitenta, em Dugway, EUA. O desenho originalmente imaginado para os telescópios de fluorescência (ver figura 2.4) foi baseado na montagem dos telescópios utilizados no experimento que deu continuidade ao Fly’s Eye, o HiRes, que aparece na figura 2.5.

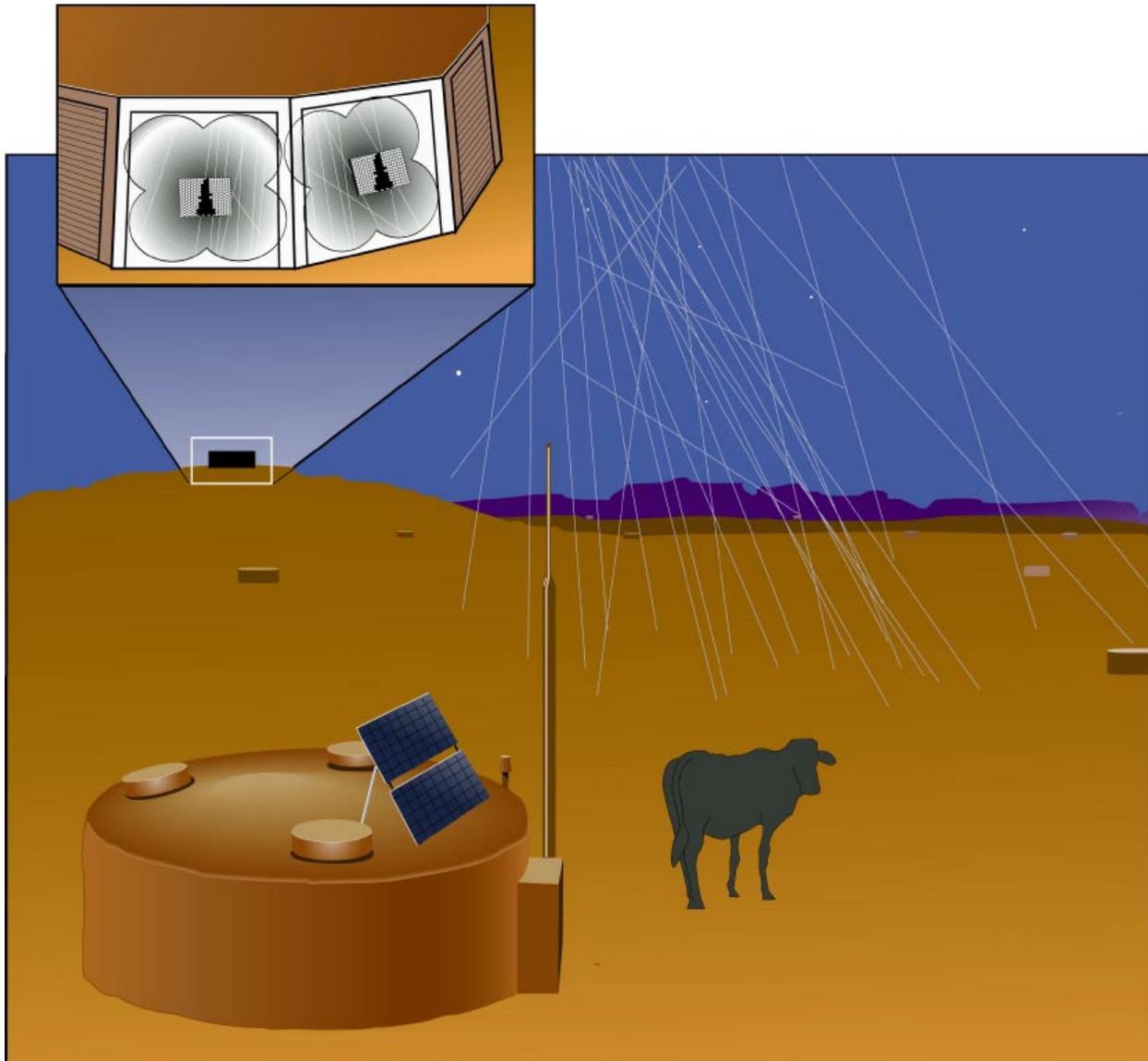


Figura 2.3: Esquema mostrando, em linhas gerais, como será o Observatório Pierre Auger [13]

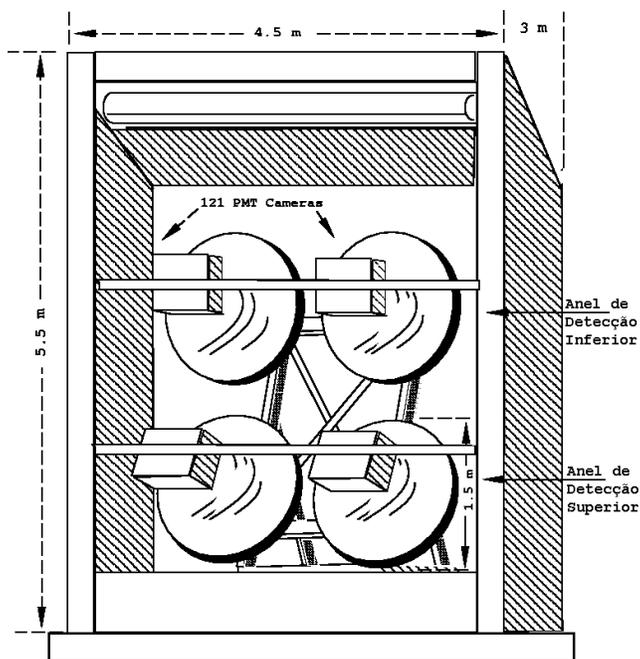


Figura 2.4: Modelo esquemático inicial da montagem dos detectores de fluorescência para o Observatório Pierre Auger [6].



Figura 2.5: Telescópios de fluorescência utilizados no HiRes. Cada um é composto por quatro espelhos e um conjunto de fotomultiplicadoras [13].

Estes detectores consistem de arranjos de espelhos esféricos, cada espelho visto por um conjunto de fotomultiplicadoras em seu plano focal. Cada arranjo mapeia parte do céu, com cada fototubo formando um pixel. A trajetória do chuveiro poderá ser reconstruída acompanhando a luz de fluorescência emitida quando da passagem de um chuveiro sobre o detector. Uma vez conhecidas a distância e a orientação da linha ao longo da qual foi emitida a luz, o sinal em cada fototubo pode ser convertido em potência radiada ao longo da porção da trajetória que está no campo de visão de cada tubo. É certo que isto requer, além do conhecimento da atenuação na atmosfera, o conhecimento do número de fótons de cintilação emitidos por unidade de comprimento de caminho percorrido e da eficiência de detecção do fototubo. Assim, a soma de todas as contribuições dará a integral da energia radiada ao longo do caminho e a energia total de cada chuveiro poderá ser determinada.

Como a medida da luz de fluorescência é bastante delicada, ela só será possível em noites de céu limpo e completamente escuras. Estima-se inicialmente que em torno de 10% dos chuveiros serão medidos simultaneamente pelos dois tipos de detectores.

2.2.2 Os Detectores de Superfície

A rede de detectores de superfície é semelhante, porém numa escala muito maior, à montagem experimental empregada pelo grupo de Haverah Park [18] por mais de vinte anos, com bastante sucesso.

Cada uma das duas redes será composta por 1600 detectores de superfície separados um do outro por aproximadamente $1.5km$, ocupando um espaço de $3000km^2$. A resolução angular de tal rede, sem considerar coincidência com os dados de fluorescência, é de menos de 1.5° e, para energia, menos de 20%.

Como, em cada rede, são milhares de detectores espalhados sobre uma área enorme, tecnologia de ponta terá que ser empregada para permitir o controle em harmonia de todos eles. Cada detector deverá ser autosuficiente, sendo equipado com painel solar, GPS e um sistema de comunicação sem fio. Um esquema do detector aparece na figura 2.6.

A disposição desses detectores é também bastante importante. Inicialmente, imaginou-se duas configurações possíveis: uma em forma de hexágono e outra, triangular, conhecida como superman (ver figura 2.7). Estudos baseados em simulações por método de Monte Carlo foram feitos para determinar qual seria o arranjo mais eficiente na detecção coincidente pelos dois tipos de detectores a fim de determinar a configuração ideal [9, 10].

Diversos tipos de detectores (tanques Čerenkov de água, cintiladores, etc.) foram avaliados exaustivamente, durante o período de estudo do projeto, no “Fermi National Accelerator Laboratory”. Estudou-se a performance dos detectores utilizando-se técnicas de Monte Carlo e alguns protótipos foram construídos. Um desses protótipos aparece na figura 2.8.

O detector de superfície escolhido foi o tanque Čerenkov de água. Relativamente simples, serão tanques de $10m^2$ de área, por $1.2m$ de altura, cheios de água. Eles irão medir a luz Čerenkov produzida por múons e elétrons, dentro da água, e estimar a distribuição lateral e

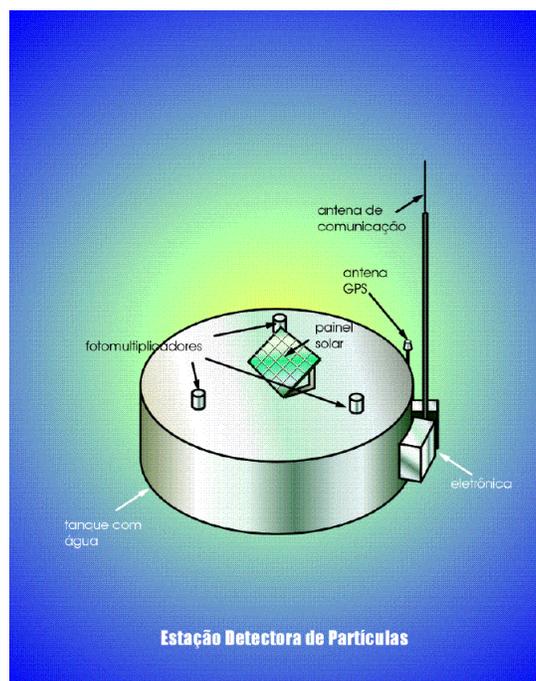


Figura 2.6: Modelo esquemático da montagem dos detectores de superfície para o Observatório Pierre Auger [13].

temporal das partículas do chuveiro na altitude de detecção.

2.3 SITUAÇÃO ATUAL

Previamente, dentre os vinte locais possíveis avaliados pela equipe de inspeção, já haviam sido selecionados três excelentes candidatos, em cada um dos hemisférios, sendo eles: Argentina, África do Sul e Austrália; e Estados Unidos, México e Espanha. Mais tarde, do final de 1995 a meados de 1996, a província de Mendoza, na Argentina, e Millard County, em Utah, nos Estados Unidos foram escolhidos como os mais apropriados, levando-se em conta, além dos atributos físicos do local, o suporte científico e estrutural já existentes. Por motivos diversos, dentre eles o fato de não existirem grandes experimentos de raios cósmicos ao sul do equador, foi decidido que o primeiro sítio a ser construído seria o sítio localizado no hemisfério sul. Um mapa e uma foto do local aparecem nas figuras 2.9 e 2.10 respectivamente.

Desde a proposta inicial, os detectores de fluorescência e de superfície e a disposição destes no sítio foram alteradas diversas vezes.

Atualmente já está em funcionamento o primeiro tanque (ver figura 2.12) e os primeiros chuveiros já começaram a ser detectados. Porém, a configuração do sítio ainda não foi determinada, existindo três configurações plausíveis, dependendo da posição dos “olhos” e dos

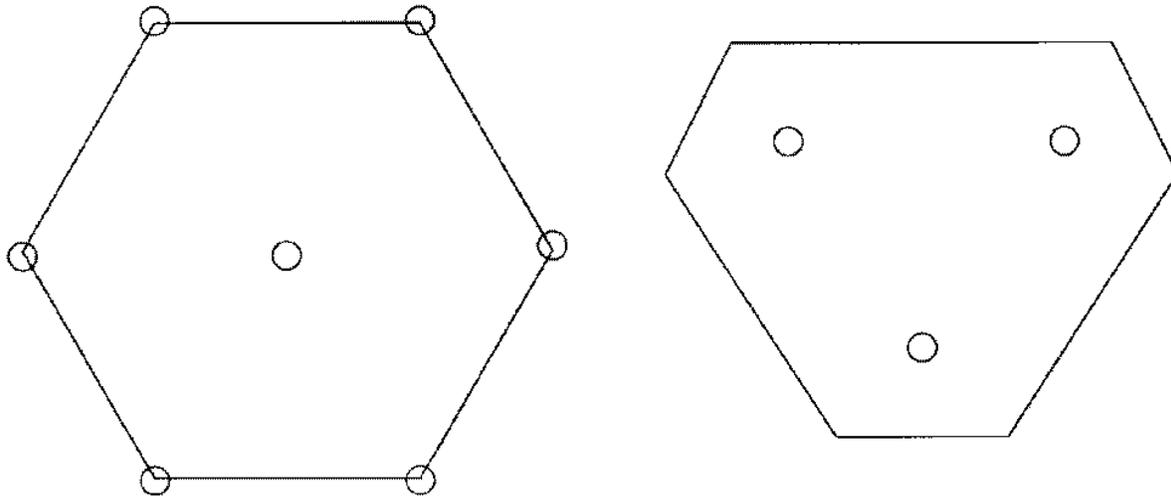


Figura 2.7: Disposições dos detectores de superfície inicialmente idealizadas: o hexágono e o superman.

limites do sítio. São elas: Pocitos, Puntillas e Coihecos. Um desenho das três configurações aparece na figura 2.11 e os mapas mais detalhados estão no apêndice D.

A proposta original de quatro espelhos em cada um dos telescópios foi substituída pela de um único espelho de $3.4m$ de diâmetro, com um campo de visão de $30^\circ \times 30^\circ$ e um diafragma, colocado no centro de curvatura, com raio $85cm$. A montagem dos detectores de fluorescência seguirá, em linha gerais, os planos detalhados nas figuras 2.13 e 2.14.

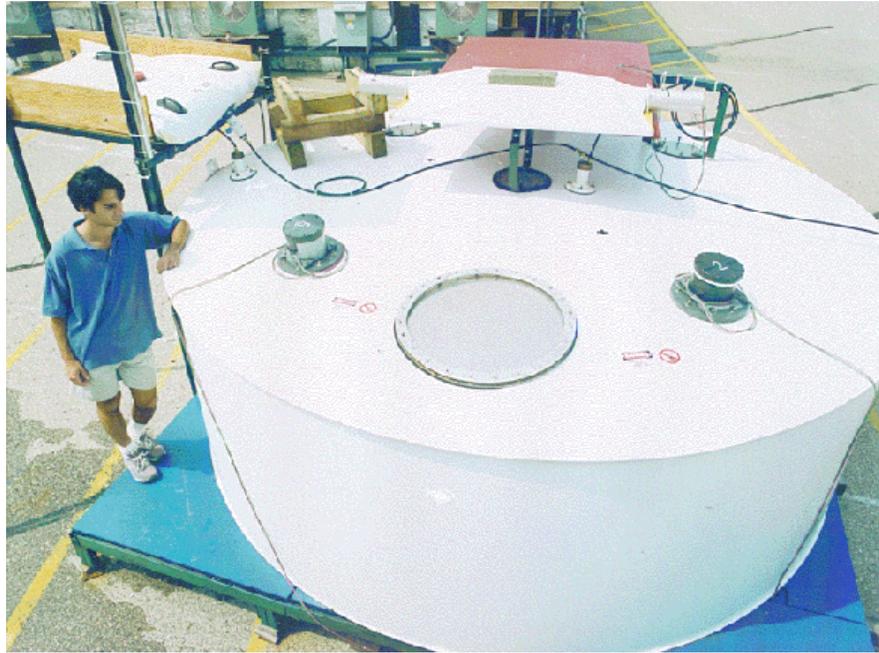


Figura 2.8: Protótipo de um tanque Čerenkov de água construído no Fermilab [13].

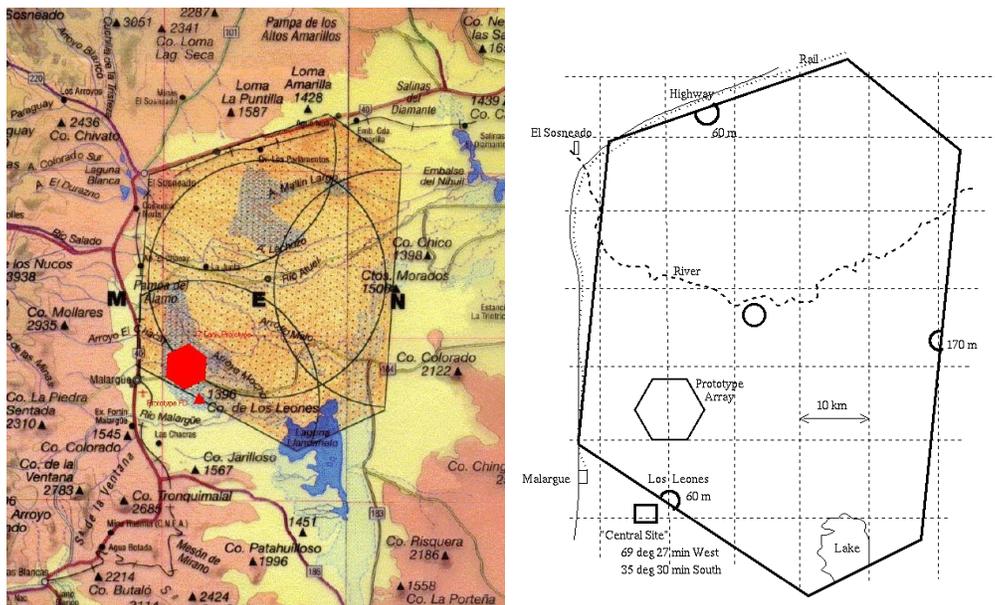


Figura 2.9: Malargüe, Mendoza, Argentina – Região onde está sendo construído o sítio sul do Observatório Pierre Auger [16].



Figura 2.10: Fotos da região onde está sendo construído o sítio sul do Observatório Pierre Auger, em Malargüe, na província de Mendoza, Argentina. No topo, a visão de Los Leones na direção de Malargüe e em baixo, o solo desértico característico da região [16].

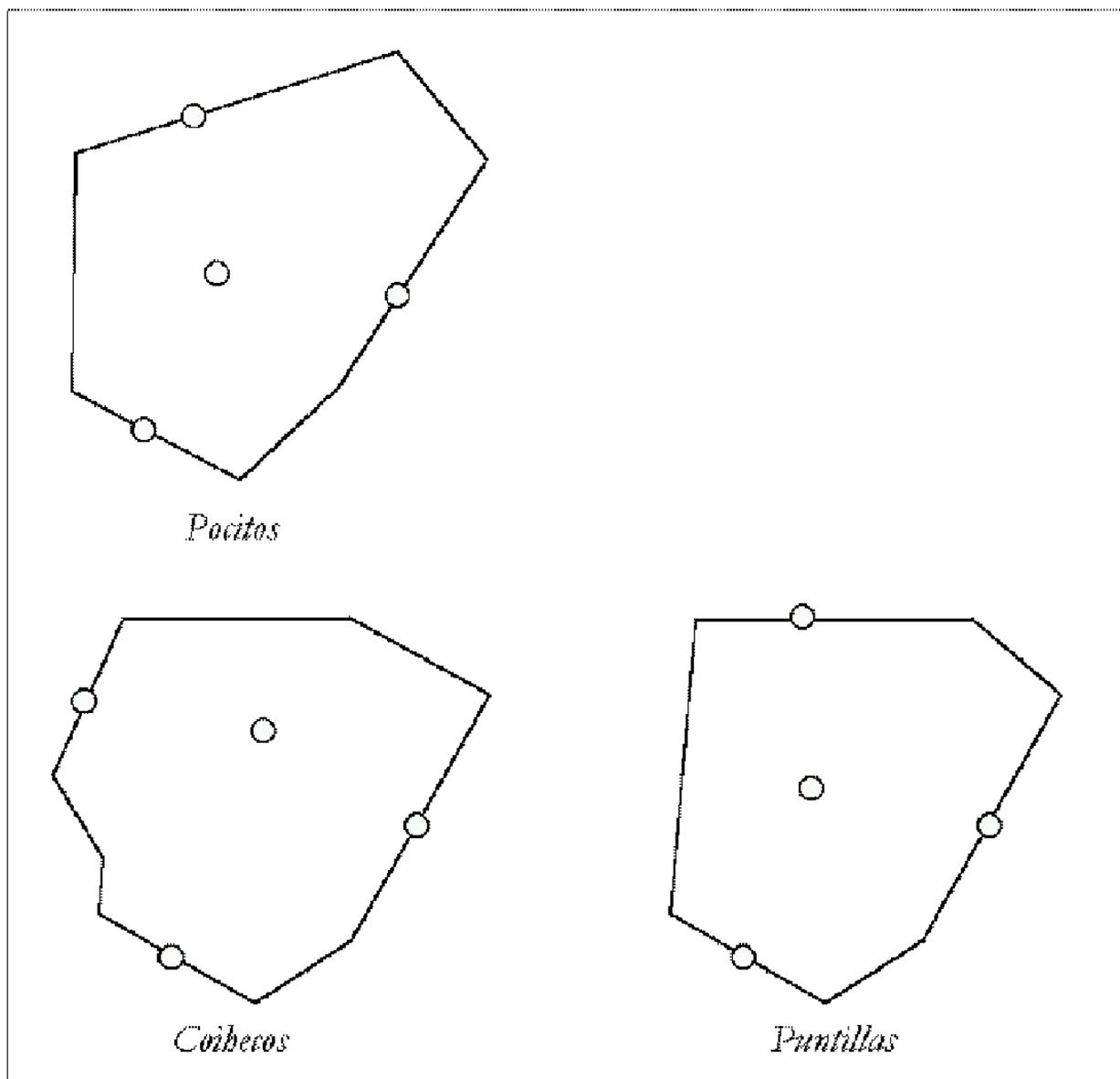


Figura 2.11: Disposição dos detectores de fluorescência e de superfície para as três configurações plausíveis para o sítio sul.



Figura 2.12: Primeiro tanque instalado e já em funcionamento [16].

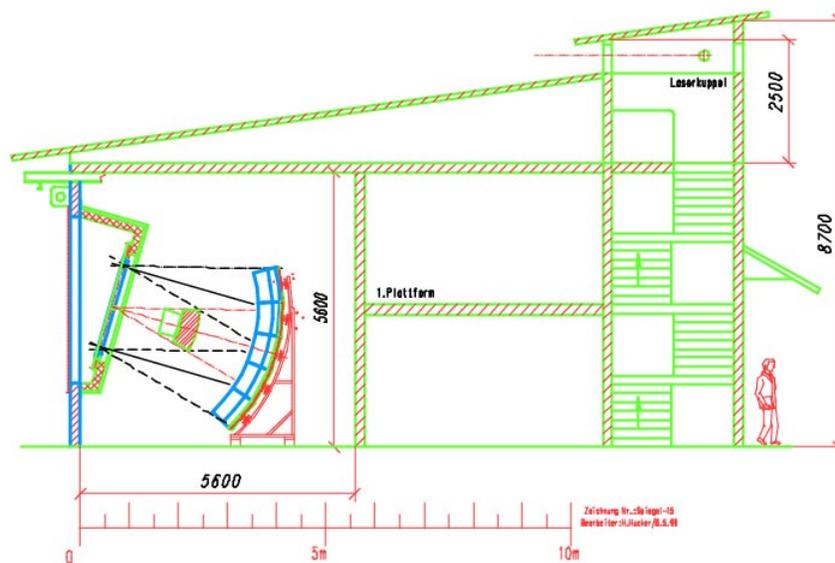


Figura 2.13: Planta vertical simplificada do prédio que deverá abrigar os telescópios de fluorescência [16].

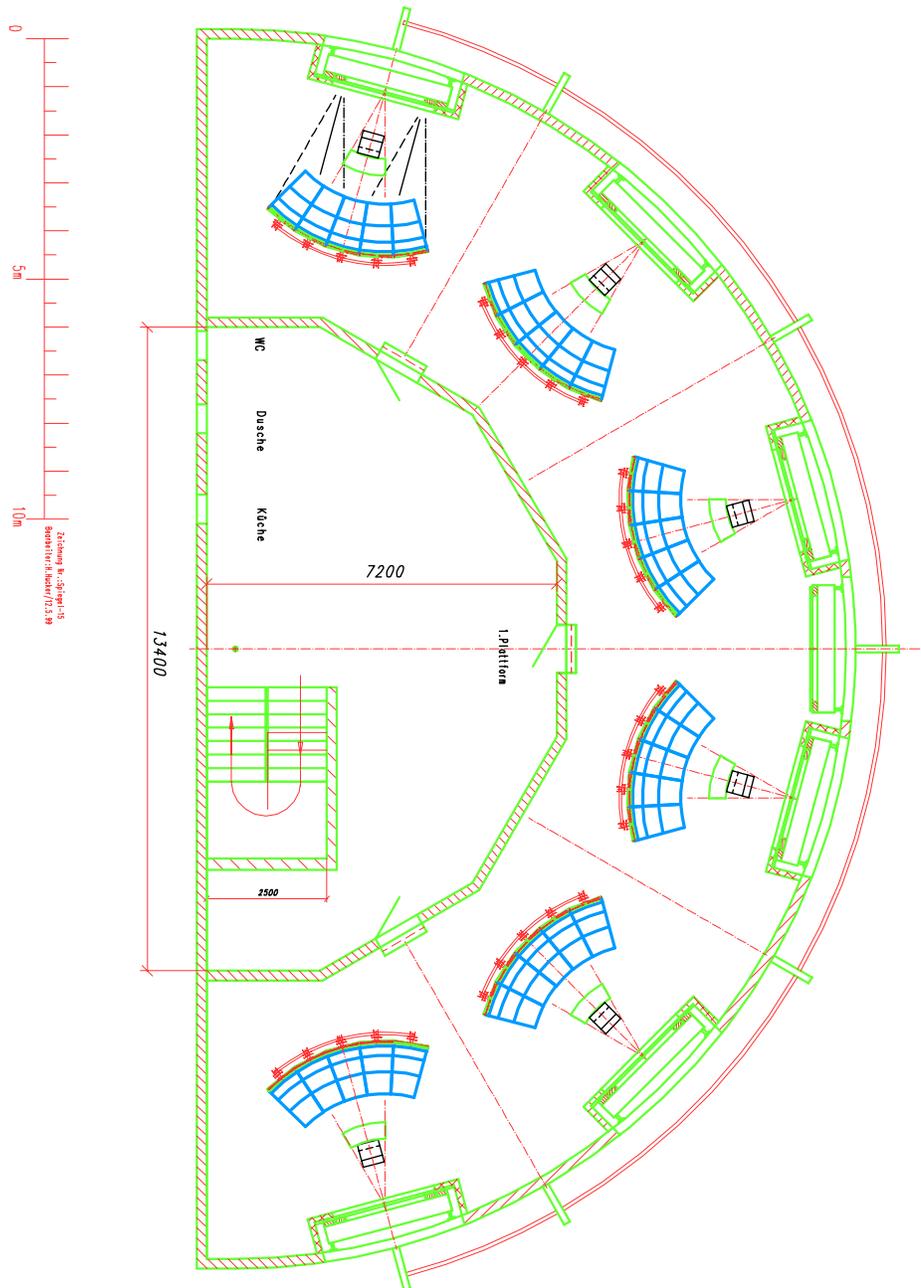


Figura 2.14: Planta horizontal simplificada do prédio que deverá abrigar os telescópios de fluorescência [16].

Capítulo 3

CHUVEIROS ATMOSFÉRICOS

O estudo dos raios cósmicos acima de alguns PeV ($10^{15}eV$) tem que ser feito indiretamente devido ao baixo fluxo envolvido. Assim, os dados experimentais vêm da detecção do chuvaire atmosférico extenso (EAS - do inglês *Extensive Air Shower*) produzido pelo raios cósmicos ao interagir com a atmosfera. Iremos analisar algumas das características dos EAS que são importantes no entendimento desses experimentos, em particular, do Observatório Pierre Auger.

3.1 INTRODUÇÃO

Um EAS pode ser estudado a partir da superfície, de baixo da terra ou em cima de montanhas. Os experimentos medem, usualmente, a função de distribuição lateral dos elétrons, dos fótons Čerenkov e dos múons produzidos pelo decaimentos dos píons e káons do chuvaire. O desenvolvimento longitudinal do chuvaire é geralmente determinado através do estudo das distribuições laterais, da distribuição temporal das partículas chegando ao detector e do tempo de subida e da largura do pulso de luz Čerenkov.

Apesar das medidas da luz Čerenkov poderem ser utilizadas para inferir o desenvolvimento longitudinal do chuvaire, o resultado depende dos modelos utilizados. A única maneira direta de estudar o desenvolvimento longitudinal é observando a emissão da luz de fluorescência pela atmosfera.

Através das propriedades dos chuvaire podemos estudar a física envolvida na interação das partículas em energias muito superiores às alcançadas nos aceleradores terrestres. Porém, nesse capítulo, iremos nos concentrar nas propriedades dos EAS que se relacionam com a astrofísica. Assim, iremos examinar, dentre outras, a direção, a energia e a natureza da partícula primária.

3.2 AS COMPONENTES

As principais partículas com massa de um chuva são os múons, os píons carregados, os núcleons e os elétrons¹. As principais componentes sem massa são os neutrinos e os fótons. A figura 3.1 dá uma idéia esquemática de um EAS.

Um EAS pode ser dividido em três componentes: hadrônica, muônica e eletromagnética². Cada uma possui desenvolvimento e características próprias e o estudo de cada uma nos fornece diferentes informações sobre o chuva. Uma chuva iniciado por próton consiste de um núcleo de hádrons muito energéticos que alimentam continuamente a componente eletromagnética, primariamente com fótons do decaimento rápido dos píons neutros.

Modo de decaimento	Fração (Γ_i/Γ)
2γ	$(98.798 + 0.032)\%$
$e^+e^-\gamma$	$(1.198 + 0.032)\%$
γ positrônio	$(1.82 + 0.29) \times 10^{-9}$
$e^+e^-e^+e^-$	$(3.14 + 0.30) \times 10^{-5}$
e^+e^-	$(7.5 + 2.0) \times 10^{-8}$
4γ	$< 2 \times 10^{-8}$

Tabela 3.1: Alguns modos de decaimento do π^0 [19].

Cada um dos fótons muito energéticos produzidos inicia uma subcascata eletromagnética alternando processos de produção de pares e bremsstrahlung, a partir do ponto em que foi produzido. Enquanto isso, os núcleons e outros hádrons mais pesados continuam a contribuir tanto para a cascata muônica, através do decaimento do káons e píons carregados, como para a cascata hadrônica.

3.3 MODELO SIMPLES

Vamos apresentar um modelo muito simples, ou seja, uma primeira aproximação de um chuva atmosférico. Como no desenvolvimento dos EAS as interações eletromagnéticas têm maior influência nas suas características gerais, nosso modelo será essencialmente eletromagnético.

¹Nesse caso, e daqui para frente, o termo elétron faz referência tanto à partícula, como à anti-partícula, i.e., ao pósitron.

²Podemos falar também da componente ionizante, formada pelas partículas carregadas. Ela é a responsável pela luz de fluorescência, ao interagir na atmosfera, ionizando e excitando as moléculas de N_2 . Porém, como os elétrons estão em maior número e possuem uma eficiência maior na ionização do N_2 , usa-se normalmente o termo partículas ionizantes para se referir apenas à parte carregada na cascata eletromagnética.

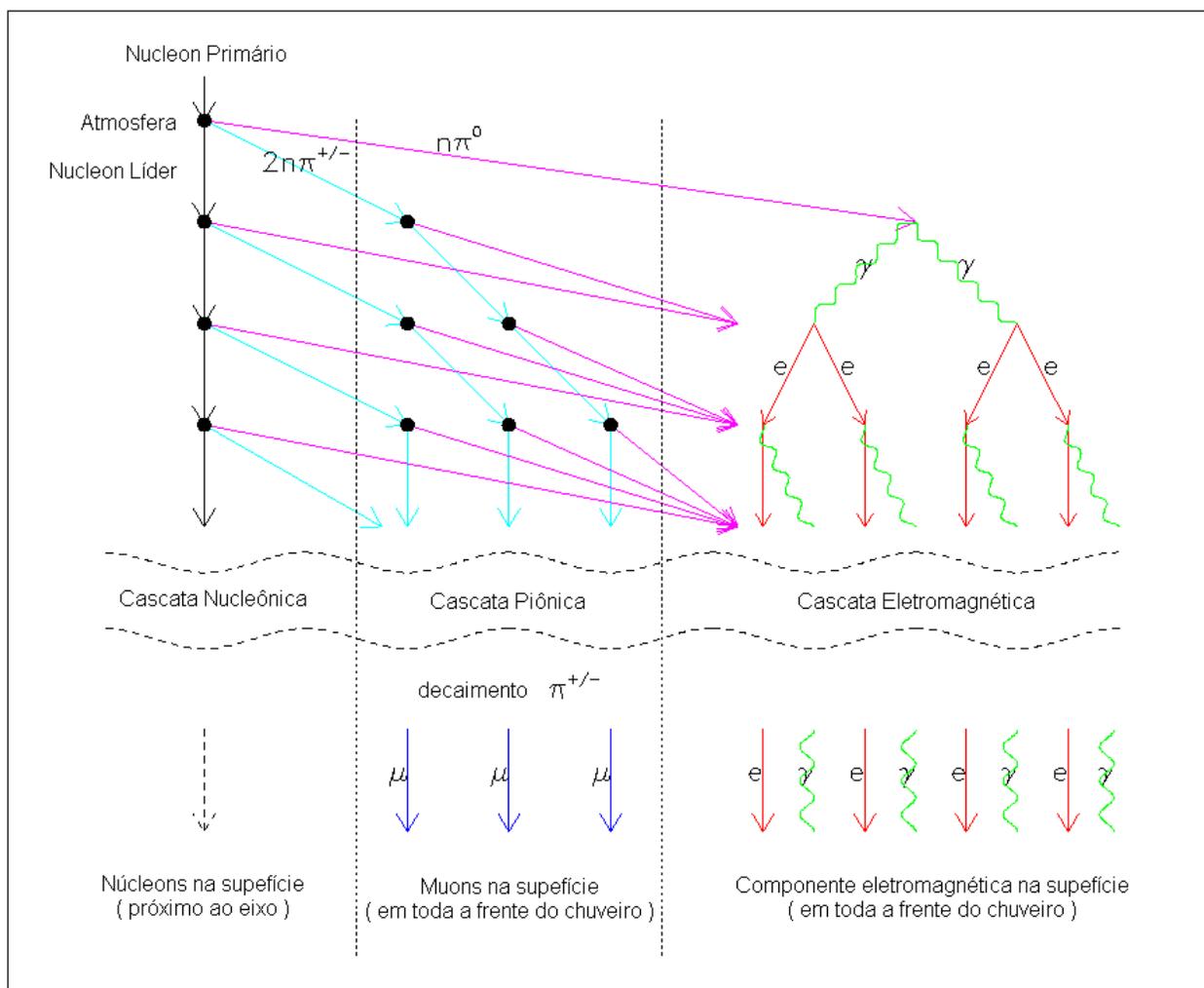


Figura 3.1: Diagrama simplificado mostrando as principais cascatas em um EAS iniciado por um núcleo. O chuvaire resultante é dividido em três componentes: as cascatas nucleônica, piônica e eletromagnética, sendo esta última alimentada pelo decaimento dos píons neutros [6].

Considere um fóton de energia E_0 atravessando uma distância R antes de decair em um par elétron–pósitron. Em média, cada um dos léptons criados irá carregar metade da energia do fóton original. Também em média, cada um deles irá andar uma distância R até produzirem, por bremsstrahlung, fótons de energia $E_0/4$. Assim, a uma distância nR do início do chuvaire, teremos 2^n partículas, cada uma com uma energia média de $E_0/2^n$. Esse processo multiplicativo continua até que a energia média caia abaixo de alguma energia crítica E_c . A energia crítica é definida como a energia a partir da qual as perdas se dão mais significativamente por ionização do que por bremsstrahlung. Para gamas, a energia crítica corresponde ao ponto onde o espalhamento Compton começa a ser mais importante do que a produção de pares.

A partir desse ponto, o número de partículas no chuvaire passa a diminuir, i.e., o máximo é alcançado quando a energia das partículas na cascata se iguala à energia crítica. Assim, o número máximo de partículas, N_{\max} , é dado simplesmente pela razão:

$$N_{\max} = \frac{E_0}{E_c} \quad (3.1)$$

e o número de distâncias R necessárias até que se alcance esse máximo é

$$\frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln 2} \quad (3.2)$$

Se λ é o livre caminho médio de interação para os processos eletromagnéticos, então teremos $R = \lambda \ln 2$ e profundidade da primeira interação e do máximo serão dados por:

$$\chi_0 = \lambda \ln 2 \quad (3.3)$$

$$\chi_{\max} = \lambda \ln \frac{E_0}{E_c} \quad (3.4)$$

Esses resultados gerais também se aplicam a chuvaireos iniciados por hádrons. Porém, nesse caso, a profundidade da primeira interação irá depender da seção de choque p -ar e do número atômico do raio cósmico primário; e a profundidade do máximo vai depender também da inelasticidade, todas funções da energia.

O desenvolvimento longitudinal de um EAS pode ser encontrado de diversas maneiras. Se a cascata tiver sido iniciada por raios gama, podemos calculá-lo explicitamente resolvendo as equações de difusão, ou podemos ainda utilizar simulações por método de Monte Carlo e expressões analíticas empíricas. Mas se o chuvaire for iniciado por hádrons, não é possível encontrar solução para as equações de difusão devido à falta de informação sobre as seções de choque na faixa de energia em que estamos interessados.

3.4 CHUVEIROS REAIS

Como sempre, o mundo real apresenta-se mais complicado do que nossas aproximações simplistas. Mesmo cascatas menos complexas, como as eletromagnéticas, não são tão simples quanto nosso modelo da seção anterior.

Chuveiros reais induzidos por raios gama ou elétrons também irão produzir hádrons através de foto-produção e, portanto, apresentarão uma pequena dependência no modelo utilizado para descrever as interações hadrônicas a altas energias. Apesar disto ser irrelevante para cálculos das distribuições laterais e longitudinais, pode ser fundamental na estimativa da distribuição dos múons, por exemplo.

Os chuueiros hadrônicos podem ser imaginados um pouco como está mostrado na figura 3.1: uma sobreposição de uma componente hadrônica e de uma cascata eletromagnética. Sendo assim, tais chuueiros não apresentam uma evolução uniforme, uma vez que cada uma das componentes evoluem diferentemente. Como não poderia deixar de ser, a evolução da componente hadrônica depende intrinsecamente do modelo utilizado para as seções de choque *hádron-ar*.

3.5 ESTRUTURA ESPACIAL DOS CHUVEIROS

Um chuueiro atmosférico é um disco largo e raso de partículas se movendo a velocidades relativísticas através da atmosfera. Porém, visto à distância pelos detectores de fluorescência, ele mais se parece com uma fonte de luz pontual se deslocando ao longo de seu eixo, caracterizado pela direção e ponto de impacto do raio cósmico primário.

A figura 3.2 mostra uma imagem criada a partir de uma simulação feita com o MOCCA, de um chuueiro iniciado por um próton, e nos dá uma boa perspectiva do fenômeno real. À medida que o disco de partículas relativísticas se desloca, o disco se expande transversalmente em torno do eixo, conservando o momento linear.

Não vemos a frente do chuueiro, em forma de disco, pois as trajetórias de algumas partículas foram traçadas, formando a imagem da região cônica por onde o chuueiro teve seu desenvolvimento. Porém, devemos ter cuidado, pois a imagem nos dá a falsa impressão de uma quantidade muito maior de múons. Isso acontece porque, como eles estão em muito menor quantidade, suas trajetórias tiveram que ser desenhadas por último, sobrepondo-se às dos fótons e elétrons.

3.5.1 A Profundidade da Primeira Interação

A profundidade da primeira interação depende essencialmente da seção de choque de interação entre a partícula primária e as moléculas da atmosfera, ou, mais explicitamente, do livre caminho médio de interação.

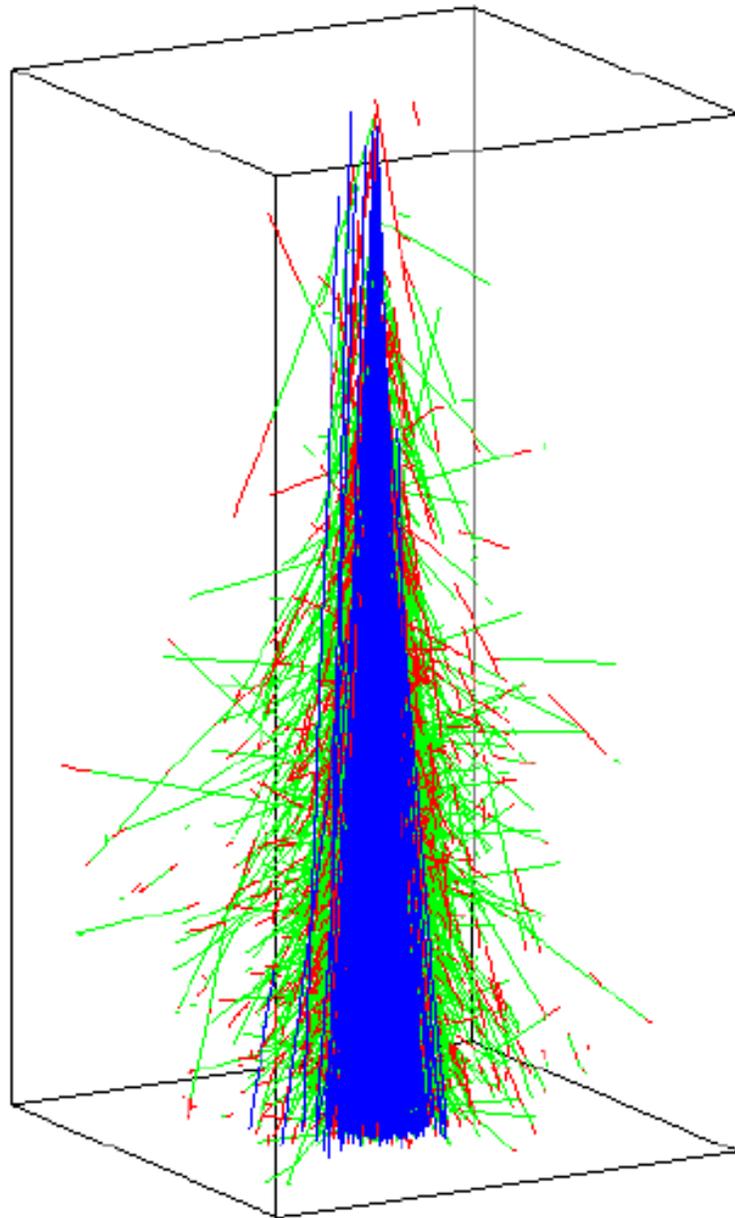


Figura 3.2: Simulação de um chuvaire atmosférico extenso iniciado por um próton de $10^{19}eV$ utilizando o MOCCA. São traçadas amostras das trajetórias das partículas que estão a mais de $300m$ do eixo do chuvaire. A caixa desenhada tem dimensões $6 \times 6 \times 12km$ de altura e as cores representam: γ -verde, e -vermelho e μ -azul. *Créditos: Clem Pryke – University of Chicago.*

Para hádrons, o livre caminho médio apresenta uma leve dependência com a energia. Em energias da ordem de GeV , o livre caminho médio é de $80g/cm^2$, decrescendo vagarosamente a cada década de energia. Os modelos predizem que, na região acima de $1EeV$, λ esteja por volta de $70g/cm^2$.

Dado um livre caminho médio λ , a profundidade da primeira interação segue essencialmente uma distribuição exponencial:

$$P(\chi) \sim \exp\left(-\frac{\chi}{\lambda}\right) \quad (3.5)$$

3.5.2 A Profundidade do Máximo

Como já dissemos, a profundidade do máximo (χ_{\max}) é a profundidade na atmosfera onde o chuvaire alcança o maior número de partículas. χ_{\max} depende tanto da energia, como da massa do primário. Para uma mesma energia, um chuvaire iniciado por um núcleo pesado irá se desenvolver mais rápido (χ_{\max} menor) do que um chuvaire iniciado por um próton (χ_{\max} maior). Isso acontece em parte porque um núcleo pesado tem uma seção de choque maior do que um próton e tenderá a interagir mais cedo. Porém, mais importante, um núcleo pesado funciona aproximadamente como se fosse uma superposição de seus núcleons³.

Assim, um núcleo de ferro irá produzir um chuvaire que é aproximadamente a superposição de 56 chuvaires iniciados por núcleons com $1/56$ de sua energia. Como o χ_{\max} , para chuvaires iniciados por núcleons, aumenta $\sim 50g/cm^2$ para cada década de energia, reduzir a energia para $1/56$ irá diminuir o valor esperado de χ_{\max} em $\sim 100g/cm^2$. Ou seja, a profundidade do máximo esperado para um chuvaire iniciado por um núcleo de ferro é $\sim 100g/cm^2$ menor do que para um chuvaire iniciado por um núcleon de mesma energia.

3.5.3 O Perfil Longitudinal

Uma das informações mais importantes sobre um chuvaire é o seu perfil longitudinal $N_c(\chi)$, ou seja, o número de partículas no chuvaire em função da profundidade atmosférica⁴. Uma vez que a componente eletromagnética carrega o maior número de partículas e como iremos determinar o número total de partículas, em cada profundidade, medindo o número de elétrons, estaremos utilizando o termo *perfil longitudinal* para nos referir tanto ao número total de partículas, como ao número de elétrons.

O perfil longitudinal depende de várias características do chuvaire e da atmosfera, como da energia E , da profundidade da primeira interação χ_0 e do máximo χ_{\max} e do livre caminho médio de interação dos núcleons na atmosfera λ . As fontes de flutuações mais importantes no

³O princípio da superposição é uma maneira muito simples e boa de estimar o comportamento médio de muitas propriedades dos chuvaires.

⁴A profundidade χ é medida em g/cm^2 ao longo do eixo do chuvaire.

desenvolvimento de um chuva são a profundidade e as características das primeiras interações. As flutuações nas interações mais profundas não são perceptíveis por serem tomadas médias sobre um grande número de partículas, o que diminui sua importância. Porém, a profundidade da primeira interação tem um efeito direto na profundidade do máximo.

Ainda assim, mesmo considerando chuvas de mesma energia e mesmo χ_0 , o desenvolvimento longitudinal será diferente para cada chuva. Isso acontece porque o desenvolvimento de um chuva está sujeito a flutuações, estando a profundidade do máximo do chuva χ_{\max} aproximadamente distribuída segundo uma normal de média e desvio padrão característicos.

A parametrização utilizada usualmente é a desenvolvida por Gaisser e Hillas [20]:

$$N_c(\chi) = N_{\max} \left(\frac{\chi - \chi_0}{\chi_{\max} - \chi_0} \right)^{\frac{\chi_{\max} - \chi_0}{\lambda}} \exp \left[\frac{\chi_{\max} - \chi}{\lambda} \right] \quad (3.6)$$

onde N_{\max} , o tamanho do chuva no seu máximo, é aproximadamente proporcional à energia E , e depende da massa do primário.

3.6 A ENERGIA

Existem observações do fluxo de raios cósmicos desde 10 MeV até 100 EeV (ver figura 3.3). Na região de MeV , o fluxo medido é de $\sim 1 \text{ próton}/m^2 \text{ s}$. Já na região de EeV , o fluxo é de apenas $\sim 1 \text{ próton}/km^2 \text{ século}$, um fluxo menor por 15 ordens de magnitude.

A distribuição em energia dos raios cósmicos primários é caracterizada usualmente por um espectro de potência da forma:

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-(\gamma+1)} \quad (3.7)$$

onde a constante adimensional γ , que caracteriza a inclinação do espectro, é determinada experimentalmente e depende da faixa de energia observada. Assim, no topo da atmosfera, o número de partículas com energia entre E e $E + dE$ é

$$N(E, \chi = 0) dE = N_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-(\gamma+1)} \quad (3.8)$$

Na figura 3.3, podemos ainda ver o “joelho” do espectro, umas das várias peculiaridades do espectro primário. De uma maneira geral, as características do espectro podem nos dar pistas sobre a natureza e a origem da radiação cósmica.

3.6.1 A Medida da Energia

A cada interação, pouco mais de $1/3$ da energia, em média, é transferida para a cascata eletromagnética. Como a maioria dos hádrons acaba interagindo novamente, aproximadamente

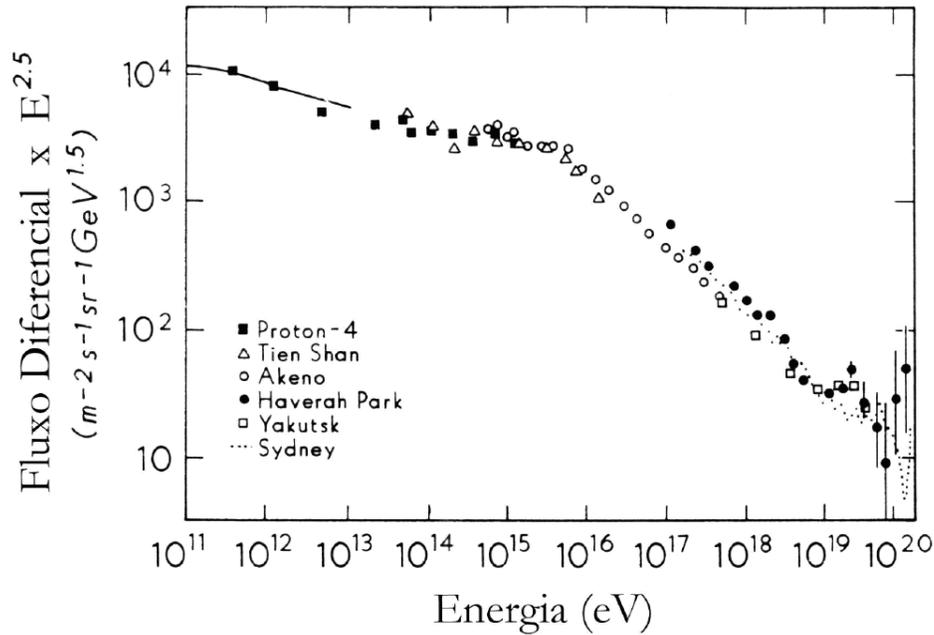


Figura 3.3: Fluxo diferencial das partículas primárias medido por diversos experimentos de raios cósmicos [1].

90% da energia do chuvaire acaba sendo dissipada pela cascata eletromagnética através de ionização. O restante da energia é carregado pelos múons e neutrinos.

Portanto, podemos imaginar a atmosfera como um calorímetro medido pelos detectores de fluorescência. Assim, a integral do perfil longitudinal é uma medida calorimétrica da energia eletromagnética total do chuvaire:

$$E_{em} = \frac{2.2MeV}{g/cm^2} \int N_e(\chi) d\chi \quad (3.9)$$

já que cada partícula carregada na cascata deposita em média $2.2MeV$ na atmosfera a cada passo de $1g/cm^2$. A parte da componente eletromagnética que chega à superfície é levada em conta fitando o perfil longitudinal observado e integrando essa função abaixo do nível de detecção.

A energia dissipada pela componente eletromagnética e, portanto, o número total de partículas eletromagnéticas de baixa energia, é aproximadamente proporcional à energia total do chuvaire ($N_{em} \sim E_{Total}$). Porém, o número de múons que chegam aos detectores de superfície cresce mais vagarosamente com a energia do chuvaire ($N_{\mu} \sim E_{Total}^{0.85}$ [21, capítulo 17]) e essa diferença é muito importante para podermos distinguir entre chuvaires iniciados por prótons ou núcleos leves de chuvaires iniciados por núcleos pesados. Por exemplo, um chuvaire iniciado por um núcleo de ferro ($A = 56$) tem aproximadamente 80% mais múons

do que um iniciado por um único próton de mesma energia.

A quantidade de energia que não está na componente eletromagnética chega à superfície na forma de múons e neutrinos e depende do desenvolvimento do chuva, estando sujeita a flutuações. Para prótons, essa parcela representa em torno de 5% da energia e para Fe em torno de 15%. A energia que não foi medida pelos detectores de fluorescência deve então ser estimada usando as medidas das densidades de múons e da profundidade do máximo.

Capítulo 4

FLUORESCÊNCIA DA ATMOSFERA

Enquanto a cascata de partículas induzidas por um raio cósmico se desenvolve na atmosfera, ela dissipa boa parte de sua energia excitando moléculas do ar no seu caminho. Moléculas de nitrogênio excitadas¹ decaem, produzindo fótons no UV próximo de acordo com o espectro mostrado na figura 4.1. A eficiência desse processo, definida como a energia radiada dividida pela energia perdida no meio, é de apenas 5×10^{-5} [6], mas o grande número de partículas emissoras num chuva de dezenas de EeV faz dessa uma fonte significativa de radiação.

A quantidade de luz produzida pelo chuva, em cada profundidade atmosférica, é proporcional ao tamanho do chuva, i.e., ao número de partículas carregadas N_e . O objetivo primordial dos detectores de fluorescência é medir a luz produzida em várias profundidades e determinar o perfil longitudinal de cada chuva. A integral desse perfil é uma medida direta da energia do chuva depositada na atmosfera. O perfil também fornece informação sobre a profundidade χ_{\max} onde o chuva alcança seu número máximo de partículas secundárias.

4.1 A LUZ DE FLUORESCÊNCIA

Como a fluorescência é essencialmente uma técnica calorimétrica, ela é sensível principalmente às partículas ionizantes, isto é, à componente eletromagnética do chuva.

4.1.1 O Processo de Emissão

Praticamente toda a luz de fluorescência observada vem do sistema de bandas $2P$ do N_2 e do sistema de bandas $1N$ do N_2^+ .

¹A menos que dito o contrário, o termo excitação também significará ionização.

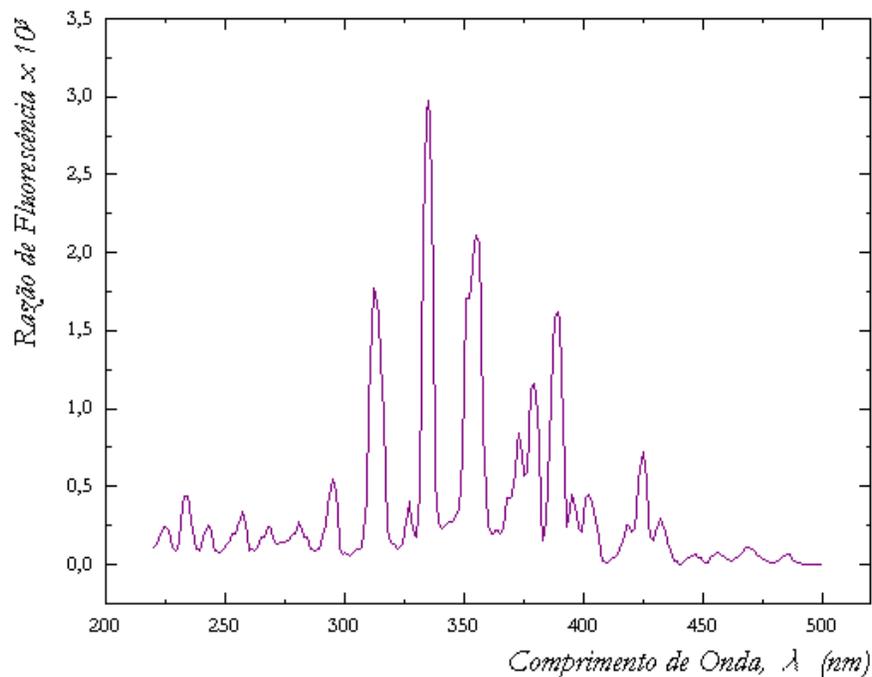


Figura 4.1: Espectro de fluorescência do nitrogênio. A curva está normalizada de modo que a integral na faixa de 220nm a 500nm seja igual à unidade.

A luz de fluorescência é emitida isotropicamente com uma intensidade proporcional ao número de partículas carregadas no chuvaeiro. O número de fótons de fluorescência produzidos por N_e partículas carregadas ao atravessarem uma distância dl , pode ser expresso por:

$$\frac{dN_\gamma}{dl} = N_f N_e \quad (4.1)$$

onde N_f é a razão de fluorescência (razão de produção de fótons por partícula carregada, por unidade de comprimento). Estritamente falando, N_e deveria corresponder ao número total de partículas carregadas mas, na prática, tomamos simplesmente o número total de elétrons, já que são a maioria das partículas carregadas num chuvaeiro.

A razão de fluorescência muda muito pouco para a maioria das situações observadas. Isso acontece porque, apesar do número de excitações por unidade de comprimento ser proporcional à densidade, a eficiência da fluorescência é inversamente proporcional a ela, devido ao aumento na probabilidade de desexcitação por colisão com as moléculas de oxigênio. Os dois processos se equilibram de tal maneira que a variação de N_f com a altitude é muito pequena. Ela muda em menos de 12%, em torno de uma média de 4.8 fótons/elétron/m, numa faixa de 20km acima do nível do mar. A figura 4.2 mostra essa dependência.

Essa pequena variação no valor de N_f torna possível utilizar essa técnica em que se estima o número de partículas numa dada profundidade pela quantidade de luz observada.

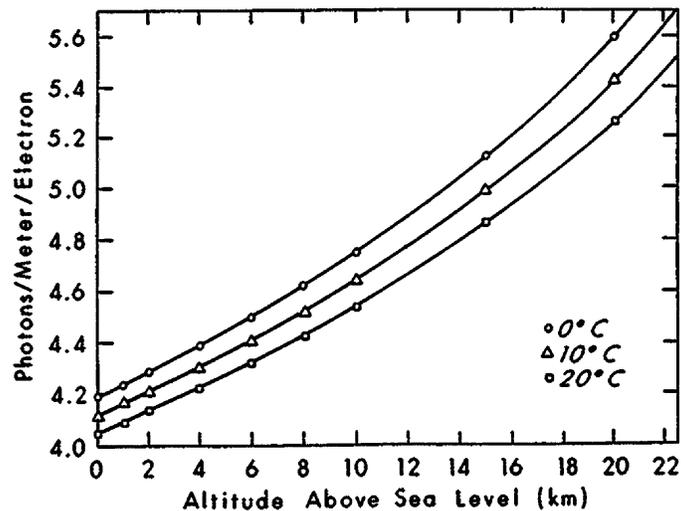


Figura 4.2: Integral do espectro de fluorescência (figura 4.1), na faixa de $310nm$ a $440nm$, mostrando a dependência da taxa de fluorescência do nitrogênio com a altitude e a temperatura [1]

4.2 A DETECÇÃO

As medidas da fluorescência atmosférica, apesar de só serem possíveis em noites de céu limpo e completamente escuras, terão um papel fundamental formando um subconjunto de chuviscos medidos tanto lateralmente (pelos detectores de superfície) como longitudinalmente. Esse subconjunto especial será a base da determinação da composição dos raios cósmicos e também será muito importante para checar a reconstrução geométrica e a determinação da energia pelos detectores de superfície.

De longe, os detectores de fluorescência vêem o chuvisco como se fosse uma fonte pontual de luz que se move ao longo de uma reta (eixo do chuvisco). A intensidade da luz coletada nos detectores, depois de corrigidas as atenuações da atmosfera e levadas em conta as eficiências no detector, reflete o desenvolvimento longitudinal do chuvisco e a sua integral é proporcional à energia dissipada na atmosfera, que por sua vez é proporcional (de uma maneira diferente para cada tipo de primário) à energia do primário.

4.2.1 Dificuldades na Detecção da Luz de Fluorescência

Pode-se entender a grande dificuldade envolvida na detecção da luz de fluorescência se imaginarmos o processo da seguinte maneira: Considere-se uma lâmpada de $5watt$, de cor entre o azul e o UV, riscando o céu à velocidade da luz contra o fundo luminoso constante vindo das estrelas, da própria atmosfera e da poluição luminosa criada pelo homem. Além disso, há ainda as fontes esporádicas de luz como veículos, aeronaves e auroras, além da luminosidade

do local.

Os três mecanismos principais que contribuem para a luz coletada nos detectores de fluorescência são: (1) a fluorescência, (2) a luz Čerenkov direta, e (3) a luz Čerenkov indireta (depois de sofrer espalhamento Mie e/ou Rayleigh). É claro que, de todas essas, a que está mais diretamente relacionada com o número de partículas carregadas no chuveiro é a luz de fluorescência.

No pior dos casos, a luz Čerenkov indireta contribui com não mais que 30% da luz total vista. A luz Čerenkov direta, porém, pode chegar a contribuir até 100 vezes mais do que a fluorescência, tornando completamente inviável a detecção do chuveiro por esse método. Isso normalmente acontece com parâmetros de impacto² muito pequenos ($R_p < 2km$), pois o detector estará dentro ou muito próximo ao cone Čerenkov³.

O objetivo é então configurar nossos detectores de tal maneira a favorecer a detecção da componente de fluorescência.

4.2.2 Os Detectores de Fluorescência

Um detector de fluorescência ou “olho”, como mostra a figura 2.13, consiste de uma série de telescópios que vêem diferentes regiões do céu. Cada telescópio é composto por um espelho com um conjunto de fotomultiplicadoras (*PMT*) no seu plano focal. Cada *PMT* ou “pixel” subtende um ângulo sólido no espaço que pode ou não interceptar o chuveiro. Para cada pixel que “vê” o chuveiro, são guardados o sinal (carga integrada) e o tempo (instante de trigger).

Para um detector distante, uma cascata parece como uma fonte de luz pontual, se movendo à velocidade da luz, num grande círculo através do céu. O seu movimento angular depende da distância ao detector e da orientação relativa do seu eixo. O seu brilho aparente é proporcional ao número de partículas no chuveiro, mas também é afetado pela atenuação na atmosfera e por contaminação de luz Čerenkov. A partir do sinal nos detectores de fluorescência, temos que corrigir esses efeitos, além da contaminação da radiação de fundo; medir a trajetória do chuveiro, a partir do traço deixado no céu e dos tempos de chegada da luz, como uma função da posição angular; e inferir o desenvolvimento longitudinal, a partir do fluxo de luz de vários pontos na trajetória.

4.2.3 Técnica de Detecção

O traço deixado pelo chuveiro no detector é uma longa e estreita seqüência de *PMT*'s ativadas, como mostra a figura 4.3. O conjunto de vetores direção das *PMT*'s ativadas define um plano chamado de plano de detecção do chuveiro (*PDC*).

²O parâmetro de impacto R_p é a menor distância entre o detector e o eixo do chuveiro.

³Diferentemente da fluorescência, que é isotrópica, a emissão de fótons Čerenkov é altamente concentrada na direção de propagação da partícula.

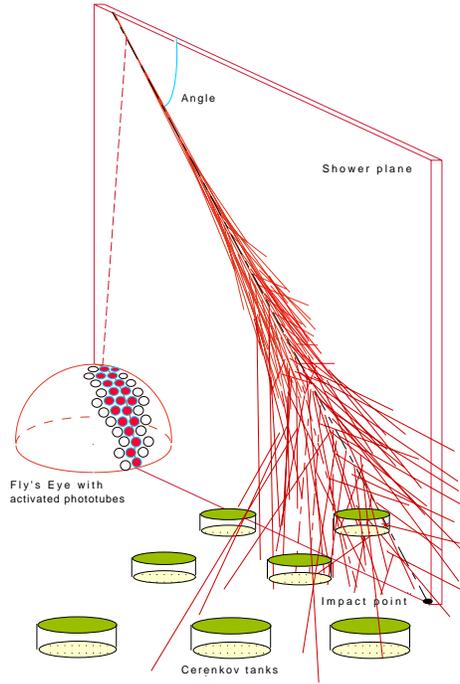


Figura 4.3: Esquema mostrando a detecção de um EAS

Enquanto a frente do chuveiro atravessa o campo de visão de uma *PMT*, o sinal aumenta, estabiliza e diminui. Seguindo o esquema da figura 4.4, o tempo dispendido para cruzar todo o campo de visão da *PMT* é dado por:

$$\Delta T = d \frac{R_p}{2c} \sec^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) \quad (4.2)$$

onde R_p é a distância do detector ao eixo do chuveiro, θ (ângulo de visada) é o ângulo entre o vetor direção do pixel e o eixo do chuveiro na *PDC*, e d é a abertura angular do campo de visão da *PMT*.

O comprimento físico visto pelo olho é então $l = c\Delta T$. Se a *PMT* é circular e o caminho do chuveiro não passa pelo centro do pixel mas a uma distância $b \cdot R_{pixel}$, então o tempo de trânsito cai por um fator $\sqrt{1 - b^2}$.

A magnitude do sinal visto pela *PMT* depende do tamanho do chuveiro N_e , da distância R ao chuveiro (ao longo da direção de visada da *PMT*), da sua sensibilidade e do tempo sobre o qual o fluxo de fótons é coletado. As propriedades relevantes do detector são a área coletora A e a sua eficiência quântica ε . A área é a área efetiva, isto é, tendo sido corrigidas a refletividade do espelho e a sombra do conjunto de *PMT* no plano focal. O sinal, em número de fotoelétrons, é então:

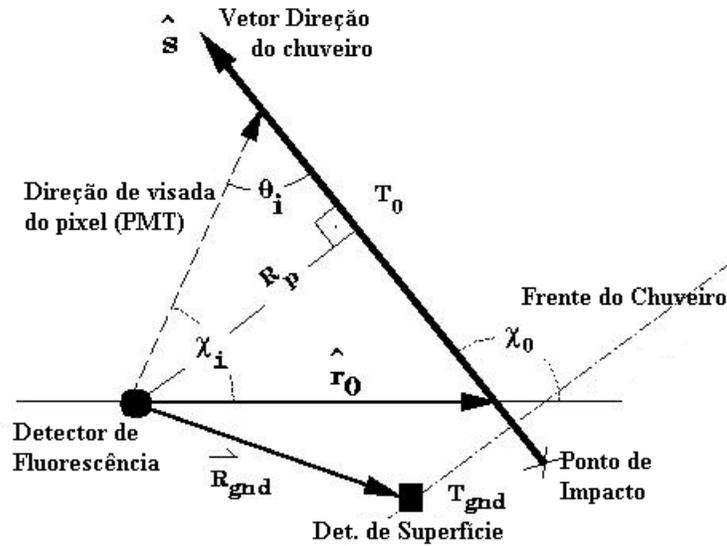


Figura 4.4: Geometria da detecção e reconstrução. O plano de detecção do chuveiro contém o “olho”, o ponto de impacto e o vetor direção.

$$S = N_f \frac{A \varepsilon N_e c T}{4\pi R^2} \xi(R) \quad (4.3)$$

onde $\xi(r)$ é a atenuação atmosférica e c a velocidade da luz no vácuo.

O ruído é dado basicamente pela luz de fundo das estrelas, que é aproximadamente 40 fótons/($m^2 \text{ deg}^2 \mu s$) [4] na faixa de 300nm a 450nm (esse é um valor representativo, pois a intensidade do ruído de fundo depende das condições atmosféricas e do ângulo de elevação). O ruído (RMS) é a raiz quadrada do número de fótons de fundo coletados num tempo ΔT [6]:

$$N = \sqrt{40\varepsilon A \Omega \Delta T} \quad (4.4)$$

onde Ω é o ângulo sólido subtendido por um pixel em graus quadrados e a área é dada em m^2 e o tempo em s . Assim, a razão sinal/ruído é dada por:

$$\frac{S}{N} = \frac{N_f N_e c}{4\pi R^2} \sqrt{\frac{\varepsilon A \Delta T}{40\Omega}} \xi(R) \quad (4.5)$$

Um detector deve ser capaz de determinar se e quando um chuveiro atravessou o campo de visão de um dado tubo para, portanto, poder considerá-lo ativado. Normalmente uma PMT é considerada ativada quando a altura do pulso ultrapassa uma voltagem limite que depende das condições da luz de fundo. Pode-se, por exemplo, exigir que a razão sinal ruído seja pelo menos quatro.

Mesmo com esses limites, ainda existirão tubos que irão disparar por acaso. Assim, o detector ainda deve ser capaz de separar uma figura difusa de pixels ativados de uma figura característica de um chuveiro. Além disso, devemos descartar chuveiros cuja geometria seja tal que a luz Čerenkov domina a luz de fluorescência.

Capítulo 5

A ATMOSFERA

Como a emissão da luz de fluorescência se dá na atmosfera, é importante entender as propriedades da atmosfera. Estas propriedades se enquadram em duas categorias principais: as que afetam o desenvolvimento do chuveiro, como a densidade e a composição, e aquelas que interferem na detecção do chuveiro, como a absorção e o espalhamento da luz na atmosfera.

5.1 PROPRIEDADES DA ATMOSFERA

Apesar da atmosfera ser um sistema caótico bastante complicado, algumas aproximações podem ser feitas, permitindo uma descrição simples adequada aos nossos propósitos. A parte da atmosfera mais importante para o desenvolvimento dos chuviros atmosféricos é a troposfera, que se estende desde o chão até uma altitude de 11km .

A troposfera é caracterizada por um comportamento turbulento que provoca os fenômenos climáticos conhecidos. Além desses, também são característicos os processos de convecção que esfriam a superfície terrestre aquecida constantemente pela luz solar. Devido a esse esfriamento, a temperatura na troposfera cai a uma taxa aproximada de 6.5°C para cada quilômetro acima da superfície. Ainda assim, alguns aspectos da troposfera podem ser descritos assumindo-se uma atmosfera isotérmica (a “aproximação isotérmica”). Nesse caso, a relação entre temperatura e pressão pode ser encontrada facilmente.

5.1.1 A Pressão

Dado um pequeno volume de gás de altura dh e densidade ρ , a mudança de pressão devido à força da gravidade é dada por:

$$dP = -\rho g dh \tag{5.1}$$

e, a partir da lei dos gases perfeitos, podemos escrever que:

$$P = \eta kT \quad (5.2)$$

onde η é a densidade de partículas. Como $\rho = \eta m$, teremos:

$$\frac{dP}{P} = -\frac{mg}{kT} dh \quad (5.3)$$

Portanto:

$$P = P_0 \exp\left(-\frac{h}{H_0}\right) \quad (5.4)$$

$$H_0 = \frac{kT}{mg} \quad (5.5)$$

onde H_0 é a altura de escala da atmosfera. Apesar da atmosfera não ser isotérmica e não se comportar como um fluido incompressível, a pressão medida na atmosfera apresenta um decaimento muito próximo a exponencial e considera-se, usualmente, a expressão acima, para diversas faixas de altitudes, cada uma com uma altura de escala característica.

5.1.2 Densidade, Profundidade e Número de partículas

Por serem proporcionais à pressão, expressões semelhantes se aplicam para a densidade, profundidade atmosférica e número de partículas por unidade de volume:

$$\rho = \rho_0 \exp\left(-\frac{h}{H_0}\right) \quad (5.6)$$

$$\chi = \chi_0 \exp\left(-\frac{h}{H_0}\right) \quad (5.7)$$

$$\eta(h) = \eta_0 \exp\left(-\frac{h}{H_0}\right) \quad (5.8)$$

Tal como a pressão, adotamos diferentes alturas de escala conforme a faixa de atmosfera a ser tratada.

Muitas vezes, porém, é importante determinar a profundidade atmosférica ao longo de um linha inclinada com a vertical. Isso é feito projetando-se a profundidade vertical na direção necessária:

$$\chi(\theta, h) = \chi_0 \exp\left(-\frac{h}{H_0}\right) \sec \theta \quad (5.9)$$

5.1.3 A Temperatura

É também interessante estudar o perfil de temperatura, usado na definição das camadas atmosféricas, pois podemos ter uma idéia da importância dos processos de absorção da luz a cada altitude. A figura 5.1 dá uma idéia geral de como é a divisão da atmosfera em camadas.

O perfil médio de temperatura na atmosfera é bastante complexo pois a absorção da luz solar depende de fenômenos e reações fotoquímicas características a cada altitude. Como dissemos anteriormente, a taxa de variação da temperatura com a altitude, na estratosfera, é negativa, isto é, a temperatura decresce com a altitude. Porém, não é isso que acontece sempre e a divisão da atmosfera em camadas segue justamente a mudança de sinal da taxa de variação da temperatura.

Na troposfera, quase toda a radiação vinda do Sol encontra-se no infravermelho e no visível. Tal radiação aquece o solo que é resfriado continuamente pelas correntes de convecção e tende a encontrar um equilíbrio dinâmico com um gradiente negativo de temperatura.

Ao nos deslocarmos para altitudes mais elevadas, a absorção da luz ultravioleta pelo ozônio faz com que o gradiente de temperatura diminua em módulo até chegar a zero. Essa altitude é então definida como a tropopausa e, apesar das variações com a latitude e estação do ano, considera-se como estando a aproximadamente $11km$.

Acima da tropopausa encontra-se a estratosfera, se estendendo desde $11km$ a $50km$ acima do nível do mar. Na estratosfera, a temperatura aumenta com a altitude, devido à absorção da radiação compreendida entre $200nm < \lambda < 300nm$.

Em altitudes ainda mais elevadas, a concentração do ozônio diminui significativamente, já não absorvendo tanto o ultravioleta. A $50km$ então temos a mesopausa, a partir de onde começa a mesosfera e a temperatura volta a decrescer com a altitude. Mais acima, na ionosfera e na exosfera, a temperatura volta a se elevar devido à absorção da radiação solar dura ($\lambda < 100nm$). Essa variação da temperatura com a altitude aparece esquematizada na figura 5.2.

5.2 A ATMOSFERA PADRÃO

Buscando uma descrição mais realista das propriedades da atmosfera do que aquela dada pelas expressões para a atmosfera isotérmica criaram-se as “Atmosferas Padrão”, com os valores médios medidos experimentalmente ao longo de diversos anos, por balões e sondas espaciais, e inferidos por extrapolação para as regiões onde as medidas se mostraram mais escassas.

Uma das atmosferas padrão mais aceitas é a U. S. Standard Atmosphere de 1962 (US-SA 1962 [23]), que fornece, em função da latitude e época do ano, os diversos parâmetros médios (ver figura 5.3). Apesar de ter sido publicada em 1962, seus dados ainda se mantêm relativamente atualizados para parâmetros básicos como pressão e temperatura.

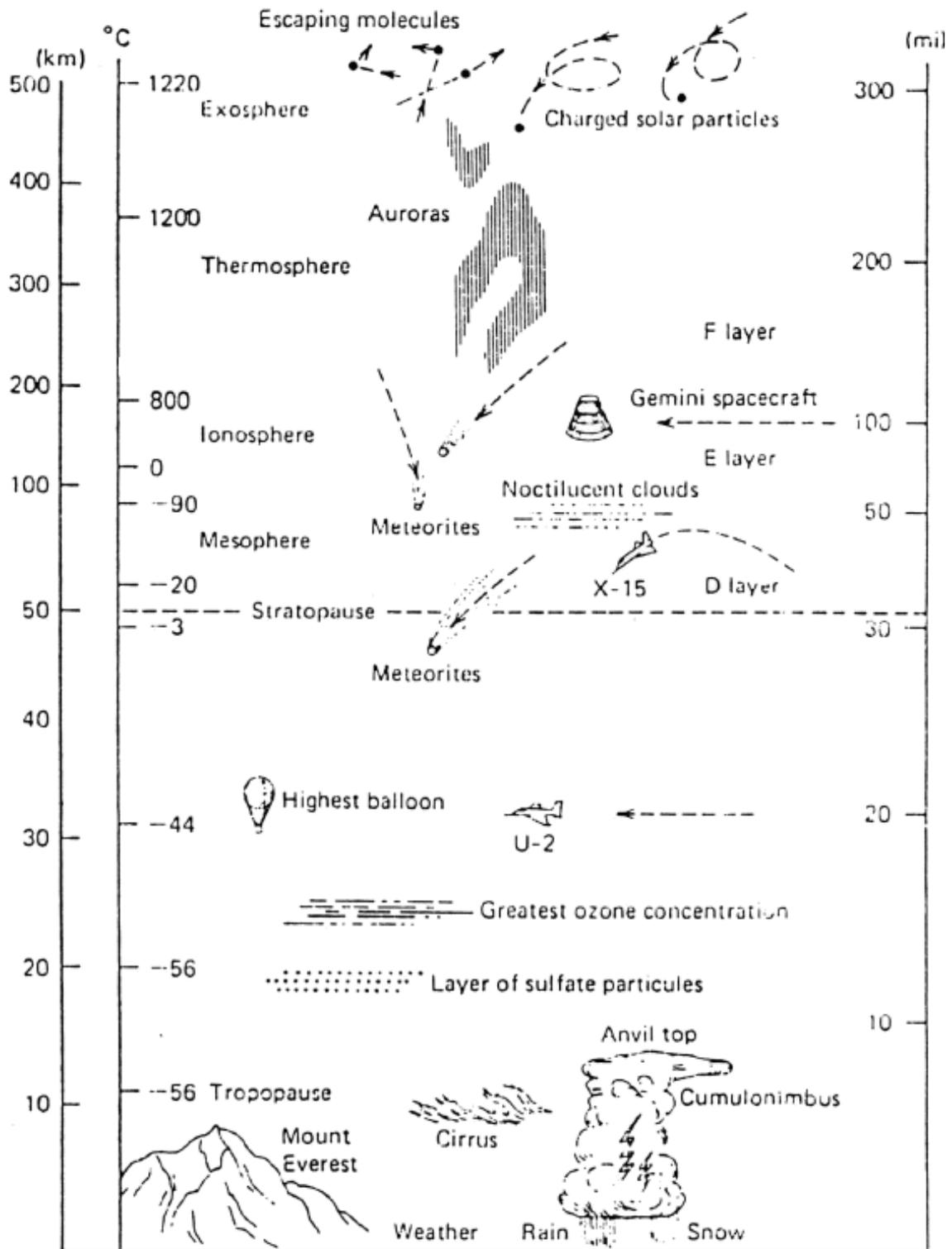


Figura 5.1: Estratificação do envelope atmosférico [22].

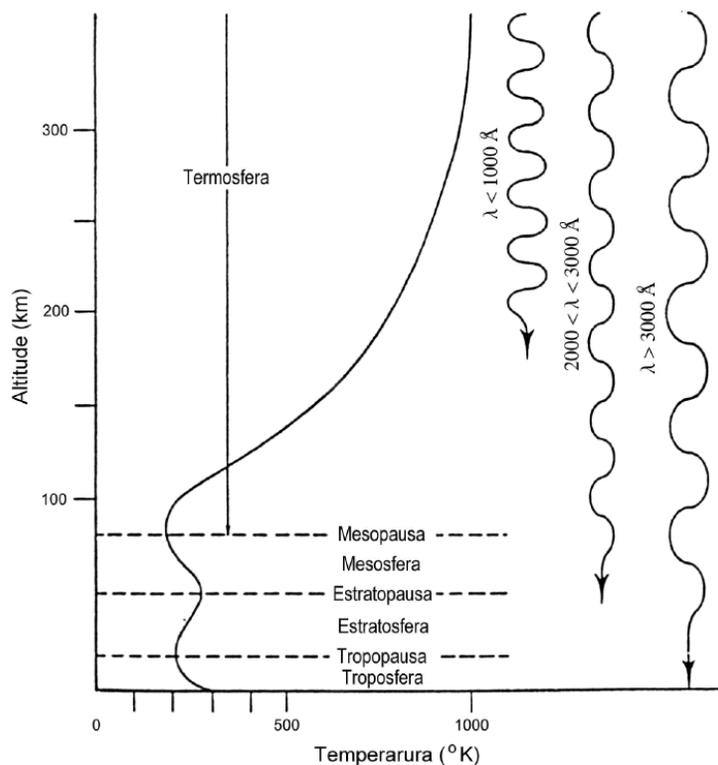


Figura 5.2: Variação da temperatura com a altitude, mostrando a absorção dos comprimentos de onda característicos em cada camada [22].

Os dados da atmosfera padrão nos permitem fazer uma descrição das propriedades atmosféricas de uma maneira mais precisa do que utilizando o modelo de “atmosfera isotérmica” em faixas de altitude, uma vez que a determinação das constantes utilizadas nas expressões analíticas 5.4–5.9 é feita a partir dos dados da atmosfera padrão.

5.2.1 A Relação entre Profundidade Atmosférica e Pressão

Uma das propriedades atmosféricas que iremos utilizar bastante é a relação entre a profundidade atmosférica e a altitude, na troposfera.

A profundidade atravessada em um meio é obtida integrando-se a densidade do mesmo ao longo de um trajeto feito entre dois pontos x_1 e x_2 . No nosso caso, estamos interessados na profundidade atmosférica a uma certa altitude h_1 . Portanto:

$$\chi(h_1) = \int_{h_1}^{\infty} \rho(h) dh \quad (5.10)$$

Como a pressão atmosférica é definida por:

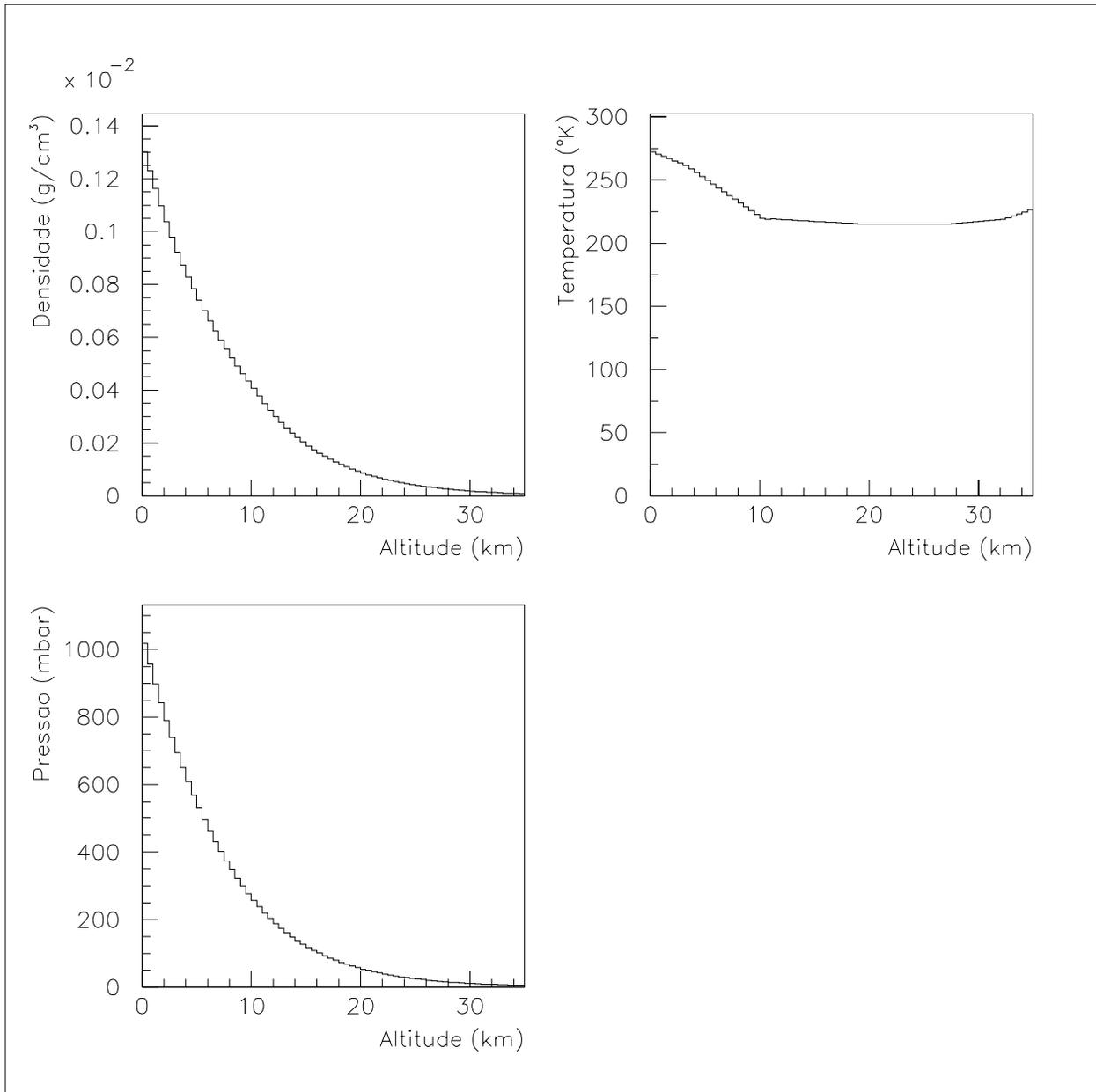


Figura 5.3: Parâmetros médios fornecidos pela U.S.Standard Atmosphere de 1962 [23].

$$P(h_1) = \int_{h_1}^{\infty} \rho(h)gdh \quad (5.11)$$

onde g é a aceleração da gravidade, aproximadamente constante na região onde $\rho(h)$ assume valores não desprezíveis, teremos que:

$$P(h_1) = g \int_{h_1}^{\infty} \rho(h)dh \quad (5.12)$$

Assim:

$$\chi(h_1) - \chi(\infty) = \frac{P(h_1) - P(\infty)}{g} \quad (5.13)$$

sendo $\chi(\infty) \equiv P(\infty) \equiv 0$ e tomando o sistema CGS, teremos:

$$\chi \simeq P \cdot 1.02 \quad (5.14)$$

onde a pressão é dada em milibares e a profundidade em g/cm^2 . Ou seja, essas duas grandezas são praticamente equivalentes. Da mesma forma, a profundidade entre dois pontos x_1 e x_2 pode ser dada também pela diferença de pressão projetada ao longo da direção que os une.

5.3 COMPOSIÇÃO

A composição da atmosfera em toda a sua extensão é algo bastante complicado devido aos diversos processos de criação, destruição e difusão de moléculas, que ocorrem a todo instante, principalmente a grandes altitudes. De fato, a composição da atmosfera a grandes altitudes é muito diferente da composição ao nível do mar.

Porém, na região em que estamos interessados, que engloba a troposfera e a estratosfera, a concentração relativa dos gases permanentes é suficientemente constante. Aliás, não apenas nessas duas camadas, mas em toda a homosfera (de $0km$ a $\sim 100km$), os gases permanentes apresentam a mesma concentração relativa típica que é medida ao nível do mar, como aparece na primeira parte da tabela 5.1.

Tal peculiaridade ocorre na homosfera devido a um equilíbrio entre os processos de difusão e mistura dos gases na atmosfera. Numa atmosfera em equilíbrio, os mecanismos de difusão tendem a estabelecer um regime de equilíbrio difuso onde a concentração dos vários gases decai exponencialmente com a altitude, decaindo mais rapidamente para os de maior massa molar, o que resultaria em um decréscimo da massa molar média com a altitude e uma mudança na concentração relativa.

Por outro lado, os movimentos das massas de ar entre as diversas camadas atmosféricas, típicos das condições de instabilidades reais, quebram esse perfil exponencial deixando a homosfera com uma massa molecular média praticamente constante em toda sua extensão.

Constituinte	Fórmula Química	Peso Molecular ($^{12}C = 12$)	Concentração Percentual no ar seco
Ar seco		28.9644	100.0
Nitrogênio	N_2	28.0134	78.084 ± 0.004
Oxigênio	O_2	31.9988	20.948 ± 0.002
Argônio	Ar	39.948	0.934 ± 0.001
Dióxido de Carbono	CO_2	44.00995	0.0315 ± 0.0010
Neônio	Ne	20.183	$(1.818 \pm 0.004) \times 10^{-3}$
Hélio	He	4.0026	$(5.24 \pm 0.05) \times 10^{-4}$
Kriptônio	Kr	83.80	$(1.14 \pm 0.01) \times 10^{-4}$
Xenônio	Xe	131.30	$(8.7 \pm 0.1) \times 10^{-6}$
Metano	CH_4	16.04303	$\sim 1.5 \times 10^{-4}$
Hidrogênio	H_2	2.01594	$\sim 5 \times 10^{-5}$
Óxido Nitroso	N_2O	44.0128	$\sim 3 \times 10^{-5}$
Monóxido de Carbono	CO	28.0106	$\sim 1.2 \times 10^{-5}$
Ozônio	O_3	47.9982	variável
Vapor d'água	H_2O	18.01534	variável
Amônia	NH_3	17.0306	$\sim 1 \times 10^{-6}$
Sulfeto de Hidrogênio	H_2S	34.080	$\sim 2 \times 10^{-8}$
Dióxido de Enxofre	SO_2	64.063	$\sim 2 \times 10^{-8}$
Dióxido de Nitrogênio	NO_2	46.0055	$\sim 1 \times 10^{-7}$

Tabela 5.1: Principais gases que compõem a atmosfera: na primeira metade estão os gases permanentes e, na segunda, os variáveis.

5.3.1 Gases Permanentes e Variáveis

Mesmo na homosfera, alguns gases não apresentam concentrações relativas fixas, podendo apresentar uma variação com o tempo, posição geográfica, poluição e altitude, por exemplo. Esses componentes da atmosfera são classificados como gases variáveis e aparecem na segunda metade da tabela 5.1. Os constituintes que se apresentam constantes em toda a homosfera são classificados como permanentes e correspondem quase à totalidade ($> 99.99\%$).

Dentre os gases variáveis, os principais são o ozônio e o vapor de água. Porém, na faixa espectral de interesse para o Observatório Pierre Auger, apenas o ozônio apresenta uma seção de choque significativa.

5.3.2 O Ozônio Atmosférico

O ozônio atmosférico é de fundamental importância porque ele responde por toda absorção da radiação solar na faixa do ultravioleta próximo e médio (230–340nm), extremamente danosa aos organismos vivos. O ozônio ainda apresenta bandas de absorção na região do visível e do infravermelho porém com menor intensidade.

Como dissemos anteriormente, a concentração do ozônio na atmosfera não obedece à distribuição exponencial dos gases permanentes. Isso ocorre porque ele está sendo criado e destruído a todo instante por reações fotoquímicas na atmosfera.

Dentre as diversas reações se destacam as seguintes:

Reação	Comprimento de onda
1. $O_2 + h\nu \rightarrow O + O$	$(\lambda < 242nm)$
2. $O_2 + O + M \rightarrow O_3 + M$	
3. $O_3 + h\nu \rightarrow O_2 + O$	$(\lambda < 1110nm)$
4. $O + O_3 \rightarrow 2O_2$	
5. $O + O + M \rightarrow O_2 + M$	

Tabela 5.2: Principais reações fotoquímicas envolvendo o ozônio

onde M é um outro corpo ao qual é transferida parte da energia excedente. Como o ozônio é criado a partir do oxigênio molecular e atômico interagindo com este terceiro corpo (reação 2), sua concentração irá depender da concentração destes três componentes.

Enquanto a produção do oxigênio atômico só é significativa a altitudes mais elevadas, onde há uma maior concentração de raios ultravioletas, favorecendo a reação 1, a colisão com um terceiro corpo M só é favorecida a baixas altitudes, onde a densidade é maior.

O equilíbrio entre esses dois mecanismos ocorre numa faixa que vai de aproximadamente 25km até 30km acima do nível do mar, onde aparece a chamada “camada de ozônio”, e a concentração de ozônio é máxima (1ppm). Fora dessa região a concentração de ozônio diminui continuamente, caindo mais rapidamente para altitudes maiores do que para altitudes mais moderadas. A figura 5.4 mostra a concentração de ozônio na atmosfera medida em Natal.

A altitudes mais baixas, a reação 1 deixa de ser favorecida, enquanto a reação 5 passa a ocorrer mais frequentemente, havendo falta de oxigênio atômico para a produção do ozônio. Porém, a altitudes mais elevadas, as moléculas de ozônio são rapidamente destruídas pela radiação solar (reação 3) e por interação com o oxigênio atômico abundante (reação 4).

Por isso, a concentração de ozônio na atmosfera é mais significativa na faixa de 11 a 35km de altitude. Há ainda uma variação dessa concentração, ao longo do ano, dependendo da latitude, como é mostrado na figura 5.5.

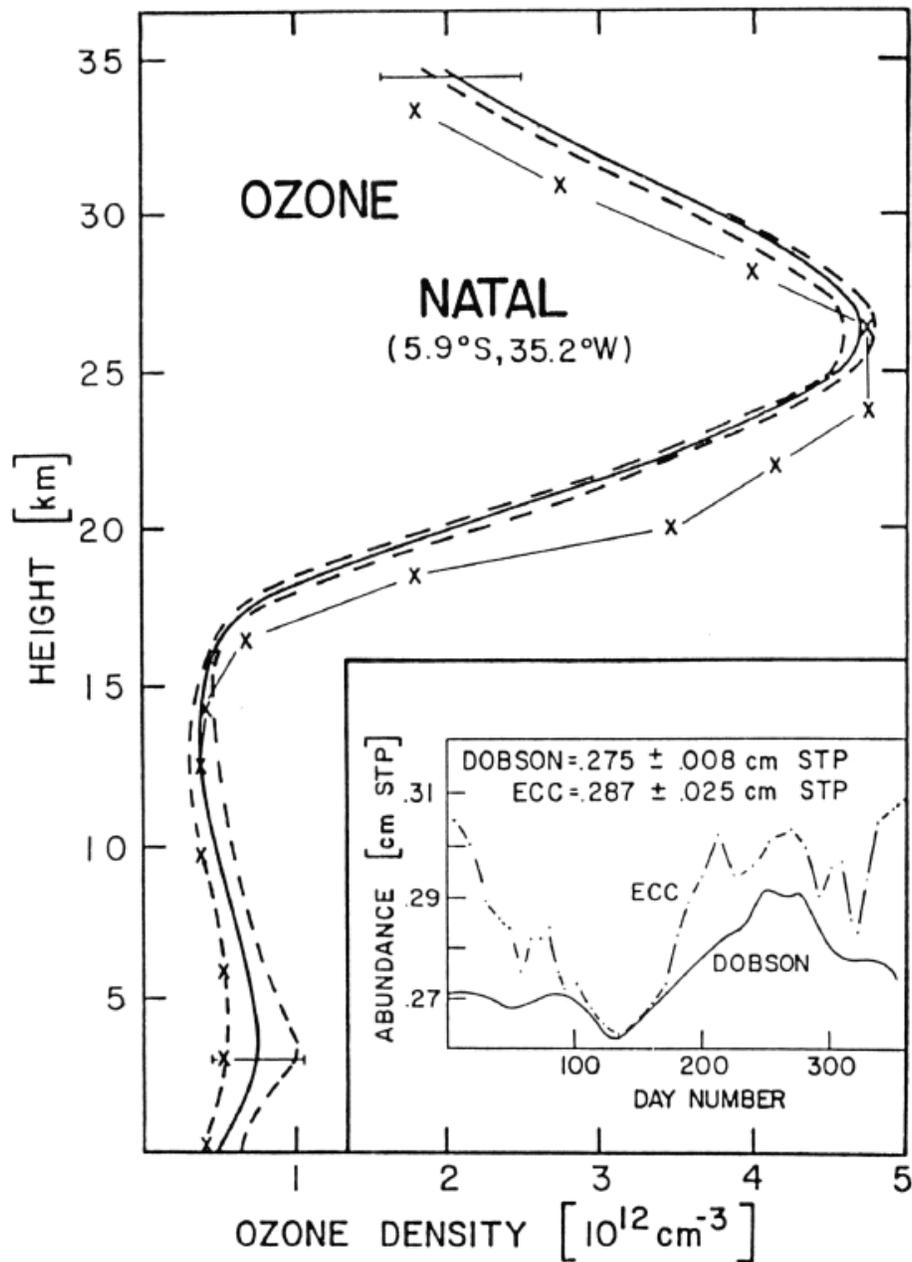


Figura 5.4: Distribuição da concentração de ozônio na atmosfera medido por Kirchhoff em Natal [24, 25].

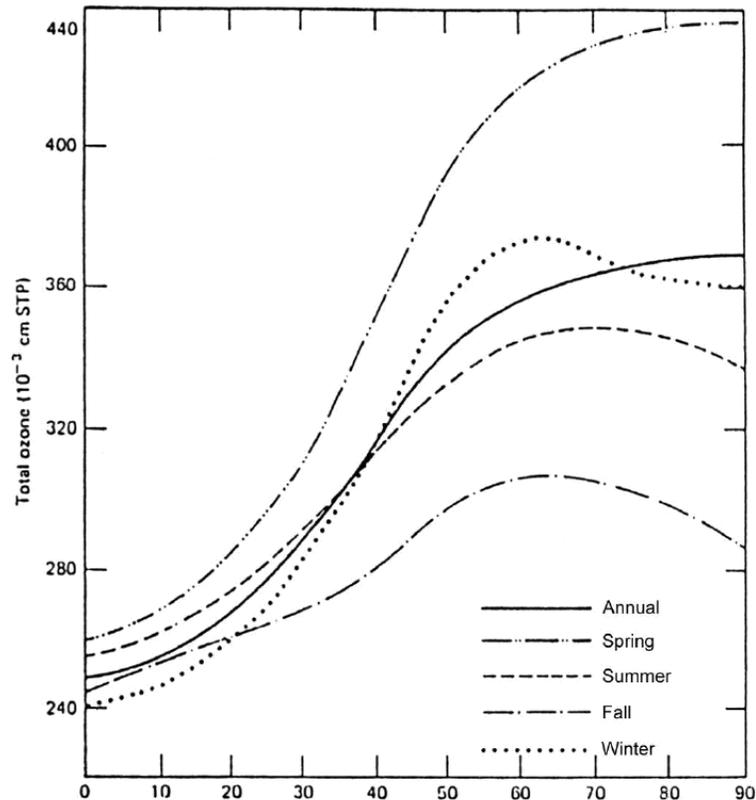


Figura 5.5: Variação sazonal da concentração de ozônio na atmosfera em função da latitude.

5.3.3 Os Aerossóis

Apesar de termos nos concentrado, até o presente momento, com a distribuição dos diversos gases na atmosfera, estes não são seus únicos componentes. Mesmo uma atmosfera extremamente limpa e transparente apresenta pequenas partículas de caráter macromolecular, porém microscópicas, de origem diversa, os chamados aerossóis.

Tais partículas podem ser tanto líquidas (“Haze-aerosols”), como sólidas (“Fog-aerosols”) e são responsáveis por diversos fenômenos como, por exemplo, formação de nuvens e chuvas e espalhamento da luz com comprimento de onda comparável ao tamanho dos aerossóis (espalhamento Mie).

Qualquer estudo teórico um pouco mais profundo sobre os aerossóis se mostra bastante complexo, tendo em vista as extremas variações na sua concentração, tamanho, forma e tipo em função da altitude, tempo, tipo de terreno, entre outros.

Porém, para um estudo da atenuação da luz na atmosfera, várias aproximações podem ser feitas que simplificam significativamente o problema, nos permitindo levá-los em conta, até certo ponto (apêndices A e C).

5.4 ATENUAÇÃO DA LUZ NA ATMOSFERA

Raramente a luz é observada diretamente da fonte. A maior parte da luz que vemos chega aos nossos olhos de uma maneira indireta. Olhando para uma árvore, ou uma casa, vemos a luz do Sol que foi refletida difusamente. Olhando para uma nuvem ou para o céu, nós vemos a luz do Sol que foi espalhada.

O espalhamento é acompanhado normalmente de absorção. A folha de uma árvore parece verde porque ela espalha mais eficientemente a luz verde do que a vermelha. A luz vermelha incidente na folha é absorvida, i.e., sua energia é convertida em alguma outra forma de energia, deixando de estar presente como luz vermelha.

Tanto o espalhamento como a absorção retiram energia do feixe luminoso que atravessa um meio material, ou seja, atenuam o feixe. A essa atenuação chamamos extinção e podemos percebê-la quando olhamos diretamente para uma fonte. Por exemplo, o Sol parece mais fraco e vermelho ao pôr do Sol do que ao meio dia. Isso indica uma extinção bem forte em todos os comprimentos de onda porém ainda mais forte para a luz azul.

Assim, ao considerarmos a propagação dos fótons de fluorescência na atmosfera, temos que levar em conta os diversos mecanismos de extinção possíveis, isto é, os diversos tipos de absorção e espalhamento que contribuem na atenuação do feixe luminoso na faixa espectral de interesse.

5.4.1 A Lei de Bouguer–Lambert

Para descrever adequadamente a extinção da luz na atmosfera, faremos uso da lei de Bouguer-Lambert e, para tanto, precisaremos definir algumas grandezas físicas.

Seja um feixe colimado, monocromático, contendo N_0 fótons. Definimos classicamente a grandeza energia radiante Q como a energia transmitida pelas ondas eletromagnéticas que compõem o feixe. Tal grandeza se relaciona com o número de fótons pela seguinte expressão:

$$Q = N_0 h\nu = N_0 \frac{hc}{\lambda} \quad (5.15)$$

onde λ e ν são o comprimento de onda e a frequência dos fótons.

A taxa de transferência da energia radiante por unidade de tempo (potência) é o fluxo radiante, dado por :

$$\Phi = \frac{dQ}{dt} \quad (5.16)$$

Por último, definimos a Irradiância I , como o fluxo radiante incidente por unidade de área, ou seja:

$$I = \frac{d\Phi}{dA} \quad (5.17)$$

No caso de um fluxo emergente (feixe *colimado* emergente), teremos analogamente a Emitância.

5.4.2 Formulação Teórica

Através de experimentos realizados no século passado, Bouguer e Lambert conseguiram relacionar a emitância e a irradiância de um feixe atravessando uma amostra atenuadora. De acordo com a relação encontrada, um feixe monocromático, colimado, de irradiância I_0 , após atravessar o volume atenuador homogêneo de extensão x , emerge com uma emitância dada por:

$$I = I_0 \cdot \exp(-\beta_\lambda x) \quad (5.18)$$

onde o coeficiente de atenuação volumétrico β_λ caracteriza a atenuação causada pelo meio e depende do comprimento de onda. Analogamente, para o número de fótons no feixe teremos:

$$N = N_0 \cdot \exp(-\beta_\lambda x) \quad (5.19)$$

Mesmo ao considerarmos um feixe não monocromático atravessando um meio não homogêneo, as expressões anteriores ainda permanecem válidas bastando, para tanto, considerar a irradiância e a emitância como função do comprimento de onda e integrar o coeficiente de atenuação volumétrico ao longo do percurso:

$$I^\lambda = I_0^\lambda \cdot \exp\left(-\int_0^x \beta_\lambda(x') dx'\right) \quad (5.20)$$

A integral do coeficiente de atenuação volumétrico é a grandeza física Profundidade Óptica, $\tau(x)$, utilizada mais freqüentemente em física da atmosférica. Assim, a lei de Bouguer-Lambert pode ser expressa como:

$$I^\lambda = I_0^\lambda \cdot \exp(-\tau(x, \lambda)) \quad (5.21)$$

Lembrando o conceito de seção de choque, podemos ainda escrevê-la da seguinte forma:

$$I^\lambda = I_0^\lambda \cdot \exp(-\tau(x)) \quad (5.22)$$

$$\tau(x, \lambda) = \sigma(\lambda) \int_0^x \eta(x') dx' \quad (5.23)$$

onde $\sigma(\lambda)$ é a seção de choque total para o comprimento de onda λ e $\eta(x)$ é a densidade de alvos espalhadores por unidade de volume e onde consideramos que a seção de choque independe da posição no meio atenuador.

5.5 OS PROCESSOS DE ATENUAÇÃO DA LUZ

Na região do UV-próximo ($300 - 420nm$) há três fatores que contribuem de maneira significativa para a atenuação da luz de fluorescência: os espalhamentos Rayleigh e Mie e a absorção devido ao ozônio. Iremos falar rapidamente de cada um deles, uma vez que no capítulo 6 e nos apêndices A a C cobriremos todos os detalhes.

5.5.1 Os Processos de Espalhamento

O espalhamento Rayleigh é o espalhamento pelas moléculas da atmosfera. Ele é fortemente dependente do comprimento de onda, sendo proporcional a $\rho dl/\lambda^4$, onde ρ é a densidade atmosférica e dl o deslocamento.

O espalhamento Mie é o espalhamento por pequenas partículas da atmosfera, i.e., aquelas com tamanho comparável ao comprimento de onda da luz: os aerossóis. É um fenômeno complexo e apresenta uma forte dependência com o ângulo de espalhamento, variando de acordo com o tamanho e forma do aerossol e com a constante dielétrica do meio.

5.5.2 Os Processos de Absorção

Após uma análise dos vários gases presentes na atmosfera [26, 22], apenas o ozônio apresentou uma absorção significativa na faixa espectral de interesse.

Apesar de não estar distribuído de maneira uniforme na atmosfera e de sua concentração ser muito pequena (ver figuras 5.4 e 6.2), o ozônio presente na atmosfera começa a absorver fortemente a luz ultravioleta abaixo de $340nm$, tornando-se imprescindível considerá-lo na interpretação das medidas de luz de fluorescência do nitrogênio.

5.5.3 Dois Métodos de Encontrar a Atenuação

Há basicamente dois modelos para se calcular o coeficiente de extinção da luz na atmosfera: o MODTRAN e o CLÁSSICO, dado pelas parametrizações clássicas para o espalhamento Rayleigh (moléculas) e Mie (aerossol), que não incluem o ozônio.

Clássico

O tratamento padrão nos dá uma idéia geral do comportamento da atenuação da luz na atmosfera. Porém, as expressões analíticas para os espalhamentos Rayleigh e Mie são pouco flexíveis e não são adequadas para descrever satisfatoriamente a variabilidade apresentada pela atmosfera.

Modtran

Já o tratamento segundo o MODTRAN [8] apresenta uma larga flexibilidade na “definição” da atmosfera sob estudo, permitindo uma caracterização mais realista do perfil de aerossóis e da concentração dos diversos gases na atmosfera.

Capítulo 6

ATENUAÇÃO DA LUZ NA ATMOSFERA

Nesse capítulo apresentamos as duas modelagens em questão para o cálculo da atenuação da luz na atmosfera, apresentando uma comparação entre ambas. As deduções das expressões clássicas para os espalhamentos Rayleigh e Mie serão desenvolvidas nos apêndices A a C.

6.1 O TRATAMENTO PADRÃO OU CLÁSSICO

O tratamento padrão da atenuação da luz na atmosfera considera apenas os espalhamentos Rayleigh e Mie, desprezando as contribuições do ozônio e dos diferentes tipos de aerossóis.

A atenuação da luz entre dois pontos (χ_1, h_1) e (χ_2, h_2) é dada por [1, capítulo 15]:

$$T_{Rayl} = \exp \left[-\frac{|\chi_1 - \chi_2|}{\chi_R} \left(\frac{400nm}{\lambda} \right)^4 \right] \quad (6.1)$$

$$T_{Mie} = \exp \left[-\frac{h_M}{l_M \cos \theta} \times \left| \exp \left(-\frac{h_1}{h_M} \right) - \exp \left(-\frac{h_2}{h_M} \right) \right| \right] \quad (6.2)$$

onde as constantes χ_R e l_M são os livres caminhos médios de espalhamento Rayleigh e Mie e h_M é a altura de escala dos aerossóis.

A falta de flexibilidade do tratamento padrão se deve, em parte, por considerarmos χ_R , l_M e h_M como constantes, não levando em conta possíveis dependências com fatores como altitude, latitude e concentração das moléculas na atmosfera, por exemplo.

Porém, mesmo considerando χ_R , l_M e h_M como funções desses fatores, ainda estaríamos deixando de lado a absorção devido ao ozônio.

6.2 MODTRAN

O MODTRAN3 foi desenvolvido pelo governo americano com finalidades civis e militares e é um programa largamente aceito pela comunidade de física na atmosfera.

Para gerar os coeficientes de atenuação utilizando o MODTRAN é necessário definir uma atmosfera, ou seja, determinar os parâmetros de entrada do programa que caracterizam melhor a atmosfera estudada.

A grande vantagem do MODTRAN está na sua flexibilidade. Dentre outras, o programa apresenta diferentes possibilidades na configuração da atmosfera, por exemplo:

- Diferentes modelos de atmosferas, dependendo da latitude e da estação do ano;
- Possibilidade de entrar com dados experimentais e definir uma atmosfera particular, modificando os perfis, em altitude, da temperatura, pressão, vapor de água, O_3 , CH_4 , N_2O , CO , entre outros;
- Possibilidade de definir os perfis de novas moléculas pesadas cujas seções de choque venham a ser medidas, como CFC's, $ClONO_2$, HNO^+ , CCl^+ ou N_2O_5 ;
- Determinação dos coeficientes de transmissão utilizando espalhamento múltiplo ou simples;
- Excelente caracterização do perfil de aerossóis, dependendo de fatores como a altitude, estação do ano, tipo de terreno e umidade relativa;
- Divisão e caracterização independente do perfil de aerossóis em três faixas: superficial ($0 - 2km$), troposfera ($2 - 10km$) e estratosfera (acima de $10km$);
- Velocidade média diária dos ventos e diversos perfis de nuvens e chuvas;
- Possibilidade de mudar a "Meteorological Range"¹ padrão para uma dada atmosfera;

6.3 COMPARAÇÃO ENTRE MODTRAN E R&M

Para que fosse feita a comparação entre as atenuações dos fótons na atmosfera, segundo o MODTRAN e R&M², consideramos os seguintes parâmetros na modelagem da atmosfera com o MODTRAN:

¹Segundo a *World Meteorological Organization*, "Meteorological Range" é a maior distância horizontal a partir da qual um objeto negro de dimensões razoáveis pode ser visto e reconhecido durante o dia quando observado contra um fundo de névoa ou contra o céu.

²De agora em diante utilizaremos o termo R&M tanto para designar a parametrização clássica da atenuação dos fótons na atmosfera [1], como para a utilização dessa parametrização no programa do CBPF.

{ **Modelo da atmosfera:** *Midlatitude Winter*
 { **Modelo dos aerossóis:** *Desert - windspeed = 0.0m/s*
 { **Perfil dos aerossóis na estratosfera:** *Background stratospheric profile*
 { **Modelo de nuvens:** sem nuvens e sem chuva
 { **Meteorological range:** 75.5km
 { **Altitude de detecção :** 1.5km

Apesar de termos escolhido esses parâmetros para o sítio do Observatório Auger na Argentina, a escolha foi feita com base nas medidas para o Sítio Norte³. Os parâmetros não foram otimizados para o Sítio Sul pois os estudos sobre a atmosfera no local ainda não foram concluídos. A mudança desses parâmetros de entrada pode afetar bastante a atenuação obtida com o MODTRAN, pois talvez tenhamos que levar em conta outras atenuações além do ozônio (como veremos mais adiante), por exemplo, atenuações devido ao vapor de água, CO_2 ou outros gases.

Para a atmosfera padrão, tomamos $\chi_R = 2974g/cm^2$, $l_M = 14km$ e $h_M = 1.2km$ [1], como é feito usualmente.

Existem duas grandes vantagens do MODTRAN sobre R&M. A primeira está na possibilidade de simular diferentes atenuações, para a propagação dos fótons na atmosfera, dependendo da latitude, das condições climáticas (como estação do ano, velocidade do vento e concentração de nuvens) e do perfil da atmosfera (como concentração de aerossóis e atividade vulcânica) dependendo do local de detecção simulado. A segunda é a inclusão da absorção devido ao ozônio, que não é parametrizada em R&M.

6.3.1 Atenuação Devido a Espalhamentos

Os principais mecanismos de atenuação devido a espalhamento dos fótons na faixa de 300 a 420nm são o espalhamento molecular (Rayleigh) e o espalhamento devido aos aerossóis (Mie).

Uma comparação entre as atenuações devido aos espalhamentos Mie e Rayleigh, calculados segundo o MODTRAN e R&M, aparece na figura 6.1 (a) e (b) respectivamente. Podemos ver que as expressões clássicas descrevem muito bem esses dois fenômenos para altitudes acima de 12km, mas, para altitudes mais baixas, as curvas se afastam cada vez mais.

No caso do espalhamento Mie, em particular, vemos que a concentração de aerossóis próxima à superfície não aparenta estar parametrizada de maneira correta pelas expressões clássicas, pois a forma das curvas são diferentes, particularmente entre 5 e 7.5km.

³As medidas da transparência da atmosfera, no local proposto para o Sítio Norte, foram feitas por A.R.P. Biral, B. Fick, P. Sommers, no final de 98 [26].

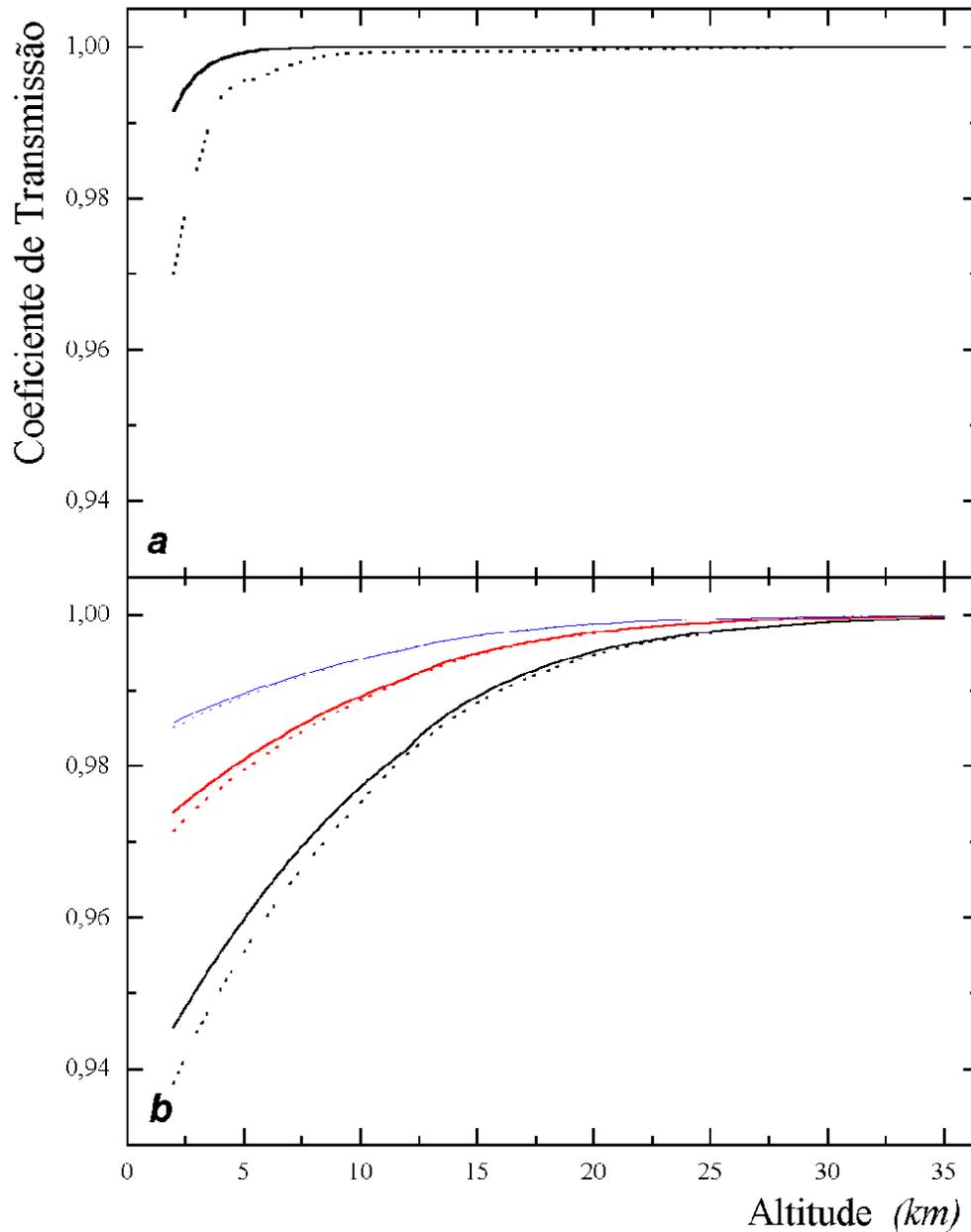


Figura 6.1: Comparação entre as atenuações segundo o MODTRAN (linha pontilhada) e R&M (linha cheia): (a) Espalhamento pelos aerossóis, e (b) Espalhamento molecular. Azul: $420nm$, vermelho: $360nm$ e preto: $300nm$. Todas as atenuações foram calculadas para um percurso horizontal de $500m$, em cada altitude.

Já para o espalhamento Rayleigh, os dados do MODTRAN parecem indicar uma dependência da atenuação exponencial mais forte com λ^{-4} do que a esperada classicamente, para o valor considerado de χ_R . Nesse caso, é possível ajustar o valor de χ_R e as curvas.

Porém, toda essa diferença entre as atenuações diferenciais para os espalhamentos, segundo o MODTRAN e R&M, não é maior do que 3% e parece indicar que não se justifica o trabalho na implementação do MODTRAN no FD_Sim.

6.3.2 Atenuação Devido a Absorção do Ozônio

O ozônio representa a principal diferença entre o MODTRAN e as parametrizações clássicas R&M, uma vez que as últimas não o levam em consideração de nenhuma maneira.

A figura 6.2 mostra a atenuação devida ao ozônio para vários comprimentos de onda diferentes. Como esperado, quanto maior a energia dos fótons (mais no UV), maior é a atenuação do ozônio e, quanto menor a energia, menor a atenuação. É interessante observar que para comprimentos de onda acima de 340nm não há atenuação devido ao ozônio.

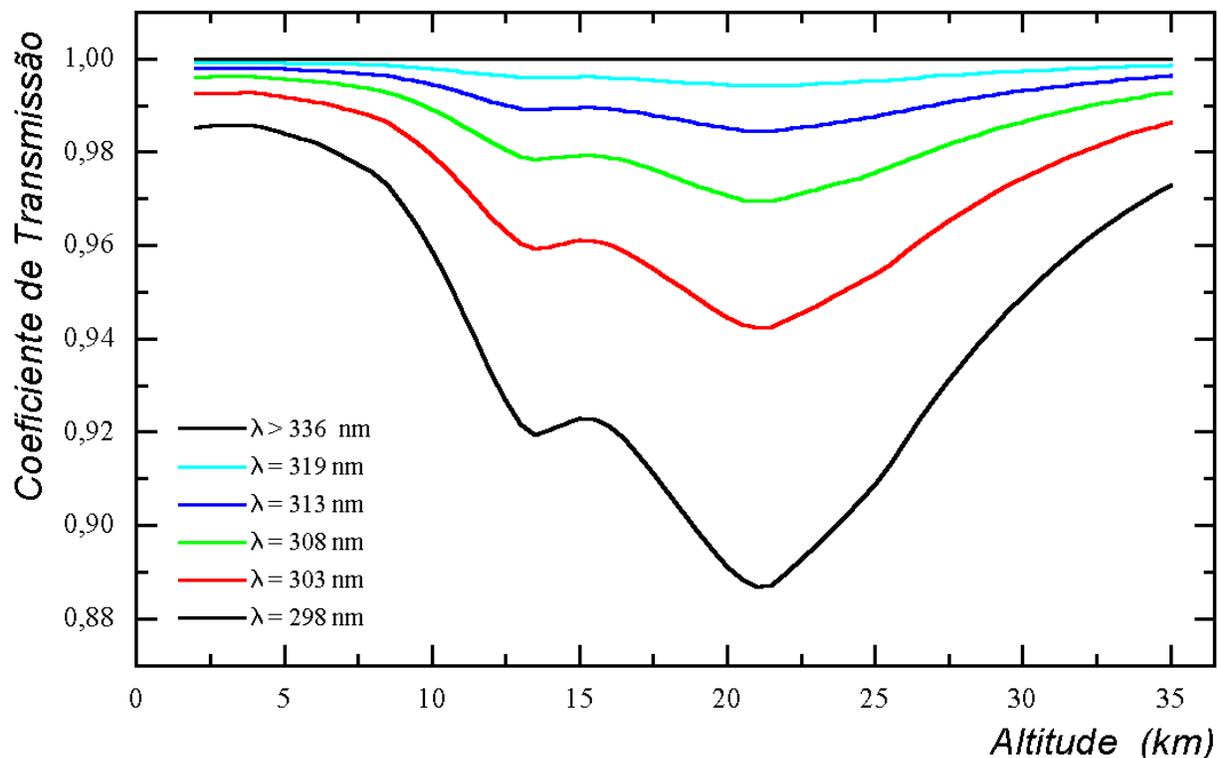


Figura 6.2: Atenuação, devido ao ozônio, para diferentes comprimentos de onda. As atenuações foram calculadas para um percurso horizontal de 500m , em cada altitude.

Da figura 6.3, onde aparecem as diversas contribuições levadas em conta no MODTRAN,

podemos ter uma idéia da importância do ozônio frente aos outros processos de atenuação, principalmente para os comprimentos de onda mais curtos. A figura 6.4 mostra esses resultados em termos do livre caminho médio na atmosfera.

6.4 ATENUAÇÃO INTEGRAL

Os resultados obtidos na seção anterior mostram o coeficiente de transmissão diferencial e, por isso, não vemos uma diferença muito grande entre os dois tratamentos da atenuação da luz. Porém, quando a luz de fluorescência se propaga desde o chuveiro até os detectores, ela sofre uma atenuação dada pela integral, ao longo da trajetória, do coeficiente de transmissão diferencial.

Simulamos uma outra atmosfera hipotética, agora supondo a presença de nuvens, e calculamos o coeficiente de transmissão integral, isto é, o coeficiente de transmissão vertical até a altitude de detecção, para a atmosfera utilizada na seção anterior (atmosfera exemplo 1) e para a nova atmosfera (atmosfera exemplo 2), caracterizada pelos seguintes parâmetros:

Exemplo 2:
Modelo da atmosfera: *Midlatitude Summer*
Modelo dos aerossóis: *Rural (clear) = 0.0m/s*
Perfil dos aerossóis na estratosfera: *Background stratospheric profile*
Modelo de nuvens: Standard cirrus model
Meteorological range: 23km
Altitude de detecção : 1.5km

Como não modificamos a concentração das moléculas leves nas duas atmosferas geradas, a diferença entre os coeficientes de transmissão, devido ao espalhamento Rayleigh (ver figura 6.5), não é significativa. Porém, comparando ambas com o modelo padrão, vemos que existe uma pequena diferença de aproximadamente 3%, em média, para os diversos comprimentos de onda.

Já no caso do espalhamento Mie (ver figura 6.6), a diferença é significativa, e o coeficiente de transmissão chega a ser 12% menor que o valor padrão, para o atmosfera-exemplo1, e 30% menor para a atmosfera-exemplo2, a 10km de altitude, em média. Isso nos mostra que é muito importante caracterizar corretamente o perfil de aerossóis.

Para a absorção devido ao ozônio (ver figura 6.7), a diferença é ainda maior, uma vez que o modelo padrão não a considera. Levando em conta o ozônio, o coeficiente de transmissão é 35% menor a 10km de altitude.

Na prática, veremos esses três efeitos combinados, como aparece na figura 6.8. No extremo superior do espectro (420nm) os coeficientes de transmissão para a atmosfera-exemplo1 e 2 são 0.77 e 0.61, ou seja, 7% e 26% menores que o coeficiente de transmissão padrão que é 0.82. Já para o extremo inferior (300nm), onde a absorção do ozônio é muito importante, os valores são 0.32 e 0.24, e a diferença cresce para 38% e 53% respectivamente.

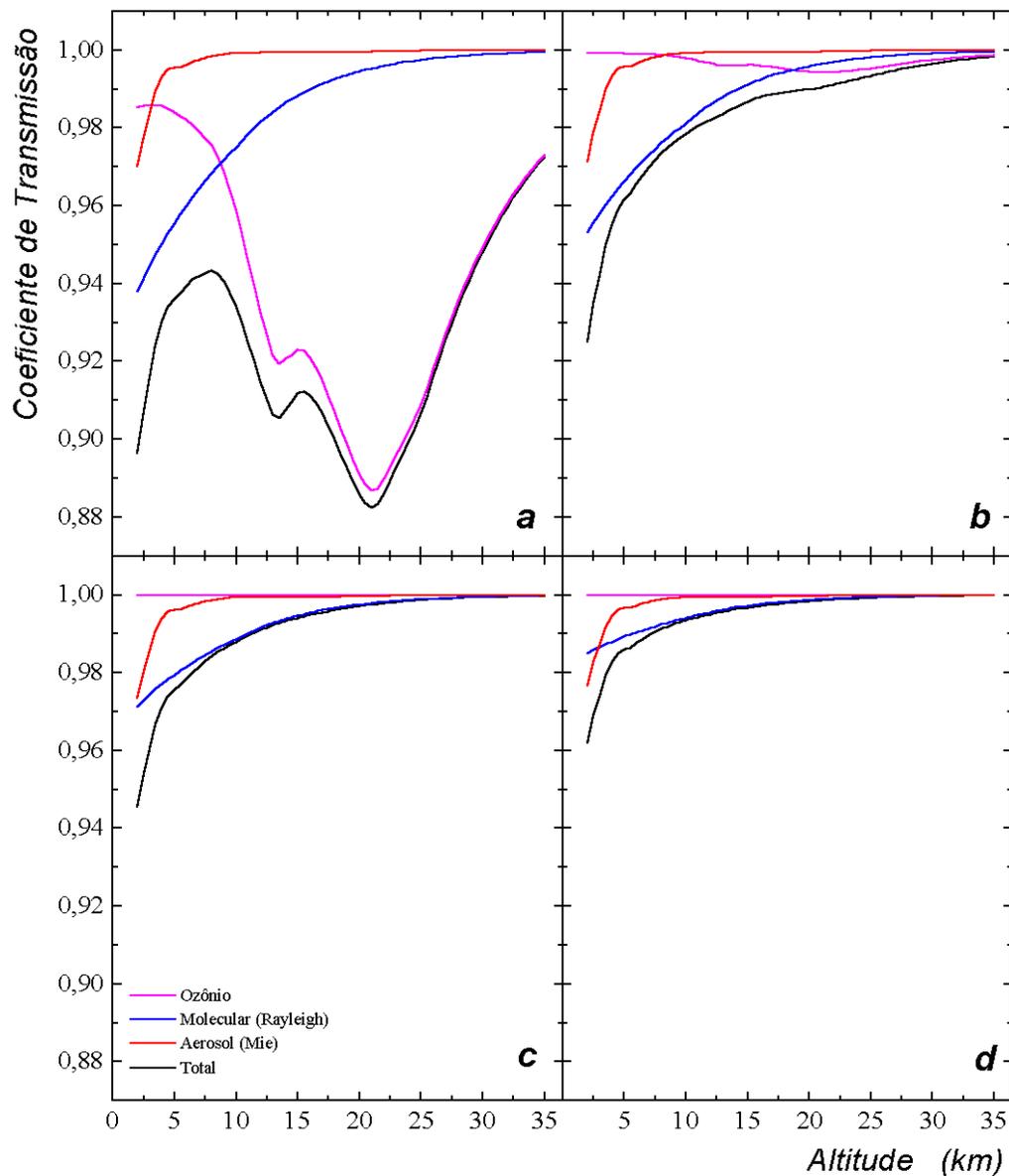


Figura 6.3: As diferentes atenuações levadas em conta no MODTRAN. Os quatro gráficos se referem a: (a) $\lambda = 300\text{nm}$, (b) $\lambda = 320\text{nm}$, (c) $\lambda = 360\text{nm}$ e (d) $\lambda = 420\text{nm}$, onde as atenuações foram calculadas para um percurso horizontal de 500m , em cada altitude.

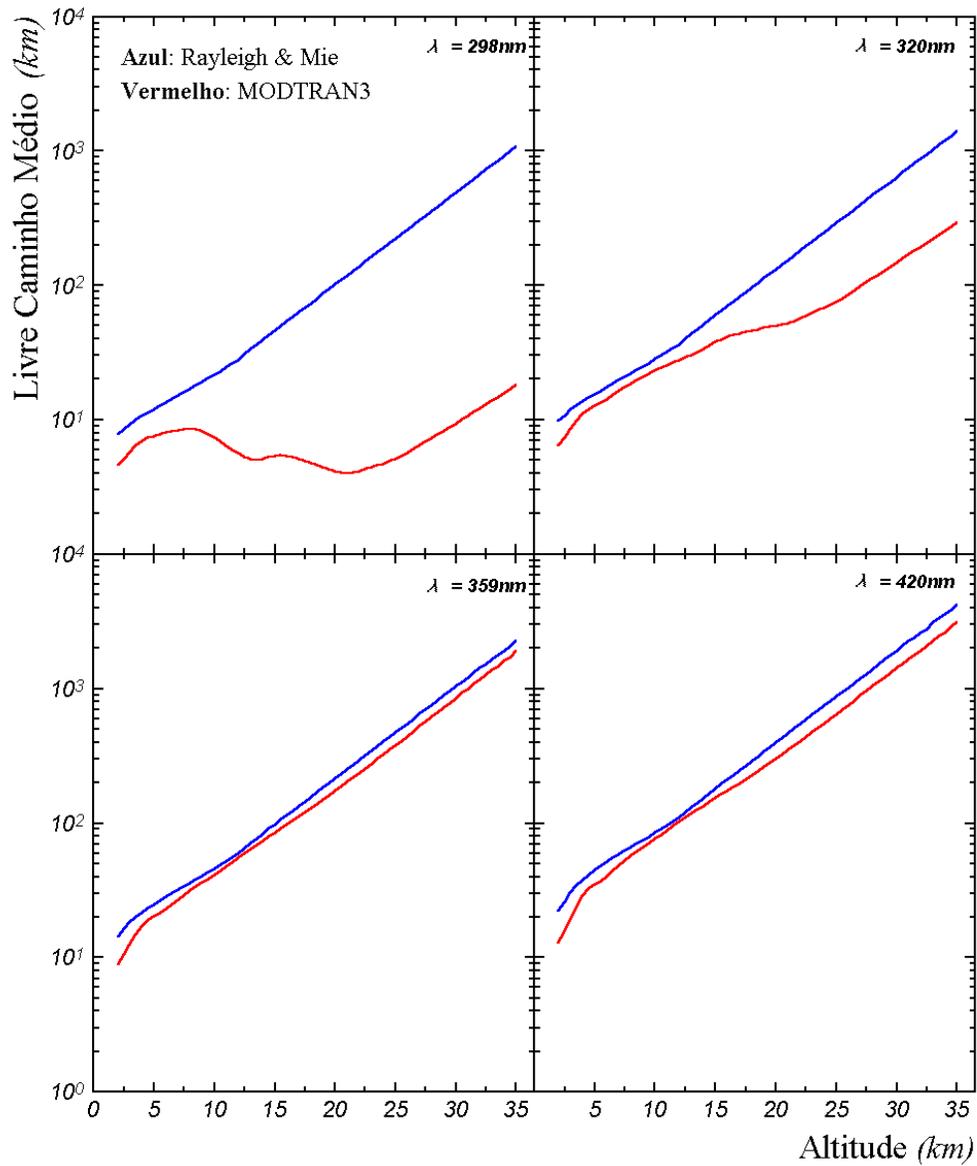


Figura 6.4: Comparação entre os livres caminhos médios dos fótons na atmosfera segundo o MODTRAN (linha vermelha) e R&M (linha azul). A grande diferença entre o MODTRAN e R&M é devido ao ozônio.

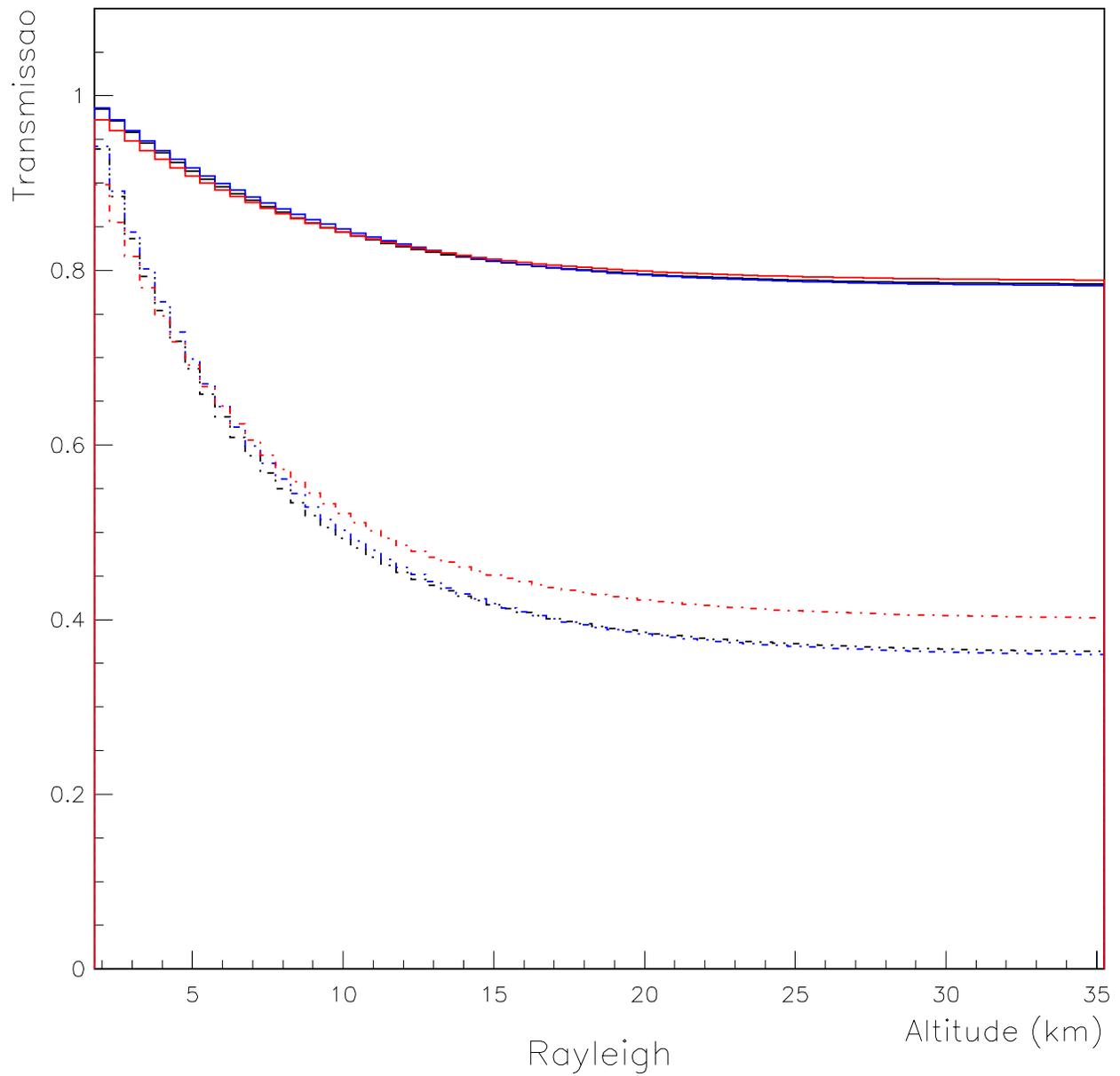


Figura 6.5: Coeficiente de transmissão integral considerando apenas o espalhamento Rayleigh. Linha cheia - $420nm$ e linha pontilhada - $300nm$. Vermelho - *Padrão*, Preto - *Exemplo1* e Azul - *Exemplo2*.

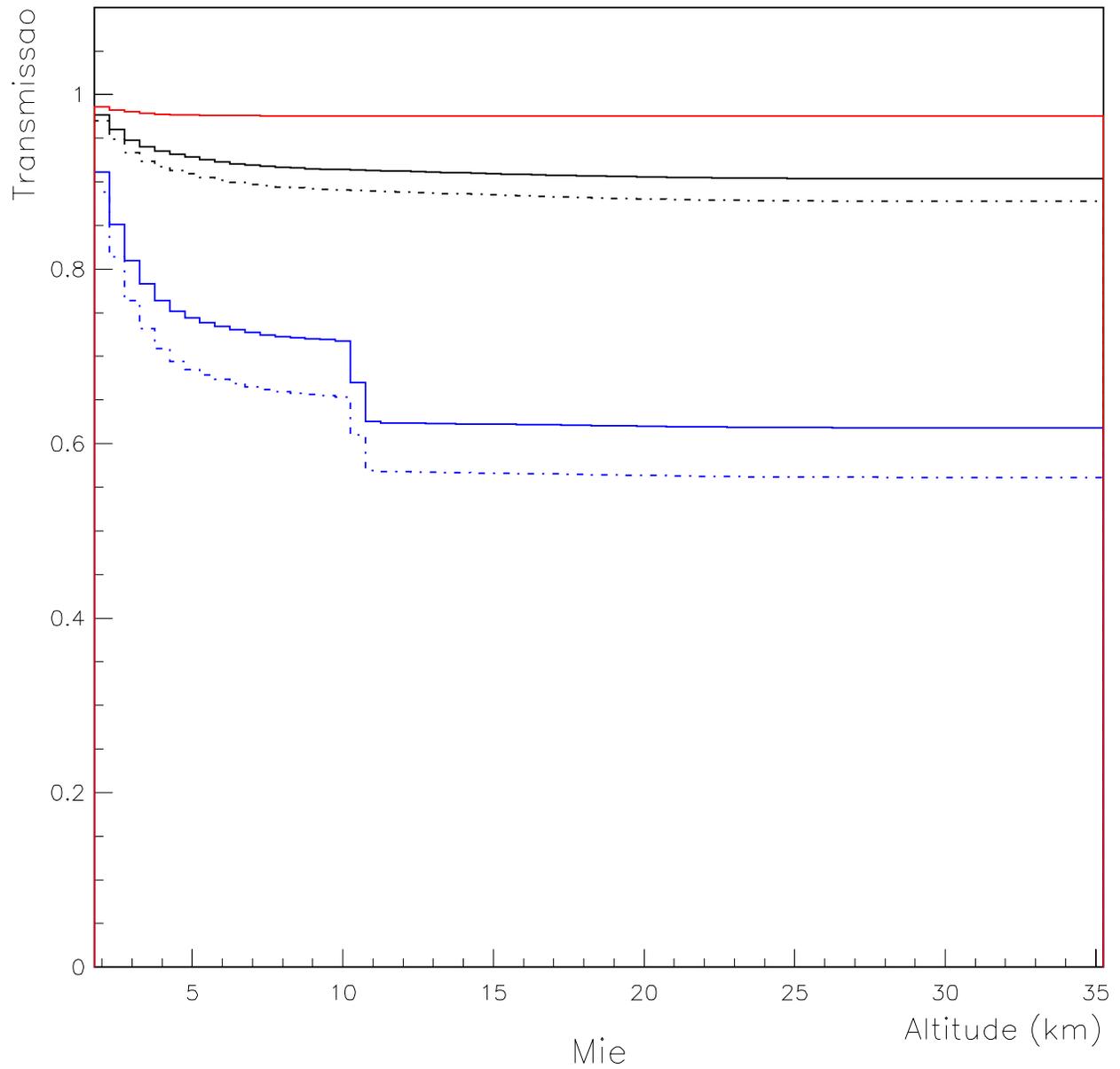


Figura 6.6: Coeficiente de transmissão integral considerando apenas o espalhamento Mie. Linha cheia - $420nm$ e linha pontilhada - $300nm$. Vermelho - *Padrão*, Preto - *Exemplo1* e Azul - *Exemplo2*.

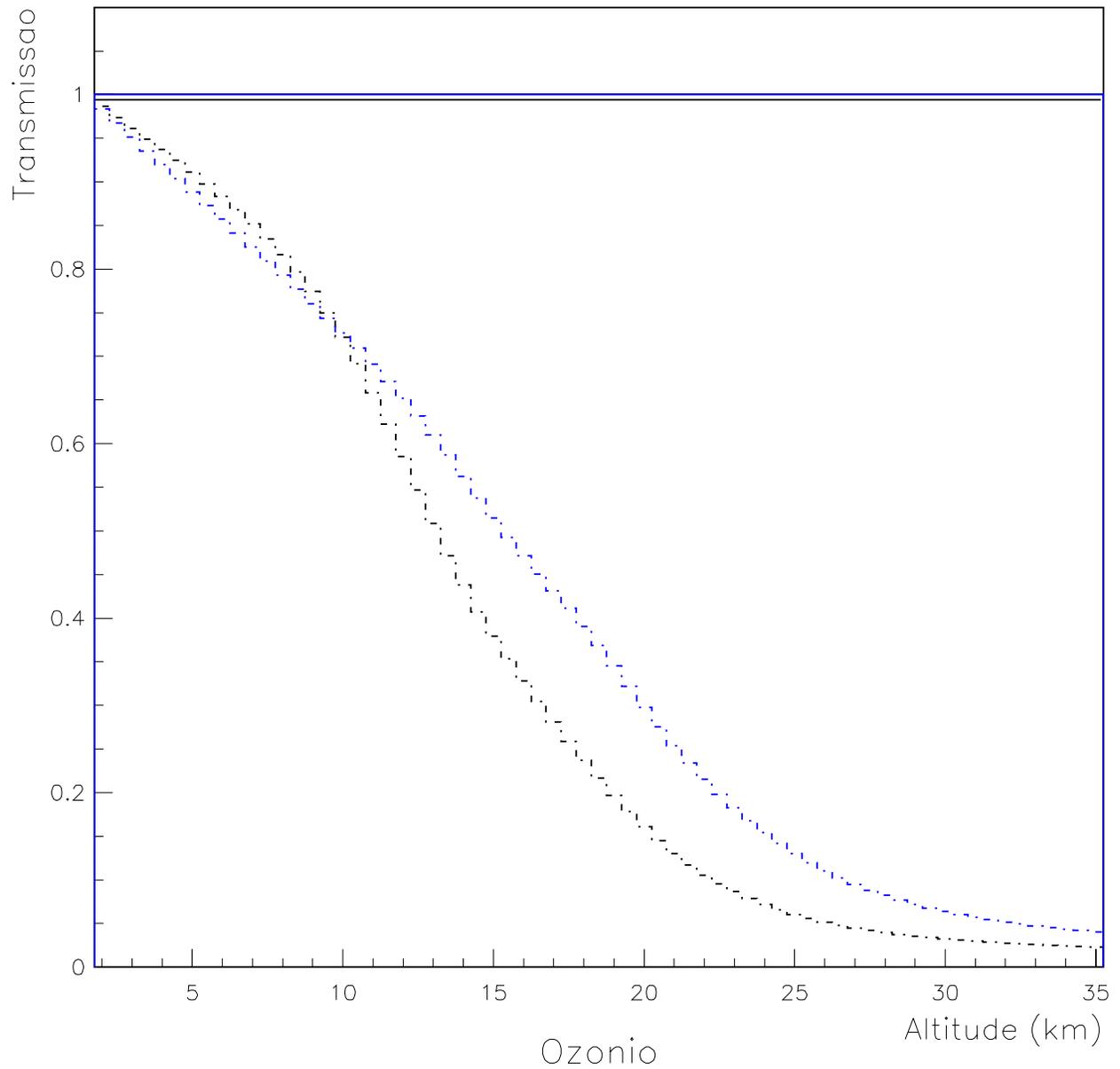


Figura 6.7: Coeficiente de transmissão integral considerando apenas a absorção devido ao ozônio. Linha cheia - 420nm e linha pontilhada - 300nm. Vermelho - *Padrão*, Preto - *Exemplo1* e Azul - *Exemplo2*.

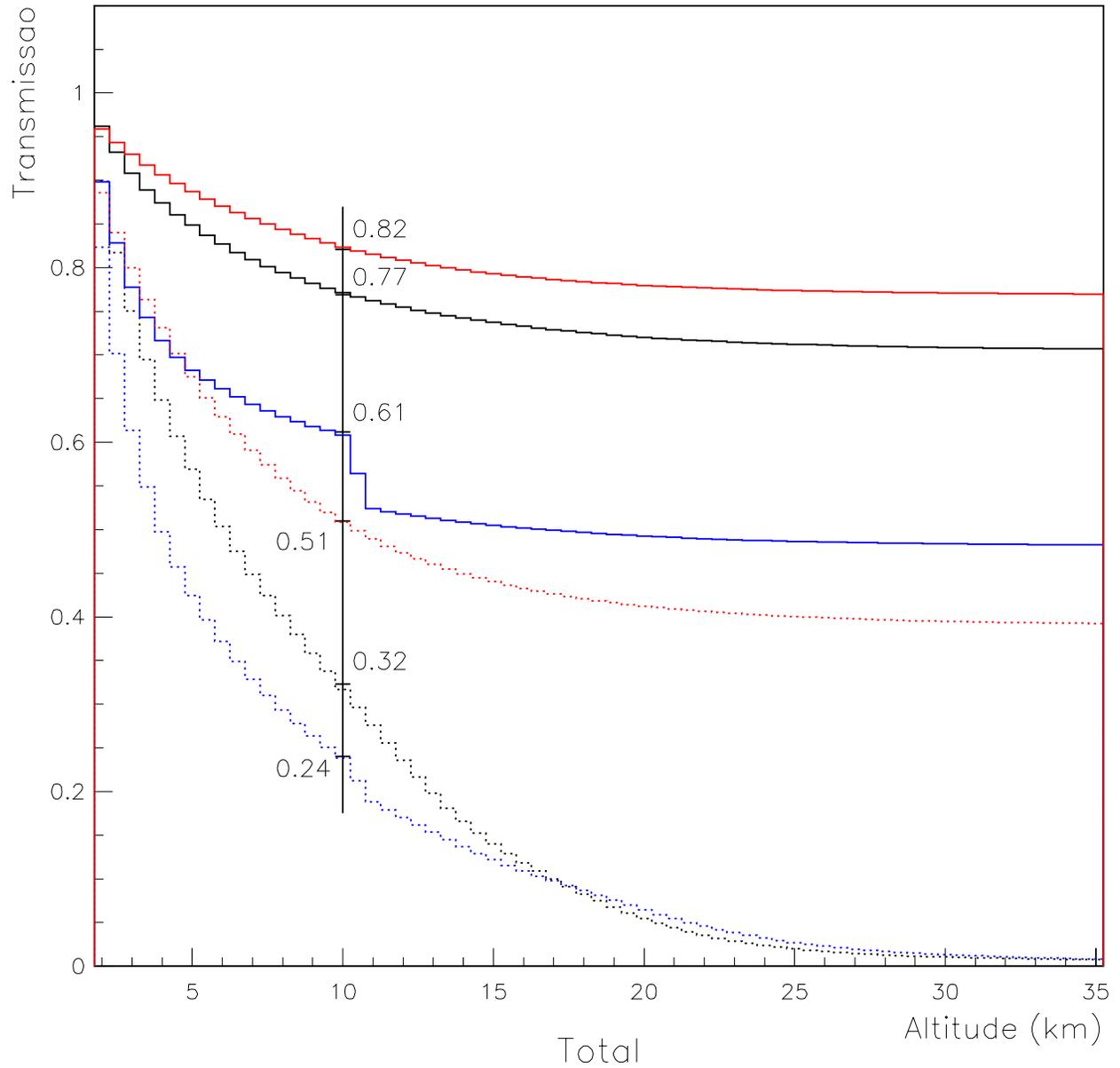


Figura 6.8: Coeficiente de transmissão integral considerando os três efeitos. Linha cheia - 420nm e linha pontilhada - 300nm. Vermelho - *Padrão*, Preto - *Exemplo1* e Azul - *Exemplo2*.

Agora, vemos claramente que é muito importante levar em conta o ozônio e a modelagem do perfil de aerossóis no cálculo da atenuação dos fótons e isso, com certeza, justifica o trabalho na implementação do MODTRAN no FD_Sim.

Capítulo 7

C.A.Mo.Ca. – O PROGRAMA DE SIMULAÇÃO

O objetivo desse capítulo é descrever, em linhas gerais, cada uma das etapas do algoritmo utilizado, na simulação da detecção da luz de fluorescência, pelo programa desenvolvido na Unicamp, o C.A.Mo.Ca. (Campinas Auger MOnTe CARlo).

O algoritmo é descrito pelo diagrama de fluxo de idéias que aparece na figura 7.1.

7.1 O ALGORITMO

Numa primeira etapa, o programa faz a simulação dos chuveiros, a partir dos parâmetros estabelecidos no arquivo de entrada (o apêndice E contém um típico arquivo de entrada do C.A.Mo.Ca.). Nesta etapa, é guardado, para cada chuveiro simulado, o número efetivo de fótons que atingem cada um dos detectores, a partir de cada um dos segmentos do chuveiro (ver seção 7.4 neste capítulo).

Como cada segmento de um chuveiro subtende um ângulo diferente no céu, para cada detector, numa etapa seguinte, esse conjunto de dados sobre a fluorescência tem que ser transformado em um outro, onde tenhamos o número de fótons distribuídos, não em unidades de segmento do chuveiro, mas em pixels.

Esse novo conjunto de dados é então analisado para determinar, utilizando-se os limiares impostos no arquivo de entrada, quais chuveiros são interpretados como detectados. Com essa informação, podemos analisar a eficiência de detecção sob qualquer circunstância desejada. Por exemplo, podemos avaliar quantos por cento dos eventos gerados caíram dentro da área coberta pelos detectores de superfície e foram detectados por pelo menos dois olhos (modo estéreo).

Por último, são gerados os gráficos e são gravados os arquivos de saída (ver apêndice F). Vejamos agora, em detalhe, cada um dos processos envolvidos na simulação.

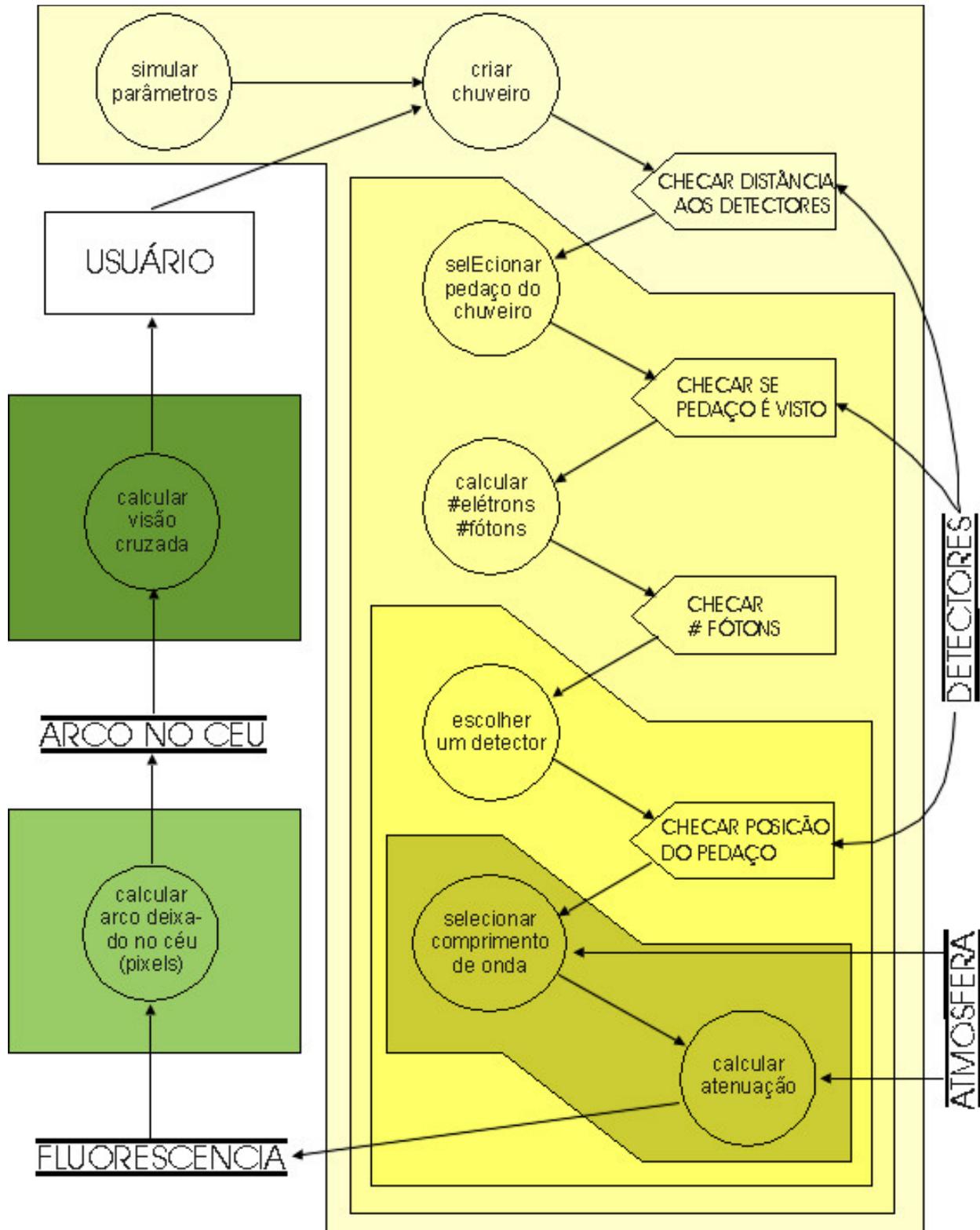


Figura 7.1: Diagrama de fluxo de idéias descrevendo as diversas etapas do algoritmo utilizado no C.A.Mo.Ca.

7.2 CARACTERÍSTICAS DA ATMOSFERA

É claro que, durante o processo de simulação da detecção da luz de fluorescência, iremos precisar de informações sobre a atmosfera. Por exemplo, precisaremos saber a atenuação para fótons e a relação entre profundidade atmosférica e altitude, entre outras coisas.

Para parametrizar a profundidade atmosférica em função da altitude, e vice-versa, utiliza-se a “United States Standards for Atmosphere” e a equação 5.14, ao invés da equação 5.9 para a atmosfera isotérmica.

Para calcular a atenuação dos fótons na atmosfera consideram-se usualmente dois processos: espalhamento molecular (Rayleigh) e espalhamento nos aerossóis (Mie). Porém, na faixa de interesse ao Observatório Auger, $300nm$ a $420nm$, o ozônio desempenha um papel importante na atenuação. Portanto, faz-se uso do MODTRAN que leva em conta esses três fatores.

7.3 CARACTERÍSTICAS DO CHUVEIRO

7.3.1 A Energia

A partícula que dá origem ao chuvaeiro pode ter uma energia arbitrariamente escolhida ou sorteada a partir do espectro primário. Supondo um espectro primário de núcleons na forma de potência:

$$F(E, \chi = 0) = N_0 \left(\frac{E}{1EeV} \right)^{-(\gamma+1)} \quad (7.1)$$

o sorteio da energia é feito da maneira usual.

O número total de núcleons com energia acima de uma certa energia mínima E_0 será dado por:

$$N_{E>E_0} = \int_{E_0}^{\infty} F(E, 0) dE = \frac{N_0 1EeV}{\gamma} \left(\frac{E_0}{1EeV} \right)^{-\gamma} \quad (7.2)$$

Assim, a função de distribuição de energia para os primários é:

$$f(E) dE = \frac{F(E, 0) dE}{N_{E>E_0}} = \gamma \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-(\gamma+1)} \frac{dE}{E_0} \quad (7.3)$$

Essa função nos dá a probabilidade de um primário ter energia entre E e $E + \Delta E$, ou seja, é justamente a função densidade de probabilidade segundo a qual temos que sortear as energias.

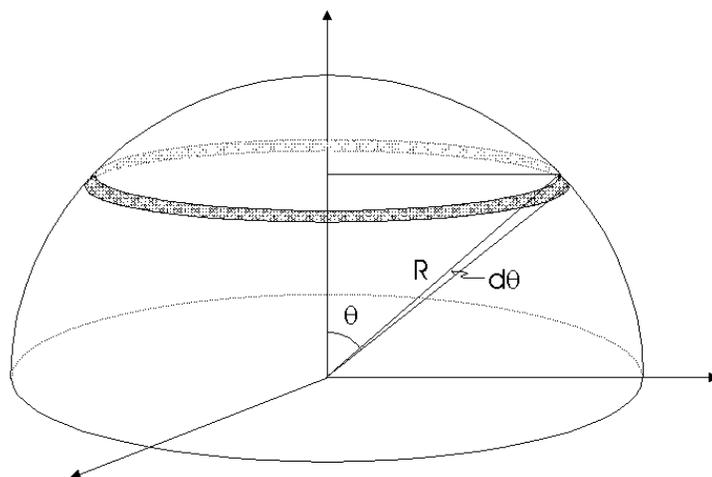


Figura 7.2: Sorteio dos ângulos zenitais. Como as áreas sobre a esfera devem ser iguais, o sorteio não é feito uniforme em θ , mas em $\cos\theta$.

Assim, para sortear segundo essa distribuição, utilizamos o método usual em simulação de Monte Carlo, ou seja, sorteamos uma variável aleatória u^* , uniformemente distribuída em $[0, 1]$ (como será sempre daqui em diante), e exigimos que:

$$\int_{E_0}^{E^*} f(E)dE = \int_0^{u^*} du = u^* \quad (7.4)$$

Portanto, sorteamos as energias dos prótons primários a partir de¹:

$$E^* = E_0 (1 - u^*)^{-\frac{1}{\gamma}} \equiv E_0 (u^*)^{-\frac{1}{\gamma}} \quad (7.5)$$

7.3.2 Ângulo Zenital

Quando da simulação de um chuva, pode-se tanto fixar sua inclinação, permitindo o estudo de um determinado “tipo” de chuva em especial, ou pode-se sortear sua inclinação aleatoriamente.

Supondo que a distribuição angular de raios cósmicos seja isotrópica, sortear um ângulo zenital é equivalente a sortear um ponto sobre uma esfera. Assim, a probabilidade de ter um chuva com ângulo zenital entre θ e $\theta + \Delta\theta$ é a mesma que, dado um ponto qualquer sobre uma esfera, ele estar dentro da área delimitada por esse intervalo angular. A partir da figura 7.2, temos:

¹Se u^* está distribuído uniformemente no intervalo $[0, 1]$, $1 - u^*$ também estará.

$$f(\theta) d\theta = \frac{(2\pi R \sin \theta) (r d\theta)}{4\pi R^2} = \frac{1}{2} \sin \theta d\theta = -\frac{1}{2} d(\cos \theta) \quad (7.6)$$

ou seja, $f(\theta) d\theta$ é simplesmente a proporção entre as áreas da faixa e de toda a esfera. Para sortear segundo essa distribuição, teremos, da mesma forma que em (7.4):

$$\int_0^{\theta^*} f(\theta) d\theta = \int_0^{u^*} du \quad (7.7)$$

$$-\int_0^{\theta^*} \frac{1}{2} d(\cos \theta) = u^* \quad (7.8)$$

Com isso:

$$\cos \theta^* = 1 - 2u^* \quad (7.9)$$

portanto, para sortear o ângulo zenital:

$$\theta^* = \cos^{-1}(v^*) \quad (7.10)$$

onde v^* está distribuída uniformemente em $[-1, 1]$ (como será sempre daqui em diante).

Pode-se também querer sortear um ângulo zenital dentro de uma determinada faixa, por exemplo, $[0, \theta_{\max}]$. Para isso, basta limitar os valores válidos para v^* . Nesse caso, por exemplo, deveríamos limitar $v^* \in [\cos(\theta_{\max}), 1]$.

7.3.3 Ângulo Azimutal

Diferentemente do ângulo zenital, o ângulo azimutal delimita áreas iguais sobre a esfera, pois todos os meridianos possuem o mesmo comprimento, enquanto os paralelos, não (ver figura 7.3).

Logo, é bastante simples sortear o ângulo azimutal, pois sua distribuição é uniforme. Assim:

$$\varphi^* = 2\pi u^* \quad (7.11)$$

Poderíamos fixar uma ângulo azimutal, mas isso não é usual, pois os experimentos têm mostrado que a radiação cósmica primária é isotrópica, para baixas energias, ou seja, aparentemente, os primários chegam igualmente de todas as direções.

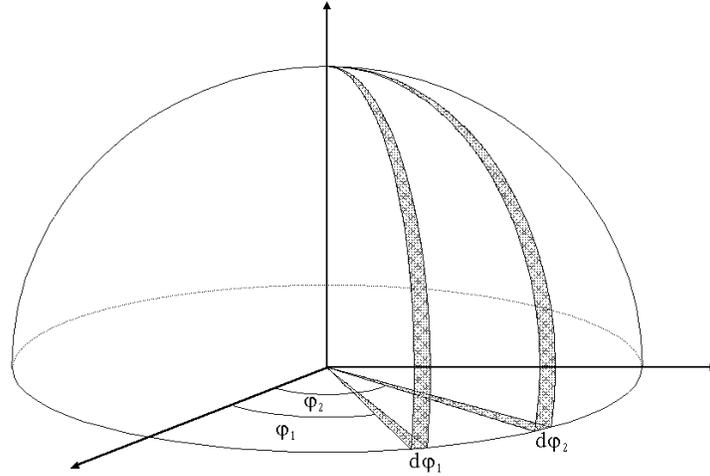


Figura 7.3: Sorteio dos ângulos azimutais. Como as áreas sobre a esfera são iguais, sorteamos uniforme em ϕ .

7.3.4 Ponto de Impacto

Da mesma forma que para o ângulo azimutal, o sorteio do ponto de impacto é bastante simples, pois está uniformemente distribuído sobre toda a área coberta pela experiência. Assim, para sortear o ponto de impacto sobre uma região quadrada de lado L , basta sortear suas duas coordenadas:

$$P^* = \frac{L}{2} (v_1^*, v_2^*) \quad (7.12)$$

7.3.5 Profundidade da Primeira Interação

A probabilidade de um próton sofrer n colisões desde a profundidade $\chi = 0$ até a profundidade χ é dada por:

$$P(n, \chi) = \left(\frac{\chi}{\lambda}\right)^n \frac{e^{-\chi/\lambda}}{n!} \quad (7.13)$$

Portanto, sabemos que a distribuição da profundidade da primeira interação tem que ser proporcional a $P(0, \chi) = \exp(-\chi/\lambda)$, i.e., à probabilidade do próton andar uma distância χ sem interagir. Agora, lembrando que uma distribuição de probabilidade tem que estar normalizada, temos que:

$$\begin{cases} f(\chi) d\chi = A e^{-\chi/\lambda} d\chi \\ \int_0^\infty f(\chi) d\chi = 1 \end{cases} \implies A = \lambda^{-1} \quad (7.14)$$

Portanto:

$$f(\chi) d\chi = \exp\left(\frac{-\chi}{\lambda}\right) \frac{d\chi}{\lambda} \quad (7.15)$$

Essa função nos dá a probabilidade de um hádron sofrer a primeira interação entre χ e $\chi + \Delta\chi$. Da mesma forma que no caso das energias dos prótons primários, sortearmos a profundidade da primeira interação a partir de:

$$\chi_0^* = -\lambda \ln(u^*) \quad (7.16)$$

7.3.6 A Profundidade do Máximo

Como dissemos antes, o desenvolvimento de um chuvaeiro está sujeito a flutuações e a profundidade do máximo do chuvaeiro está aproximadamente distribuída segundo uma normal. A figura 7.4 mostra a distribuição de χ_{\max} para quatro combinações de modelos hadrônicos e programas de simulação, iniciados por próton e ferro, segundo simulação de chuvaeiros feita por C.Pryke [27]. Os modelos aparecem na tabela 7.1.

	Programa	Alta Energia	Baixa Energia	Eletromag.
mocspl	MOCCA	Interno	Interno	Interno
mocsib	MOCCA	Sibyll	Interno	Interno
corsib	CORSIKA	Sibyll	GEISHA	EGS4
corqgs	CORSIKA	QGSjet	GEISHA	EGS4

Tabela 7.1: Sumário do modelos de interação hadrônica e programas de simulação.

Podemos observar das simulações, que o desvio padrão característico da distribuição de χ_{\max} é aproximadamente $\tilde{\chi}_{\max} \cong 50g/cm^2$. Esse valor depende muito fracamente de χ_0 e é praticamente constante em toda a faixa de energia de interesse.

A profundidade média do máximo do chuvaeiro a partir da profundidade da primeira interação, isto é, $(\bar{\chi}_{\max} - \chi_0)$, depende diretamente da energia e da massa do primário. Para chuvaeiros iniciados por prótons a dependência com a energia é aproximadamente dada por:

$$\bar{\chi}_{\max} \cong \chi_0 + 725g/cm^2 + 55g/cm^2 \cdot \text{Log}_{10}\left(\frac{E}{1EeV}\right) \quad (7.17)$$

Portanto, para sortear a profundidade do máximo de interação, teremos que sortear a partir da seguinte gaussiana:

$$f(\chi_{\max})d\chi_{\max} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\chi_{\max} - \bar{\chi}_{\max}}{\tilde{\chi}_{\max}}\right)^2\right] \frac{d\chi_{\max}}{\tilde{\chi}_{\max}} \quad (7.18)$$

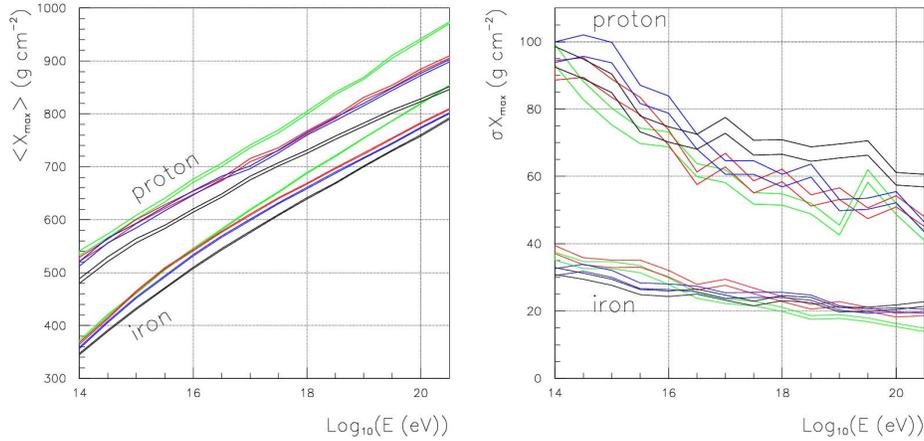


Figura 7.4: Distribuição da profundidade do máximo χ_{\max} em função da energia para quatro combinações de modelos e programas de simulação, iniciados por próton e ferro. Os modelos correspondem a: mocspl-verde, mocsib-vermelho, corsib-azul e corqgs-preto. *Créditos Clem Pryke - Universidade de Chicago.*

Lembrando que podemos parametrizar uma gaussiana qualquer a partir de uma gaussiana simples (média 0 e $\sigma = 1$), sorteamos χ_{\max}^* utilizando:

$$\chi_{\max}^* = \bar{\chi}_{\max} + \tilde{\chi}_{\max} \cdot z^* \quad (7.19)$$

onde z^* está distribuído segundo uma gaussiana simples. Agora, para sortear z^* , utilizamos a referência [19]:

$$z^* = \cos(2\pi u_1^*) \sqrt{-2 \ln u_2^*} \quad (7.20)$$

7.4 O CONCEITO DE CAMADAS

Como dito previamente, a luz de fluorescência é emitida isotropicamente com uma intensidade proporcional ao número de partículas carregadas no chuveiro e à distância percorrida. Isso nos causa um problema uma vez que o número de partículas em cada ponto do chuveiro, como dado pelo equação 3.6, é diferente mas precisamos considerar um certo número fixo de partículas carregadas se deslocando na atmosfera para podermos calcular o número de fótons de fluorescência emitidos.

Para resolvê-lo, dividimos a atmosfera e o chuveiro em camadas e consideramos todas as suas variáveis e características constantes dentro de cada camada (ver figura 7.5). É claro que para esse procedimento descrever bem a realidade, precisamos fazer as camadas tão pequenas quanto o erro que podemos admitir.

Assim, dividimos o chuveiro em segmentos de $1g/cm^2$ ao longo do seu eixo e encontramos um número médio de elétrons para a camada, de acordo com o perfil longitudinal adotado, que será o número de elétrons do chuveiro enquanto a frente do mesmo passa através do segmento.

Cada segmento do chuveiro irá determinar uma camada na atmosfera que terá no máximo $1g/cm^2$, no caso de chuveiros verticais, e $\cos \theta g/cm^2$, no caso de chuveiros não verticais. Em cada faixa, iremos considerar todas as características da atmosfera, como densidade, temperatura, pressão e livre caminho médio dos fótons, constantes.

7.5 FLUORESCÊNCIA

7.5.1 O Número de Elétrons no Chuveiro

O perfil longitudinal do chuveiro é adotado segundo a parametrização usual de Gaisser-Hillas (equação 3.6) e encontramos, para cada segmento do chuveiro, um número médio de elétrons.

A maneira mais simples de fazê-lo é simplesmente considerar o número de elétrons no meio do segmento como o número médio. Se for necessária uma precisão melhor (no caso de segmentos muito longos) pode-se encontrar o número médio da maneira usual:

$$\overline{N}_e(\chi \in [\chi_i, \chi_f]) = \frac{1}{\chi_f - \chi_i} \int_{\chi_i}^{\chi_f} N_e(\chi) d\chi \quad (7.21)$$

7.5.2 O Número de Fótons Emitidos

Os fótons são emitidos isotropicamente, a uma razão constante de $N_f = 4.8$ fótons/elétron/m, na faixa de $310nm$ a $440nm$ (seção 4.1.1). Assim, tendo-se determinado o número de elétrons no chuveiro, o número de fótons emitidos é dado simplesmente pela aplicação da expressão (4.1), integrando-se sobre o caminho percorrido no segmento.

$$\int dN_\gamma = N_f \overline{N}_e \int dl = N_f \overline{N}_e \Delta l \quad (7.22)$$

$$N_\gamma(\chi) = 4.8 \overline{N}_e(\chi) \frac{\Delta h}{\cos \theta} \quad (7.23)$$

Para se calcular a diferença de altitude entre o início e o fim do segmento, pode-se utilizar a relação (5.7) entre profundidade e a altitude:

$$\chi = \chi_0 e^{-h/H_0} \sec \theta \implies h = -H_0 \ln \left[\frac{\chi}{\chi_0} \cos \theta \right] \quad (7.24)$$

Segue que:

$$\Delta h = -H_0 \frac{\Delta \chi}{\chi} \quad (7.25)$$

onde $H_0 \approx 7.5km$ [1] é a altura de escala da atmosfera. Lembrando que os segmentos do chuvaire possuem $1g/cm^2$, então a diferença de altitude na camada é simplesmente $\Delta h = 7.5/\chi$ quilômetros, onde χ é dado em g/cm^2 .

É claro que essa é apenas uma expressão aproximada uma vez que a equação 5.7 segue o modelo de atmosfera isotérmica. O que é feito no programa é utilizar os dados da U.S.S.A. e a expressão 5.14.

7.6 O COMPRIMENTO DE ONDA DOS FÓTONS

O espectro de emissão dos fótons a ser adotado é aquele medido no ultravioleta próximo (Figura 4.1) e, em particular, estaremos interessados nos fótons da faixa $300nm$ a $420nm$.

Para sortear o comprimento de onda dos $N_\gamma(\chi)$ fótons produzidos em cada segmento do chuvaire, o ideal é não utilizar a curva contínua do espectro de emissão do nitrogênio, mas discretizá-la em bins de tamanho apropriado, por exemplo, $10nm$, como aparece na Figura 7.6. É necessário que esse “histograma” esteja normalizado, sobre a região espectral onde determinamos N_γ , para que a probabilidade de um fóton produzido possuir comprimento de onda em um dado bin seja proporcional à área do bin.

Para construir o histograma normalizado, procedemos da maneira usual, utilizando o teorema do valor médio. Se o i –ésimo bin começa em λ_i e termina em λ_{i+1} , a sua altura h_i é dada por:

$$h_i = \frac{1}{\lambda_{i+1} - \lambda_i} \int_{\lambda_i}^{\lambda_{i+1}} f(\lambda) d\lambda \cdot \left(\int_{310nm}^{440nm} f(\lambda) d\lambda \right)^{-1} \quad (7.26)$$

onde $f(\lambda)$ é o espectro de emissão.

O que fazemos, então, é simplesmente calcular o número de fótons produzidos em cada bin $N_\gamma(i)$ de comprimento de onda:

$$N_\gamma(i) = N_\gamma * h_i (\lambda_{i+1} - \lambda_i) \quad (7.27)$$

7.7 CARACTERÍSTICAS DO DETECTOR

Como não poderia deixar de ser, a geometria dos detectores é fundamental na simulação da detecção da luz de fluorescência. Essa geometria, obviamente, depende da montagem experimental e muda de acordo com o local e configuração de detectores que adotamos durante a simulação.

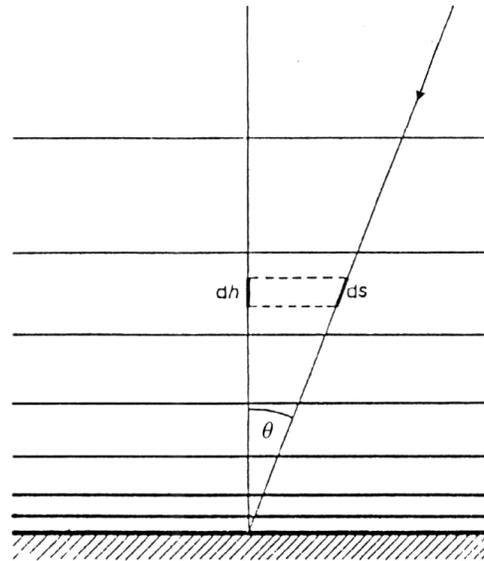


Figura 7.5: Divisão da atmosfera em camadas de $1g/cm^2$ ao longo do eixo do chuveiro. Ao nível do mar, os intervalos correspondem a $\sim 9m$, enquanto que a $30km$ de altitude, a $\sim 660m$.

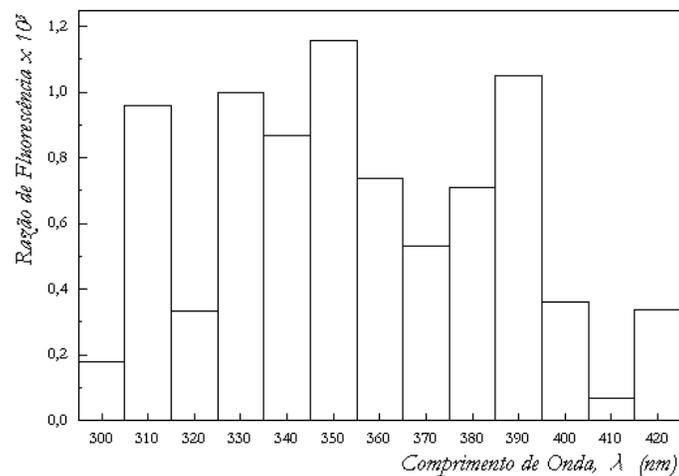


Figura 7.6: Espectro de fluorescência do nitrogênio, na faixa de interesse para o Observatório Pierre Auger, dividido em bins de $10nm$. A curva está normalizada de modo que a integral na faixa de $220nm$ a $500nm$ seja igual à unidade.

As principais características geométricas que precisamos saber são as seguintes: 1) a posição de cada detector, 2) sua abertura zenital e 3) sua abertura azimutal. Os detectores imaginados para o Observatório Auger Sul possuem uma abertura zenital de 30° a partir de 2° com o horizonte e uma abertura azimutal que depende da configuração a ser adotada.

7.8 ATENUAÇÃO

Nem todos os fótons de fluorescência produzidos irão ser coletados pelos olhos. Ao longo da propagação dos fótons, de cada segmento do chuveiro, até os detectores, há vários fatores de atenuação que devem ser levados em consideração.

7.8.1 Emissão Isotrópica

As moléculas de N_2 estão praticamente paradas na atmosfera e, por isso, a luz de fluorescência produzida é emitida igualmente em todas as direções. Como apenas os fótons emitidos na direção de um dado detector poderão ser detectados, devemos levar isso em consideração no cálculo do número de fótons recebidos por cada olho.

O ângulo sólido (Figura 4.4) subtendido por um detector, a partir de um segmento do chuveiro, é dado por:

$$\Omega_{\text{det}} = \frac{A}{R^2} \quad (7.28)$$

onde A é a área efetiva de detecção e R é a distância do segmento ao detector. Assim, apenas uma fração $f = \Omega_{\text{det}}/4\pi$ dos fótons produzidos no segmento, foram emitidos na direção do olho e o número de fótons de fluorescência fica reduzido a:

$$N'_\gamma = N_\gamma \frac{A}{4\pi R^2} \quad (7.29)$$

7.8.2 Atmosfera

Os principais mecanismos de atenuação dos fótons na atmosfera são dois: espalhamentos, por moléculas e aerossóis, e absorção, principalmente pelo ozônio.

Dessa forma, o número de fótons que chega ao detector fica reduzido a:

$$N''_\gamma = N'_\gamma \cdot T_{\text{mol}} \cdot T_{\text{aer}} \cdot T_{\text{oz}} \quad (7.30)$$

onde T_{mol} , T_{aer} e T_{oz} são os coeficientes de transmissão na atmosfera devido ao espalhamento molecular e aerossol e ao ozônio.

7.8.3 Detector

Além das atenuações citadas, devemos considerar também as atenuações no próprio aparelho de detecção. As fontes mais importantes de atenuação do número de fótons, nesse caso, são: a transmissividade do filtro e a eficiência das *PMTs*, que aparecem na Figura 7.7, e a refletividade do espelho. Assim o número de fótons de fluorescência detectados é dado por:

$$N_{\gamma}''' = N_{\gamma}'' \cdot T_{filt} \cdot T_{PMT} \cdot R_{mir} \quad (7.31)$$

onde T_{filt} e T_{PMT} são as transmitâncias do filtro e da *PMT*, e R_{mir} é a refletividade do espelho.

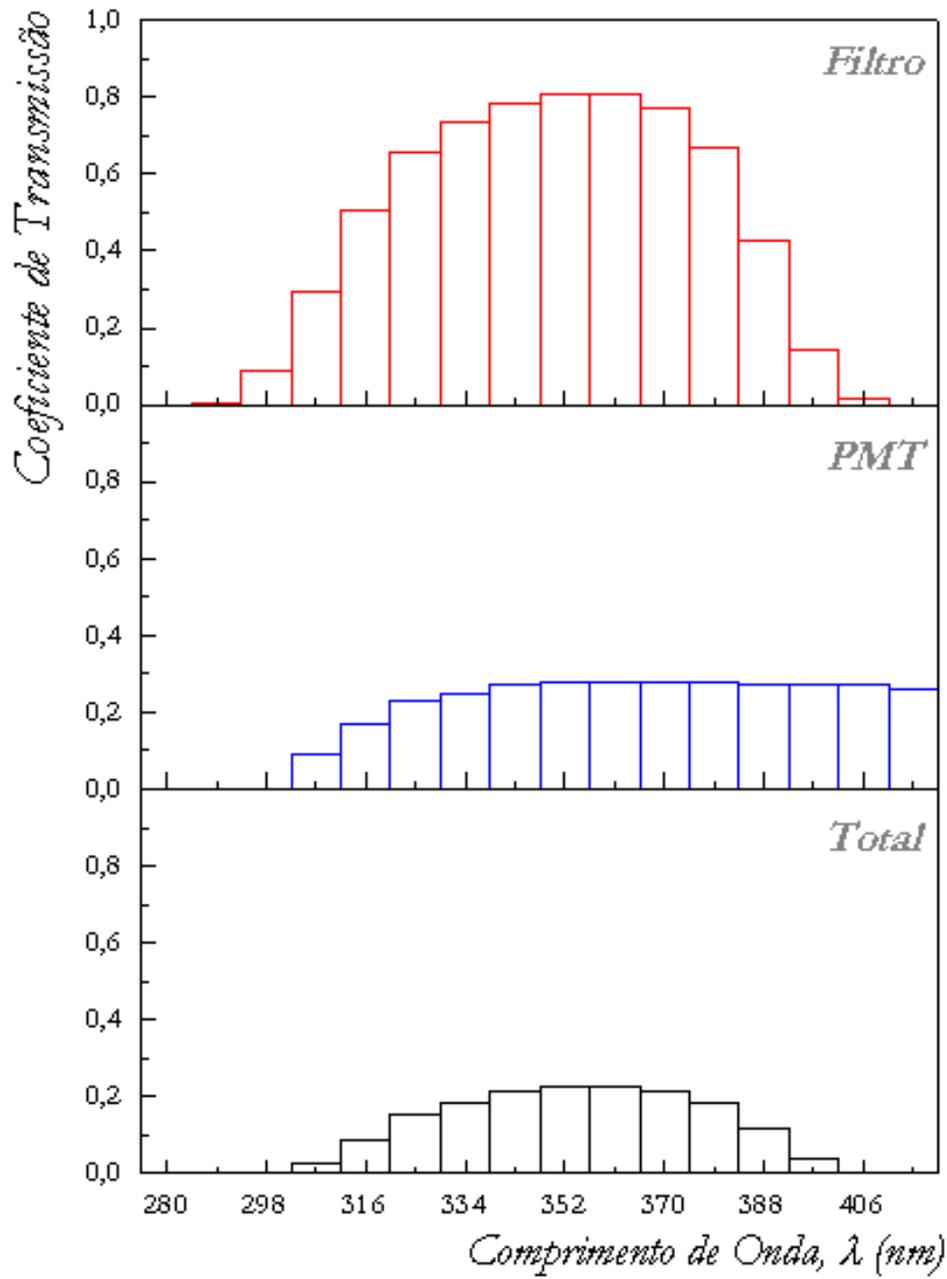


Figura 7.7: Atenuação do número de fótons coletados devido ao Filtro e a PMT utilizados no HiRes.

Capítulo 8

COMPARAÇÃO ENTRE C.A.Mo.Ca. E FD_Sim

Dada a existência dos dois programas de simulação fez-se essencial uma comparação entre os dois programas a fim de checar a consistência dos resultados e encontrar possíveis erros. Iremos apresentar inicialmente os pontos onde os dois programas estavam implementados de maneira diferente e o que foi feito para equalizar tais diferenças.

Uma vez sendo utilizadas as mesmas hipóteses (inclusive sobre a atenuação na atmosfera), esperaríamos que ambos os programas apresentassem resultados compatíveis. Porém não foi isso o que ocorreu. Apresentaremos, então, os resultados dessa comparação, onde analisamos os parâmetros de impacto, mostramos o alcance médio dos telescópios e os pontos de impacto dos chuveiros detectados.

8.1 DIFERENÇAS

Após um estudo detalhado da implementação dos dois programas, isto é, do código fonte dos mesmos, dividimos as diferenças em três categorias: a modelagem da física envolvida, a implementação das características do experimento e, por último, o algoritmo utilizado.

8.1.1 Modelagem Da Física Envolvida

Foram quatro os aspectos em que os dois programas diferiram quanto a modelagem da física: a modelagem da atmosfera, da luz de fundo, da distribuição angular dos primários e a fluorescência do nitrogênio.

A atmosfera

Como sabíamos de início, a modelagem da atenuação da luz de fluorescência na atmosfera estava implementada de maneira diferente. O C.A.Mo.Ca. utiliza o MODTRAN, enquanto que o FD_Sim utiliza as fórmulas clássicas para o espalhamento Rayleigh e Mie. Como mostrado no capítulo 6, a diferença entre as duas modelagens é significativa.

O que fizemos então foi implementar no C.A.Mo.Ca. as subrotinas que são utilizadas pelo FD_Sim para calcular a atenuação clássica.

A luz de fundo

O número de fótons de fundo é dado pela equação 4.4:

$$N_{BG} = \sqrt{40\varepsilon A\Omega T}$$

onde consideramos que o ângulo sólido Ω , em graus quadrados, é o ângulo sólido subtendido pela PMT. A diferença entre os dois programas estava no cálculo do ângulo sólido. Enquanto estávamos usando $\Omega = \pi(1.5^\circ)^2/4$, no FD_Sim estava implementado $\Omega = (1.5^\circ)^2$.

O que fizemos foi alterar o nosso ângulo sólido para deixar os dois iguais.

A distribuição angular

Como explicado na seção 7.3.2, o C.A.Mo.Ca. utiliza uma distribuição angular que supõe os raios cósmicos primários isotrópicos. Porém, essa hipótese não é um consenso entre os físicos e muitas vezes utiliza-se a hipótese de fluxo vertical isotrópico no topo da atmosfera. Nesse caso, a distribuição angular 7.6 apresenta um termo em $\cos\theta$, vindo da projeção do fluxo isotrópico sobre a unidade de área para um dado ângulo zenital.

De uma maneira geral, a distribuição angular pode ser expressa como:

$$f(\theta)d\theta = \cos^N d(\cos\theta) \quad (8.1)$$

onde a hipótese de distribuição isotrópica corresponde a $N = 0$ e a hipótese de fluxo isotrópico, a $N = 1$. Como o FD_Sim nos permite determinar um valor para N , o que fizemos foi manter a distribuição utilizada no C.A.Mo.Ca. e colocar $N = 0$ no FD_Sim.

A fluorescência do nitrogênio

Os dados sobre a razão de fluorescência usualmente utilizados são os que aparecem nos trabalhos do grupo do Fly's Eye [2, figura 3], onde é dado $N_\gamma = 4.8\text{fot/ele/m}$ na faixa de aceitação das PMT utilizadas (310nm a 440nm).

Portanto, fazendo uma proporção entre as áreas (ver figura 4.1), encontramos, na faixa de interesse para o Observatório Auger (300nm a 420nm), $N_\gamma = 4.78\text{fot/ele/m}$.

Nesse caso, ambos os programas estavam utilizando outros valores. Enquanto o FD_Sim subestimava o valor, utilizando $N_\gamma = 4$, o C.A.Mo.Ca. superestimava, com $N_\gamma = 5.28\text{ fot/ele/m}$.

O que fizemos foi ajustar o parâmetro N_γ , na entrada dos dois programas, para 4.78.

8.1.2 Características Do Experimento

A implementação das características do experimento diferiram em dois pontos principais: quanto à caracterização do aparato experimental (hardware) e quanto às condições de cortes e limiares de aceitação exigidos pela colaboração.

Hardware

De uma maneira geral, toda a parte de definição do aparato experimental que será utilizado no sítio sul teve que ser implementado no C.A.Mo.Ca. pois estávamos utilizando os primeiros dados que constavam do Design Report.

Assim, a área efetiva de coleção, que estávamos assumindo como 1.54m^2 , foi alterada para:

$$A = 0.65 \times \pi \times (0.85\text{m})^2 \simeq 1.48\text{m}^2 \quad (8.2)$$

onde é considerado um obscurecimento de 65% devido à sombra do conjunto de PMT e um diafragma de 85cm de raio. Além disso, como os espelhos ainda não foram construídos, não temos medidas das suas refletividades e tivemos que mudar o valor que estávamos utilizando, 90% (seguindo os dados do HiRes), para 100%, como está no FD_Sim.

Além disso, tivemos que definir as várias alternativas que estão em pauta para a configuração dos detectores de fluorescência e de superfície: Pocitos, Puntillas e Coihecos.

Limiares

Algumas condições de corte são geralmente impostas nos programas de simulação para torná-los mais eficientes. Em particular, está sendo usada, em ambos os programas, uma condição de corte sobre a distância Rp dos chuveiros simulados até os telescópios.

Após um ajuste, ambos os programas estão utilizando $Rp_{\text{max}} = 50\text{km}$ e $Rp_{\text{min}} = 1\text{km}$. A distância máxima é usada para acelerar a simulação, fazendo com que o programa não siga chuveiros que estão muito longe dos detectores e que não darão um sinal significativo. Já a distância mínima serve para eliminar os chuveiros que não seriam vistos por causa da contaminação na luz Čerenkov direta.

Os limiares de aceitação atualmente requeridos pela colaboração são de pelo menos 5 PMT contíguas, com razão sinal/ruído > 3 , para considerar que o chuveiro foi visto por um dado telescópio.

8.2 RESULTADOS

Mesmo tendo equalizado as diferenças entre os dois programas, não poderíamos comparar diretamente os resultados devido às flutuações intrínsecas ao processo de simulação. Por isso, implementamos no C.A.Mo.Ca. a leitura dos chuveiros simulados com o FD_Sim. Portanto, nos resultados que iremos apresentar, o C.A.Mo.Ca. foi utilizado apenas para analisar os chuveiros simulados com o FD_Sim.

Alguns resultados preliminares mostraram que os dois programas dão um resultado significativamente diferente, principalmente para os eventos binoculares. Como na simulação de um grande número de eventos perdemos a intuição sobre a particularidade de cada chuveiro, foi necessário analisarmos a resposta dos dois programas para um conjunto pequeno de chuveiros, buscando encontrar a razão da discrepância.

8.2.1 Eventos Isolados

Geramos um conjunto de apenas 10 chuveiros, com $10^{19}eV$ e ângulos de até 60° , sobre a configuração de Puntillas, e os analisamos com FD_Sim e com o C.A.Mo.Ca.. Os chuveiros simulados estão na tabela 8.1:

ID	Posição		Orientação		Profundidade	
	X	Y	θ	ϕ	χ_0	χ_{\max}
1	11.1	39.3	32.6	320.6	275.3	935.3
2	-15.8	-3.0	53.5	26.6	59.4	757.4
3	-36.1	7.2	42.1	342.6	11.4	749.1
4	-18.9	-14.6	1.6	205.1	15.3	832.7
5	-2.0	-31.1	34.9	300.7	12.0	750.9
6	33.3	-16.4	41.2	354.2	36.6	950.7
7	15.0	15.5	42.2	229.1	5.1	687.0
8	-29.1	8.5	11.5	7.1	24.0	743.0
9	-29.0	5.9	7.4	171.6	48.8	781.8
10	-0.6	42.8	52.6	106.3	33.8	932.1

Tabela 8.1: Simulação de 10 chuveiros com o FD_Sim. Energia de $10^{19}eV$ e ângulos de até 60° . A posição do ponto de impacto está dada em km , os ângulos estão em graus e as profundidades estão em g/cm^2 .

Os eventos simulados também aparecem na figura 8.1, onde a direção das setas indica o ângulo azimutal e, seu comprimento, o ângulo zenital. A resposta, segundo os dois programas, para cada um dos eventos está dada na tabela 8.2.

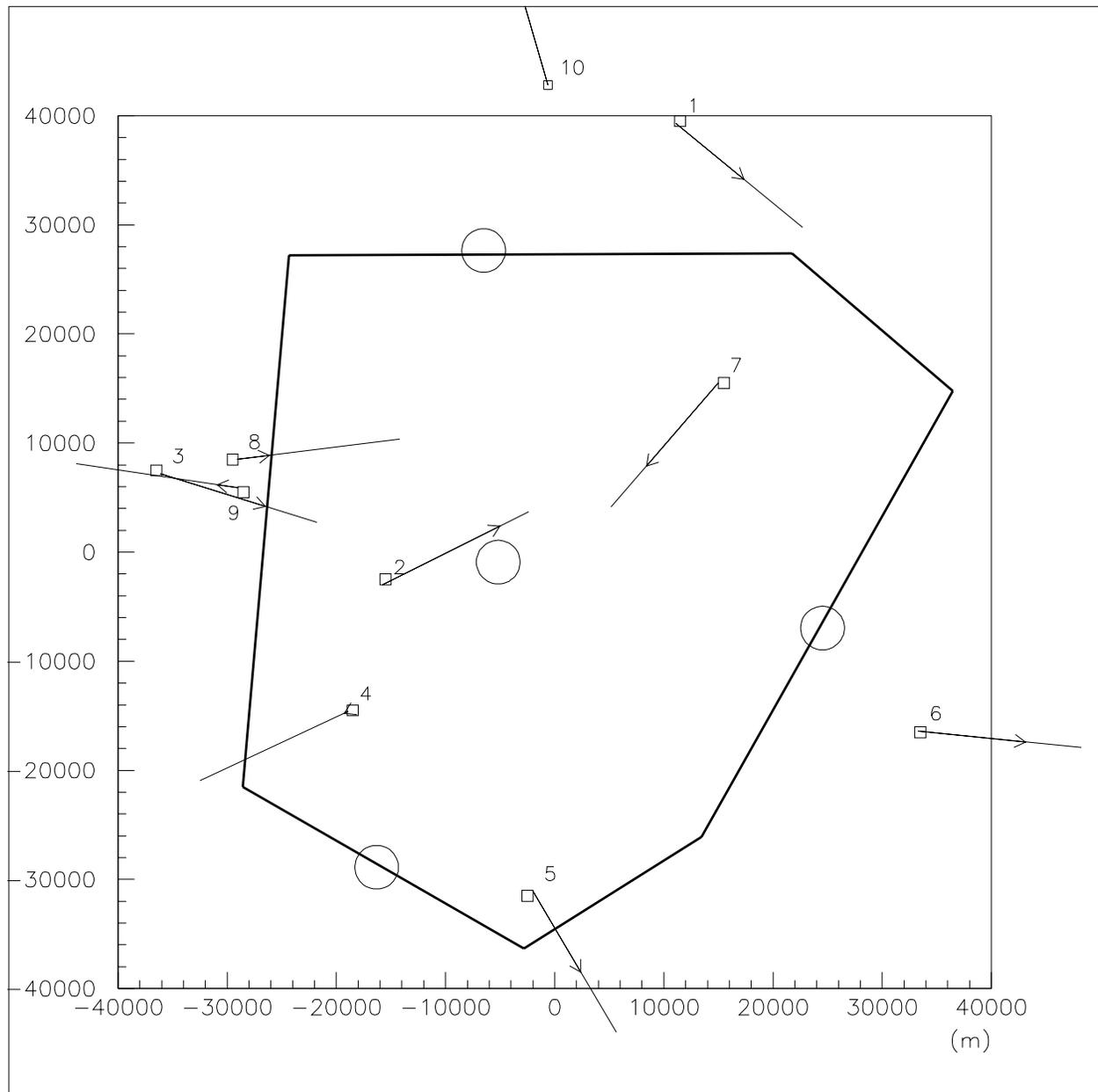


Figura 8.1: Simulação de 10 chuviscos com o FD_Sim – Energia de $10^{19}eV$ e ângulos de até 60° . As setas correspondem à projeção no plano dos segmentos de $15km$, quando colocados na direção do eixo do chuvisco. Assim a razão entre a seta e o segmento vale $sen\theta$.

Detectores de Fluorescência												
ID	Central(1)			Sul(2)			Leste(3)			Norte(4)		
	Rp	CA	FD	Rp	CA	FD	Rp	CA	FD	Rp	CA	FD
1	42.8	NT	NT	72.5	NT	NT	43.1	NT	NT	20.8	NT	NT
2	6.9	T	T	24.0	T	T	29.7	T	NT	26.6	T	NT
3	23.8	T	NT	36.0	T	NT	46.3	NT	NT	32.7	T	NT
4	19.4	T	T	14.5	T	T	44.1	NT	NT	44.0	NT	NT
5	25.9	T	T	13.4	T	T	35.6	T	NT	50.5	NT	NT
6	32.1	NT	NT	40.2	NT	NT	11.1	NT	NT	51.8	NT	NT
7	19.5	T	T	40.3	NT	NT	26.2	T	T	24.5	T	T
8	25.3	T	NT	39.5	NT	NT	54.9	NT	NT	29.2	T	NT
9	24.5	T	NT	36.9	NT	NT	54.5	NT	NT	31.1	NT	NT
10	29.9	NT	NT	52.8	NT	NT	34.5	NT	NT	12.9	NT	NT

Tabela 8.2: Resposta dos dois programas de simulação para o conjunto de 10 eventos. Para cada detector, é mostrado o parâmetro de impacto, em km , e as respostas do C.A.Mo.Ca. (CA) e do FD_Sim (FD): **T** se o evento foi visto (trigger) ou **NT** se o evento não foi visto (non-trigger).

O FD_Sim aparentemente está vendo menos eventos do que deveria. Se olharmos para a figura 8.1, em particular para os eventos 2, 3 e 8, temos a impressão que a resposta do FD_Sim não segue a nossa intuição geométrica.

Segundo o FD_Sim, o evento 2 não foi visto pelos olhos Leste e Norte, apesar de geometricamente passar bem entre os dois, enquanto que, segundo o C.A.Mo.Ca., ele foi visto por esses olhos. Já com o evento 3, a resposta do C.A.Mo.Ca. foi que os olhos Central e Sul viram o evento, enquanto que o FD_Sim diz que o evento não foi detectado por nenhum olho. O mesmo ocorreu com o evento 8, mas em relação aos olhos Central e Norte.

8.2.2 Simulação

Para ter uma visão global da diferença entre os dois programas simulamos, com o FD_Sim, 1500 chuveiros verticais e 5000 com ângulos zenitais até 60° , ambos com energia $10^{19}eV$, com os detectores dispostos segundo a configuração de Puntillas.

Nas figura 8.2, 8.3, 8.4 e 8.5, aparecem os histogramas dos Rp 's, segundo o C.A.Mo.Ca. e o FD_Sim, para os eventos verticais e inclinados, respectivamente. Como no caso anterior, a numeração dos olhos refere-se a: 1-Central, 2-Sul, 3-Leste e 4-Norte.

Aparecem, na primeira coluna de cada uma das figuras, os histogramas dos parâmetros de impacto para cada um dos olhos que passaram os limiares impostos. Na segunda coluna, estão os Rp 's dos olhos que não tiveram a condição de trigger satisfeita. Assim, cada even-

to simulado contribuiu com dados para as quatro linhas sendo que exclusivamente para a primeira ou segunda colunas.

Na terceira coluna, os dois primeiros histogramas referem-se às médias dos quatro $Rp's$, para os eventos que foram detectados e não detectados, ou seja, eventos onde pelo menos um olho satisfaz a condição de trigger e eventos onde nenhum olho satisfaz o trigger, respectivamente. Em particular, o primeiro histograma não nos dá uma informação muito precisa pois as médias são feitas sobre todos os olhos, os seja, sobre olhos que viram e não viram o evento. Nesse caso, cada evento simulado contribuiu com dados ou para o primeiro histograma, ou para o segundo histograma.

Ainda na terceira coluna, os dois últimos histogramas referem-se às médias dos $Rp's$ sobre os olhos que viram e não viram os eventos. Ou seja, dado um evento, foi calculado a média dos $Rp's$ para os olhos que o viram e esse dado foi adicionado ao primeiro histograma. Ao mesmo tempo, foi calculada a média dos $Rp's$ sobre os olhos que não viram o evento e esse dado foi colocado no segundo histograma. Nesse caso, cada evento simulado contribuiu para pelo menos um dos histogramas.

Mostramos, na tabela 8.3, um quadro resumo de todos esses resultados, onde estão listados os $Rp's$ médios dos olhos que satisfizeram a condição de trigger, segundo cada um dos programas, para os chuveiros verticais e inclinados.

ALCANCE MÉDIO $Rp(km)$		
Programa	Rp	σ_{Rp}
C.A.Mo.Ca. – vertical	20.9	6.1
FD_Sim – vertical	15.1	5.2
C.A.Mo.Ca. – inclinado	24.0	6.7
FD_Sim – inclinado	16.3	4.7

Tabela 8.3: Quadro resumo dos histogramas dos parâmetros de impacto.

Essa diferença de $\sim 16km$ para $\sim 22km$ no alcance médio dos detectores é bastante significativa pois a distância média entre os olhos é da ordem de $30km$. Isso provoca uma diferença muito grande na área de interseção das regiões “visíveis”, ou seja, no número de eventos detectados binocularmente (por pelo menos dois olhos).

Nas figuras 8.6 a 8.9, aparecem os pontos de impacto dos eventos detectados para quatro diferentes modos de detecção: monocular e binocular, com e sem o olho central. As eficiências estão dadas na tabela 8.4.

Como esperado, a eficiência de detecção para os chuveiros inclinados é significativamente maior do que para chuveiros verticais. Além disso, vemos que o olho central é fundamental na detecção dos eventos binoculares.

É ainda evidente a grande diferença, principalmente no modo binocular, consequência da diferença entre os $Rp's$ médios. Fica claro que é necessário checar os dois programas, pois

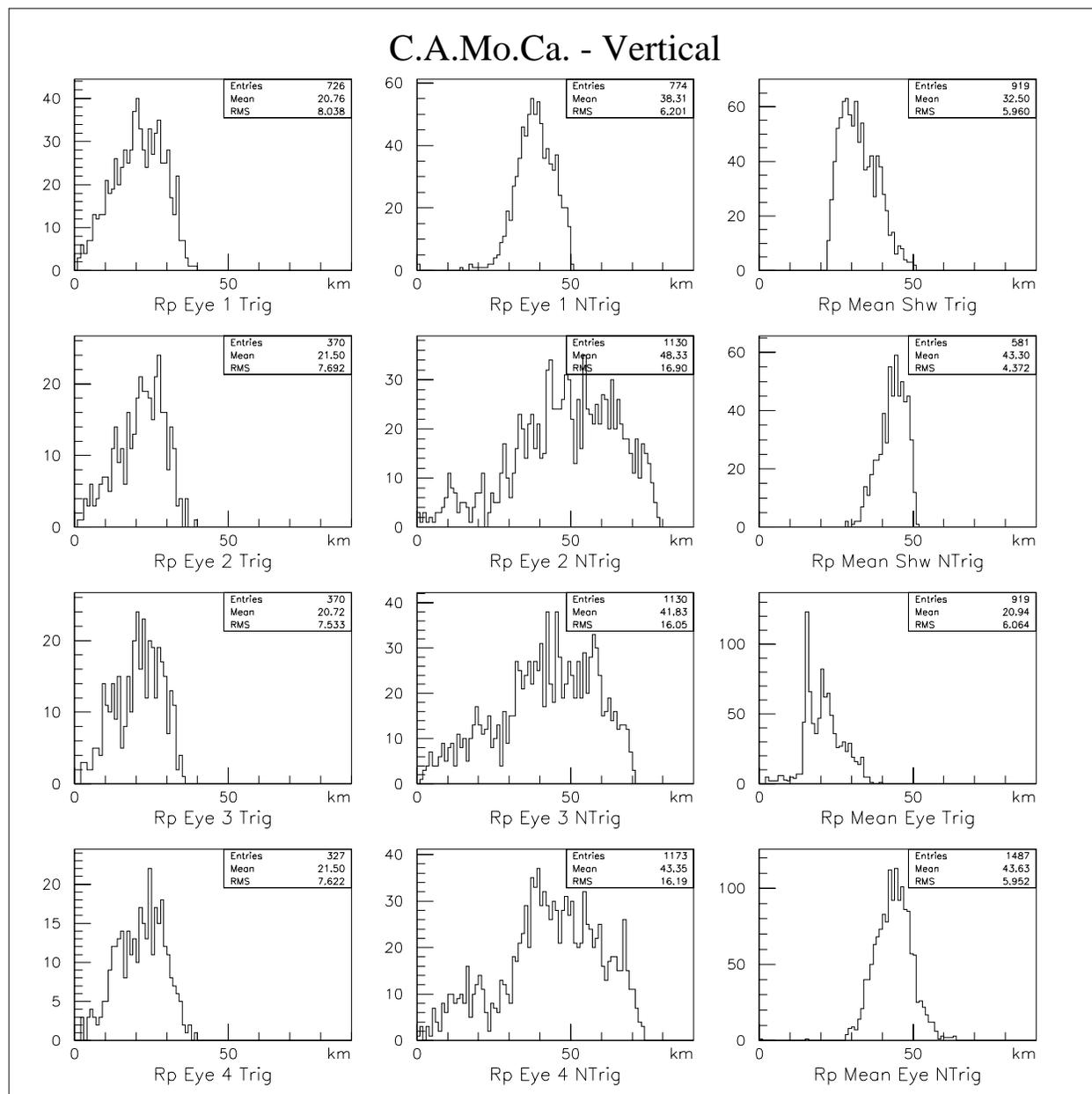


Figura 8.2: 1500 chuviscos verticais, de $10^{19} eV$, simulados com o FD_Sim e processados pelo C.A.Mo.Ca., conforme explicado no texto.

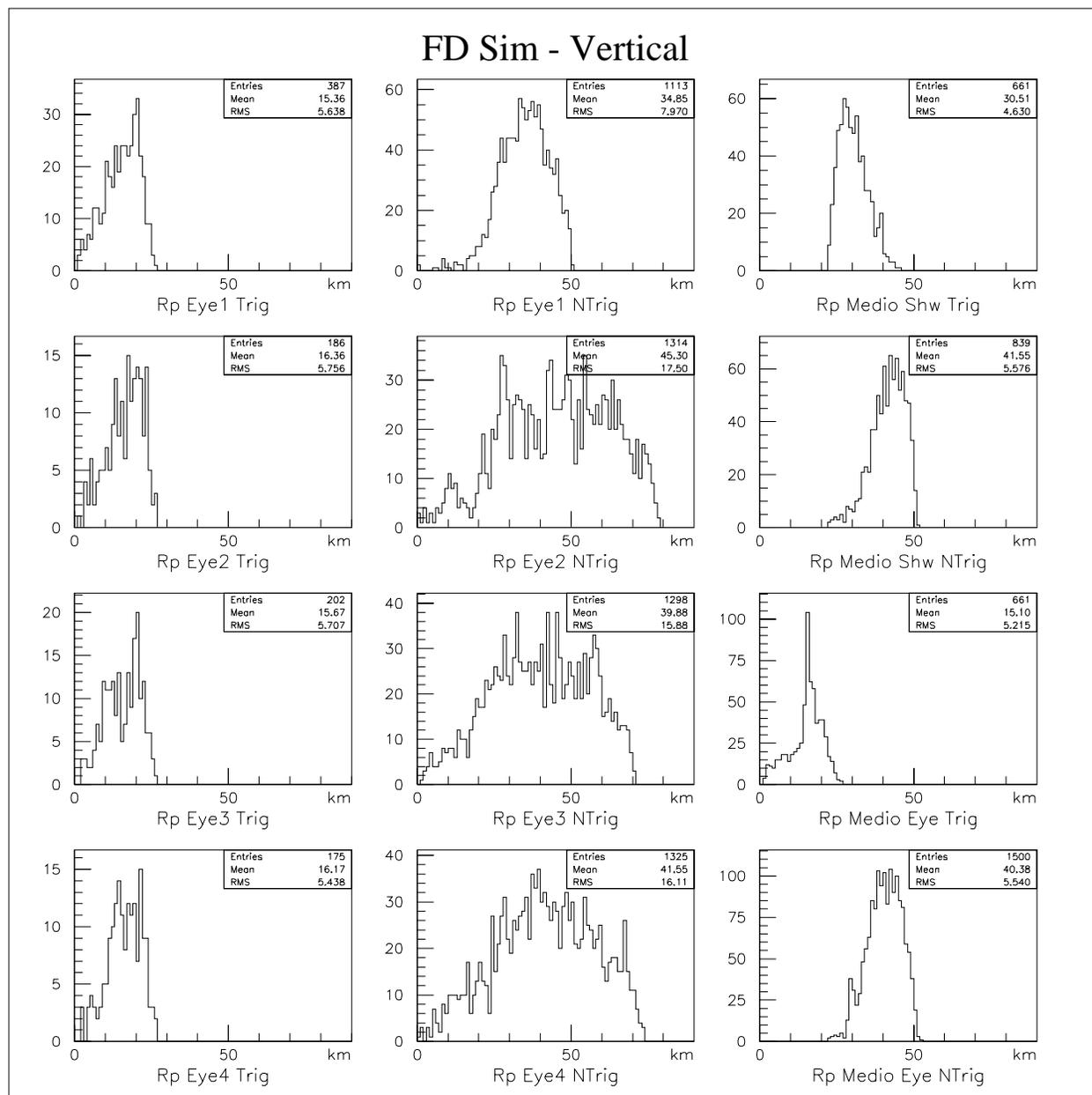


Figura 8.3: 1500 chuviscos verticais, de $10^{19}eV$, simulados e analisados com o FD_Sim, conforme explicado no texto.

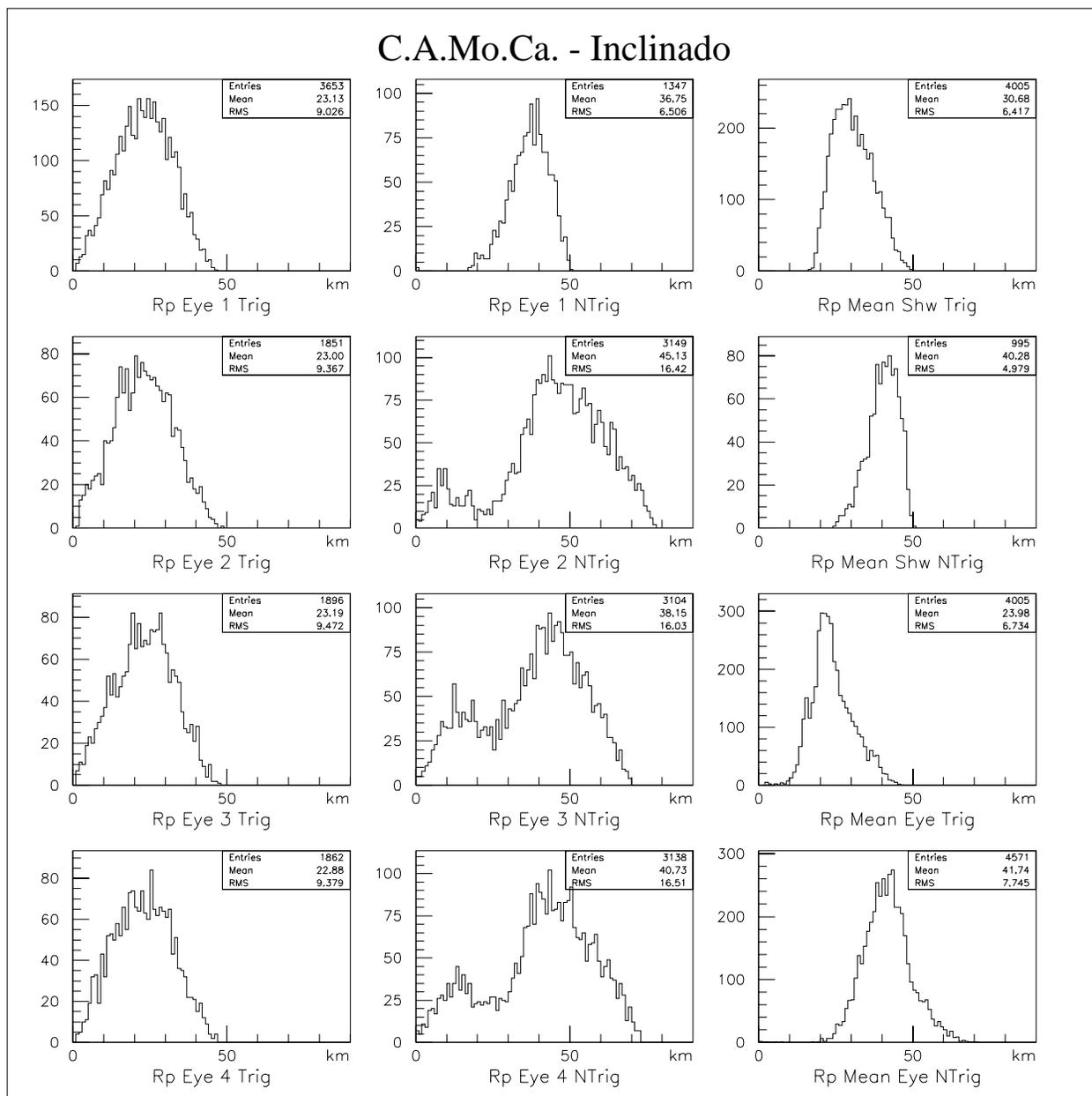


Figura 8.4: 1500 chuviscos inclinados ($\theta < 60^\circ$), de $10^{19}eV$, simulados com o FD_Sim e processados pelo C.A.Mo.Ca., conforme explicado no texto.

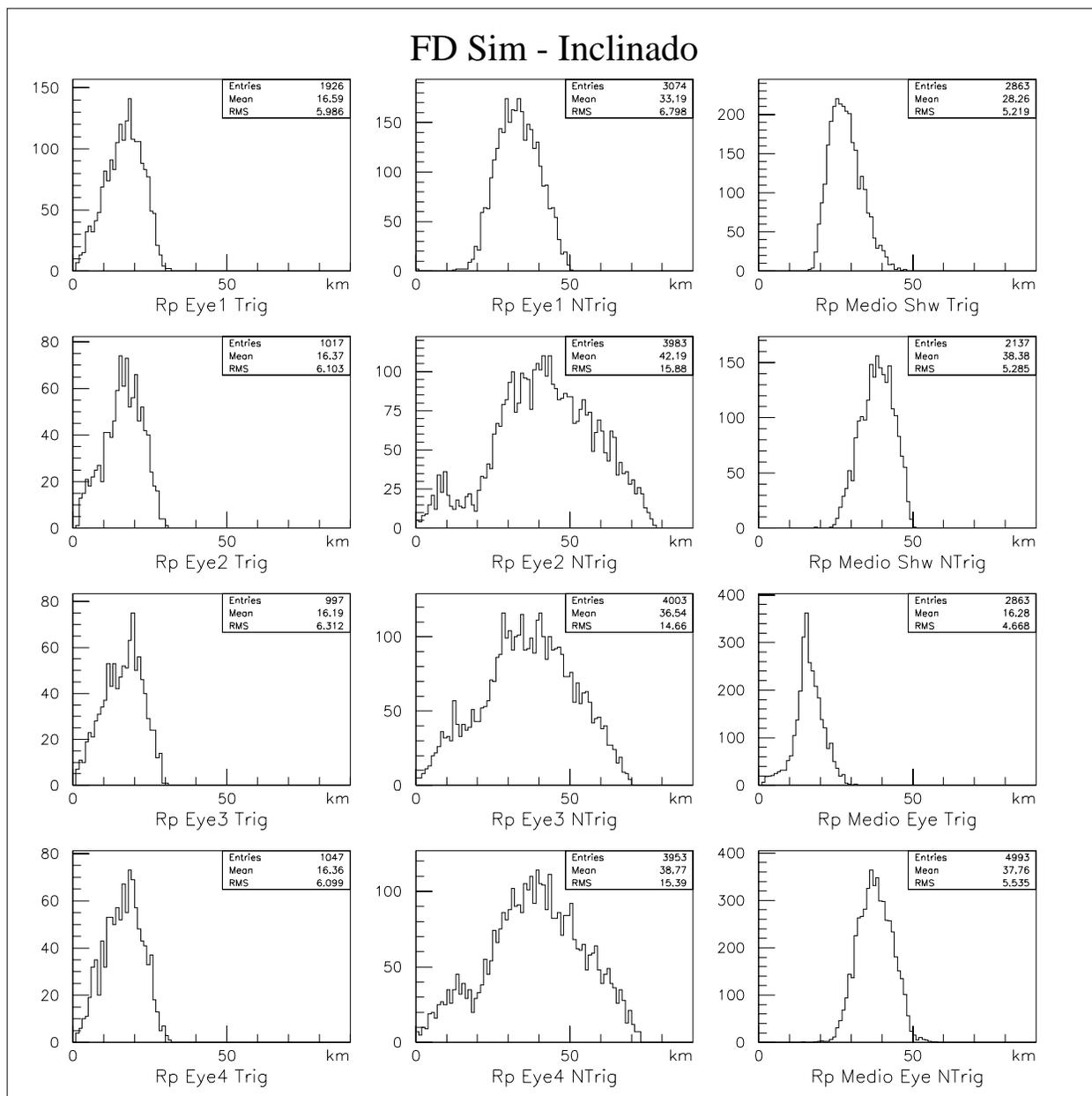


Figura 8.5: 1500 chuviros inclinados ($\theta < 60^\circ$), de $10^{19}eV$, simulados e analisados com o FD_Sim, conforme explicado no texto.

Programa	Central ON		Central OFF	
	Monoc	Binoc	Monoc	Binoc
C.A.Mo.Ca. – vertical	98.2%	81.3%	93.7%	30.4%
FD_Sim – vertical	81.5%	32.9%	65.7%	1.1%
C.A.Mo.Ca. – inclinado	99.3%	94.0%	97.9%	64.3%
FD_Sim – inclinado	94.9%	66.5%	89.8%	12.6%

Tabela 8.4: Eficiências de detecção para os dois conjuntos de chuveiros, segundo o C.A.Mo.Ca. e o FD_Sim, em quatro modos diferentes.

os resultados não deveriam ser tão diferentes.

Apesar do que foi dito na seção anterior, os resultados das simulações feitas por B. Dawson [28, 29] indicam uma distância média do alcance dos detectores de fluorescência mais parecida com o resultado obtido com o FD_Sim do que com o C.A.Mo.Ca.. Nos mesmos trabalhos, B. Dawson calculou uma eficiência de detecção monocular de 95% para energias de $10^{19}eV$ e chuveiros inclinados até 60° , também muito parecido com o valor obtido pelo FD_Sim, 94.9%.

Cabe aqui um parênteses quanto a essa comparação com os dados de B. Dawson:

Devido à abertura zenital dos detectores de fluorescência, a versão do FD_Sim que foi utilizada só é capaz de simular chuveiros com ângulos de inclinação de no máximo 60° , como está descrito no código fonte. Porém, durante a simulação, percebemos que esse ângulo limite é menor, dado que os olhos cobrem uma região zenital que vai de $\sim 58^\circ$ a $\sim 88^\circ$. Para os chuveiros gerados com inclinações dentro dessa faixa, o programa calcula de maneira equivocada as altitudes dos pontos sobre o eixo do chuveiro, encontrando valores negativos. Aproximadamente 6% dos eventos estão nesse intervalo $[58^\circ, 68^\circ]$ e, nesses casos, os chuveiros são mais difíceis de serem detectados, dado a grande atenuação calculada para os fótons. Assim, a eficiência monocular que foi calculada como 94.9% deveria ser, na verdade, maior.

Uma outra diferença entre as simulações é a distribuição angular: enquanto utilizamos a hipótese de raios cósmicos isotrópicos ($N = 0$), B. Dawson utilizou fluxo isotrópico ($N = 1$). Como a distribuição utilizada por ele favorece, em média, ângulos menores, os eventos gerados serão mais difíceis de detectar do que os eventos gerados com a nossa distribuição, que favorece ângulos maiores. Assim, para comparar os resultados apropriadamente, deveríamos mudar a distribuição angular que utilizamos, o que nos faria encontrar um valor menor para a eficiência.

Apesar disso tudo, acreditamos que o resultado do FD_Sim esteja realmente muito próximo ao obtido por Dawson, pois os dois pontos citados aparentemente se cancelam: enquanto um favorece uma eficiência maior, o outro favorece uma eficiência menor. O ideal seria utilizar uma versão mais recente do FD_Sim, que não apresente problemas com ângulos menores que 60° ; e gerar um novo conjunto de dados, com a distribuição angular supondo

fluxo vertical isotrópico, para podermos fazer a comparação.

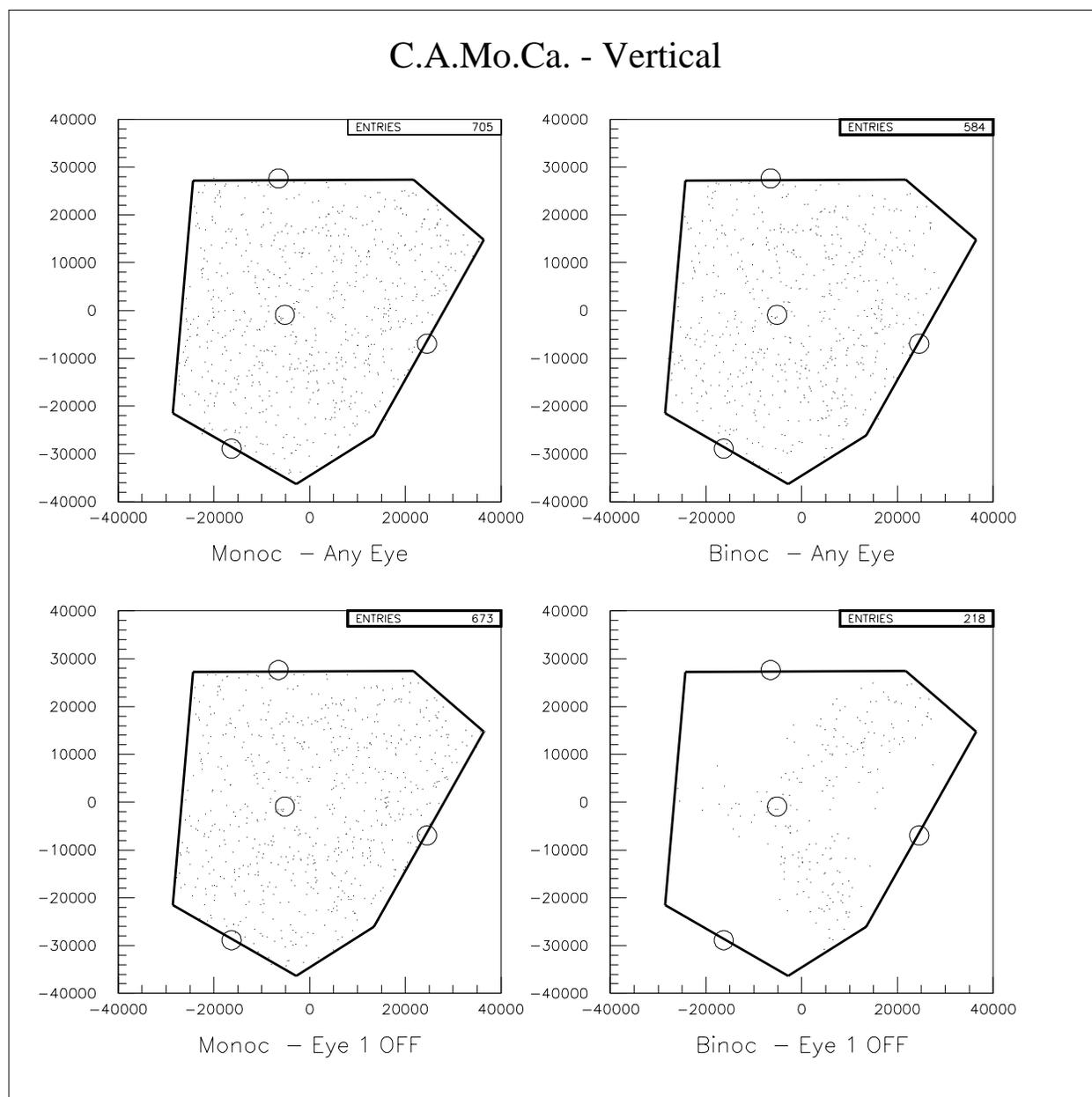


Figura 8.6: Pontos de impacto dos 1500 chuviscos verticais, de $10^{19}eV$, simulados com o FD_Sim e processados pelo C.A.Mo.Ca.. Em sentido anti-horário estão os eventos detectados: a) por algum olho; b) por algum olho periférico; c) pelo menos dois olhos periféricos; e d) pelo menos dois olhos.

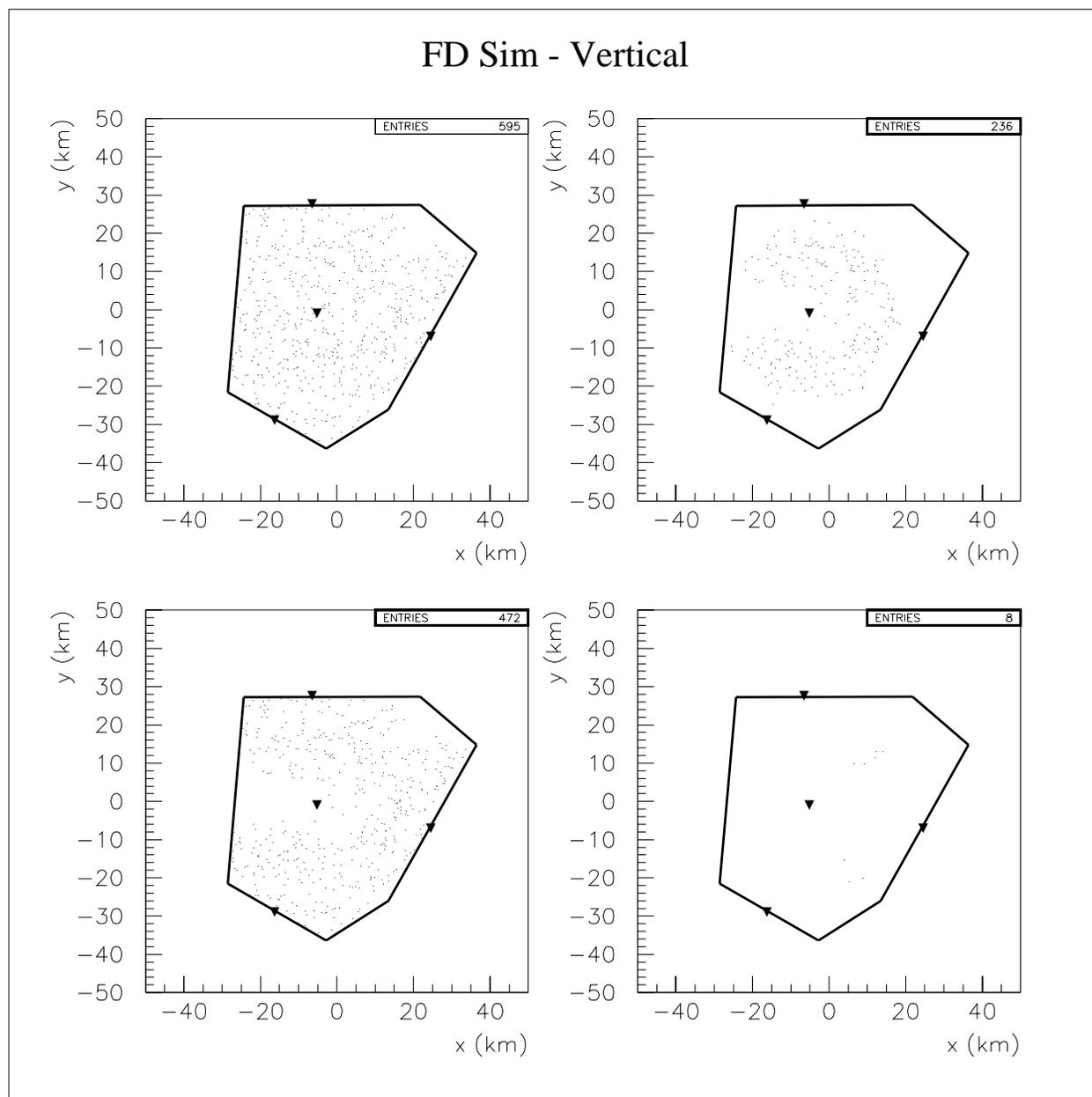


Figura 8.7: Pontos de impacto dos 1500 chuveiros verticais, de $10^{19} eV$, simulados e analisados com o FD_Sim. Em sentido anti-horário estão os eventos detectados: *a*) por algum olho; *b*) por algum olho periférico; *c*) pelo menos dois olhos periféricos; e *d*) pelo menos dois olhos.

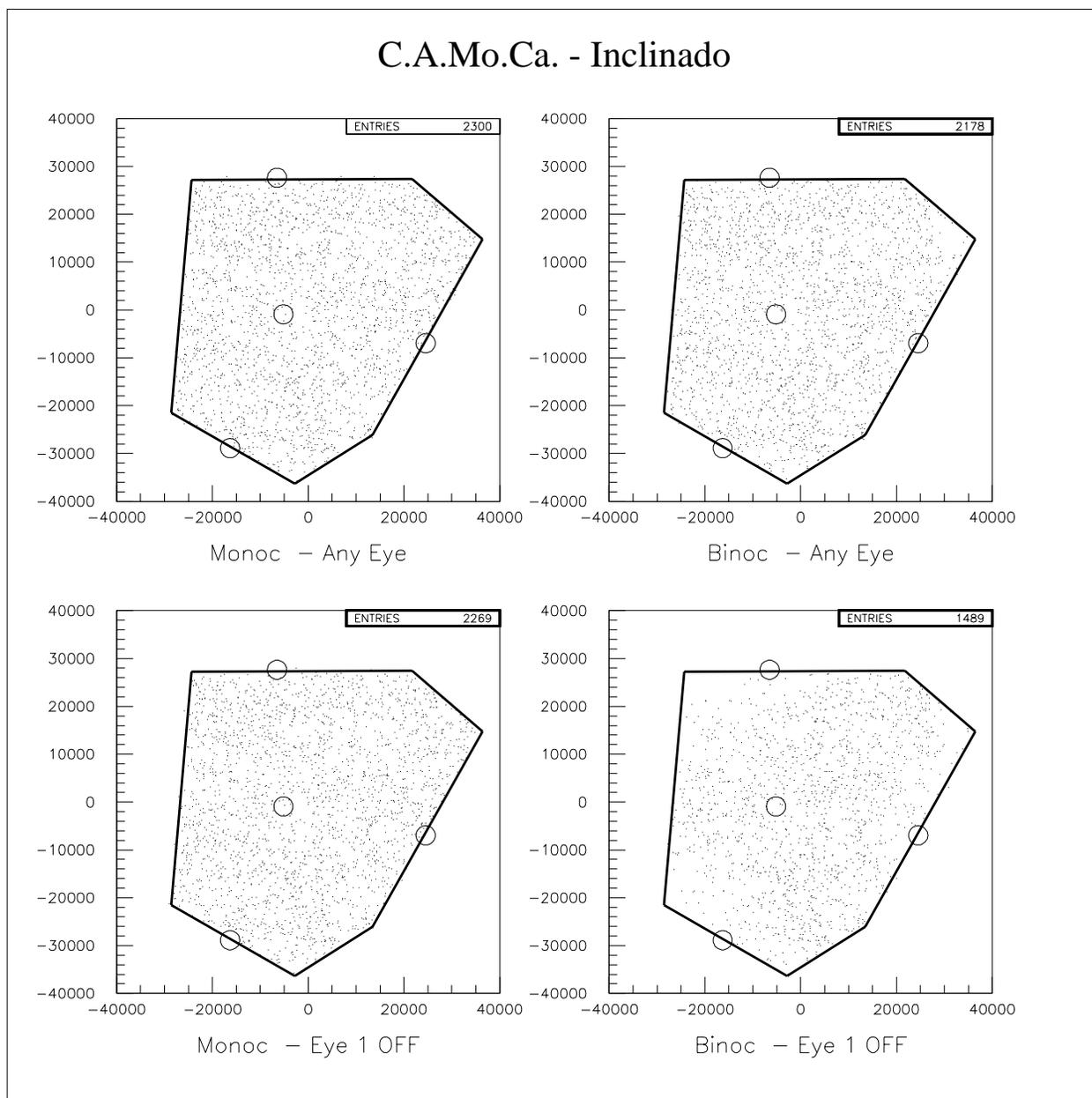


Figura 8.8: Pontos de impacto dos 1500 chuviscos inclinados ($\theta < 60^\circ$), de $10^{19} eV$, simulados com o FD_Sim e processados pelo C.A.Mo.Ca.. Em sentido anti-horário estão os eventos detectados: a) por algum olho; b) por algum olho periférico; c) pelo menos dois olhos periféricos; e d) pelo menos dois olhos.

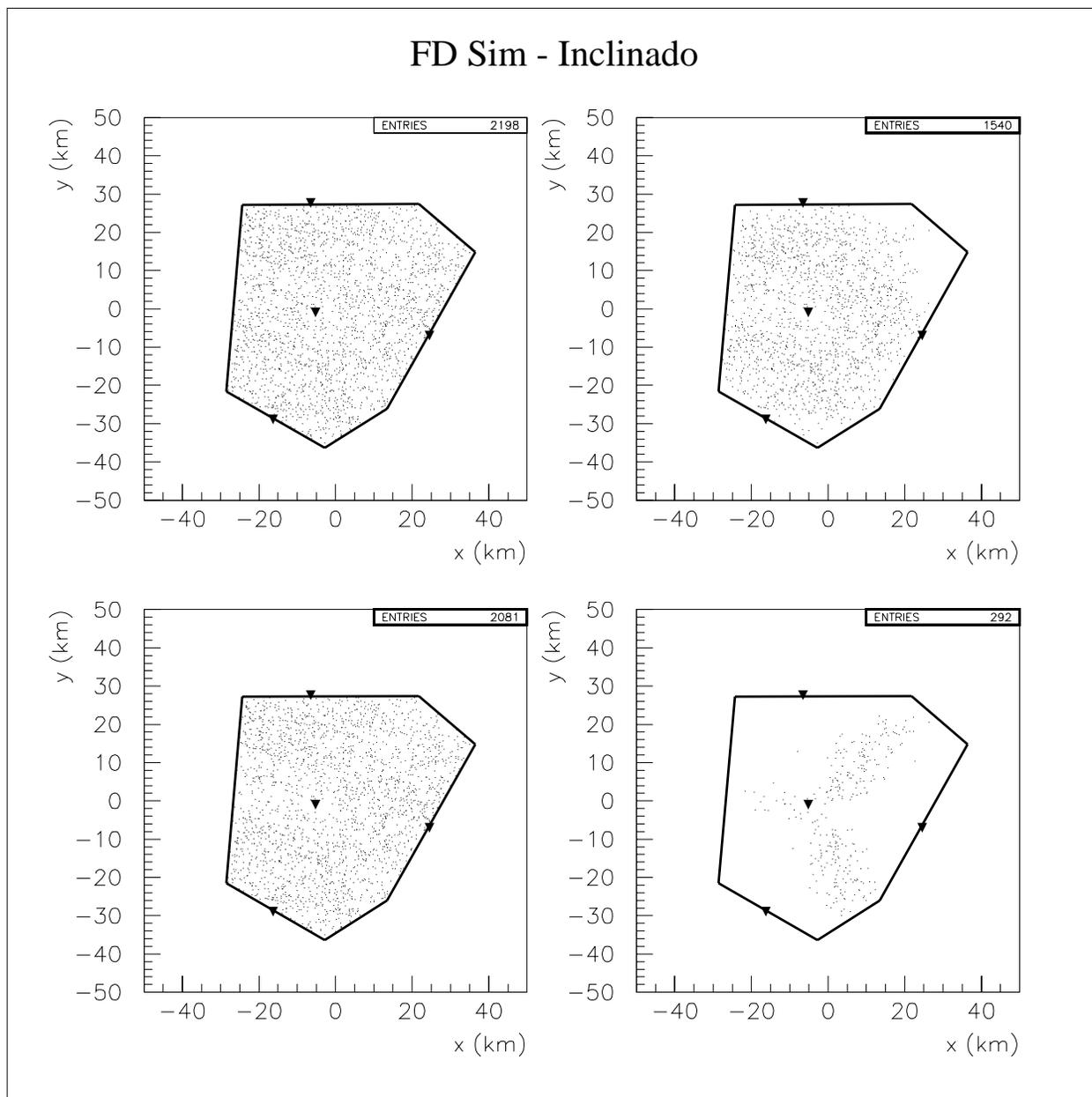


Figura 8.9: Pontos de impacto dos 1500 chuviscos inclinados ($\theta < 60^\circ$), de $10^{19} eV$, simulados e analisados com o FD_Sim. Em sentido anti-horário estão os eventos detectados: *a*) por algum olho; *b*) por algum olho periférico; *c*) pelo menos dois olhos periféricos; e *d*) pelo menos dois olhos.

Capítulo 9

RESULTADOS

Apresentamos, aqui, os resultados das simulações feitas com o FD_Sim. Em particular, iremos comparar as eficiências de detecção e os parâmetros de impacto médios para as duas hipóteses sobre a atenuação da luz na atmosfera, mostrando a importância de levar em consideração a absorção devido ao ozônio e um perfil de aerossóis mais realista.

Iremos comparar ainda as eficiências de detecção para os diversos arranjos atualmente em pauta para o sítio sul.

9.1 INFLUÊNCIA DO MODELO DE ATENUAÇÃO

Para estudar o efeito do modelo de atenuação da luz de fluorescência sobre a eficiência prevista para o sistema de detecção utilizamos a configuração de Puntillas. Por causa das flutuações, simulamos 10 grupos, com 1000 eventos cada, para cada uma das energias e para cada um dos modelos de atenuação considerados. Os eventos são gerados sobre uma área circular em torno do arranjo e, por isso, apenas uma fração dos chuveiros simulados incide sobre os detectores de superfície.

Estudamos ainda, separadamente, eventos verticais e eventos inclinados, isto é, com ângulos zenitais de até 50° . As condições de trigger impostas para considerarmos um evento como visto são as descritas no capítulo anterior, ou seja, pelo menos cinco pixels contíguos, com razão sinal/ruído maior do que três.

A distribuição angular utilizada foi seguindo a hipótese de fluxo vertical isotrópico ($N = 1$) e a razão de fluorescência considerada foi de $N_\gamma = 4\text{fot/ele/m}$.

9.1.1 O Modtran

Para utilizar o MODTRAN no FD_Sim foi necessário implementar as subrotinas para atenuação da luz, que estavam sendo utilizadas no C.A.Mo.Ca..

Como, a princípio, o FD_Sim utiliza um comprimento de onda médio para calcular a atenuação, enquanto o C.A.Mo.Ca. faz o sorteio dos comprimentos de onda, tivemos que calcular uma atenuação média, a partir dos dados do MODTRAN.

O que fizemos foi utilizar o espectro de emissão, que aparece na figura 7.6, para calcular uma média ponderada, sobre os comprimentos de onda, encontrando um valor representativo da atenuação para a região espectral de interesse.

O modelo de atmosfera utilizado foi uma média entre as duas atmosferas utilizadas como exemplo anteriormente. Os parâmetros usados para defini-la foram os seguintes:

- Modelo da atmosfera: *Midlatitude Winter*
- Modelo dos aerossóis: *Rural Clear - windspeed = 0.0m/s*
- Perfil dos aerossóis na estratosfera: *Background stratospheric profile*
- Modelo de nuvens: sem nuvens e sem chuva
- Meteorological range: 50km
- Altitude de detecção: 1.5km

9.1.2 A Eficiência

A eficiência de detecção, em função da energia do primário, aparece na figura 9.1, nos modos monocular e binocular, para os chuveiros verticais e inclinados. Podemos perceber o efeito causado pela maior atenuação da luz de fluorescência ao utilizarmos o MODTRAN, principalmente para a faixa que vai de $5 \times 10^{18} eV$ a $5 \times 10^{19} eV$. Para energias mais altas, o número de partículas no chuveiro é tão grande que a eficiência é praticamente 100% e faz pouca diferença qual o modelo de atenuação utilizado. É interessante notar que, para eventos verticais, a eficiência parece atingir um valor máximo em torno de 90%, mesmo a energias da ordem de $10^{21} eV$.

Nas tabelas 9.1 e 9.2, aparecem os valores das eficiências monoculares e binoculares e os respectivos desvios padrão para energias acima de $10^{18} eV$. Como já foi dito, podemos ver que a energia para a qual há a maior diferença entre as eficiências previstas segundo as duas modelagens é $10^{19} eV$. Na verdade, desde $\sim 10^{18} eV$ até $\sim 5 \times 10^{19} eV$ as eficiências diferem em torno de 10%, tanto no modo monocular como no binocular.

9.1.3 O Parâmetro de Impacto Médio

Considerando apenas os eventos com $10^{19} eV$, aparecem, nas figuras 9.2, 9.3, 9.4 e 9.5, os histogramas dos $Rp's$, para os dois modelos de atenuação. Como no capítulo anterior, a numeração dos olhos refere-se a: 1-Central, 2-Sul, 3-Leste e 4-Norte.

Mostramos, na tabela 9.3, um quadro resumo de todos esses resultados, onde estão listados os $Rp's$ médios dos olhos que satisfizeram a condição de trigger, para cada um dos modelos, para os chuveiros verticais e inclinados.

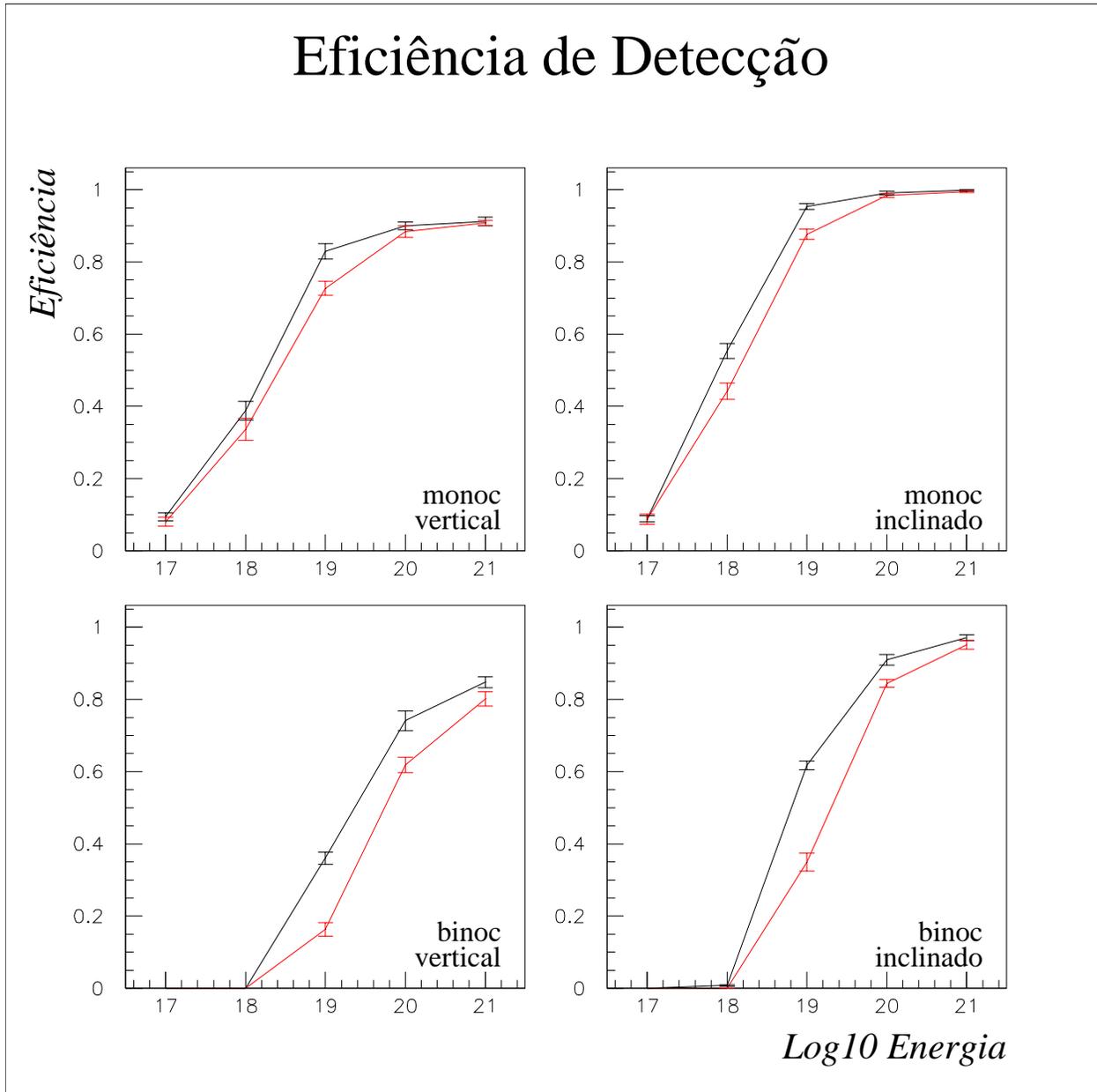


Figura 9.1: Eficiência de detecção, para eventos verticais e inclinados $\theta < 50^\circ$, e os dois modelos de atenuação considerados: preto - R&M e vermelho - MODTRAN3. As barras de erro correspondem ao intervalo de 68% de confiança.

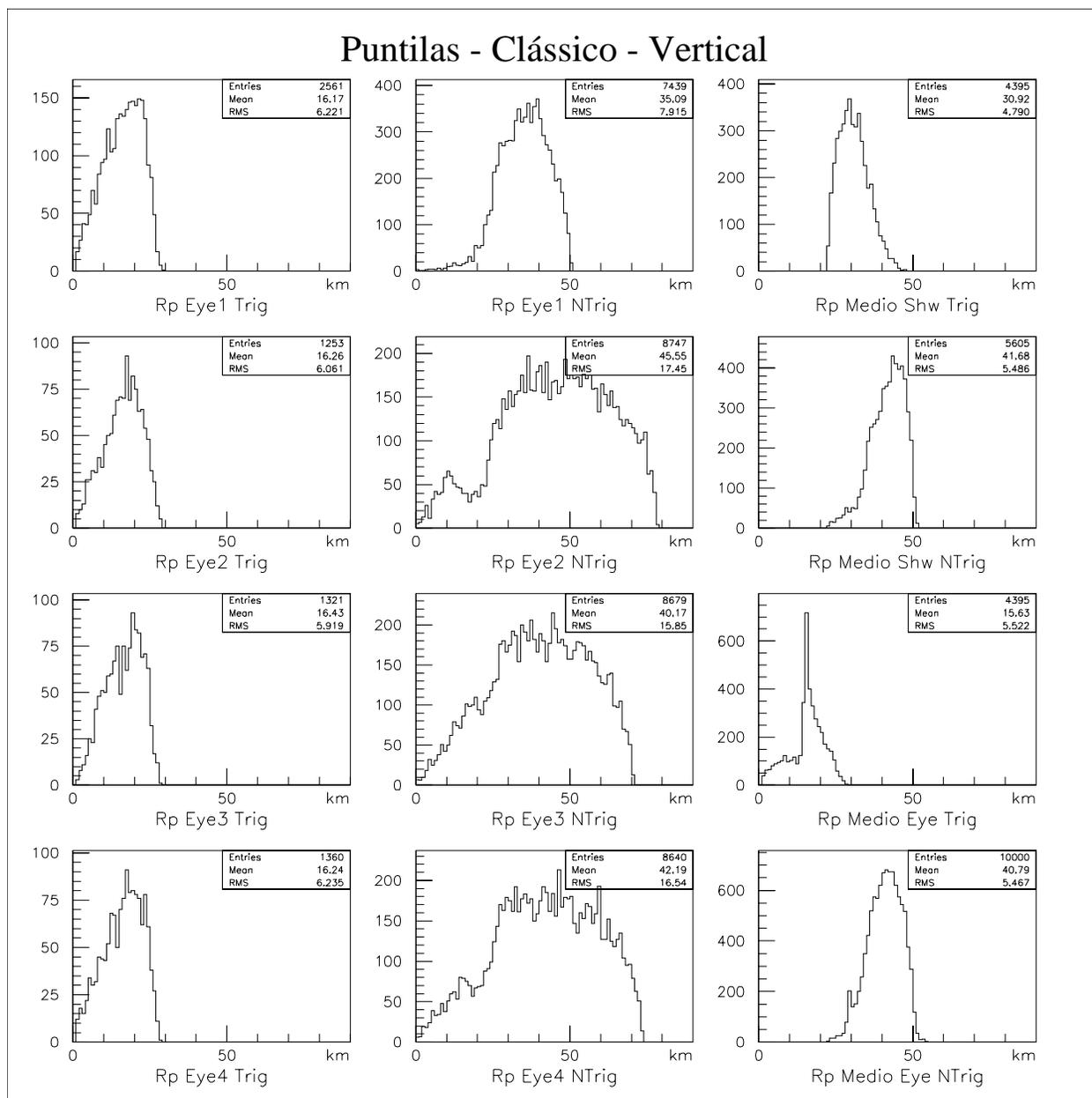


Figura 9.2: 10000 chuviscos verticais, de $10^{19}eV$, simulados e analisados com o FD_Sim, utilizando a atenuação clássica.

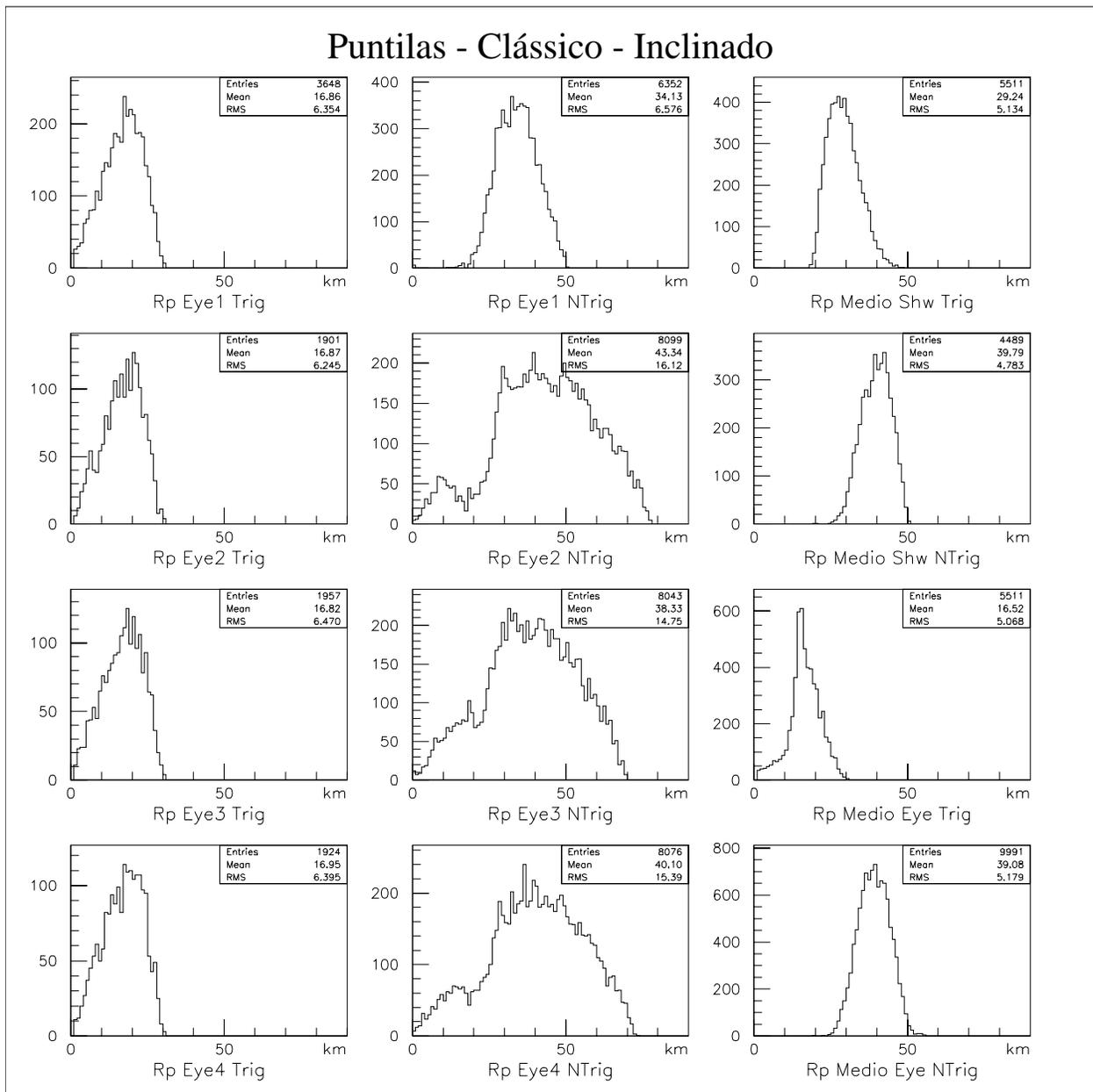


Figura 9.3: 10000 chuviscos inclinados ($\theta < 50^\circ$), de $10^{19}eV$, simulados e analisados com o FD_Sim, utilizando a atenuação clássica.

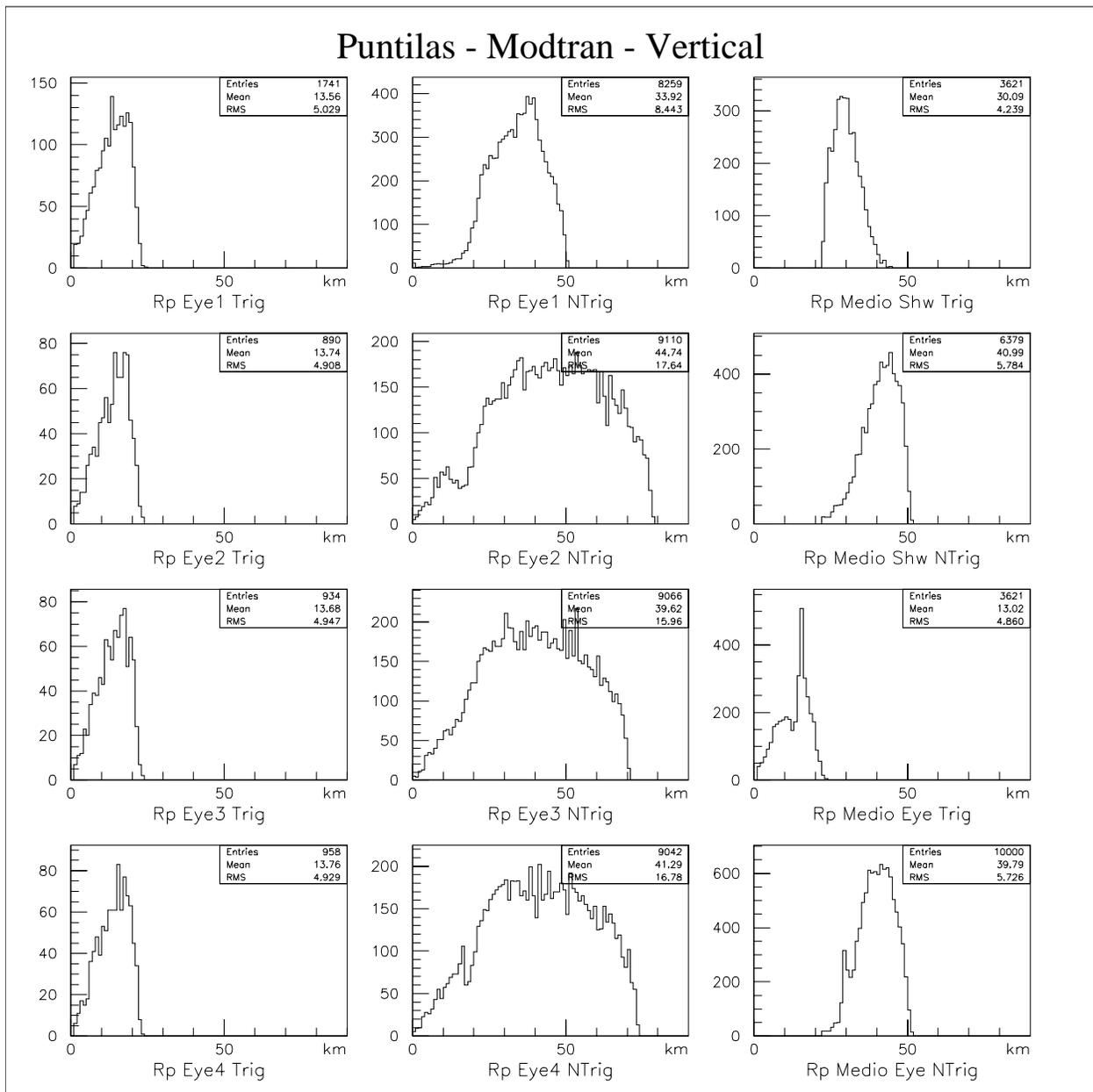


Figura 9.4: 10000 chuviscos verticais, de $10^{19} eV$, simulados e analisados com o FD_Sim, utilizando a atenuação dada pelo MODTRAN.

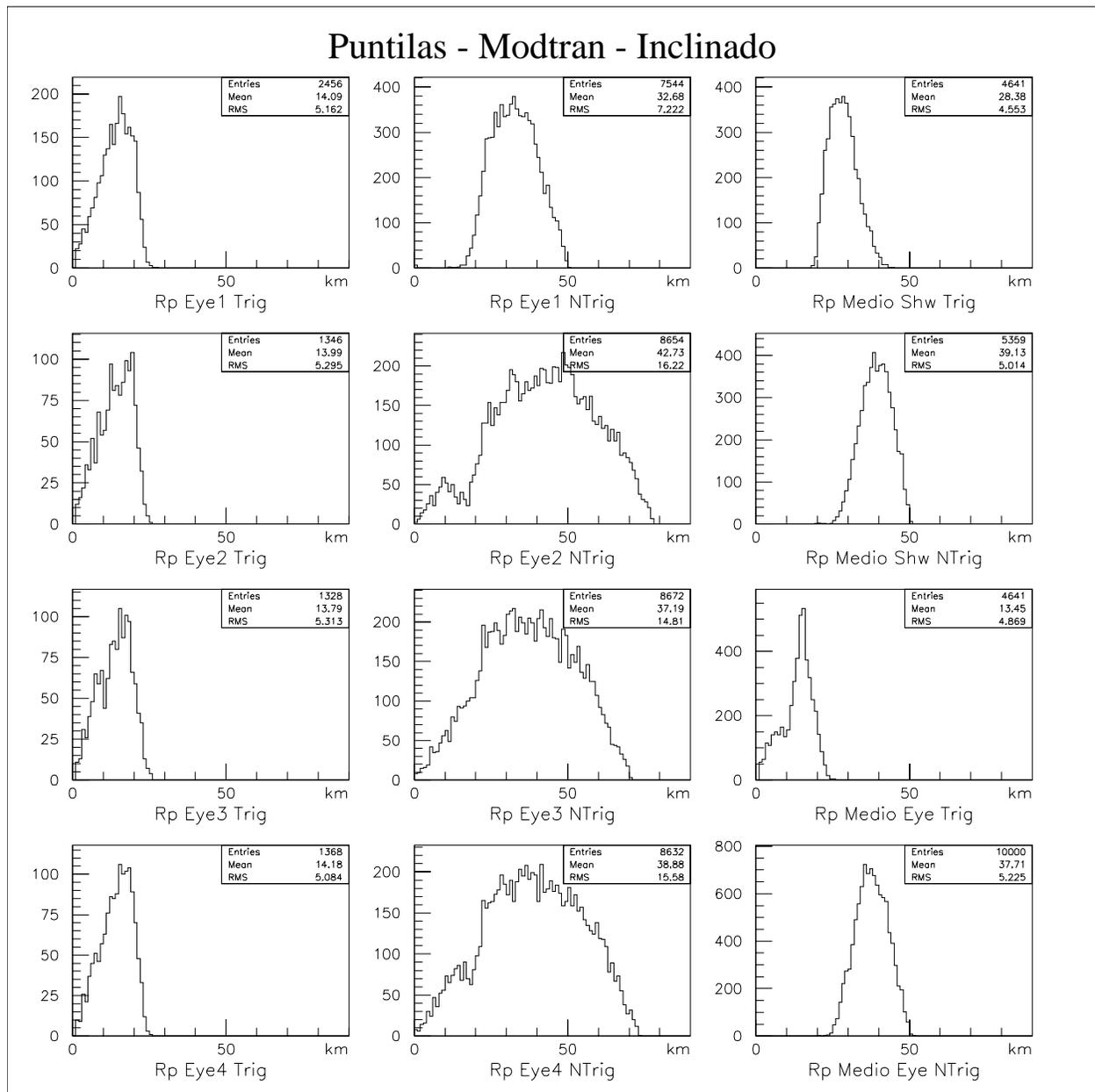


Figura 9.5: 10000 chuviscos inclinados ($\theta < 50^\circ$), de $10^{19}eV$, simulados e analisados com o FD_Sim, utilizando a atenuação dada pelo MODTRAN.

Eficiência de detecção monocular									
Modelo de Atenuação	$\theta <$	$10^{18} eV$		$10^{19} eV$		$10^{20} eV$		$10^{21} eV$	
		ϵ	σ_ϵ	ϵ	σ_ϵ	ϵ	σ_ϵ	ϵ	σ_ϵ
Clássico	0°	38.8 ± 2.8		82.9 ± 2.3		90.0 ± 1.2		91.2 ± 1.3	
MODTRAN	0°	33.7 ± 3.2		72.7 ± 2.1		88.4 ± 1.7		90.8 ± 0.7	
Clássico	50°	55.4 ± 2.2		95.3 ± 0.9		99.1 ± 0.5		99.8 ± 0.2	
MODTRAN	50°	44.2 ± 2.4		87.7 ± 1.5		99.4 ± 0.6		99.5 ± 0.3	

Tabela 9.1: Eficiência de detecção monocular - Percentual de eventos incidentes sobre o arranjo e que satisfizeram as condições de trigger.

Eficiência de detecção binocular									
Modelo de Atenuação	$\theta <$	$10^{18} eV$		$10^{19} eV$		$10^{20} eV$		$10^{21} eV$	
		ϵ	σ_ϵ	ϵ	σ_ϵ	ϵ	σ_ϵ	ϵ	σ_ϵ
Clássico	0°	0.0 ± 0.0		36.0 ± 1.8		74.1 ± 2.8		84.8 ± 1.6	
MODTRAN	0°	0.0 ± 0.0		16.3 ± 2.0		61.9 ± 2.3		80.1 ± 2.1	
Clássico	50°	0.8 ± 0.2		61.8 ± 1.3		91.0 ± 1.6		97.1 ± 0.8	
MODTRAN	50°	0.0 ± 0.1		34.9 ± 2.6		84.4 ± 1.1		95.1 ± 1.3	

Tabela 9.2: Eficiência de detecção binocular - Percentual de eventos incidentes sobre o arranjo e que satisfizeram as condições de trigger.

Podemos observar que o parâmetro de impacto médio dos eventos que satisfizeram a condição de trigger é $\sim 16.5 km$, considerando a atenuação clássica, e $\sim 13.5 km$, considerando a atenuação dada pelo MODTRAN, uma diferença de $3 km$, o que justifica a diferença encontrada no modo binocular (figura 9.1) para a energia de $10^{19} eV$.

9.2 ARRANJOS PARA O SÍTIO SUL

Para comparar as eficiências de detecção dos três arranjos do sítio sul, simulamos, como no caso anterior, 10 conjuntos de 1000 eventos cada. Os chuviros foram simulados com ângulos zenitais de até 50° e a atenuação da luz foi calculada utilizando o MODTRAN.

A eficiência para as três configurações aparece na figura 9.6, para os modos monocular e binocular, e resumidamente na tabela 9.4.

Para energias acima de $5 \times 10^{18} eV$, Coihecos apresenta uma eficiência monocular mais alta que as outras configurações, porém a sua eficiência binocular é bastante inferior, devido à maior separação entre os olhos. De uma maneira geral, não há diferença muito grande entre os três arranjos, acima de $3 \times 10^{19} eV$. Porém, ainda que a diferença seja pequena, considerando

ALCANCE MÉDIO Rp		
Modelo	Rp	σ_{Rp}
Clássico – vertical	15.6	5.5
MODTRAN – vertical	13.0	4.9
Clássico – inclinado	16.5	5.1
MODTRAN – inclinado	13.5	4.9

Tabela 9.3: Quadro resumo dos histogramas dos parâmetros de impacto, em km .

os modos monocular e binocular, Puntilas se apresenta ligeiramente mais eficiente.

Podemos ainda analisar, como fizemos na seção anterior, o parâmetro de impacto médio dos eventos detectados, na região onde o MODTRAN é mais significativo, i.e., $10^{19}eV$. Na tabela 9.5 aparecem os valores médios de Rp , com os respectivos desvios padrões, para as três configurações. Nas figuras 9.7 e 9.8, estão os histogramas, para as configurações de Coiheco e Pocitos, equivalentes ao apresentado na figura 9.5, para Puntilas.

Na tabela 9.5, estão os Rp 's médios para as três configurações, para energia de $10^{19}eV$. Apesar de, para essa energia, haver uma diferença significativa entre as eficiências, dados os intervalos de confiança, a diferença entre os Rp 's médios não é significativa.

Eficiência de detecção								
Configuração	$10^{18}eV$		$10^{19}eV$		$10^{20}eV$		$10^{21}eV$	
	ϵ	σ_ϵ	ϵ	σ_ϵ	ϵ	σ_ϵ	ϵ	σ_ϵ
Pocitos - Monoc	43.1±2.3		83.9±1.4		96.2±0.8		98.7±0.6	
Coiheco - Monoc	39.3±2.6		90.0±1.3		98.5±0.5		99.7±0.3	
Puntilas - Monoc	44.2±2.4		87.7±1.5		99.4±0.6		99.5±0.3	
Pocitos - Binoc	0.2±0.2		38.9±2.6		81.2±1.5		92.3±1.4	
Coiheco - Binoc	0.0±0.1		26.1±3.0		80.5±2.0		93.8±1.1	
Puntilas- Binoc	0.0±0.1		34.9±2.6		84.4±1.1		95.1±1.3	

Tabela 9.4: Eficiência de detecção para as três configurações plausíveis para o sítio Sul - Percentual de eventos incidentes sobre o arranjo e que satisfizeram as condições de trigger.

ALCANCE MÉDIO \bar{Rp}		
Modelo	Rp	σ_{Rp}
Pocitos - Inclinado - Modtran	13.5	4.6
Coiheco - Inclinado - Modtran	13.4	4.9
Puntilas - Inclinado - Modtran	13.5	4.9

Tabela 9.5: Parâmetros de impacto médios (km). Energia de $10^{19}eV$ e ângulos de até 50° .

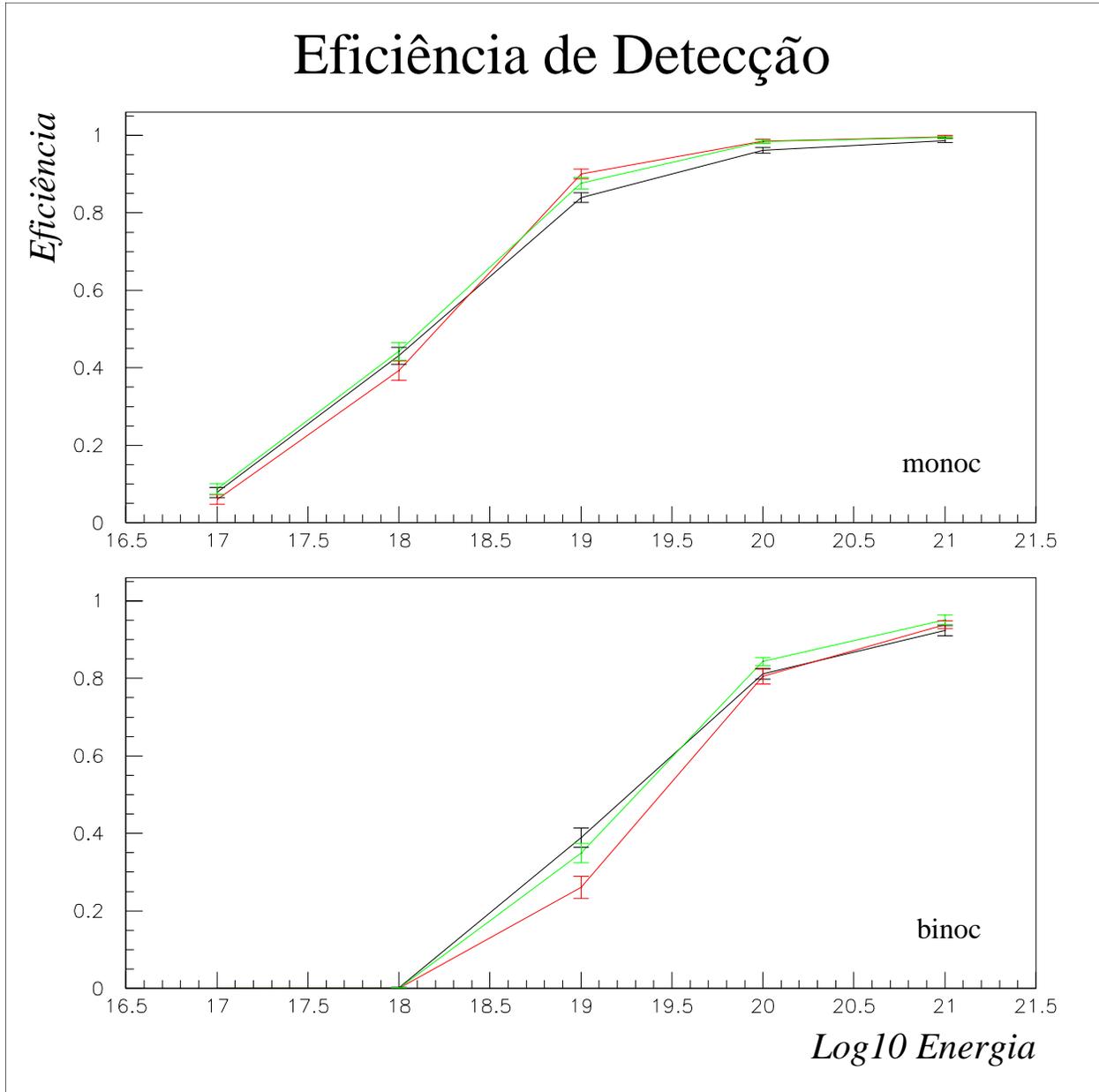


Figura 9.6: Eficiência de detecção de chuviros inclinados $\theta < 50^\circ$ nos três arranjos: linha preta: Pocitos, vermelha: Coiheco e verde: Puntilas. As barras de erro correspondem ao intervalo de 68% de confiança.

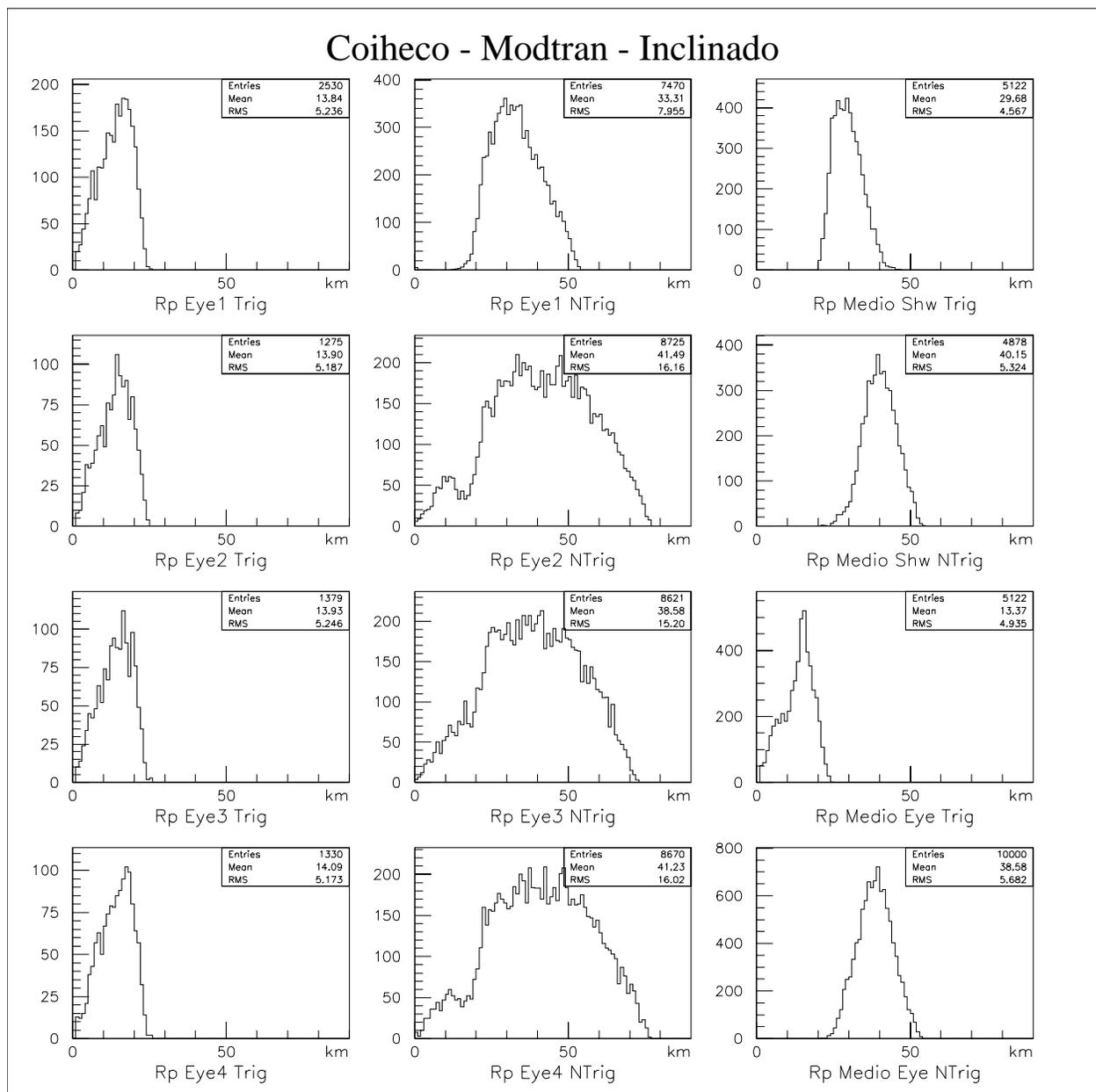


Figura 9.7: 10000 chuviscos inclinados ($\theta < 50^\circ$), de $10^{19}eV$, simulados e analisados com o FD_Sim, utilizando a atenuação dada pelo MODTRAN e a configuração de Coiheco.

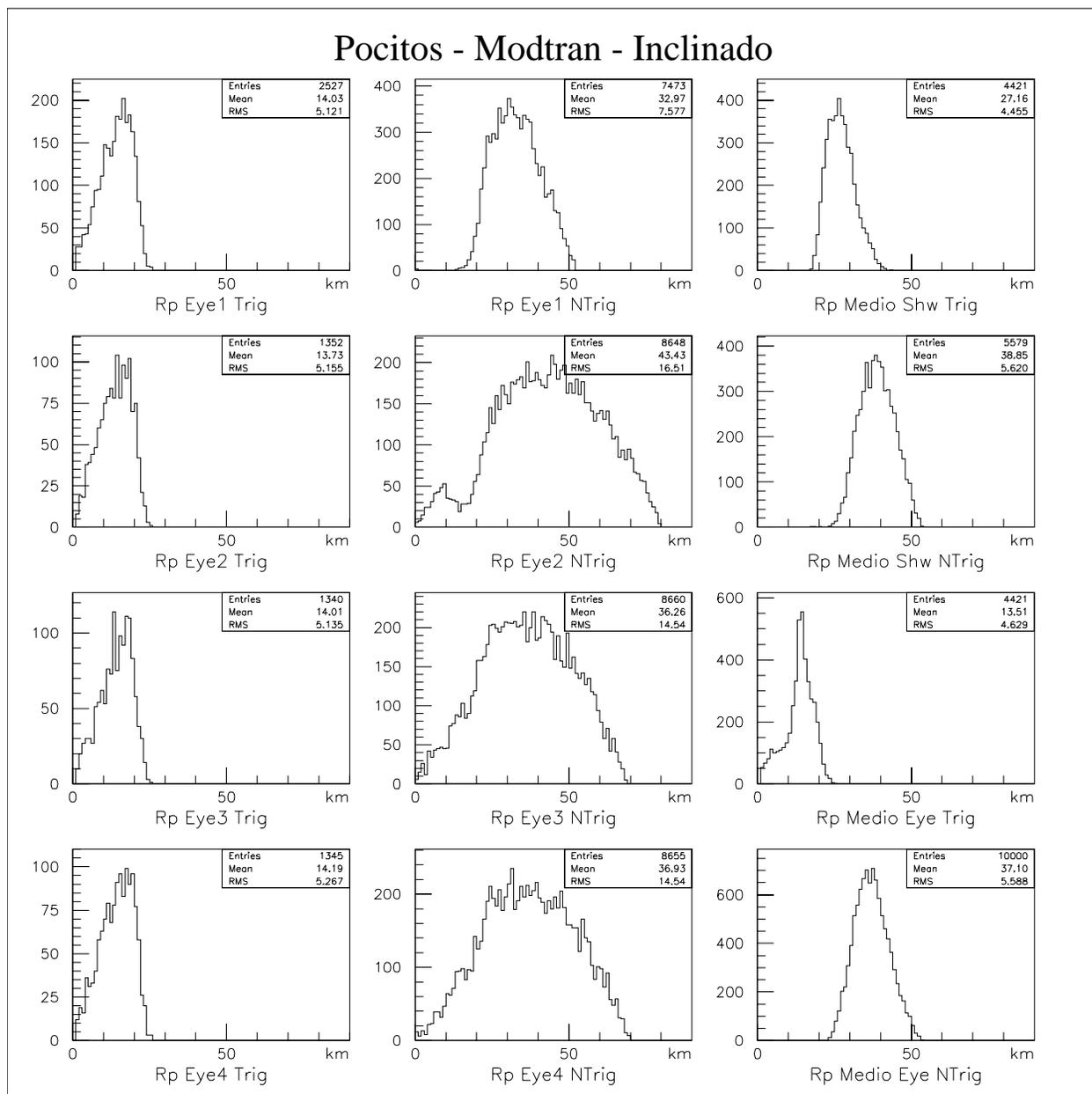


Figura 9.8: 10000 chuviscos inclinados ($\theta < 50^\circ$), de $10^{19}eV$, simulados e analisados com o FD_Sim, utilizando a atenuação dada pelo MODTRAN e a configuração de Pocitos.

Capítulo 10

CONCLUSÕES

Foram analisadas diversas características da detecção e atenuação da luz de fluorescência, produzida no ultravioleta próximo (300 - 420nm), pela propagação dos chuviros atmosféricos através da atmosfera, na faixa de energia de 1EeV a 1000EeV.

Num primeiro momento, comparamos a modelagem da atenuação da luz de fluorescência na atmosfera utilizando o MODTRAN3 e as expressões clássicas para os espalhamentos Rayleigh e Mie. Ficou evidente a importância de se incluir o efeito da camada de ozônio e a correta modelagem dos aerossóis nos cálculos e na análise de dados de luz de fluorescência de chuviros atmosféricos.

Com essa análise, mostramos que o tratamento a partir do MODTRAN é muito mais completo e realista, possibilitando uma descrição bem mais precisa do problema. Em contrapartida, são necessárias medidas atualizadas da concentração de aerossóis e da transparência da atmosfera, na região de Malargüe, onde será construído o sítio sul do Observatório Pierre Auger. Esses dados são necessários para a correta determinação dos parâmetros de caracterização da atmosfera, de modo a possibilitar a melhor escolha dos valores de entrada para o MODTRAN.

Comparamos as eficiências previstas, para a configuração de Puntilas, utilizando os programas C.A.Mo.Ca. e o FD_Sim, para chuviros verticais e inclinados de até 60°. Os resultados obtidos foram significativamente diferentes, com o C.A.Mo.Ca. prevendo uma eficiência muito maior do que a dada pelo FD_Sim, tanto para os eventos verticais, como para os inclinados. Porém, mostramos que o resultado apresentado por B. Dawson [28] aparenta estar de acordo com o obtido pelo FD_Sim, e não com o obtido pelo C.A.Mo.Ca..

Estudamos também, utilizando o FD_Sim, as eficiências previstas para as diversas hipóteses sobre a configuração do sítio sul. Mostramos que, apesar de pequena, há uma diferença entre as eficiências para os três arranjos. De uma maneira geral, Puntilas mostrou-se ligeiramente mais eficiente que as demais. Devido à pequena diferença, a importância de outros fatores na escolha da configuração, como custo e facilidade de construção, dentre outras, deve ser aumentada.

Apêndice A

ESPALHAMENTO E ABSORÇÃO

Procuramos, ao longo deste e dos próximos dois apêndices, desenvolver a teoria clássica de extinção da luz na atmosfera. Para tanto, faremos algumas hipóteses simplificadoras sobre o problema.

Ao tratar os fenômenos de extinção da luz na atmosfera, a primeira consideração a ser feita é a separação dos componentes da atmosfera, por tamanho, em apenas dois grupos distintos: aqueles de tamanhos muito menores que o comprimento de onda considerado e aqueles de tamanhos comparáveis ou muito maiores.

Essa separação é importante pois, no tratamento clássico¹ da extinção da luz na atmosfera, não consideramos os fenômenos de absorção, ficando apenas com os espalhamentos, e essa divisão permite uma simplificação muito grande no tratamento da interação luz \times alvo espalhador.

Além disso, no nosso caso ($300 - 420nm$), a divisão se dá de maneira natural entre duas classes de partículas: os gases (caráter molecular) e os aerossóis (caráter macro-molecular).

A.1 LIMITAÇÕES

Uma primeira restrição que fazemos no tratamento da atenuação da luz é considerar que a luz espalhada tem a mesma frequência que a luz incidente. Isso significa que estamos desconsiderando efeitos como o Raman ou, mais genericamente, qualquer efeito quântico de transição².

¹Estamos usando o termo *teoria clássica da extinção da luz na atmosfera* para nos referir à maneira usual (ou clássica) de calcular os coeficientes de extinção da luz na atmosfera, em experimentos de raios cósmicos [1]. Em outras áreas da física pode ser usual levar em conta fenômenos de absorção.

²Essa hipótese é considerada apenas no tratamento da propagação dos fótons na atmosfera, uma vez que a emissão da luz de fluorescência é um efeito quântico de transição (ver seção 4.1.1).

A.1.1 Espalhamento Independente

Uma segunda limitação seria considerar partículas independentes. Isso implica que não há relação sistemática entre as fases dos centros espalhadores.

Se a luz atravessa um meio perfeitamente homogêneo, ela não é espalhada. Somente inhomogeneidades causam espalhamento. É claro que todo meio material possui inhomogeneidades, uma vez que é constituído por moléculas. Cada uma das moléculas funciona como um centro espalhador e o espalhamento final depende do arranjo relativo entre as moléculas. Em um cristal, as moléculas estão arranjadas ordenadamente e as ondas espalhadas por cada uma das moléculas interferem de tal maneira a praticamente não causarem espalhamento, mas apenas uma mudança na velocidade de propagação. Por outro lado, em um gás ou em um fluido, as flutuações no arranjo das moléculas causam um espalhamento real que, em alguns casos, pode ser significativo. Em ambos os casos, o resultado final é um efeito cooperativo entre as moléculas. A teoria de espalhamento tem então que estudar a relação entre as fases das ondas espalhadas pelas moléculas vizinhas a fim de determinar o efeito global. Problemas onde a dificuldade maior é a determinação da cooperação entre as partículas são chamados de problemas de espalhamento dependente.

Porém, freqüentemente as inhomogeneidades são corpos estranhos inseridos em um meio. Exemplos óbvios seriam gotas de vapor de água e grãos de poeira na atmosfera. Se tais partículas estão suficientemente longe umas das outras, é possível estudar o espalhamento por uma única partícula sem fazer referência às demais. A esse caso chamamos de espalhamento independente.

Estimativas mostram que uma distância de três vezes o raio seria suficiente para garantir espalhamento independente, mas isso não é uma regra geral. Na maioria dos problemas práticos as partículas estão separadas por distâncias muito maiores. Por exemplo, em um nevoeiro bastante denso, onde a luz penetra apenas $10m$ e as gotículas tem $1mm$ de diâmetro, a densidade fica em torno de 1 gotícula por cm^3 , ou seja, a separação é de vinte vezes o raio.

A.1.2 Espalhamento Simples

Uma terceira limitação seria desconsiderar efeitos de múltiplos espalhamentos. Isso significa considerar que se um fóton for espalhado, ele é espalhado apenas uma vez, sendo retirado do feixe.

Se temos uma nuvem tênue com M partículas espalhadoras, teremos então que a intensidade espalhada é M vezes a intensidade espalhada por uma única partícula e, portanto, a energia retirada do feixe é também M vezes a energia retirada por uma única partícula. Essa relação simples de proporcionalidade só é válida se a radiação a que cada partícula está exposta for essencialmente a do feixe luminoso incidente.

Porém, cada partícula está exposta também à luz espalhada pelas outras partículas. Se o efeito dessa exposição for significativo, estamos falando de um espalhamento múltiplo e a proporcionalidade simples não existe. Um exemplo dessa situação seria uma nuvem branca

no céu. Podemos considerar as gotículas como centros espalhadores independentes. Porém, a intensidade total espalhada não é proporcional ao número de gotículas e nem estas são iluminadas por toda a luz solar incidente. Gotículas dentro da nuvem podem até mesmo nunca receber luz direta do Sol, mas apenas a luz espalhada pelas outras gotas. A maior parte da luz que sai da nuvem foi espalhada por duas ou mais gotas sucessivamente. Para uma nuvem bastante espessa apenas 10% emerge tendo sido espalhada uma única vez.

Uma maneira de determinar se há ou não espalhamento múltiplo ocorrendo é através da análise do coeficiente de extinção, ou profundidade óptica τ . Se $\tau < 0.1$ significa que prevalece o espalhamento simples; para $0.1 < \tau < 0.3$ é necessário fazer alguma correção de segunda ordem. Para valores maiores de τ a total complexidade do espalhamento múltiplo deve ser levada em conta.

A.1.3 Sobre os Aerossóis

Diversas simplificações podem ser feitas para tornar o tratamento da atenuação, devido aos aerossóis, mais simples e viável.

Primeiramente, consideramos que os aerossóis possuem índices de refração reais, isto é, não apresentam absorções e, portanto, apenas provocam espalhamento. Além disso, não consideramos umidade no ar e, portanto, os aerossóis são tomados como esferas homogêneas, sólidas, sem qualquer envelope líquido.

A.2 OS PROCESSOS DE ABSORÇÃO

Como dito antes, a teoria clássica da extinção da luz na atmosfera não considera os fenômenos de absorção apesar de ser possível calcular o seu efeito a partir das leis de Bouguer–Lambert e dos gases perfeitos, como devemos fazer no caso dos espalhamentos.

Para tratar a absorção da luz de fluorescência pelos gases atmosféricos precisamos, primeiramente, identificar quais os gases apresentam seções de choque significativas, na nossa faixa espectral de interesse (comprimento de onda entre 300 – 420nm), levando em conta as suas concentrações.

Então, de posse dos valores medidos para a seção de choque dos diversos gases em função da pressão atmosférica, podemos calcular o coeficiente de extinção de absorção τ_{abs} integrando a equação 5.23 numericamente.

A.3 OS PROCESSOS DE ESPALHAMENTO

Seguindo a divisão dos componentes da atmosfera em dois grupos distintos, gases e aerossóis, dividimos os processos de espalhamento também em dois, de acordo com o grupo de partículas que está provocando o espalhamento.

O espalhamento Rayleigh, ou molecular, é o espalhamento devido às moléculas da atmosfera, muito menores que o comprimento de onda que estamos considerando. Essa particularidade traz uma simplificação muito grande à descrição teórica pois nos permite considerar os campos incidentes uniformes sobre toda a molécula.

Já no espalhamento Mie, como os centros espalhadores têm dimensão comparável ao comprimento de onda da radiação incidente, os campos variam significativamente sobre a região espalhadora e a hipótese adotada anteriormente não é mais válida, tornando o tratamento muito mais complexo.

Outra problema no estudo do espalhamento da luz pelos aerossóis é a difícil caracterização das distribuições de tamanhos, forma e tipo desses aerossóis na atmosfera. Diferentemente do que acontece com os gases permanentes, cuja concentração relativa é praticamente uniforme, o perfil de aerossóis é altamente concentrado próximo à superfície e muda constantemente com as variações sazonais, climáticas, e devido à emissão de poluentes.

Apêndice B

O ESPALHAMENTO RAYLEIGH

Não é nosso propósito aqui reproduzir a dedução da expressão do espalhamento Rayleigh [30, 31]. Iremos apenas mostrar algumas das passagens, que levam até o resultado final, mostrando a origem da dependência com o fator $1/\lambda^4$.

B.1 DESENVOLVIMENTO TEÓRICO

A princípio, Rayleigh considerou o problema da passagem da luz através de um meio contínuo no qual partículas esféricas estavam distribuídas aleatoriamente. Essas partículas funcionavam como centro espalhadores, uma vez que o meio contínuo não provoca espalhamento (apêndice A), e eram consideradas muito menores que o comprimento de onda da luz incidente, possuindo uma constante dielétrica ε diferente da constante dielétrica ε_0 do meio contínuo.

Como foi explicado no apêndice A, estamos assumindo que as partículas estão localizadas muito longe uma das outras e que cada uma irradia independente da presença ou posição das demais. Nesse regime de espalhamento independente, como não há qualquer relação entre as fases das ondas espalhadas, temos que somar as intensidades e não as amplitudes.

Se o raio das esferas é muito menor que o comprimento de onda λ , então o campo elétrico da luz dentro da partícula é homogêneo e o momento de dipolo induzido é dado por:

$$\vec{p} = \alpha \vec{E} \quad (\text{B.1})$$

onde α é o tensor de polarização e o campo elétrico \vec{E} é estacionário. Se o campo varia com o tempo, como é o caso, o momento de dipolo induzido, variável e atrasado será dado por:

$$\vec{\varphi} = \vec{p}_0 \cdot \exp(-i\omega t') \quad (\text{B.2})$$

$$t' = t - \frac{r}{c} \quad (\text{B.3})$$

Assim, o campo da onda espalhada, na zona de radiação, é descrito pela expressão:

$$\vec{E}_{rad} = \frac{\ddot{\varphi} \sin \theta}{rc^2} \hat{e}_\theta = -\frac{\omega^2}{rc^2} \sin \theta p_0 \hat{e}_\theta \quad (\text{B.4})$$

$$\vec{B}_{rad} = \frac{\ddot{\varphi} \sin \theta}{rc^2} \hat{e}_\phi = -\frac{\omega^2}{rc^2} \sin \theta p_0 \hat{e}_\phi \quad (\text{B.5})$$

onde r é a distância do dipolo ao ponto de observação e $\ddot{\varphi}$ é o módulo da segunda derivada de φ em relação ao tempo.

Podemos, com isso, calcular a intensidade espalhada. Mas, primeiramente, precisaremos calcular o vetor de Poynting, que nos dá o fluxo médio de energia por unidade de área em um período de oscilação:

$$\langle \vec{S} \rangle = \frac{c}{8\pi} \text{Re} (\vec{E}_{rad} \times \vec{B}_{rad}) \quad (\text{B.6})$$

$$= \frac{\omega^4 p_0^2}{r^2 c^3 8\pi} \sin^2 \theta \hat{e}_r \quad (\text{B.7})$$

$$= \frac{2\pi^3 c}{r^2 \lambda^4} p_0^2 \sin^2 \theta \hat{e}_r \quad (\text{B.8})$$

O módulo do momento de dipolo induzido é dado pela teoria eletromagnética por:

$$p_0 = \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + 2\varepsilon_0} a^3 E \quad (\text{B.9})$$

onde a é o raio das esferas e E o módulo do campo elétrico incidente. Como estamos tratando do espalhamento da luz no ar, podemos fazer algumas simplificações. Nesse caso, temos $\varepsilon_0 \simeq 1$ e:

$$p_0 = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} a^3 E \quad (\text{B.10})$$

onde consideramos a permeabilidade magnética das esferas $\mu = 1$, de tal maneira que o índice de refração é simplesmente $n = \sqrt{\varepsilon}$. Portanto:

$$\langle \vec{S} \rangle = \frac{2\pi^3 c}{r^2 \lambda^4} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2 a^6 E^2 \sin^2 \theta \hat{e}_r \quad (\text{B.11})$$

Agora sim podemos encontrar a intensidade do feixe espalhado, ou seja, a energia radiante por unidade de ângulo sólido. Assim, lembrando a definição de intensidade:

$$\langle I \rangle = \left\langle \frac{d\Phi}{dA} \right\rangle = \left\langle \frac{d\Phi}{d\Omega} \right\rangle \cdot \hat{e}_r r^2 \quad (\text{B.12})$$

$$= \left(\langle \vec{S} \rangle \cdot \hat{e}_r \right) r^2 \quad (\text{B.13})$$

$$= \frac{2\pi^3 c a^6}{\lambda^4} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2 E^2 \sin^2 \theta \quad (\text{B.14})$$

Apesar de não termos mencionado, o desenvolvimento que seguimos foi para a luz incidente polarizada. Se quisermos tratar o caso da luz não polarizada, é suficiente considerá-la como a soma de duas ondas polarizadas, perpendiculares entre si e sem nenhuma relação entre as fases.

Nesse caso, encontraríamos a seguinte expressão para a intensidade espalhada:

$$I(\theta) = \frac{\pi^3 c a^6}{\lambda^4} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2 E^2 (1 + \cos^2 \theta) \quad (\text{B.15})$$

Essa expressão reflete o resultado encontrado por Rayleigh.

B.1.1 Seção de Choque

Dada a expressão B.15 para a intensidade da luz espalhada, podemos calcular a seção de choque de espalhamento Rayleigh, dada pela razão entre a emitância e a irradiância. Como a irradiância é a de uma onda plana:

$$I_0 = \frac{c}{8\pi} E^2 \quad (\text{B.16})$$

a seção de choque será dada por:

$$\sigma_{Ray}(\theta) = \frac{8\pi^4 a^6}{\lambda^4} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2 (1 + \cos^2 \theta) \quad (\text{B.17})$$

Como estamos tratando da atenuação na atmosfera, podemos considerar $n^2 + 2 \simeq 3$, simplificando a expressão. Além disso, como estamos interessados na seção de choque total, devemos integrar sobre todos os ângulos sólidos:

$$\sigma_{Ray}^{Total} = \int \sigma(\theta) d\Omega = 2\pi \int_0^\pi \sigma(\theta) \sin \theta d\theta \quad (\text{B.18})$$

$$= \frac{16\pi^5 a^6}{9\lambda^4} (n^2 - 1)^2 \int_0^\pi (1 + \cos^2 \theta) \sin \theta d\theta \quad (\text{B.19})$$

∴

$$\sigma_{Ray}^{Total} = \frac{128}{27} \frac{\pi^5 a^6}{\lambda^4} (n^2 - 1)^2 \quad (\text{B.20})$$

Sendo $\eta = 3/(4\pi a^3)$ o número médio de moléculas por unidade de volume, teremos que a seção de choque para o espalhamento Rayleigh é dada por:

$$\sigma_{Ray}^{Total}(\lambda) = \frac{8\pi^3}{3} \frac{(n^2 - 1)^2}{\eta^2 \lambda^4} \quad (\text{B.21})$$

B.1.2 A Profundidade Óptica

O conhecimento da seção de choque total para o espalhamento Rayleigh nos permite calcular a profundidade óptica para esse espalhamento. Relembrando a expressão 5.23, a profundidade óptica é definida por:

$$\tau(x, \lambda) = \sigma(\lambda) \int_{x_1}^{x_2} \eta(x) dx \quad (\text{B.22})$$

onde x_1 e x_2 são as altitudes iniciais e finais da nossa massa atenuadora e a densidade de partículas η depende da altitude. Pela lei dos gases perfeitos, temos que:

$$\eta = \frac{P}{kT} \quad (\text{B.23})$$

Assim:

$$\tau(x, \lambda) = \sigma(\lambda) \int_{x_1}^{x_2} \frac{P(x)}{kT(x)} dx \quad (\text{B.24})$$

Para o modelo de atmosfera isotérmica, temos, da equação 5.4, que a pressão depende exponencialmente da altitude, portanto:

$$\tau(x, \lambda) = \sigma(\lambda) \int_{x_1}^{x_2} \frac{P_0 e^{-\frac{x}{H_0}}}{kT} dx \quad (\text{B.25})$$

$$= \sigma(\lambda) \frac{1}{kT} H_0 |P(x_1) - P(x_2)| \quad (\text{B.26})$$

onde colocamos o módulo na diferença de pressão pois a atenuação tem que ser independente da escolha que fazamos de x_1 e x_2 , isto é, se escolhermos x_1 como o ponto mais alto e x_2 como o mais baixo, ou vice-versa.

Usando a relação 5.14 entre profundidade atmosférica e a pressão, a definição da altura de escala, equação 5.5, e a expressão B.21 para a seção de choque, encontramos:

$$\tau(x, \lambda) = \sigma(\lambda) \frac{1}{kT} \frac{kT}{mg} |P(x_1) - P(x_2)| \quad (\text{B.27})$$

$$\tau(x, \lambda) = \sigma(\lambda) \frac{1}{m} \left| \frac{P(x_1) - P(x_2)}{g} \right| \quad (\text{B.28})$$

$$= \frac{8\pi^3 (n^2 - 1)^2}{3} \frac{1}{\eta^2 \lambda^4} \frac{1}{m} |\chi_1 - \chi_2| \quad (\text{B.29})$$

E, portanto, podemos escrever o coeficiente de transmissão como:

$$T_{ray} = \exp \left[-\zeta \frac{|\chi_1 - \chi_2|}{\lambda^4} \right] \quad (\text{B.30})$$

onde a constante ζ vale:

$$\zeta = \frac{8\pi^3 m (n^2 - 1)^2}{3 \rho_0^2} \simeq 9.14 \times 10^{-22} \text{cm}^6 \text{g}^{-1} \quad (\text{B.31})$$

Em geral, a expressão acima é escrita em termos do livre caminho médio de atenuação Rayleigh χ_R . Ao nível do mar, o livre caminho médio medido experimentalmente é de 23km para fótons de 400nm , o que corresponde a $\chi_R = 2974 \text{g/cm}^2$. Assim, a atenuação da luz passando de um ponto (χ_1, h_1) para um ponto (χ_2, h_2) é dada por:

$$T_{Rayleigh} = \exp \left[-\frac{|\chi_1 - \chi_2|}{\chi_R} \left(\frac{400 \text{nm}}{\lambda} \right)^4 \right] \quad (\text{B.32})$$

Essa é a expressão para o coeficiente de transmissão para o espalhamento Rayleigh como descrita na literatura [1]. Se calcularmos o valor de ζ , veremos que está bem próximo do nosso cálculo teórico:

$$\zeta = \frac{(400 \text{nm})^4}{2974 \text{g/cm}^2} \simeq 8.6 \times 10^{-22} \text{cm}^6 \text{g}^{-1} \quad (\text{B.33})$$

Apêndice C

O ESPALHAMENTO MIE

O espalhamento Mie é bastante complexo e, portanto, não entraremos em tantos detalhes como fizemos para o espalhamento Rayleigh. Nós resumiremos a seguir o desenvolvimento apresentado por Sokolski [1].

C.1 DESENVOLVIMENTO TEÓRICO

O espalhamento Mie apresenta uma dependência muito forte com o ângulo de espalhamento e depende do tamanho, da forma e da constante dielétrica do aerossol. Além disso, a distribuição de tamanhos pode variar com a altitude, composição dos poluentes e condições climáticas. Por causa dessas complicações, previsões sobre a atenuação da luz na atmosfera, quando a concentração de aerossóis é muito grande, não são confiáveis. Por isso, deve-se procurar observar a luminosidade vinda dos EAS, quer seja Čerenkov, quer seja de fluorescência, somente em condições de atmosfera extremamente limpa, onde o espalhamento Mie corresponde a uma pequena fração do espalhamento Rayleigh.

Porém, existe um modelo bastante simplificado para a atenuação devido aos aerossóis construído por Elterman [32]. Sabe-se de medidas experimentais que os aerossóis estão concentrados próximos ao solo, distribuídos aproximadamente segundo uma exponencial:

$$\rho_{aerossol} \simeq \exp \left[-\frac{h}{H_M} \right] \quad (\text{C.1})$$

onde a altura de escala dos aerossóis H_M é aproximadamente $1.2km$.

Apesar da distribuição de tamanhos e formas ser variável, um modelo médio pode ser construído assumindo uma distribuição de tamanhos com o seguinte perfil:

$$N(a) \simeq a^{-2.5} \quad (\text{C.2})$$

Nesse caso, encontramos que o livre caminho médio de espalhamento Mie l_M depende fortemente do comprimento de onda e vale aproximadamente $14km$ para $\lambda = 400nm$. A atenuação aproximada para comprimentos de onda próximos a esse valor pode ser dada por:

$$\frac{dN_\gamma}{dl} \simeq \frac{N_\gamma}{l_M} \exp \left[-\frac{h}{H_M} \right] \quad (C.3)$$

A distribuição angular dos fótons espalhados também depende do comprimento de onda e da distribuição de tamanhos, mas apresenta um pico bastante significativo em zero graus e pode ser descrito por uma exponencial. Assim:

$$\frac{d^2N_\gamma}{dl d\Omega} \simeq a \left| \frac{dN_\gamma}{dl} \right| \exp \left[\frac{-\theta}{\theta_M} \right] \quad (C.4)$$

onde $a = 0.8$ e $\theta_M = 26.7^\circ$.

Assim, integrando a expressão anterior de um ponto (χ_1, h_1) , para um ponto (χ_2, h_2) , a atenuação será dada por:

$$T_{Mie} = \exp \left[-\frac{H_M}{l_M \cos \theta} \left| \exp \left(\frac{h_1}{H_M} \right) - \exp \left(\frac{h_2}{H_M} \right) \right| \right] \quad (C.5)$$

onde θ é o ângulo entre a direção que une os pontos e a vertical. Vale ressaltar mais uma vez que a expressão anterior é válida desde que a concentração de aerossóis seja pequena e desde que o comprimento de onda esteja próximo a $400nm$.

Apêndice D

CONFIGURAÇÕES PARA O SÍTIO SUL

Há três configurações atualmente em pauta para a disposição dos detectores de fluorescência e de superfície no sítio sul do Observatório Pierre Auger. São elas: *Pocitos*, *Coihecos* e *Puntillas*.

Nas três configurações, apenas as posições dos detectores de fluorescência Sul e Leste permanecem fixas. Seus nomes foram dados de acordo com o nome do local escolhido para os “olhos” Norte e Central e a região coberta pelo arranjo.

Nas páginas seguintes, seguem mapas detalhados da configurações.

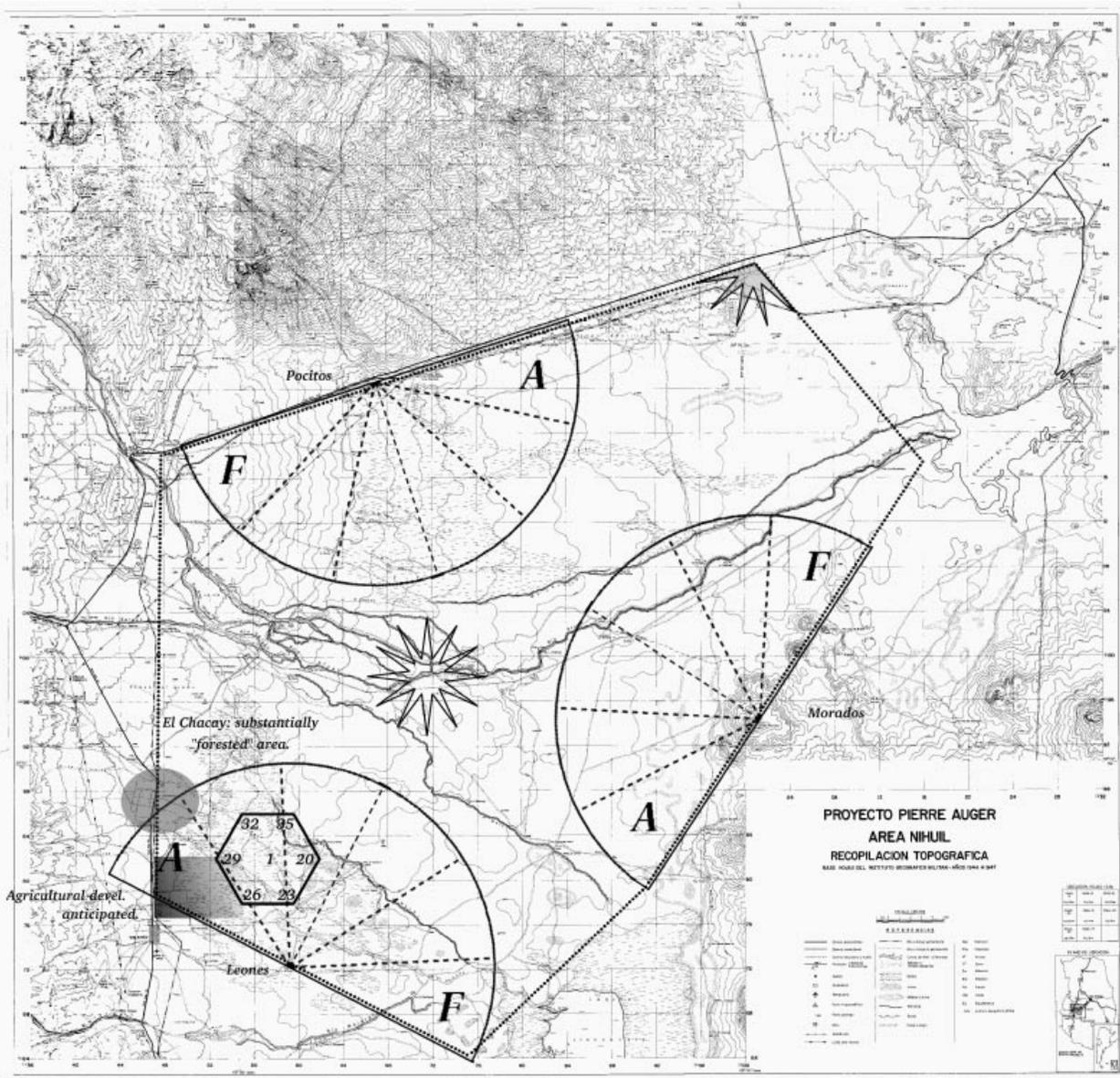


Figura D.1: Mapa da configuração de *Pocitos*.

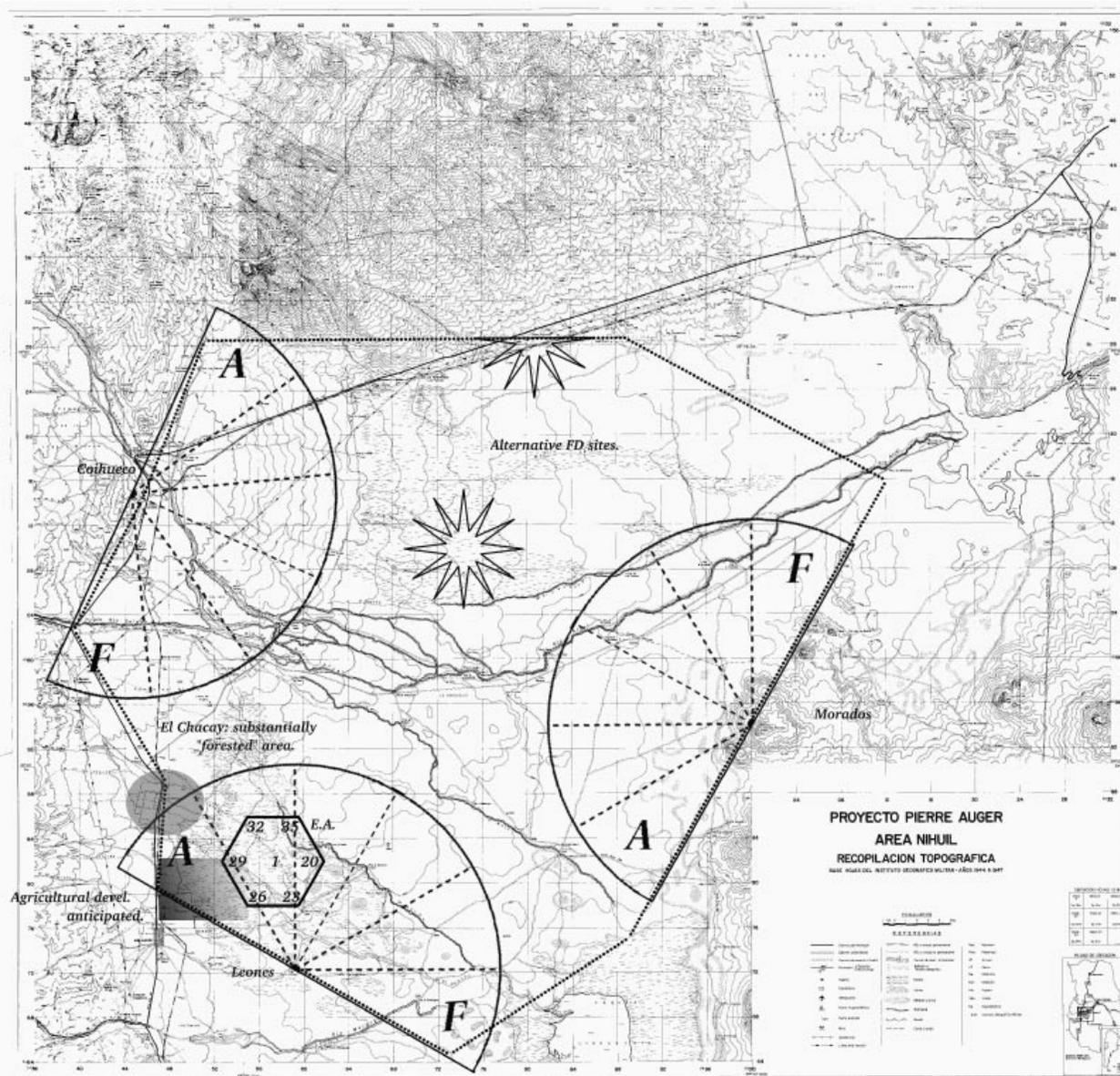


Figura D.2: Mapa da configuração de *Coihecos*.

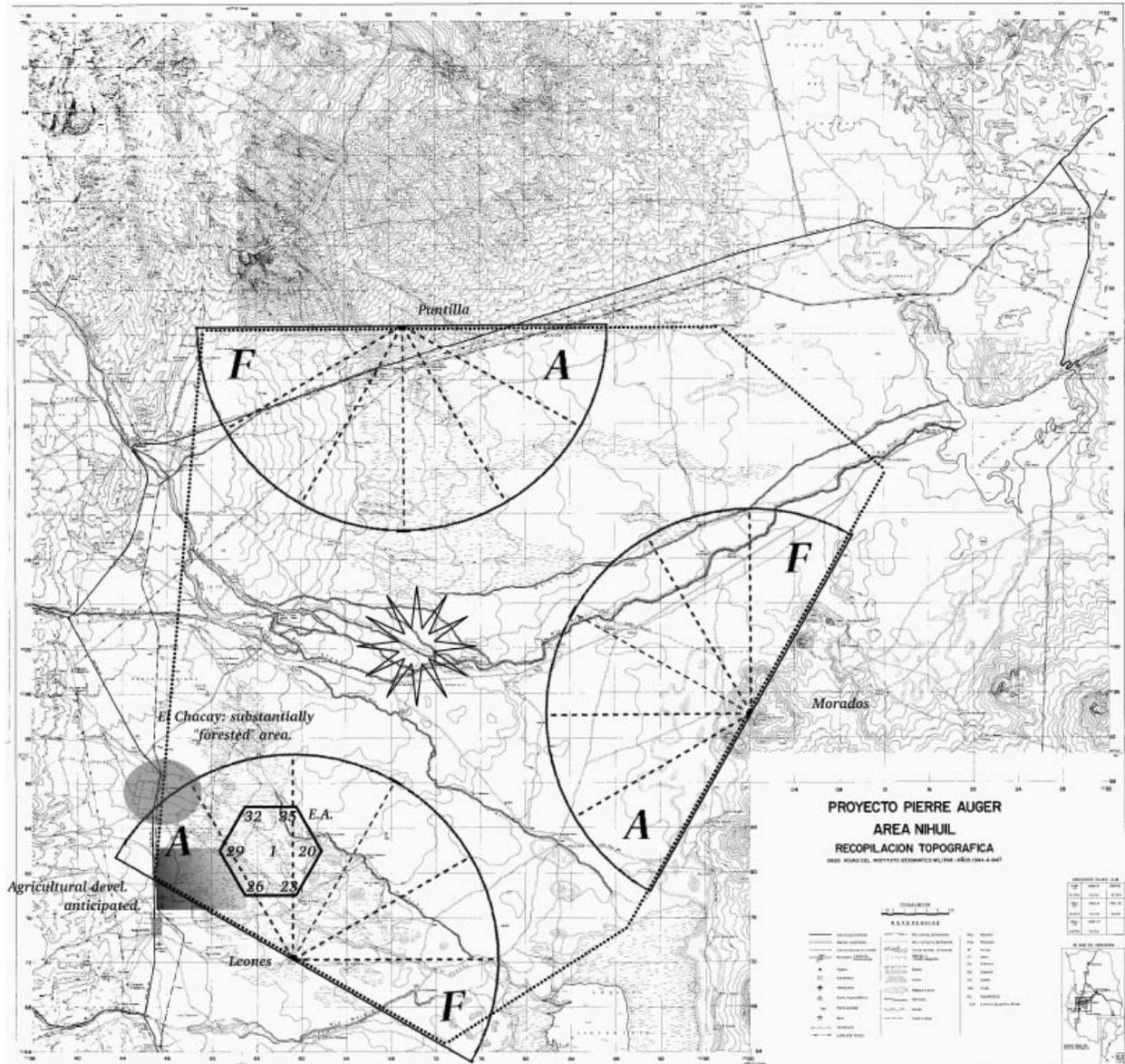


Figura D.3: Mapa da configuração de *Puntillas*.

Apêndice E

ARQUIVOS DE ENTRADA DO C.A.Mo.Ca.

O arquivo de entrada do C.A.Mo.Ca., o “CAMOCA.INPUT”, permite configurar todos os parâmetros que controlam a simulação. Ele foi escrito pensando em ser o mais amigável possível, de tal maneira que o usuário não precise conhecer detalhes da implementação do programa para alterá-lo.

Caso o programa venha a ser executado sem nenhum arquivo de entrada, um arquivo padrão é gerado e utilizado. O usuário pode então usar o arquivo gerado para “programar” a simulação desejada.

```
##
## C.A.MO.CA. INPUT FILE
##
## Written by Henrique Barbosa
##
##
# Running mode :: INTEGER*4
# 1) default
# 2) aperture
# 3) energy
RUNMODE      3
#
# Read FDSim shower? :: LOGICAL*4
USESHWRCPBF  T
#
# FDSim output file name to read showers from :: character*20
FDSIMLOG     puntilas.log
#
# IF ENERGY MODE==
# Number of Energy values :: INTEGER*4
# OBS.: max is 10
```

```
NENERG      1
#
# ...and log10(Energy) values :: REAL*4
# OBS.: max is 10
NVAL0      19.
NVAL1      18.5
NVAL2      19.
NVAL3      19.5
NVAL4      20.
NVAL5
NVAL6
NVAL7
NVAL8
NVAL9
#
# ... and number of showers for each energy
NSIM       1000
#
# Number of showers to be simulated :: INTEGER*4
# Obs.: If using energy mode, nshow will be set
# automatically to NEnergy*NSim
NSHOW      100
#
# Print partial result for each [ShBreake] :: integer*4
# showers
SHBREAKE   100
#
# Fluorescence detectors ground configuration :: INTEGER*4
# 1 - Hexagon
# 2 - Superman
# 3 - Chinese proposal
# 4 - HiRes
# 5 - Superman (Argentinian site)
# 6 - Pampa Amarilla - According to R.C.Shellard (Arg. site)
# 7 - Coiheco - According to R.C.Shellard (Arg. site)
# 8 - Puntillas - According to R.C.Shellard (Arg. site)
CONFIG     8
#
# Altitude of detection in km :: REAL*4
# (integer or half integer)
DNV        1.5
#
# Photon attenuation model :: Integer*4
1 = No Attenuation
2 = MODTRAN
3 = Classical
ATTENMODEL 3
#
```

```

# MODTRAN file name :: Character*20
# OBS.: Only matters if using modtran
MTFILENAME      tape7
#
# Atmospheric Model to be used :: Integer*4
# 1 = USSA 1962 Tropical (15 deg)
# 2 = USSA 1962 Subtropical Summer (30 deg)
# 3 = USSA 1962 Subtropical Winter (30 deg)
# 4 = USSA 1962 Midlatitude Summer (45 deg)
# 5 = USSA 1962 Midlatitude Winter (45 deg)
# 6 = USSA 1962 Subartic Summer (60 deg)
# 7 = USSA 1962 Subartic Mean Winter (60 deg)
# 8 = USSA 1962 Subartic Winter Warm (60 deg)
# 9 = USSA 1962 Subartic Winter Cold (60 deg)
# 10 = USSA 1962 Artic Summer (75 deg)
# 11 = USSA 1962 Artic Mean Winter (75 deg)
# 12 = USSA 1962 Artic Winter Warm (75 deg)
# 13 = USSA 1962 Artic Winter Cold (75 deg)
#
ATMMODEL        5
# Gaisser Hillas parameters :: (T)rue or (F)alse
# (T) Fixed (standard values)
# (F) Simulated (read corsika output)
PARAMFIX        T
#
# Fixed Energy Value :: (T)rue or (F)alse
# (T) Fixed
# (F) Random
ENERGYFIX       T
#
# Energy distribution :: REAL*4
# (assuming 1-region E^-gama spectrum)
# Obs.: only if using random energy values and standard G.H.
GAMA            2.8
#
# Mean free path for hadron interactions in
# the atmosphere
LAMBDA          70.
#
# Energy value startup (EeV = 10^19eV) :: REAL*4
# -> all showers simulated with this energy (fixed mode)
# -> showers simulated above this energy (random mode)
# Obs.: only matters if using standard gaisser hillas
ENERGYO         10.
#
# Zenithal angle distribution :: (T)rue or (F)alse
# (T) Fixed
# (F) Random (cosine uniforme)

```

```
ANGLEFIX      F
#
# Zenithal angle starup (degrees) :: REAL*4
# (fixed mode)
# -> all showers simulated with this angle
# (G.H. random angle mode)
# -> or simulate angle from zero up to this angle
# -> maximum angle in corsika file
ANGLE         60.
#
# Corsika file name :: Character*20
# Obs.: only matters if using corsika file (PARAMFIX = F)
CORFILNAM     corsika.input
#
# Use corsika data tables :: (T)rue or (F)alse
# (T) Corsika data
# (F) Fitting function
# Obs.: only matters if using corsika file
CORUSEDATA    T
#
# Corsika tables structure :: REAL*4
# - CorInitDepth
# - CorFinalDepth
# - CorStep
# Obs.: only matters if using corsika data
CORINITDEPTH  0.
CORFINALDEPTH 1020.
CORSTEP       20.
#
# Use subrot. Inside Array? :: (T)rue or (F)alse
# (T) Use CBPF subroutine (generic)
# (F) Use CAMOCA data (particular)
# obs.: InsideArray only works for convex poly
# and ground array vertices must have been set.
USEINARRAY    T
#
# Filter Type :: INTEGER*4
# (0) No Filter
# (1) Filter with 75% trans. for all wavelenghts
# (2) Filter with 50% trans. for all wavelenghts
# (3) Filter with 25% trans. for all wavelenghts
# (4) Filter with 12.5% trans. for all wavelen.
# (5) HiRes Filter
FILTERTYPE    0
#
# PMT Type :: INTEGER*4
# (0) PMT with Eff: 100% for all wavelenghts
# (1) PMT with Eff: 75% for all wavelenghts
```

```
# (2) PMT with Eff: 50% for all wavelenghts
# (3) PMT with Eff: 25% for all wavelenghts
# (4) PMT with Eff: 12.5% for all wavelenghts
# (5) HiRes PMT
PMTTYPE      3
#
# Maximum distance from shower axis to eye :: Real*4
# Obs.: If distance is greater than RpMax to all eyes
#       than another shower is simulated. (km)
RPMAX        50.
#
# Minimum distance from shower axis to eye :: Real*4
# Obs.: If distance is shorter than RpMin to
#       some eye this eye is considered blind. (km)
RPMIN        1.
#
# Minimum number of photons in a single pixel
# to trigger pixel :: Real*4
PHOTTHRSLD   5.
#
# Minimum number of good pixels in a single eye
# to be considered as a track. :: Integer*4
# Good here means satisfying S/N condition.
PIXTHRSLD    4
#
# Signal to Noise ratio :: Real*4
SN           3.
#
```


Apêndice F

ARQUIVO DE SAÍDA DO C.A.Mo.Ca.

Há dois arquivos de saída no C.A.Mo.Ca.: um arquivo .hbbok, onde estão todos os gráficos gerados; e um arquivo ASCII, direcionado para o dispositivo padrão de saída (o monitor), com informações sobre a simulação.

```
-----  
      CCCC   AAA   M   M   000   CCCC   AAA  
C      A   A   MM MM  0   0   C      A   A  
C      AAAAA  M M M  0   0   C      AAAAA  
C      A   A   M   M  0   0   C      A   A  
      CCCC   A   A   M   M   000   CCCC   A   A
```

Campinas Auger Monte Carlo v2000.01.23

```
-----  
____C.A.MO.CA.____standard_mode____running...-----
```

```
Initial Date: 2000/ 1/23  
Initial Time: 22:11:23  
Initial Seed: 1483803346
```

```
-----  
Number of showers: 2000  
Partial results for each: 200 showers
```

```
-----  
Ground Configuration: PUNTILAS  
Ground Array area: 2963.2 km^2  
Sample Square area: 6400.0 km^2  
Inside Events/Simulated: 0.46300
```

```
-----  
Atmospheric model used: Midlatitude Winter  
Photon attenuation model: CLASSICAL
```

Nitrogen Fluorescence: 5.2802 pht/m/ele
from: 2950.0 A
to: 4250.0 A

PMT Type: 25% PMT
Filter Type: No Filter
Mean Efficiency PMT+Filter: 25.00 (%)
Maximum distance to eye: 40.00 km
Minimum distance do eye: 1.00 km
Min # photons in a pixel: 5.0
Min # good pixels to track: 4
Signal/Noise: 3.0

Inside Array Subroutine: CBPF
Ground altitude: 1.50 km

Longitudinal Profile: Gaisser Hillas
Using fixed energy values: 10.0 EeV
Using random angle from: 0.0 deg
to: 60.0 deg
Mean Free Path: 70.00 g/cm2

Simulation Start.

Showers simulated: 2000
Showers inside array: 926
Showers outside array: 1074
Inside Events/Simulated: 0.46300

Final Date: 2000/ 1/23
Final Time: 22:25:53
Elapsed Date: 0/ 0/ 0
Elapsed Time: 0:14:30

Bibliografia

- [1] Pierre Sokolsky, “*Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics*”, Addison-Wesley Publishing Company, 1989.
- [2] Baltrusaitis et al., “*The Utah Fly’s Eye Detector*”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A240** (1985) 410.
- [3] Zayyad-Abu, T. et al., “*The capabilities of the High Resolution Fly’s Eye Detector*”, Proceedings of the XXV International Cosmic Ray Conference (1997).
- [4] Zayyad-Abu, T. et al., “*HiRes/MIA Measurements of EAS Development Between 10^{17} and 10^{18} eV: Detector description and Performance*”, Proceedings of the XXVI International Cosmic Ray Conference (1999)
- [5] Zayyad-Abu, T. et al., “*The Cosmic Ray Energy Spectrum as measured in Monocular Mode by the High Resolution Fly’s Eye Experiment*”, Proceedings of the XXVI International Cosmic Ray Conference (1999)
- [6] “*Pierre Auger Project Design Report*”, disponível no URL <http://www.auger.org>
- [7] A.R.P. Biral, “*Caracterização da luz Čerenkov produzida no ultravioleta médio por chuvas atmosféricas hadrônicas/eletromagnéticas, no âmbito da colaboração CLUE*”, IFGW - UNICAMP - 1996. Monografia apresentada no Instituto de Física “Gleb Wataghin” para defesa de tese de doutorado.
- [8] Berk A., Bernstein L.S. , Robertson D.C., “*MODTRAN : A moderate resolution model for LOWTRAN 7*” - GL-TR-89-0122 (1989) and Kneizys F.X. et al., “*Users guide to LOWTRAN 7*” - AFGL-TR-88-0177 (1988).
- [9] Biral, A.R.P.; Chinellato, J.A.; Dobrigkeit, C.; Shellard, R.; Albrow, M.; Escobar, C., “*Comparison between Hexagon and Superman Configurations*”, Pierre Auger Technical Note **GAP 97-001***.
- [10] Biral, A.R.P.; Chinellato, J.A.; Dobrigkeit, C.; Shellard, R.; Albrow, M.; Escobar, C., “*Comparison between Hexagon and Superman Configurations*”, Proceedings of the 25th International Cosmic Ray Conference, **7** (1997) 369-372.

- [11] P. Auger et al., Comptes Rendus **206** (1938) 1721, P. Auger, Rev. Mod. Phys. **11** (1939) 288.
- [12] J. Linsley, Phys. Rev Lett. **10** (1963) 146.
- [13] Uma coleção de figuras e fotografias associadas ao Projeto Auger encontra-se disponível através dos URLs:
<http://www.auger.org/gallery.html> e
<http://www.auger.org/admin/Presentation/index.html>
- [14] K. Greisen, Phys. Rev. Lett., **16** (1966) 766.
- [15] G.T. Zatsepin e V.A. Kuz'min, JETP Letters, **4** (1966) 78.
- [16] Informações detalhadas sobre o sítio sul do Observatório Pierre Auger encontram-se disponíveis através do URL:
<http://www.physics.utah.edu/sommers/hybrid/pampa/index.html>
- [17] M. Hillas, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, **22** (1984) 425.
- [18] M.A. Lawrence, R.J.O. Reid and A.A. Watson, J. Phys. **G17** (1991) 733.
- [19] The European Physical Journal C, **3** 1998 (Review of Particle Properties, 1998).
- [20] Gaisser, T.K. and Hillas, A.M., Proceedings of the 15th International Cosmic Ray Conference, Plovdiv, **8** (1977) 353.
- [21] T.K. Gaisser, *"Cosmic Rays and Particle Physics"*, Cambridge University Press, 1990.
- [22] A.R.P. Biral, *"Estudo da atenuação de luz ultravioleta Cerenkov produzida por cascatas eletromagnéticas na atmosfera"*, IFGW - UNICAMP - 1991. Monografia apresentada no Instituto de Física "Gleb Wataghin" para defesa de tese de mestrado.
- [23] Handbook of Geophysics and Space Environments, Ed. Shea L. Valley-Air Force Cambridge Laboratories, Office of Aerospace Research (1965).
- [24] V.W.J.H. Kirchoff e A.G. Motta, *"Medidas de Ozônio na Troposfera e Estratosfera de Natal"*, Revista Brasileira de Geofísica, **2** (1983) 25-30.
- [25] V.W.J.H. Kirchoff et al., *"Equatorial Ozone Characteristics as measured at Natal (5.9S, 35.2W)"*. J. Geophys. Res. **88**, C11, (1983) 6812-6812.
- [26] Comunicação direta com A.R.P. Biral
- [27] C. Pryke, *Shower Model Comparison I: Longitudinal profile*, **GAP 98-035**, Auger project technical note (1999).

- [28] B. Dawson, *Amplitude Dynamic Range in Auger Fluorescence Electronics*, **GAP 97-064**, PTN (1997)*.
- [29] B. Dawson, *Amplitude Dynamic Range in Auger Fluorescence Electronics: Update for the Four Eye System at Nihuil*, **GAP 99-038**, PTN (1999)*.
- [30] H.C. van de Hulst, *Light Scattering by Small Particles*, Dover, 1981.
- [31] I.L.Fabelinskii, *Molecular Scattering of Light*, Plenum Press, New York, 1968.
- [32] L. Elterman, *Ultra Violet, Visible and IR Attenuation for Altitudes to 50km*, Air Force Cambridge Research Labs, 1968.
- [33] CRC Handbook of Chemistry and Physics, 72nd Ed., (1991) 14-11.

* Os "Gap-notes" do Projeto Auger estão disponíveis através do URL http://www.auger.org/admin/GAP_Notes/index.html.