

Este exemplar corresponde à redação final da tese de doutorado defendida pelo aluno Antonio Renato Perissinotto Biral e aprovada pela comissão julgadora

A. Chinellato
26/02/1997

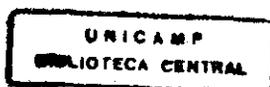
**Caracterização da luz Cerenkov
produzida no ultravioleta
médio por chuveis
atmosféricos
hadrônicos/eletromagnéticos,
no âmbito da colaboração
CLUE**

Antônio Renato Perissinotto Biral

Monografia apresentada no Instituto de Física "Gleb Wataghin" para defesa de tese de doutorado

Orientador: Prof. Dr. José Augusto Chinellato

Departamento de Raios Cósmicos e Cronologia
IFGW - UNICAMP
Campinas - 1996



11

IF/3065

UNIDADE	IFGW
N.º CHAMADA:	IF/UNICAMP
V.	Ex.
TOMBO BC/	30169
PROC.	281197
C	<input type="checkbox"/>
D	<input checked="" type="checkbox"/>
PREÇO	R. \$ 11,00
DATA	14-05-97
N.º CPD	

CM-00097695-2

**FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP**

B53c

Biral, Antônio Renato Perissinotto
 Caracterização da luz Cerenkov produzida no ultravioleta médio por chuveiros atmosféricos hadrônicos/eletromagnéticos, no âmbito da colaboração CLUE / Antônio Renato Perissinotto Biral. -- Campinas, SP : [s.n.], 1996.

Orientador: José Augusto Chinellato.
 Tese (doutorado) - Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".

1. Chuveiros de raios cósmicos. 2. Ótica na atmosfera. 3. Radiação ultravioleta. 4.* Cherenkov, Astronomia. I. Chinellato, José Augusto. II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física "Gleb Wataghin". III. Título.

PARECER DE APROVAÇÃO
DEFESA DE TESE DE DOUTORADO DE
ANTONIO RENATO PERISSINOTO BIRAL

DATA: 10 / 10 / 96

BANCA EXAMINADORA:


- Prof. Dr. José Augusto Chinellato (Orientador)


- Profa. Dra. Renata Zukanovich Funchal


- Prof. Dr. Ronald Cintra Shellard


- Prof. Dr. Anderson Campos Fauth


- Prof. Dr. Márcio José Menon

Agradecimentos

Nada pode existir de mais gratificante do que chegar nesse ponto do trabalho e pensar com satisfação em tantas pessoas de quem só conseguimos pensar com carinho.

Poderia facilmente colocar uma lista de várias páginas além desse ponto.

Porém, o que se estaria apenas tentando transcrever seria a gratidão por ter nascido ser-humano, e de conseguir assim lembrar de tudo aquilo que é bom, que nos cerca, e que nos ama.

E de lembrar também que, embora com uma regularidade não tão grande, nós temos a capacidade sentir que nosso íntimo é na verdade um reflexo de toda essa “magia”. E que no fundo somos bons, por mais problemática que tal verdade venha a nos parecer.

Agradeço primeiramente a minha família. Agradeço ao meu irmão e a cada uma das minhas irmãs, mas agradeço especialmente aos meus pais, a quem devo muito da atenção que me fez gente

Agradeço também aos meus colegas do departamento (tanto os mais-velhos como os mais-novos que eu) pela “mais do que agradável” companhia. Eu os quero muito bem, pois cada um é verdadeiramente especial.

Agradeço ainda aos tantos amigos e companheiros “de viagem”, muitas vezes tão longe (no sentido de distância ou de tempo), mas que sempre sinto intensos dentro do meu coração. E, de um modo particular, agradeço às minhas “mais queridas mestras”, seja pela amizade ou seja pela luz que elas me ensinaram a reconhecer.

Esse trabalho é fruto, mais do que de dedicação e de interesse, do simples ato de “querer bem”. Foi com esse espírito que me conduziu meu orientador durante todo esse tempo, e a ele dedico esses últimos agradecimentos.

Índice

1. O experimento CLUE	6
1.1 A proposta original	6
1.2 A questão da opacidade da atmosfera	10
1.3 Status atual do experimento.....	14
2. O trabalho de simulação	16
2.1 Introdução.....	16
2.2 Descrição resumida da utilização do GEANT na simulação	20
2.2.1 A energia máxima.....	20
2.2.2 A atmosfera como meio de propagação.....	20
2.2.3 Os fenômenos físicos simulados.....	21
2.2.4 A energia de limiar.....	23
2.2.5 Os parâmetros de “tracking”.....	23
2.3 Procedimentos adotados na simulação de chuveiros <u>hadrônicos</u>	25
2.4 Procedimentos adotados na simulação de chuveiros <u>eletromagnéticos</u>	26
2.5 A distribuição lateral dos fótons Cerenkov: algumas considerações sobre o “anel Cerenkov”	29
2.6 Diferenças entre o MODTRAN 2 e o MODTRAN 3 na faixa do ultravioleta	33
3. Resultados	35
3.1 Características gerais	35
3.2 A distribuição lateral dos fótons para diferentes partículas primárias.....	37
3.2.1 Chuveiros iniciados por gamas.....	37
3.2.2 Chuveiros iniciados por prótons.....	39
3.2.3 Chuveiros iniciados por elétrons.....	44
3.3 Características do comprimento de onda dos fótons incidentes	46
3.3.1 A distribuição espectral dos fótons como função da energia do primário	46
3.3.2 A distribuição lateral como função da janela espectral adotada	47
3.4 A distribuição angular dos fótons incidentes	48
3.4.1 A distribuição angular tomada a partir de uma “grande superfície” de coleta de fótons	48
3.4.2 O ângulo médio dos fótons como função da distância ao eixo do chuveiro	49
3.5 A distribuição lateral dos fótons incidentes como função das características do CLUE.....	51
3.6 O papel dos fótons produzidos pelos múons da cascata no sinal Cerenkov total observado	53
3.7 Estimativas sobre a distribuição lateral de partículas carregadas que chegam ao solo	56
3.8 Comparação entre as distribuições laterais dos fótons gerados, tomados no ultravioleta médio e no visível.....	58
3.9 Distribuição lateral dos fótons ultravioletas sob condições “nubladas”	60
3.10 Estudos sobre a eficiência de disparo do CLUE	62

4. Conclusão	68
5. Estudo sobre as imagens de um aparato Cerenkov.....	70
5.1 <i>A geometria do CLUE</i>	70
5.2 <i>A questão da imagem</i>	71
5.3 <i>O caso dos fótons provenientes da vertical</i>	72
5.4 <i>O caso dos fótons incidentes inclinados.....</i>	73
5.5 <i>O “mapa de direções” na fotocâmara</i>	75
5.6 <i>O caso dos fótons incidentes num padrão “cônico”</i>	77
5.7 <i>O clipping da luz refletida para ângulos próximos à aceitação do experimento.....</i>	79
5.8 <i>Imagens Cerenkov resultantes de chuviscos atmosféricos</i>	81
5.8.1 <i>Imagens de chuviscos atmosféricos obtidas no “visível”</i>	82
5.8.2 <i>Imagens de cascatas atmosféricas obtidas no “ultravioleta”</i>	86
6. Descrição do uso das parametrizações de Hillas nas simulações, e comparação com distribuições obtidas pelo GEANT 3.21.....	89
6.1 <i>O parâmetro “idade” do chuvisco.....</i>	90
6.2 <i>O desenvolvimento longitudinal dos chuviscos atmosféricos.....</i>	91
6.3 <i>O espectro de energia das partículas carregadas</i>	95
6.4 <i>A distribuição angular das partículas carregadas</i>	97
6.4.1 <i>O valor de “<w>”</i>	97
6.4.2 <i>A distribuição ao redor de “<w>”.....</i>	99
6.5 <i>A distribuição lateral das partículas carregadas</i>	102
7. Dispositivos baseados em TMAE.....	105
8. Total de simulações realizadas	107
9. Referências.....	109

Introdução

O principal objetivo do experimento CLUE (abreviação de "*Cerenkov Light Ultraviolet Experiment*") é a detecção e estudo de chuviros atmosféricos através da luz Cerenkov emitida pelas suas partículas carregadas. Diferentemente porém de como se costuma trabalhar em astronomia Cerenkov, o experimento CLUE, conforme idealizado, operaria na faixa espectral do ultravioleta médio (1800-2400 Å). Esperaria-se desse modo uma efetiva blindagem dos fótons ultravioletas de "fundo", proporcionada principalmente pela absorção ocasionada pelo ozônio atmosférico.

Neste trabalho, através do método de Monte-Carlo, são analisadas diversas características do experimento em função do sinal de luz Cerenkov produzido por chuviros atmosféricos verticais, iniciados seja por gamas, seja por prótons de alta energia (simulados na faixa de 1 a 10 TeV).

São assim expostas curvas de distribuição lateral dos fótons ultravioletas Cerenkov, obtidas em casos onde foram incluídas ou não algumas das eficiências experimentais do aparato. É realizado também um cuidadoso estudo sobre o sinal de luz Cerenkov ultravioleta produzido exclusivamente pelos múons das cascatas atmosféricas simuladas. Um estudo referente a energia de limiar do experimento, onde são avaliadas diferentes condições de disparo a partir de uma disposição triangular hipotética de módulos do CLUE, é também apresentado.

Por último, diversas considerações referentes aos processos de atenuação da luz ultravioleta na atmosfera, processos de formação de imagem, comparações (num aparato semelhante ao CLUE) entre o sinal de luz Cerenkov produzido tanto no ultravioleta como no visível, e análises comparativas entre os algoritmos de simulação utilizados são também discutidas.

1. O experimento CLUE

1.1 A proposta original

O principal objetivo do experimento italiano CLUE [1-6] é a detecção e estudo de chuviscos atmosféricos através da luz Cerenkov emitida pelas suas partículas carregadas. Diversamente de como se costuma trabalhar em astronomia Cerenkov porém, o experimento CLUE, conforme idealizado, operaria na faixa espectral do ultravioleta médio (“CLUE” é na realidade abreviação de “*Cerenkov Light Ultraviolet Experiment*”).

Segundo a proposta do CLUE, a detecção de chuviscos atmosféricos ocorreria nos comprimentos de onda das bandas de absorção do ozônio. A atmosfera se mostra extremamente opaca à luz ultravioleta próximo e médio de origem extraterrestre, fato devido exclusivamente à absorção causada pelo ozônio (mesmo apesar deste se encontrar na atmosfera em concentrações muito baixas).

Como, *grosso modo*, o ozônio se encontra localizado na atmosfera na assim denominada “camada de ozônio” (situada a 35 km de altura), experimentos Cerenkov que realizem observações nos comprimentos de onda da absorção do ozônio tirariam proveito de dois fatores singulares: não apenas o fundo de luz ultravioleta de origem cósmica seria completamente absorvido (incluindo, por exemplo, toda a radiação solar emitida nessa faixa), como também os fótons ultravioletas gerados abaixo da camada de ozônio terminariam por sofrer uma baixa atenuação por parte do volume atmosférico restante (Figura 1.1). No caso de chuviscos atmosféricos isso é o que realmente ocorre, pois estes geralmente se desenvolvem abaixo das altitudes da camada de ozônio. Por último, como a emissão de luz Cerenkov se dá segundo $1/\lambda^2$, a eficiência de produção de fótons Cerenkov no ultravioleta seria maior do que a emissão correspondente no visível.

No caso do CLUE, a detecção de fótons nessa janela espectral é feita através do uso de um dispositivo foto-sensível baseado no gás TMAE (ver apêndice), sensível a fótons na faixa de 1800 a 2400 Å (Figura 1.2). O conjunto completo inclui, além da foto-câmara, um espelho de 1.8 metros de diâmetro, sua montagem equatorial, bem como a parte eletrônica (Figura 1.3 e Figura 1.4). O CLUE, conforme a sua proposta original, seria formado por um *array* de 64 módulos assim compostos, que cobririam uma área de 10^5 metros quadrados.

Vale a pena lembrar que experimentos Cerenkov realizados no visível não somente se encontram sujeitos a um forte fundo de luz extraterrestre, como requerem noites limpas e sem lua. O ciclo de funcionamento dessas experiências é desse modo muito baixo (com cerca de 5% de aproveitamento). Não somente o CLUE teria um ciclo de funcionamento maior, como teria até mesmo a possibilidade de estudar a radiação cósmica proveniente da direção da lua. Isso abre uma perspectiva interessante, pois possibilitaria uma observação direta da chamada “sombra da lua”, e desse modo do conteúdo de anti-matéria presente na radiação cósmica.

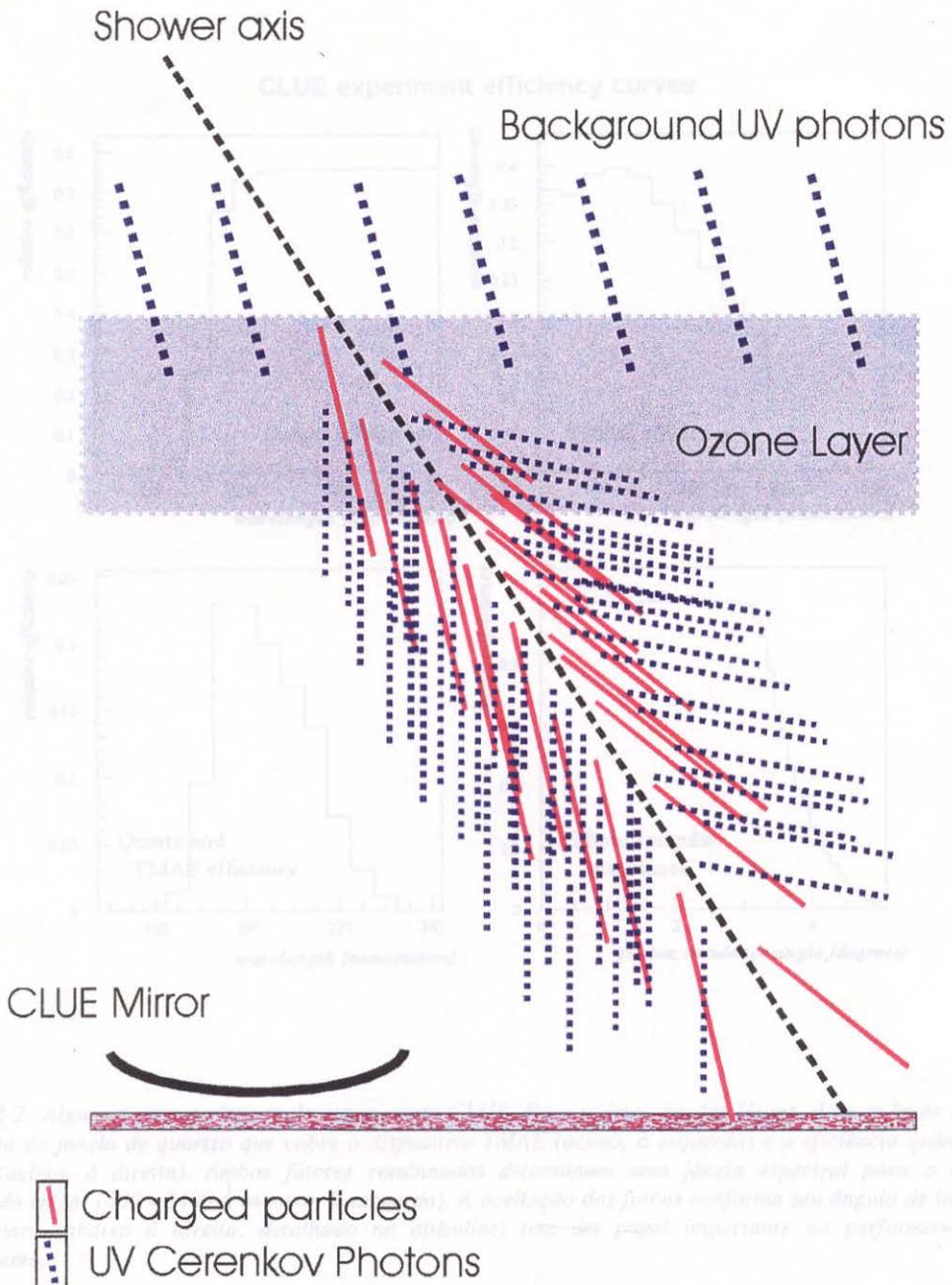


Figura 1.1: Representação esquemática do funcionamento do CLUE. A luz ultravioleta de origem extraterrestre é absorvida pela camada de ozônio, a cerca de 35 km de altura. Como os chuviscos atmosféricos geralmente se desenvolvem abaixo dessa altitude (atingindo o seu máximo entre 10 e 8 quilômetros), os fótons Cerenkov ultravioletas emitidos pelas partículas carregadas atingiriam os níveis de observação com uma pequena atenuação.

CLUE experiment efficiency curves

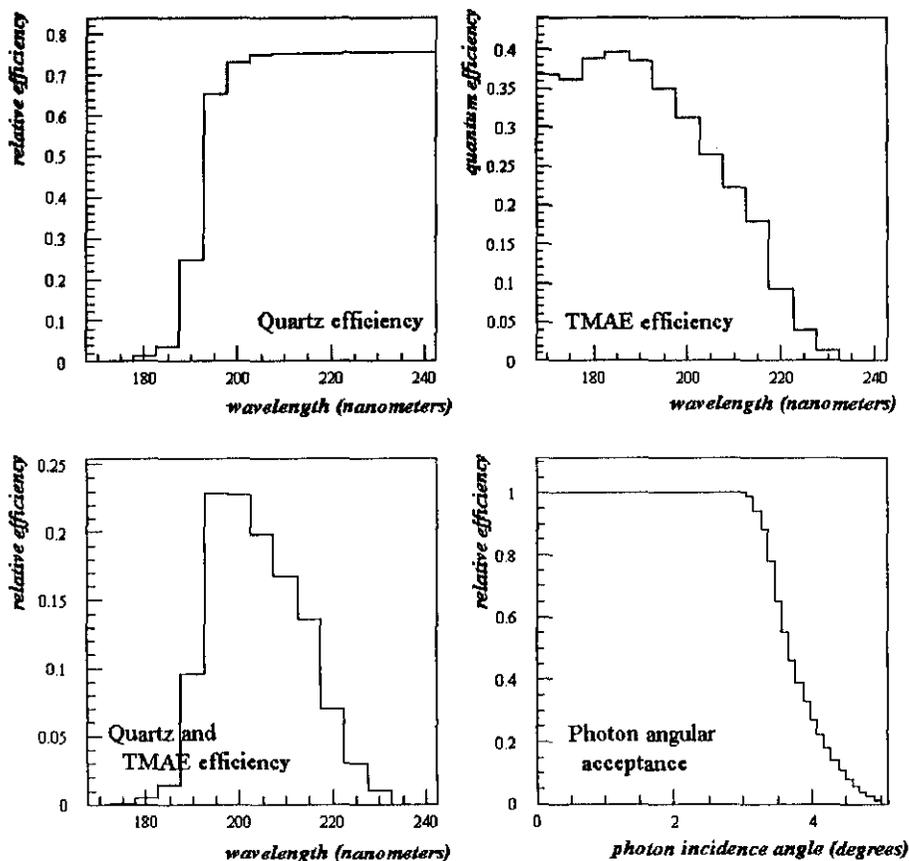


Figura 1.2: Algumas características do experimento CLUE. Para a detecção dos fótons, deve-se levar em conta: a eficiência da janela de quartzo que cobre o dispositivo TMAE (acima, à esquerda) e a eficiência quântica do gás TMAE (acima, à direita). Ambos fatores combinados determinam uma janela espectral para o experimento localizada entre 1800 - 2400 Å (abaixo, à esquerda). A aceitação dos fótons conforme seu ângulo de incidência na foto-câmara (abaixo à direita, detalhado no apêndice) tem um papel importante na performance total do experimento.

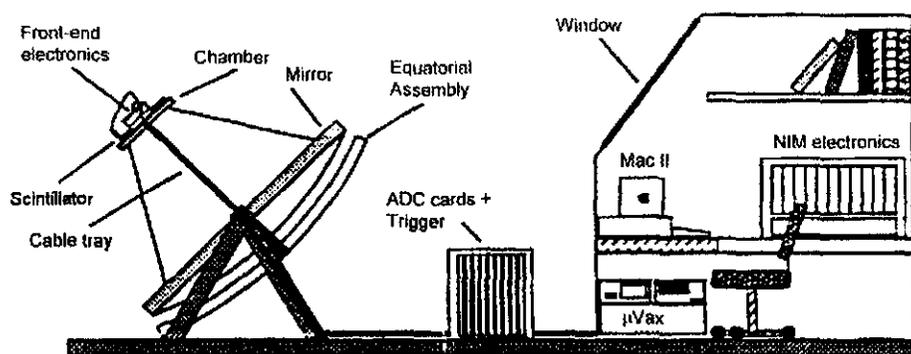


Figura 1.3: Representação esquemática de um módulo do CLUE, onde se vê o dispositivo foto-sensível baseado no gás TMAE, o espelho e a eletrônica.

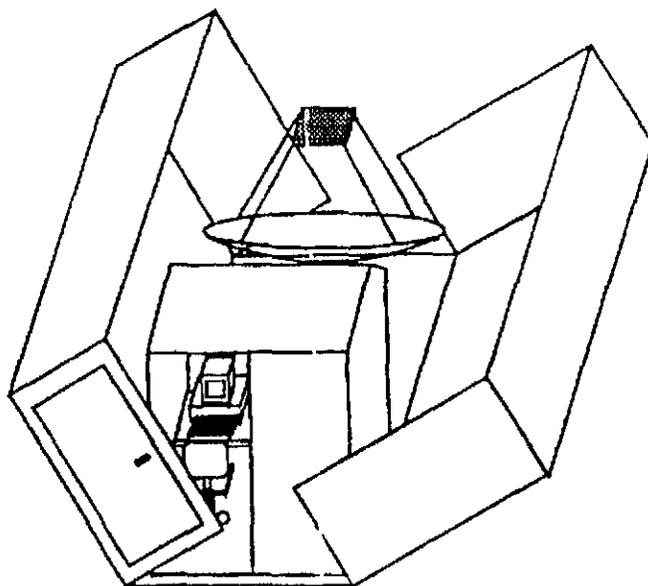


Figura 1.4: Representação esquemática de um módulo do CLUE, conforme abrigado e transportado dentro de containers

1.2 A questão da opacidade da atmosfera

Como já dito num trabalho anterior [7], a principal causa de atenuação de luz na faixa espectral entre 1800 a 2400 Å é decorrente de absorções proporcionadas pelo O₂ (oxigênio) e pelo O₃ (ozônio), seguidas pelos espalhamentos Rayleigh (devido a moléculas) e Mie (devido aos aerossóis). Outros gases, como CO₂, N₂O e vapor de água, têm um papel secundário.

Porém, diferentemente do que se pressupunha na proposta original, foi verificado que, na faixa do ultravioleta compreendida entre 1800 e 2400 Å, a principal fonte de atenuação é o oxigênio. Apesar da minúscula seção de choque de absorção que o oxigênio apresenta nessa faixa, ele corresponde a 21% do total da atmosfera. Note que a concentração do ozônio, também um importante gás absorvedor, é de cerca de 1 p.p.m.ⁱ.

Duas particularidades acontecem devido à absorção causada pelo oxigênio. Como a absorção do O₂ tem um crescimento exponencial com relação a comprimentos de onda menores que 2030 Å (Figura 1.5 e Figura 1.6), a atmosfera é virtualmente opaca a esses comprimentos de onda. De fato, o comprimento de onda de 2000 Å corresponde ao início do que é conhecido como “*vacuum ultraviolet*” (onde estudos só são possíveis sob vácuo). Desse modo, os fótons Cerenkov emitidos abaixo de 2000 Å (justamente onde a foto-câmara baseada em TMAE encontra sua melhor eficiência) certamente serão absorvidos pela atmosfera.

Para comprimentos de onda acima de 2000 Å, a atenuação devida ao oxigênio decresce continuamente, sendo que para comprimentos de onda acima de 2400 Å o ozônio se torna o principal gás absorvedor (Figura 1.7 e Figura 1.8). Porém, uma vez que os fótons emitidos na faixa entre 2000 - 2400 Å sofrem também a absorção devida ao oxigênio, os fótons Cerenkov emitidos no ultravioleta médio dentro da faixa espectral do CLUE sofrerão uma significativa atenuação durante todo o caminho até o chão (Figura 1.9).

Desse modo o experimento CLUE, segundo a eficiência do dispositivo foto-sensível baseado no gás TMAE, não se encontra “sintonizado” com a atenuação devida ao ozônio (Figura 1.10). Apesar do bloqueio efetivo contra fontes de luz ultravioleta de origem extraterrestre pela atmosfera, os fótons Cerenkov ultravioleta emitidos na faixa espectral do CLUE sofrerão atenuação até o chão. Apenas partículas carregadas de chuueiros que se encontrarem nas vizinhanças do experimento (geralmente relacionados com os estágios finais dos chuueiros atmosféricos) serão desse modo capazes de produzir luz Cerenkov detectável.

Foi assim concluído no trabalho supracitado que, a fim de obter uma melhor eficiência de detecção, o CLUE deveria ser colocado em altitudes de montanha, onde menores densidades atmosféricas implicariam uma menor absorção por parte do oxigênio atmosférico. Além do mais, através de um aumento da altura do nível de observação, seria também possível ter acesso a estágios mais próximos ao máximo desenvolvimento dos chuueiros atmosféricos, de modo que mais partículas carregadas seriam observadas.

ⁱ nas alturas da chamada “camada de ozônio” (25-35 km)

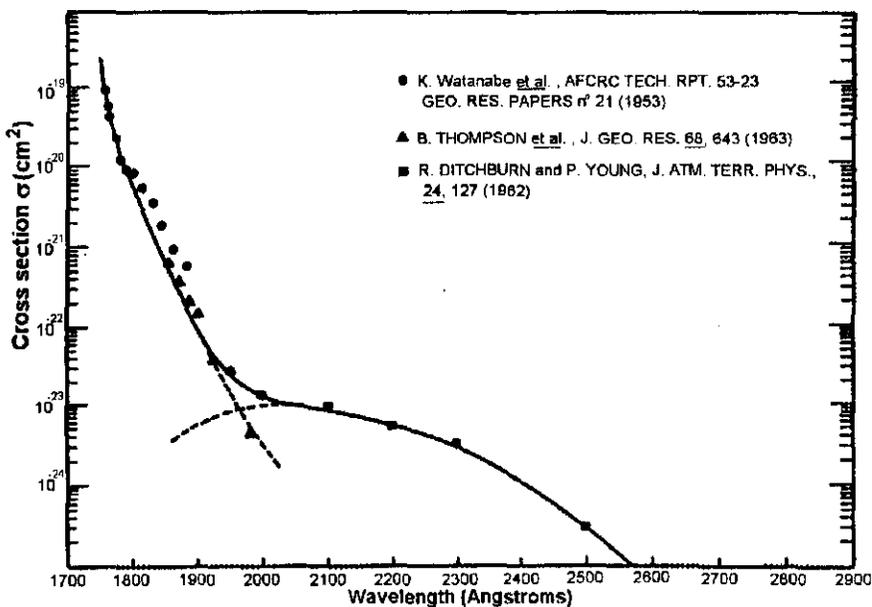


Figura 1.5: A absorção proporcionada pelo oxigênio na faixa do ultravioleta médio (J.O. Sullivan and A.C. Holland, "A congeries of absorption cross sections for wavelengths less than 3000 Å". NASA contractor report 371, National Aeronautics and Space Administration, 1966)

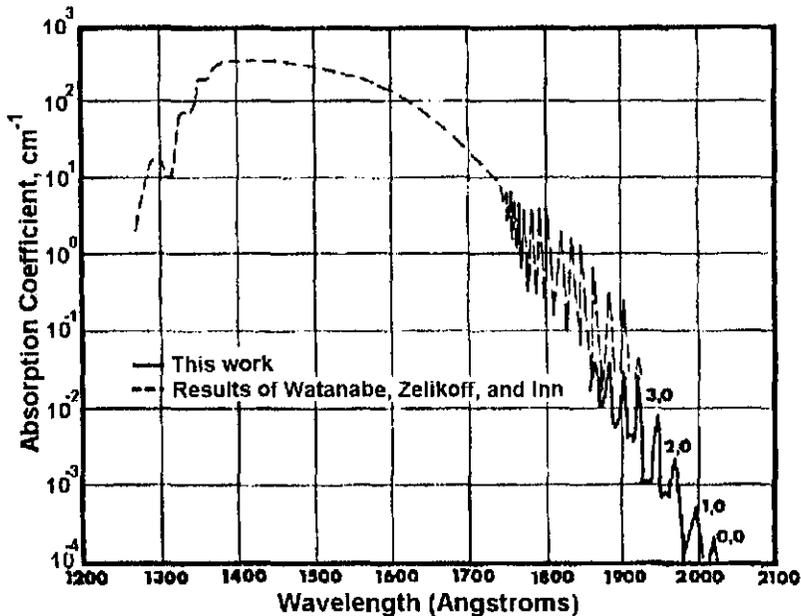


Figura 1.6: A absorção proporcionada pelo oxigênio para comprimentos de onda abaixo de 2000 Å. As bandas correspondem ao sistema de Schumann-Runge ($B^3\Sigma_u^- \rightarrow X^3\Sigma_g^-$) (B.A.Thompson, P.Harteck and R.R.. Reeves Jr, "Ultraviolet absorption coefficients of CO_2 , CO , O_2 , H_2O , N_2O , NH_3 , NO , SO_2 and CH_4 , between 1850 and 4000 Å". J. Geophys. Res. 68, 6431 (1963))

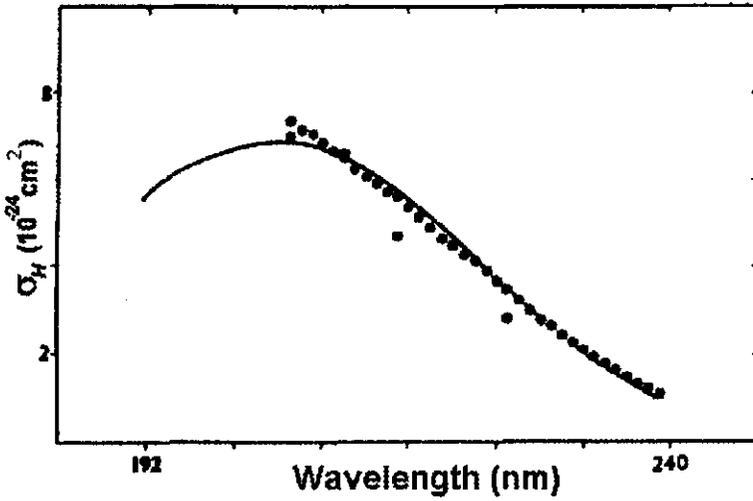


Figura 1.7: A absorção proporcionada pelo oxigênio para comprimentos de onda acima de 2000 Å (no denominado "Herzberg continuum"). (K. Yoshino, et al., "Improved absorption cross-sections of oxygen in the wavelength region 205-240 nm of the Herzberg continuum". *Planet. Space Sci.*, 36, 1469 (1988))

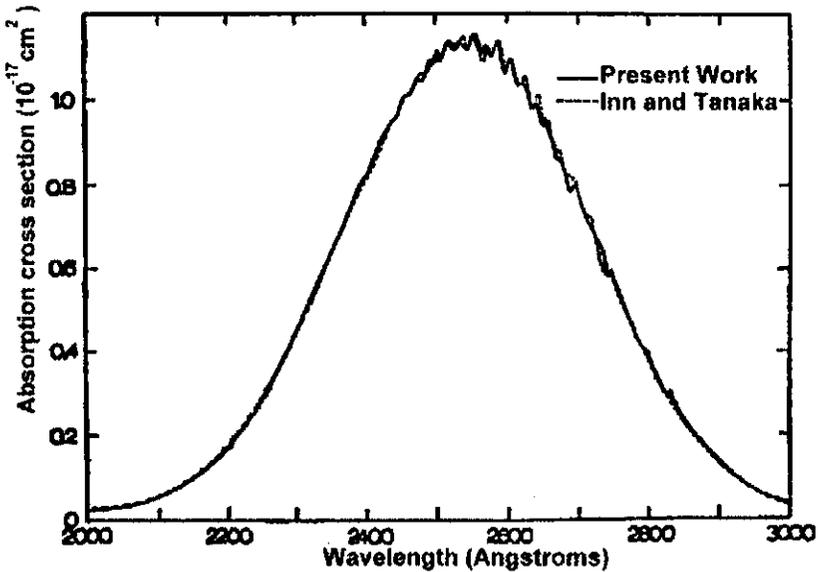


Figura 1.8: A absorção proporcionada pelo ozônio na faixa do ultravioleta médio (R.D. Hudson, "Critical review of ultraviolet photoabsorption cross sections for molecules of astrophysical and aeronomic interest". *Reviews of Geophys. and Space Phys.*, 9, 305 (1971)).

Mean free path of ultraviolet photons in atmosphere

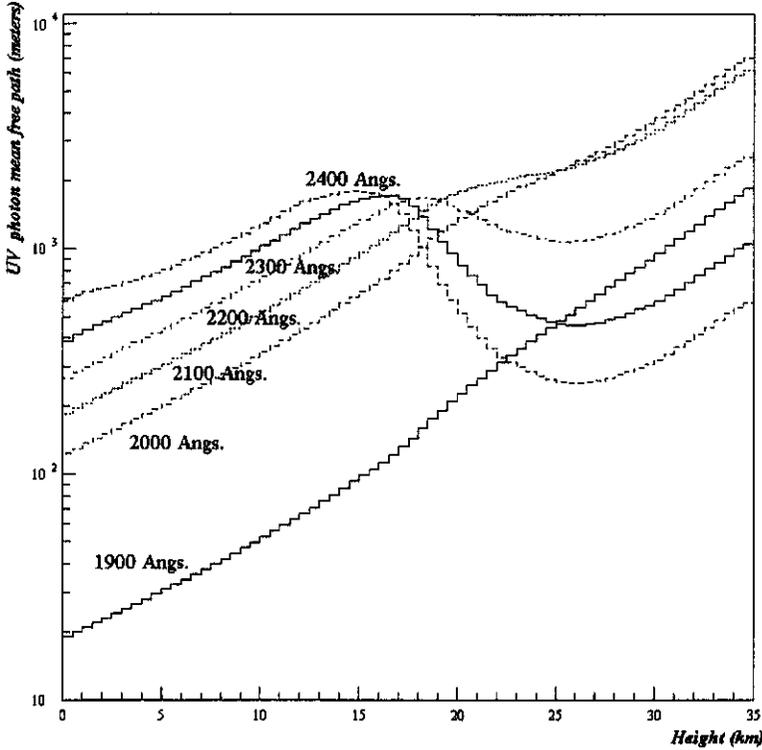


Figura 1.9: Livre caminho médio de atenuação de fótons ultravioletas de diferentes comprimentos de onda, para diferentes altitudes. No caso, o livre caminho médio se refere à atenuação sofrida pelos fótons ultravioletas a partir das mesmas condições existentes nas altitudes amostradas (por exemplo, num caminho de atenuação horizontal).

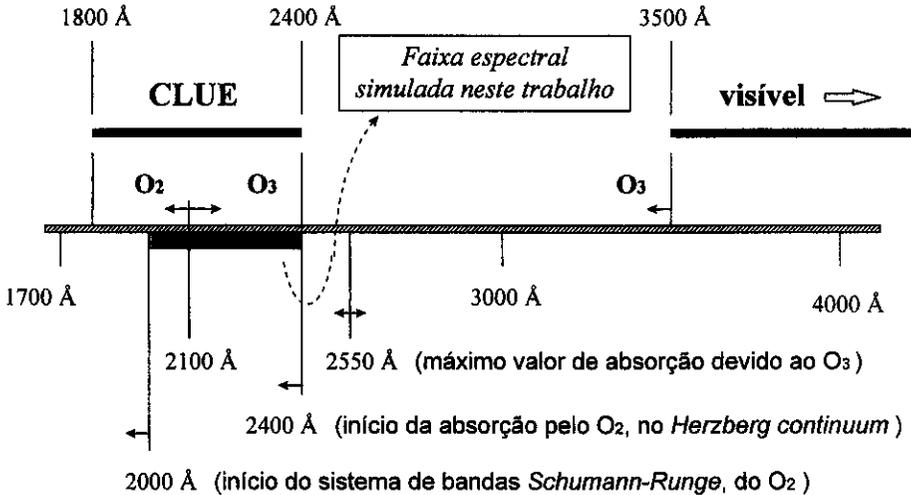


Figura 1.10: Representação do intervalo espectral de sensibilidade do experimento CLUE e dos principais mecanismos de absorção na atmosfera, na faixa de comprimentos de onda que vai do ultravioleta médio até o início da faixa espectral do visível.

1.3 Status atual do experimento

Atualmente existem 4 módulos CLUE instalados no pico de Roque de Los Muchachos, na ilha canária de La Palma (Figura 1.11). Tais módulos compartilham o mesmo local e infraestrutura do experimento alemão HEGRA, a 2200 metros acima do nível do mar (Figura 1.12 e Figura 1.13). Cinco outros módulos se encontram atualmente em preparação. Esforços contínuos são ainda empregados no aperfeiçoamento da foto-câmara baseada no gás TMAE, assim como numa melhor compreensão do experimento em si.

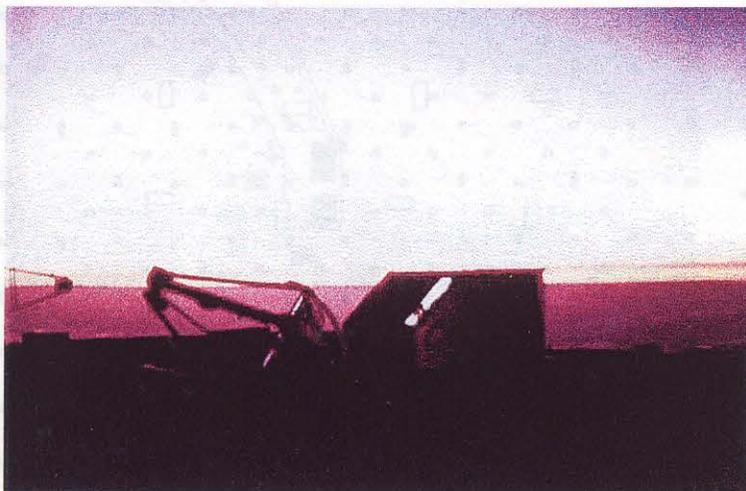


Figura 1.11: Módulo CLUE aberto, mostrando o espelho e a cabina de controle



Figura 1.12: Panorama a partir do observatório astronômico internacional de Roque de Los Muchachos. Abaixo à direita é possível observar o experimento HEGRA (a 2200 metros acima do nível do mar), onde os módulos do CLUE se encontram atualmente instalados.

2. O trabalho de simulação

2.1 Introdução

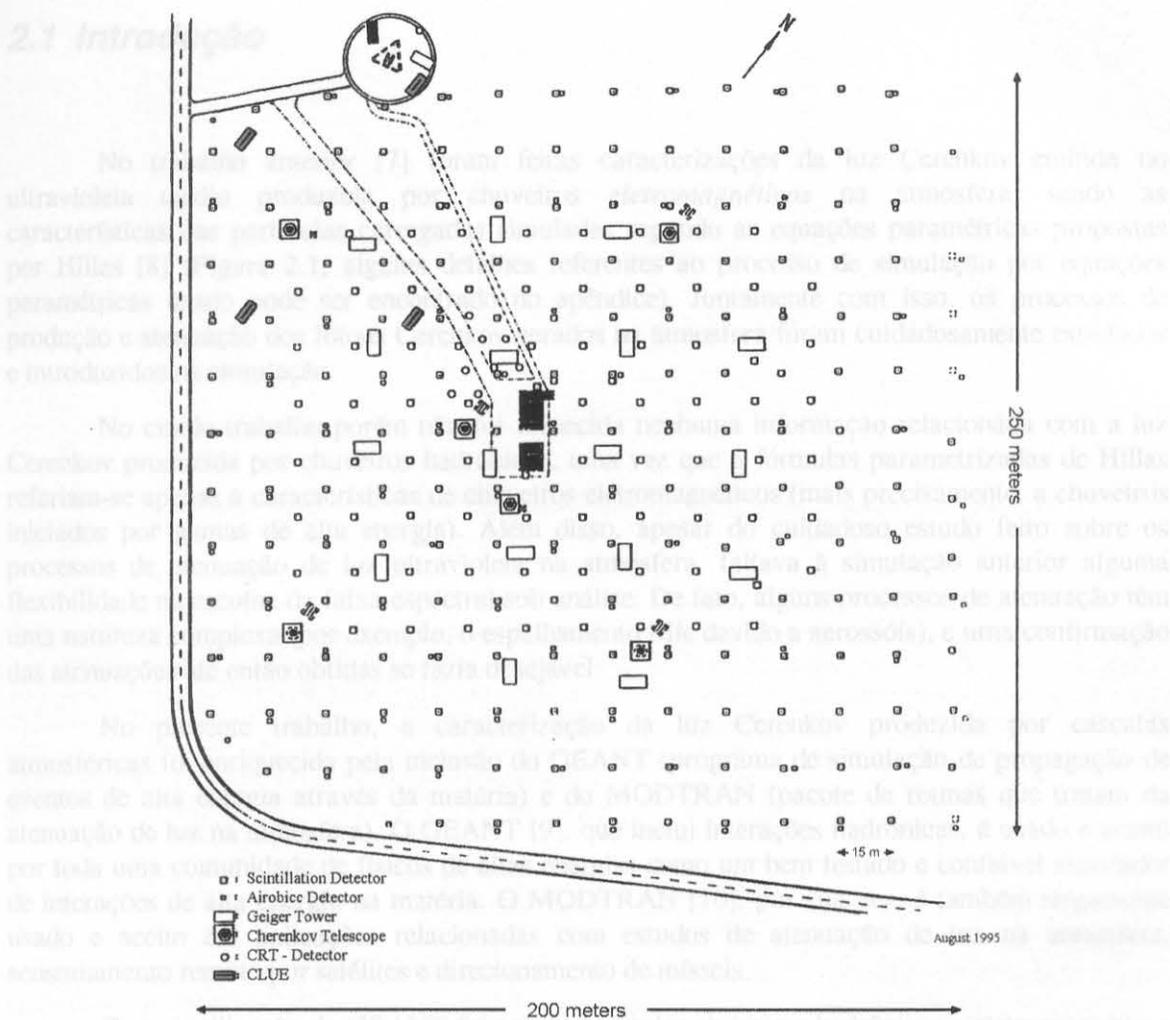


Figura 1.13: Planta do HEGRA (em destaque, os módulos CLUE)

Com a utilização do GEANT foi possível simular chuveiros hadrônicos e eletromagnéticos através do método da geração de "sub-chuveiros". Por esse método, o GEANT é usado na atmosfera até o nível de observação de interesse, sendo que no final do processo um arquivo com as partículas carregadas de alta energia geradas durante o processo é criado e armazenado em disco. Numa etapa seguinte, tal arquivo é reutilizado, sendo várias das partículas carregadas armazenadas designadas como "primários locais" para os diversos sub-chuveiros. Tais primários locais são assim propagados pela atmosfera através do uso das parametrizações propostas por Hillas, produzindo luz Cherenkov.

2. O trabalho de simulação

2.1 Introdução

No trabalho anterior [7] foram feitas caracterizações da luz Cerenkov emitida no ultravioleta médio produzida por chuviros *eletromagnéticos* na atmosfera, sendo as características das partículas carregadas simuladas segundo as equações paramétricas propostas por Hillas [8] (Figura 2.1; alguns detalhes referentes ao processo de simulação por equações paramétricas usado pode ser encontrado no apêndice). Juntamente com isso, os processos de produção e atenuação dos fótons Cerenkov gerados na atmosfera foram cuidadosamente estudados e introduzidos na simulação.

No citado trabalho porém não foi fornecida nenhuma informação relacionada com a luz Cerenkov produzida por chuviros *hadrônicos*, uma vez que a fórmulas parametrizadas de Hillas referiam-se apenas a características de chuviros *eletromagnéticos* (mais precisamente, a chuviros iniciados por gamas de alta energia). Além disso, apesar do cuidadoso estudo feito sobre os processos de atenuação de luz ultravioleta na atmosfera, faltava à simulação anterior alguma flexibilidade na escolha da faixa espectral sob análise. De fato, alguns processos de atenuação têm uma natureza complexa (por exemplo, o espalhamento Mie devido a aerossóis), e uma confirmação das atenuações até então obtidas se fazia desejável.

No presente trabalho, a caracterização da luz Cerenkov produzida por cascatas atmosféricas foi enriquecida pela inclusão do GEANT (programa de simulação de propagação de eventos de alta energia através da matéria) e do MODTRAN (pacote de rotinas que tratam da atenuação de luz na atmosfera). O GEANT [9], que inclui interações *hadrônicas*, é usado e aceito por toda uma comunidade de físicos de altas energias como um bem testado e confiável simulador de interações de alta energia na matéria. O MODTRAN [10], por sua vez, é também largamente usado e aceito em aplicações relacionadas com estudos de atenuação de luz na atmosfera, sensoriamento remoto por satélites e direcionamento de mísseis.

Com a utilização do GEANT foi possível simular chuviros *hadrônicos* e *eletromagnéticos* através do método da geração de “sub-chuviros”. Por esse método, o GEANT é usado na propagação dos eventos de alta energia desde o “topo” da atmosfera até o nível de observação de interesse, sendo que no final do processo um arquivo com as partículas carregadas de alta energia geradas durante o processo é criado e armazenado em disco. Numa etapa seguinte, tal arquivo é reutilizado, sendo várias das partículas carregadas armazenadas designadas como “primários locais” para os diversos sub-chuviros. Tais primários locais são assim propagados pela atmosfera através do uso das parametrizações propostas por Hillas, produzindo luz Cerenkov.

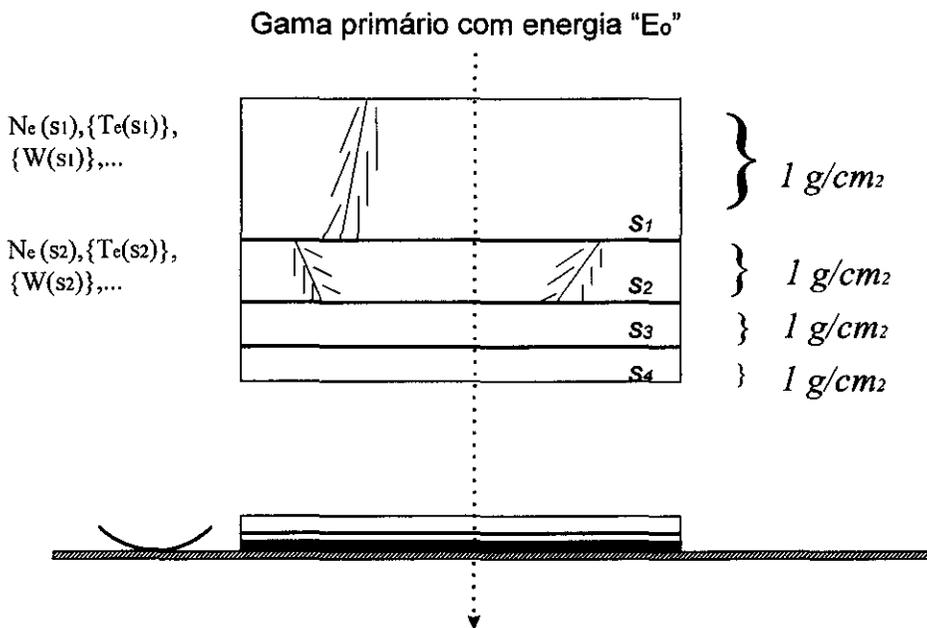


Figura 2.1: Representação esquemática da simulação de uma cascata através de equações paramétricas. A atmosfera é dividida ao longo da trajetória da partícula primária incidente (no caso, em divisões de 1 g/cm^2), e em cada divisão é simulado, a partir de propriedades médias de um chuveiro, um conjunto de partículas independente do conjunto simulado nas regiões vizinhas. É suposto assim que o conjunto de partículas secundárias simuladas exista somente no nível em que foi criado, não se propagando ao nível vizinho subjacente. No caso de geração de luz Cerenkov, esta se dá entre as alturas limítrofes de um certo nível em questão, sendo o conjunto de partículas simulado, após a produção de luz em questão, descartado.

Como resultado final temos assim um código híbrido, onde partículas carregadas e fótons Cerenkov são produzidos em duas etapas: primeiramente pela utilização direta do GEANT (que se encarrega dos vários processos físicos que uma partícula de alta energia pode sofrer), e posteriormente pela propagação dos “sub-chuveiros”, iniciados a partir dos secundários de alta energia apenas gerados. O desenvolvimento de uma simulação de eventos de alta energia na atmosfera e produção de luz Cerenkov totalmente baseado no GEANT seria a princípio possível, porém exigiria não apenas um extremo cuidado como também frequentemente se encontraria limitado a várias das características internas da própria arquitetura computacional sobre a qual o pacote foi elaborado (como o espaço máximo de memória no pacote pré-compilado, por exemplo)

O MODTRAN, por sua vez, foi primeiramente usado na confirmação das atenuações atmosféricas anteriormente obtidas (cf. Renato Biral, tese de mestrado, referência [7]). A boa concordância com as atenuações por nós anteriormente calculadas indicou que os processos de atenuação foram devidamente entendidos (Figura 2.2).

Photon attenuation in atmosphere

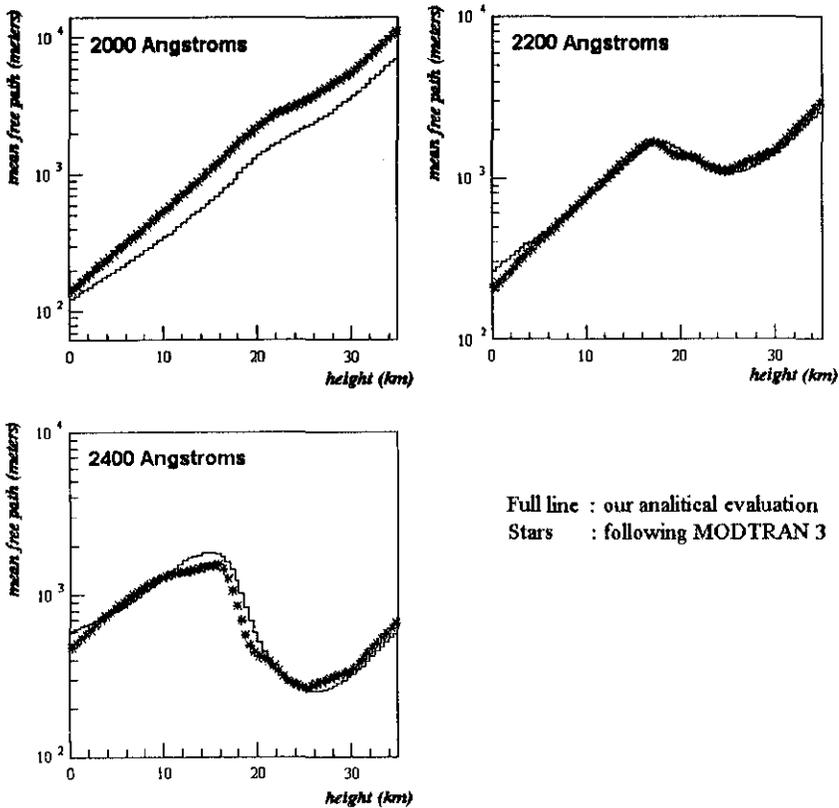


Figura 2.2: O livre caminho médio na atmosfera para fótons no ultravioleta médio. O livre caminho médio foi calculado a partir das mesmas condições encontradas nas alturas amostradas (como seria no caso de um percurso horizontal dos fótons). Note que, em geral, houve uma boa concordância entre a atenuação obtida no trabalho anterior e a fornecida pelo MODTRAN 3. No caso de fótons com 2000 Angstroms, aparentemente, a atenuação obtida anteriormente foi um tanto maior do que deveria (cf. seção 2.6).

Posteriormente, numa evolução do trabalho desenvolvido, os coeficientes de atenuação fornecidos pelo MODTRAN foram introduzidos diretamente dentro do código de simulação. Foi possível assim variar a faixa espectral de estudo com relativa facilidade, permitido, por exemplo, o estudo da luz Cerenkov emitida no visível, onde se localiza a maior parte dos estudos já feitos. Desse modo a simulação de luz Cerenkov produzida no visível nos permitiu também uma verificação dos trabalhos de simulação, uma vez que até então apenas simulações no ultravioleta haviam sido realizadas.

As atenuações segundo o MODTRAN foram assumidas como “*default*” ao longo de todo o trabalho de simulação (Figura 2.3). O MODTRAN é de fato suficientemente completo e flexível no que se refere à formulação de diferentes condições atmosféricas. Desse modo, além da flexibilidade com que diferentes faixas espectrais de estudo podem ser escolhidas, nos foi possível uma relativa facilidade na escolha de diferentes condições atmosféricas sob análise (condições de atmosfera “limpa”, com ou sem nuvens, incluindo ou não atividade vulcânica recente, com aerossóis vizinhos ao nível de observação obedecendo a composição “marítima”, “urbana” ou “continental”, etc.).

Comparison between this and the former work (1 TeV gamma)

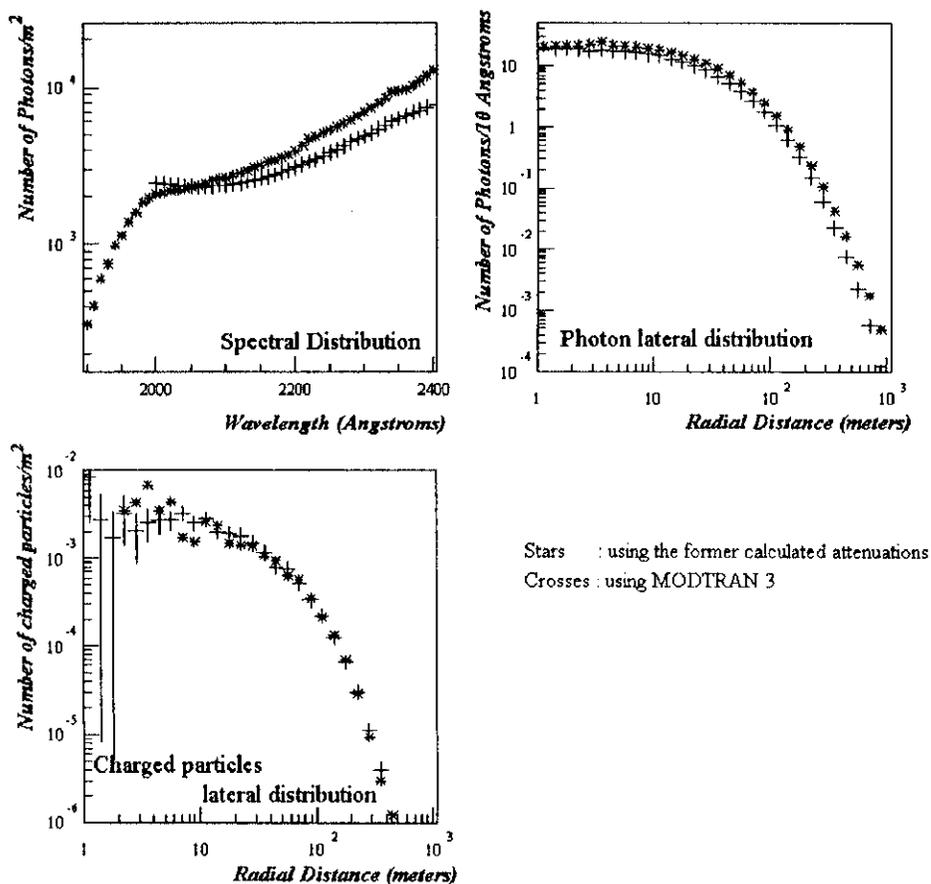


Figura 2.3: Comparação entre simulações onde foram usadas as atenuações atmosféricas segundo o trabalho anteriormente feito (estrelas) e as atenuações segundo o MODTRAN 3 (para chuvinhos iniciados por gamas de 1 TeV, com o nível de observação colocado a 2.5 km acima do nível do mar).

2.2 Descrição resumida da utilização do GEANT na simulação

2.2.1 A energia máxima

Primeiramente deve ser observado que, apesar do GEANT ser considerado um pacote de “uso geral” no que se refere ao transporte de eventos de alta energia pela matéria, a parte relacionada com a física dos processos simulados pelo GEANT se encontra limitada à energia máxima de 10 TeV. Isso ocorre porque de fato o GEANT não é um pacote direcionado ao estudo de modelos de interações de alta energia para energias acima das quais estes fenômenos não tenham sido investigados e sejam já conhecidos.

De qualquer forma vale a pena lembrar que nesse trabalho são tratados aspectos da chamada “astronomia Cerenkov”, onde a faixa de energia de estudo se encontra entre 1 e 10 TeV. Desse modo o uso do GEANT se mostra bem adequado.

2.2.2 A atmosfera como meio de propagação

A atmosfera como meio físico de propagação, para o GEANT, é formada por um “*mother volume*” (segundo a terminologia do GEANT) com $35 \times 5 \times 5 \text{ km}^3$. Com o objetivo de equacionar a não-uniformidade vertical do volume (uma vez que a densidade varia num percurso vertical), a atmosfera foi dividida em camadas com profundidades de 1 g/cm^2 . Propriedades da atmosfera, tais como a pressão, a densidade e a composição, foram tomadas da USSA (U.S. Standard Atmosphere) de 1962, segundo o modelo de atmosfera “tropical” (Figura 2.4). Apesar da idade, esse modelo é absolutamente válido, uma vez que estamos preocupados com altitudes atmosféricas menores que 100 km.

Como resultado final temos um “*mother volume*” preenchido com a superposição de 1028 “*boxes*” (paralelepípedos), de altura 1 g/cm^2 . Devido ao gradiente vertical de densidade na atmosfera, esses paralelepípedos tem uma altura variável, indo desde 1.6 km (o paralelepípedo vizinho ao “topo”) a 9 metros (o paralelepípedo vizinho ao nível do mar).

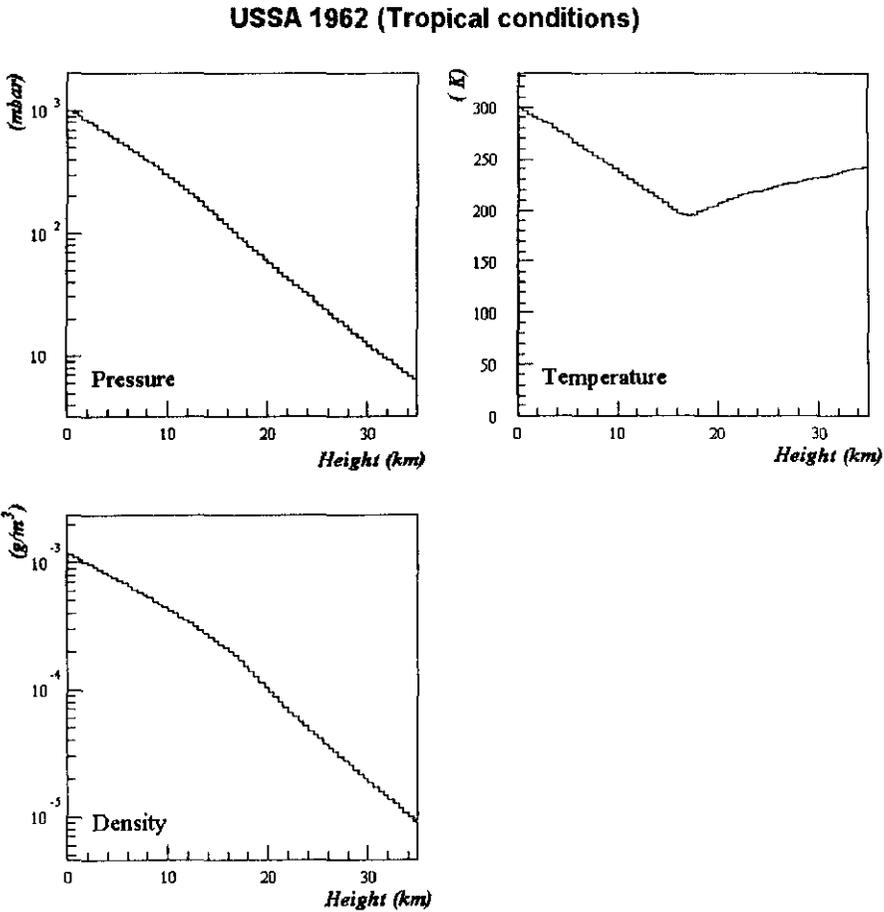


Figura 2.4: Algumas propriedades da atmosfera, segundo a USSA de 1962 (modelo tropical)

2.2.3 Os fenômenos físicos simulados

O GEANT permite um grande número de escolhas no que se refere a como os fenômenos físicos serão contabilizados pela simulação. Embora a maior parte das escolhas seja relacionada com a exatidão atribuída à simulação (sempre é possível “desligar” algum processo físico que seja considerado “não importante”, a fim de acelerar a velocidade da simulação), outras escolhas são relacionadas com o equacionamento dos fenômenos “quase-contínuos” (tais como o espalhamento múltiplo e a perda de energia por ionização).

A lista a seguir dá uma idéia de como foram tratados os diversos processos físicos de alta energia nas simulações realizadas:

1. Fótons
 - Produção de par (com geração de e^+/e^-)
 - Espalhamento Compton (com geração de e^-)
 - Efeito fotoelétrico (com geração de e^-)
2. Elétrons
 - Bremsstrahlung (com geração de γ)
 - Aniquilação de pósitrons (com geração de γ)
3. Múons
 - Bremsstrahlung (com geração de γ)
 - Interação múon-núcleo (com geração de secundários)
 - Decaimento em vóo (com geração de secundários)
4. Hádrõns
 - Interação hadrônica com geração de secundários (segundo FLUKA)
 - Decaimento em vóo (com geração de secundários)
5. Processos quase-contínuos
 - Espalhamento múltiplo segundo a teoria Molière
 - Perda de energia na matéria por ionização
 - Os raios- δ produzidos são incluídos como perda de energia
 - Tratamento especial (*collision sampling*) para perda de energia por ionização em meios finos ou com baixa densidade de matéria

O FLUKA (ao invés do pacote *default* GHEISHA) foi usado como o gerador de eventos hadrônicos padrão, uma vez que foi recentemente argumentado [11] que a partir do FLUKA teria-se uma descrição mais detalhada de dados experimentais relacionados a processos hadrônicos. Desse modo foi também realizada uma comparação entre simulações feitas com os dois geradores hadrônicos, uma vez que diferentes distribuições de luz Cerenkov acabaram sendo produzidas.

2.2.4 A energia de limiar

Um importante parâmetro estabelecido foi a energia de limiar das partículas transportadas. Dentro do GEANT é possível atribuir uma energia de limiar diferente para cada classe distinta de partículas (fótons, elétrons, múons ou hádrons). Como era de nosso interesse a geração de secundários de alta energia (uma vez que os mesmos são utilizados como ponto de partida para os nossos sub-chuveiros parametrizados), não havia necessidade de uma energia de limiar baixa. Desse modo, a energia de limiar de 100 MeV foi escolhida, independente do tipo de partícula sendo propagada.

2.2.5 Os parâmetros de “tracking”

Quando na definição das “propriedades de tracking” (propriedades “físicas”) de um meio no ambiente do GEANT, vários parâmetros relacionados com o tracking devem ser introduzidos. Alguns são relacionados com as propriedades do campo magnético externo ao qual um meio, em particular, estará sujeito. A inclusão do campo magnético terrestre dentro da presente simulação com o GEANT entretanto não levaria a um grande aumento da exatidão da simulação, uma vez que, através das parametrizações propostas, sempre estamos tratando com o comportamento médio dos chuveiros simulados. Ainda, segundo Hillas [12], “...existem assimetrias azimutais da ordem de 10% de origem puramente geométrica, e o campo magnético terrestre não causou alterações maiores que isso. (...) De agora em diante, nesse artigo, o campo magnético será ignorado”

As “propriedades de tracking” usadas nas presentes simulações com o GEANT foram tomadas a partir dos valores “default”. Considerando “ χ_o ” como o comprimento de radiação no meio onde a partícula encontra-se sendo seguida, as propriedades de tracking mais importantes são:

- A perda percentual máxima de energia que uma partícula carregada pode sofrer dentro de um “passo” de simulação com o GEANT: $0,25 - 0,2/\sqrt{\chi_o}$. Um “passo” de simulação dentro do GEANT é o mais curto de todos os “passos” simulados que um tipo de partícula pode sofrer durante sua viagem pelo volume atravessado;
- O mínimo comprimento do “passo” devido à perda de energia ou ao espalhamento múltiplo: $2R/\sqrt{\chi_o}$, onde “R” é o alcance que tem um elétron com energia levemente superior à energia de limiar ($E_{th} + 200 \text{ KeV}$), em centímetrosⁱⁱ

ⁱⁱ De fato, o GEANT não equaciona essa grandeza diretamente. A variável “STMIN” do GEANT está relacionada com a diferença entre o “alcance” de um elétron que tenha a energia de limiar e o “alcance” de um elétron com energia 200 KeV mais alta que a energia de limiar.

Desse modo, no caso da nossa atmosfera sendo simulada:

◇ No “topo” da atmosferaⁱⁱⁱ :

$$\left\{ \begin{array}{l} \chi_0 = 40,3 \text{ km} \\ R^{iv} \approx 37,5 \text{ km} \end{array} \right. \rightarrow \begin{array}{l} \text{Perda máxima de energia} \approx 25\% \\ \text{Menor passo de simulação} \approx 4,4 \text{ cm} \end{array}$$

◇ Ao nível do mar

$$\left\{ \begin{array}{l} \chi_0 = 300 \text{ m} \\ R \approx 266 \text{ m} \end{array} \right. \rightarrow \begin{array}{l} \text{Perda máxima de energia} \approx 25\% \\ \text{Menor passo de simulação} \approx 0,384 \text{ cm} \end{array}$$

Na Figura 2.5 é possível apreciar alguns aspectos da presente simulação realizada com o GEANT.

ⁱⁱⁱPara a presente simulação com o GEANT, “topo” da atmosfera significa uma profundidade de 6 g/cm^2 (altura de injeção de 35 km).

^{iv}Considerando que a energia de limiar de um elétron seja 100 MeV

2.3 Procedimentos adotados na simulação de chuveis hadrônicos

- 1) Toda a cascata é simulada com o uso do GEANT, e um arquivo com as partículas produzidas pelo chuveiro é escrito em disco (no caso registrando, para gamas, múons e elétrons acima de 100 MeV, o ponto onde a partícula foi criada e as variáveis cinemáticas da partícula);
- 2) O arquivo com as partículas secundárias é novamente lido, e, além dos múons, somente os elétrons e gamas que foram produzidos diretamente pela parte hadrônica da cascata são selecionados;
- 3) Os elétrons e gamas assim selecionados são assinalados como “primários locais” dos sub-chuveiros a serem produzidos e propagados através do uso das equações parametrizadas de Hillas (detalhes podem ser encontrados no apêndice);
 - Isso ocasiona uma economia geral no tempo de CPU da simulação;
 - Evita-se uma descrição da trajetória das partículas carregadas devido a formulação “quase-contínua” do espalhamento múltiplo e processos de perda de energia utilizada pelo GEANT
- 4) Aos múons é atribuído um comportamento “semelhante a um traço”, onde eles não decaem em vôo e são propagados através da atmosfera com uma perda de energia por ionização constante e igual a $2,2 \text{ MeV g/cm}^2$. Nesse estágio a ocorrência de interações nucleares é totalmente desprezada.

2.4 Procedimentos adotados na simulação de chuueiros eletromagnéticos

- 1) Toda a cascata é simulada com o uso do GEANT, e um arquivo com as partículas produzidas pelo chuueiro é escrito em disco (no caso registrando, para gamas e elétrons acima de 100 MeV, o ponto onde a partícula foi criada e as variáveis cinemáticas da partícula);
- 2) O arquivo com as partículas secundárias é novamente lido, e os elétrons e gamas que foram produzidos são introduzidos novamente dentro da segunda parte do código;
- 3) São selecionados apenas elétrons e gamas que pertençam à mesma “geração” (*i.e.*, que sejam independentes um dos outros numa relação hierárquica de produção - *cf.* Figura 2.6). E, para a “geração” resultante, é verificado que a soma da energia das partículas assim selecionadas represente pelo menos 95% da energia da partícula primária incidente (sendo que, em caso contrário, a “geração” anterior é procurada);
- 4) Os elétrons e gamas assim selecionados são assinalados como “primários locais” dos sub-chuueiros a serem produzidos e propagados através do uso das equações parametrizadas de Hillas (detalhes podem ser encontrados no apêndice);

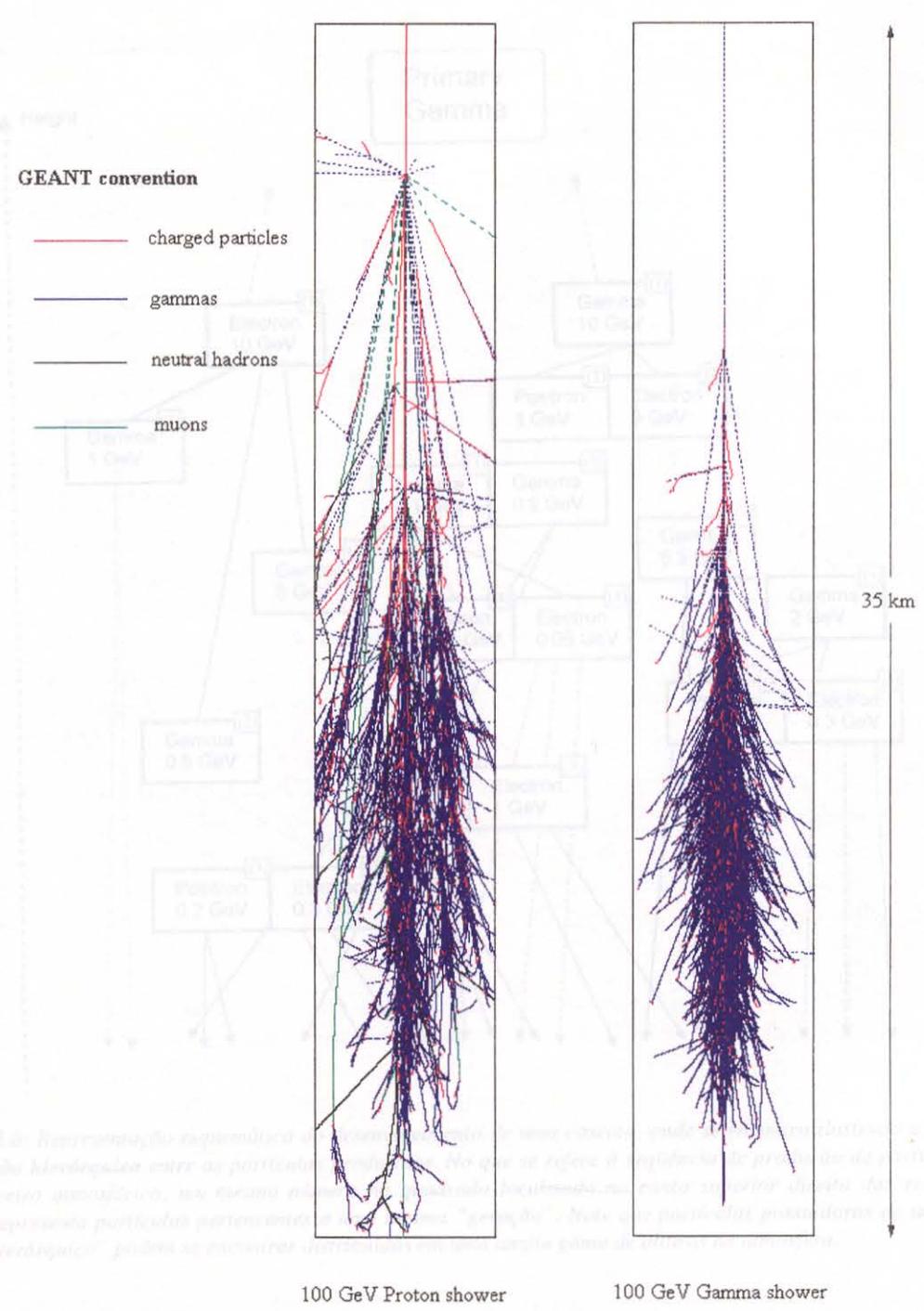


Figura 2.5: Chuveiros iniciados por primários de 100 GeV, simulados pelo GEANT. Uma energia de limiar de 100 MeV foi usada para permitir uma melhor visualização. No caso do chuveiro iniciado por próton, apenas as partículas eletromagnéticas geradas diretamente pela parte hadrônica são mostradas. Como regra, chuveiros eletromagnéticos se apresentam como mais "homogêneos" que os chuveiros iniciados por hádrons.

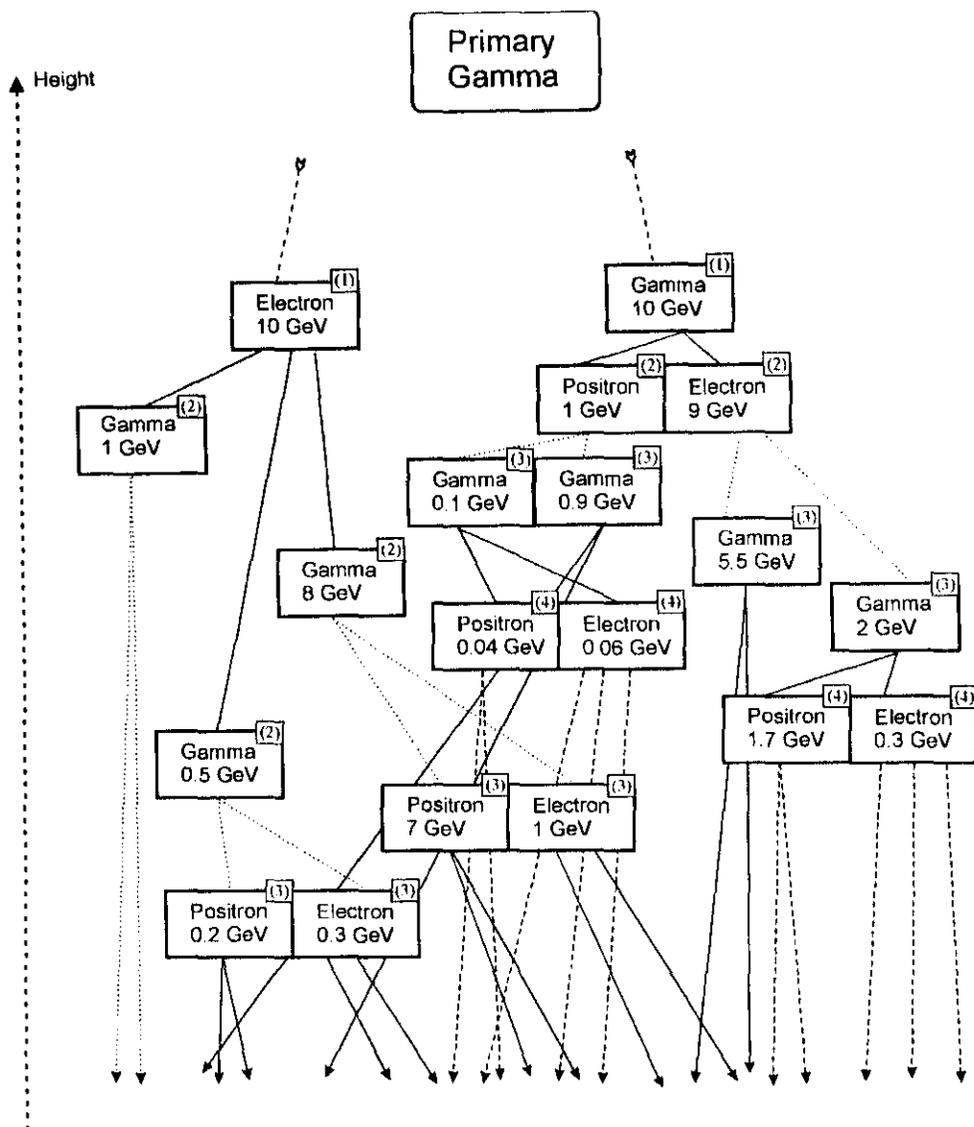


Figura 2.6: Representação esquemática do desenvolvimento de uma cascata, onde se encontra ilustrado o conceito de **relação hierárquica** entre as partículas produzidas. No que se refere à seqüência de produção de partículas em um chuveiro atmosférico, um mesmo número no quadrado localizado no canto superior direito das respectivas caixas representa partículas pertencentes a uma mesma "geração". Note que partículas possuidoras de um mesmo "grau hierárquico" podem se encontrar distribuídas em uma ampla gama de alturas na atmosfera.

2.5 A distribuição lateral dos fótons Cerenkov: algumas considerações sobre o “anel Cerenkov”

O “anel Cerenkov” é o nome da estrutura que aparece na análise da distribuição lateral de fótons Cerenkov simulados no visível. Vários autores apontam, para chuveiros atmosféricos verticais simulados, um acúmulo de fótons num anel localizado a cerca de 120 metros do eixo do chuveiro [13-17].

De fato, em se tratando de fótons Cerenkov produzidos no visível, fótons gerados mesmo nos primeiros estágios do desenvolvimento de um chuveiro atmosférico têm a possibilidade de chegar ao chão. Devido às propriedades da emissão da luz Cerenkov em si, o ângulo de emissão dos fótons Cerenkov é proporcional ao índice de refração do meio. No ar rarefeito das partes mais altas da atmosfera esse ângulo é notadamente pequeno, mas conforme o chuveiro vai se desenvolvendo e penetrando em altitudes mais baixas, o ângulo do cone de luz Cerenkov vai crescendo progressivamente (Figura 2.7a).

Se levarmos em conta o resultado total desses fenômenos na atmosfera, é possível ver que existe uma faixa de altitudes na atmosfera onde a combinação entre a “altura de emissão” e o “ângulo de abertura do cone Cerenkov” resultam numa distância radial constante para os fótons que atinjam o chão. Nessa faixa de altitudes, localizada entre 20 e 8 km acima na atmosfera, os fótons Cerenkov emitidos tendem a chegar ao nível do mar na distância de 120 metros do eixo do chuveiro. Ao acúmulo de fótons nessa distância se atribui o nome de “anel Cerenkov” (Figura 2.7b, Figura 2.8).

No atual trabalho porém, quando simulados fótons Cerenkov produzidos no visível por chuveiros atmosféricos verticais, não foram observados anéis Cerenkov nas mesmas condições presentes na literatura. As simulações no visível foram feitas justamente com o propósito de verificar as concordâncias com os estudos anteriormente feitos; porém, mesmo simulando chuveiros com um conjunto de suposições iniciais diferentes, a ausência do anel Cerenkov permaneceu.

Apesar do fato de o atual trabalho lidar com a simulação de fótons Cerenkov produzidos no ultravioleta médio (onde não existiria o “anel Cerenkov”, uma vez que o comprimento de atenuação dos fótons no ultravioleta médio é muito menor do que no visível), tais comparações são uma importante indicação da qualidade das simulações feitas. Vale a pena salientar, no entanto, que vários autores não confirmam, através de suas simulações, a existência de anéis Cerenkov [18-20] (Figura 2.7c).

Na Figura 2.9 e Figura 2.10 temos uma análise da distribuição lateral resultante de simulações feitas no visível (3500-6500 Å), onde foram consideradas distribuições angulares distintas para as partículas carregadas produzidas por gamas primários verticais de 100 GeV. Apenas no caso de secundários que se movem paralelamente ao eixo do chuveiro foi possível observar o surgimento do anel Cerenkov.

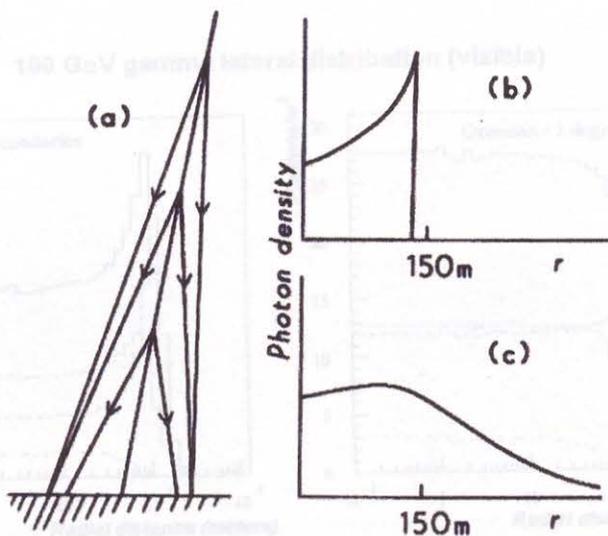


Figura 2.7: a) Representação esquemática do padrão de emissão num anel Cerenkov, segundo a dependência do ângulo de emissão Cerenkov na atmosfera com a altura; b) O anel Cerenkov obtido, considerando que as partículas secundárias produzidas viajam paralelamente ao eixo do chuveiro; c) A distribuição lateral quando o espalhamento múltiplo das partículas carregadas é incluído (Pierre Sokolsky, "Introduction to ultrahigh high energy cosmic ray physics", Addison-Wesley Publishing Company Inc., 1989, page 53).

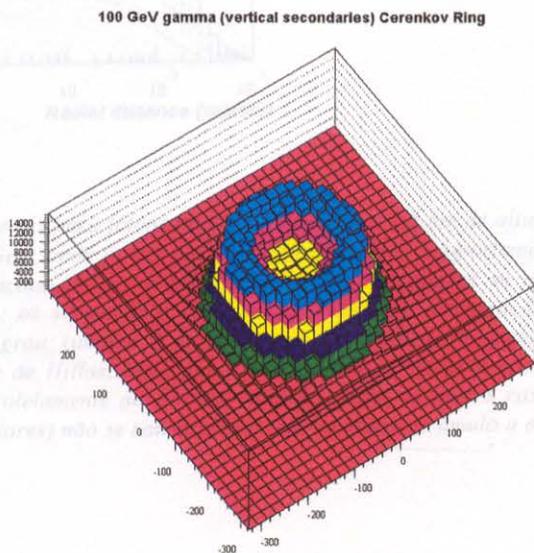


Figura 2.8: "Anel Cerenkov" produzido por uma gama primário vertical de 100 GeV, no visível. Todas as partículas carregadas estão viajando paralelamente à direção da partícula primária, por definição. Deve-se notar que tal padrão não é reproduzido quando se atribui às partículas secundárias uma distribuição angular "razoável" (cf. Figura 2.9).

100 GeV gamma lateral distribution (visible)

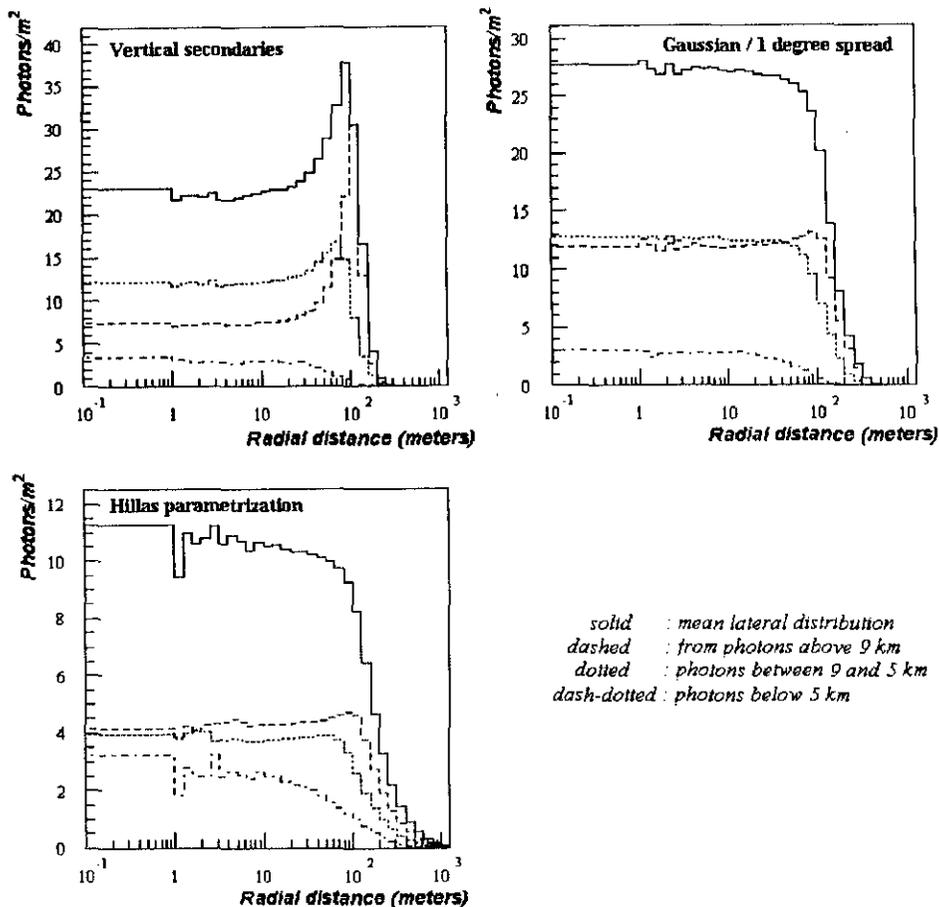


Figura 2.9: Distribuições laterais para fótons no visível tomadas a 2.5 km de altura, obtidas para o caso de gamas primários verticais de 100 GeV, onde foram considerados diferentes comportamentos para a distribuição angular dos secundários gerados. (acima, à esquerda): as partículas carregadas se movem paralelamente ao eixo do chuveiro; (acima, à direita): os secundários são gerados com uma distribuição angular representada por uma gaussiana com largura de 1 grau; (abaixo, à esquerda): os secundários são gerados com uma distribuição angular segundo as parametrizações de Hillas. Note que o anel Cerenkov somente aparece quando temos as partículas secundárias se movendo paralelamente ao eixo do chuveiro. Para os outros casos (mesmo com relação a fótons provenientes de altitudes maiores) não se tem caracterizado qualquer acúmulo a distâncias da ordem de 120 metros do eixo do chuveiro.

100 GeV gamma lateral distribution (visible)

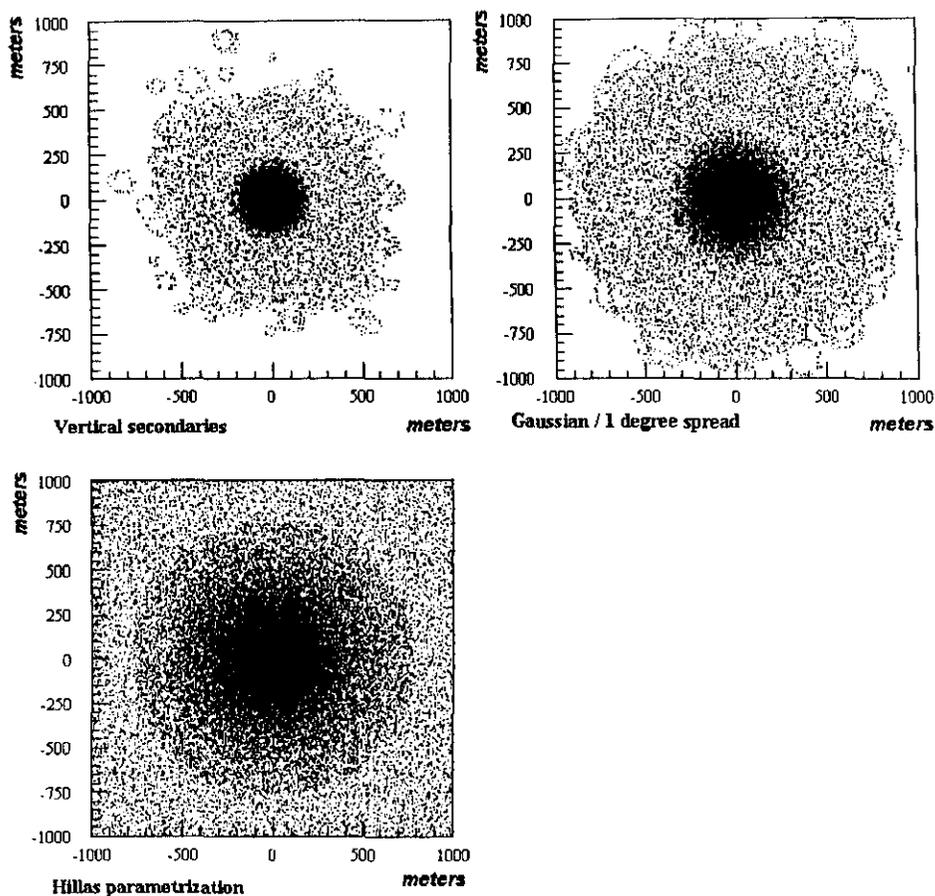


Figura 2.10: Mapas obtidos a partir da simulação de chuviros atmosféricos de 100 GeV no visível tomados a 2.5 km de altura, assumindo distribuições angulares distintas para as partículas secundárias produzidas, segundo o mesmo esquema da figura anterior. Apesar das similaridades do mapa obtido no caso de partículas carregadas movendo-se paralelamente ao eixo da primário incidente (acima, à esquerda) e do mapa obtido no caso de partículas simuladas segundo uma distribuição angular gaussiana de dispersão de 1 grau (acima, à direita), nessa última não se apresenta configurado o anel Cerenkov.

2.6 Diferenças entre o MODTRAN 2 e o MODTRAN 3 na faixa do ultravioleta

Conforme já exposto, houve uma ótima concordância entre as atenuações causadas pela atmosfera segundo o trabalho anteriormente feito [7] e o as atenuações segundo o MODTRAN 3 (cf. seção 2.1). Deve ser salientado, no entanto, que ocorreu uma diferença no limite inferior da faixa espectral de estudos do CLUE (Figura 2.2). De fato, no que se refere a estudos realizados numa amostra que contenha oxigênio, algumas peculiaridades podem aparecer no caso de comprimentos de onda abaixo de 2030 Å. Nesse comprimento de onda tem início o chamado sistema de bandas de Schumann-Runge, que ainda hoje é objeto de estudos.

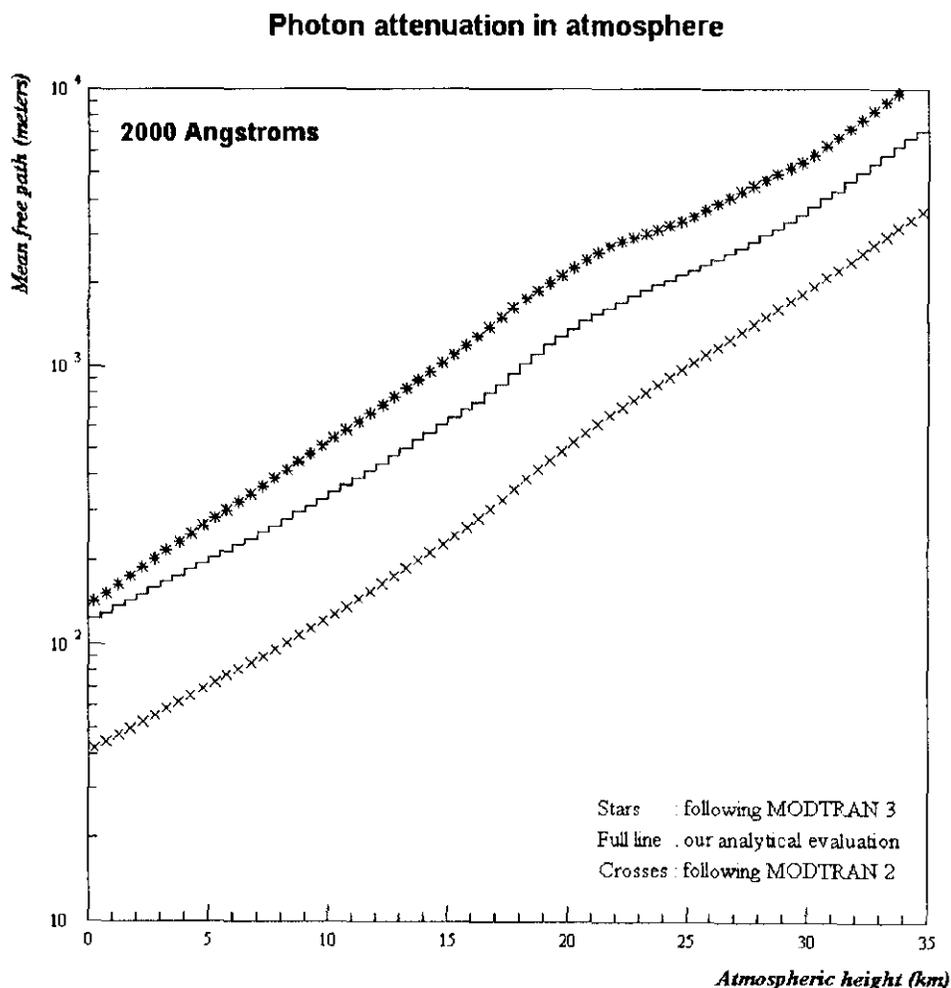


Figura 2.11: Comparação entre o livre caminho médio de fótons de 2000 Å na atmosfera, segundo as versões do MODTRAN 2 e MODTRAN 3.

Essa diferença porém tem um aspecto diferente quando foi empregada uma versão anterior do MODTRAN (denominado “MODTRAN 2”). A atenuação da atmosfera, através dessa versão, se apresenta maior do que a fornecida pelo MODTRAN 3, usada em nossas simulações (Figura 2.11).

Nesse trabalho foram escolhidas as atenuações previstas pelo MODTRAN 3, uma vez que essa versão apresenta uma melhor formulação do modelo de bandas moleculares empregado [21]. Deve ser salientado porém que essa região do espectro apresenta um comportamento delicado, e que diferenças podem surgir no futuro.

3. Resultados

3.1 Características gerais

Na Figura 3.1 e Figura 3.2 podemos ver, para casos particulares de chuviros iniciados tanto por prótons como gamas de alta energia, uma distribuição bidimensional dos fótons ultravioleta gerados conforme coletados em um nível de observação situado a 2.5 km de altura. O eixo do chuviro se localiza na coordenada (0,0) do mapa, que, por sua vez, cobre uma área de 200 x 200 metros.

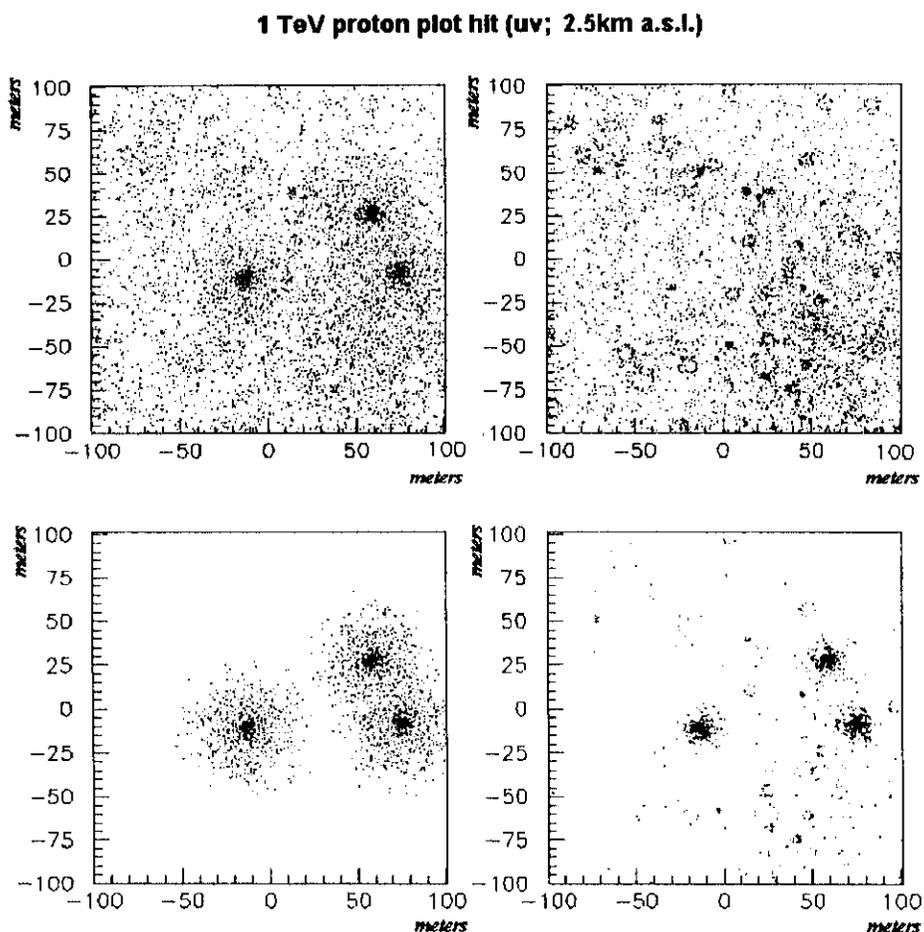


Figura 3.1: Mapa bidimensional dos fótons ultravioleta produzidos por um chuviro iniciado por um próton de 1 TeV. Acima, à esquerda: mapa devido a todos os fótons produzidos; acima, à direita: mapa devido aos fótons produzidos apenas pelos elétrons secundários; abaixo, à esquerda: mapa devido aos fótons produzidos pelos múons da cascata; abaixo, à direita: mapa devido a todos os fótons produzidos, mas levando em conta as eficiências do experimento CLUE.

1 TeV gamma plot hit (uv; 2.5km a.s.l.)

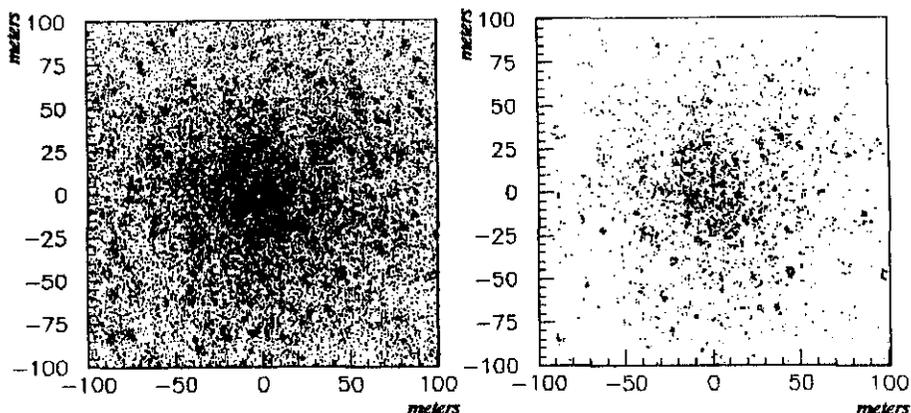


Figura 3.2: Mapa bidimensional dos fótons ultravioleta produzidos por uma chuva iniciada por um gama de 1 TeV. À esquerda: mapa devido a todos os fótons produzidos; à direita: mapa devido a todos os fótons produzidos, mas levando em conta as eficiências do experimento CLUE.

As características ópticas da atmosfera, adotadas ao longo desse trabalho, incluem um “*meteorological range*” de 23 km (que caracteriza condições de atmosfera limpa), ausência de nuvens, composição química dos aerossóis segundo a definição “rural”, e um conteúdo de aerossóis na estratosfera a partir de uma atividade vulcânica “de fundo” (esses últimos três itens dizem respeito as propriedades dos aerossóis na atmosfera).

Na Figura 3.1 foi feita uma distinção entre os fótons produzidos por elétrons e fótons produzidos por múons. Note que os fótons produzidos por múons em geral sempre se encontram concentrados em *spots* brilhantes de luz (Figura 3.1, abaixo à esquerda). No que se refere à imagem obtida num dispositivo sensível de um experimento Cerenkov, os fótons produzidos por múons acabam por fornecer pouca informação a respeito das características médias do chuva atmosférico de onde eles se originam. Estes porém têm um importante papel no que se refere ao disparo do experimento, especialmente se a quantidade total de luz Cerenkov incidente sobre o experimento é modesta.

Observe também que no mapa dos fótons Cerenkov produzidos por um próton primário podemos notar sinais de “subestruturas”, ao passo que no mapa dos fótons produzidos por um gama primário essa característica não é aparente. As densidades de fótons atribuídas a chuvas iniciados por gamas se mostram sempre mais “uniformes” quando comparadas às densidades de fótons devido a chuvas iniciados por prótons, pois no caso de chuvas iniciados por prótons temos diversos processos hadrônicos injetando gamas secundários de alta energia em alturas distintas na atmosfera, fontes de sub-chuvas. Uma comparação direta entre a luz Cerenkov gerada somente pelos elétrons secundários de um chuva iniciada por próton e a luz Cerenkov gerada pelos elétrons secundários de um chuva iniciada por gama ilustram mais claramente essa característica (Figura 3.1, acima à direita e Figura 3.2 à direita, respectivamente).

3.2 A distribuição lateral dos fótons para diferentes partículas primárias

3.2.1 Chuveiros iniciados por gamas

A distribuição lateral dos fótons produzidos por gamas de várias energias é mostrada na Figura 3.3. Tanto nesse, como nos demais gráficos de distribuição lateral, é considerada uma "larga" accitação angular para os fótons coletados.

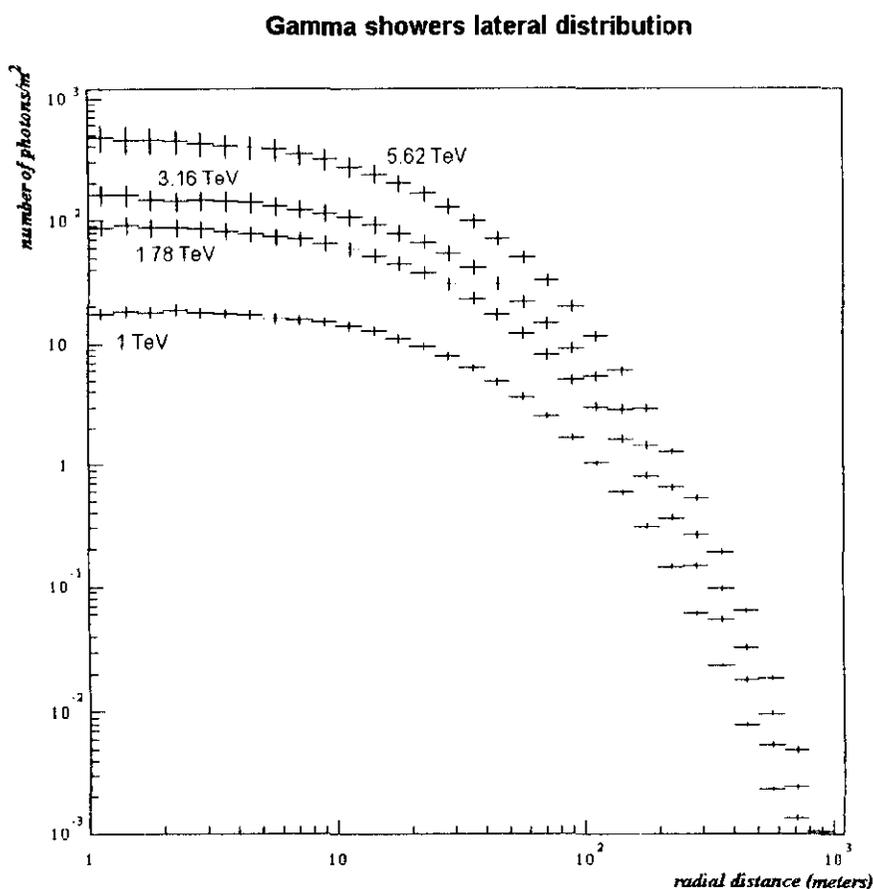


Figura 3.3: Distribuições laterais dos fótons Cerenkov ultravioleta obtidas a partir de chuviros atmosféricos iniciados por gamas de várias energias (o nível de observação se encontra a 2.5 km de altura). As curvas aqui expostas foram produzidas pela combinação das parametrizações propostas por Hillas + GEANT.

No caso de chuviros iniciados por gamas primários de 10 TeV não nos foi possível, devido a limitações no gerenciamento do espaço de memória internamente usado pelo GEANT, a simulação da produção da luz Cerenkov resultante a partir do algoritmo "híbrido" concebido (que combina as parametrizações propostas por Hillas + GEANT). No caso porém, em se tratando de simulações de cascatas eletromagnéticas, nos foi possível o uso da simulação onde tínhamos apenas as parametrizações propostas por Hillas. A comparação entre as curvas assim obtidas se encontra na Figura 3.4.

Temos como resultado uma boa concordância entre as distribuições obtidas a partir das duas metodologias diferentes empregadas. É importante ter em mente, no que se refere às diferenças encontradas nos *bins* de amostragem correspondentes aos primeiros 10 metros ao redor do eixo do chuviro, que tais *bins* correspondem a uma área de coleta muito pequena do total da luz produzida, sendo mais sujeitos assim a flutuações.

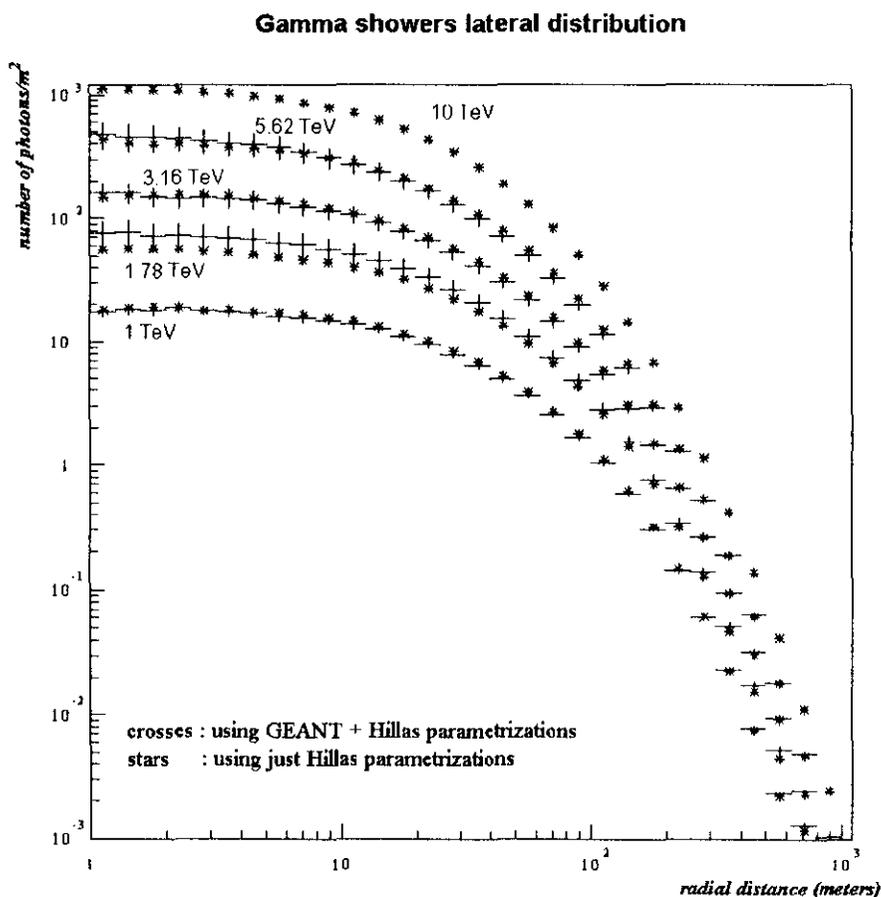


Figura 3.4: Comparação entre as distribuições laterais dos fótons ultravioletas produzidos por gamas primários, simuladas a partir do código "híbrido" elaborado (parametrizações propostas por Hillas + GEANT) e simuladas a partir apenas das parametrizações de Hillas. Para chuviros iniciados por gamas de 10 TeV as simulações somente foram factíveis através do código elaborado a partir das parametrizações de Hillas.

3.2.2 Chuveiros iniciados por prótons

Conforme já discutido, nas simulações elaboradas com o uso do GEANT foi adotado o FLUKA como o gerador *default* de eventos hadrônicos. No entanto, como foi notada uma diferença entre os resultados obtidos pelo uso do FLUKA e os resultados obtidos pelo uso do GHEISHA, uma comparação entre esses resultados também será apresentada.

Verificou-se que, no caso de chuveiros atmosféricos iniciados por prótons de 1 TeV, tinha-se em média 50% da energia dirigida da componente hadrônica da cascata para a componente eletromagnética (gamas e elétrons), a partir da geração de π^0 's na atmosfera (Figura 3.5). Uma vez que os hádrõns têm um papel secundário na geração de luz Cerenkov na atmosfera (Tabela 3.1), os chuveiros iniciados por prótons geram menos luz Cerenkov que os chuveiros equivalentes iniciados por gamas. A distribuição lateral obtida para os fótons produzidos no ultravioleta, através do emprego do FLUKA, se encontra na Figura 3.6.

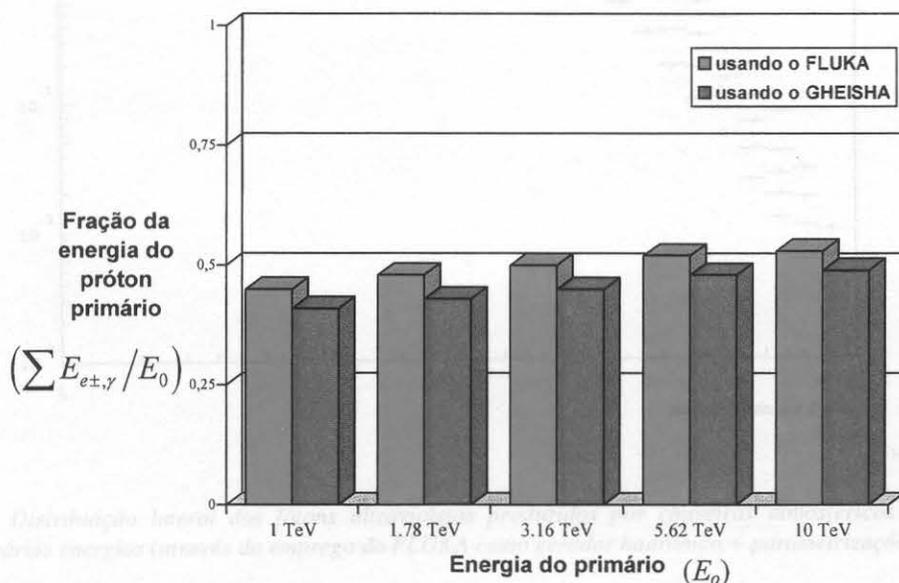


Figura 3.5: Fração da energia de um próton primário injetado na atmosfera convertido em chuviões eletromagnéticos (levando em conta partículas com energia acima de 100 MeV e produzidas acima de 2.5 km acima do nível do mar).

Partícula	Massa de repouso (MeV/c ²)	Energia de limiar na água (MeV)	Energia de limiar no ar (nível do mar) (MeV)
Elétron	0,51	0,756	21
Múon	105,7	160	4,4 * 10 ³
Próton	938,3	1,5 * 10 ³	39 * 10 ³

Tabela 3.1: Energia de limiar para produção de luz Cerenkov, para diferentes partículas em diferentes meios

Proton shower lateral distribution (using FLUKA)

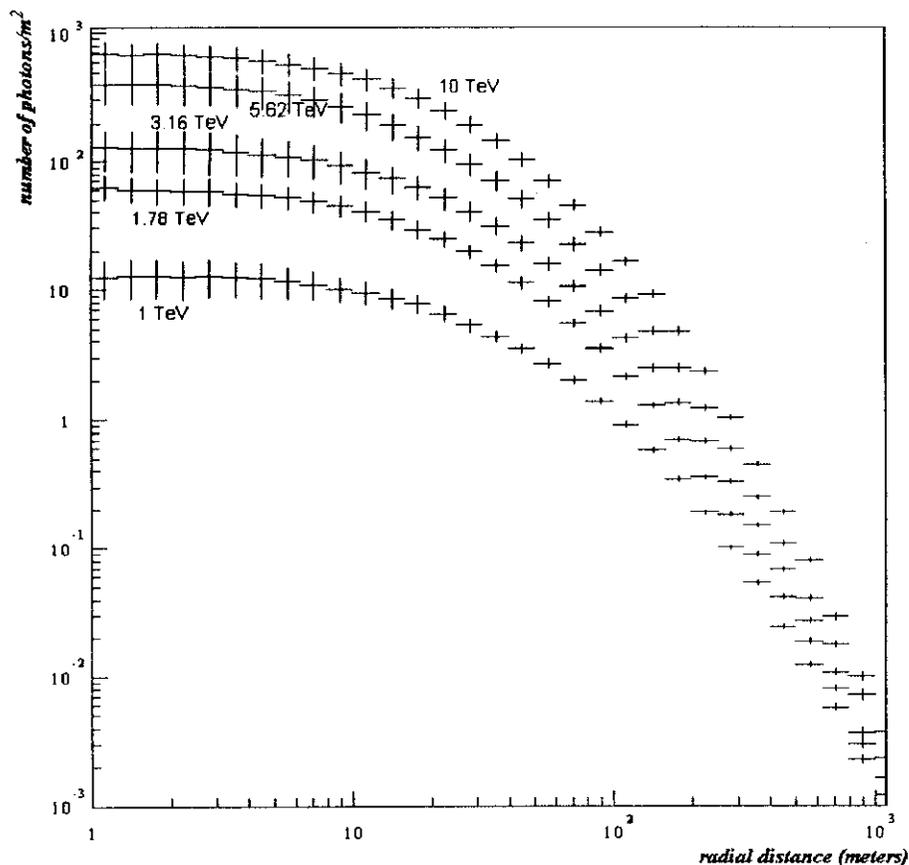


Figura 3.6: Distribuição lateral dos fótons ultravioletas produzidos por chuveis atmosféricos iniciados por prótons de várias energias (através do emprego do FLUKA como gerador hadrônico + parametrizações de Hillas)

Por sua vez, as distribuições laterais obtidas a partir de simulações onde foi empregado o GHEISHA como o gerador de eventos hadrônicos mostraram-se diferentes. Comparadas com as distribuições laterais onde foi empregado o FLUKA como gerador de eventos hadrônicos, aparentemente prótons primários de mesma energia resultaram numa menor produção de luz Cerenkov (Figura 3.7 e Figura 3.8).

Proton shower lateral distribution (using GHEISHA)

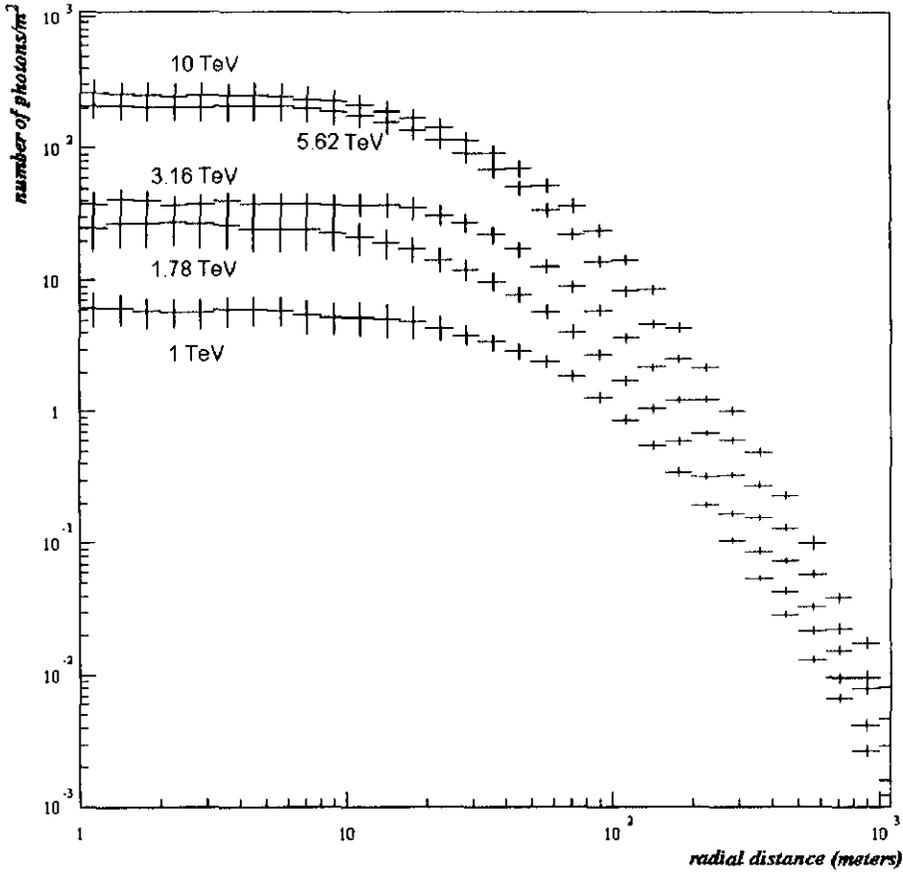


Figura 3.7: Distribuição lateral dos fótons ultravioletas produzidos por chuviros atmosféricos iniciados por prótons de várias energias (através do emprego do GHEISHA como gerador hadrônico + parametrizações de Hillas)

Tais diferenças devem ser entendidas como devidas a particularidades no equacionamento dos processos hadrônicos dentro de cada um dos geradores hadrônicos empregados. De fato, apesar do FLUKA apresentar uma tendência de uma maior transferência de energia do próton primário incidente para os sub-chuveiros eletromagnéticos produzidos (Figura 3.5), podemos notar também, comparando com as simulações feitas com o uso do GHEISHA, uma tendência de um menor número de sub-chuveiros eletromagnéticos produzidos por chuviro atmosférico gerado (Figura 3.9).

Comparison between FLUKA and GHEISHA

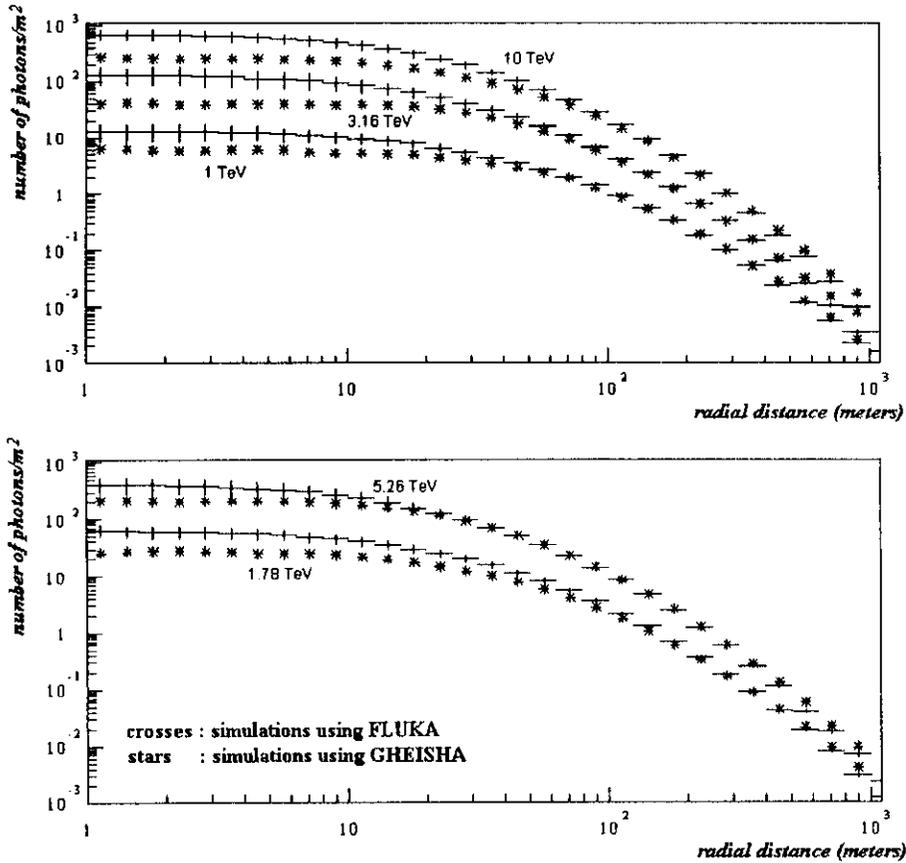


Figura 3.8: Comparação entre as distribuições laterais para fótons Cerenkov produzidos no ultravioleta no caso de simulações onde o FLUKA e o GHEISHA foram empregados como gerador de eventos hadrônicos. Apesar das diferenças encontradas nos primeiros metros a partir do eixo do chuva, note a boa concordância entre as distribuições laterais na faixa compreendida entre 50 e 500 metros a partir do eixo do chuva.

De fato, as distribuições laterais obtidas a partir do uso desses dois geradores de eventos hadrônicos distintos apresentam uma diferença mais marcante justamente nos *bins* de amostragem mais internos, juntos ao eixo do chuva; fora dessa região temos uma boa concordância entre as simulações realizadas com o emprego do FLUKA e do GHEISHA (Figura 3.8 e Figura 3.10). Por outro lado não devemos nos esquecer que os *bins* de amostragem localizados mais próximos ao eixo do chuva apresentam uma menor área de coleta de luz, sendo dessa forma mais propensos a flutuações.

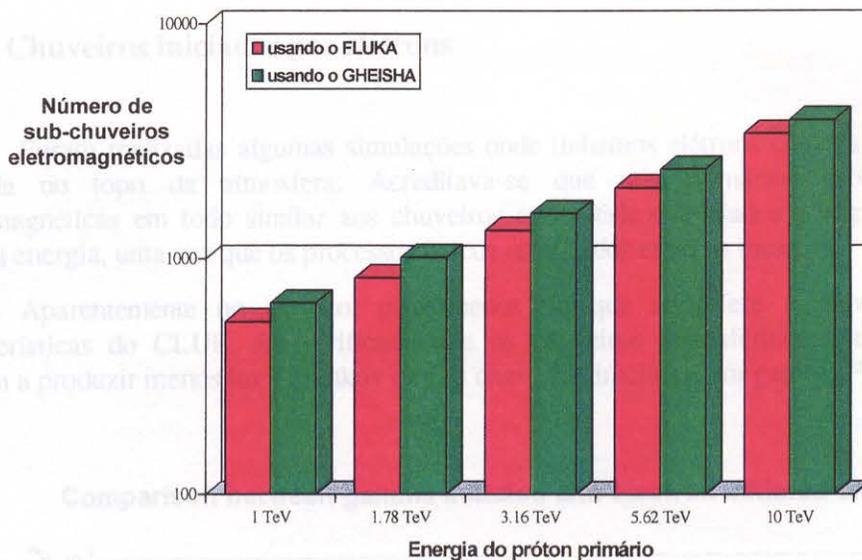


Figura 3.9: Número de sub-chuveiros eletromagnéticos originados diretamente da componente hadrônica dos chuveiros atmosféricos iniciados por prótons de alta energia (levando em conta partículas com energia acima de 100 MeV e produzidas acima de 2.5 km acima do nível do mar).

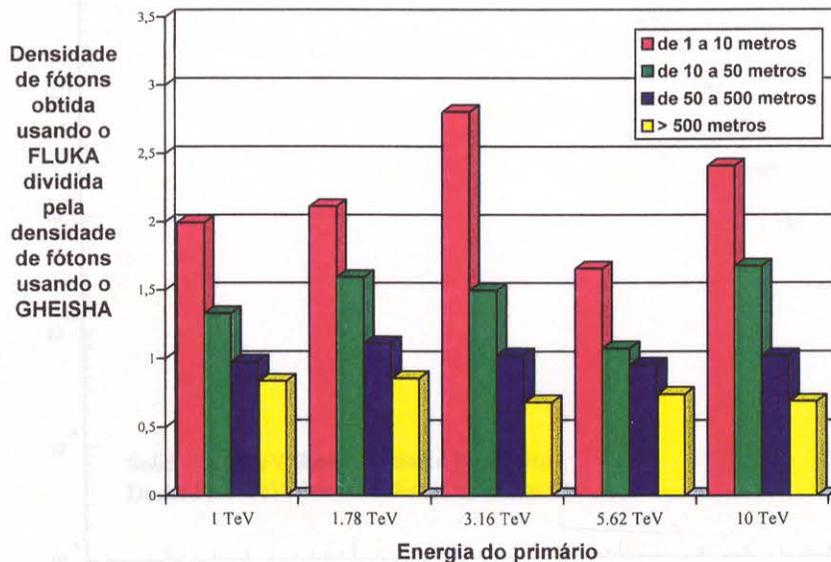


Figura 3.10: Razão, como função da distância, entre as densidades de fótons obtidas para simulações da luz Cerenkov produzida por chuveiros atmosféricos iniciados por prótons, a partir de simulações onde foram usados o FLUKA e o GHEISHA como geradores de eventos hadrônicos (cf. Figura 3.8).

3.2.3 Chuveiros iniciados por elétrons

Foram realizadas algumas simulações onde tínhamos elétrons como a partícula primária injetada no topo da atmosfera. Acreditava-se que tais primários produziram cascatas eletromagnéticas em todo similar aos chuveiros atmosféricos iniciados por gamas primários de mesma energia, uma vez que os processos físicos envolvidos eram os mesmos.

Aparentemente no entanto, pelo menos no que se refere a experimentos com as características do CLUE, foi verificado que os chuveiros atmosféricos iniciados por elétrons tendem a produzir menos luz Cerenkov que os chuveiros iniciados por gamas (Figura 3.11).

Comparison between gamma initiated and electron initiated showers

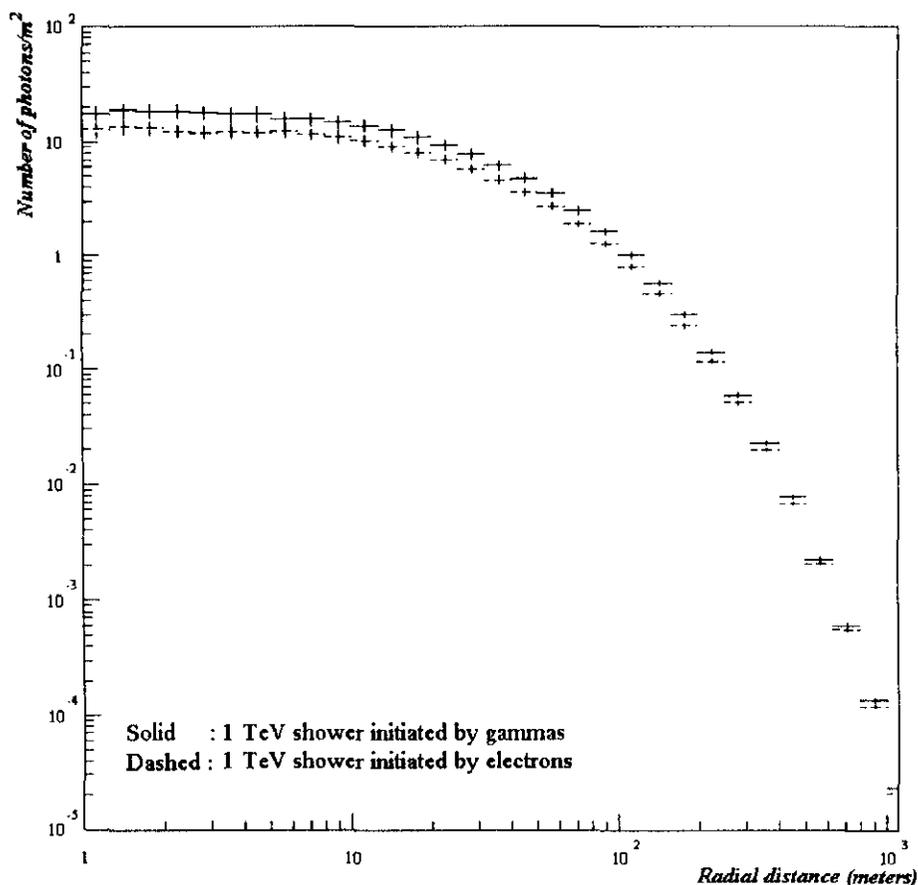


Figura 3.11: Comparação entre as distribuições laterais para fótons produzidos no ultravioleta entre chuveiros de 1 TeV iniciados por gamas e elétrons primários, através do uso do código "híbrido" (com as parametrizações propostas por Hillas + GEANT).

Uma explicação para o fato pode ser as diferenças entre os dois tipos de cascatas atmosféricas nos primeiros estágios de desenvolvimento. Enquanto em geral um gama primário penetra vários quilômetros na atmosfera antes de sofrer sua primeira interação (que resulta por sua vez na produção de um par elétron/pósitron de alta energia), um elétron primário é capaz de produzir dezenas de gamas secundários por Bremsstrahlung antes de desaparecer. Essa maior “multiplicidade” na produção de partículas secundárias de alta energia logo nos primeiros estágios do desenvolvimento de uma cascata, resultando no surgimento de sub-chuveiros espalhados por uma faixa de alturas que pode compreender vários quilômetros, tenderia a proporcionar cascatas atmosféricas mais “maduras” ao nível do solo.

Não devemos esquecer também que, na abordagem “tradicional” da teoria de cascata [22], separam-se os termos provenientes de primários gama e de primário elétron, sendo as soluções consideradas separadamente. Tem-se assim expressões para o número de elétrons produzidos quando o primário é um gama, número de elétrons produzidos quando o primário é um elétron, número de gamas produzidos quando o primário é um gama e o número de gamas produzidos quando o primário é um elétron. Mesmo ao nível da teoria uma “equivalência” entre as cascatas iniciadas por gamas ou por elétrons pode ser enganosa.

Uma vez que experimentos Cerenkov como o CLUE têm acesso apenas ao estágio final dos chuveiros atmosféricos incidentes na faixa de energia estudada, a luz Cerenkov incidente devida a elétrons e gamas primários de mesma energia se mostraria diferente. Vale a pena lembrar que, no que se refere a experimentos baseados no solo, os elétrons primários consistem na principal componente do fundo de radiação cósmica na faixa das energias de “GeV”. Assim, estudos mais detalhados talvez pudessem indicar possibilidades interessantes.

3.3 Características do comprimento de onda dos fótons incidentes

3.3.1 A distribuição espectral dos fótons como função da energia do primário

As curvas de distribuição espectral dos fótons Cerenkov ultravioleta produzidos por chuviros atmosféricos iniciados por prótons de várias energias, considerando uma coleta com uma "larga" aceitação angular, encontra-se na Figura 3.12. A forma da distribuição espectral resultante é idêntica à das distribuições espectrais resultantes de chuviros iniciados por gamas.

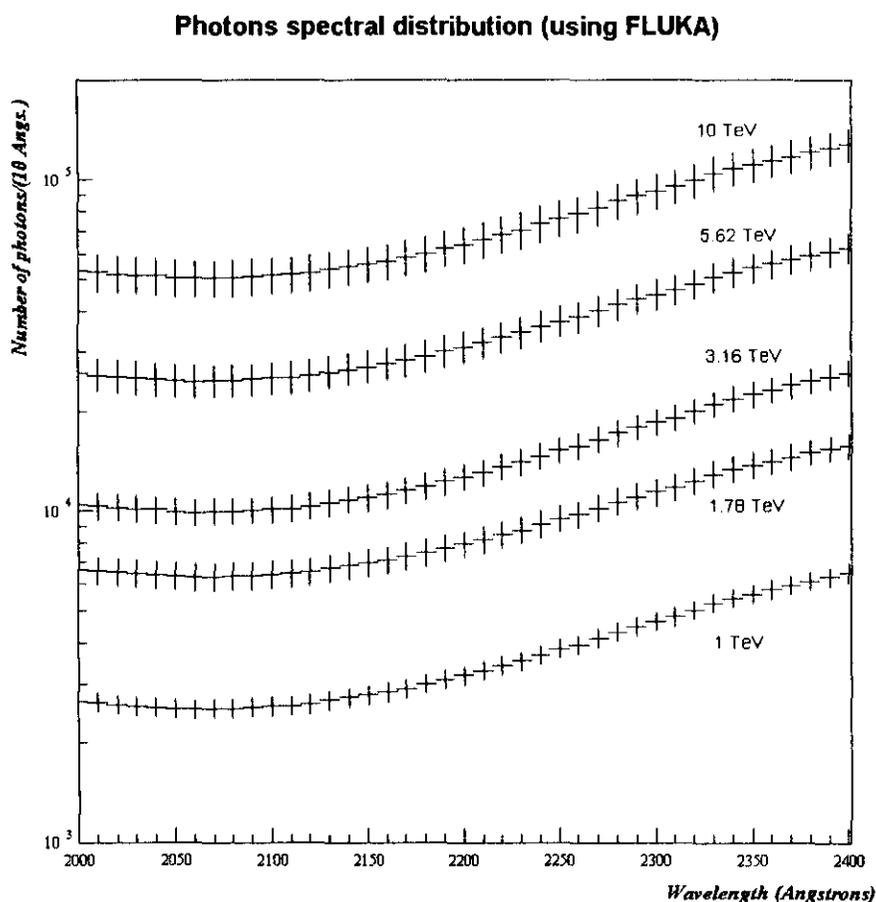


Figura 3.12: Distribuição espectral de fótons Cerenkov ultravioleta produzidos por prótons primários de várias energias (através do emprego do FLUKA).

3.3.2 A distribuição lateral como função da janela espectral adotada

Uma vez que a produção de luz Cerenkov e a atenuação causada pela atmosfera apresentam um forte dependência com a região do espectro selecionada, talvez o formato da distribuição lateral dos fótons Cerenkov ultravioletas produzidos apresentasse uma forte dependência com o intervalo de comprimentos de onda escolhido. Por exemplo, a distribuição lateral dos fótons Cerenkov tomados numa janela espectral de menores comprimentos de onda poderia se apresentar como totalmente diferente se, ao invés, a distribuição lateral dos fótons fosse tomada numa janela espectral de comprimentos de onda maiores. Deve-se lembrar que a sensibilidade do aparato CLUE apresenta uma forte dependência com relação ao comprimento de onda sendo considerado.

No entanto foi verificado que, apesar das diferenças em número absoluto de fótons atingindo o experimento, não houve uma significativa diferença quanto ao formato da distribuição lateral com relação aos fótons produzidos em subdivisões da janela espectral do CLUE (Figura 3.13).

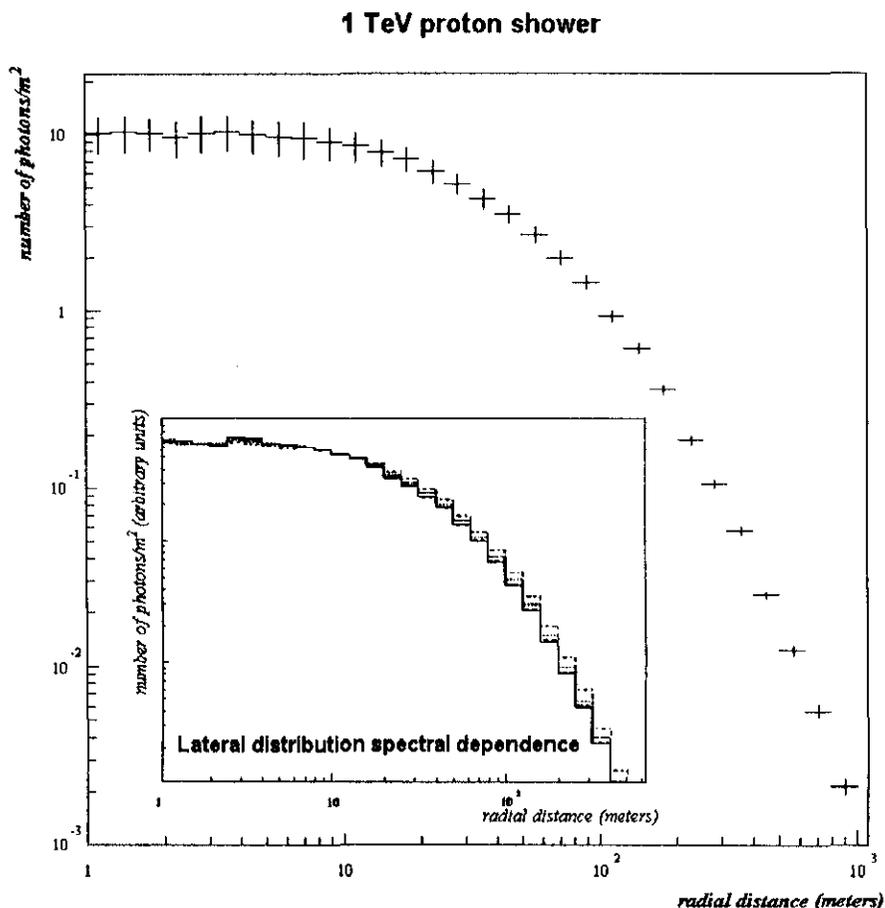


Figura 3.13: Dependência da distribuição lateral dos fótons ultravioleta emitidos com relação à janela espectral de estudos considerada. As 4 curvas no destaque se referem a distribuições laterais "normalizadas", tomadas em janelas espectrais de 100 Angstroms, com início em 2000, 2100, 2200 e 2300 Angstroms

3.4 A distribuição angular dos fótons incidentes

Foram feitos também estudos com relação à distribuição angular dos fótons incidentes. Uma vez que a sensibilidade dos experimentos Cerenkov em geral apresenta uma dependência com o ângulo de incidência dos fótons^v, nenhuma conclusão sobre o comportamento de um experimento Cerenkov pode ser tomada sem se considerar essa última característica.

3.4.1 A distribuição angular tomada a partir de uma “grande superfície” de coleta de fótons

Na Figura 3.14 temos a distribuição angular dos fótons Cerenkov ultravioleta incidentes no experimento. Note que, no caso dos fótons Cerenkov produzidos pelos múons das cascatas iniciadas por prótons de 1 TeV, tais fótons tendem a estar alinhados com a direção da partícula primária incidente.

A medida que a energia do primário incidente cresce, a proporção de fótons produzidos pelos múons frente à produção total de fótons diminui (*cf.* seção 3.6), fato refletido na diminuição relativa do tamanho do “pico” relacionado com os fótons produzidos exclusivamente por múons (o máximo do “pico”, localizado em 1 grau, refere-se, em última instância, ao ângulo de abertura do cone Cerenkov no ar ao nível do solo).

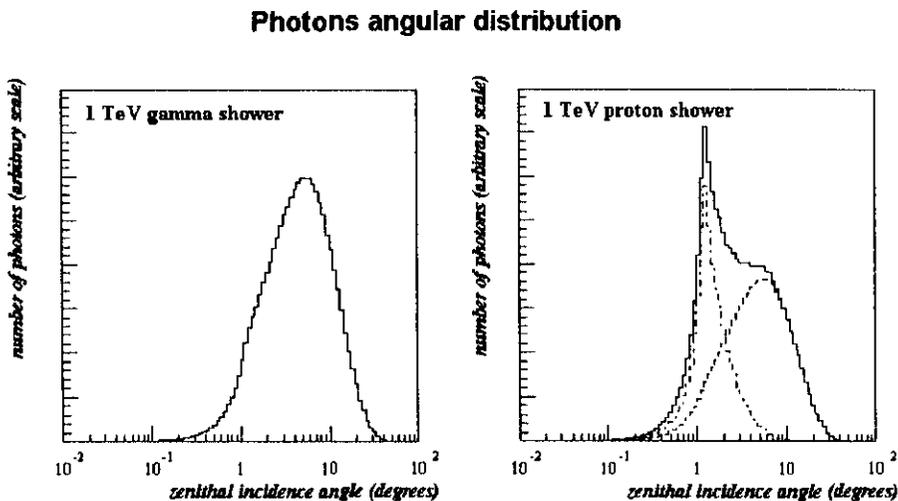


Figura 3.14: Distribuição angular dos fótons Cerenkov produzidos por chuviscos atmosféricos verticais, em um detector com “grande superfície” de coleta. À esquerda: distribuição angular dos fótons Cerenkov incidentes produzidos por cascatas eletromagnéticas. À direita: (linha cheia) - distribuição angular dos fótons Cerenkov incidentes produzidos por cascatas hadrônicas; (linha tracejada) - distribuição angular a partir dos fótons Cerenkov produzidos pelos elétrons secundários; (linha pontilhada) - distribuição angular a partir dos fótons Cerenkov produzidos pelos múons da cascata.

^v Com relação ao eixo do espelho do aparato Cerenkov (veja o apêndice sobre imagens Cerenkov).

3.4.2 O ângulo médio dos fótons como função da distância ao eixo do chuveiro

Em geral, experimentos Cerenkov como o CLUE oferecem uma aceitação angular de uns poucos graus aos fótons incidentes. No caso do CLUE, mais especificamente, o ângulo máximo que um fóton incidente pode ter a fim de ser refletido em direção à área sensível da fotocâmara situa-se ao redor de 5 graus a partir do ângulo definido pelo eixo do espelho (informações adicionais sobre a geometria do experimento encontram-se no apêndice).

Pode-se chegar a conclusões totalmente diferentes considerando-se ou não a aceitação de um experimento Cerenkov aos fótons incidentes. Na suposição de uma "larga" aceitação angular aos fótons coletados, o ângulo médio dos fótons incidentes varia com a distância ao eixo do chuveiro de uma maneira acentuada, o que nos indicaria à princípio um interessante método de avaliação da posição do eixo do chuveiro. No entanto, pela inclusão da aceitação angular de um experimento Cerenkov como o CLUE, podemos notar que essa dependência do ângulo médio dos fótons incidentes com a distância ao eixo do chuveiro varia de uma maneira bem mais discreta (Figura 3.15 e Figura 3.16).

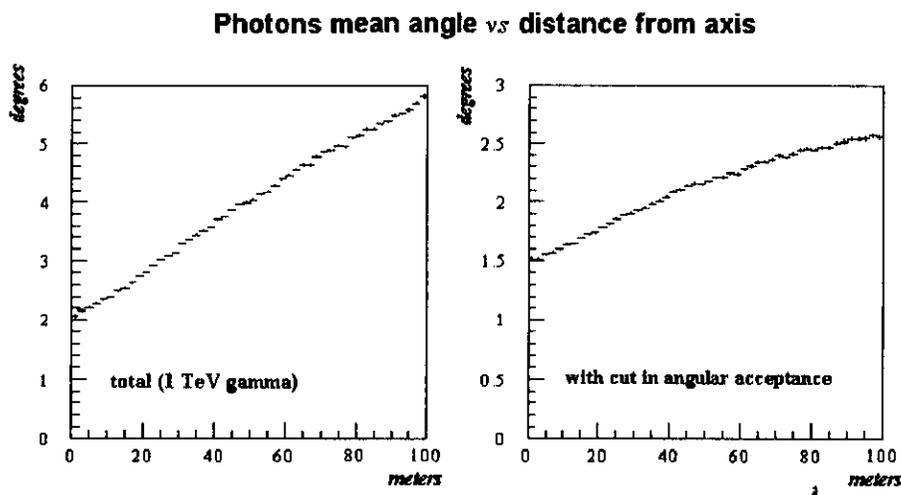


Figura 3.15: O perfil da distribuição angular (valor médio, conforme a distância ao eixo do chuveiro) dos fótons Cerenkov ultravioleta incidentes produzidos por gammas primários de 1 TeV. À esquerda: perfil da distribuição angular, considerando todos os fótons incidentes. À direita: perfil da distribuição angular, submetendo os fótons incidentes a um critério de corte semelhante à aceitação angular de um aparato Cerenkov como o CLUE.

Além do mais, no caso de chuveiros atmosféricos produzidos por prótons primários, é possível perceber que, através da inclusão da aceitação angular do aparato Cerenkov na seleção dos fótons coletados, os fótons produzidos pelos múons da cascata adquirem um papel mais importante no que se refere à detecção da cascata em si. Tais características se encontram discutidas na seção 3.6.

Photons mean angle vs distance from axis

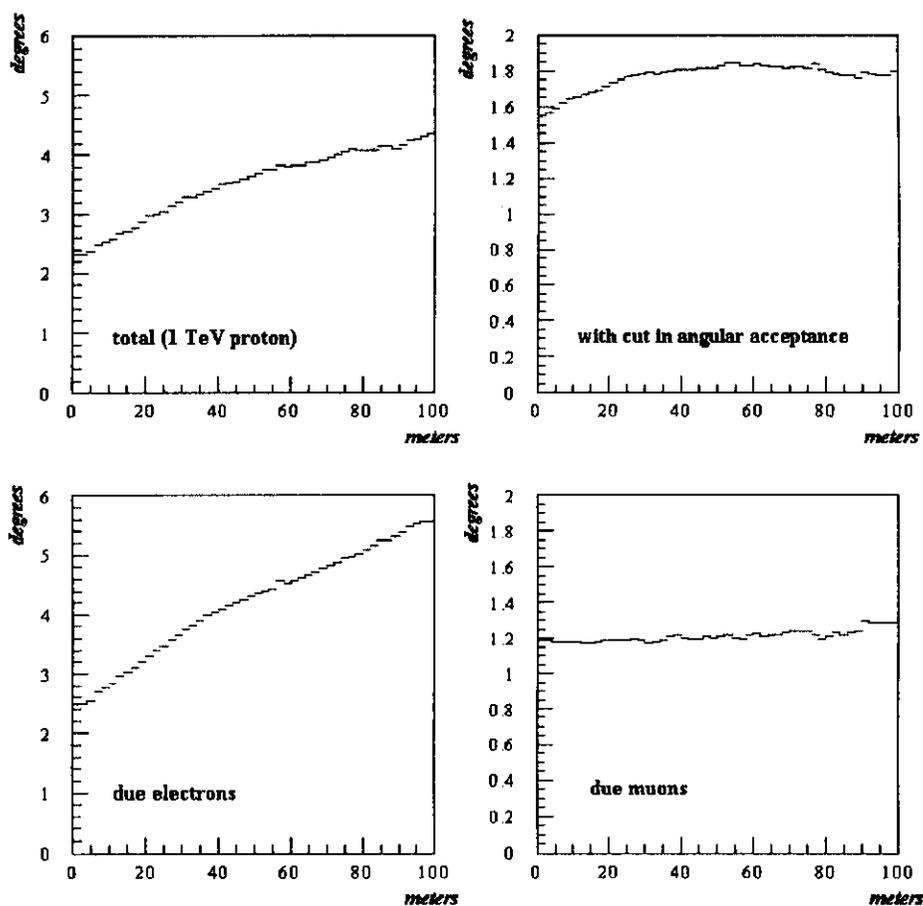


Figura 3.16: O perfil da distribuição angular (valor médio, conforme a distância ao eixo do chuviro) dos fótons Cerenkov ultravioleta incidentes produzidos por prótons primários de 1 TeV. Acima, à esquerda: perfil da distribuição angular, considerando todos os fótons incidentes. Acima, à direita: perfil da distribuição angular, submetendo os fótons incidentes a um critério de corte de aceitação angular de um aparato Cerenkov similar ao CLUE. Abaixo, à esquerda, perfil da distribuição angular, considerando somente os fótons produzidos por elétrons secundários (sem os cortes de aceitação angular). Abaixo, à direita: perfil da distribuição angular, considerando somente os fótons produzidos pelos múons da cascata (sem os cortes de aceitação angular).

3.5 A distribuição lateral dos fótons incidentes como função das características do CLUE

No nosso caso, o conceito de distribuição lateral dos fótons Cerenkov ultravioleta incidentes se torna um tanto mais interessante através da inclusão das características experimentais específicas do CLUE.

Na Figura 3.17 e Figura 3.18 é possível apreciar tais distribuições. Pode-se ver mais claramente, por exemplo, que chuviros atmosféricos iniciados por prótons primários são de fato mais “esparramados” que chuviros equivalentes iniciados por gamas. Além disso, comparando-se os referidos gráficos com os gráficos equivalentes onde não se tem um corte proporcionado pela aceitação angular (Figura 3.3 e Figura 3.6), é possível notar, devido às restrições ao ângulo de incidência, um rápido decréscimo na densidade de fótons à medida que nos distanciamos do eixo do chuviro. Note que, para distâncias de 100 metros do eixo do chuviro, as densidades de fótons apresentam um decréscimo de uma ordem de magnitude (no caso de chuviros iniciados por prótons), ou de duas ordens de magnitude (no caso de chuviros iniciados por gamas).

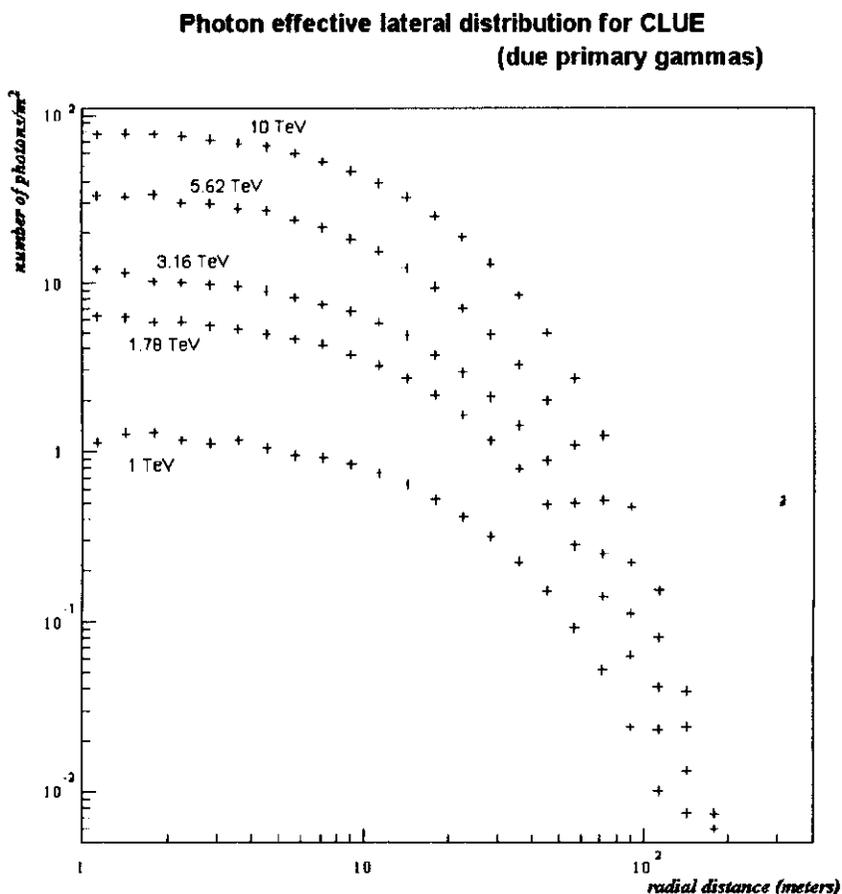


Figura 3.17: Distribuições angulares modificadas (com as características experimentais do CLUE) dos fótons Cerenkov ultravioletas incidentes, no caso de gamas primários com diversas energias.

Photon effective lateral distribution for CLUE
(due primary protons)

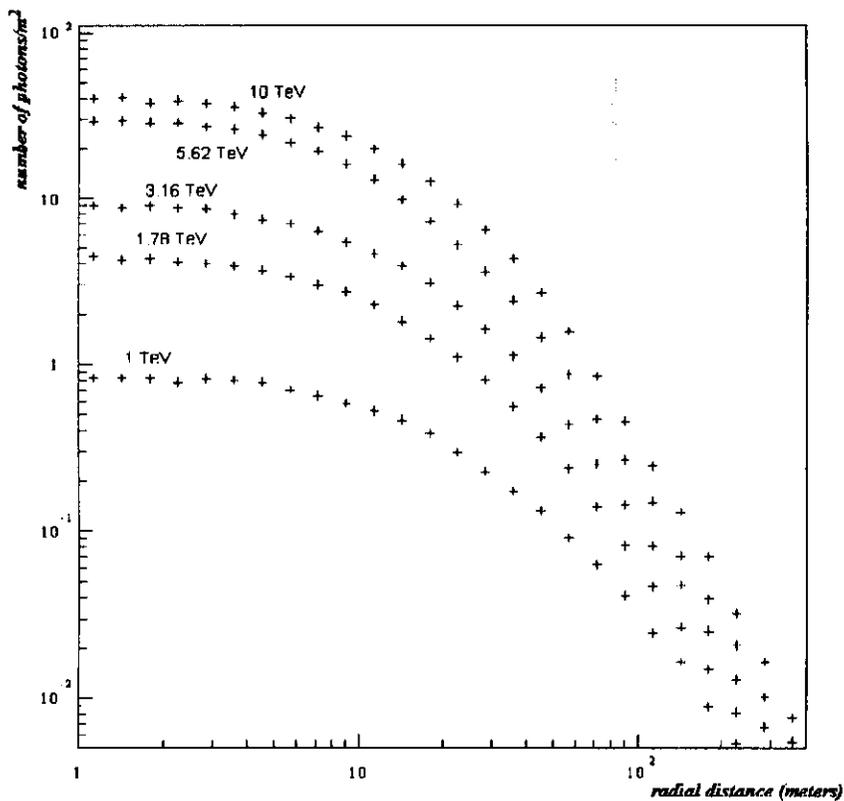


Figura 3.18: Distribuições angulares modificadas (com a inclusão das características experimentais do CLUE) dos fótons Cerenkov ultravioletas incidentes, no caso de prótons primários com diversas energias (através do emprego do FLUKA).

3.6 O papel dos fótons produzidos pelos múons da cascata no sinal Cerenkov total observado

No caso geral, quando falando de comportamentos médios e condições de observação no ultravioleta, a densidade de luz Cerenkov produzida pelos múons da cascata é, como regra, uma ordem de magnitude menor do que a densidade de luz Cerenkov produzida pelas elétrons secundários gerados (Figura 3.19 e Figura 3.20). Porém, em se falando de chuviscos individuais, devemos lembrar que os fótons produzidos pelos múons em geral se localizam em *spots* brilhantes de luz (ao redor do ponto de incidência do múon no solo), sendo desse modo responsáveis por grandes flutuações nas densidades de fótons medidas (*cf.* Figura 3.1).

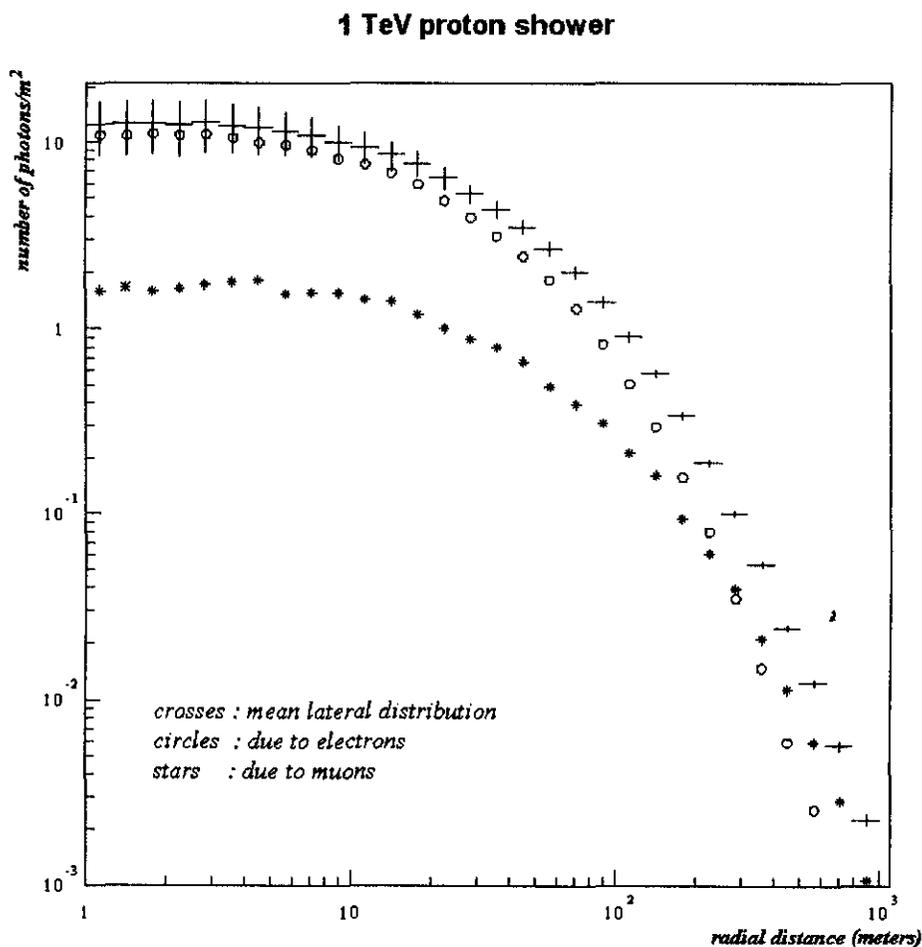


Figura 3.19: Distribuição lateral dos fótons Cerenkov produzidos por um chuvisco atmosférico de 1 TeV, a um nível de observação de 2.5 km de altura, discriminados entre fótons produzidos pelos elétrons secundários e pelos múons.

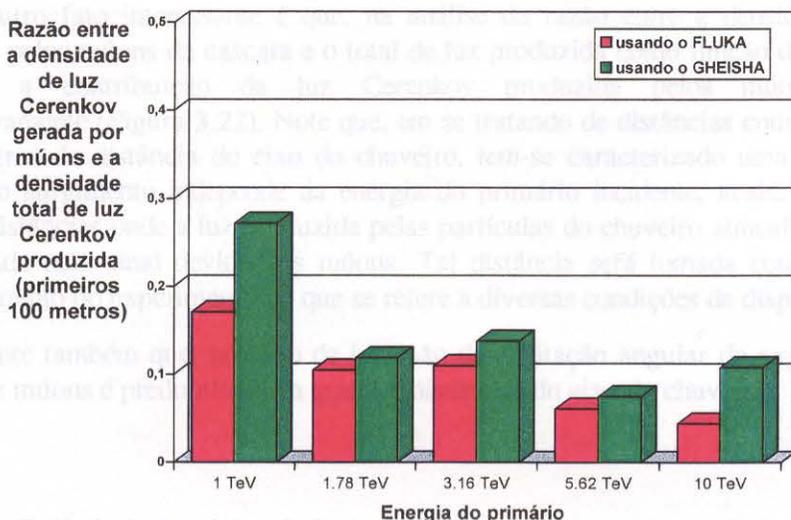


Figura 3.20: Razão entre a densidade de fótons produzida devido aos múons da cascata e a densidade total de luz gerada (tomada nos primeiros 100 metros a partir do eixo do chuveiro).

No entanto, a contribuição relativa dos fótons Cerenkov produzidos pelos múons da cascata aumenta caso se inclua as aceitações angulares típicas de um aparato Cerenkov na avaliação final (Figura 3.21). Vale a pena mencionar novamente, no que se refere a imagens na foto-câmara, que os fótons gerados pelos múons da cascata não proporcionam muita informação com relação às características médias do primário incidente, porém têm um papel importante no que se refere ao disparo do experimento, especialmente em situações onde a quantidade total de luz gerada é baixa.

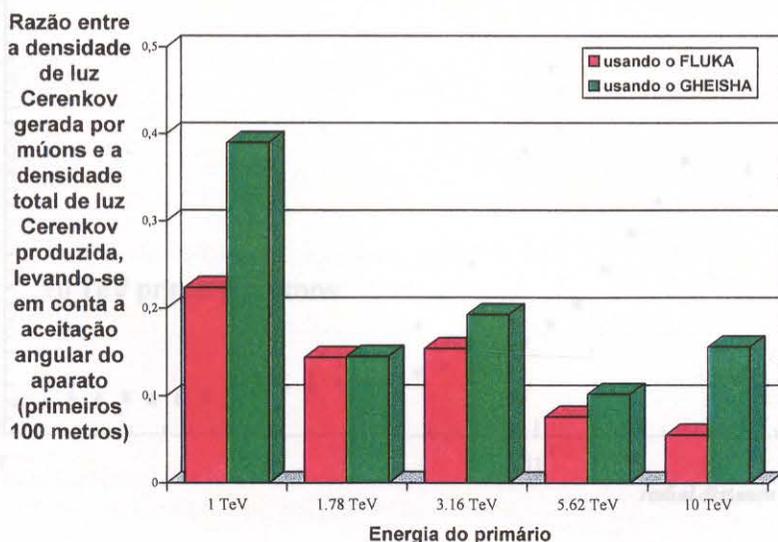


Figura 3.21: Razão entre a densidade de fótons Cerenkov ultravioleta gerados por múons da cascata e a densidade total de fótons produzida (tomada nos primeiros 100 metros a partir do eixo do chuveiro), incluindo agora um corte segundo uma aceitação angular típica de experimentos Cerenkov.

Outro fato interessante é que, na análise da razão entre a densidade de luz Cerenkov produzida pelos múons da cascata e o total de luz produzida como função da distância ao eixo do chuveiro, a contribuição da luz Cerenkov produzida pelos múons vai aumentando progressivamente (Figura 3.22). Note que, em se tratando de distâncias compreendidas até a cerca de 80 metros de distância do eixo do chuveiro, tem-se caracterizado uma espécie de platô. Tal platô, cujo surgimento independe da energia do primário incidente, acaba por caracterizar uma faixa de distâncias onde a luz produzida pelas partículas do chuveiro atmosférico se mostra menos contaminada pelo sinal devido aos múons. Tal distância será tomada como base na análise do comportamento do experimento no que se refere a diversas condições de disparo.

Note também que, no caso de inclusão da aceitação angular do experimento, que o sinal devido aos múons é predominante a grandes distâncias do eixo do chuveiro.

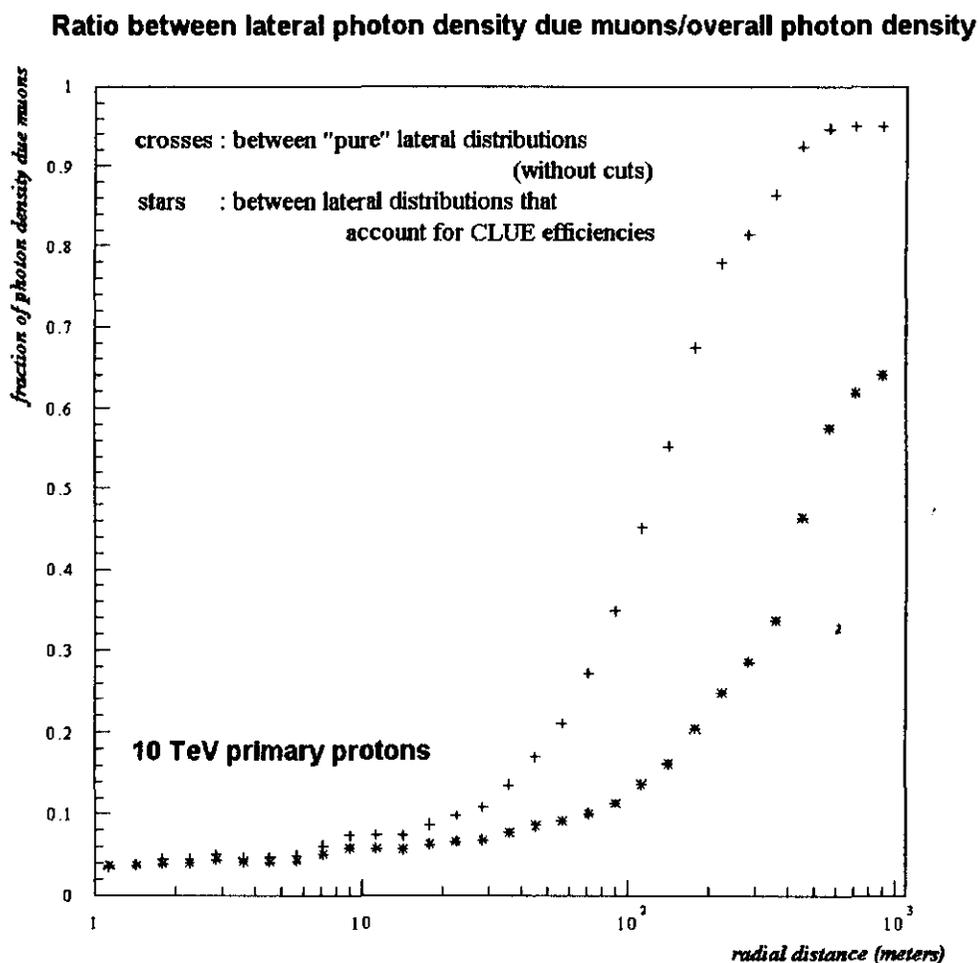


Figura 3.22: Razão entre a densidade de fótons Cerenkov ultravioleta gerados pelos múons da cascata e a densidade total de fótons, em função da distância do eixo do chuveiro

3.7 Estimativas sobre a distribuição lateral de partículas carregadas que chegam ao solo

Embora essa avaliação não conste como um dos objetivos do trabalho, os gráficos abaixo devem ser entendidos como um “subproduto” resultante. No caso, consideram-se como “partículas carregadas” os elétrons e múons produzidos durante o processo de desenvolvimento dos chuviros atmosféricos simulados que, eventualmente, tenham chegado até nível de observação (no caso, tomado como a 2.5 km acima do nível do mar).

Charged particle lateral distribution for gamma showers

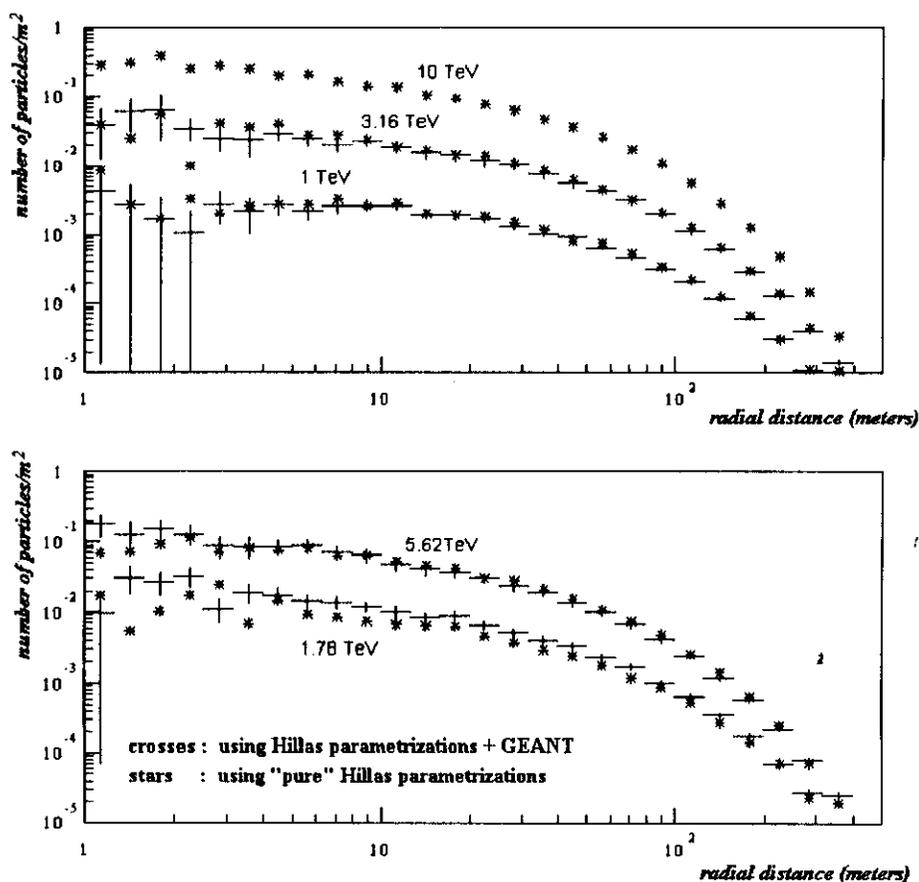


Figura 3.23: Distribuição lateral das partículas carregadas (coletadas a um nível de observação de 2.5 km acima do nível do mar) para chuviros iniciados por gammas de várias energias.

No caso de chuviros iniciados por gamas, uma comparação entre as simulações resultantes do código em que são usadas as parametrizações “puras” de Hillas e o código que agrega as parametrizações de Hillas e o GEANT nos mostra uma boa concordância (Figura 3.23). O mesmo acontece também no caso das simulações de chuviros iniciados por prótons, onde o FLUKA e o GHEISHA foram empregados como geradores de interações hadrônicas (Figura 3.24).

Note que, numa aproximação grosseira, não se vêem grandes diferenças entre as densidades de partículas produzidas por chuviros iniciados por gamas e chuviros iniciados por prótons de mesma energia. Note ainda que, do ponto de vista experimental, tais densidades de partículas são consideradas muito baixas.

Charged particle lateral distribution for proton showers

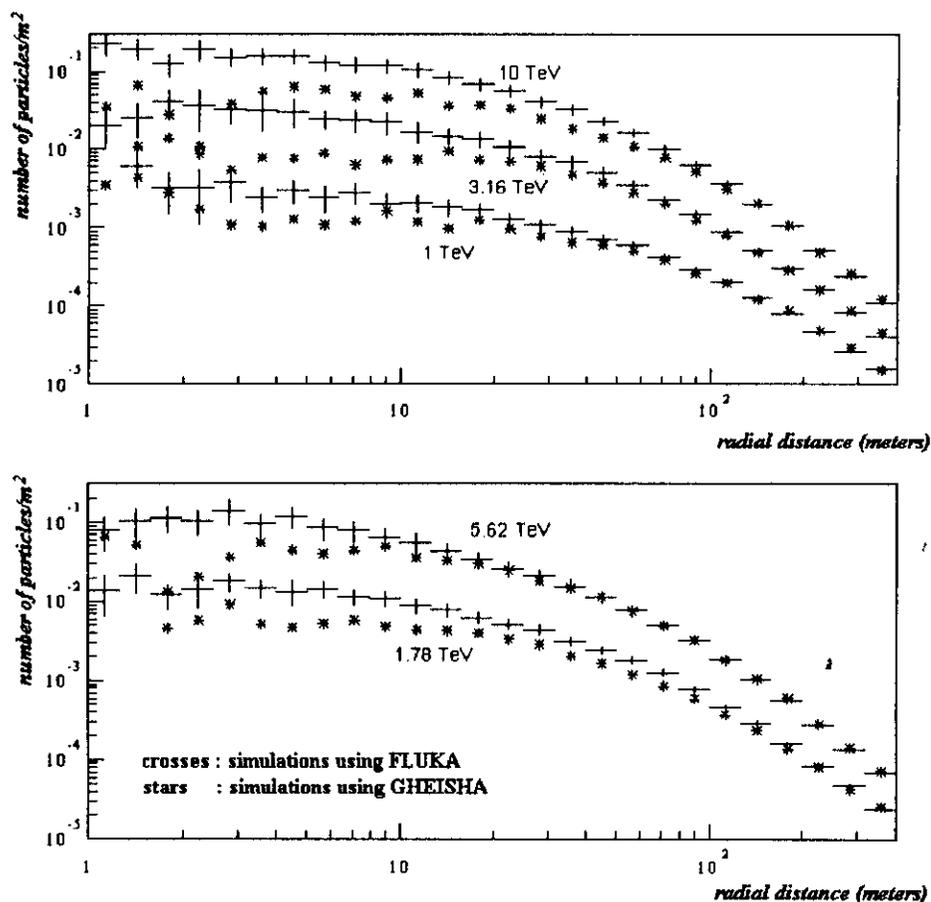


Figura 3.24: Distribuição lateral das partículas carregadas (coletadas a um nível de observação de 2.5 km acima do nível do mar) para chuviros iniciados por prótons de várias energias

3.8 Comparação entre as distribuições laterais dos fótons gerados, tomados no ultravioleta médio e no visível

Foi incluída também nesse estudo uma comparação entre as distribuições laterais de fótons Cerenkov produzidos no ultravioleta e os fótons produzidos na faixa do visível compreendida entre 3500 - 6500 Angstroms (Figura 3.25). A atenuação atmosférica no visível, ainda considerando uma atmosfera limpa e sem nuvens, foi tomada diretamente a partir do MODTRAN 3 (cf. seção 3.1).

UV vs visible lateral distribution comparison

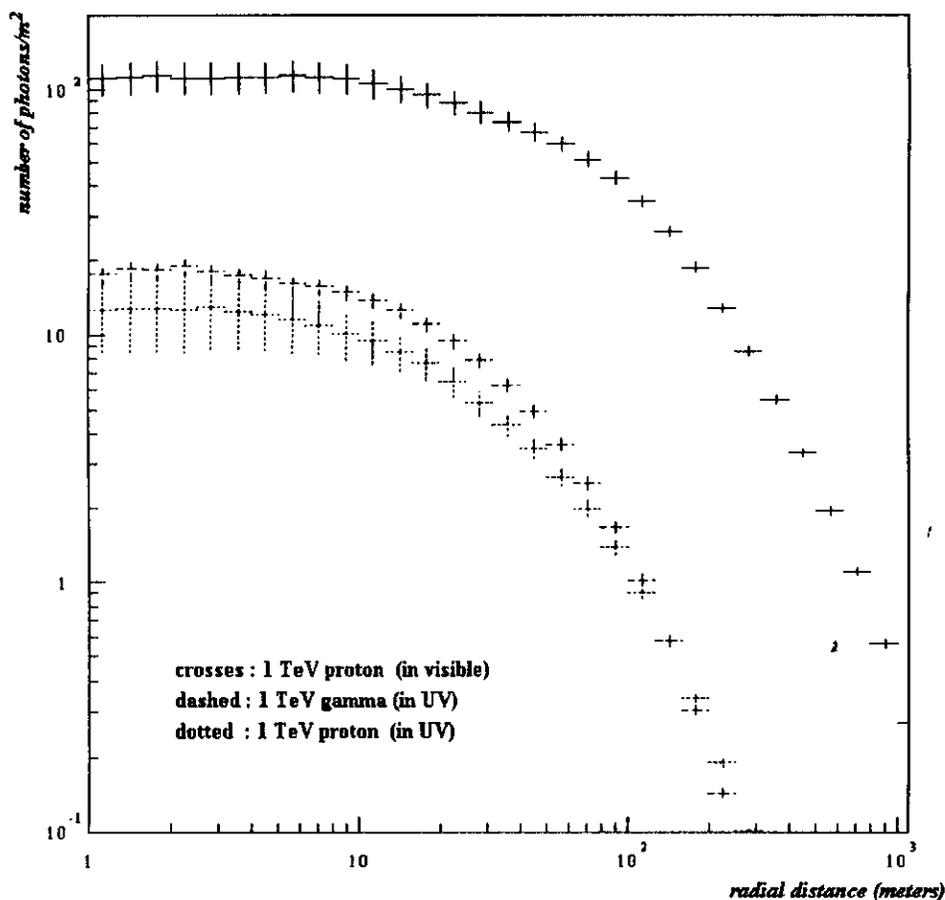


Figura 3.25: Comparação entre a distribuição lateral de fótons Cerenkov gerados por chuviros atmosféricos iniciados por prótons primários de 1 TeV, no ultravioleta médio (2000-2400 Å) e no visível (3500-6500 Å).

Apesar de termos, no caso dos fótons produzidos no ultravioleta, uma faixa espectral de produção mais estreita, o número de fótons produzidos por unidade de comprimento na faixa espectral do CLUE é aproximadamente igual ao número de fótons produzidos por unidade de comprimento na faixa do visível (aproximadamente 30 fótons/metro, ao nível do mar). Isso porque a emissão de luz Cerenkov é proporcional a $1/\lambda^2$, fazendo com que esta ocorra de maneira mais eficiente conforme nos dirigimos a comprimentos de onda menores.

Podemos notar porém que a quantidade de fótons ultravioleta que atinge o experimento é inferior a quantidade equivalente de fótons produzidos no visível. Isso porque, apesar de termos nos comprimentos de onda da luz visível uma atenuação atmosférica ocasionada principalmente por fenômenos de espalhamento de luz (espalhamentos Rayleigh e Mie), na faixa do ultravioleta são acrescentados aos fenômenos de espalhamento de luz as absorções moleculares proporcionadas tanto pelo ozônio como pelo oxigênio atmosférico (sendo esse último dominante na faixa de detecção de luz Cerenkov do experimento CLUE). Com efeito, ao nível do observação de 2,5 km de altura e sob condições atmosféricas “limpas”, temos um livre caminho médio horizontal para os fótons da faixa do visível de cerca de 8 km, sendo que o livre caminho médio horizontal para os fótons da faixa do ultravioleta médio é de cerca de 300 metros.

No entanto, note que a janela espectral adotada como “visível” é um tanto larga, e que experimentos Cerenkov no visível dificilmente são sensíveis a uma faixa espectral tão grande. Além disso, não se deve esquecer que experimentos Cerenkov concebidos para operar no visível se encontram sempre sujeitos ao fundo de luz visível do céu.

Mais uma vez deve-se mencionar que, no caso das simulações efetuadas no visível, não houve o aparecimento do padrão conhecido como “anel Cerenkov”.

3.9 Distribuição lateral dos fótons ultravioletas sob condições "nubladas"

Foi feita uma investigação sobre como se comportaria o CLUE sob condições de céu nublado. Dessa forma, através do emprego do MODTRAN 3, foi introduzida no programa uma tabela de atenuações atmosféricas elaborada sob condições "nubladas" (Figura 3.26). A partir das opções do MODTRAN 3 foi escolhida uma cobertura de nuvens alto-estrato (Figura 3.27 e Figura 3.28), com extensão de 2.4 km (a base) até 3 km (o topo) acima do nível do solo. Foi incluída também uma condição "hazy" ("enevoada") de visibilidade junto ao solo, causada por aerossóis do tipo "rural" provocando um *meteorological range* de 5 km.

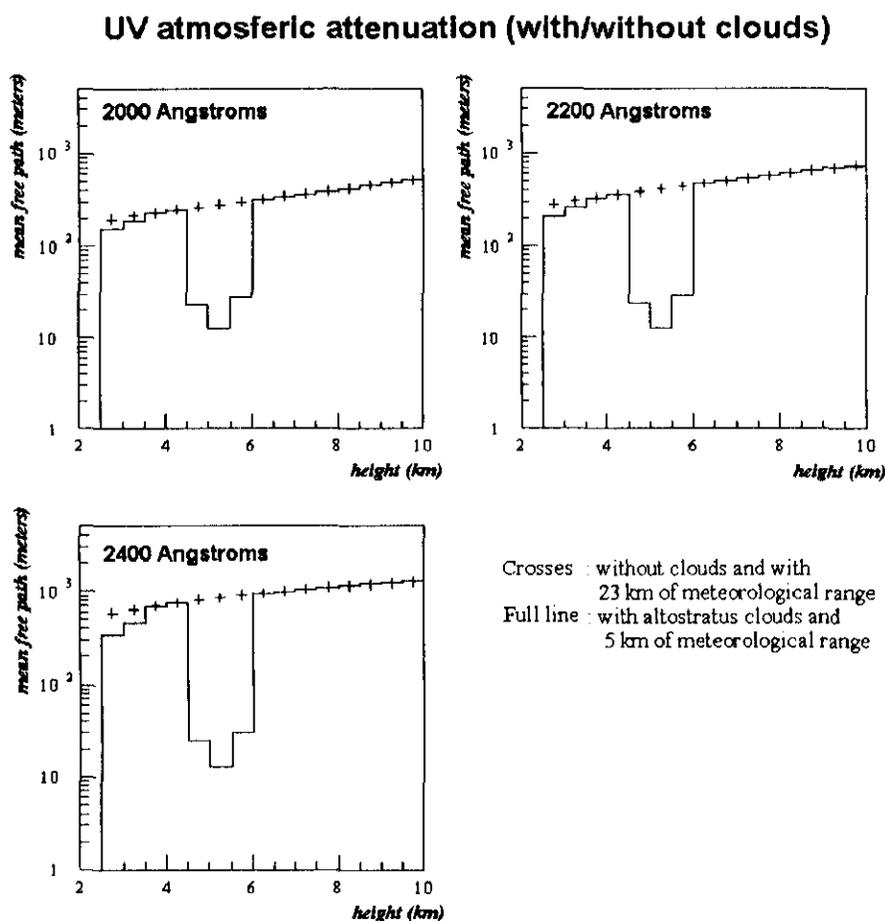


Figura 3.26: Atenuação atmosférica em frequências do ultravioleta médio, sob condições de céu "limpo" e céu "nublado" (tomando um nível de observação situado a 2.5 km de altura).

3.10 Estudos sobre a eficiência de disparo do CLUE

A fim de proporcionar uma estimativa da eficiência de detecção do experimento CLUE aos fótons Cerenkov ultravioleta produzidos por cascatas geradas por primários com energia de alguns “TeV”, foi estudada a “probabilidade de disparo” de um configuração hipotética de 3 módulos do CLUE (Figura 3.30). Todas as eficiências instrumentais do CLUE conhecidas foram incluídas nessa avaliação^{vi}.

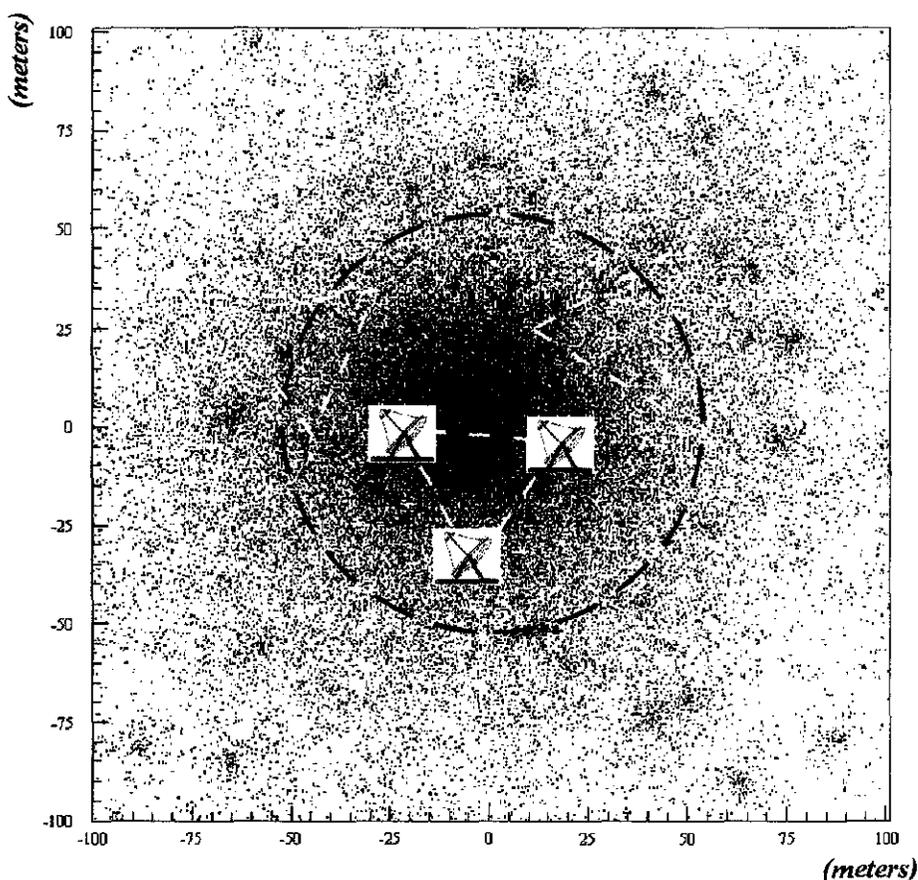


Figura 3.30: Representação esquemática da geometria do array hipotético do CLUE, usado nas estimativas da eficiência de disparo do experimento (para detalhes, ver explicação no texto).

^{vi} A aceitação geométrica dos fótons incidentes (por parte do conjunto “espelho + fotocâmara”), e a resposta espectral proporcionada pela janela de quartzo da foto-câmara e pela eficiência quântica do gás TMAE. É considerada ainda uma taxa de conversão de 100% dos fótons ultravioleta que vierem a interagir com o TMAE dentro da câmara.

Considerou-se esses 3 módulos do CLUE (Figura 3.30, quadrados brancos com espelho) como dispostos sobre um triângulo equilátero com lados de comprimento 20, 40 e 60 metros (Figura 3.30, triângulos amarelos), sendo que o centro desse triângulo foi colocado dentro de um raio de 50 metros do centro do chuveiro simulado (Figura 3.30, círculo vermelho). Ainda, com o objetivo de enriquecer as estatísticas, a luz Cerenkov produzida de cada chuveiro simulado foi usada mais de uma vez, num número de vezes proporcional à razão entre área compreendida pelo triângulo equilátero e a área do círculo de 50 metros. Desse modo, para um mesmo mapa de fótons incidentes no plano, uma nova avaliação foi feita com uma diferente orientação do *array* de módulos CLUE e uma diferente distância do centro do *array* ao centro do chuveiro, aleatoriamente tomadas de uma distribuição uniforme.

Com relação às condições de disparo do experimento em si, considera-se que o experimento “disparou” caso (das condições mais “brandas” até as “mais exigentes”):

1. Em qualquer um dos módulos, um ou mais fótons deixou um sinal na fotocâmara;
2. Em quaisquer dois módulos, um ou mais fótons deixou um sinal na fotocâmara;
3. Nos três módulos considerados, um ou mais fótons deixou um sinal na fotocâmara;
4. Em qualquer um dos módulos, três ou mais fótons deixaram um sinal na fotocâmara;
5. Em quaisquer dois módulos, três ou mais fótons deixaram um sinal na fotocâmara;
6. Nos três módulos considerados, três ou mais fótons deixaram um sinal na fotocâmara;
7. Em qualquer um dos módulos, cinco ou mais fótons deixaram um sinal na fotocâmara;
8. Em quaisquer dois módulos, cinco ou mais fótons deixaram um sinal na fotocâmara;
9. Nos três módulos considerados, cinco ou mais fótons deixaram um sinal na fotocâmara;

Tais eficiências de disparo do experimento foram estudadas no caso de prótons e gamas primários incidentes, com energia compreendida entre 1 TeV e 10 TeV. Alguns resultados obtidos, no que se refere à disposição triangular com 40 metros de lado^{vii}, se encontram na Figura 3.31 e Figura 3.32.

^{vii} A distância típica entre os módulos do CLUE.

O conjunto completo de resultados pode ser apreciado na Tabela 3.2 a Tabela 3.7.

No que se refere ao que seria esperado no “caso real”, todas as eficiências experimentais tratadas devem ser consideradas como “otimistas”. Por exemplo: embora uma alta taxa de conversão de fóton-elétrons foi constatada no dispositivo sensível baseado no gás TMAE (perto de 100%), existem várias outras fontes de atenuação e ruído não levadas em conta (como, por exemplo, a eficiência de reflexão oferecida pela superfície do espelho aos fótons ultravioleta, o ruído da parte eletrônica do experimento, *etc.*).

Talvez seja desnecessário acrescentar que, com uma amostragem tão pequena de fótons quanto a resultante (uns poucos fótons por espelho), qualquer possibilidade de conclusões baseada na “imagem” resultante na fotocâmara se encontra inviabilizada (para uma boa imagem seria necessário um número “generoso” de fótons incidindo na fotocâmara)^{viii}.

Qual seria a melhor dimensão do array, no caso de uma disposição triangular dos módulos do CLUE?

Das eficiências de disparo, conforme expostas na Tabela 3.2 à Tabela 3.7, é possível constatar que a resposta depende da tipo de condição de disparo sob análise.

No caso do registro de eventos através do disparo de um único módulo (*i.e.*, quando em qualquer um dos módulos do CLUE incide o número mínimo de fótons exigidos), a configuração triangular com dimensão de 60 metros de lado mostra-se, via de regra, como a mais adequada.

No entanto, se for exigido um disparo simultâneo de dois ou de três módulos do CLUE, temos a configuração triangular com dimensão de 20 metros como a mais adequada. Esse resultado reflete unicamente que maiores densidades de fótons ultravioleta incidentes somente são encontradas nas vizinhanças do eixo do chuveiro.

^{viii} Para mais detalhes, dirija-se à seção que trata do processo de formação de imagem a partir da geometria do módulo, no apêndice.

Energia do primário	Disparo de um único módulo; 1 ou mais fótons	Disparo de dois módulos; 1 ou mais fótons	Disparo de todos três módulos; 1 ou mais fótons	Disparo de um único módulo; 3 ou mais fótons	Disparo de dois módulos; 3 ou mais fótons	Disparo de todos três módulos; 3 ou mais fótons	Disparo de um único módulo; 5 ou mais fótons	Disparo de dois módulos; 3 ou mais fótons	Disparo de todos três módulos; 5 ou mais fótons
1 TeV	0,592	0,123	0,066	0,166	0,015	0,006	0,071	0,003	0,001
1.78 TeV	0,868	0,414	0,318	0,497	0,141	0,102	0,310	0,068	0,044
3.16 TeV	0,952	0,566	0,474	0,664	0,219	0,157	0,472	0,124	0,076
5.62 TeV	0,995	0,769	0,682	0,866	0,428	0,330	0,704	0,251	0,180
10 TeV	1,000	0,987	0,982	1,000	0,894	0,846	0,992	0,779	0,715

Tabela 3.2: Eficiências de disparo do CLUE, no caso de uma disposição dos módulos em triângulos de 20 metros de lado (tomada a 2.5 km de altura, no caso de chuviros iniciados por gamas).

Energia do primário	Disparo de um único módulo; 1 ou mais fótons	Disparo de dois módulos; 1 ou mais fótons	Disparo de todos três módulos; 1 ou mais fótons	Disparo de um único módulo; 3 ou mais fótons	Disparo de dois módulos; 3 ou mais fótons	Disparo de todos três módulos; 3 ou mais fótons	Disparo de um único módulo; 5 ou mais fótons	Disparo de dois módulos; 3 ou mais fótons	Disparo de todos três módulos; 5 ou mais fótons
1 TeV	0,591	0,098	0,045	0,165	0,008	0,002	0,078	0,002	0,000
1.78 TeV	0,867	0,344	0,242	0,517	0,099	0,051	0,365	0,043	0,013
3.16 TeV	0,958	0,468	0,353	0,715	0,138	0,075	0,485	0,055	0,030
5.62 TeV	0,997	0,663	0,567	0,910	0,320	0,200	0,730	0,147	0,093
10 TeV	1,000	0,927	0,907	1,000	0,813	0,747	1,000	0,607	0,487

Tabela 3.3: Eficiências de disparo do CLUE, no caso de uma disposição dos módulos em triângulos de 40 metros de lado (tomada a 2.5 km de altura, no caso de chuviros iniciados por gamas).

Energia do primário	Disparo de um único módulo; 1 ou mais fótons	Disparo de dois módulos; 1 ou mais fótons	Disparo de todos três módulos; 1 ou mais fótons	Disparo de um único módulo; 3 ou mais fótons	Disparo de dois módulos; 3 ou mais fótons	Disparo de todos três módulos; 3 ou mais fótons	Disparo de um único módulo; 5 ou mais fótons	Disparo de dois módulos; 3 ou mais fótons	Disparo de todos três módulos; 5 ou mais fótons
1 TeV	0,574	0,070	0,022	0,180	0,001	0,000	0,083	0,000	0,000
1.78 TeV	0,890	0,281	0,152	0,529	0,063	0,015	0,371	0,019	0,006
3.16 TeV	0,983	0,350	0,204	0,721	0,088	0,038	0,546	0,050	0,013
5.62 TeV	1,000	0,542	0,400	0,908	0,150	0,092	0,725	0,083	0,017
10 TeV	1,000	0,900	0,817	1,000	0,650	0,567	1,000	0,383	0,233

Tabela 3.4: Eficiências de disparo do CLUE, no caso de uma disposição dos módulos em triângulos de 60 metros de lado (tomada a 2.5 km de altura, no caso de chuviros iniciados por gamas).

Energia do primário	Disparo de um único módulo; 1 ou mais fótons	Disparo de dois módulos; 1 ou mais fótons	Disparo de todos três módulos; 1 ou mais fótons	Disparo de um único módulo; 3 ou mais fótons	Disparo de dois módulos; 3 ou mais fótons	Disparo de todos três módulos; 3 ou mais fótons	Disparo de um único módulo; 5 ou mais fótons	Disparo de dois módulos; 3 ou mais fótons	Disparo de todos três módulos; 5 ou mais fótons
1 TeV	0,300	0,063	0,039	0,108	0,014	0,008	0,060	0,007	0,004
1.78 TeV	0,553	0,192	0,148	0,269	0,078	0,055	0,183	0,047	0,032
3.16 TeV	0,826	0,383	0,296	0,519	0,156	0,114	0,352	0,092	0,069
5.62 TeV	0,932	0,559	0,474	0,694	0,299	0,234	0,531	0,201	0,152
10 TeV	0,991	0,831	0,771	0,907	0,558	0,473	0,815	0,420	0,338

Tabela 3.5: Eficiências de disparo do CLUE, no caso de uma disposição dos módulos em triângulos de 20 metros de lado (tomada a 2.5 km de altura, no caso de chuviros iniciados por prótons).

Energia do primário	Disparo de um único módulo; 1 ou mais fótons	Disparo de dois módulos; 1 ou mais fótons	Disparo de todos três módulos; 1 ou mais fótons	Disparo de um único módulo; 3 ou mais fótons	Disparo de dois módulos; 3 ou mais fótons	Disparo de todos três módulos; 3 ou mais fótons	Disparo de um único módulo; 5 ou mais fótons	Disparo de dois módulos; 3 ou mais fótons	Disparo de todos três módulos; 5 ou mais fótons
1 TeV	0,295	0,049	0,025	0,110	0,008	0,004	0,064	0,003	0,001
1.78 TeV	0,539	0,161	0,118	0,292	0,054	0,029	0,186	0,031	0,014
3.16 TeV	0,837	0,331	0,254	0,508	0,138	0,086	0,353	0,072	0,040
5.62 TeV	0,937	0,478	0,372	0,698	0,233	0,162	0,562	0,123	0,070
10 TeV	1,000	0,730	0,667	0,940	0,420	0,313	0,863	0,340	0,230

Tabela 3.6: Eficiências de disparo do CLUE, no caso de uma disposição dos módulos em triângulos de 40 metros de lado (tomada a 2.5 km de altura, no caso de chuviros iniciados por prótons).

Energia do primário	Disparo de um único módulo; 1 ou mais fótons	Disparo de dois módulos; 1 ou mais fótons	Disparo de todos três módulos; 1 ou mais fótons	Disparo de um único módulo; 3 ou mais fótons	Disparo de dois módulos; 3 ou mais fótons	Disparo de todos três módulos; 3 ou mais fótons	Disparo de um único módulo; 5 ou mais fótons	Disparo de dois módulos; 3 ou mais fótons	Disparo de todos três módulos; 5 ou mais fótons
1 TeV	0,285	0,030	0,015	0,100	0,004	0,000	0,066	0,002	0,001
1.78 TeV	0,536	0,128	0,076	0,283	0,036	0,013	0,194	0,014	0,003
3.16 TeV	0,811	0,289	0,186	0,514	0,094	0,058	0,353	0,033	0,022
5.62 TeV	0,938	0,483	0,313	0,700	0,142	0,096	0,525	0,088	0,038
10 TeV	1,000	0,700	0,542	0,933	0,308	0,200	0,850	0,150	0,092

Tabela 3.7: Eficiências de disparo do CLUE, no caso de uma disposição dos módulos em triângulos de 60 metros de lado (tomada a 2.5 km de altura, no caso de chuviros iniciados por prótons).

4. Conclusão

Através de simulações pelo método de Monte Carlo foram analisadas as características da luz Cerenkov produzida no ultravioleta médio (1900 - 2400 Å) por chuviros atmosféricos iniciados por gamas e por prótons, na faixa de energia de 1 a 10 TeV.

Foram apresentadas assim as distribuições laterais resultantes da detecção de tais chuviros ao nível de observação de 2.500 metros acima do nível do mar, uma vez que o experimento italiano CLUE, objeto deste estudo, aí se encontra. Características adicionais do experimento, como as eficiências espectrais e geométricas de detecção foram, desse modo, incluídas no trabalho.

Num primeiro momento, foram analisadas somente as características gerais da luz Cerenkov produzida. Tem-se assim a distribuição lateral e espectral apresentadas de forma genérica. Foi verificado que chuviros atmosféricos iniciados por gamas com uma dada energia produzem em média mais luz Cerenkov que os chuviros atmosféricos correspondentes iniciados por prótons. Também foram apresentadas as distribuições angulares dos fótons Cerenkov obtidas, onde se mostrou a necessidade de se introduzir as eficiências experimentais do CLUE para uma análise mais proveitosa. Nesse ponto, temos condições de fazer uma avaliação razoável do desempenho do experimento.

Uma cobertura de nuvens alto-estrato, introduzida para estudos comparativos de atenuação atmosférica, produziu pouco efeito no que se refere a distribuições médias dos fótons ultravioletas observados em condições de céu limpo. Esse fato é explicado pela relativa opacidade da atmosfera na faixa espectral do experimento, que induz à observação de fótons Cerenkov produzidos por partículas carregadas presentes nas vizinhanças do nível de observação. Apenas fótons produzidos pelos últimos estágios do desenvolvimento de um chuviro atmosférico na faixa de energia de "TeV" têm condições de alcançar a foto-câmara do experimento.

Por último, foram realizadas algumas avaliações relacionadas à eficiência de disparo do experimento quando na configuração de *array* triangular. Diversos comprimentos do lado da configuração triangular foram testados, assim como as probabilidades de detecção dos eventos através do emprego de condições de coincidência simples, dupla ou tripla de disparo dos módulos do *array*. Tais avaliações revelaram, no caso de um registro de um número variando entre 3 a 5 fótons na foto-câmara, um limiar de energia para a experiência situado pouco acima de 10 TeV. Condições de disparo de mais de um módulo acontecem preferencialmente conforme o *array* apresente uma dimensão mais reduzida. No entanto, dimensões de *array* muito maiores que 50 metros não implicariam em ganho de informação, uma vez que o corte em aceitação angular faz com que a densidade de fótons seja diminuída fortemente conforme nos distanciamos do eixo do chuviro.

É importante salientar que, no que se refere a simulações realizadas no visível, não foi observado o surgimento de anéis Cerenkov nas distribuições laterais obtidas. Tal padrão somente foi observado a partir de simulações onde foi atribuída uma distribuição angular extremamente estreita às partículas secundárias produzidas, sendo estas simuladas com direções muito próximas à direção do primário incidente.

Apêndices

5. Estudo sobre as imagens de um aparato Cerenkov

5.1 A geometria do CLUE

Apesar do extenso trabalho de simulação relacionado com as características da luz Cerenkov emitidas por chuviros atmosféricos, alguns detalhes referentes ao processo de formação de imagens no dispositivo fotodetector se encontram pouco explicados ao longo do texto. Esse apêndice tem como objetivo uma melhor exposição de tais processos.

Ainda, a fim de obter uma melhor compreensão dos processos envolvidos na formação de imagens Cerenkov, foi usado um conjunto de rotinas elaboradas por membros da colaboração CLUE^{1a}. Desse modo, tanto as dimensões do CLUE como algumas de suas configurações serão usadas (Figura 5.1).

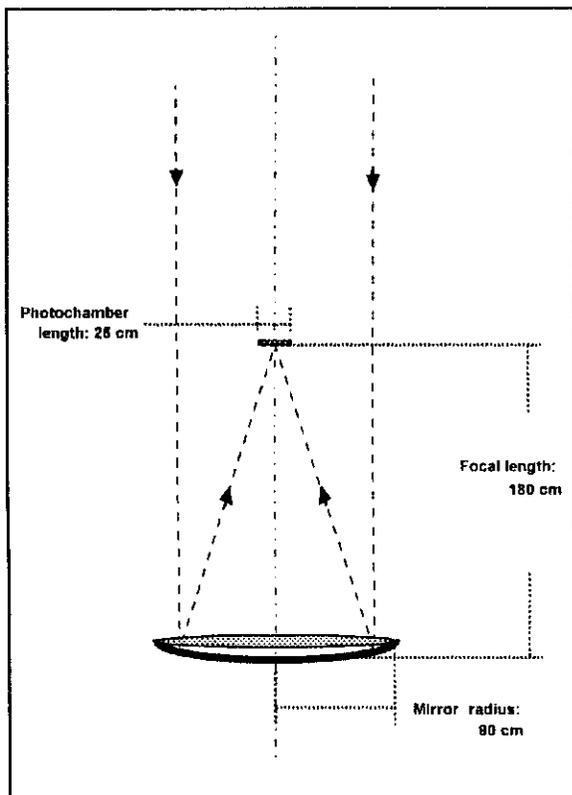


Figura 5.1: Representação da geometria do CLUE

^{1a}Rotinas elaboradas por Ricardo Paoletti, Ciro Bigognari e Roberto Cosci (membros da colaboração CLUE)

5.2 A questão da imagem

O problema básico se resume também à pergunta genérica: qual seria a imagem na fotocâmara esperada no caso de fótons Cerenkov produzidos por cascatas atmosféricas que venham ser refletidos pelo espelho Cerenkov? A fim de resolver o problema, podemos simplificá-lo lembrando que a imagem resultante será constituída pela superposição dos diversos cones Cerenkov produzidos pelas diferentes partículas carregadas do chuvaire (Figura 5.2). Como será mostrado, esse padrão cônico de emissão de luz Cerenkov sempre acabará por produzir um padrão circular de imagem no dispositivo foto-sensível empregado.

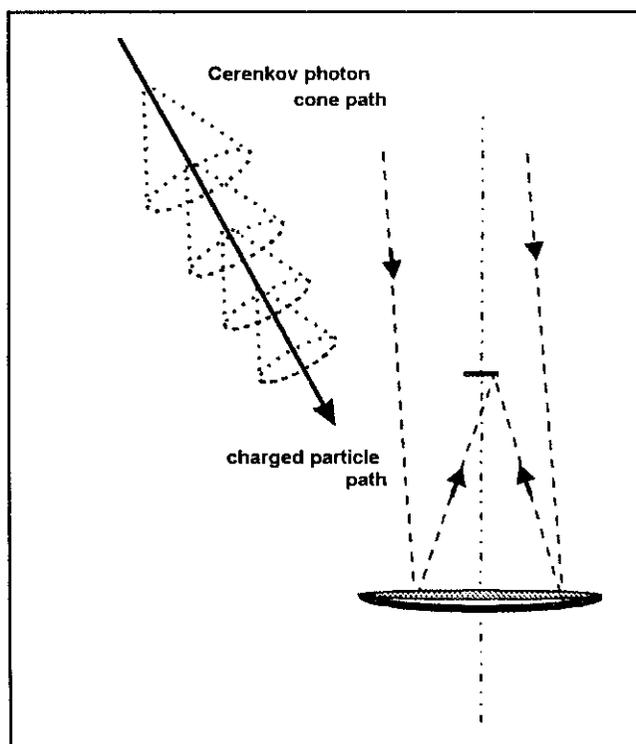


Figura 5.2: Representação esquemática da detecção dos fótons Cerenkov

5.3 O caso dos fótons provenientes da vertical

Primeiramente, consideremos o problema básico da trajetória dos fótons refletidos por um espelho no caso de fótons incidentes paralelamente ao seu eixo geométrico^x.

Da ótica geométrica sabemos que fótons que obedeçam a essa condição sempre atingirão o dispositivo ótico sensível colocado no plano focal do aparato precisamente no seu centro (*i.e.*, na interseção entre a fotocâmara e o eixo do espelho - Figura 5.1).

Na Figura 5.3 por sua vez, através do emprego da biblioteca de *software* elaborada pela colaboração CLUE, tem-se uma representação do que seria a incidência de fótons verticais sobre a superfície de um espelho Cerenkov (Figura 5.3, à esquerda), bem como a imagem produzida na fotocâmara do CLUE (Figura 5.3, à direita). Note que os fótons sempre terminam por serem refletidos para o centro da fotocâmara, independente da posição onde eles incidiram sobre o espelho.

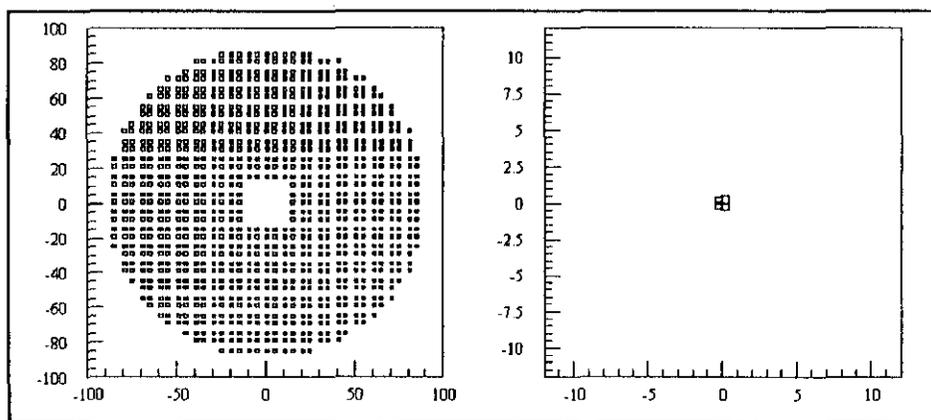


Figura 5.3: (à esquerda) - Representação de fótons Cerenkov incidindo a partir da vertical sobre a superfície de um espelho Cerenkov (note a "sombra" da fotocâmara no centro do espelho); (à direita) - A imagem resultante obtida, no caso uma mancha de luz brilhante localizada no centro da fotocâmara. As dimensões estão em centímetros, e tanto o espelho como a fotocâmara se encontram vistos a partir de uma visão "de cima para baixo".

^x Por conveniência, de agora em diante chamaremos esse caso de "fótons incidentes na vertical", uma vez que o espelho geralmente é tratado como apontando em direção ao zênite. Note porém que o que realmente importa é o ângulo que os fótons incidentes fazem com o eixo geométrico do aparato.

5.4 O caso dos fótons incidentes inclinados

No caso de fótons incidindo sobre o experimento que apresentam um dado ângulo com relação ao eixo do chuvaeiro (Figura 5.4 , acima), os fótons não serão refletidos em direção ao foco, mas, diferentemente, em direção a um ponto deslocado do centro da fotocâmara (Figura 5.4 , abaixo). Vale a pena dizer ainda que, no caso de uma maior resolução em *pixels* na fotocâmara, a imagem resultante se consistiria na familiar mancha do tipo “gota de chuva”^{xi} (*raindrop spot*).

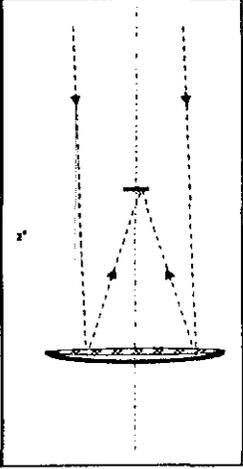
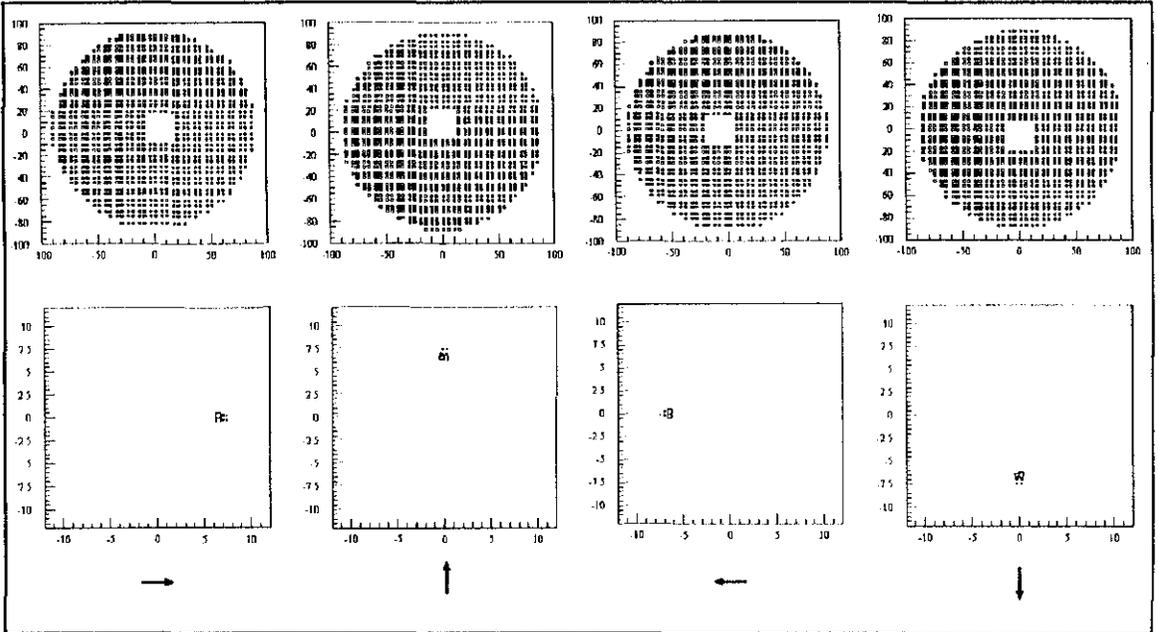


Figura 5.4: (acima) - Representação da geometria de fótons incidentes com 2 graus de inclinação; (abaixo) - mapa dos fótons incidentes na superfície do espelho (note o deslocamento da sombra da fotocâmara em relação ao centro do espelho) e a imagem resultante na fotocâmara. As unidades estão em centímetros. As flechas, no caso, se referem à direção “azimutal” de incidência dos fótons (o espelho e a fotocâmara se encontram representados a partir de uma visão “de cima para baixo”).



^{xi} O tamanho dos pequenos quadrados nos gráficos se encontra relacionado com a densidade de fótons

Dois fatos aparecem como dignos de nota. Primeiro, a mancha resultante claramente se encontra deslocada de uma distância radial fixa do centro da fotocâmara, distância esta que não apresenta dependências com o ângulo “azimutal” de incidência dos fótons^{xii}. Assim sendo, a distância radial da mancha de luz com relação ao centro da fotocâmara termina por nos oferecer uma indicação precisa da direção “zenital” de incidência dos fótons.

Ainda, a orientação “azimutal” da mancha de luz resultante na fotocâmara claramente reflete a direção “azimutal” de incidência dos fótons.

Desses dois fatos podemos concluir que a imagem resultante na fotocâmara se relaciona fortemente com a direção de incidência dos fótons! Através da imagem resultante na fotocâmara não se tem, a princípio, nenhuma informação da posição da superfície do espelho onde um fóton em particular tenha incidido, ou a respeito de quão longe (ou quão perto) do espelho estava o fóton quando originalmente emitido. Um aparato Cerenkov deve desse modo sempre ser entendido em termos de um “medidor de direções de incidência” de fótons.

^{xii}As referências aos ângulos como “zenitais” e “azimutais” ocorrem por se considerar o eixo do espelho como o eixo “z” de referência (apenas por simplificação).

5.5 O “mapa de direções” na fotocâmara

Se jogarmos fótons em direção ao espelho do experimento com valores de ângulo “zenital” de incidência fixo, mas com ângulos “azimutais” de incidência tomados aleatoriamente, podemos obter um “mapa de direções” a partir da imagem resultante na fotocâmara. Desse modo, a partir de uma posição particular assinalada na fotocâmara podemos inferir o ângulo “zenital” de incidência a partir da sua distância radial ao centro da fotocâmara, e o ângulo “azimutal” de incidência a partir da orientação “azimutal” do ponto assinalado.

Através desse procedimento foi gerada a Figura 5.5, um “mapa de direções” para a fotocâmara usada pelo CLUE. Para isso foi utilizada a biblioteca de *software* desenvolvida pela colaboração.

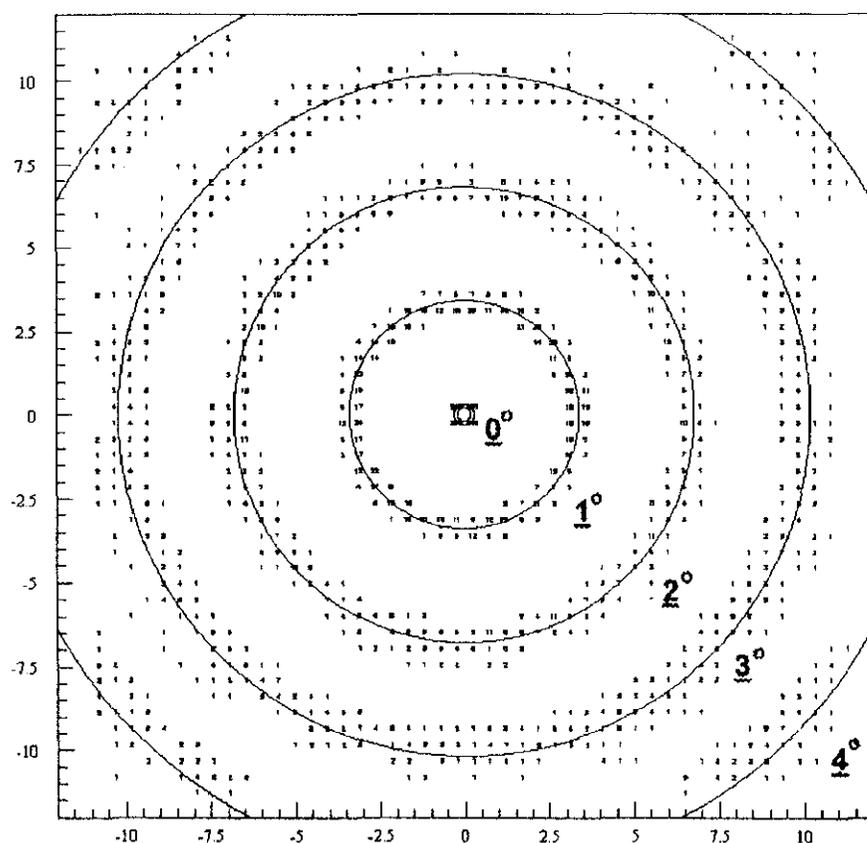


Figura 5.5: O “mapa de direções” obtido para a fotocâmara empregada pelo CLUE. Os números juntos aos círculos concêntricos se referem a valores de ângulo “zenital” dos fótons incidentes (as dimensões dos eixos estão em centímetros). Note que, no caso da fotocâmara do CLUE, tem-se uma relação de “1 grau” para cada 3,4 centímetros a partir do centro.

Observe que, no caso de ângulos “zenitais” maiores que cerca de 3 graus, as regiões concêntricas delimitadas por sobre a fotocâmara começam a ser progressivamente cortadas (*clipped*). Desse modo, no que se refere a eficiências relativas aos fótons incidentes, valores diferentes de ângulos “zenitais” de incidência se encontrarão sujeitos a sensibilidades diferentes por parte do experimento (Figura 5.6).

Note também que as regiões concêntricas delineadas por sobre a fotocâmara se encontram correlacionadas com o ângulo “zenital” de incidência dos fótons a partir de uma relação linear. Essa característica, válida no caso de pequenos ângulos, reflete uma bem conhecida propriedade da ótica geométrica.

Quanto maior a área sensível do dispositivo foto-sensível, tanto maior será a aceitação angular do experimento aos fótons incidentes. Pode-se concluir assim que uma pequena área sensível implicará numa alta seletividade do experimento aos ângulos de incidência dos fótons. Porém, se por um lado temos que quanto maior a área coberta pelo dispositivo foto-sensível maior o poder de coleta do experimento, por outro lado teremos também uma maior “sombra” do dispositivo foto-sensível por sobre o espelho.

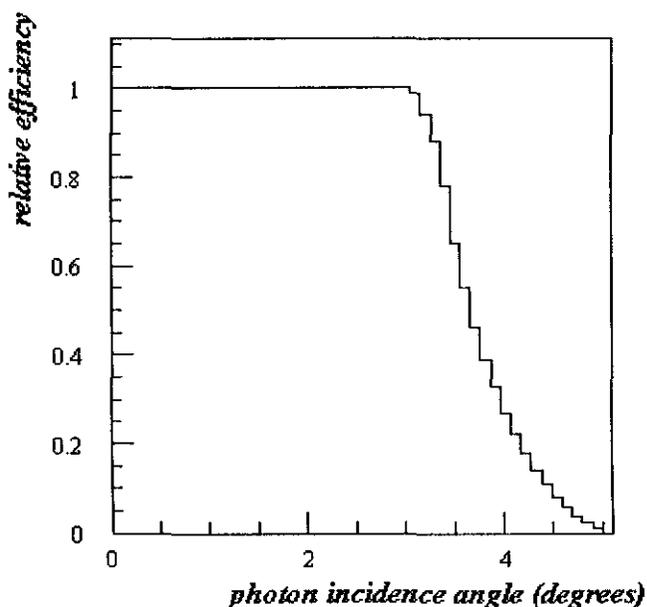


Figura 5.6: A eficiência relativa por parte da fotocâmara do CLUE como função do ângulo “zenital” de incidência dos fótons que atingem a fotocâmara. Note que fótons que apresentem ângulos “zenitais” de incidência inferiores a cerca de 3 graus são refletidos sem restrições geométricas em direção à superfície sensível da fotocâmara. Os demais fótons, por sua vez, sofrerão um progressivo “clipping” conforme o ângulo “zenital” de incidência aumente, até um valor máximo de aceitação acima do qual todos fótons serão rebatidos para fora da superfície sensível da fotocâmara (no caso do CLUE tal ângulo se localiza ao redor de 5 graus).

5.6 O caso dos fótons incidentes num padrão “cônico”

A emissão de luz Cerenkov sempre se dá a partir do padrão “cônico” de emissão ao redor da trajetória das partículas carregadas de um chuva atmosférico. Tanto a geometria como a imagem resultante na fotocâmara podem ser vistas na Figura 5.7.

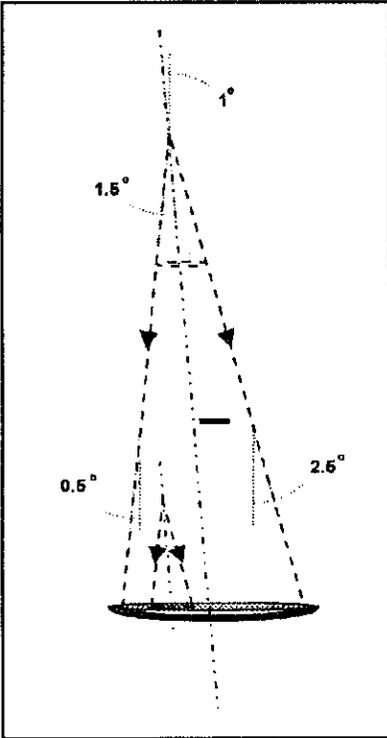
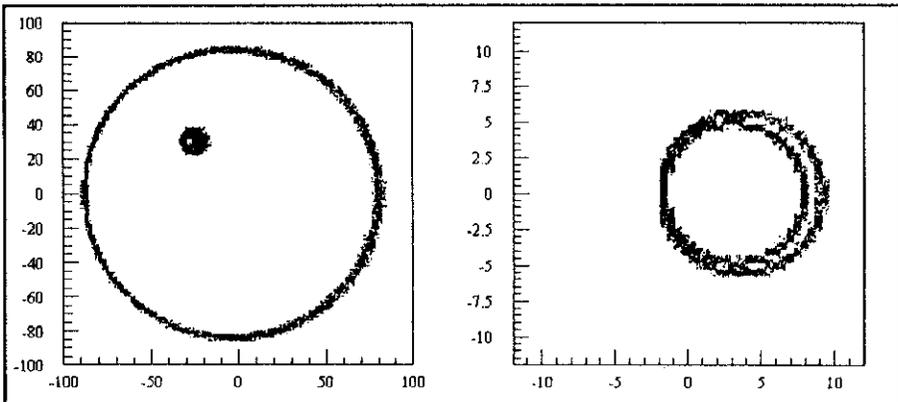


Figura 5.7: Representação de um padrão “cônico” de emissão de luz Cerenkov incidente sobre um aparato Cerenkov (o eixo do cone de emissão faz um ângulo de 1 grau com o eixo do espelho, e a abertura do cone de emissão é de 1,5 grau). À esquerda: representação esquemática de dois “cones de luz” similares, atingindo o espelho a partir de diferentes alturas de emissão e em diferentes partes do espelho. Abaixo: Representação dos fótons sobre o espelho e “mapa de direções” na fotocâmara. Note o efeito de aberração (o círculo menor se refere ao cone mais próximo).



A imagem resultante circular obtida na fotocâmara (Figura 5.7, abaixo à direita) reflete a distribuição circular de direções “zenitais” dos fótons incidentes. No caso ilustrado acima, tem-se coberta uma faixa de ângulos “zenitais” de 0,5 a 2,5 graus. Observe que os fótons incidentes com ângulos próximos a 0,5 graus atingem a parte da fotocâmara mais à esquerda, indicando que esses fótons foram emitidos “da direita para a esquerda”. Pelo mesmo raciocínio podemos ver que os fótons emitidos com ângulos próximos a 2,5 graus atingem a parte da fotocâmara mais a direita.

Ainda, na Figura 5.7, pode ser observado o efeito de aberração. Na sua ausência, os dois “cones” de emissão deveriam resultar na mesma região circular delimitada por sobre a fotocâmara. No entanto, o “cone de emissão” mais próximo ao espelho acaba por resultar em um padrão circular na fotocâmara ligeiramente diferente, uma vez que existe uma dependência de segunda ordem com relação à posição no espelho onde os fótons são refletidos em direção à fotocâmara (note que, na Figura 5.5, as regiões concêntricas se encontram ligeiramente “borradas” devido ao efeito da aberração).

5.7 O clipping da luz refletida para ângulos próximos à aceitação do experimento

Na Figura 5.8 temos uma representação de fótons incidindo sobre um espelho Cerenkov similar à geometria apresentada na seção 5.6. A diferença é que, no caso, o eixo do cone de emissão de luz Cerenkov se encontra mais inclinado com relação ao eixo do chuveiro (o cone de emissão faz 4 graus com o eixo geométrico do espelho). Os fótons que incidem com ângulos "zenitais" maiores serão sujeitos a um *clipping*, fazendo que o padrão de imagem circular resultante na fotocâmara se torne incompleto.

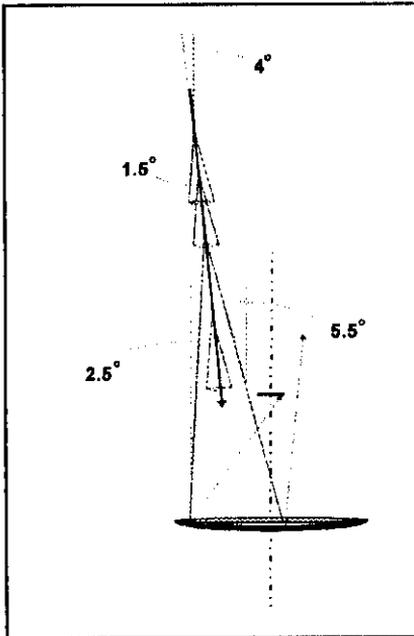
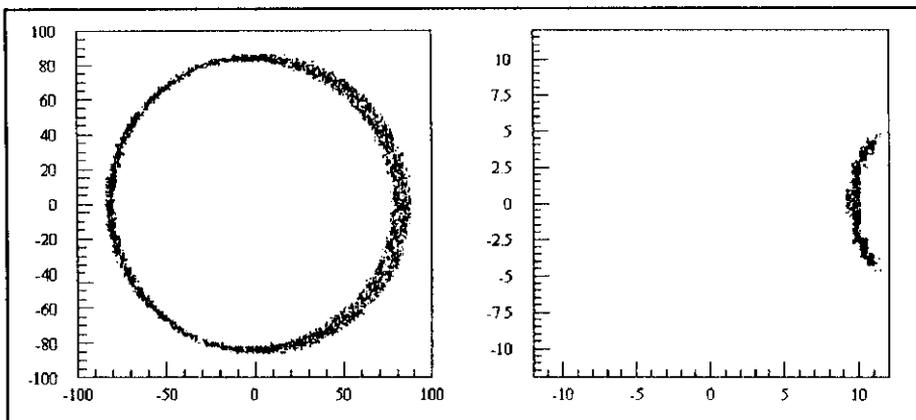


Figura 5.8: (à esquerda) - Representação esquemática de um padrão cônico de emissão de luz Cerenkov (o eixo do cone faz um ângulo de 4 graus com o eixo do espelho, e o ângulo de abertura do cone é 1,5 graus); (abaixo) - Mapas de incidência dos fótons na superfície do espelho e na fotocâmara. Note que, apesar de todos os fótons terem alcançado o espelho, aqueles com ângulo "zenital" maior que o ângulo máximo de aceitação serão refletidos para fora da região sensível da fotocâmara.



Observe no entanto que um padrão circular incompleto obtido como imagem resultante poderia também ter sido ocasionado por um cone de luz incidente cujos fótons não atingiram completamente a superfície do espelho Cerenkov (Figura 5.9).

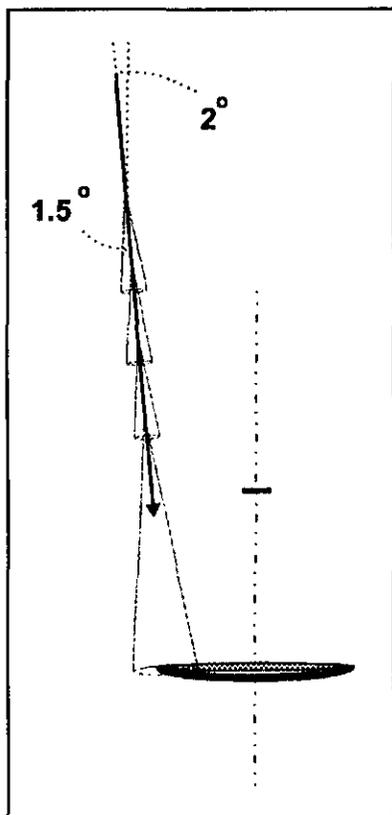
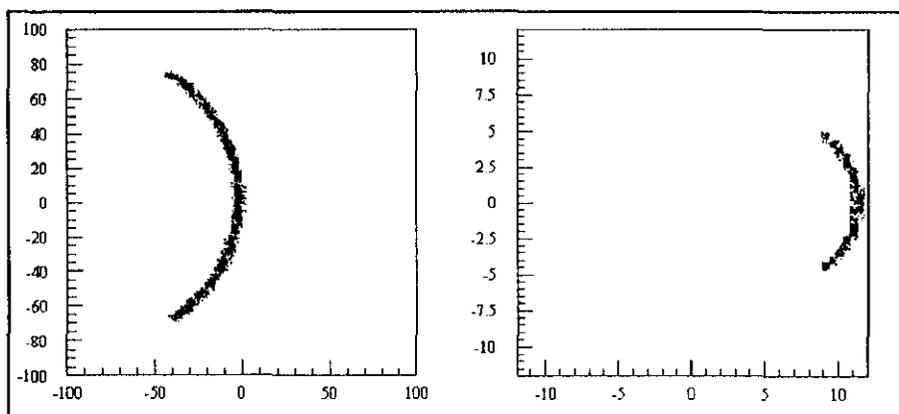


Figura 5.9: (à esquerda) - Representação esquemática de um padrão cônico de emissão de luz Cerenkov (o eixo do cone faz um ângulo de 2 graus com o eixo do espelho, e o ângulo de abertura do cone é 1,5 graus); (abaixo) - Mapas de incidência dos fótons na superfície do espelho e na fotocâmara. Uma vez que apenas parte da luz Cerenkov emitida teve condições de atingir a superfície do espelho, temos um padrão circular incompleto como imagem resultante na fotocâmara.



5.8 Imagens Cerenkov resultantes de chuveiros atmosféricos

Uma síntese de todas as características até agora expostas pode ser melhor apreciada em algumas imagens na fotocâmara obtidas a partir de chuveiros atmosféricos simulados; no caso num *array* hipotético do CLUE situado a 2,5 km acima do nível do mar (Figura 5.10). O denominado “espelho 1” se localiza precisamente no eixo do chuveiro - a ele seguem 3 espelhos situados a 30 metros do eixo do chuveiro (“espelho 2”, “3” e “4”), outros 3 espelhos situados a 60 metros do eixo (“espelho 5”, “6” e “7”), e por último mais 3 espelhos situados a 90 metros do eixo do chuveiro (“espelho 8”, “9” e “10”).

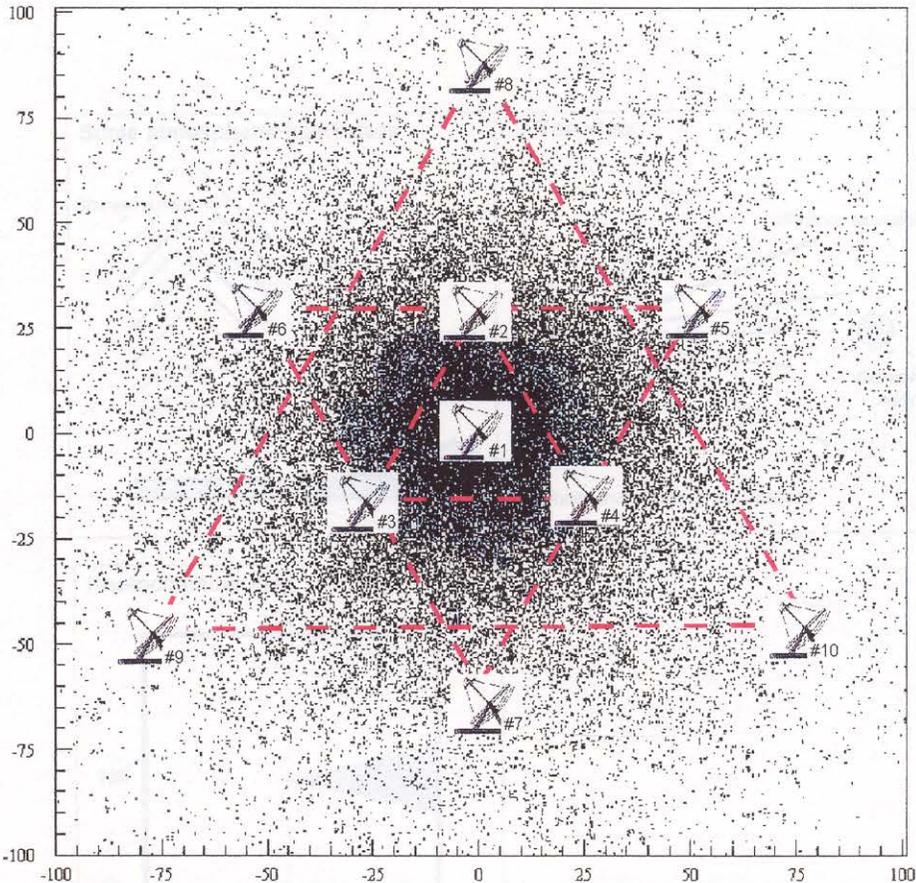


Figura 5.10: Array hipotético do CLUE usado nas simulações de imagem de chuveiros atmosféricos (no caso representado sobre um mapa bidimensional de fótons Cerenkov incidentes produzidos por simulação)

5.8.1 Imagens de chuviros atmosféricos obtidas no “visível”

Nas simulações expostas abaixo foram elaboradas simulações de dois chuviros verticais iniciados por um gama primário de 1 TeV e por um próton primário de 1 TeV. Foi considerada “visível” toda luz emitida dentro da faixa espectral compreendida entre 3500 e 6500 Angstroms. No caso, as imagens registradas na fotocâmara correspondem às imagens “puras”, *i.e.*, às imagens que seriam registradas caso não se considerasse nenhuma atenuação devido a respostas espectrais do módulo detetor de luz Cerenkov. O algoritmo do programa de simulação adotado se encontra descrito em detalhes nos capítulos anteriores desse trabalho, e a atenuação atmosférica no visível foi obtida a partir do MODTRAN 3.

Em se tratando de emissão de luz Cerenkov por cascatas atmosféricas no “visível”, a luz gerada pelas partículas carregadas do chuviro é produzida na sua maioria em altas altitudes. Dessa forma, devido a restrições geométricas, apenas os fótons emitidos num intervalo de ângulos “azimutais” relativamente estreito estarão aptos a atingir os espelhos Cerenkov (Figura 5.11).

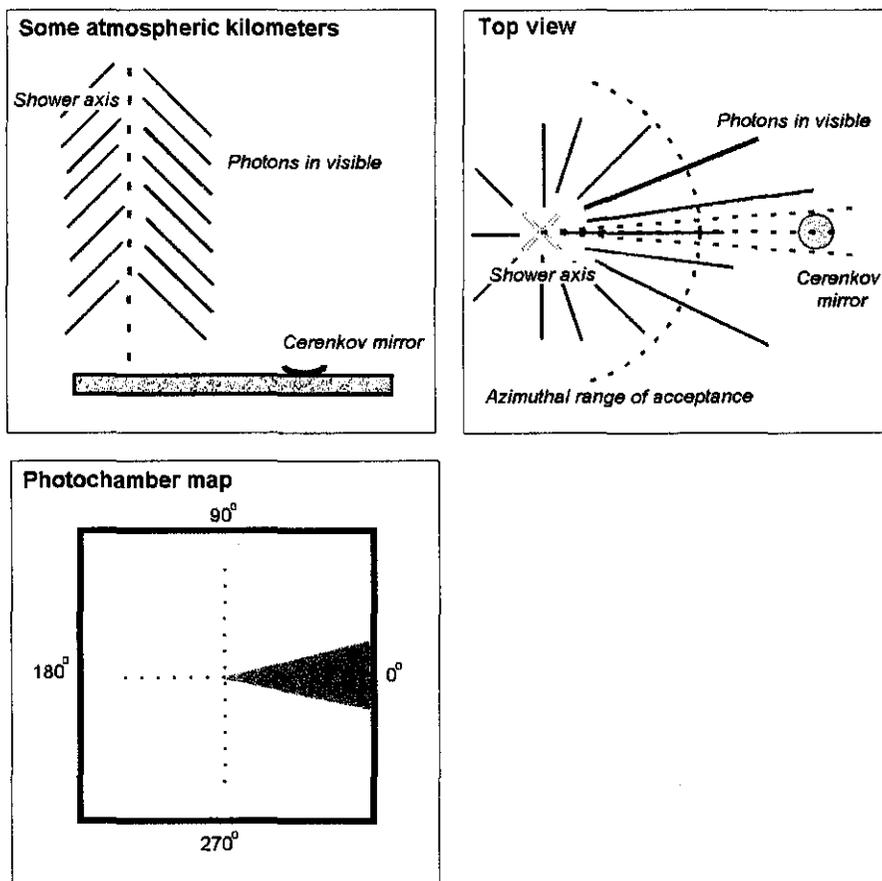


Figura 5.11: Representação da coleta de luz + imagens dos fótons Cerenkov produzidos por chuviros atmosféricos no visível (no caso, o eixo do chuviro atmosférico e o eixo do espelho se encontram distantes para uma melhor ilustração do texto).

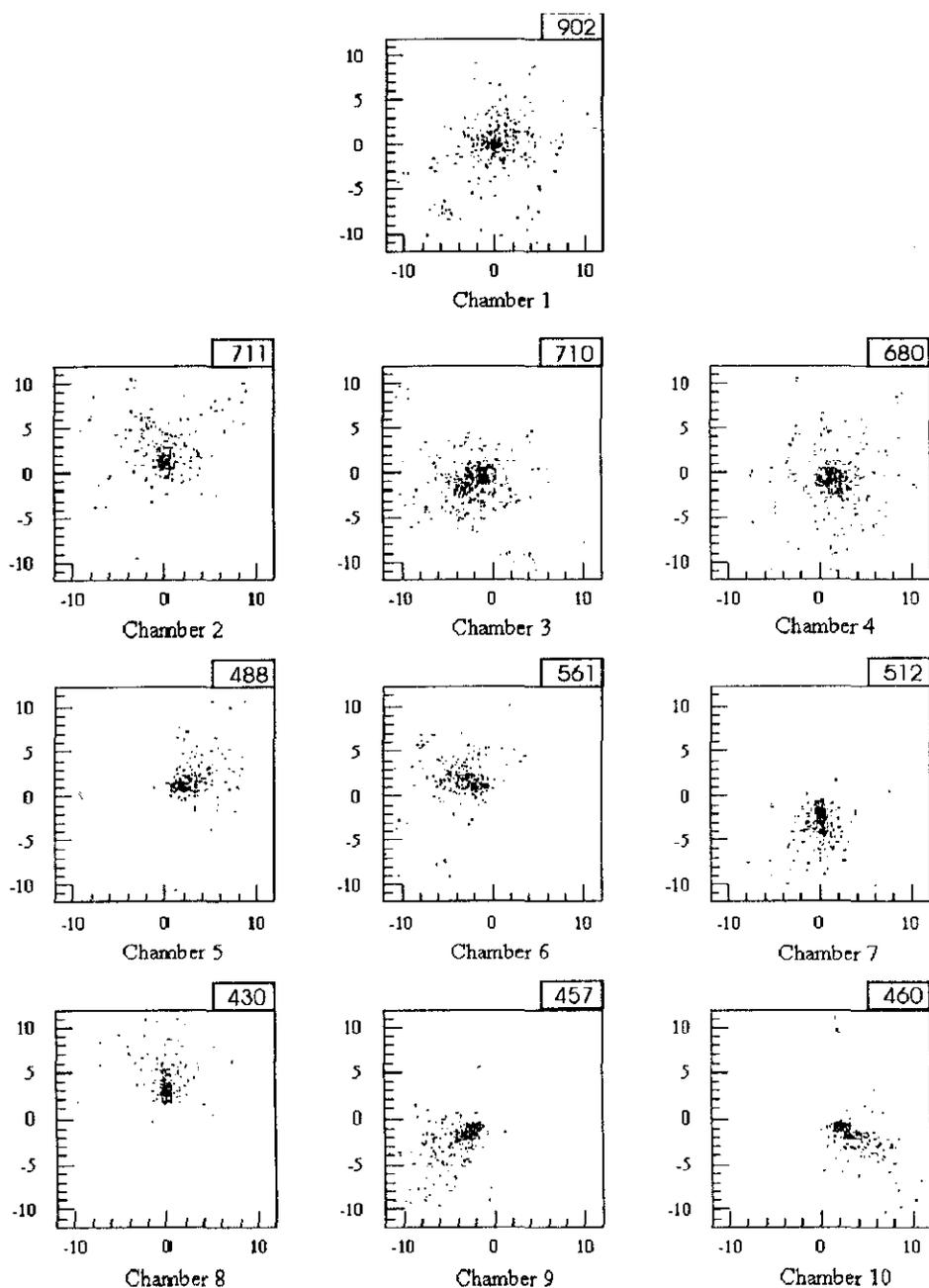


Figura 5.12: Imagens Cerenkov simuladas obtidas a partir do array hipotético do CLUE conforme apresentado (cf. Figura 5.10), num caso particular de um chuva atmosférico iniciado por um gama de 1 TeV, no visível. O número dentro do retângulo representa o número de fótons Cerenkov que efetivamente atingiram a fotocâmara.

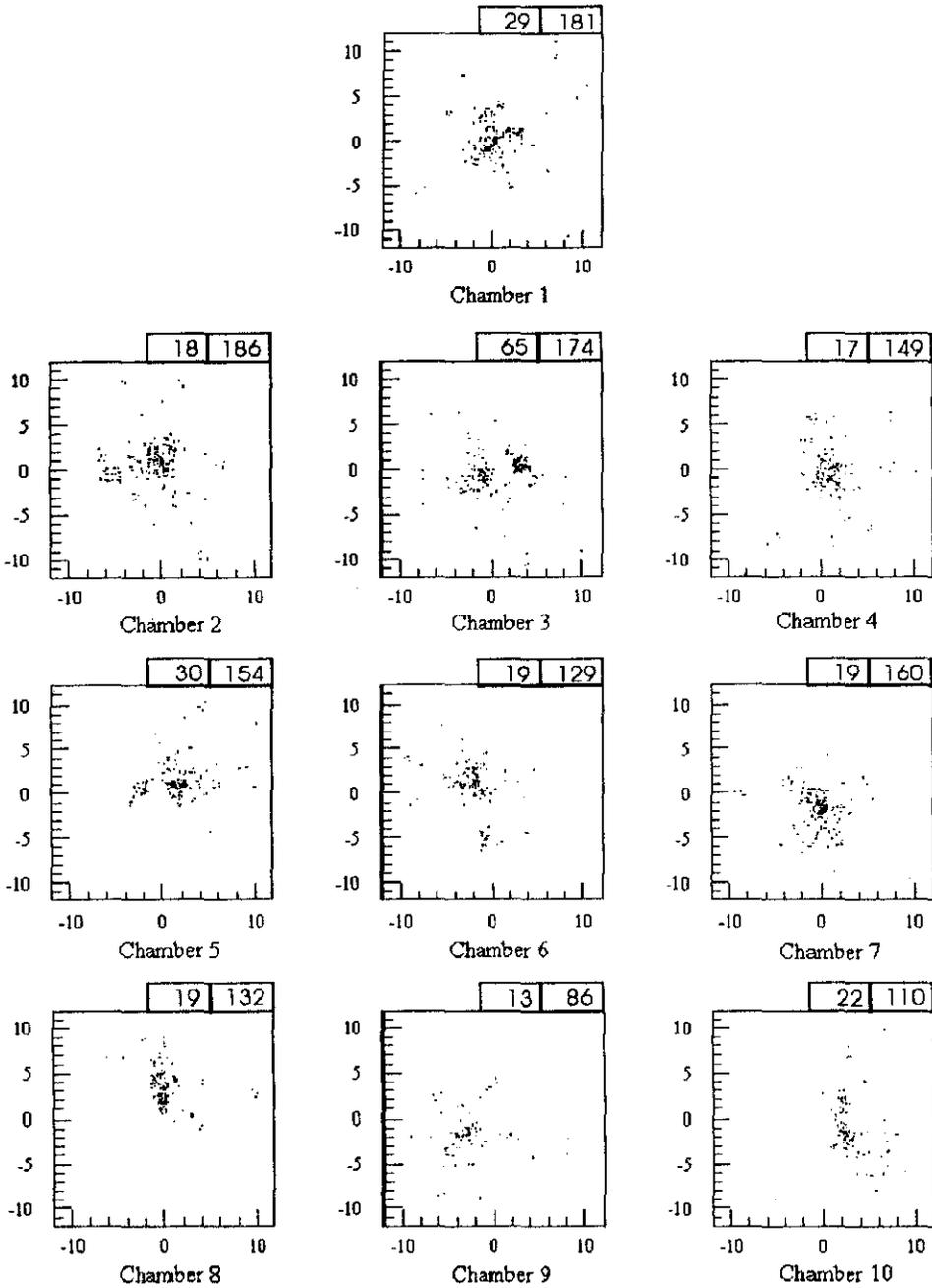


Figura 5.13: Imagens Cerenkov simuladas obtidas a partir do array hipotético do CLUE conforme apresentado (cf. Figura 5.10), num caso particular de um chuva atmosférico iniciado por um próton de 1 TeV, no visível. O primeiro número dentro do retângulo representa o número de fótons Cerenkov que atingiram a fotocâmara e foram produzidos pelos múons da cascata; o segundo número representa o número total de fótons Cerenkov que efetivamente atingiram a fotocâmara.

A orientação “azimutal” da imagem obtida em cada fotocâmara pode revelar a direção do eixo do chuvaeiro em relação à posição de cada espelho (Figura 5.12 e Figura 5.13). Chuveiros atmosféricos que apresentem o seu eixo inclinado não produzem uma imagem radialmente alinhada em relação ao centro da fotocâmara, e desse modo o ângulo de incidência do primário de alta energia pode ser inferido a partir dessa característica.

Observe que, para uma dada energia do primário, chuvaeiros atmosféricos iniciados por gamas efetivamente produzem mais luz Cerenkov que os chuvaeiros iniciados por prótons. Note também que, no que se refere à imagem dos chuvaeiros iniciados por gamas, o padrão obtido se apresenta via de regra como mais “uniforme” do que o padrão obtido pelos chuvaeiros iniciados por próton correspondentes.

As características dos chuvaeiros incidentes podem também ser inferidas a partir do critério de “*aziwidth*” [23-24], onde o formato da imagem obtida é diretamente relacionado com as características angulares das partículas carregadas do chuvaeiro, e com a natureza do primário incidente em si.

5.8.2 Imagens de cascatas atmosféricas obtidas no “ultravioleta”

No que se refere às imagens devidas aos fótons Cerenkov ultravioleta de chuveis atmosféricos, foram efetuadas simulações de dois chuveis verticais iniciados por um gama primário de 10 TeV e um próton primário de 10 TeV. Foi assumida como luz pertencente ao “ultravioleta médio” toda luz Cerenkov emitida na faixa espectral compreendida entre 2000 e 2400 Angstroms (a faixa espectral do CLUE). Tal como foi considerado no caso da luz Cerenkov “visível” produzida, as imagens registradas na fotocâmara correspondem às imagens “puras”, *i.e.*, às imagens que seriam registradas caso não se considerasse nenhuma atenuação devido a respostas espectrais do módulo detetor de luz Cerenkov. O algoritmo do programa de simulação adotado se encontra descrito em detalhes nos capítulos anteriores desse trabalho, e a atenuação atmosférica no visível foi também obtida a partir do MODTRAN 3.

No caso da emissão de luz no ultravioleta médio a atmosfera se apresenta, de uma certa forma, opaca aos fótons emitidos pelas partículas carregadas do chuveiro atmosférico. Desse modo, apenas os fótons emitidos pelas partículas carregadas situadas mais próximas do nível de observação (e em geral produzidas nos últimos estágios do desenvolvimento de um chuveiro atmosférico) se encontram mais propensos a atingir o experimento.

Uma vez que, nos últimos estágios do desenvolvimento de uma cascata atmosférica, as partículas carregadas se encontram distribuídas em um larga faixa de distâncias a partir do eixo do chuveiro, não haverá, na imagem obtida na fotocâmara, um estreito compromisso entre a posição do eixo do chuveiro e a localização de cada módulo do experimento (Figura 5.14). Desse modo, a imagem resultante não só conterá menos informações no que se refere às características do chuveiro como um todo, como também menos informação no que se refere à posição do eixo do chuveiro em relação ao aparato experimental (Figura 5.15 e Figura 5.16).

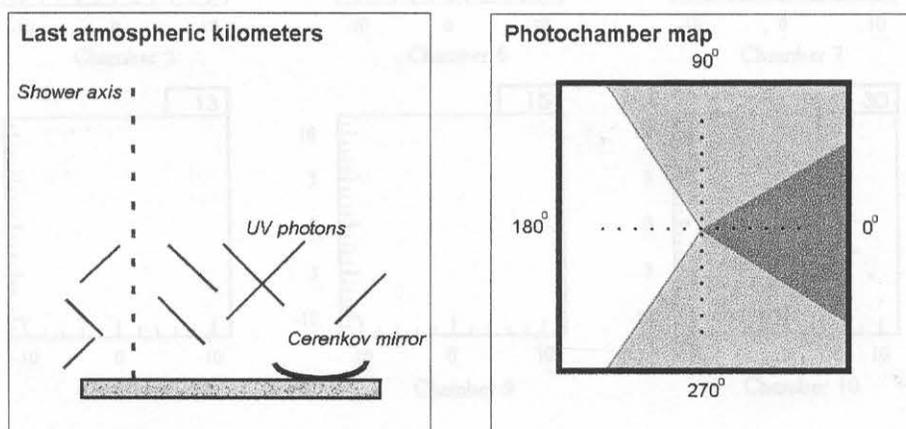


Figura 5.14: Representação da coleta de luz + imagens dos fótons Cerenkov produzidos por chuveis atmosféricos no ultravioleta médio. Uma vez que os fótons Cerenkov ultravioleta são produzidos por partículas carregadas relacionadas com os últimos estágios de desenvolvimento de um chuveiro atmosférico, tais fótons acabam por incidir por sobre o experimento a partir de um largo intervalo de distâncias do eixo do chuveiro. Desse modo, no que se refere às imagens obtidas na fotocâmara, os fótons coletados não se encontram restritos a uma faixa tão definida de ângulos “azimutais”, como acontecia no caso do visível.

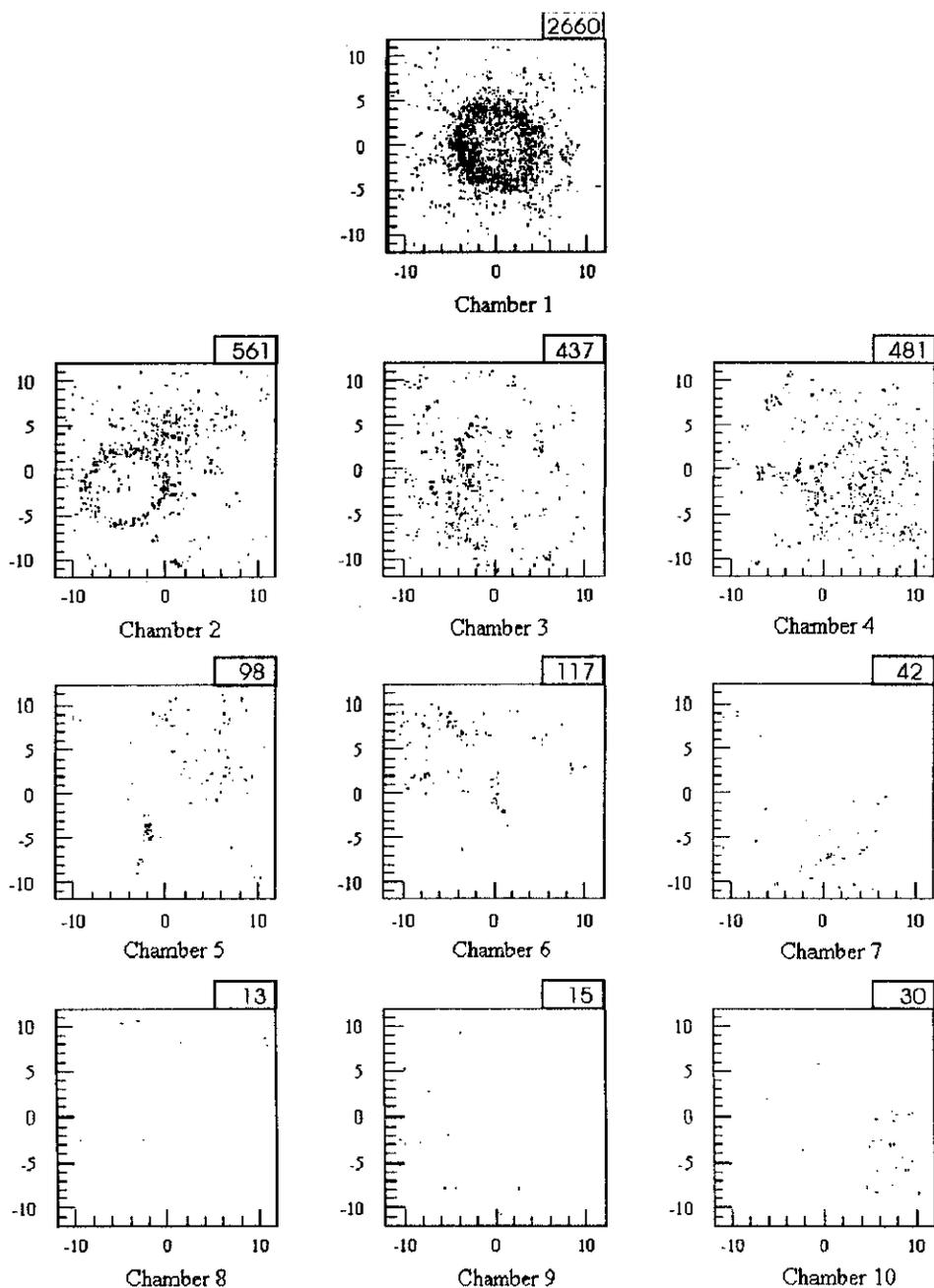


Figura 5.15: Imagens Cerenkov simuladas obtidas a partir do array hipotético do CLUE conforme apresentado (cf. Figura 5.10), num caso particular de chuva atmosférica iniciado por um gama de 10 TeV, no ultravioleta médio. O número dentro do retângulo representa o número de fótons Cerenkov que efetivamente atingiram a fotocâmara

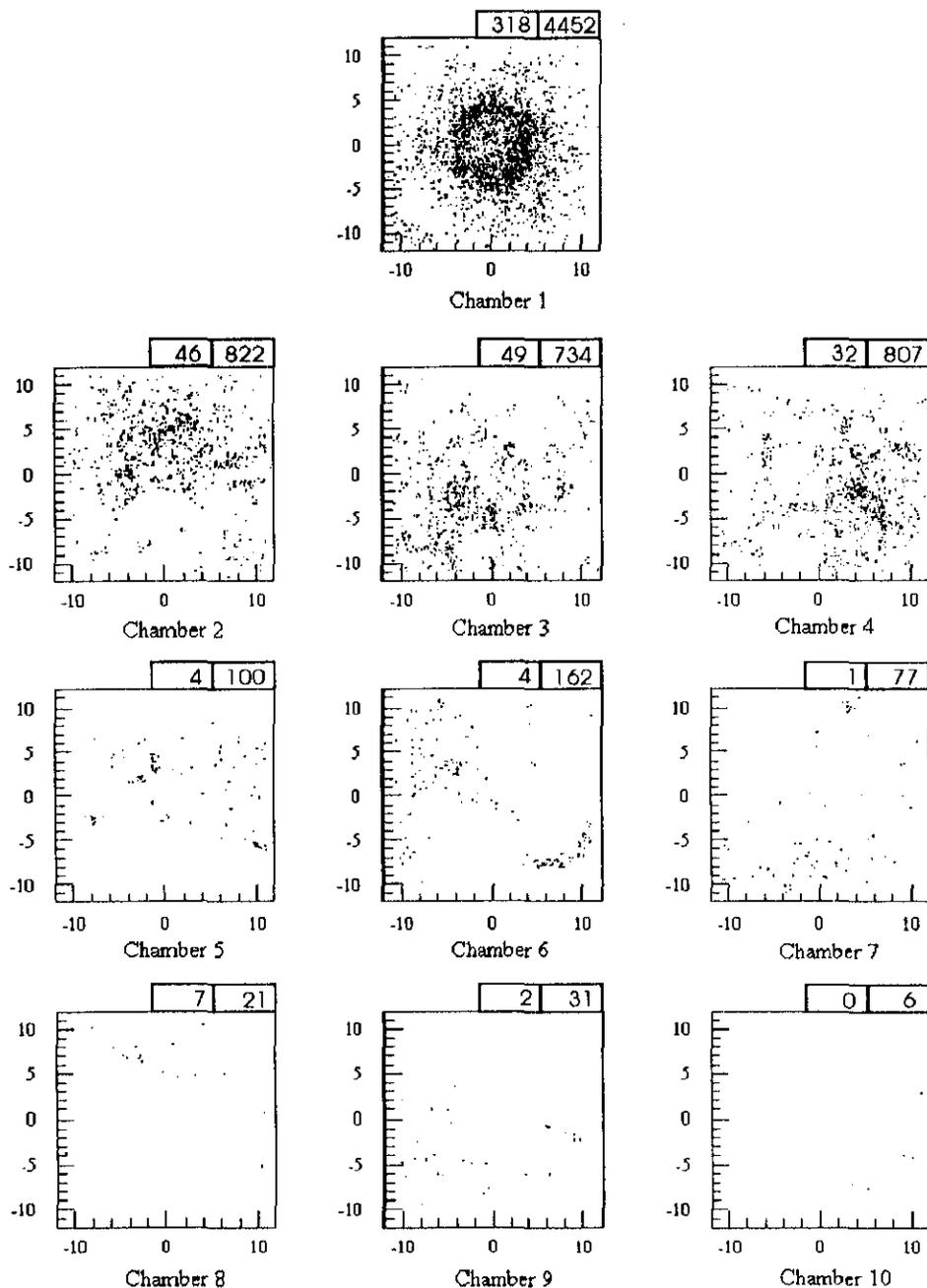


Figura 5.16: Imagens Cerenkov simuladas obtidas a partir do array hipotético do CLUE conforme apresentado (cf. Figura 5.10), num caso particular de um chuvaire atmosférico iniciado por um próton de 10 TeV, no ultravioleta médio. O primeiro número dentro do retângulo representa o número de fótons Cerenkov que atingiram a fotocâmara e foram produzidos pelos múons da cascata; o segundo número representa o número total de fótons Cerenkov que efetivamente atingiram a fotocâmara.

6. Descrição do uso das parametrizações de Hillas nas simulações, e comparação com distribuições obtidas pelo GEANT 3.21

No presente trabalho realizado sobre o sinal de luz Cerenkov produzido por chuviros atmosféricos foi possível, através do emprego do GEANT 3.21, a inclusão de fenômenos de natureza hadrônica nas simulações.

Conforme descrito no Capítulo 2 no entanto, a propagação dos elétrons e gamas secundários produzidos pela simulação foi feita através do método da geração de sub-chuviros, onde tais partículas foram consideradas como “primários locais” e propagadas, através da atmosfera, segundo distribuições descritas pelas equações paramétricas propostas por Hillas [8]. Com efeito, tal algoritmo já havia sido implementado e empregado no trabalho anterior referente à geração de luz Cerenkov no ultravioleta [7], sendo dessa forma, no atual trabalho, novamente utilizado.

Mais do que uma alternativa à simulação da componente eletromagnética de chuviros hadrônicos porém, a inserção do antigo algoritmo de simulação ao “ambiente computacional” do GEANT também nos proporcionou uma interessante base de comparação no que se refere às parametrizações propostas. Dessa forma se encontram expostos, nesse apêndice, não apenas alguns detalhes referentes à implementação das parametrizações em si, mas também uma comparação com as mesmas distribuições obtidas com o GEANT 3.21, feita com o objetivo de propiciar não só uma verificação, mas também uma melhor compreensão, das fórmulas empregadas.

Convém notar, a título de esclarecimento, que todas parametrizações propostas por Hillas se baseiam em distribuições médias obtidas a partir de cascatas eletromagnéticas iniciadas por gamas. Essa distinção porém não foi feita no atual trabalho de simulação, tendo sido todos os subchuviros eletromagnéticos, sejam iniciados por gamas ou sejam iniciados por elétrons, propagados através das mesmas equações paramétricas. Tal fato mereceria uma análise mais criteriosa num trabalho futuro, uma vez que, apesar do comportamento médio semelhante, ambos tipos de chuviros podem apresentar diferenças (*cf.* seção 3.2.3).

Segundo o artigo original de Hillas, a maior parte das parametrizações foram obtidas a partir de simulações de chuviros atmosféricos iniciados por gamas com energia de 100 GeV^{xiii}. Desse modo também o presente estudo se encontra baseado no mesmo tipo de primário, perfazendo um total de 500 simulações.

^{xiii}Segundo Hillas, tais parametrizações são válidas para um larga faixa de energia de gamas primários (10 GeV - 1 TeV).

6.1 O parâmetro “idade” do chuva

Em se tratando de chuvas atmosféricas iniciadas por gamas, Hillas faz uso intensivo do parâmetro “idade do chuva” em suas fórmulas. Derivado da teoria de cascatas na atmosfera, o fator “idade”, para um chuva eletromagnético, se encontra relacionado com o seu “grau” médio de desenvolvimento, sendo dado em função da energia do primário e da profundidade atmosférica percorrida:

$$s = \frac{3}{\left[1 + 2 \left(\ln \left(\frac{E_{prim}}{E_{crit}} \right) / T \right) \right]}$$

onde T é o número de comprimentos de radiação tomados a partir do ponto de injeção do primário na atmosfera^{xiv} e E_{crit} é a energia crítica no ar (usualmente tomada igual a 80 MeV).

Uma vez que o parâmetro “idade do chuva” traz implícito a energia da partícula primária, ele permite uma comparação direta entre o grau de desenvolvimento de chuvas eletromagnéticas iniciadas por primários de diferentes energias.

^{xiv}Ao longo desse trabalho foi assumido um comprimento de radiação de 37.2 g/cm^2 para o ar.

6.2 O desenvolvimento longitudinal dos chuviros atmosféricos

Hillas obteve um bom ajuste de seus dados simulados através do emprego da expressão “clássica” de Nishimura-Kamata-Greisen para desenvolvimentos longitudinais de chuviros eletromagnéticos iniciados por gamas [24]. Segundo essa expressão, o número de partículas carregadas presentes a uma dada profundidade atmosférica pode ser escrito como:

$$N_e = \left(0.31 / \sqrt{\ln\left(\frac{E_{prim}}{E_{crit}}\right)} \right) * \exp(T(1 - 1.5 \ln(s)))$$

Dessa forma tem-se, para chuviros com a idade igual a “1”, o máximo número de partículas carregadas secundárias produzidas. Ainda, segundo tal expressão, um chuviro eletromagnético tem o seu início com “ $s=0$ ”, atinge seu máximo com “ $s=1$ ”, e “se esgota” numa faixa de idades compreendida entre $1.2 < s < 2$ (Figura 6.1). Na teoria de Nishimura-Kamata o ponto de injeção onde “ $s=0$ ” corresponde ao início do meio material onde a cascata se desenvolve (no nosso caso, o denominado “topo” da atmosfera), fato contabilizado no presente trabalho de simulação.

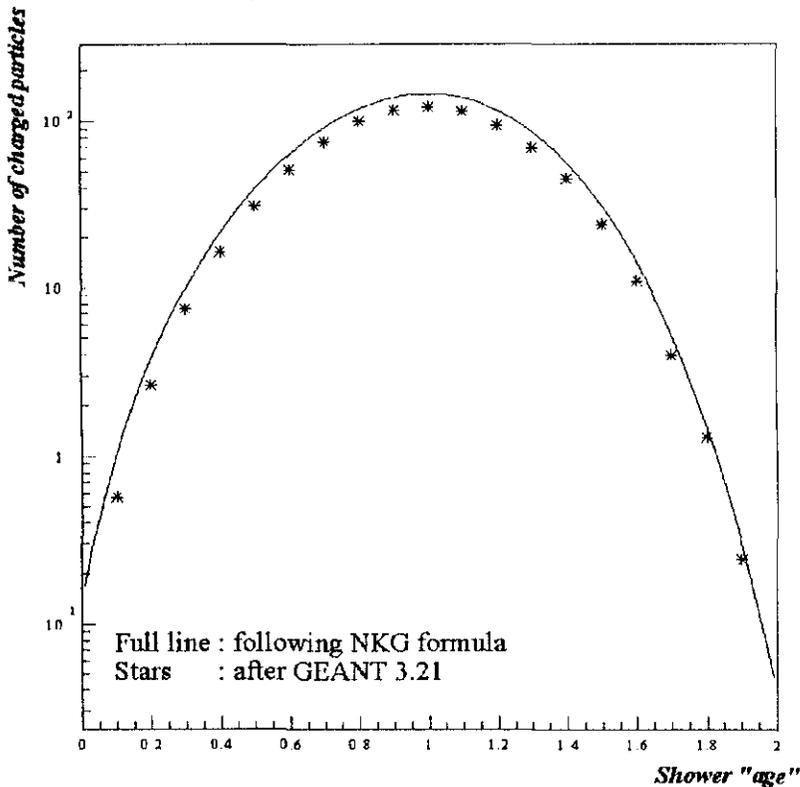


Figura 6.1: Número de partículas carregadas produzidas por chuviros atmosféricos iniciados por gamas de 100 GeV, segundo a fórmula de NKG e a partir de simulações feitas com o GEANT 3.21

Na presente implementação usada nesse trabalho, assumiu-se que as cascatas teriam o seu “início” apenas a partir de valores de idade de chuva maiores que “ $s=0.2$ ”. Tal artifício visou evitar as flutuações que naturalmente ocorrem nos primeiros estágios do desenvolvimento de uma cascata, fato matematicamente refletido pela divergência da expressão do desenvolvimento longitudinal para valores de idade do chuva próximos a zero.

Observe que, apesar da reprodução do formato da curva de “ N_e ”, os chuveis atmosféricos simulados com o uso do GEANT sistematicamente resultaram num menor número de partículas carregadas do que o previsto pela fórmula de Nishimura-Kamata-Greisen.

Em geral aceita-se, no que se refere à teoria de Nishimura-Kamata, uma incerteza da ordem de 20%. Além disso, o menor número de partículas carregadas produzidas pela simulação poderia ser creditado à energia de limiar utilizada no presente estudo, adotado como 1 MeV. Com efeito, no trabalho original elaborado por Hillas foram contabilizadas partículas com energia de até 0.05 MeV.

Com relação à diferença encontrada porém, deve-se salientar que as seções de choque para partículas de alta energia segundo o GEANT diferem das seções de choque assintóticas usualmente adotadas em teoria de cascata (Figura 6.2 e Figura 6.3). De fato, o GEANT oferece um equacionamento elaborado no que se refere às seções de choque dos processos físicos de alta energia, e, em particular, aos processos de perda de energia por ionização em meios pouco densos, através do uso da denominada “amostragem estatística” (“*statistical sampling*”) [26].

Em geral, para um dado meio, tem-se que quanto maior a profundidade atravessada em termos de número de átomos encontrados, maior será o número de colisões que uma partícula poderá sofrer. Segundo o manual do GEANT, uma descrição detalhada da estrutura atômica é irrelevante no que tange às flutuações de perda de energia, sendo utilizadas expressões derivadas dos trabalhos de Landau e Vavilov para esse fim.

Porém, no caso de um meio “com um baixo valor em g/cm^2 ”, o número de colisões tenderá a ser baixo, fazendo com que a natureza da estrutura atômica se torne importante no equacionamento das flutuações de perda de energia. Nesse caso, o acoplamento entre os vários níveis de energia do átomo e o campo coulombiano deve ser devidamente contabilizado. Dentro do GEANT se encontra implementado o denominado “modelo de ionização por fotoabsorção” (“*photoabsorption ionization model*” - PAI), que usa as seções de choque de efeito fotoelétrico para descrever apropriadamente as distribuições de perda de energia. Os resultados fornecidos por esse método são semelhantes aos normalmente obtidos através do tratamento “padrão” empregado pelo GEANT, com a diferença que aqui tem-se uma estimativa do número de colisões em cada passo de simulação.

Uma vez que a atmosfera caracteriza um meio com “baixo valor em g/cm^2 ”, as presentes simulações foram realizadas com a opção de “amostragem estatística” (*statistical sampling*) ativada (Figura 6.3), ou, na terminologia empregada no GEANT, foi atribuído ao “cartão de controle STRA” (responsável pela variável “*ISTRA*”) o valor “1” (o valor *default* desse cartão é zero).

Cross-sections for gammas in air (at sea level)

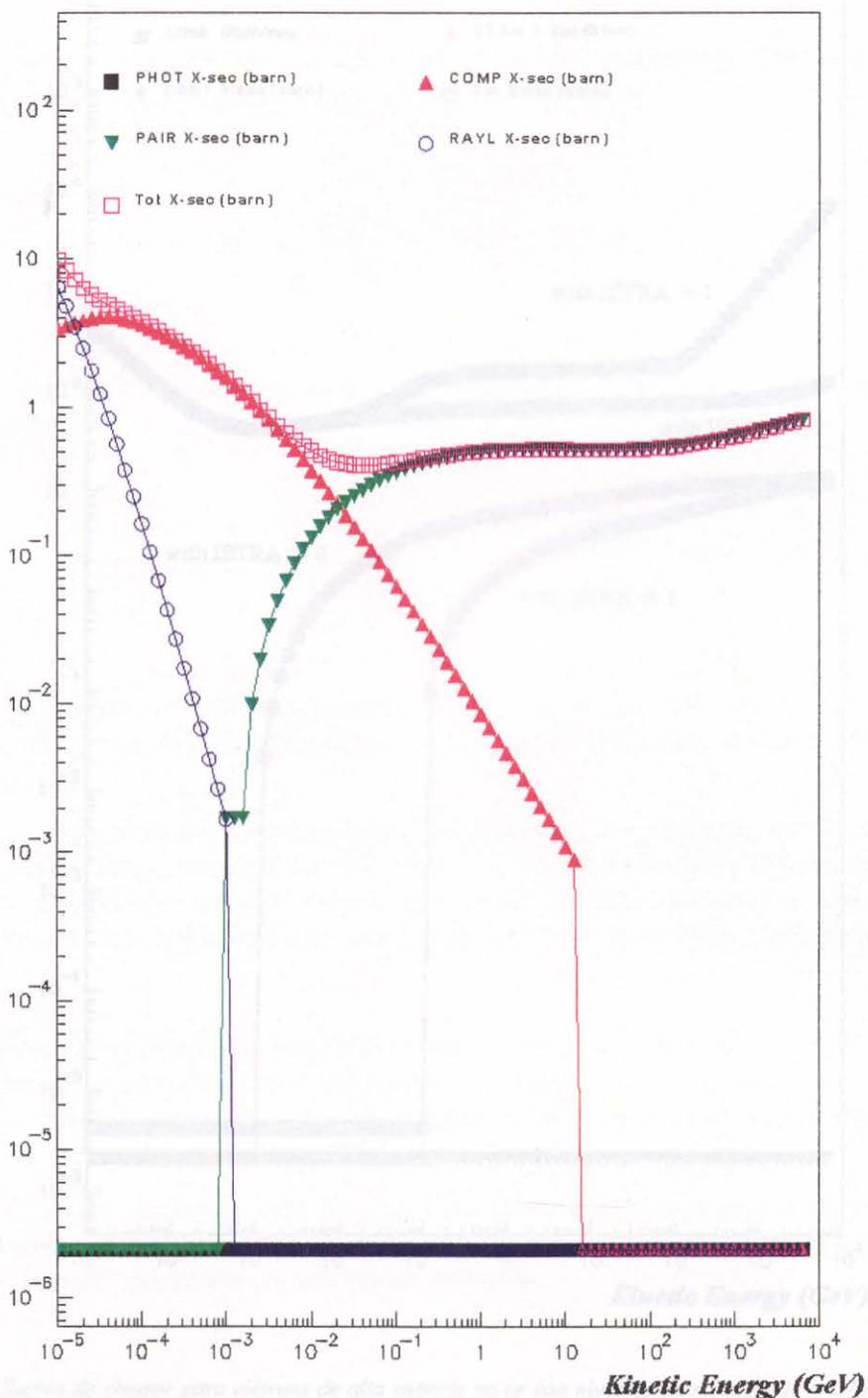


Figura 6.2: Seções de choque para gammas de alta energia no ar (ao nível do mar), segundo o GEANT.

Cross-sections for electrons in air (at sea level)

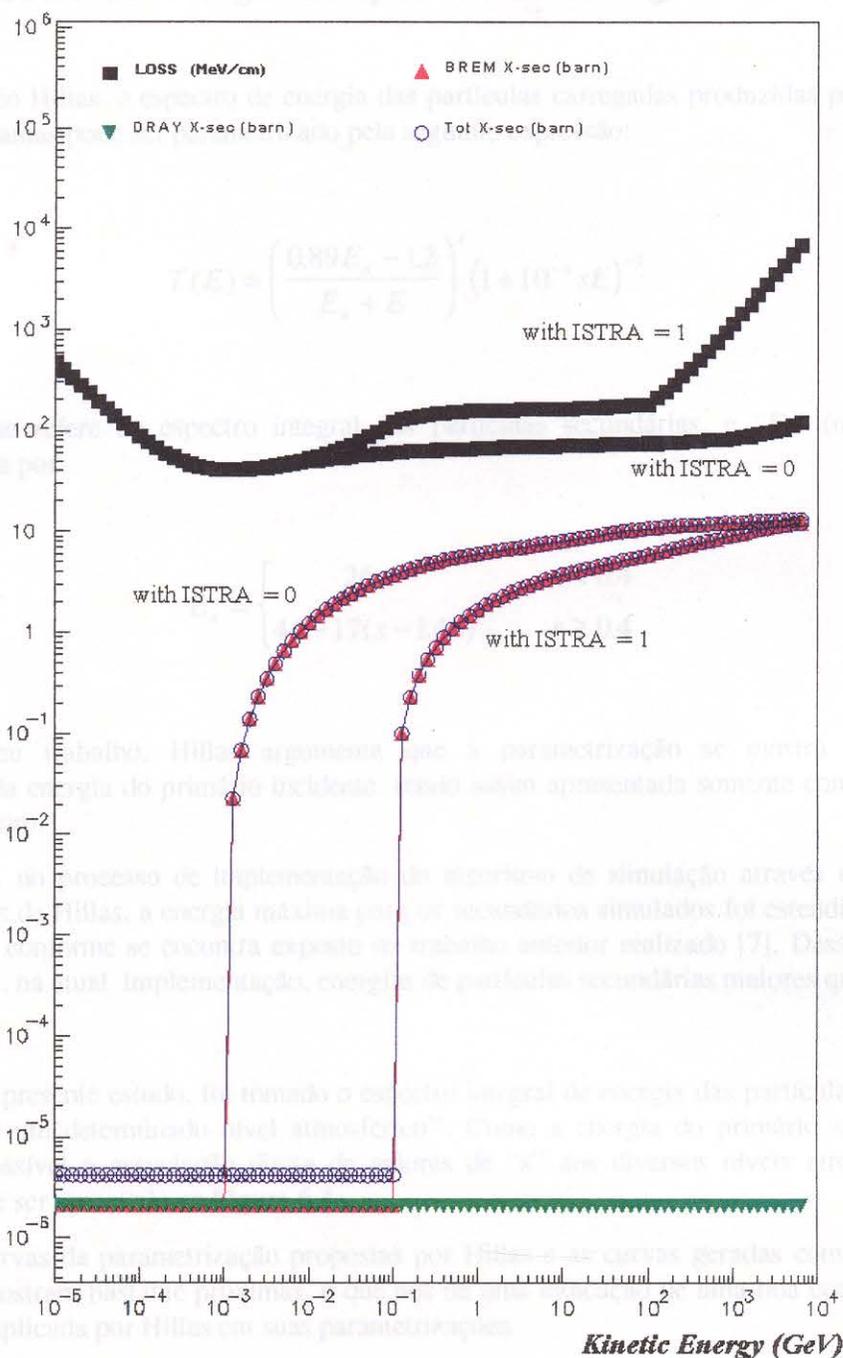


Figura 6.3: Seções de choque para elétrons de alta energia no ar (ao nível do mar), segundo o GEANT. Nas curvas obtidas com “ISTR=1” é usado o tratamento especial para meios pouco densos (amostragem estatística). No tratamento default do GEANT tem-se “ISTR=0”. No presente estudo, o tratamento especial para meios pouco densos (através da atribuição do valor “1” ao cartão de controle “STR”) foi adotado.

Das partículas carregadas que saíram de um dado “volume” (determinado de GEANT) definido na simulação, a que foi posteriormente associado um valor de “q”

6.3 O espectro de energia das partículas carregadas

Segundo Hillas, o espectro de energia das partículas carregadas produzidas por chuveis iniciados por gamas pode ser parametrizado pela seguinte expressão:

$$T(E) = \left(\frac{0.89E_a - 1.2}{E_a + E} \right)^s (1 + 10^{-4} sE)^{-2}$$

onde “ $T(E)$ ” se refere ao espectro integral das partículas secundárias, e “ E_a ” (uma variável auxiliar) é dada por

$$E_a = \begin{cases} 26 & s < 0.4 \\ 44 - 17(s - 1.46)^2 & s \geq 0.4 \end{cases}$$

Em seu trabalho, Hillas argumenta que a parametrização se mostra virtualmente independente da energia do primário incidente, sendo assim apresentada somente como função da idade do chuveiro.

Ainda, no processo de implementação do algoritmo de simulação através das fórmulas parametrizadas de Hillas, a energia máxima para os secundários simulados foi estendida de 2 GeV para 10 GeV, conforme se encontra exposto no trabalho anterior realizado [7]. Desse modo, não são permitidas, na atual implementação, energias de partículas secundárias maiores que 10 GeV.

Neste presente estudo, foi tomado o espectro integral de energia das partículas carregadas que cruzavam um determinado nível atmosférico^{sv}. Como a energia do primário se encontrava fixada, foi possível a associação direta de valores de “ s ” aos diversos níveis atmosféricos. O resultado pode ser apreciado na Figura 6.4 .

As curvas da parametrização propostas por Hillas e as curvas geradas com o auxílio do GEANT se mostram bastante próximas, o que nos dá uma indicação de uma boa compreensão da metodologia aplicada por Hillas em suas parametrizações.

^{sv} Das partículas carregadas que saíam de um dado “volume” (terminologia do GEANT) definido na atmosfera, a que foi posteriormente assinalado um valor de “ s ”

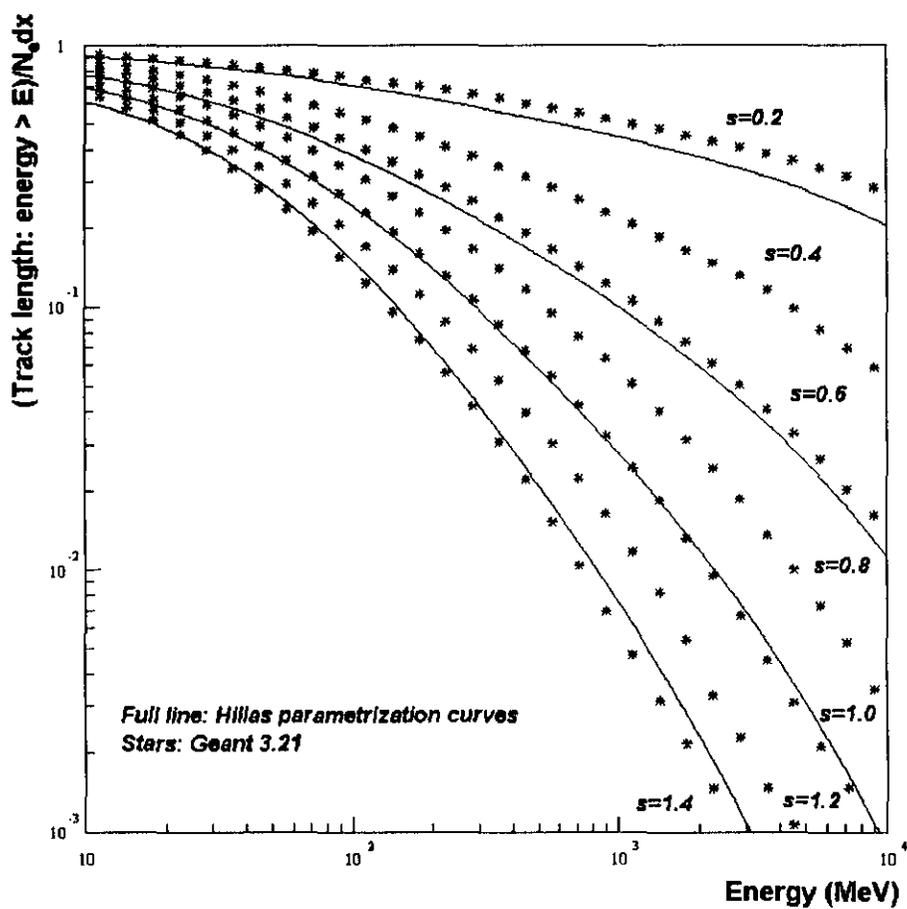


Figura 6.4: Espectro integral de energia tomado para diferentes "idades do chuveiro", produzido por gamas primários de 100 GeV.

6.4 A distribuição angular das partículas carregadas

6.4.1 O valor de “<w>”

Conforme proposta por Hillas, a distribuição angular é obtida a partir de parametrizações onde se faz uso de variáveis intermediárias. A primeira delas se refere à distribuição de “<w>”, onde “w” é uma variável angular dada em função da sua energia e do ângulo zenital da partícula com relação ao eixo do chuveiro:

$$w = 2(1 - \cos\theta)\left(\frac{E}{21}\right)^2$$

onde “E” é a energia da partícula secundária, dada em “MeV”. Tal expressão pode ser simplificada para

$$w = \left(\frac{\theta E}{21}\right)^2$$

no caso de ângulos zenitais pequenos.

Desse modo, Hillas fornece duas parametrizações para a variável “<w>”. Através da expressão

$$\langle w \rangle = \frac{0.563}{\left(1 + \frac{108}{E}\right)}$$

o valor de “<w>” se encontra como função somente da energia das partículas secundárias geradas, sendo independente da “idade do chuveiro”. Essa distribuição refletiria assim uma contabilização de todas as partículas carregadas de uma cascata atmosférica.

Ainda, pela outra expressão parametrizada de “ $\langle w \rangle$ ”, temos que:

$$\langle w \rangle = 0.054E \left(\frac{1+v}{1+13v+8.3v^2} \right)$$

onde

$$v = E/E_2 ; \quad e \quad E_2 = (1150 + 454 \ln s)$$

constituindo-se em uma formulação alternativa, onde tem-se agora “ $\langle w \rangle$ ” como função da energia das partículas secundários geradas e da idade do chuvaeiro.

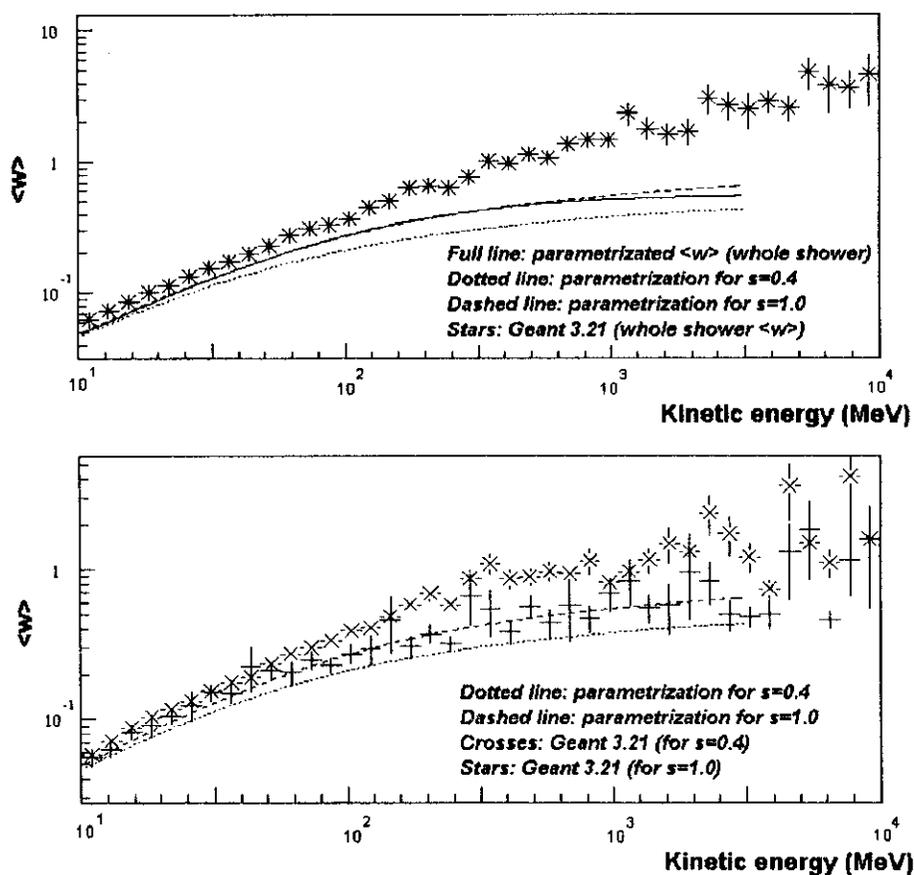


Figura 6.5: A variável “ $\langle w \rangle$ ”, segundo a formulação proposta por Hillas e obtida a partir de simulações feitas com o GEANT. Acima: assumindo um “ $\langle w \rangle$ ” tomado a partir de todas as partículas carregadas do chuvaeiro; abaixo: assumindo “ $\langle w \rangle$ ” como dependente da idade do chuvaeiro.

Podemos desse modo observar, na Figura 6.5, uma discordância entre as expressões obtidas por Hillas e as distribuições derivadas das simulações feitas com o GEANT. No caso do " $\langle w \rangle$ " tomado sobre todas as partículas do chuveiro, a distribuição obtida com o uso do GEANT cresce continuamente com a energia, não apresentando o comportamento "assintótico" previsto por Hillas. Ainda, no caso onde tem-se " $\langle w \rangle$ " dependente da idade do chuveiro podemos verificar que, aparentemente, a curva proposta por Hillas para o caso de " $s=1$ " melhor descreve a distribuição de " $\langle w \rangle$ " para o caso de " $s=0.4$ ", obtida com o uso do GEANT. Note ainda que as distribuições se tornam nitidamente diferentes conforme a energia das partículas carregadas secundárias cresce.

Tais diferenças aparentemente indicam que a distribuição angular das partículas carregadas, tal como concebida por Hillas, foi derivada a partir de partículas com uma orientação mais próxima à direção do eixo do chuveiro do que as simuladas com o GEANT.

6.4.2 A distribuição ao redor de " $\langle w \rangle$ "

Após a parametrização do valor médio " $\langle w \rangle$ ", a distribuição angular das partículas carregadas pode ser obtidas a partir de uma distribuição de " dn/du ", onde " u " é dado por " $w/\langle w \rangle$ ", e se encontra relacionado com a distribuição de " w " ao redor de " $\langle w \rangle$ ".

Segundo Hillas, a grandeza " dn/du " é proporcional ao número de partículas por ângulo sólido, sendo sua distribuição escrita como

$$\frac{dn}{du} = A \exp\left[\frac{-(z - z_0)}{\lambda_i}\right]$$

onde $z = \sqrt{u}$ e $i=1,2$.

Hillas nos diz ainda que essa distribuição é na realidade mais "aguda" em torno de " $\langle w \rangle$ " do que a distribuição gaussiana normalmente adotada no espalhamento coulombiano.

Tal expressão se divide ainda, de acordo com os valores de " z_0 ". No caso de valores de " z " onde " $z < z_0$ ", usaria-se λ_1 , ao passo que para valores de " z " onde " $z > z_0$ ", usaria-se λ_2 .

Uma nova divisão ocorre conforme a faixa de energia dos secundários a ser descrita. Desse modo, para partículas secundárias consideradas de “baixa energia” (originalmente na faixa de energia descrita como “energia da ordem de 50 MeV”), teremos para a expressão de “ dn/du ” o seguinte conjunto de constantes:

$$\begin{cases} A = 0.777; & \sqrt{u} < z_0 \rightarrow \lambda_1 = 0.478 \\ z_0 = 0.59; & \sqrt{u} > z_0 \rightarrow \lambda_2 = 0.380 \end{cases}$$

ou, no caso de partículas secundárias consideradas de “alta energia” (originalmente na faixa de energia descrita como “energia entre 350 e 2000 MeV”), teremos para a expressão de “ dn/du ” o seguinte conjunto de constantes:

$$\begin{cases} A = 1.318; & \sqrt{u} < z_0 \rightarrow \lambda_1 = 0.473 \\ z_0 = 0.37; & \sqrt{u} > z_0 \rightarrow \lambda_2 = 0.380 \end{cases}$$

Note que a expressão para “ dn/du ” efetivamente se divide em quatro.

Conforme se encontra exposto no trabalho anterior realizado [7], no processo de implementação do algoritmo de simulação através das fórmulas parametrizadas de Hillas, cada partícula simulada (criada em um determinado ponto da cascata onde se encontra definido um dado valor de idade de chuva), recebe um valor de energia (através da simulação da equação paramétrica descrita na seção 6.3) e da variável “ u ”, através de simulação pelo método de Monte-Carlo da distribuição de “ dn/du ”.

Foi adotado ainda, na implementação do algoritmo de simulação através das fórmulas parametrizadas de Hillas, que

- As partículas carregadas cujos valores de energia simulados sejam menores que 100 MeV terão o seu valor de “ u ” simulados a partir da distribuição de “ dn/du ” com as constantes obtidas para partículas consideradas “de baixa energia”;
- As partículas carregadas cujos valores de energia simulados sejam maiores que 350 MeV terão o seu valor de “ u ” simulados a partir da distribuição de “ dn/du ” com as constantes obtidas para partículas consideradas “de alta energia”;
- As partículas carregadas cujos valores de energia simulados estejam entre 100 e 350 MeV terão o seu valor de “ u ” simulados a partir da distribuição de “ dn/du ” com as constantes obtidas aleatoriamente sorteadas entre as “de baixa energia” e as de “alta energia”.

Foi ainda implementado que partículas simuladas com valores de “ u ” superior a “10” sejam excluídas da simulação.

A distribuição de “ dn/du ” é apresentada por Hillas como independente da “idade” do chuveiro. Tal comportamento foi comprovado nas simulações elaboradas com o uso do GEANT, onde não apenas não foram encontradas diferenças marcantes entre as distribuições obtidas através das duas metodologias diferentes, como também não foram observadas diferenças significativas num largo intervalo de “idades” do chuveiro (Figura 6.6).

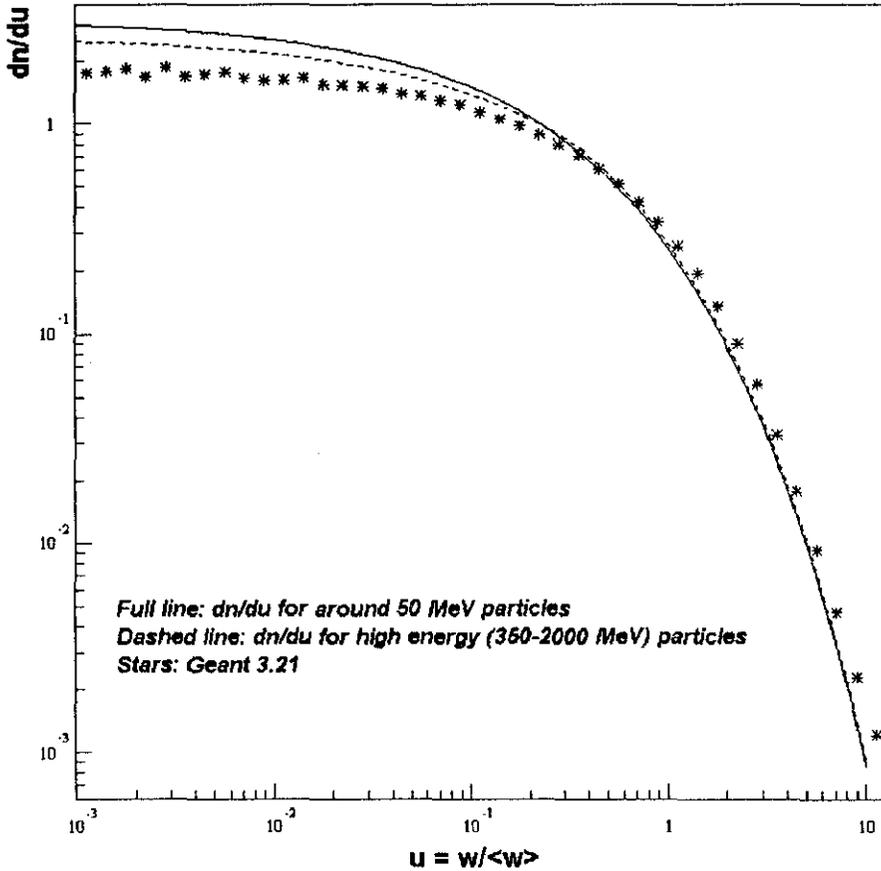


Figura 6.6: A distribuição angular das partículas carregadas em função de dn/du , segundo as parametrizações obtidas por Hillas e as distribuições obtidas com o uso do GEANT.

Descrição do algoritmo de simulação do valor de ângulo zenital das partículas carregadas

Na atual implementação do algoritmo de simulação através das fórmulas parametrizadas de Hillas, primeiramente se faz o uso dos valores de idade do chuveiro e da energia do secundário para a obtenção de um valor característico para “ $\langle w \rangle$ ”.

Através da simulação de um valor para “ u ” (= “ $w/\langle w \rangle$ ”), obtém-se um valor para “ w ”, e, por conseguinte, para o ângulo zenital que essa partícula faz com o eixo do chuveiro.

6.5 A distribuição lateral das partículas carregadas

Hillas argumenta que uma parametrização da distribuição espacial das partículas carregadas num sistema azimutal de eixos “x” e “y” seria não apenas um problema complicado, mas também uma solução parcial do problema. De fato, a emissão de luz Cerenkov é dependente da energia das partículas secundárias, e para a solução completa do problema deveria ser proposta uma distribuição lateral que se mostrasse também como função da energia das partículas secundárias.

Desse modo, é apresentada em seu trabalho uma solução simplificada desse problema, através de uma parametrização alternativa; segundo Hillas, mais útil no que se refere à geração de luz Cerenkov [27].

Propõe-se assim parametrizações num sistema horizontal de eixos “x” e “y”, com a origem baseada sobre o eixo do chuveiro, mas alinhado de tal forma que uma partícula não apresente componente “y” de velocidade. Como consequência, a cada partícula corresponderá um sistema de eixos distintamente alinhado, sendo que o eixo “x” sempre se encontrará paralelo à direção das partículas carregadas, estando o eixo “y” sempre perpendicular a este último. Uma distribuição tomada sobre o eixo “y” deve resultar simétrica, com um valor de “<y>” igual a zero, enquanto que uma distribuição tomada sobre o eixo “x” deve resultar assimétrica, com um valor de “<x>” positivo e diferente de zero^{xvi}.

Em seu trabalho, Hillas apresenta assim fórmulas para “<x>”, “<y>” (o valor médio das distâncias tomadas sobre o eixo “x” e “y”), assim como “ σ_x ” e “ σ_y ” (os desvios ao redor dos respectivos valores médios), todos dados em unidades de g/cm^2 :

$$\langle x \rangle = (2.05 + 2.56s^2)(E - 7)^{1/4} w^{1/2} (21/E)$$

(válida para $E > 11$ MeV e $0.3 < s < 1.5$),

$$\langle y \rangle = 0$$

$$\sigma_y = (21/E) \ln \left(1 + \frac{1}{6} E \right) \exp(0.1 \ln(w) - 0.633 + s/0.56)$$

$$\sigma_x = (1 + 0.64\sqrt{w}) \sigma_y$$

^{xvi} Reflexo do fato que as partículas tendem a se mover “para fora” do eixo do chuveiro.

Em seu artigo original [8], Hillas não indica nenhuma função estatística que a que deva ser associado as dispersões ao redor da média. No entanto, segundo ele mesmo, “a distribuição normal pode ser utilizada” [27].

Conforme a implementação do algoritmo de simulação através das fórmulas parametrizadas de Hillas, para uma dada partícula simulada da qual já se tem a sua “idade”, sua energia e seu valor em “ w ” (correspondente ao valor simulado do ângulo zenital que esta faz com o eixo do chuveiro), primeiramente são calculadas, através das fórmulas acima expostas, as grandezas “ $\langle x \rangle$ ”, “ σ_y ” e “ σ_x ” (sendo “ $\langle y \rangle$ ” assumido sempre igual a zero).

Posteriormente são simulados valores de coordenadas “ x ” e “ y ”, através da flutuação dos valores de “ $\langle x \rangle$ ” e “ $\langle y \rangle$ ”, onde são usadas distribuições normais com dispersão dadas por como “ σ_x ” e “ σ_y ”. Porém, sendo os valores de “ $\langle x \rangle$ ” e “ σ_x ” da mesma ordem de grandeza, e sendo “ $\langle x \rangle$ ” sempre positivo por definição, foi escolhida uma interpretação onde a distribuição em “ x ” era assimétrica, devendo serem os valores negativos simulados de “ x ” por ventura obtidos “rebatidos” (através da tomada do módulo do seu valor) para o lado positivo do eixo “ x ”.

Por último, para cada par “ x ” e “ y ” simulado para cada partícula carregada, é obtido um valor de “ r ” (distância radial ao eixo do chuveiro^{xvii}). Sendo este tomado igual a:

$$r = \sqrt{x^2 + y^2}$$

Foi constatado no trabalho anterior realizado [7] que as expressões parametrizadas de Hillas reproduzem, com relativa concordância, as distribuições laterais de partículas carregadas segundo Nishimura-Kamata-Greisen [28]. No entanto, para valores acima de “ J ” raio de Molière, foi observado que as distribuições laterais obtidas a partir do algoritmo de simulação diminuíam de maneira muito mais acelerada do que esperado. Tal fato foi entendido como uma limitação das equações de Hillas e do algoritmo em si, que objetivavam a produção de luz Cerenkov na atmosfera, sem portanto importar com partículas abaixo do limiar de energia de geração de luz Cerenkov (21 MeV, para elétrons emitidos ao nível do mar). Partículas de menor energia tendem a se localizar longe do eixo do chuveiro, região na qual foram observadas as maiores diferenças (Figura 6.7).

As distribuições obtidas a partir de simulações onde foi feito o uso do GEANT podem ser vistas na Figura 6.8. Com efeito, podemos constatar o aparecimento de uma distribuição assimétrica ao longo do eixo “ x ”.

Porém, devido à natureza das fórmulas propostas por Hillas, um confronto entre as distribuições laterais obtidas se mostra trabalhoso, e uma análise mais apurada se mostra fora do objetivo desse trabalho.

^{xvii} na verdade $r_{RMS} (= \sqrt{\langle r^2 \rangle})$

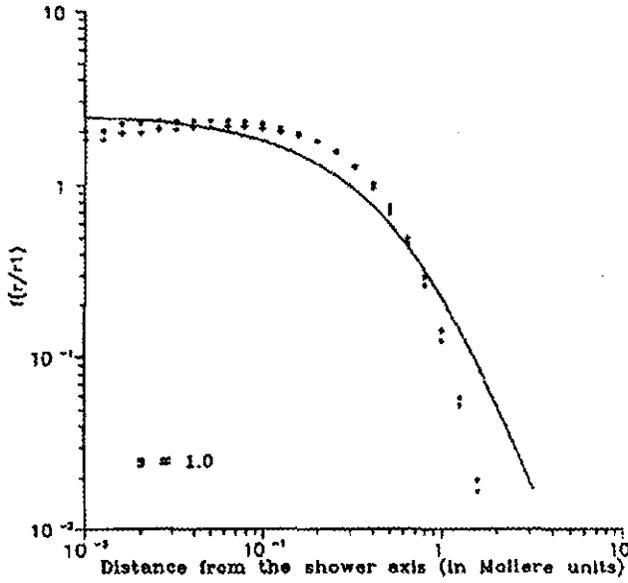


Figura 6.7: Distribuição lateral para uma cascata eletromagnética com $s=1.0$. Linha cheia: distribuição lateral segundo a fórmula aproximada dada por Greisen [28]; estrelas: curva simulada a partir das equações de Hillas (para "x" negativo foi tomado seu valor em módulo). (Antônio Renato P. Biral, tese de mestrado, IFGW/UNICAMP - 1991, página 13).

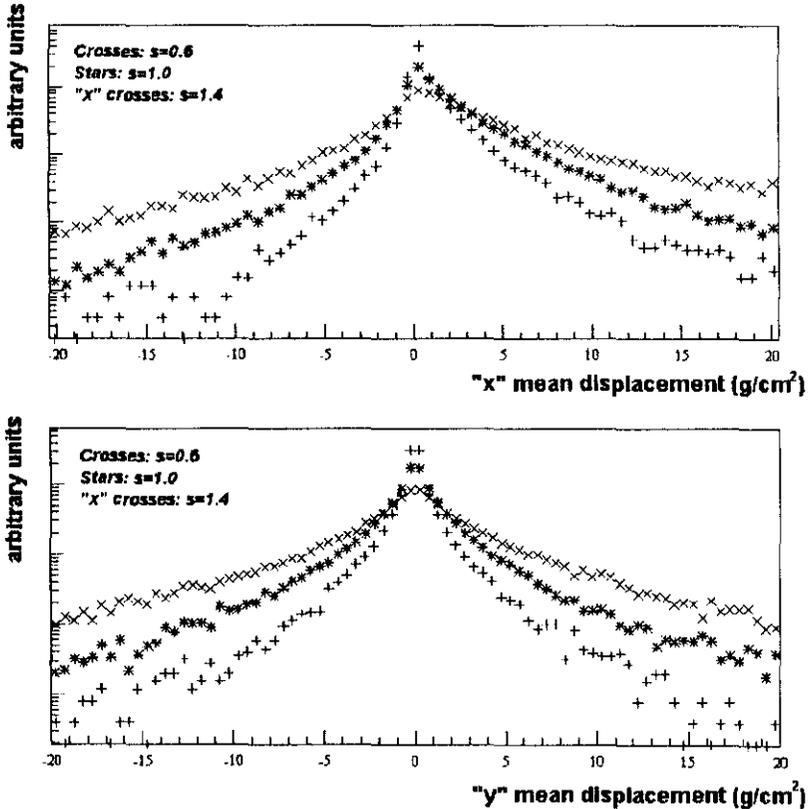


Figura 6.8: As distribuições obtidas para o caso das variáveis de parametrização "x" e "y" propostas por Hillas, a partir de simulações feitas com o GEANT.

7. Dispositivos baseados em TMAE

A originalidade do experimento CLUE, face aos demais experimentos Cerenkov existentes, se baseia em sua sensibilidade a fótons da faixa do ultravioleta médio.

Tal característica, no entanto, se deve exclusivamente ao emprego de um dispositivo foto-sensível constituído por uma câmara proporcional (“MWPC”, ou “multi wire proportional chamber”) preenchida com uma atmosfera super-saturada de vapor de *Tetrakis (dimethylamino) ethylene*, também conhecido como TMAE (Figura 7.1).

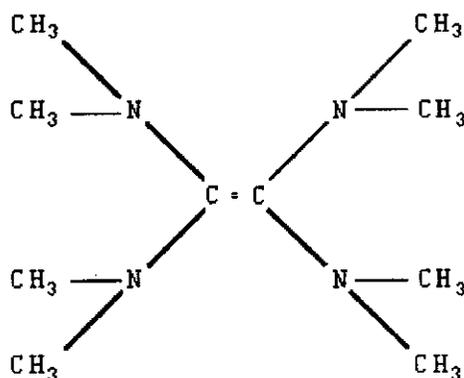


Figura 7.1: Representação da molécula de TMAE

Dispositivos de “RICH” (“Ring Imaging Cherenkov” technique) baseados em TMAE são largamente utilizados em laboratórios de altas energias e aceleradores, principalmente em aplicações relacionadas com a identificação e caracterização de partículas carregadas [29]

Entre as dificuldades encontradas em dispositivos baseados no TMAE, podemos citar a baixa pressão de vapor TMAE a temperatura ambiente (< 0.5 Torr), sua baixa resolução temporal (inerente aos dispositivos a gás), e, principalmente seu alto poder de reação com o oxigênio, cuja contaminação na atmosfera da câmara a gás deve ser restrita a poucos *p.p.m.* .

Em um trabalho “em campo”, como no caso do CLUE, tais complicações se tornam mais sérias, sendo ainda importantes um monitoramento da temperatura da câmara (onde se procura controlar a condensação da atmosfera de TMAE nas paredes da câmara) e um acompanhamento da uniformidade de resposta da mesma (face ao surgimento de depósitos isolantes, formados tanto pela reação com o oxigênio residual como pelo processo de centelhamento em si).

Apesar das desvantagens, os dispositivos baseados no gás TMAE ainda são os que oferecem a melhor eficiência quântica na faixa do ultravioleta médio, onde a produção de luz Cerenkov (devido ao caracter " $\propto 1/\lambda^2$ " da sua emissão) se encontra maximizada (Figura 7.2).

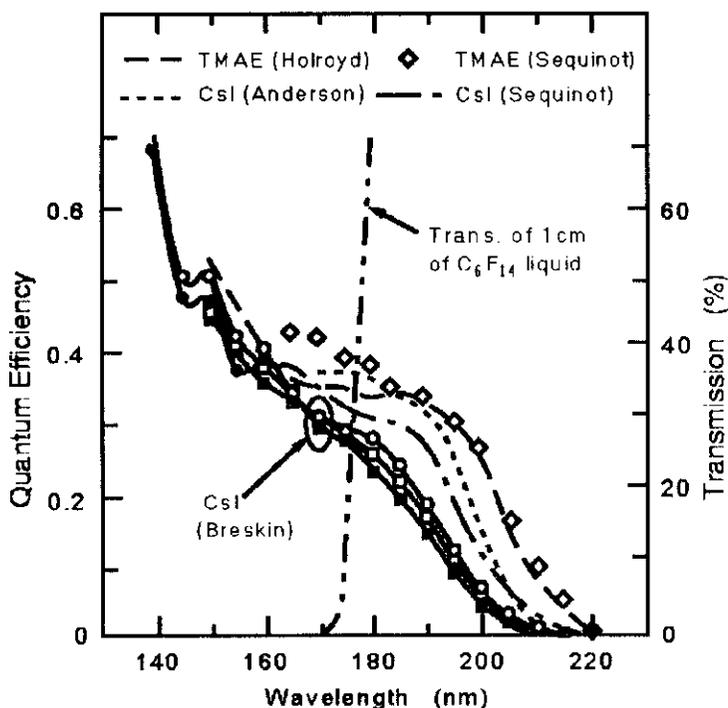


Figura 7.2: Eficiência quântica (em função do comprimento de onda) do TMAE, comparado com dispositivos com foto-cátodos sólidos de CsI [30].

Existem de fato outros materiais também sensíveis a faixa espectral do ultravioleta médio, entre eles o vapor de *ethylferrocene* (EF), ou dispositivos com foto-cátodos sólidos de CsI, que no entanto, no atual estágio de desenvolvimento, apresentam uma eficiência quântica bem menor [31]. Substâncias como o *triethylamine* (TEA) apresentam de fato uma eficiência quântica maior, mas tem um potencial de ionização mais alto, sendo assim sensíveis a uma faixa espectral de comprimentos de onda mais curtos (1350-1650Å). Outras substâncias, com um potencial de ionização mais baixa (materiais alcalinos, por exemplo), não são estáveis em ar.

De fato, uma das principais dificuldades encontradas por pesquisadores da área é encontrar uma substância que tenha um potencial de ionização de poucos "eV" (característicos da faixa do ultravioleta próximo/médio) mas que não reaja com o oxigênio atmosférico (que tem um potencial de ionização de cerca de 6 eV). A título de ilustração, o potencial de ionização do TMAE é de 4.3 eV [32].

8. Total de simulações realizadas

Energia do gama primário	Distribuição lateral (fótons / partículas carregadas) Espectro dos fótons incidentes		Histogramas em geral (perfil do ângulo dos fótons incidentes, distribuições angulares, distribuições modificadas usando as eficiências experimentais)		Eficiências de <i>trigger</i> para uma configuração triangular hipotética do CLUE	
	parametrizações de Hillas + GEANT	parametrizações "puras" de Hillas	parametrizações de Hillas + GEANT	parametrizações "puras" de Hillas	paramet. de Hillas + GEANT	paramet. "puras" de Hillas
1 TeV	160	160	160	160	-	80
1.78 TeV	70	80	70	80	-	40
3.16 TeV	35	35	35	35	-	20
5.62 TeV	31	30	31	30	-	10
10 TeV	-	17	-	17	-	5

Tabela 8.1: Total de simulações feitas no caso de cascatas atmosféricas iniciadas por gamas primários, no ultravioleta (discriminadas entre simulações feitas com o emprego das parametrizações de Hillas do modo "puro" e feitas com o emprego das parametrizações de Hillas em conjunto com o GEANT 3.21).

Energia do próton primário	Distribuição lateral (fótons / partículas carregadas) Características médias de chuviscos hadrônicos Espectro dos fótons incidentes		Histogramas em geral (perfil do ângulo dos fótons incidentes, distribuições angulares, distribuições discriminadas entre fótons produzidos por múons e fótons produzidos por elétrons secundários, distribuições modificadas usando as eficiências experimentais)		Eficiências de <i>trigger</i> para uma configuração triangular hipotética do CLUE	
	usando o FLUKA	usando o GHEISHA	usando o FLUKA	usando o GHEISHA	usando o FLUKA	usando o GHEISHA
1 TeV	425	200	425	200	120	-
1.78 TeV	249	120	245	120	60	-
3.16 TeV	135	80	135	80	30	-
5.62 TeV	70	42	70	42	20	-
10 TeV	55	20	45	20	10	-

Tabela 8.2: Total de simulações feitas no caso de cascatas atmosféricas iniciadas por prótons primários, no ultravioleta (feitas com o emprego do GEANT 3.21 e discriminadas entre simulações onde foi utilizado o FLUKA ou o GHEISHA como gerador de eventos hadrônicos).

Discriminação das simulações eletromagnéticas realizadas	Distribuição lateral (fótons/partículas carregadas) Espectro dos fótons incidentes		Histogramas em geral (perfil do ângulo dos fótons incidentes, distribuições angulares)	
	parametrizações de Hillas + GEANT	parametrizações "puras" de Hillas	parametrizações de Hillas + GEANT	parametrizações "puras" de Hillas
<i>Chuveiros iniciados por elétrons de 1 TeV (no ultravioleta)</i>	160	-	60	-
<i>Chuveiros iniciados por gamas de 1 TeV (no visível)</i>	-	30	-	30
<i>Chuveiros iniciados por gamas de 100 GeV (no visível)</i>	-	50	-	50
<i>Chuveiros iniciados por gamas de 100 GeV com secundários paralelos ao eixo do chuveiro (no visível)</i>	-	30	-	30
<i>Chuveiros iniciados por gamas de 100 GeV com secundários obedecendo uma distribuição gaussiana de 1 grau em relação ao eixo do chuveiro (no visível)</i>	-	30	-	30

Discriminação das simulações hadrônicas realizadas	Distribuição lateral (fótons/partículas carregadas) Características médias de chuveiros hadrônicos Espectro dos fótons incidentes		Histogramas em geral (perfil do ângulo dos fótons incidentes, distribuições angulares, distribuições discriminadas entre fótons produzidos por múons e fótons produzidos por elétrons secundários)	
	usando o FLUKA	usando o GHEISHA	usando o FLUKA	usando o GHEISHA
<i>Chuveiros iniciados por prótons de 1 TeV (no visível)</i>	146	-	100	-

Tabela 8.3: Número total das demais simulações realizadas aos longo desse trabalho

9. Referências

- [1] - Menzione *et al*, "A wide dynamic range experiment to measure high-energy γ -showers in air by detecting Cerenkov light in the middle ultraviolet". Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A263**, 255 (1988).
- [2] - Menzione *et al*, "A photosensitive chamber for cosmic-ray spectroscopy". Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A294**, 622 (1990).
- [3] - Menzione *et al*, "Detection of ultraviolet Cerenkov light from high energy cosmic ray atmospheric showers: a field test". Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A302**, 515 (1991).
- [4] - Menzione *et al*, "A method to measure the γ -ray content in VHE cosmic ray showers". Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A306**, 563 (1991).
- [5] - Menzione *et al*, "A background-free detector for cosmic ray showers in atmosphere". Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A315**, 267 (1992).
- [6] - Menzione *et al*, "Status report on CLUE". Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A360**, 385 (1991).
- [7] - A.R.P. Biral, tese de mestrado (IFGW/UNICAMP - 1991).
- [8] - A.M. Hillas, "Angular and energy distributions of charged particles in electron-photon cascades in air". J. Phys. G.: Nucl. Phys. **8**, 1461 (1982).
- [9] - "GEANT - Detector description and simulation tool". CERN program library long writeup W5013.
- [10] - A. Berk, L.S. Bermstein, D.C. Robertson, "MODTRAN: A moderate resolution model for LOWTRAN7", GL-TR-89-0122 (1989).
- [11] - F. Bacha, J. Maillard, "Specification for an international code and model intercomparison for intermediate energy reactions". International Code Comparison for Intermediate Energy Nuclear Data, AEN OCDE, Paris, pag 124-133 (1994).
- [12] - A.M. Hillas, "The sensitivity of Cerenkov radiation pulses to the the longitudinal development of cosmic-ray showers". J. Phys. G.: Nucl. Phys. **8**, 1475 (1982), pag 1490.
- [13] - J.R. Patterson, A.M. Hillas, "The relation of the lateral distribution of Cerenkov light from cosmic-ray showers to the distance of maximum development". J. Phys. G.: Nucl. Phys. **9**, 1433 (1983).
- [14] - J.R. Patterson, A.M. Hillas, "Characteristics and brightness of Cerenkov images for gamma ray astronomy near 1 TeV". J. Phys. G.: Nucl. Phys. **16**, 1271 (1990).
- [15] - S. Sinha, M.V.S. Rao, "The origin of the hump in the Cerenkov lateral distribution in gamma-ray showers and a possible means of separating them from proton showers". J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys. **14**, 811 (1988).

- [16] - V.K. Senecha *et al*, "New simulation results on Cerenkov radiation from gamma-ray showers and threshold energy of Gulmarg gamma-ray telescope". *J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys.* **18**, 2051 (1992).
- [17] - S. Sinha, "On the fluctuations of Cerenkov photon densities in very high-energy gamma ray showers". *J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys.* **21**, 473 (1995).
- [18] - R. Browning, K.E. Turver, "Cerenkov radiation from computer simulations of γ -ray initiated atmospheric showers". *Il Nuovo Cimento* **A38**, 223 (1977).
- [19] - D.J. van der Walt, "On the lateral distribution of Cerenkov radiation in photon-initiated air showers". *J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys.* **12**, L175 (1986).
- [20] - Elzbieta Kryś, A. Wasilewski, "Cerenkov radiation in air". *J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys.* **15**, 1323 (1989).
- [21] - James Chetwynd (Phillips Laboratories, Hanscom Base, Massachusetts), comunicação particular.
- [22] - J. Nishimura, "Theory of cascade showers". *Handbuch der Physik*, vol. 46/2 (Springer Verlag, 1967).
- [23] - T.C. Weeks *et al*, "Observation of TeV gamma rays from the Crab nebula using the atmospheric Cerenkov imaging technique". *The Astrophysical Journal*, **342**, 379 (1989).
- [24] - T.C. Weeks *et al*, "Locating very high energy gamma-ray sources with arcminute accuracy". *The Astrophysical Journal*, **377**: L97 (1991).
- [25] - K. Greisen, "The extensive air showers". *Prog. Cosmic Ray Phys.* vol III, 3-141 (1956), pag 17.
- [26] - "GEANT - Detector description and simulation tool". CERN program library long writeup W5013, pag PHYS333-2.
- [27] - A.M. Hillas (University of Leeds, Inglaterra), comunicação particular.
- [28] - K. Greisen in J. Nishimura and K. Kamata, "The lateral and the angular structure functions of electron showers". *Suppl. Prog. Teor. Phys.* n° 6 (1958), pag 140.
- [29] - J. Sequinot e T. Ypsilantis, *Nucl. Instrum. Methods* **A343**, 1 (1994) e **A343**, 30 (1994).
- [30] - J. Va'vra, J. Kadyk, J. Wise e P. Coyle, "Study of photosensitive mixtures of TMAE and helium, hydrocarbon on CF₄-based carrier gases". SLAC-PUB-95-6783 .
- [30] - V. Peskov, "Gaseous detectors with solid photocathodes". Laboratório de instrumentação e física experimental de partículas (Coimbra, Portugal), LIP / 95-12.
- [31] - Aldo Menzione (INFN/Pisa - Itália), comunicação particular.