

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas
Pós-Graduação em Física

Tese de Doutorado

Medida do Rendimento da Fluorescência em
Chuveiros Atmosféricos no Observatório Pierre
Auger

Fabio Antonio Seixas de Rezende

Orientador: Ronald Cintra Shellard

Rio de Janeiro, novembro de 2009

Aos meus pais

“Physical laws should have mathematical beauty.

Paul Adrien Maurice Dirac

*“It is impossible to explain honestly the
beauties of the laws of nature without some
deep understanding of mathematics.*

Richard Phillips Feynman

Agradecimentos

Ao terminar este trabalho me deparei diante de mais um grande desafio - o de enumerar e agradecer a cada uma das pessoas que contribuíram e possibilitaram que este trabalho existisse. Talvez seja quase impossível mencionar todas as pessoas que contribuíram de forma direta ou indireta na minha vida ao longo dos últimos 4 anos. Dessa forma, vou me ater a duas palavras simples e humildes, porém, muito sinceras: Muito Obrigado!

Ao meu orientador, Prof. Ronald Shellard, por antes de tudo, ter me acolhido em um momento difícil da minha vida e ter possibilitado de todas as formas que eu participasse desta experiência de vida (além de um experimento) que é o Observatório Pierre Auger. Não há palavras, gestos ou atitudes que possam emanar de minha parte para expressar tanta gratidão. Muito Obrigado, Prof. Shellard.

À Prof. Márcia Gonçalves do Amaral pela sua paciência, pelas incansáveis discussões a qualquer hora do dia ou da noite, pela sua dedicação ímpar a este trabalho e por ter me alfabetizado computacionalmente, além de suportar em muitos momentos as crises e destemperos de um jovem estudante de doutorado. Márcia, sem a sua ajuda esta tese não existiria.

Ao meu padrinho Antônio por ter me acompanhado em todos os momentos da minha vida, fossem eles momentos de calma ou que exigissem o contorno de obstáculos.

Ao CBPF, pela infra-estrutura fornecida e ao CNPq, que através da gerência de recursos públicos oriundos de impostos pagos pela população brasileira me concederam a bolsa de doutorado, que viabilizou a realização deste trabalho.

Ao amigo Francisco Caruso Neto, pela amizade e confiança em mim depositadas ao longo de 6 anos e por ter criado todas as condições necessárias para que fosse feita da UERJ a minha própria casa, o meu berço.

Aos amigos do Departamento de Física Nuclear e Altas Energias da UERJ - Victor Oguri, José de Sá Borges, Carley Martins, Wanda Prado e novamente, Francisco Caruso, meus chefes imediatos em diferentes períodos neste Departamento e que a mim confiaram a imensa responsabilidade de contribuir na formação de mais de

1000 estudantes ao longo de todos os meus anos de UERJ. Obrigado por tudo.

Ao amigo Rogerio Almeida, por todo esse tempo de caminhada acadêmica juntos - lá se vão 10 anos. Obrigado, meu amigo, pela companhia no *shift* em Malargue e pela acolhida em Campinas para discussões quando o programa que gerou esta tese ainda estava nos primórdios de sua construção.

Às secretárias do Observatório Pierre Auger, em Malargue, Rosa e Adriana, pelo desembaraço de todas as questões burocráticas no período em que lá estive.

Aos professores e amigos Edivaldo Moura Santos, pela boa vontade e paciência em me ajudar com o código de minha análise sempre que precisei e Vitor Oguri, pelas constantes ajudas com o ROOT.

Aos amigos Marcio Capri, Jordan Martins, José Roberto Mahon (eterno orientador e amigo), Francisco Caruso, Ana Thereza Rosa, Larissa Nunes e Sônia Ferreira, pela convivência diária e pelos momentos de prazer e descontração com que me brindaram durante todo este tempo.

Aos meus pais, Carlos Alberto Moreira de Rezende e Tania Sueli Seixas de Rezende, pelo carinho, dedicação, amor, apoio moral e espiritual com que fui cercado durante toda a minha vida. Obrigado pelas injeções de coragem em todos os momentos, pelo senso de perseverança em todos os aspectos e pelo apoio nas minhas decisões, por mais esdrúxulas que elas possam parecer aos olhos de muitos.

Resumo

Esta tese tem como objetivo apresentar um método para a medida direta da taxa de produção de luz fluorescente (*fluorescence yield*) em chuviros atmosféricos extensos. Aplicaremos o método aos dados coletados pelo Observatório Pierre Auger, na Argentina. A incerteza sobre a taxa de produção de luz fluorescente é a maior fonte de erros sistemáticos na determinação da energia dos chuviros atmosféricos com energia alta. Conseqüentemente, esta incerteza tem um impacto significativo na determinação do espectro dos raios cósmicos.

O método desenvolvido neste trabalho possibilita a medida da taxa de produção de luz fluorescente diretamente nos chuviros atmosféricos extensos, em condições reais, permitindo uma comparação com as medidas feitas em laboratório. As variações das condições atmosféricas são bastante complexas, de modo que esta medida da taxa, em condições reais, permite uma redução nas incertezas sistemáticas na medida da energia dos raios cósmicos ultra-energéticos, melhorando a resolução da medida do espectro dos raios cósmicos.

Esta tese está dividida em 6 capítulos e tem a adição de 4 apêndices. Uma breve introdução histórica sobre raios cósmicos e suas origens abre o primeiro capítulo. No segundo, tratamos da fenomenologia dos chuviros atmosféricos extensos e suas principais características. Nele descrevemos os chuviros atmosféricos, explorando seus elementos principais. Abordamos ainda, a propagação de raios cósmicos pelo espaço intergaláctico.

No capítulo 3 descrevemos o Observatório Pierre Auger, localizado na Argentina, abordando os detalhes de dois dos seus componentes principais, o Detector de Superfície (SD) e o Detector de Fluorescência (FD). Este sistema híbrido de detecção dos chuviros faz do Auger uma ferramenta única para o estudo dos raios cósmicos, explorando aspectos complementares deles, ou seja, medindo o desenvolvimento longitudinal do chuviro ao se propagar pela atmosfera e fazendo seu retrato detalhado, quando chega ao chão. Damos atenção especial ao processo de monitoramento atmosférico e ao modelo atmosférico apropriado para a região geográfica, que descreve-a com bastante acurácia e indicamos como ele é levado em conta na reconstrução de

chuveiros. Fazemos, ainda, uma descrição sumária da teoria sobre a emissão de luz fluorescente em chuveiros atmosféricos, na qual se fundamenta fisicamente a análise de dados desta tese.

O capítulo 4 descreve a fenomenologia atmosférica na qual se baseia a análise de dados aqui realizada. São descritos os modelos atmosféricos e as condições da atmosfera da Argentina. São discutidas também as outras contribuições na composição do sinal registrado pelo Detector de Fluorescência, tais como o espalhamento Rayleigh, o processo de absorção pelo ozônio e o *background* Cherenkov.

No capítulo 5 descrevemos alguns dos experimentos anteriores que estudaram raios cósmicos ultra-energéticos e, em particular, aqueles que deram contribuições importantes para a medida da taxa de emissão de luz fluorescente. Discutimos também o processo de detecção da luz fluorescente no Auger, que faz parte da modelagem computacional da simulação da operação do Detector de Fluorescência. Explicamos, ainda, a metodologia utilizada para a simulação dos chuveiros extensos e os programas de reconstrução utilizado no trabalho e a estratégia para extrair dos dados a taxa de produção da luz fluorescente. Finalmente, mostramos e analisamos os testes de validação do método, os resultados obtidos e fazemos uma análise dos erros.

Finalmente apresentamos as conclusões e discutimos os desdobramentos deste trabalho e estratégias para torná-lo mais preciso.

Nos apêndices mostramos os resultados da análise de todos os dados coletados nos anos de 2007 e 2008. Exibo ainda o trabalho que realizei durante minha participação nas campanhas de acompanhamento das operações (*shifts*) do Detector de Fluorescência e seu sistema LIDAR de monitoramento atmosférico, no ano de 2006. O *FD shift checklist* e o *LIDAR shift checklist* são pequenos manuais que mostram de maneira sistemática o passo-a-passo para a operação dos telescópios e do sistema LIDAR de monitoramento atmosférico, muito úteis para os participantes de novas campanhas de *shifts* em Malargue. O manual para o *shift* no FD está disponibilizado no endereço:

<http://wiki.auger.org.ar/doku.php?id=fd:fd-shift-info>.

Abstract

This thesis has the main purpose of showing a new method for the direct measurement of the fluorescence yield on extensive air showers. We will apply the method to the data collected by the Pierre Observatory, in Argentina. The uncertainty on the fluorescence yield is the main source of systematic errors in the determination of the energy of the atmospheric showers with high energy. Consequently, this uncertainty has a significant impact on the determination of the cosmic ray spectrum.

The method used on this work turns it possible the measurement of the fluorescence yield directly from the extensive air showers, in real conditions, allowing for the comparison with measurements made in laboratories. The variations on atmospheric conditions are quite complex, so that the measurement of the yield, in real conditions allow for the reduction on the systematic uncertainties in the measurement of the energy of ultra high energy cosmic rays.

The work is divided in 6 chapters plus 3 appendices. A brief historical introduction about the cosmic rays and their origins opens the first chapter. The second chapter refers to the phenomenology of extensive air showers and their main characteristics. There we describe the atmospheric showers, exploiting its main elements. We describe, as well, the propagation of cosmic rays across space in the intergalactic medium.

In chapter 3 we describe the Pierre Auger Observatory, located in Argentina, looking at the details of two of its main components, the Surface Detector (SD) and the Fluorescent Detector (FD). This hybrid system for detecting the showers makes Auger a unique tool for the study of cosmic rays, exploiting its complementary aspects, namely, the measurement of the longitudinal development of the shower as it propagates across the atmosphere and taking a cross view of the shower as it hits the ground. We give special attention to the process of atmospheric monitoring and at the atmospheric model appropriate to the geographical region, which describes it with accuracy. We indicate, also, how it is taken into account in the reconstruction of the showers. We add, as well, a summary description of the theory for the

fluorescence yield in atmospheric showers, on which is the data analysis of this thesis is based.

Chapter 4 describes the atmospheric phenomenology on which is based the data analysis done in this work. We describe the atmospheric models and the atmospheric conditions in Argentina. we discuss, also, other contributions to the signal registered by the Fluorescence Detector, such as the Rayleigh scattering, the ozone absorption and the Cherenkov background.

On chapter 5, we describe some of the previous experiments that have studied ultra energetic cosmic rays and, in particular, those that gave relevant contribution to the measurement of the fluorescence yield. We discuss, also, the process of detection of the fluorescence light in Auger, that make up the computing model or the simulation of the FD. We explain the methodology used to simulate extensive showers and the reconstruction programs used in this work and the strategy to extract from the data the fluorescence yield. Finally, we show and analyze the validation tests or the method, the results obtained and do an analysis of the errors.

At last, we present our conclusions and discuss the prospects for future work along those lines and strategies to make it more precise.

On the appendices we show the result for the analysis of the data collected during 2007 and 2008. I show also the work I have done during my participation of the FD and LIDAR shifts during the year of 2006 in Malargue. The FD shift checklist and a LIDAR shift checklist summarized reference's guides, which show in a systematic way the step-by-step for the operation of the fluorescence telescopes and the atmospherical monitoring system useful for people coming for shifts in the Observatory. The reference guide for the FD shift can be found in web page: <http://wiki.auger.org.ar/doku.php?id=fd:fd-shift-info>.

Sumário

1 Raios Cósmicos	1
1.1 Introdução e considerações históricas	1
1.2 Origem dos raios cósmicos	3
1.3 Propagação dos raios cósmicos e o corte GZK	5
1.4 Aceleração	7
1.5 Possíveis fontes de raios cósmicos	8
2 Chuveiros atmosféricos	13
2.1 Características básicas	14
2.1.1 Chuveiros eletromagnéticos	15
2.1.2 Chuveiros hadrônicos	17
2.2 Núcleos primários	19
2.3 Simulação de chuveiros atmosféricos extensos	20
2.4 Radiação Cherenkov	21
2.4.1 Parametrização da distribuição angular de fótons Cherenkov	23
3 Detecção de raios cósmicos ultra energéticos	27
3.1 Experimentos	27
3.2 O Observatório Pierre Auger	34
3.2.1 Detector de Superfície	36
3.2.2 Reconstrução dos chuveiros coletados pelo SD	39
3.2.3 Detector de Fluorescência	40
3.2.4 Reconstrução dos chuveiros coletados pelo FD	46

4	Atmosfera	49
4.1	Física da atmosfera	49
4.2	Modelos atmosféricos	53
4.2.1	Condições atmosféricas no Auger	54
4.3	Transmissão da luz de fluorescência	55
4.3.1	Espalhamento Rayleigh	56
4.3.2	Absorção do ozônio	59
4.3.3	Fundo de radiação Cherenkov	61
5	O rendimento da fluorescência	63
5.1	A detecção da luz de fluorescência	64
5.1.1	O experimental AIRFLY	67
5.2	Simulação da fluorescência	70
5.2.1	Simulação da atmosfera	70
5.3	Análise dos dados	74
5.3.1	Seleção dos eventos	74
5.3.2	Metodologia Utilizada	78
5.3.3	Efeitos de sazonalidade na taxa de rendimento da fluorescência	90
5.3.4	Validação dos resultados	94
5.3.5	Análise dos erros	100
6	Conclusões	101
	Referências Bibliográficas	105
A		111
A.1	Eventos analisados - 2007	111
A.2	Eventos analisados - 2008	119
A.3	FD SHIFT CHECKLIST	128
A.4	LIDAR SHIFT CHECKLIST	133

Lista de Figuras

1.1	Projeção da esfera celeste em coordenadas galácticas com círculos de raio $3,1^\circ$ no centro das direções de chegada dos 27 raios cósmicos de energia mais alta observada.	11
2.1	Processo de ramificação para uma cascata eletromagnética.	16
2.2	Desenvolvimento de um chuva atmosférico até atingir os detectores de superfície do Observatório Pierre Auger.	19
3.1	Espectro dos raios cósmicos com diferentes regiões físicas de interesse para diversos valores de energia.	28
3.2	Mapa geográfico da região onde está localizado o sítio Sul do Observatório Pierre Auger.	35
3.3	Detector de superfície do Observatório Pierre Auger instalado no sítio Sul, em Malargue.	38
3.4	Telescópio de Fluorescência do Auger - ao lado da estrutura circular, estão uma das estruturas com as fotomultiplicadoras integradas. . . .	42
3.5	Diagrama de termo dos níveis de energia para um sistema de N_2	44
3.6	Sítio sul em Malargue - detector de superfície, ao fundo - o telescópio de fluorescência e o LIDAR.	47
4.1	a) Perfis da temperatura para uma atmosfera padrão até 10 km do nível do mar. b) Perfis da pressão para uma atmosfera padrão até 10 km do nível do mar.	54

4.2	Diagrama de temperatura e precipitação em Malargue em função dos meses do ano. Os dados foram coletados no aeroporto da cidade, 35,3°S, 69,35°W a 1425m acima do nível do mar. (Cortesia de W.Endlicher e B.Keilhauer).	55
4.3	Configuração geométrica de um chuveiro atingindo o detector de fluorescência	59
4.4	Coeficiente de transmissão do ozônio em função dos comprimentos de onda. Para comprimentos de onda que sofrem a absorção do ozônio, a transmissão do detector é pequena. Figura gentilmente cedida por Bianca Keilhauer.	60
5.1	Aparato do AIRFLY para a medida do rendimento da fluorescência. Os espelhos do aparato são remotamente controlados a fim de permitir a troca entre os modos fluorescência e Cherenkov sem a interrupção do feixe.	68
5.2	<i>EventBrowser</i> do AugerObserver para a visualização e seleção dos eventos de interesse de nossa análise	76
5.3	Distribuição dos parâmetros $a(1)$, $a(2)$ e $a(3)$ no espaço de fase.	80
5.4	Curvas do χ^2 para $a(1)$ (acima, à esquerda), $a(2)$ - (acima, à direita), $a(3)$ - (abaixo, à esquerda) e a superfície com os valores mínimos de $a(1)$ e $a(2)$ para o menor χ^2 entre as curvas real e simulada da função (abaixo, à direita).	81
5.5	Evolução dos valores do parâmetro $a(1)$, $a(2)$ e $a(3)$ com a energia e o ângulo zenital.	86
5.6	Comparação entre várias curvas de rendimento da fluorescência, após a obtenção dos parâmetros médios.	89
5.8	Parabolóide com os parâmetros ótimos calculados pela simulação para dos eventos.	95
5.9	Comparação entre os perfis simulados e reais	98

- A.1 Obtenção dos parâmetros $a(1)$ - (acima, à esquerda), $a(2)$ - (acima, à direita), $a(3)$ - (abaixo, à esquerda) e a superfície com os valores mínimos de $a(1)$ e $a(2)$ para o menor χ^2 entre as curvas real e simulada da função (abaixo, à direita) 111
- A.2 Banda 1 de Eventos do ano de 2008 - Obtenção dos parâmetros $a(1)$ - (acima, à esquerda), $a(2)$ - (acima, à direita), $a(3)$ - (abaixo, à esquerda) e a superfície com os valores mínimos de $a(1)$ e $a(2)$ para o menor χ^2 entre as curvas real e simulada da função (abaixo, à direita) - $18.5 < \log E(EeV) < 18.6$, $30^\circ < \theta < 40^\circ$ 119

Lista de Tabelas

4.1	Composição da atmosfera próxima à superfície terrestre [52]	50
5.1	Constantes A_1, A_2, B_1 e B_2	66
5.2	Tabela com a distribuição do número de eventos para cada faixa de ângulo zenital e energia para o ano de 2007.	75
5.3	Tabela com a distribuição do número de eventos para cada faixa de ângulo zenital e energia para o ano de 2008.	75
5.4	Tabela com a distribuição do número de eventos para cada faixa de ângulo zenital e energia mais elevada para o ano de 2007.	77
5.5	Tabela com a distribuição do número de eventos para cada faixa de ângulo zenital e energia mais elevada para o ano de 2008.	77
5.6	Tabela com a distribuição do número de eventos para a faixa de energia de $18.5 < \log E(EeV) < 18.8$ dos anos 2007 e 2008 em função das estações do ano.	78
5.7	Tabela com a distribuição do número de eventos para a faixa de energia de $19.0 < \log E(EeV) < 19.6$ dos anos 2007 e 2008 em função das estações do ano.	78
5.8	Tabela com a evolução do parâmetro $a(1)$ em função do ângulo zenital θ em graus e da energia $\log E$ em EeV de todos os eventos selecionados.	84
5.9	Tabela com a evolução do parâmetro $a(2)$ em função do ângulo zenital θ em graus e da energia $\log E$ em EeV de todos os eventos selecionados.	84

5.10	Tabela com a evolução do parâmetro $a(3)$ em função do ângulo zenital θ em graus e da energia $\log E$ em EeV de todos os eventos selecionados.	85
5.11	Tabela com os valores médios dos parâmetros $a(1)$, $a(2)$ e $a(3)$ para cada intervalo de ângulo zenital analisado.	87
5.12	Tabela com os valores médios dos parâmetros $a(1)$, $a(2)$ e $a(3)$ para cada intervalo de energia analisado.	87
5.13	Comparação entre os valores de $a(1)$, $a(2)$ e $a(3)$ no caso de variações distintas de ângulo e energia.	87
5.14	Comparação entre os valores de $a(1)$, $a(2)$ e $a(3)$ para várias medidas realizadas de rendimento de fluorescência por vários autores.	90

Capítulo 1

Raios Cósmicos

1.1 Introdução e considerações históricas

As primeiras evidências sobre a existência dos raios cósmicos foram descobertas por Charles Coulomb, no final do século XVIII. Coulomb observou que uma esfera eletricamente carregada, pendurada por um fino fio de seda, sofre uma perda gradual de sua quantidade de carga. Acreditava-se que o ar fosse um meio levemente condutor, contrariamente à idéia que a carga fosse drenada pelo fio de seda. Ao fim do século XVIII, ainda não existia uma base conceitual sólida sobre a condutividade elétrica de forma que fosse possível elaborar um modelo. No início do século XX essa situação era bastante diferente. Novos elementos radioativos haviam sido identificados e catalogados. Além disso, era conhecido que esses elementos faziam com que a condutividade do ar fosse alterada. Existia toda uma instrumentação, eletroscópios, suficientemente precisos para medir a quantidade de carga perdida por uma esfera. Dessa forma, explicações para o dreno das cargas foram formuladas e algumas delas tinham suas bases na própria radiação emitida pela Terra. Para comprovar essa situação, foram realizados grandes números de testes e experimentos em áreas distintas da ciência a fim de verificar tal formulação. Os resultados de todos esses testes foram inconclusivos.

A investigação da incidência de partículas na atmosfera da Terra foi iniciada por Vitor Hess, usando medidas provenientes de balões atmosféricos. Através da variação da quantidade dessas partículas com a altitude, Hess descobriu a radiação

ionizante que hoje conhecemos como *raios cósmicos* [1]. Hess, usando esses experimentos de balões atmosféricos, verificou que a radiação existente na superfície da Terra não diminuía a medida que se aumentava a distância em relação ao solo. Até àquele momento, o pensamento era o mesmo de Coulomb, ou seja, acreditava-se que a radiação existente na Terra, emanava da própria Terra. Caso esta hipótese fosse confirmada, o nível de radiação decresceria quanto maior fosse a distância em relação ao solo. Para testar esta hipótese, Hess escalou a Torre Eiffel e observou que a quantidade de radiação inicialmente decrescia e depois passava a aumentar com a altura. Para verificar que esse aumento não era uma mera flutuação estatística ele utilizou um balão alcançando alturas da ordem de 5 000m. Com os voos de balões, Hess confirmou o aumento nos níveis de radiação, conforme se afastava da superfície da Terra. Desta forma, ficou constatado que existia uma radiação que vinha de fora da Terra. Hess recebeu o prêmio Nobel por esta descoberta.

Mais tarde, Milikan, baseado em experimentos feitos por Arthur Compton, ficou convencido da existência dos raios cósmicos e cunhou este nome para a radiação que vinha de fora da atmosfera. Em 1929, Bothe e Kolhörster [2] demonstraram que a componente primária dos raios cósmicos não era composta por fótons, mas sim por partículas carregadas que eram defletidas por campos magnéticos.

Em 1938, Pierre Auger [3, 4], demonstrou a existência de grandes chuviscos atmosféricos mediante o uso de contadores Geiger. Ele observou que as coincidências na atividade dos contadores diminuía conforme se aumentava a distância entre os contadores. Dessa forma, Auger inferiu que o tamanho do chuvisco atmosférico dependia da energia e que o espectro da energia poderia ir muito além de 10^{15} eV.

A física de raios cósmicos teve muita atividade nos anos 60. No Brasil, a pesquisa de raios cósmicos começou em 1934 com a produção de trabalhos do Instituto Nacional de Tecnologia no Rio de Janeiro e a Universidade de São Paulo. No Rio de Janeiro, o instituto era coordenado por Bernardo Gross, que se dedicou inicialmente aos estudos teóricos de raios cósmicos. Em São Paulo, o Departamento de Física na USP foi organizado por dois cientistas estrangeiros, o ítalo-russo Gleb Wataghin e o italiano Giuseppe Occhialini, direcionando as pesquisas experimentais e teóricas

para as áreas de radiação cósmica e física nuclear. Após paralisação na Segunda Guerra Mundial, as pesquisas sobre raios cósmicos foram retomadas e vários físicos brasileiros foram trabalhar no exterior. Em 1946, César Lattes foi convidado por Giuseppe Occhialini, que estivera por vários anos no Brasil, para trabalhar na Universidade de Bristol, na Inglaterra, no grupo de Cecil Powell. Em 1947, Lattes, Powell e Occhialini, a partir de análises de raios cósmicos, descobriram o méson π . Logo após, Lattes descobriu como fazer a produção artificial dessas subpartículas em um acelerador. Em 1963, o primeiro raio cósmico com energia superior a 10^{20} eV foi observado no experimento Volcano Ranch [5]. Em 1965, Wilson e Penzias [6] descobriram a radiação cósmica de fundo, que serviu de base para a observação feita por Greisen [7], Zatsepin e Kuz'min [8], que esta radiação faria com que o Universo fosse opaco aos raios cósmicos de energia ultra alta.

Nas décadas seguintes, vários experimentos realizaram observações medindo raios cósmicos, em todas as regiões de energia e, em particular, com energias acima de 10^{19} eV, [9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19]. A combinação dos dados obtidos pelas diferentes colaborações possibilitou a determinação do espectro de energia dos raios cósmicos. O espectro obedece uma lei de potência, com índices que variam nas diferentes regiões do espectro. No entanto, na região de energia mais alta, as medidas feitas por vários experimentos mostraram resultados conflitantes e, em particular, na questão de verificação da existência do corte GZK. O Observatório Pierre Auger foi criado com o objetivo principal de estudar os raios cósmicos com energia acima de 10^{19} eV, com estatística suficiente para determinar o seu espectro na região acima de 10^{19} eV e com capacidade para determinar a composição primária deles.

1.2 Origem dos raios cósmicos

Os raios cósmicos medidos na Terra abrangem partículas carregadas com energias cinéticas variando de 10^9 a 10^{21} eV. Raios gama ou neutrinos, *strictu senso* são também raios cósmicos, no entanto, a denominação é em geral reservada para núcleos atômicos. O fluxo integrado desses raios diminui fortemente com o aumento da

energia, obedecendo uma lei e potência. A origem dos raios cósmicos de energia mais alta não é conhecida, podendo ser o resultado de processos astrofísicos de grande energia ou, até mesmo, o resultado do decaimento de partículas exóticas, associadas a processos físicos ainda desconhecidos. O mecanismo mais aceito para explicar a aceleração de raios cósmicos a partir de fontes astrofísicas, foi introduzido por Enrico Fermi [20], em 1949, que propôs um mecanismo estocástico, onde as partículas carregadas são aceleradas por sucessivas colisões com frentes de onda de choque eletromagnéticas. Porém, este mecanismo tem limitações, quando é aplicado a raios cósmicos de energia ultra alta.

Medidas diretas usando experimentos em balões e satélites, fornecem informações detalhadas acerca da composição da massa dos raios cósmicos em energias baixas. Para citar apenas a ordem de grandeza, os prótons fazem cerca de 86 % dos raios cósmicos, enquanto que 11 % são núcleos de Hélio , 1 % outros núcleos pesados, como urânio, e 2 % são elétrons.

A natureza e origem dos raios cósmicos com energia ultra alta (acima de 10^{19} eV e típicos de objetos macroscópicos) ainda é objeto de grande controvérsia. O Observatório Pierre Auger foi projetado para poder estudar de forma adequada esta região do espectro, coletando dados com grande estatística, nas regiões de energia ultra alta e, usando métodos que permitam uma medida redundante, porm complementar, das principais características dos raios cósmicos. Embora seja possível fornecer um regime de velocidades elevadas para partículas elementares em aceleradores de partículas, o limite máximo possível de capacidade de aceleração para o mais moderno dos aceleradores do LHC, no CERN, ainda é muito menor do que os valores registrados na aceleração dos raios cósmicos. Na seção 1.4, explicaremos alguns dos modelos de aceleração para os raios cósmicos.

1.3 Propagação dos raios cósmicos e o corte GZK

As partículas carregadas estão sujeitas à ação de campos magnéticos que permeiam o espaço cósmico. Estes campos são da ordem de 10^{-6} G. Para uma partícula de carga Ze e energia E , numa região de campo magnético uniforme \vec{B} , a relação entre o raio de giro (no plano perpendicular ao campo magnético) e campo magnético,

$$r = \frac{E/c}{(Ze) B} \quad (1.1)$$

é o raio de Larmor que, em unidades astronômicas¹, fica

$$r = 1,08 \frac{E_{15}}{(Ze) B_{\mu G}} pc \quad (1.2)$$

com a energia em unidades de 10^{15} eV, e onde p é a componente do momento perpendicular ao campo magnético.

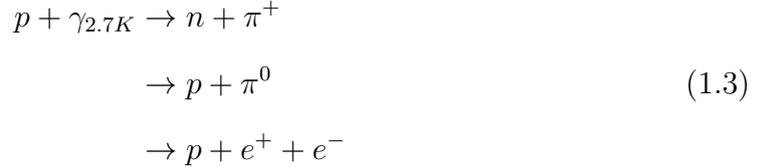
Para um próton com energia de 10^{18} eV em um campo magnético de $3 \mu\text{G}$, resulta um raio de giro de aproximadamente 300 pc. Este valor é da ordem da espessura do disco galáctico. Se ao invés de prótons considerarmos núcleos de ferro, o raio de giro é de aproximadamente 11 pc, ou seja, estes núcleos poderiam estar confinados no plano galáctico. Se considerarmos ainda uma energia de 10^{20} eV e raio de giro de 300 pc, deveríamos ter uma partícula de número atômico 100, ou seja, uma fonte capaz de produzir este tipo de partículas teria características bastante singulares e seria muito energética, podendo ser identificada na nossa galáxia. Isto sugere que os raios cósmicos de energias ultra-altas sejam de origem extragaláctica. Raios cósmicos com energias superiores a 10^{19} eV são pouco afetados pela presença de campos magnéticos intensos que permeiam o espaço cósmico, de maneira que se propagam praticamente em linha reta e sua direção de chegada deveria apontar diretamente para a fonte.

Outro efeito relacionado à propagação dos raios cósmicos no meio intergaláctico é a interação dos mesmos com a radiação cósmica de fundo. Logo após a observação da existência dessa radiação, por Penzias e Wilson [6], Graisen, Zatsepin e Kuz'min

¹1 parsec = $3,08 \times 10^{16}$ m

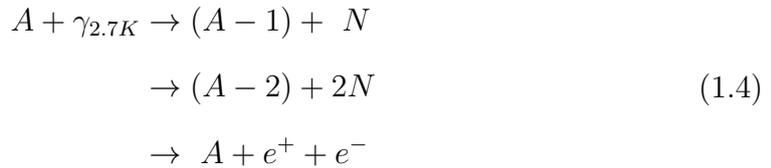
[7, 8], previram que deveria haver um corte no espectro de prótons em aproximadamente 5×10^{19} eV devido à fotoprodução de píons quando da interação com a radiação de fundo. Esta limitação ficou conhecida como *corte GZK*.

As principais reações dos prótons (p) com os fótons da radiação de fundo ($\gamma_{2.7K}$) são [21]:



A radiação cósmica de fundo apresenta espectro de corpo negro à temperatura de 2.7K, correspondendo à região de microondas, e possui um pico de energia de 6×10^{-4} eV e densidade de fótons de 400/cm³. Embora o limite de energia para a produção seja de 10^{18} eV e o livre caminho médio de 1 Mpc, a perda de energia por interação para a produção de pares é somente 0,1%, enquanto que para a produção de π é de 20%. Portanto, o processo é menos significativo do que a fotoprodução de píons.

No caso de núcleos pesados de massa A , a foto-desintegração e processos de produção de pares são importantes:



onde N é um núcleon (próton ou nêutron). Os canais principais são (γ, n) , $A + \gamma_{2.7K} \rightarrow (A - 1) + n$, $A + \gamma_{2.7K} \rightarrow (A - 1) + p$. A taxa de perda de energia quando ocorre a emissão de dois nucleons tais como $(\gamma, 2n)$, (γ, np) ou $(\gamma, 2p)$ é aproximadamente uma ordem de grandeza menor do que para o caso da emissão de um único nucleon.

Se considerarmos raios γ interagindo com a radiação cósmica de fundo, o processo mais relevante é a produção de pares em uma faixa extensa de energia acima de 10^{14} eV é descrito pela equação:



Sabendo o livre caminho médio de interação de uma partícula de energia E_0 no meio intergaláctico, podemos estimar sua energia após percorrer qualquer distância a partir da fonte. Quanto maior for a energia que a partícula ganha na fonte, maior será a seção de choque da interação com os fótons e mais rápida a perda de energia. Assim, vemos que, independentemente da energia inicial da partícula, após percorrer aproximadamente 100 Mpc a energia da mesma será menor que 10^{20} eV.

1.4 Aceleração

A energia em uma fonte capaz de acelerar partículas a mais de 10^{20} eV deve ser extremamente grande, o que deve ser interpretado como um efeito puramente cinemático. O tamanho da região de aceleração (R) deve ser comparável ao raio de Larmor da partícula em um campo magnético (\vec{B}), o qual deve ser suficientemente fraco para que perdas por radiação do tipo síncrotron não sejam maiores que o ganho de energia. Para acelerar uma partícula a 10^{20} eV, a energia no campo magnético deve ser muito superior a 10^{57} ergs, com $B < 0,1$ G.

Um dos primeiros modelos de aceleração de raios cósmicos foi proposto por Enrico Fermi em 1949 [20]. Esse mecanismo ficou conhecido como *Mecanismo de Fermi de 2a. Ordem*.² Neste modelo, partículas colidem estocasticamente com nuvens magnéticas em movimento no meio interestelar. Aquelas partículas envolvidas em colisões nas quais suas velocidades têm sentidos opostos aos das nuvens irão ganhar energia, e aquelas que possuem velocidades com o mesmo sentido que a das nuvens irão perder energia. Em média, no entanto, colisões em que há ganho de energia são mais prováveis. Desta forma, as partículas ganham energia por colisões sucessivas. Este mecanismo prediz um espectro de energia regido por uma lei de potências, mas o índice espectral depende dos detalhes locais do modelo, o que impossibilita a obtenção de uma lei de potências universal para os raios cósmicos chegando de qualquer direção. Este mecanismo também é muito lento e ineficiente para dar conta dos raios cósmicos ultra-energéticos observados.

²Mecanismo original proposto por Fermi [20] para explicar a aceleração por choque difuso de partículas, em especial o espalhamento por frente de ondas planas.

Uma versão mais eficiente da aceleração de Fermi foi proposta em diversos trabalhos no final dos anos 70, por exemplo [22]. Neste modelo, as partículas são aceleradas por uma onda de choque de grande intensidade que se propaga pelo meio interestelar. A maior probabilidade de colisão de uma partícula com a onda de choque é para o caso em que isto ocorre frontalmente, o que tende a mandar a partícula de volta no sentido contrário com o aumento de energia. Uma partícula que atravessa repetidamente a onda de choque pode ganhar energia rapidamente. Conseqüentemente, este modelo é chamado de *Mecanismo de Fermi de 1ª. Ordem*.

O Mecanismo de Fermi de 1ª. ordem prediz um espectro regido por uma lei de potências $dN(E)/dE \propto E^{-2}$. O índice espectral 2 não está de acordo com o índice espectral 3, mas o modelo fornece um espectro regido por uma lei de potências que não depende dos detalhes do local onde ocorre a aceleração. Este mecanismo requer somente a existência de ondas de choque intensas, cuja presença nas possíveis fontes de raios cósmicos é bastante plausível, embora ele só possa funcionar até um certo limite na superfície.

1.5 Possíveis fontes de raios cósmicos

O enigma dos raios cósmicos ultra-energéticos gerou várias propostas para a explicação de suas fontes e mecanismos de aceleração. Usualmente, divide-se estas propostas em termos de dois modelos: os modelos *bottom-up* e *top-down*. Os modelos *bottom-up* envolvem a busca por regiões de aceleração em objetos astrofísicos que podem alcançar energias da ordem de ZeV. Modelos do tipo *top-down* envolvem o decaimento de partículas super-massivas oriundas do universo primordial e física além do modelo-padrão das interações fundamentais. Discutiremos neste trabalho, apenas modelos que envolvem aceleração de raios cósmicos através de objetos astrofísicos ou de sua vizinhança.

Considera-se que sejam poucos os objetos astrofísicos capazes de acelerar partículas a 10^{20} eV através de algum Mecanismo de Fermi. Nesta seção, sele-

cionamos alguns desses objetos astrofísicos [23] e discutiremos a possibilidade de que sejam fontes de raios cósmicos e possam acelerá-los às energias mais altas observadas.

Agrupamentos de galáxias são locais razoáveis a se considerar para a aceleração de raios cósmicos ultra-energéticos, visto que é possível obter partículas com energia da ordem de 10^{20} eV devido aos campos dos mesmos. Entretanto, há grandes perdas em virtude da fotoprodução de píons pela interação com a radiação cósmica de fundo durante a propagação desde os limites do agrupamento até a atmosfera da Terra.

Jatos expelidos pelo buraco negro central de uma galáxia ativa formam uma onda de choque onde a interação do jato com o meio intergaláctico dá origem a lóbulos de rádio emissão. Os núcleos ativos de galáxias são de grande interesse. As ondas de choque podem acelerar partículas a mais de EeV através do mecanismo de Fermi de 1a. ordem.

Uma fonte próxima especialmente energética pode ser capaz de alcançar energias acima do corte GZK. No entanto, núcleos de galáxias de grande energia com lóbulos de rádio são raros na vizinhança terrestre. Por exemplo, o objeto mais próximo conhecido é o M87, no aglomerado de Virgo (~ 18 Mpc) e poderia ser uma fonte de raios cósmicos ultra-energéticos. Embora uma única fonte próxima com um espectro de emissão bem definido possa ajustar-se ao espectro observado dos raios cósmicos para uma dada estrutura e intensidade do campo magnético intergaláctico, é pouco provável que a mesma dê conta da direção de chegada isotrópica observada. Se M87 fosse uma fonte de raios cósmicos primários, então uma concentração de eventos na direção de M87 ou do aglomerado de Virgo deveria ser notada na distribuição de chegada, o que não acontece.

Os mecanismos que dão origem aos jatos observados e aos lóbulos de rádio estão localizados na região central de galáxias ativas e são alimentados pela incorporação de matéria por buracos negros supermassivos. é razoável considerarmos mecanismos centrais por si só como prováveis aceleradores. Em princípio, o núcleo de galáxias ativas genéricas (não somente aquelas com lóbulos de rádio) podem acelerar partículas

através de um indutor unipolar como aqueles presentes nos pulsares. Nos casos dos núcleos ativos, o campo magnético pode ser fornecido pela matéria constantemente atraída para a região central das galáxias.

O problema em considerar os núcleos ativos como fonte dos raios cósmicos ultra-energéticos é que, primeiramente, partículas de altíssimas energias encaram grandes perdas na região de aceleração devido ao campo de radiação intenso presente nos núcleos, e segundo, a distribuição espacial dos objetos deveria dar origem ao corte GZK do espectro observado.

Desde 2004, o Observatório Pierre Auger, coletou um milhão de eventos de raios cósmicos, e cerca de 94 eventos com energias excedentes a 40 EeV. é esperado que para valores de energia acima de 55 EeV, ocorra a supressão do fluxo do efeito GZK. Primeiramente, foram examinados dados coletados antes de junho de 2006. Foi explorada uma correlação entre as direções de chegada e a posição de alguns AGN's conhecidos, levando em consideração muitos fatores distintos: um corte para a distância máxima de um AGN, um corte para a energia mínima dos raios cósmicos, e a separação angular de um evento em relação a um AGN.

A Colaboração Auger observou [24] uma forte correlação entre as direções de chegada dos raios cósmicos e as vizinhanças de um AGN. Foram observados 27 eventos com energias maiores que 60 EeV, sendo 15 desses eventos localizados com 3,1 graus em relação ao AGN mais próximo, cuja distância à Terra é da ordem de 75 Mpc (cerca de 250 milhões de anos-luz). Foram fixados valores dos parâmetros de correlação e aplicados aos novos dados do Auger coletados após junho de 2006 e mais recentemente antes de agosto de 2007, confirmando a correlação.

A interpretação desses resultados exige um pouco de cuidado. Utilizou-se um catálogo de AGN que é conhecidamente incompleto - catálogo Veron-Citty, especialmente nas direções nas quais se conhece a existência de forte poeira galáctica, e a cerca de 300 milhões de anos-luz da Terra. Nota-se que muitos dos eventos que não parecem estar próximos ao AGN são devido às suas proximidades com o plano galáctico. Os AGN's tendem a ser distribuídos nas vizinhanças das galáxias, e com as estatísticas as quais baseamos os nossos dados podemos apenas afirmar que as fontes

dos raios cósmicos estão correlacionadas com a distribuição de matéria na galáxia, incluindo os AGN. Entretanto, devido às altas energias dos processos envolvidos, nossos dados indicam os uma baixa probabilidade de isotropia na direção de chegada dos raios cósmicos, apontando para uma provável anisotropia. Na figura 1.1 as linhas contínuas representam a borda do campo de visão (ângulos zenitais menores que 60°). A cor escura indica grande exposição e a linha pontilhada representa o plano supergaláctico.

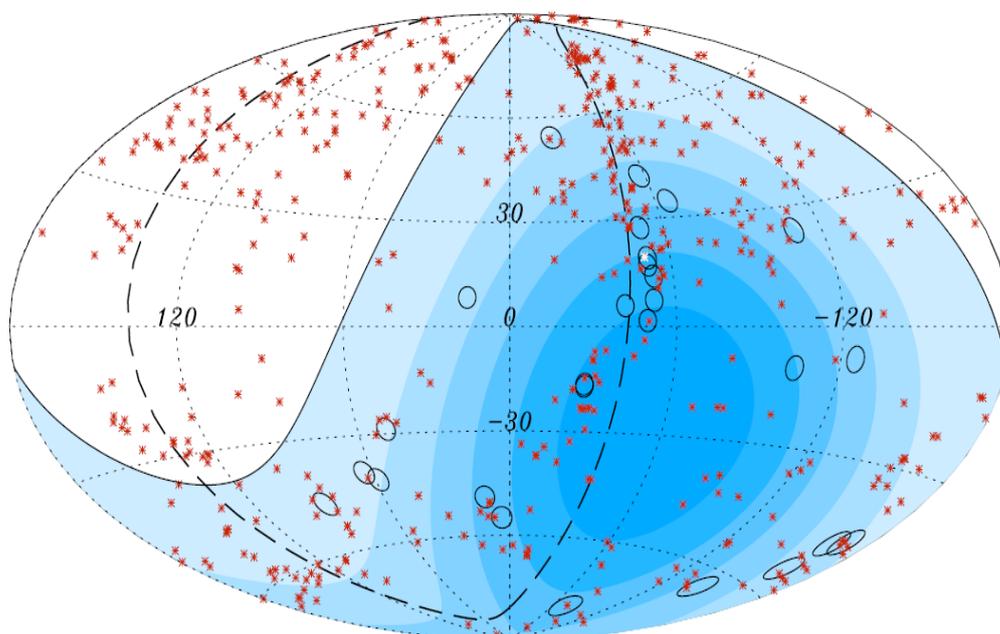


Figura 1.1: Projeção da esfera celeste em coordenadas galácticas com círculos de raio $3,1^\circ$ no centro das direções de chegada dos 27 raios cósmicos de energia mais alta observada.

Capítulo 2

Chuveiros atmosféricos

Um chuvaire atmosférico é uma cascata de partículas, que apresenta um desenvolvimento longitudinal e lateral, gerado pela interação de um único raio cósmico primário de alta energia com a região próxima ao topo da atmosfera. Inicialmente, o número de partículas se multiplica e, então, atinge um máximo e é atenuado à medida que as partículas secundárias passam a carregar energia abaixo de um certo valor de corte para a produção de novas partículas.

O físico francês Pierre Auger e colaboradores [4], em 1938, descobriu a existência dos chuvaire atmosféricos. Usando algumas contadores Geiger separados por uma distância de até 300 m, Auger mostrou a correlação temporal e espacial das partículas que chegavam ao plano dos detectores, graças à evolução da eletrônica permitindo a detecção em coincidência. Um chuvaire atmosférico induzido por um raio cósmico pode ser separado em três componentes: eletromagnética, muônica e hadrônica. O chuvaire cósmico consiste de um feixe de hádrons de alta energia no qual a componente eletromagnética se propaga de forma contínua ao longo da linha do feixe. Essa propagação é primeiramente realizada por fótons devido ao decaimento de píons neutros e partículas η . Cada fóton de alta energia gera um sub-chuvaire eletromagnético por produção de pares, a partir de seu ponto de injeção. Nucleons e outros hádrons de alta energia contribuem de forma mais significativa para a cascata hadrônica. O decaimento de píons e káons carregados de baixa energia alimenta a componente muônica.

A cada interação hadrônica, pouco mais de um terço da energia vai para a

componente eletromagnética. Como a maioria dos hádrons interage novamente, a maior parte da energia primária eventualmente é direcionada para a componente eletromagnética. Sendo assim, devido a rápida multiplicação das cascatas eletromagnéticas, elétrons e pósitrons são as partículas mais numerosas dos chuueiros atmosféricos. Logo, a maior parte da energia do chuueiro é dissipada em perdas por ionização devido aos elétrons e pósitrons. Desta forma, podemos pensar na atmosfera como sendo um calorímetro, ou seja, a atmosfera como sendo o próprio detector.

O número de múons de baixa energia (1 a 10 GeV) aumenta à medida que o chuueiro se desenvolve e depois se estabiliza, visto que os múons raramente interagem drasticamente, mas perdem energia relativamente devagar por ionização do meio. Em contraste, o número de elétrons e pósitrons decresce rapidamente depois do máximo pois os processos de criação de pares e *bremstrahlung* subdividem a energia até ficar abaixo de uma certa energia crítica ($\epsilon_c \sim 85$ MeV [49]), após a qual os elétrons perdem rapidamente a energia restante para a ionização.

2.1 Características básicas

Conforme será visto no capítulo referente à análise, neste trabalho são realizadas simulações com chuueiros atmosféricos extensos, dando relevância aos eventos de fluorescência. Devido aos modelos utilizados para ilustrar o desenvolvimento dos chuueiros, será dada maior importância às características do chuueiro ao longo do eixo principal e de acordo com o desenvolvimento através da atmosfera terrestre. As características dos chuueiros serão discutidas em termos de um modelo proposto por Heitler [26] para chuueiros eletromagnéticos. O tratamento para chuueiros hadrônicos foi feito através de uma extensão do modelo de Heitler e foi proposto por Matthews [27].

2.1.1 Chuveiros eletromagnéticos

Heitler [26] propôs este modelo para cascatas puramente eletromagnéticas, mas sua estrutura básica pode ser aplicada também a chuueiros iniciados por hádrons. Vamos considerar o processo de ramificação mostrado na figura 2.1. Pode-se pensar cada segmento como sendo uma partícula ou um pacote de energia. Em cada vértice, a energia de um segmento é dividida em duas partes. Na mesma figura, um elétron (ou um pósitron) irradia um fóton depois de atravessar uma distância $d = \lambda_r \ln 2$ (onde o λ_r refere-se ao comprimento de onda da radiação), para a qual o processo de divisão acontece. Depois de atravessar a mesma distância, um fóton se divide em um par e^+e^- . Considera-se que em ambos os casos a energia da partícula (elétron ou fóton) é dividida igualmente entre as duas partículas finais. Depois de $n = X/(\lambda_r \ln 2)$ ramificações, o número de partículas é:

$$N(X) = 2^n = e^{X/\lambda_r} \quad (2.1)$$

onde X é o caminho percorrido ao longo do eixo do chuveiro. Considerando que toda a energia está na parte eletromagnética, a profundidade X , a energia por segmento é:

$$E(X) = E_0/N(X) \quad (2.2)$$

As divisões ocorrem enquanto $E(X) > \epsilon_c^\gamma$, uma energia crítica para o processo, onde γ indica que a expressão para chuueiros puramente eletromagnéticos. A multiplicação cessa quando as energias das partículas são muito pequenas para que ocorra produção de pares ou *bremstrahlung*, ou seja, quando estiverem abaixo da energia crítica ϵ_c^γ .

Consideremos um chuveiro iniciado por um único fóton ou elétron de energia E_0 . A cascata atinge seu tamanho máximo $N = N_{max}$ quando todas as partículas possuírem energia ϵ_c^γ , de maneira que $E_0 = \epsilon_c^\gamma N_{max}$

A profundidade a qual o número de partículas é o maior possível, X_{max} , é obtida determinando-se o número de comprimentos λ_r necessários para que a energia por

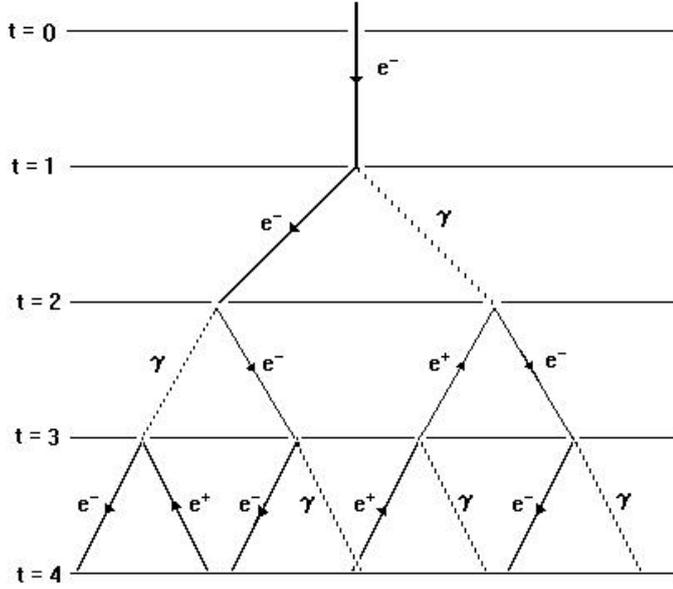


Figura 2.1: Processo de ramificação para uma cascata eletromagnética.

partícula seja reduzida a ϵ_c^γ . Como $N(X_{max}) \equiv N_{max} = 2^{n_c}$, obtemos

$$n_c = \frac{\ln(E_0/\epsilon_c^\gamma)}{\ln 2} \quad (2.3)$$

então,

$$X_{max}^\gamma = n_c \lambda_r \ln 2 = \lambda_r \ln \frac{E_0}{\epsilon_c^\gamma} \quad (2.4)$$

A taxa de aumento de X_{max} com E_0 , chamada de razão de alongamento (*elongation rate*, Λ), é definida como:

$$\Lambda \equiv \frac{dX_{max}}{d \log_{10} E_0} \quad (2.5)$$

O modelo superestima a razão de elétrons em relação a fótons, predizendo que, após algumas gerações, o número de elétrons se aproxima de $N_e = \frac{2}{3} N_{max}$. Este valor é exagerado, principalmente pelo fato que geralmente mais de um fóton é irradiado durante o processo de *bremstrahlung*. Além disso, muitos elétrons e pósitrons se dissipam no ar, devido ao espalhamento. Foram realizadas simulações que comprovam que o número de fótons extrapola de forma bastante considerável o número de elétrons durante o desenvolvimento do chuva. Com relação aos máximos, o número de fótons excede o número de elétrons e pósitrons por um fator maior que 6.

Na verdade, o número máximo de elétrons é uma ordem de grandeza menor do que o predito pelo modelo de Heitler. Para extrair o número de elétrons N_e do tamanho total N do modelo de Heitler, é adotado um fator de correção:

$$N_e = N/g \quad (2.6)$$

com um valor constante de $g = 10$ [27].

Embora apresente limitações, o modelo de Heitler reproduz duas características básicas e importantes de chuveis eletromagnéticos, são elas:

- O número máximo de fótons no chuveiro é diretamente proporcional a energia ($N_{max} \propto E_0$).
- A profundidade X_{max} é diretamente proporcional ao logaritmo da energia $X_{max} \propto \ln(E_0)$.

2.1.2 Chuveiros hadrônicos

Uma extensão do método de Heitler para o caso de cascatas hadrônicas é discutido por Matthews [27]. Imagina-se a atmosfera dividida em camadas de espessura $\lambda_i \ln 2$, onde λ_i representa agora o comprimento para a interação de partículas sujeitas à força forte. Assume-se que λ_i seja constante e representa uma boa aproximação para interações na faixa de 10-1000 GeV. Para píons no ar, tem-se que $\lambda_i \sim 120 \text{ g.cm}^{-2}$ [49].

Os hádrons interagem após atravessar uma camada, produzindo N_c píons carregados e $\frac{1}{2}N_c$ píons neutros. Um π^0 decai imediatamente em fótons, iniciando chuveis eletromagnéticos. Os píons carregados interagem ao chegar à próxima camada. O processo continua até que os π^\pm fiquem abaixo da energia crítica ϵ_c^π a partir da qual devem decair, gerando múons.

Vamos considerar que o raio cósmico primário seja um próton de energia E_0 penetrando na atmosfera. Após n interações haverá um total de $N_\pi = (N_c)^n$ píons carregados. Considerando que a energia é igualmente dividida durante a produção de novas partículas, estes píons irão carregar uma energia total de $(2/3)^n E_0$. O restante da energia primária E_0 dá origem a chuveis eletromagnéticos devido a

decaimentos de π^0 . A energia por pión carregado na camada atmosférica n é

$$E_\pi = \frac{E_0}{\left(\frac{3}{2}N_{ch}\right)^n}. \quad (2.7)$$

Após um certo número n_c de camadas atmosféricas, E_π torna-se menor que ϵ_c^π . O número de interações necessárias para que $E_\pi = \epsilon_c^\pi$ é

$$n_c = \frac{\ln[E_0/\epsilon_c^\pi]}{\ln[\frac{3}{2}N_c]} \quad (2.8)$$

A energia primária é dividida entre N_π e N_{max} partículas eletromagnéticas em sub-chuveiros. O número de múons é $N_\mu = N_\pi$. A energia total é dada por

$$E_0 = \epsilon_c^e N_{max} + \epsilon_c^\pi N_\mu. \quad (2.9)$$

Ajustando o fator de escala para o número de elétrons $N_e = N_{max}/g$,

$$E_0 = g\epsilon_c^e \left(N_e + \frac{\epsilon_c^\pi}{g\epsilon_c^e} N_\mu \right) \sim 0,85\text{GeV}(N_e + 24N_\mu) \quad (2.10)$$

Esta equação representa a conservação da energia primária. A magnitude relativa entre as contribuições de N_μ e N_e é determinada por suas respectivas energias críticas. A importância deste resultado é que E_0 é calculável se N_e e N_μ forem medidos. X_{max} é a profundidade atmosférica na qual os elétrons e fótons do chuvaire atmosférico atingem seus números máximos. A componente eletromagnética é gerada por fótons provenientes do decaimento de píons neutros. A primeira interação fornece $\frac{1}{3}E_0$ para estes fótons. Este processo é seguido de sub-chuveiros eletromagnéticos gerados a cada ponto subsequente da interação. Neste modelo, somente a primeira geração de chuvaire eletromagnéticos é levada em consideração para estimar a profundidade em que o chuvaire alcança seu tamanho máximo. A primeira interação ocorre a uma profundidade atmosférica $X_0 = \lambda_i \ln 2$, onde λ_i é, neste caso, o comprimento para a interação de um próton primário. Cada fóton inicia um chuvaire eletromagnético de energia $E_0/(3N_{ch})$, desenvolvendo-se em paralelo com os outros. A profundidade do máximo é então obtida para um chuvaire eletromagnético de energia $E_0/(3N_c)$, iniciado à profundidade X_0 ,

$$X_{max}^p = X_0 + \lambda_r \ln \left[\frac{E_0}{3N_{ch}\epsilon_c^e} \right]. \quad (2.11)$$

Esta equação pode ser escrita em termos da profundidade do máximo para cascatas eletromagnéticas,

$$X_{max}^p = X_{max}^\gamma + X_0 - \lambda_r \ln[3N_c] \quad (2.12)$$

onde X_{max}^γ é a profundidade do máximo para chuviros eletromagnéticos.

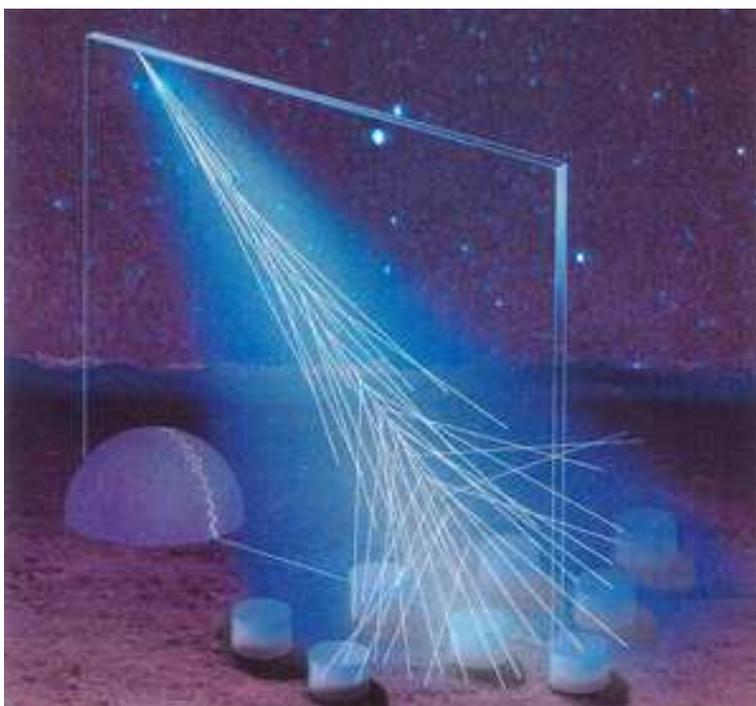


Figura 2.2: Desenvolvimento de um chuveiro atmosférico até atingir os detectores de superfície do Observatório Pierre Auger.

2.2 Núcleos primários

Um dos problemas principais da física dos chuviros atmosféricos é determinar a composição química dos raios cósmicos primários. Se quisermos usar parâmetros mensuráveis dos chuviros atmosféricos para este propósito, primeiramente precisamos saber como tais chuviros gerados por núcleos pesados diferem daqueles iniciados por prótons ou núcleos leves.

O modelo mais simples, e que é adequado em muitos casos, é o modelo de superposição. Supõe-se que um núcleo de massa A e energia total E_0 é equivalente a A nucleons independentes, cada um com energia E_0/A . Para o desenvolvimento

de um chuvaire atmosférico iniciado por um núcleo, a distribuição de pontos da primeira interação de cada nucleon desempenha um papel importante. Estes pontos são considerados como sendo a profundidade na atmosfera da primeira interação inelástica de cada nucleon com um núcleo alvo. O modelo de superposição assume que a distribuição das primeiras interações é a mesma do que se os nucleons tivessem chegado separadamente na atmosfera, ou seja,

$$\frac{P_1}{X} = \exp[-X/\lambda_i] \quad (2.13)$$

No modelo de superposição, tem-se que

$$X_{max} = X_{max}^p - \lambda_r \ln(A). \quad (2.14)$$

Os chuvaireos que são iniciados por raios cósmicos primários pesados, em média se desenvolvem mais rápido, ou seja, são menos penetrantes do que chuvaireos iniciados por prótons de mesma energia. Por outro lado, o efeito é somente logarítmico, o que torna as diferenças em X_{max} muito pequenas, de primário a primário. Então, observando apenas este parâmetro, dados os experimentos existentes atualmente, somos capazes apenas de distinguir grupos de núcleos de massas bastante diferentes. Outra característica importante dos chuvaireos gerados por primários pesados é que as flutuações em seu desenvolvimento longitudinal são menores do que para núcleos leves. Isto acontece simplesmente pelo fato de que um núcleo é um feixe de vários nucleons incidentes. Seu desenvolvimento longitudinal é, na verdade, uma média do desenvolvimento longitudinal dos seus constituintes.

2.3 Simulação de chuvaireos atmosféricos extensos

Conforme mencionado anteriormente, ao invés de se calcular o número de elétrons produzidos pelos chuvaireos extensivos de ar, primeiro temos que conhecer a sua distribuição longitudinal de energia. Além disso, as parametrizações são muito úteis para outras aplicações em raios cósmicos, onde a distribuição de energia dos elétrons é de interesse, como por exemplo no cálculo do rendimento da fluorescência, que é

o propósito deste trabalho. A parametrização permite descrever o desenvolvimento longitudinal do chuveiro com bastante veracidade. Exemplos para o cálculo de Cherenkov são realizados por códigos híbridos de simulação¹ como o CONEX [28], que é um programa para a simulação dos sinais do detector de fluorescência. De posse da parametrização própria do desenvolvimento longitudinal do espectro de energia, o perfil da energia longitudinal depositada pode ser calculado analiticamente usando um fator de conversão da energia média depositada por partícula carregada em um chuveiro. Neste trabalho, será apresentada no capítulo 5 a descrição para a parametrização do rendimento da fluorescência usando um método semelhante, porém esta medida será extraída diretamente das simulações realizadas.

Para encontrar uma parametrização própria do espectro de energia dos elétrons, o código de simulação de raios cósmicos CORSIKA [29] foi usado para obter algumas distribuições para chuveiros de diferentes combinações de energia primária, ângulo do zenith e massa. Além disso, o CORSIKA tem sido utilizado para calcular o perfil longitudinal dos fótons de Cherenkov produzidos. O CORSIKA, programa de simulação baseado em física conhecida, serve para validar uma descrição parametrizadas dos chuveiros. Em nosso trabalho, as simulações de Monte Carlo são realizadas usando o FDSim [30] e a análise foi feita usando, como foi dito anteriormente, um código misto de simulação, de forma que o sinal total simulado a partir dos dados do AugerObserver possa ser produzido usando chuveiros com combinações bastante semelhantes de energia e X_{max} . Tais procedimentos serão detalhados no capítulo 5.

2.4 Radiação Cherenkov

Como as partículas carregadas das componentes eletromagnéticas de chuveiros atmosféricos são sempre relativísticas, produzem radiação Cherenkov na atmosfera. No caso de experimentos que usam técnicas de fluorescência tal como o Observatório Pierre Auger, é preciso eliminar o fundo constituído por esta radiação Cherenkov

¹Códigos híbridos de simulação combinam simulações de Monte Carlo, que são baseadas na trajetória da partícula com um tratamento analítico ao invés de reduzir a um tempo computado muito pequeno para as simulações completas dos chuveiros atmosféricos extensos nas energias do Auger.

para se obter o sinal de fluorescência na atmosfera.

A emissão de radiação Cherenkov é produzida quando uma partícula atravessa um meio material com velocidade superior à velocidade da luz no meio. Para um certo meio de índice de refração $n(\lambda)$, existe uma velocidade mínima para as partículas carregadas que emitem fótons de Cherenkov com comprimento de onda λ , dada por

$$v > \frac{c}{n(\lambda)} \quad (2.15)$$

onde $n(\lambda)$ é o índice de refração do meio de propagação expresso em função de um fóton com comprimento de onda λ . O ângulo de emissão, é dado por

$$\cos \theta_C = \frac{1}{n(\lambda)\beta}, \quad (2.16)$$

$$\beta = \frac{v}{c}, \quad (2.17)$$

onde θ_C é o ângulo com respeito à direção da velocidade da partícula, a qual é dependente do comprimento de onda dos fótons emitidos em função da velocidade da partícula carregada. Para um tratamento quantitativo, o número de fótons de Cherenkov dN_γ produzido por uma simples partícula relativística por unidade de comprimento é dado por:

$$\frac{dN_\gamma}{dl} = 2\pi Z^2 \alpha \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{n^2(\lambda)\beta^2} \right) \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (2.18)$$

onde Z é a carga da partícula ionizante em unidades de e e α é a constante de estrutura fina.

Em contraste com a radiação de fluorescência, a radiação Cherenkov não é produzida isotropicamente. Sendo assim, é necessário conhecer não só o número de fótons Cherenkov produzidos, mas também a sua distribuição angular. Se ambas as quantidades são dadas, o fundo esperado no detector dos sinais de fluorescência através da radiação Cherenkov é diretamente calculado. Dependendo das condições atmosféricas, um certo número de fótons se espalham e são absorvidos pelo detector.

O detector de fluorescência do Observatório Pierre Auger mede o fluxo de luz com comprimento de onda de 300-400 nm. Nesta análise, para se calcular esta

fluorescência, é utilizado o programa FDSim [31]. A quantidade de luz Cherenkov que atinge o diafragma do detector de fluorescência depende fortemente da geometria do chuveiro, portanto, a luz Cherenkov direta possui a mesma ordem de magnitude da luz fluorescente, tal fato explica-se devido à própria natureza de ambas as radiações terem comprimento de onda na faixa do ultravioleta.

Sabendo que a contribuição para o espalhamento de Cherenkov da detecção do sinal total depende somente fracamente do ângulo de visão, a quantidade total de luz Cherenkov espalhada que atinge o detector é mais ou menos da mesma ordem se comparada à situação anterior. Devido ao grande ângulo de visão e distância de observação, a duração do perfil da luz detectada é relativamente grande, e vice-versa no caso de pequenos ângulos de visão e pequenas distâncias.

Considerando então a natureza das radiações e a contribuição de ambas, fica claro que a contribuição do ruído de fundo de Cherenkov não pode ser ignorada no sinal obtido no detector de fluorescência, além disso, a quantidade total de luz aumenta, junto com a dependência temporal da curva de radiação, que contém a composição do sinal total. Esta curva, por sua vez, é alterada se comparada com o sinal puro do detector de fluorescência.

2.4.1 Parametrização da distribuição angular de fótons Cherenkov

Para determinar a contribuição de Cherenkov para corrigir os perfis luminosos usando técnicas de fluorescência, a distribuição angular com respeito ao eixo do chuveiro deve ser considerada. Nesta seção, uma parametrização baseada nas simulações do CORSIKA é introduzida. Esta parametrização leva em conta duas dependências: a dependência do índice de refração e a dependência da idade do chuveiro. Ressaltamos aqui, que não desenvolvemos estas parametrizações neste trabalho, porém elas nos mostram um método interessante, principalmente quando diz respeito à introdução de polinômios de terceira ordem para o cálculo da idade do chuveiro. Um mecanismo semelhante a este usamos em parte, no capítulo 5, quando colocamos parametrizações *ad hoc* para o cálculo do rendimento da fluorescência em diversas

altitudes.

As parametrizações calculadas [32] devem considerar a distribuição angular dos fótons de Cherenkov com respeito ao eixo do chuveiro. Um desses efeitos é relacionado ao estado de desenvolvimento (idade do chuveiro) e o outro tem relação com o ponto de emissão. Ao invés de levar em conta ambos os efeitos, a dependência do índice de refração e a idade do chuveiro, adota-se uma hipótese para a descrição analítica:

$$\begin{aligned} A_\gamma(\theta, h, s) &= A_\gamma(s) \cdot A_\gamma(\theta, h) \\ &= a_s(s) \frac{1}{\theta_c(h)} \exp\{\theta/\theta_c(h)\} \end{aligned} \quad (2.19)$$

onde a_s é um polinômio de segunda ordem na idade do chuveiro [32], θ é o ângulo zenital, θ_c é o ângulo de Cherenkov, h é a altitude em relação ao solo, s um termo radial variável na função de parametrização e o termo exponencial depende somente da altitude, h . A expressão para A_γ pode ser estendida para:

$$A_\gamma(\theta, h, s) = a_s(s) \frac{1}{\theta_c(h)} \exp\{-\theta/\theta_c(h)\} + b_s(s) \frac{1}{\theta_{cc}(h)} \exp\{-\theta/\theta_{cc}(h)\}. \quad (2.20)$$

Nesta expressão, a idade do chuveiro é incluída por polinômios de terceira ordem, onde θ_{cc} representa a contribuição do ângulo de Cherenkov associada aos termos de ordem superior. A escolha dessas parametrizações é *ad hoc* e está detalhada em [32]:

$$\begin{aligned} a_s(s) &= a_0 + a_1 s + a_2 s^2 \\ b_s(s) &= b_0 + b_1 s + b_2 s^2. \end{aligned} \quad (2.21)$$

A dependência dos coeficientes é levada em conta por fatores exponenciais

$$\begin{aligned} \theta_c(h) &= \alpha \cdot E_{thr} \\ \theta_{cc}(h) &= \gamma \cdot \theta_c(h) \end{aligned} \quad (2.22)$$

onde E_{thr} é a energia de limiar e γ o fator de dependência do ângulo de Cherenkov.

Devido às características individuais de cada chuveiro e devido ao fato de cada um deles se desenvolver na atmosfera de forma mais ou menos inclinada, cada um dos chuveiros acaba se desenvolvendo sob condições bastante diferentes, exibindo comportamentos distintos no que diz respeito ao índice de refração e à idade do chuveiro. Estas variações resultam em diferentes condições para a distribuição angular

dos fótons de Cherenkov. Os parâmetros usados na equações anteriores foram calculados nas simulações feitas pelo CORSIKA nos dão base neste ponto, para apresentar no capítulo 5 as parametrizações para o cálculo do rendimento da fluorescência.

Capítulo 3

Detecção de raios cósmicos ultra energéticos

3.1 Experimentos

O espectro de raios cósmicos, medidos no topo da atmosfera cobre uma faixa de energia que varia da ordem de 10 MeV até a faixa dos 10^{20} eV [33]. As técnicas para a observação desse espectro consistem, entre outros elementos, no uso de veículos, tais como satélites, balões de detecção que são utilizados para monitorar o fluxo de todo tipo de partícula na superfície da Terra, e detectar essas partículas. O espectro pode ser dividido em 4 regiões com limites bem definidos. A primeira abrange energias abaixo de 1 GeV e tem um caráter bastante distinto dos demais. A sua forma e o mecanismo de corte são dependentes de uma modulação solar, ou seja, existe uma correlação inversa entre a intensidade dos raios cósmicos no topo da atmosfera e o nível da atividade solar. A figura 3.1 mostra o espectro de raios cósmicos e regiões físicas de interesse.

A região acima de 1 GeV mostra um espectro com um comportamento da lei de potência, $N(E)dE = KE^{-x}dE$, onde o índice espectral x varia de $2.7 < x < 3.2$. A região entre 1 GeV e a região do *joelho* a 4×10^{15} eV, é caracterizado por um índice $x \approx 2,7$. Estes raios cósmicos são mais comumente produzidos na explosão de supernovas e seus núcleos remanescentes. Na região do *joelho* (4×10^{15} eV) a lei de potência mostra antes de 3.2 uma região denominada *tornozelo* (5×10^{18} eV). A origem dos raios cósmicos nessa região é motivo de muita discussão não havendo

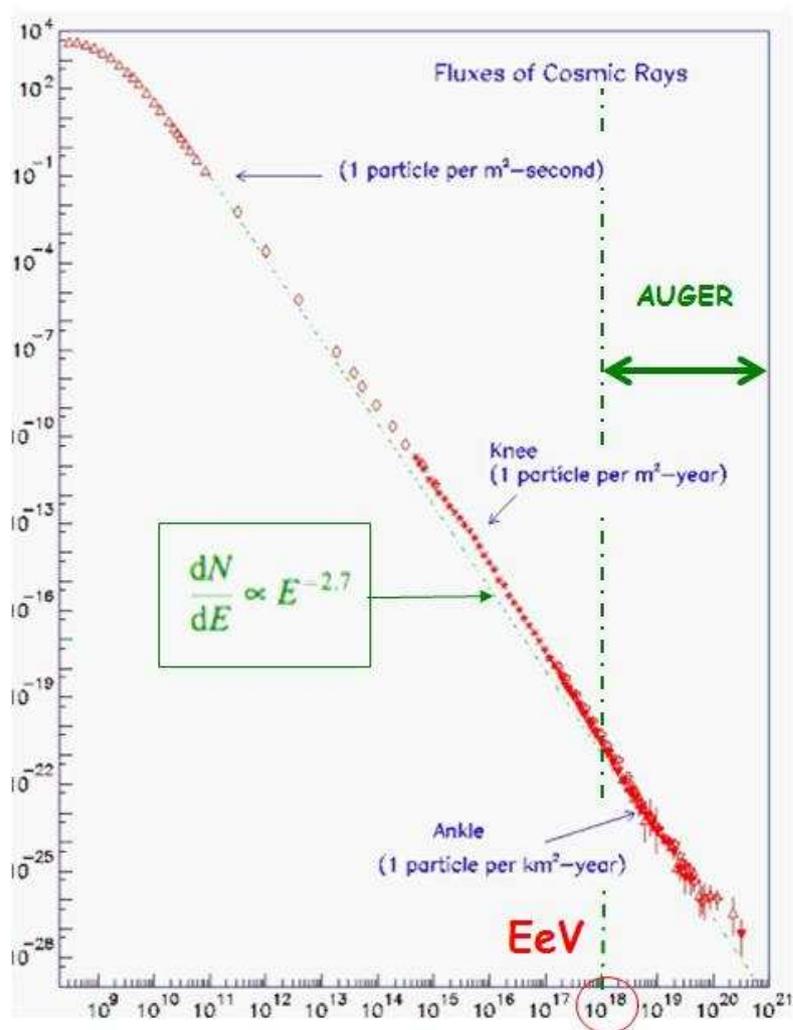


Figura 3.1: Espectro dos raios cósmicos com diferentes regiões físicas de interesse para diversos valores de energia.

ainda um consenso sobre o tema. Acima da região do *tornozelo* o espectro volta a apresentar novamente o índice na ordem de 2.8, o que é interpretado por muitos autores como o cruzamento dos raios cósmicos de origem galáctica com as fontes extragalácticas para os raios cósmicos.

A existência de raios cósmicos com energias acima de 10^{20} eV propõe um quebra-cabeça na astrofísica de altas energias. O primeiro evento dessa ordem foi observado na década de 60 por John Linsley *et al.* no experimento de Volcano Ranch, no Novo México. Desde então, muitos eventos foram observados em diferentes sítios, usando técnicas distintas. Se esses raios cósmicos forem constituídos de matéria comum, isto é, prótons, núcleons, ou ainda fótons, eles participarão dos processos eletromagnéticos durante sua propagação no espaço. Suas energias são diminuídas em decorrência das interações com a radiação cósmica de fundo (CMB), devendo, portanto, atingir a Terra. Após viajar distâncias na ordem de 50 Mpc, suas energias devem ser menores que 10^{20} eV, restringindo, portanto, a possibilidade de objetos astrofísicos convencionais, os quais podem ser fontes desses eventos, e sendo portanto, localizados através de instrumentos astronômicos. Por outro lado, é muito difícil explicar a aceleração de partículas carregadas, com energias superiores a 3×10^{20} eV ou superiores em objetos astrofísicos conhecidos, através das interações eletromagnéticas, as únicas capazes de explicar os mecanismos de aceleração por grandes distâncias e longos períodos.

O Observatório Pierre Auger estuda os raios cósmicos que chegam à superfície terrestre com energias acima de 10^{18} eV. A Colaboração Auger é composta por mais de 15 países e o estudo desenvolvido por ela se concentra na natureza e origem destes raios cósmicos através da medida de seu espectro de energia, direção de chegada e composição.

O Auger faz uso da técnica de fluorescência na identificação dos eventos, além de detectores de superfície (que mede Cherenkov na água). Combinando técnicas complementares, a análise de dados se beneficia das medidas feitas pelo calorímetro de fluorescência e pela uniformidade do detector de superfície. O arranjo total consiste de 1600 tanques de Cherenkov dispostos em uma rede triangular distantes 1,5 km

um do outro espalhados em uma área de 3000 km². O sítio sul está localizado em Pampa Amarilla próximo a cidade de Malargue, na província de Mendoza, na Argentina a 35.2° latitude sul, 69.2° longitude oeste. Está previsto ainda a construção de outro sítio experimental no hemisfério Norte, que será no Estado do Colorado, EUA, a 39.1° latitude norte, 112.6° longitude oeste. A localização para a escolha de ambos os sítios foi devida às condições climáticas (atmosfera limpa, clima seco, pouca iluminação proveniente de fundo de luz) e ao fato de serem localizados em hemisférios distintos, o que permite o estudo de um maior número de objetos celestes e possibilita uma maior cobertura da esfera celeste.

O sítio sul já se encontra concluído e o sítio norte terá a mesma classe de detectores, diferindo, porém na disposição do arranjo dos tanques de SD que serão dispostos de forma retangular, e não triangular, como ocorre no sítio sul. Ambos com 24 olhos de fluorescência cada um que possibilitam medir o desenvolvimento longitudinal de cascatas de chuveiros sob noites claras e sem lua. O sítio sul, em Malargue, está em uma área elevada a 1400 m acima do nível do mar, podendo assim, observar um chuveiro atmosférico próximo ao seu ponto máximo.

Os telescópios de fluorescência coletam a luz emitida por átomos excitados por partículas carregadas na atmosfera, dentro de um campo de visão de 30°×30°. Ambas as técnicas de detecção do Observatório Pierre Auger foram testadas extensivamente em experimentos anteriores, tais como: Haverah Park Detector (superfície - tanques de água) e Fly's Eye (fluorescência) e AGASA.

Para garantir que a detecção tenha máxima eficiência é indispensável que a calibração inicial e o subsequente monitoramento contínuo de cada tanque Cherenkov seja feito remotamente. O sistema de comunicação dos tanques com a sede do Observatório é feito por um sistema de rádio semelhante à telefonia celular. Cada tanque possui uma antena que se comunica com uma central de aquisição de dados eliminando assim qualquer conexão via fio fazendo com que cada tanque seja autônomo. Cada tanque opera com um sistema de potência com baterias carregáveis por meio de painéis solares.

Com o detector de superfície, reconstrói-se a energia do raio cósmico primário,

sua direção de chegada e tem alguma indicação de composição. Pelo detector de fluorescência, obtém-se além da direção de chegada, a fração da energia do primário que foi para a parte eletromagnética e a profundidade do máximo.

A idéia de empregar uma técnica de detecção híbrida é possibilitar o controle de erros através de medidas independentes. Os dois detectores (fluorescência e superfície) operando em conjunto, fornecem, juntos, medidas de energia mais confiáveis e medidas de direções de chegada, tão bem como medidas da massa do primário em caminhos complementares. Antes de descrevermos o Observatório Pierre Auger em detalhes, vamos dissertar acerca de alguns experimentos anteriores que tiveram grande relevância para o desenvolvimento da Física de Raios Cósmicos. Informações mais detalhadas a respeito de cada um deles pode ser encontrada nas referências pertinentes.

Haverah Park - Este experimento [34] foi construído na Grã-Bretanha, e era composto por detectores Cherenkov em formatos distintos. Os detectores estavam dispostos em uma área de 12 km^2 , possuíam água em seu conteúdo e ficaram lacrados por mais de 20 anos, durante todo o período de tomada de dados.

SUGAR - O SUGAR (*Sidney University Ground Array Recorder*) [35] era o único detector de raios cósmicos do hemisfério Sul até o início da construção e operação do Observatório Pierre Auger. O SUGAR era composto por 54 estações autônomas, sendo cada uma delas separadas por uma distância de 1,6 km em uma área total de 60 km^2 . Cada estação tinha um par de detectores cintiladores de 6 m^2 de área enterrados a 1,7 abaixo do solo. O grande resultado do experimento SUGAR consistiu nos dados que indicavam uma correlação de vários eventos de raios cósmicos detectados na direção do centro galáctico. Esta correlação foi feita por pesquisadores do projeto Auger usando dados antigos [24].

Volcano Ranch - Este experimento foi o primeiro a registrar um evento com energia acima de 10^{20} eV . Era um experimento composto por um arranjo de detectores de superfície de 3 m^2 , separados cada um por uma distância de 900 metros, em uma área de 8 km^2 .

AGASA - Este experimento (*Akeno Giant Air Shower Array*) [36] possuía um

detector composto de quinze cintiladores. Foi contruído no Japão e operou na década de 90 de maneira estável. O AGASA possuía além dos cintiladores, 27 detectores de múons localizados sob absorvedores. Todos os cintiladores estavam dispostos em um arranjo que ocupava uma área de 12 km^2 com um espaçamento entre os cintiladores de 3 km. Neste detector, cada estação foi instalada em um sistema conectado com o sistema de computação central através de um conjunto de fibras ópticas. Os cintiladores possuíam $2,2 \text{ m}^2$ de área e 5 cm de espessura. Cada um deles era conectado a uma única fotomultiplicadora. Através das medidas do fluxo de múons em algumas das estações, o AGASA foi capaz de modelar as distribuições muônicas [37, 38] para primários de natureza leve (prótons) ou pesada (núcleos de Ferro). O AGASA concluiu que a componente principal da partícula primária possui massa cada vez menor para energias maiores, indicando que a componente principal dos raios cósmicos ultra-energéticos é mais parecida com prótons [39].

Fly's Eye e Hi-Res - O experimento Fly's Eye [40] operou em Utah entre os anos de 1981 e 1993. Seu detector se localizava no alto de uma montanha de altura 1500 metros situada no campo de provas do exército norte-americano na localidade de Dugway. Ainda na sua fase inicial de operação, o Fly's Eye já possuía uma total cobertura do céu no hemisfério Norte com uma faixa de visão da ordem de 20 km de comprimento. Com este arranjo experimental, foi observado o evento mais energético já reconstruído ($3,2 \times 10^{20} \text{ eV}$), segundo seus cientistas. Na sua segunda fase de operação, o Fly's Eye aumentou a sua capacidade de chuveiros altamente energéticos, construindo mais um detector localizado a uma distância de aproximadamente 12,6 km do primeiro detector. Este conjunto foi denominado HiRes [41] e começou a funcionar em 1986 com previsão de encerrar suas operações no final de 2006, gerando resultados, sendo agora possível a realização de duas medidas distintas de um mesmo chuveiro cósmico. Neste experimento, tal como é feito no Auger, a reconstrução da energia é feita inicialmente pela determinação da linha descrita pelo chuveiro que está contida no plano Chuveiro-Detector (SDP). Esta trajetória pode ser parametrizada em função de uma grandeza chamada parâmetro de impacto (R_p) e do ângulo do chuveiro em relação ao solo (ψ). Cada sinal coletado

na fotomultiplicadora é convertido em uma estimativa de fluxo de fluorescência, escrito em função da profundidade do chuveiro na atmosfera, através da aplicação de correções referentes ao ganho de cada fotomultiplicadora, as perdas que ocorrem no espelho e o fator de atenuação na atmosfera. Os fótons de fluorescência são convertidos em partículas carregadas por um modelo de fluorescência [42]. A partir deste momento, o desenvolvimento do chuveiro é comparado com a parametrização de Gaisser-Hillas [43], onde a energia da partícula primária pode ser estimada pela multiplicação da energia média perdida por partícula carregada pela integração do perfil de fluorescência. Os resultados obtidos pelo HiRes mostram um caminho para a observação da redução do fluxo de partículas na região do GZK. No HiRes, a composição do primário é analisada mediante o *elongation rate*. Esta taxa compara a evolução da profundidade do chuveiro com o aumento do número de partícula mediante aumento da energia. O *elongation rate* é comparado mediante simulações, as quais são sensíveis aos modelos hadrônicos utilizados. Os resultados do HiRes apontam um favorecimento dos primários leves (ricos em prótons) para valores de energia acima de 10^{18} eV. Comparando os resultados de AGASA e HiRes, é possível visualizar a discordância dos fluxos entre os dois experimentos. Os fluxos obtidos pelo AGASA estão deslocados para cima. A ausência de um alinhamento entre os fluxos dos dois experimentos mostra uma diferença na determinação de energia em torno de 30%. Nas medidas de AGASA fica evidente a inexistência de alterações no fluxo de partículas, enquanto que no HiRes é mostrado justamente o oposto, ou seja, uma redução drástica no fluxo de partículas no limiar do GZK, na faixa de $10^{19.5}$ eV. Outra razão de discordância nos resultados reside na localização das fontes pontuais. Os dados de AGASA mostram um agrupamento de eventos com energias acima de 40 EeV [44], fato este, que não foi observado por HiRes. Por outro lado, uma possível correlação dos eventos mais energéticos observada por HiRes, não foi observada por AGASA.

3.2 O Observatório Pierre Auger

O Observatório Pierre Auger foi concebido para medir o fluxo, direção de chegada e composição de massa de raios cósmicos com energias acima de 10^{18} eV até os valores mais altos possíveis de energia com elevada precisão estatística sobre todo o céu. Para alcançar esta cobertura, o Observatório completo contará com dois sítios, um no Hemisfério Sul, já terminado e outro a ser construído no Hemisfério Norte.

Acima de 10^{20} eV, o fluxo de eventos é de aproximadamente 1 por km^2 por século, de maneira que são necessárias grandes áreas para que se consiga um conjunto estatisticamente significativo de dados. O desenho do Observatório Sul foi feito para uma área de 3000 km^2 cobertos por 1600 detectores Cherenkov, dispostos em uma rede triangular com os lados de 1,5 km. Os detectores de superfície são observados por quatro estações contendo seis telescópios cada, os quais detectam luz de fluorescência. Os detectores Cherenkov respondem aos sinais de detecção das partículas do chuveiro (múons, elétrons, pósitrons, fótons e outros hádrons) no nível do solo enquanto que os detectores de fluorescência medem o desenvolvimento longitudinal da radiação emitida pela desexcitação das moléculas de nitrogênio do ar, quando da passagem das partículas carregadas de um chuveiro atmosférico. O conceito inicial para a construção do Observatório, estabeleceu a necessidade de cobertura total do céu e uma redundância nos tipos de tecnologia de observação dos raios cósmicos, com o intuito de reduzir as discrepâncias entre as técnicas que são grandes fontes de erros sistemáticos. Partindo-se desta premissa, o observatório utiliza a tecnologia híbrida na detecção de eventos, combinando os detectores Cherenkov e os telescópios de fluorescência, [45, 46, 47]. Ambos serão descritos com mais detalhes nas seções subsequentes.

As técnicas de superfície e de fluorescência ao se combinarem, formam uma rede de sensores na superfície, aptos a medir o fluxo de partículas que compõem um chuveiro atmosférico ao atingir o solo e uma rede instrumental capazes de medir a luz de fluorescência produzida pela passagem das partículas carregadas do chuveiro que atravessam a atmosfera. O sistema de fluorescência apresenta sensibilidade à

evolução do chuva ao longo da atmosfera, possibilitando a realização de uma medida direta da energia, que é proporcional ao número de partículas presentes no chuva. O sistema de fluorescência é operado apenas nas noites sem lua, devido à presença de suas fotomultiplicadoras bastante sensíveis à luminosidade.

O Auger está na região da cidade de Malargüe, na província de Mendoza, no sudoeste da Argentina, próximo à Cordilheira dos Andes. O Observatório está localizado na latitude 35.2° S e longitude 69.2° W, a cerca de 400 km ao sul da cidade de Mendoza e a 180 km a sudoeste de San Rafael, uma pequena cidade distante 800 km da capital Buenos Aires. A rede de detectores ocupa uma área da ordem de 3000 km^2 , algo em torno de três vezes a área do município do Rio de Janeiro. A região é plana e situada a uma altitude de 1400 m acima do nível do mar.

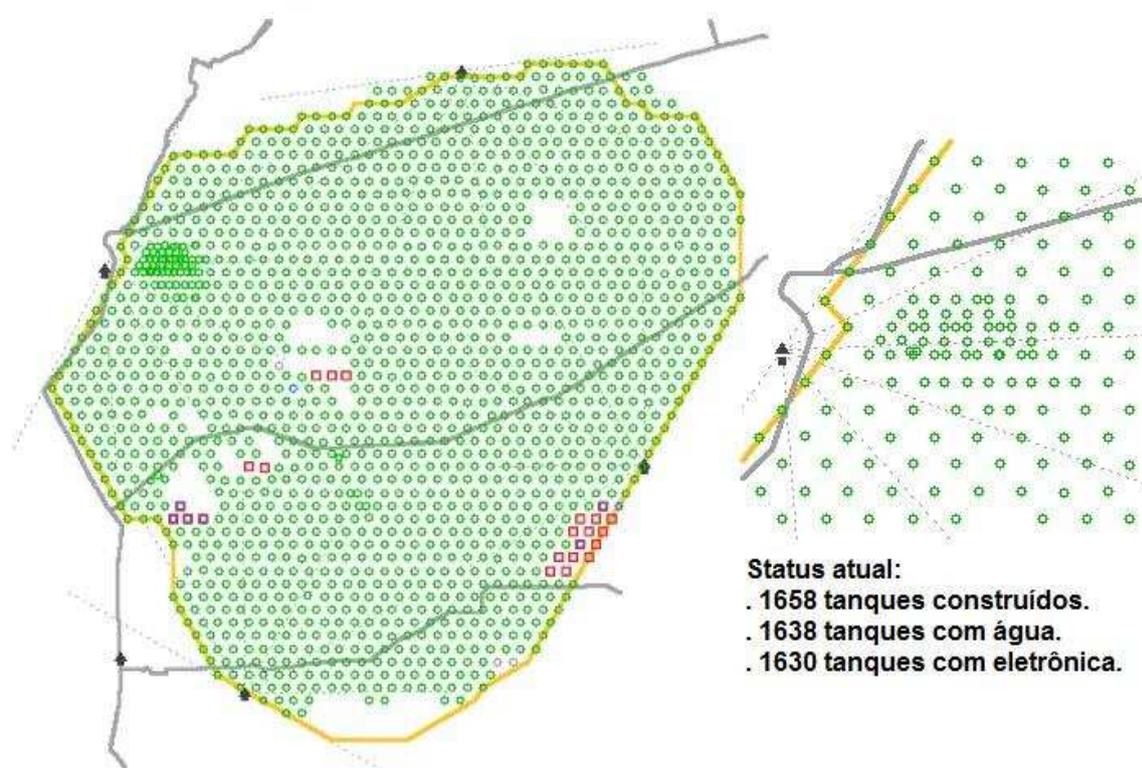


Figura 3.2: Mapa geográfico da região onde está localizado o sítio Sul do Observatório Pierre Auger.

3.2.1 Detector de Superfície

Cada módulo do detector de superfície do Auger é feito com tanques cilíndricos de polietileno, com uma altura total de 1,6 m, uma área transversal de 10 m^2 e uma espessura das paredes de cerca de 13 mm. Cada tanque, possui no seu interior uma estrutura plástica maleável, biologicamente inerte, chamado *liner*, com uma espessura de poucos décimos de milímetros, preto por fora, mas com um material que reflete a luz difusamente por dentro. Os tanques são completamente preenchidos com água purificada.

A luz Cherenkov é coletada por 3 fotomultiplicadoras de 20,32 cm de diâmetro olhando para baixo no volume do tanque, na superfície da água. A eletrônica de *front-end* grava as formas de onda de cada um dos pulsos da fotomultiplicadora para processos de trigger. Eventualmente quando há o acinamento do gatilho, estes dados são enviados para uma estação central para futuros processos por meio de um sistema de comunicação localizado em cada tanque. Um painel solar e uma caixa de bateria, com 2 baterias por tanque, alimentam a eletrônica do tanque.

A qualidade da água usada é de vital importância para um tempo de operação da ordem de 20 anos (vida útil do Auger). Dessa forma, é utilizada uma água deionizada para evitar a proliferação de microorganismos, com grau de pureza de 94% e preservar assim a sua transparência e as características de reflexão do *liner*.

A escolha dos detectores de superfície no processo de detecção de eventos ultra-energéticos se deve ao fato deles oferecerem uma técnica que propicie uma maior abertura de ângulo sólido e proporcione uma maior eficiência de coleta de dados por unidade de tanque. Além disso, foram importantes para a escolha, os vinte anos de funcionamento do arranjo de cerca de 200 tanques em Haverah Park e o baixo custo destes detectores se comparados aos de outras técnicas.

Um parâmetro relevante é o tempo de detecção da frente do chuva de cada tanque. Aproximando a frente de propagação do chuva atmosférico extenso por um plano, em primeira aproximação, temos as coordenadas (x_i, y_i, z_i) de interseção deste plano nos tempos (t_i) de detecção. Todos os dados de posição e tempo são

fornecidos por um sistema de GPS.

A equação 3.2.1 descreve a interseção do plano com determinados pontos (x_i, y_i, z_i) em instantes de tempo (t_i) .

$$\sum_{i=0}^m \vec{n} \cdot \vec{r}_i = ct_i - K \quad (3.1)$$

onde \vec{r}_i e t_i são os pontos (x_i, y_i, z_i, t_i) de interseção do plano de propagação do chuveiro extensivo de ar com os planos dos detectores, ou seja, são coordenadas de posição de cada tanque e o tempo no qual ele detectou a passagem de uma partícula. K é a distância do plano das partículas em $t = 0$, \vec{n} é o vetor perpendicular ao plano de partículas que dá a direção de propagação da partícula primária e c é a velocidade de propagação do plano, que é a velocidade da luz.

Desta forma podemos resolver o sistema de equações e procurar o plano que melhor se ajusta aos dados medidos. Como resultado encontramos as incógnitas \vec{n} e K . A técnica de tanques de água tem comprovado grande eficiência na determinação da direção da partícula primária no experimento Haverah Park, onde foi realizada.

As fotomultiplicadoras produzem o sinal integrado correspondente à luz Cherenkov produzida por todas as partículas dos chuveiros atmosféricos extensos que cruzam o tanque. Obviamente existe uma relação entre a energia da partícula primária e o número de partículas que cruzam os tanques. Quanto maior a energia da partícula primária, maior será o número de partículas que cruzam o tanque. Porém, essa relação não é linear e depende das características de cada chuveiro atmosférico extenso.

Os tanques Cherenkov têm uma altura de coluna de água suficiente para absorver quase completamente a componente eletromagnética de um chuveiro extensivo de ar, pois sua energia média é baixa, da ordem de alguns poucos MeV. Os múons, entretanto, têm a capacidade de penetrar todo o tanque e a separação da amplitude do sinal é capaz de fornecer um método de identificação da fração de múons no chuveiro. Essa separação do sinal é feita através de um FADC (Flash Analogue to Digital Converter). Este método de identificação pode ser usado para se derivar a

composição da massas dos primários.



Figura 3.3: Detector de superfície do Observatório Pierre Auger instalado no sítio Sul, em Malargue.

A calibração dos detectores de superfície está baseada no ajuste do deslocamento temporal do sistema de GPS, relação dinodo/anodo e o sinal de cada fotomultiplicadora. Para ajustar a sincronização, utilizaram-se duas estações testes, ainda na fase de construção do Observatório. Essas estações são chamadas *twin* (gêmeas), pois estão separadas a uma distância de apenas 10 metros, e apresentavam uma taxa de coincidência na ativação das demais estações 1000 vezes maior que os outros pares de estações. Esse aumento na taxa de coincidência ocorria devido à proximidade dos detectores. Detectores bem próximos estão aptos a serem atingidos por chuveciros atmosféricos extensos gerados por partículas primárias de energia mais baixa. Quando se tem energias mais baixas, o fluxo de partículas é aumentado consideravelmente.

Deve se considerar também no processo de calibração os elementos associados aos múons atmosféricos. Os múons são os responsáveis pela composição do *back-*

ground. O sinal desses múons é proporcional à trajetória percorrida no interior dos detectores de superfície, possibilitando que o sinal seja obtido pelo detector durante a aquisição de dados. Quando um múon atravessa um tanque, ele deixa um sinal bastante característico nas fotomultiplicadoras. Para realizar a calibração de cada fotomultiplicadora, deve-se ajustar o ganho de cada fotomultiplicadora, de forma que a distribuição de energia seja praticamente a mesma para cada fotomultiplicadora. Após isto, o ajuste dos ganhos é colocado como um parâmetro de entrada no processo de tomada de dados. Alguns experimentos realizados previamente em laboratório, verificaram uma relação entre o espectro dos múons atmosféricos que atravessam os tanques de superfície e a carga depositada pela passagem de um único múon pelo mesmo tipo de detector. Sabemos que a passagem de múons, faz com que um sistema auxiliar seja acionado em cada tanque, de forma que sejam armazenados apenas os disparos que não pertençam a um evento dentro de um janela temporal da ordem de 6 minutos. Ao fim do processo, monta-se um histograma comparativo. Verifica-se então uma relação direta entre a altura do sinal e a carga depositada. O sistema é responsável pelo ajuste dos ganhos das fotomultiplicadoras de maneira que a resposta do sistema resulta na saída vertical equivalente, concluindo assim o processo de calibração das estações.

3.2.2 Reconstrução dos chuviros coletados pelo SD

O método de reconstrução que será descrito a seguir é fruto dos melhores esforços da Colaboração. Ou seja, foi dedicado grande empenho no intuito de um melhor entendimento das flutuações existentes nos ajustes da função de distribuição lateral [48]. Foi aplicada uma técnica para a estimativa da energia do chuviro, chamada Corte da Intensidade Constante. A reconstrução dos eventos é iniciada com um teste de agrupamento no qual são selecionadas todas as estações ativas, que possuam pelo menos duas estações ativas a uma distância menor que 3,5 km. Todas as estações que satisfaçam este critério são analisadas de forma que possa ser verificada a existência de novas estações ativas dentro do mesmo raio de 3,5 km. Este processo é cíclico, dessa forma, as estações que atendam a este critério de qualidade são sempre

englobadas em um conjunto maior. O procedimento é repetido iterativamente até o segundo nível, até que não existam mais estações para serem adicionadas. Após selecionadas e adicionadas as estações, o traço deixado pelas estações ativas é comparado com uma gaussiana bidimensional que tem todos os parâmetros dimensionais ajustados. Feito isto, estima-se a direção do chuveiro utilizando os tempos de disparo de cada tanque. de forma que os cossenos diretores sejam os estimadores do plano que representa a frente de onda do chuveiro. Nosso método de reconstrução calcula também o raio do chuveiro. Este método é chamado de Método da Frente de Onda Plana.

A primeira estimativa do ponto de impacto do chuveiro e da energia é feita por meio da função de distribuição lateral de Nishigima-Kamata-Graisen [7], descrita pela expressão

$$S(r_c, \theta) = S_{1000} \left(\frac{r_c}{1000} \right)^{\beta(S_{1000}, \theta)} \left(\frac{r_c + 700}{1700} \right)^{\beta(S_{1000}, \theta)} \quad (3.2)$$

O ajuste fino na determinação dos cossenos diretores é realizado após uma primeira estimativa da energia. Isto acontece pois chuveiros de frente curvilínea necessitam do conhecimento prévio do ponto de impacto do chuveiro. A energia, por sua vez, é estimada em função do parâmetro β , pois apresenta uma dependência intrínseca dele, é calculada do sinal a 1000 metros do núcleo do chuveiro. Esse ajuste é repetido cerca de 5 vezes de forma que se tenha uma convergência nos resultados.

3.2.3 Detector de Fluorescência

Os telescópios de fluorescência são construídos dentro de prédios semi-circulares que ficam na periferia do arranjo de tanques. Cada prédio possui 6 telescópios. Os telescópios possuem um ângulo de visão que vai de 2° a 32° em relação ao horizonte e 30° em azimute, de forma que cada olho vê 180° dentro do arranjo de tanques.

Cada telescópio é composto por um espelho esférico de 3,4 m de distância focal, uma câmara de fotomultiplicadoras (440 fototubos em um arranjo de 22x20) disposta no foco do espelho (1,7 m do centro do espelho), um filtro UV e uma lente corretora, conforme mostrado na figura 3.4.

As partículas de um chuvaireo extensivo de ar interagem com átomos de nitrogênio do ar provocando transições que resultam em luz fluorescente. O espectro da luz vista pelos telescópios tem bandas na região entre 300 e 450 nm. O filtro óptico no diafragma do telescópio serve para barrar luz fora dessa faixa de comprimento de onda (luz proveniente de estrelas, luz ambiente, etc) e melhorar a razão sinal/ruído. A emissão de luz de fluorescência é isotrópica e gerada por um enorme número de partículas o que torna possível uma detecção a longas distâncias do centro do chuvaireo.

Na câmara, o sinal do desenvolvimento do chuvaireo extensivo de ar na atmosfera é registrado como uma seqüência temporal de pixels disparados. Utilizando as relações de equivalência entre o sinal eletrônico e o número de partículas, conseguimos reconstruir o número de partículas no chuvaireo atmosférico em função da profundidade atmosférica. O número de partículas em um chuvaireo em função da profundidade atmosférica também pode ser descrito por:

$$N = N_{max} \left(\frac{X - X_0}{X_{max} - X_0} \right)^{\frac{X_{max} - X_0}{\sigma}} \exp \left(- \frac{X_{max} - X_0}{\sigma} \right), \quad (3.3)$$

onde σ faz o papel de comprimento de absorção, com valor típico de cerca de 70 g/cm². Originalmente esta equação foi estabelecida com base em dados de simulação por T. Gaisser e M. Hillas [49], e vem sendo testada através de comparações com dados medidos. Ela fornece uma relação entre o número de partículas (N) e a altitude do chuvaireo extensivo de ar (X) em função dos parâmetros N_{max} , X_{max} , X_0 . Onde N_{max} é o máximo no número de partículas no chuvaireo e X_{max} é a altitude em que tínhamos o máximo no número de partículas. O parâmetro X_0 é livre e N_{max} está relacionado com a energia.

Utilizando o dado experimental de que cada elétron perde 2,2 MeV a cada g/cm² de material atravessado, ou seja, $\frac{dE}{dX} = 2,2 \frac{MeV}{g/cm^2}$ podemos encontrar a energia total liberada pelo chuvaireo multiplicando a taxa de transferência de energia pelo número de partículas $N(X)$:

$$\frac{dE_t}{dX} = 2,2 \frac{MeV}{g/cm^2} N(X) \rightarrow E_t = 2,2 \int N(X) d(X) MeV \quad (3.4)$$

onde E_t é a energia total do chuveiro, ou seja, a energia da partícula primária.

Essa determinação da energia é bastante precisa, pois se baseia no desenvolvimento do chuveiro extensivo de ar como um todo, ao invés de uma amostra temporal como é a medida feita pelos tanques. O telescópio de fluorescência oferece uma medida calorimétrica da energia do chuveiro extensivo de ar, onde o calorímetro é a atmosfera.

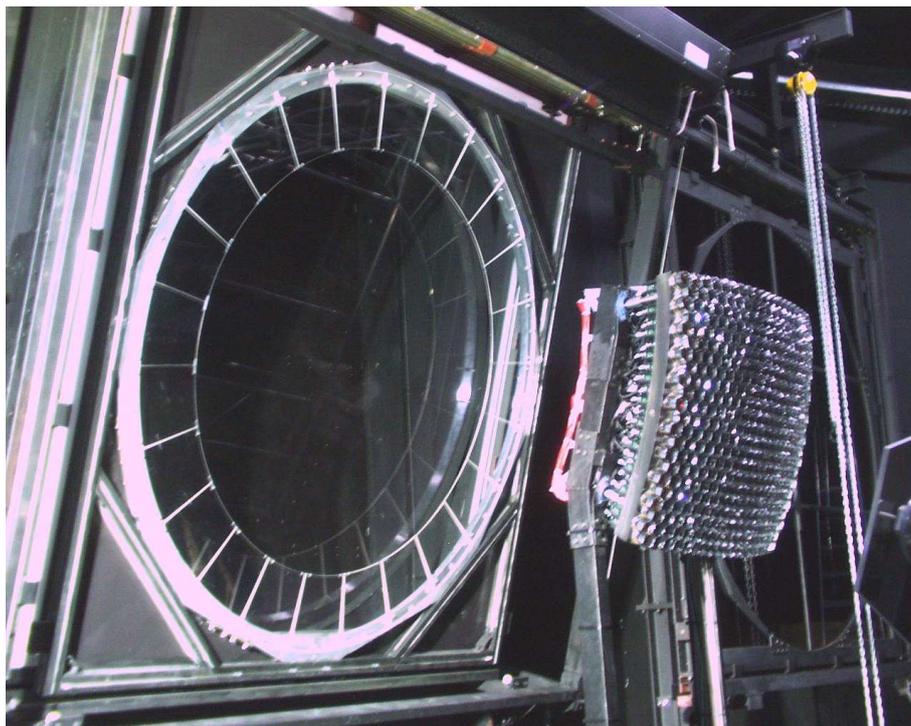


Figura 3.4: Telescópio de Fluorescência do Auger - ao lado da estrutura circular, estão uma das estruturas com as fotomultiplicadoras integradas.

A composição da partícula primária também pode ser estimada através da reconstrução dos dados de fluorescência. Um dos candidatos mais aceitos é o próton. No entanto, se a partícula primária for um núcleo de ferro, por exemplo, a seção de choque aumentará se comparada à seção de choque de um único próton. Isso resultará em um desenvolvimento mais rápido dos chuveiros extensivos de ar iniciados por ferro, em relação aos chuveiros iniciados por prótons, que pode ser detectado pelos telescópios e oferecer um indício do tipo de partícula primária. Esse é um dos aspectos a serem considerados na identificação do primário. Na subseção 3.4.1 é apresentada a teoria sobre a luz de fluorescência na qual se baseia a física dos detectores

de fluorescência e os aspectos relevantes acerca da emissão desta radiação.

Teoria da emissão da luz de fluorescência

A luz de fluorescência induzida por chuveiros atmosféricos extensos presente na atmosfera, é principalmente emitida por moléculas de nitrogênio na região dos comprimentos de onda entre 300 nm e 400 nm. A distribuição angular dessa emissão é isotrópica. De forma geral, considera-se que o rendimento da fluorescência é proporcional à energia depositada por um chuveiro [42]. Por outro lado, uma maneira comum para o cálculo da luz emitida usando chuveiros de ar simulados é a aplicação do número de partículas presentes em cada etapa do desenvolvimento do chuveiro [55]. A seguir, é apresentado um breve resumo teórico acerca da fluorescência do nitrogênio no ar e uma abordagem teórica para o cálculo desta fluorescência através do rendimento de fluorescência de um chuveiro atmosférico extenso baseado na energia depositada por este chuveiro. No capítulo 6, apresentaremos nosso método para o cálculo direto desta fluorescência mediante a análise dos eventos reais coletados. Por ora, esta breve seção tem por objetivo fornecer o embasamento técnico necessário antes de discutirmos a análise realizada.

A fluorescência do N_2 é uma banda do espectro eletrônico causada pela transição entre níveis de rotação de diferentes níveis de vibração de um estado eletrônico e níveis de rotação e vibração de outro estado eletrônico [56]. Para ambos, o Princípio de Franck-Condon ¹, para absorção e emissão é levado em consideração. A figura 3.5 representa um diagrama de nível de energia para um sistema importante de N_2 . Para a excitação três processos podem ser discriminados:

- Excitação direta: A energia depositada no ar excita as moléculas de nitrogênio proporcional à energia dessas moléculas.
- Ionização: Partículas de alta energia de um chuveiro atmosférico extenso ionizam o N_2 produzindo muitos elétrons secundários de energia baixa, chamados *delta elétrons*. Estes e^- por sua vez alteram novos átomos de N_2 , provocando

¹O movimento de vibração dá lugar ao movimento de transição. Este fenômeno ocorre quando a posição e a velocidade do núcleo são bruscamente alterados e a separação internuclear permanece constante [57].

uma mudança em seus *spins*.

- Elétrons *Auger*: Considerando que as partículas de alta energia de um chuveiro atmosférico têm a mesma probabilidade de interagir com qualquer outro elétron atômico, um certo número de ionizações ocorrerão com a emissão de elétrons *Auger*. Estes, por sua vez, poderão excitar novamente moléculas de N_2 .

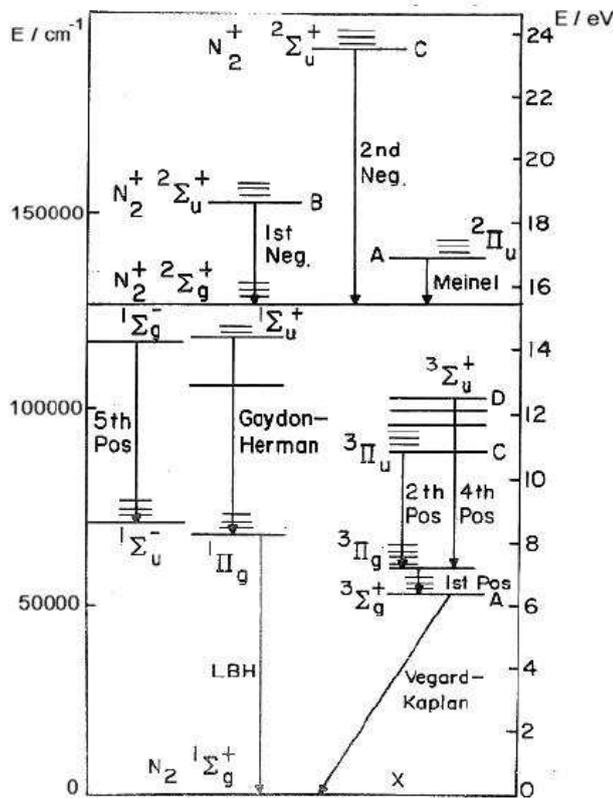


Figura 3.5: Diagrama de termo dos níveis de energia para um sistema de N_2 .

Sabendo, portanto, que a energia depende da excitação, a contribuição para a energia depositada de acordo com a distribuição da energia cinética em um chuveiro de ar foi estudada também por [59]. Somente 10% da energia depositada por partículas com energias menores que 0,1 MeV, são descritas. Partículas com energias entre 0,1 e 10 MeV contribuem com 35%, entre 10 e 100 MeV também contribuem com 35% e entre 100 e 1000 MeV contribuem com 17%. O percentual remanescente de 3% está relacionado às partículas com energias superiores a 1000 MeV. Depen-

dendo da sua energia inicial, as partículas produzem elétrons secundários com várias energias mais baixas. Estas partículas com energias mais baixas conseguem excitar os átomos de N_2 mas por outro lado, sofrem processos de acoplamento a outras moléculas, fazendo com que, muitas vezes surjam moléculas que atuem como “poluentes” na fluorescências. Estes processos não foram quantificados neste trabalho e são descritos em [60].

Durante a desexcitação, alguns processos não radiativos podem ocorrer, dessa forma, a eficiência quântica da fluorescência pode ser definida como

$$\frac{\text{taxa de desexcitação pela radiação}}{\text{taxa total de desexcitação}} = \frac{(\tau_0/\tau_\nu)}{1 + (\tau_0/\tau_c)} \text{ fóton por excitação} \quad (3.5)$$

A vida média de acordo com os estados excitados são τ_ν (radiação para qualquer estado de energia baixa), τ_c (fator colisional), τ_i (fator interno). Para simplificar, a meia-vida τ_0 foi introduzida pela relação

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{1}{\tau_\nu} + \frac{1}{\tau_i} \quad (3.6)$$

Já a **eficiência da fluorescência** pode ser definida como:

$$\epsilon_\lambda(p, T) = \frac{\epsilon_\lambda(p \rightarrow 0)}{1 + (p/p'_\nu(T))} = \frac{n \cdot E_\gamma}{E_{dep}} \quad (3.7)$$

com $\epsilon_\lambda(p \rightarrow 0)$ sendo a eficiência da fluorescência para cada transição a um dado comprimento de onda λ sem o fator colisional, n é o número de fótons e $p/p'_\nu(T) = \tau_{0,\nu}/\tau_{c,\nu}$.

Neste estágio, a primeira influência importante das condições atmosféricas na luz de fluorescência pode ser reconhecida. A fluorescência pode ser então expressada diretamente a partir de uma relação com a energia [61]

$$\frac{n}{E_{dep}} \left[\frac{\text{fótons}}{\text{MeV}} \right] = \epsilon_\lambda(p, T) \cdot \frac{\lambda}{hc} \quad (3.8)$$

onde λ é o comprimento de onda, c é a velocidade da luz e h é a constante de Planck.

Introduzindo a energia depositada de um chuva extensivo de ar ou, em primeira ordem, a energia de uma certa parícula, a expressão teórica para o rendimento da fluorescência é:

$$F.Y. = \epsilon_{\lambda}(p, T) \cdot \frac{\lambda}{hc} \cdot \frac{dE}{dX} \cdot \rho_{ar} \left[\frac{\text{fótons}}{m} \right] \quad (3.9)$$

O rendimento da fluorescência é proporcional à energia local depositada $\frac{dE}{dX}$. Outro parâmetro atmosférico intrínseco a ser considerado juntamente com a densidade ρ do ar é o número de moléculas de nitrogênio excitadas.

Monitoramento atmosférico

O monitoramento da atmosfera no Observatório Pierre Auger é feito por meio de um conjunto de instrumentos. O monitoramento para construir um modelo atmosférico é feito por vôos de balões atmosféricos que fazem um estudo de perfil atmosférico, pressão e temperatura como função da época do ano. No Auger, foram construídos dois sistemas com o intuito de caracterizarem a atmosfera, instantaneamente. Esses sistemas são o CLF (*Central Laser Facility*) e o LIDAR, mostrado na figura 3.6.

O CLF consiste de um laser que emite radiação na faixa de comprimentos de onda de 355 nm. Os LIDARES são estações adjacentes aos telescópios de fluorescência, que têm como finalidade monitorar as condições atmosféricas e meteorológicas. O LIDAR consiste em um feixe pulsado emitindo laser no UV e um detector de fótons. A intensidade do retorno da luz é função do perfil atmosférico e principalmente sensível à presença de aerossóis. A presença de nuvens torna-o um sensor de nuvens a longa distância.

3.2.4 Reconstrução dos chuviscos coletados pelo FD

A reconstrução dos eventos no FD pode ser feita por modos distintos: a reconstrução geométrica e a reconstrução híbrida. O estágio inicial desse processo consiste em se obter o plano chuva-detector, caracterizado pelo vetor normal ao plano do chuva. O LIDAR auxilia nesta etapa da reconstrução, ele faz um feixe na atmosfera e gera uma simulação de raios cósmicos. Como a potência do laser é conhecida, assim



Figura 3.6: Sítio sul em Malargue - detector de superfície, ao fundo - o telescópio de fluorescência e o LIDAR.

como seu espalhamento molecular, a emissão de luz é conhecida. Isto permite medir a atenuação atmosférica entre a posição do feixe do laser e os telescópios. No estágio *a posteriori*, a velocidade angular de ativação dos pixels é ajustada de forma que os parâmetros do eixo onde o chuveiro se desenvolve estejam determinados.

Já a reconstrução híbrida acontece quando há pelo menos um sinal no SD compatível com o chuveiro. A combinação entre os dados de superfície e fluorescência gera vínculos importantes no espaço das configurações dos parâmetros da reconstrução geométrica, aumentando de forma sensível a resolução do ponto de impacto e a resolução angular. Embora esses eventos não possuam graus de liberdade suficientes para a realização das estimativas dos parâmetros oriundos dos tanques de SD, a correlação temporal dos tanques, implica vínculos muito fortes na temporização dos eventos de fluorescência, impedindo que o eixo do chuveiro fique fora do plano chuveiro-detector. No que tange o nível de decisão envolvido, para os eventos híbridos foi desenvolvido um nível chamado *Hybrid*, o qual abrange situações na

qual existe alguma atividade, por menor que seja, no detector de fluorescência, juntamente com atividades nos tanques de SD, independentemente da multiplicidade e com uma janela de tempo compatível com a propagação da luz em eventos com as características supra-mencionadas. A classificação da multiplicidade dos eventos fornece apenas a informação de que existem eventos com elevada multiplicidade e que podem ser usados para se estudar de forma mais detalhada as peculiaridades entre as reconstruções de superfície e fluorescência.

Capítulo 4

Atmosfera

As condições atmosféricas podem ser descritas pela temperatura, pressão e densidade. Estas variáveis alteram o desenvolvimento e a detecção dos chuviros atmosféricos extensos. Primeiramente, deve-se considerar as interações das partículas que compõem o chuviro com a atmosfera. Dependendo da quantidade de matéria presente nos chuviros que venha a interagir com a atmosfera, os processos de colisão que ocorrem nos chuviros atmosféricos extensos podem ser neutralizados. Por outro lado, o uso dos detectores de fluorescência do Auger para a observação dos chuviros de ar ressalta aspectos geométricos relevantes na física dos chuviros atmosféricos extensos. Nesta etapa do trabalho, será discutida a relevância de cada uma das variáveis mencionadas para o desenvolvimento dos chuviros atmosféricos extensos. Será discutida também a emissão da luz fluorescente. É conhecido que existe uma dependência dessa radiação com a temperatura, e que esta influi de maneira considerável na quantidade total de fótons presentes. Nesta etapa, por fim, será discutido como ocorre o fenômeno da transmissão dessa fluorescência para os telescópios, sabendo que os fótons sofrem absorção e espalhamento pelas moléculas presentes na atmosfera e aerossóis.

4.1 Física da atmosfera

A atmosfera da Terra é uma envoltória de gases bastante heterogênea no que diz respeito ao percentual dos gases que a constituem. A maior parte da massa da atmosfera terrestre está concentrada abaixo dos 18 km de altitude em relação ao

solo. Cerca de 9% da massa total está presente na região entre 18 km e 32 km, e acima deste valor encontra-se apenas 1% da massa total. Na tabela 4.1 estão representados os percentuais majoritários de cada gás que constitui a atmosfera. Para o desenvolvimento dos chuviros atmosféricos extensos, as contribuições presentes mais relevantes são as do nitrogênio e do oxigênio, mas para a classificação climatológica da Terra, uma pequena fração de vapor de água é um fator decisivo. Por outro lado, muitos dos processos físicos na atmosfera são devidos à radiação solar e suas variações espaciais e temporais causadas pelos movimento de rotação e translação da Terra. Estes dois movimentos da Terra, dão origem às diferenças de temperatura, presentes em nosso planeta, evidenciadas na forma da estações do ano de forma sazonal e cíclica.

Gás	Símbolo	% por V (Ar Seco)
Nitrogênio	N ₂	78.08
Oxigênio	O ₂	20.95
Argônio	Ar	0.93
Neônio	Ne	0.0018
Hélio	He	5×10^{-4}
Hidrogênio	H ₂	6×10^{-5}
Xenônio	Xe	9×10^{-6}
Vapor d'água	H ₂ O	0 a 4
Dióxido de Carbono	CO ₂	0.036
Metano	CH ₄	1.7×10^{-4}
Óxido Nitroso	N ₂ O	3×10^{-5}
Ozônio	O ₃	4×10^{-6}
Partículas (poeira, fuligem, etc)		1×10^{-6}
Clorofluorcarbono		1×10^{-8}

Tabela 4.1: Composição da atmosfera próxima à superfície terrestre [52]

Variáveis de estado

A atmosfera pode ser descrita por um conjunto de variáveis de estado. Talvez a variável mais relevante e que mostraremos com detalhes no capítulo 6, seja a temperatura T , a qual representa uma medida da energia cinética média das moléculas.

A temperatura é influenciada por vários fatores, tais como: altitude, condições do vento, topografia, tipo de superfície da Terra (água, gelo, deserto, floresta, etc.), transporte de calor, entre outros. à medida que aumenta-se a altitude na atmosfera, a temperatura decresce, o que pode ser compreendido em termos de uma expansão adiabática. Os efeitos da temperatura no cálculo do rendimento da fluorescência serão descritos no capítulo 5.

A pressão p é definida como a força por unidade de área que atua perpendicularmente à superfície. Ela é causada pelo peso do ar sobre uma superfície devido à força gravitacional. A umidade é a grandeza que representa a quantidade de vapor d'água contida no ar e a densidade ρ do ar, é uma quantidade derivada. O ar seco é tratado como sendo um gás ideal e a densidade fica escrita como

$$\rho(h) = \frac{p(h) \cdot M_m}{R \cdot T(h)} \quad (4.1)$$

onde R é a constante universal dos gases = 8,31451 J/(K.mol) e M_m é a massa molar do ar em g/mol. Na variável densidade (ρ) são consideradas a umidade, a massa molar e as contribuições pertinentes ao vapor d'água. Neste trabalho, calculamos a massa molar do ar parametrizada por [50]:

$$M_m = \frac{28,95 \frac{g}{mol} \cdot vol(\% ar)}{100} + \frac{44,01 \frac{g}{mol} \cdot vol(\% CO_2)}{100} + \frac{18,01 \frac{g}{mol} \cdot vol(\% vapor)}{100} \quad (4.2)$$

O primeiro termo fornece a contribuição do ar sem o CO_2 , o segundo termo é a contribuição do CO_2 e o terceiro termo é um termo adicional da contribuição do vapor de d'água medido com base na umidade relativa [50].

No capítulo 6, apresentaremos a análise realizada para o rendimento da fluorescência. A parametrização [50] utilizada trata o ar como uma mistura homogênea em um modelo de uma única camada. Na análise apresentada, os parâmetros de temperatura e umidade estão vinculados às estações do ano e serão discutidos junto com a seleção dos eventos tratados.

A aplicação da equação 4.1.1, permite incluímos em nossa análise a dependência da pressão p com a altitude h . Para isso, baseamos nossa atmosfera por um modelo

que satisfaça o equilíbrio hidrostático [51] e dessa forma ao medirmos o rendimento da fluorescência em função da altura também estaremos mostrando a sua evolução com a pressão, já que o modelo de camadas para a atmosfera a trata de forma homogênea. Segundo o equilíbrio hidrostático, temos que

$$\frac{dp}{dh} = -\rho(h)g(h) = -g(h) \cdot \frac{p(h) \cdot M_m}{R \cdot T(h)} \quad (4.3)$$

Integrando em h , temos que:

$$p(h) = p_0 \cdot \exp\left(\frac{-M_m \cdot g}{R \cdot T} \cdot h\right). \quad (4.4)$$

Para estimar a profundidade da atmosfera, podemos usar a aproximação

$$p(h_0) \approx g \cdot \int_{h_0}^{\infty} \rho(h)dh \rightarrow p(h_0) = g \cdot X(h_0) \quad (4.5)$$

Na equação 4.1.5 fica eliminada então a dependência da aceleração da gravidade g com a altura, de forma que $g(h) \approx g$.

A temperatura é a mais importante das variáveis de estado, ela exhibe uma variação diária, como consequência do movimento de rotação da Terra, manifestando sua diferença nos períodos dia e noite e exhibe também uma variação sazonal anual, como consequência das estações do ano. A temperatura está fortemente correlacionada com a umidade relativa e esta correlação também é observada para a umidade absoluta. Neste trabalho, conforme será discutido no capítulo 5, a umidade está implícita na análise da temperatura. As temperaturas mais baixas do dia geralmente ocorrem nas primeiras horas da manhã. Neste período, a temperatura vai aumentando gradativamente até aproximadamente 2 horas depois de o sol estar a pino, quando são registradas as temperaturas mais elevadas do dia [52]. Posteriormente, o processo se reverte e a temperatura começa a diminuir gradativamente a medida em que a noite cai. A trajetória da umidade é inversa a da temperatura, isto acontece porque o ar quente tem maior quantidade de vapor d'água que o ar frio. A variação diária da umidade relativa é somente afetada pela dependência da temperatura. Em nossa análise, as variações de temperatura serão tratadas de forma

sazonal através da separação dos eventos em estudo de acordo com as estações do ano em que foram detectados.

4.2 Modelos atmosféricos

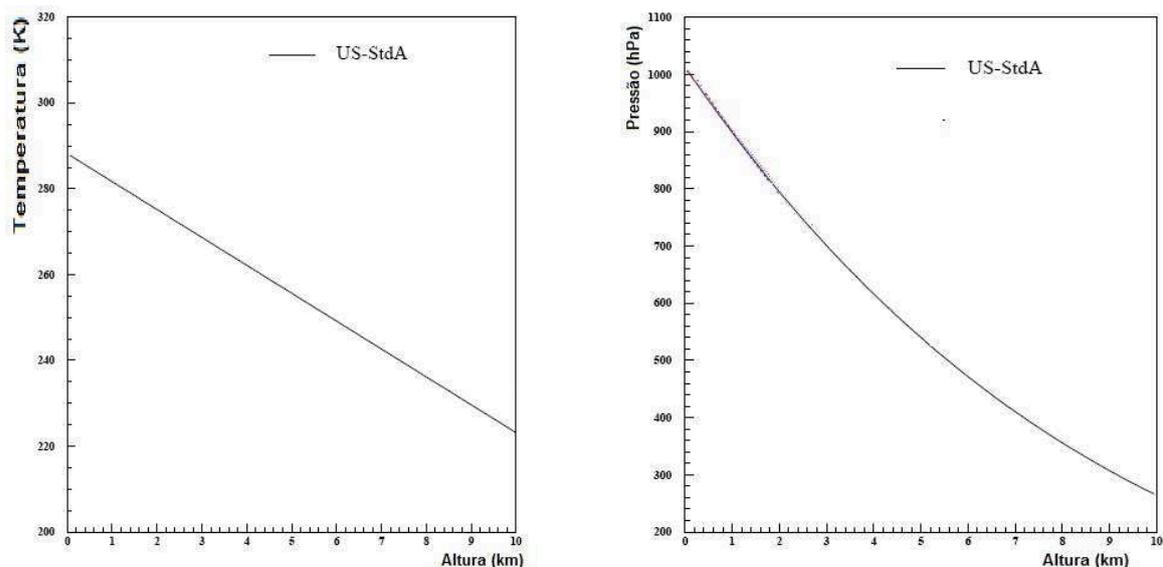
Conforme foi discutido anteriormente, a atmosfera é um sistema complexo que sofre variações com o decorrer do tempo. Entretanto, parâmetros gerais e valores numéricos absolutos são necessários para quantificar, estudar, realizar comparações e propor modelos para este sistema tão complexo. A Organização Mundial de Meteorologia, define a atmosfera padrão como sendo:

“...Uma distribuição vertical hipotética de temperatura atmosférica, pressão e densidades, as quais, por uma convenção internacional, estão representando aproximadamente para um ano inteiro, as condições médias de latitude. Aplicações típicas são a base para altímetros, calibrações, cálculo de desempenho de aeronaves, tabelas balísticas e diagramas meteorológicos. O ar apresenta o comportamento de um gás ideal em perfeito equilíbrio hidrostático, o qual leva em consideração, temperatura, pressão e densidade com geopotencial. ...” [53]

Com base nessas palavras, o Comitê Norte-Americano de Extensão da Atmosfera Padrão (COESA), estabeleceu a *U.S. Standard Atmosphere*, em 1976 (US-StdA), com tabelas e gráficos estendidos até 1000 km de altura. Este modelo era uma revisão do mesmo modelo datado de 1962, também proposto pelo COESA. Ambos os modelos estão de acordo com a Organização Internacional de Aviação Civil (ICAO) e as Organizações Internacional de Atmosfera Padrão. O COESA foi fundado em 1953 e é constituído atualmente de 30 organizações norte-americanas representantes do governo, da indústria, de instituições de pesquisa e universidades [54].

Para levar em consideração os efeitos atmosféricos na detecção e no desenvolvimento dos chuviros de ar, foi utilizado um modelo atmosférico, onde toda a influência dos fatores sazonais de temperatura é levada em consideração ao tratar a atmosfera de forma homogênea e fica por conta da escolha dos eventos, com suas devidas características físicas, (data de detecção, por exemplo), retratar, naquele

momento, as condições da atmosfera. As figuras 4.1a e 4.1b mostram os perfis da temperatura e da pressão em função da altura para o modelo US-StdA que baseamos nossa análise.



(a) Temperatura

(b) Pressão

Figura 4.1: a) Perfis da temperatura para uma atmosfera padrão até 10 km do nível do mar. b) Perfis da pressão para uma atmosfera padrão até 10 km do nível do mar.

4.2.1 Condições atmosféricas no Auger

A Argentina é o sétimo maior país do mundo e segundo maior da América do Sul. Sua superfície legal é de 3,74 milhões de km^2 , dos quais 2,78 milhões de km^2 correspondem ao continente americano e o restante ao continente antártico. Suas coordenadas estendem-se de 22° a 55° e de 57°W a 74°W . Devido ao seu tamanho, várias zonas climáticas podem ser encontradas em seu território. O Observatório Pierre Auger está localizado em Malargue, 100 km a leste da Cordilheira dos Andes. A figura 4.3.1 mostra a evolução das curvas de temperatura e precipitação em função

das estações do ano. Para a análise realizada, são relevantes as quatro estações do ano, conforme será descrito no capítulo 5.

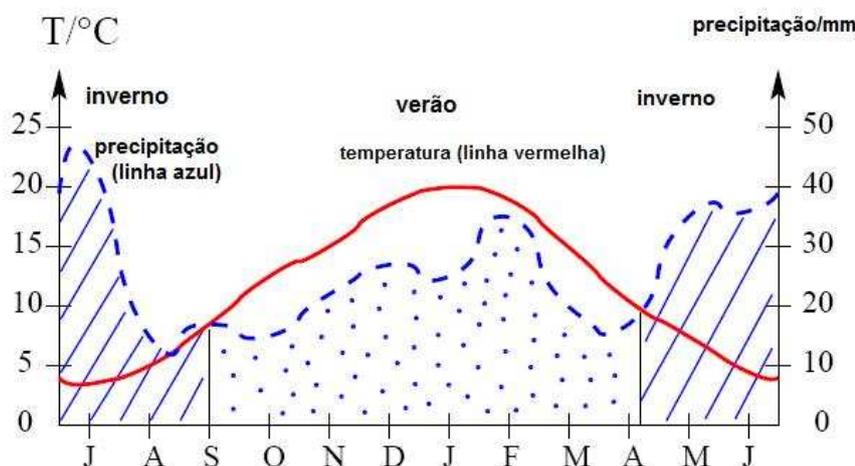


Figura 4.2: Diagrama de temperatura e precipitação em Malargue em função dos meses do ano. Os dados foram coletados no aeroporto da cidade, 35,3°S, 69,35°W a 1425m acima do nível do mar. (Cortesia de W.Endlicher e B.Keilhauer).

4.3 Transmissão da luz de fluorescência

Enquanto a luz emitida atravessa a atmosfera até atingir os telescópios, ela sofre, ao mesmo tempo, absorção e espalhamento causados por diferentes componentes no ar. A seguir, alguns aspectos serão discutidos separadamente.

Primeiramente, é importante ressaltarmos o ruído de fundo de fótons emitidos pelos chuveiros extensivos de ar que atravessam a atmosfera. A emissão de luz Cherenkov é fortemente relevante pois ela está presente de forma isotrópica ao longo da luz de fluorescência emitida, embora os processos de espalhamento devam ser investigados isoladamente. Um desses processos de espalhamento está relacionado às moléculas presentes no ar e os outros estão relacionados aos aerossóis. O espalhamento do aerossol, chamado de espalhamento Mie, pode ser descrito analiticamente. A contribuição dos aerossóis está relacionada ao tipo de aerossol, sua porcentagem, bem como também, densidade. Dessa forma, o espalhamento devido

aos aerossóis pode ser medido em termos da distribuição angular no sítio do Auger várias vezes em uma mesma noite. A contribuição deste aerossol, é também introduzida em nossa simulação a partir da quantidade de aerossol presente em cada evento simulado dentro dos nossos critérios de análise. O cálculo do espalhamento Rayleigh é aplicado à luz de fluorescência, mas a teoria também é válida para a luz Cherenkov.

4.3.1 Espalhamento Rayleigh

O espalhamento Rayleigh ocorre devido ao fato de as moléculas presentes no ar possuírem centros de espalhamento muito menores que o comprimento de onda da radiação de incidência [62, 63]. Usando esta simplificação, as partículas devem ser consideradas como se estivessem dispostas em um campo elétrico homogêneo E_0 de luz não-polarizada. O momento de dipolo induzido pode ser escrito como [64]

$$\vec{p} = \alpha \vec{E}_0 \quad (4.6)$$

sendo α o índice de polarização da partícula. O campo elétrico espalhado para este dipólo a uma dada distância grande r é dado por

$$\vec{E}_0 = \frac{1}{c^2} \frac{1}{r} \frac{\partial \vec{p}}{\partial t} \sin \beta, \quad (4.7)$$

sendo β o ângulo entre o momento de dipólo espalhado e a direção do observador.

A intensidade resultante da luz espalhada é descrita pela expressão

$$I = \frac{I_0}{r^2} \alpha^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^4 \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \quad (4.8)$$

$$I(\cos \theta) = \frac{I_0}{r^2} \alpha^2 \left(\frac{128\pi^5}{3\lambda^4} \right) \frac{P(\theta)}{4\pi},$$

e a função de fase do espalhamento Rayleigh é definida como

$$P(\cos \theta) = \frac{3}{4} (1 + \cos^2 \theta) \quad (4.9)$$

$$I(\cos(\theta)) = \frac{I_0}{r^2} \sigma_R \frac{P(\theta)}{4\pi}$$

A seção de choque para uma única molécula é

$$\sigma_R = \alpha^2 \frac{128\pi^5}{3\lambda^4} \quad (4.10)$$

Para o índice de polarização α , a equação de Lorentz-Lorenz é aplicada [65],

$$\alpha(\lambda) = \frac{3}{4\pi N} \frac{n^2(\lambda) - 1}{n^2(\lambda) + 2}, \quad (4.11)$$

por esta equação, o índice de refração do ar, dependente do comprimento de onda é introduzido. A profundidade óptica relativa ao espalhamento Rayleigh pode ser calculada por

$$\delta_R = \int \sigma_R \cdot N ds \quad (4.12)$$

sendo N a densidade do número de partículas do meio e ds o elemento de linha [63].

O coeficiente de transmissão τ_R pode ser calculado:

$$\tau_R = \exp(-\delta_R) \quad (4.13)$$

$$= \exp\left(-\int \frac{24\pi^3 \cdot (n^2 - 1)^2}{\lambda^4 \cdot N \cdot (n^2 + 2)^2} \cdot F_{ar} \cdot ds\right)$$

O fator F_{ar} representa um termo de correção que leva em consideração a anisotropia das moléculas de ar [68],

$$F_{ar} = \frac{6 + 3 \rho_D}{6 - 7 \rho_D} \quad (4.14)$$

sendo ρ_D o fator de despolarização.

Para a aplicação dessas fórmulas no ar, uma sugestão de aproximação é tratar as componentes do ar separadamente [66, 50]. A discriminação é feita em três partes.

1. Ar seco sem CO₂ - notação: ar.
2. Contribuição de CO₂ - notação: CO₂.
3. Vapor d'água - notação: vapor.

As fórmulas empíricas relativas ao índice de refração destas componentes são

$$\begin{aligned} (n_{ar} - 1) \times 10^8 &= 8059.20 + \frac{2480588}{132,274 - \lambda^{-2}} + \frac{17452,9}{39,32957 - \lambda^{-2}} \\ (n_{CO_2} - 1) \times 10^8 &= 22822.1 + 117.8 \lambda^{-2} + \frac{2406030}{130 - \lambda^{-2}} + \frac{15997}{38,9 - \lambda^{-2}} \\ (n_{vapor} - 1) \times 10^8 &= 292.235 + 2.6422 \lambda^{-2} - 0.03238 \lambda^{-4} + 0.004028 \lambda^{-6} \end{aligned} \quad (4.15)$$

Conforme é mostrado em [65, 67], o índice de refração é dependente da temperatura, pressão e dos perfis atmosféricos de forma que:

$$(n - 1)_{T_p} = (n - 1)_s \cdot \frac{p \cdot [1 + p (61.3 - T) \cdot 10^{-10}]}{96095.4 \cdot (1 + 0.003661 \cdot T)} \quad (4.16)$$

onde o índice T_p indica a expressão a dependência de temperatura e pressão, s mostra que é ao nível do mar, p em Pa e T em $^{\circ}C$. O fator F , pode ser combinado com várias outras componentes,

$$F_{ar} = \frac{78.084 \cdot F(N_2) + 20.946 \cdot F(O_2) + 0.934 \cdot F(Ar) + 0.00036 \cdot F(CO_2)}{78.084 + 20.946 + 0.934 + 0.00036} \quad (4.17)$$

As fórmulas para o fator F são também dependentes do comprimento de onda, exceto para $F(Ar)$ e $F(CO_2)$ e podem ser encontradas em [65, 68, 67], descritas pelas expressões

$$\begin{aligned} F(N_2) &= 1.034 + 3.17 \cdot 10^{-4} \cdot \lambda^{-2} \\ F(O_2) &= 1.096 + 1.385 \cdot 10^{-3} \cdot \lambda^{-2} + 1.448 \cdot 10^{-4} \cdot \lambda^{-4} \\ F(Ar) &= 1.00 \\ F(CO_2) &= 1.15 \end{aligned} \quad (4.18)$$

Aplicando essas equações para cada um dos 19 comprimentos de onda emitidos da luz de fluorescência, a transmissão devida ao espalhamento Rayleigh pode ser obtida na resolução espectral. Ao invés de desenvolvermos todos esse cálculos em nossa análise, foram escolhidos para nossos cálculos a geometria do chuveiro extensivo de ar e com ela a suas variações angulares e a energia de cada chuveiro. No capítulo 5 serão apresentados os chuveiros selecionados mediante os critérios de ângulo zenital, data e energia. Para ilustrar, vamos considerar que um telescópio de fluorescência esteja situado a cerca de 1700 m em relação ao nível do mar, o que é uma condição bastante razoável no caso da disposição topológica do Observatório Pierre Auger. O chuveiro passa paralelamente em frente ao telescópio a uma distância de 15 km a fim de reduzir os efeitos geométricos. Esta possível configuração é mostrada na figura 4.3. O chuveiro entra na atmosfera segundo um ângulo zenital de 30° de forma que possa ser observado por todo o ângulo de visão de um único

telescópio. Em nossa análise, trabalhamos também com chuveis que atinjam 2 ou mais telescópios, chamados de *eventos stereos*. Este tipo de chuva é mais comum a energias mais altas, conforme será descrito no capítulo 5.

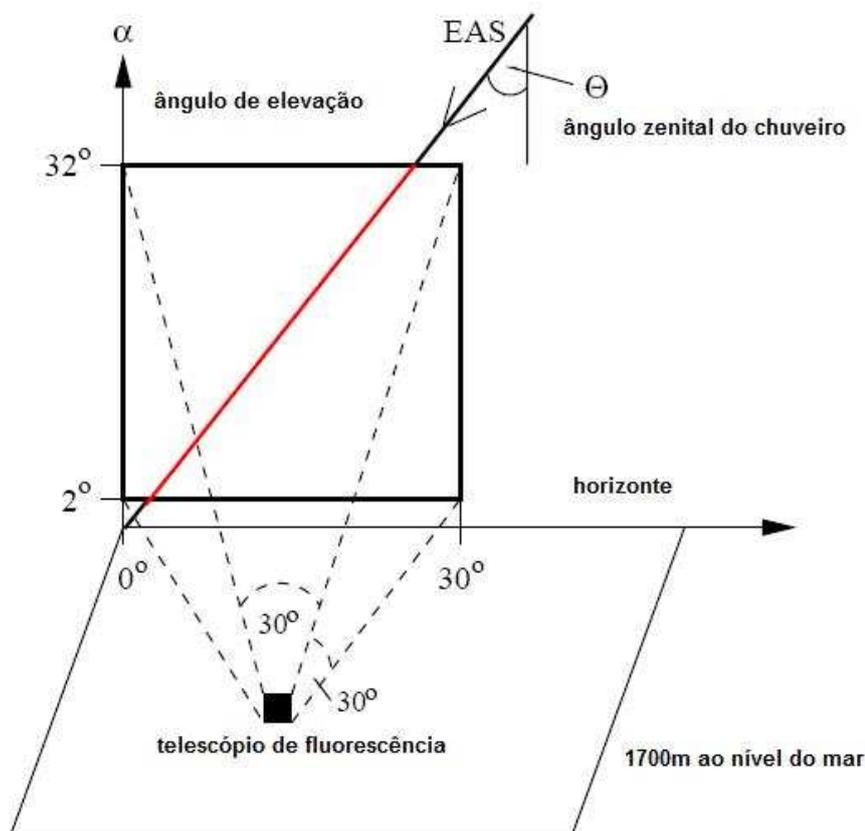


Figura 4.3: Configuração geométrica de um chuva atingindo o detector de fluorescência

4.3.2 Absorção do ozônio

A concentração de ozônio na atmosfera é muito maior que na estratosfera logo abaixo da faixa de 30 km ao nível do mar. Quanto menor a altitude, mais rapidamente descrece esta concentração e aos 12 km de altura em relação ao nível do mar a quantidade de ozônio é praticamente desprezível. Estas condições não são exatamente estáveis e podem variar de acordo com a sazonalidade das estações e com o nível de industrialização da localidade.

O ozônio atua no sentido de absorver a luz. A maior faixa principal de absorção do espectro entre 230 e 300 nm, e é chamada *banda Harley*. Para a luz fluorescente

emitida por chuvereiros extensivos de ar, a região de comprimentos de onda adjacentes é mais relevante. Em nosso código de simulação, a quantidade de ozônio de um chuvereiro é considerada como um parâmetro no FDSim, conforme será descrito mais adiante. O cálculo do coeficiente de transmissão devido à absorção do ozônio τ_O é semelhante ao cálculo no caso do espalhamento Rayleigh,

$$\begin{aligned}\tau_O &= 1 - \exp(\delta_O) \\ &= 1 - \exp\left(-\int \sigma_O(T) \cdot cv(h) \cdot \rho(h) \cdot ds\right)\end{aligned}\quad (4.19)$$

sendo $cv(h)$ a taxa de mistura do ozônio no ar, $\rho(h)$ a densidade do ar e ds o elemento de linha da luz transmitida. Os primeiros cálculos confirmam que o ozônio só perturba significativamente a luz abaixo de 330 nm. A questão relevante, é o quanto este efeito é importante para o Auger e se temos que medir a concentração local de ozônio na concentração dos chuvereiros. Para contornar este problema, nos baseamos em trabalhos anteriores [70] que calculam o coeficiente de transmissão do ozônio em função dos diferentes comprimentos de onda, conforme mostra a figura 4.4.

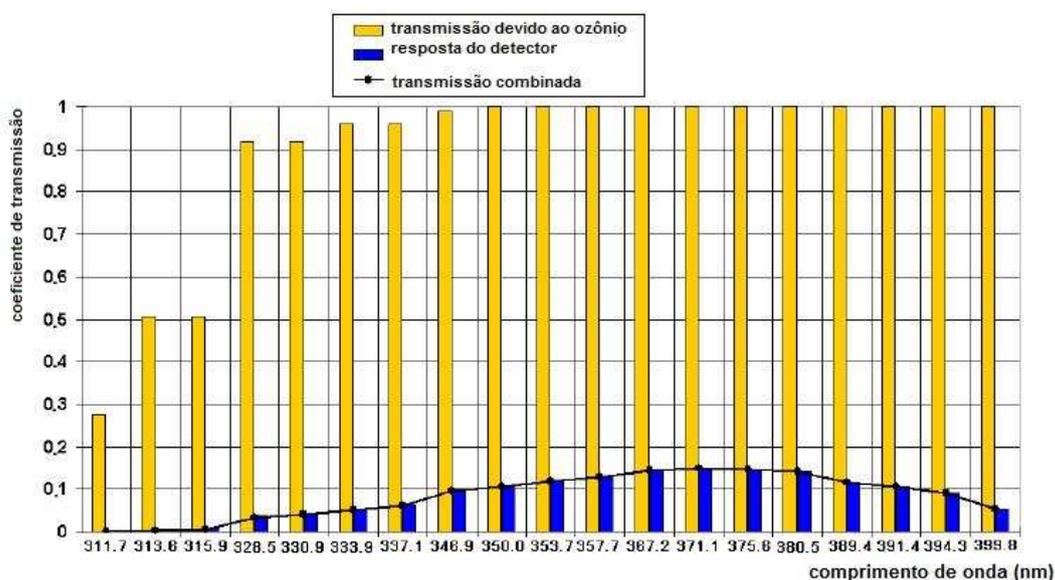


Figura 4.4: Coeficiente de transmissão do ozônio em função dos comprimentos de onda. Para comprimentos de onda que sofrem a absorção do ozônio, a transmissão do detector é pequena. Figura gentilmente cedida por Bianca Keilhauer.

Podemos concluir então, que a absorção do ozônio não precisa ser considerada

nos cálculos relativos às observações da fluorescência. O ozônio absorve significativamente, somente a luz com comprimento de onda inferior a 330 nm, porém nesta faixa de comprimentos de onda predominam os efeitos da fluorescência, fazendo com que a absorção do ozônio seja desprezível. Além do ozônio, a absorção do NO_2 também não precisa ser considerada. Para a região com os comprimentos de onda relevantes, as seções de choque são bastante similares às aquelas do ozônio, da ordem de $2-3 \times 10^{-19} \text{ cm}^2/\text{molécula}$ [87]. Entretanto, a concentração de NO_2 na troposfera é mais baixa que a concentração de ozônio ao nível do solo. Tal como a absorção do ozônio ao nível do mar, a absorção do NO_2 é nula.

4.3.3 Fundo de radiação Cherenkov

A condição necessária para a presença do efeito Cherenkov é que uma determinada partícula possua velocidade superior à da velocidade da luz no meio, conforme foi visto no capítulo 2. Nos chuviros atmosféricos extensos, esta condição é observada quando as partículas que compõem o chuviro apresentam velocidades maiores que a velocidade da luz no meio, ou seja, $v > \frac{c}{n}$. O ângulo Cherenkov é definido por

$$\cos \theta_C = \frac{1}{n \cdot \beta} \quad (4.20)$$

sendo n o índice de refração do ar e $\beta = v/c$. O cone composto pelo *background* Cherenkov é um pico que aponta na direção de propagação do chuviro. São raríssimos os chuviros que apontam direto para o telescópio de fluorescência do Auger que sejam capazes de contaminar o sinal com luz Cherenkov, que também é emitida próximo ao espectro do ultra-violeta. Devido à distribuição angular fundamental das partículas carregadas que compõem o chuviro atmosférico extenso, o cone de luz Cherenkov produzido pelo chuviro é aumentado. Para ilustrar esta situação, usando dados do AugerObserver, foi escolhido um determinado evento com energia da ordem de 10^{19} eV. Do próprio ADST foram lidas as quantidades relevantes do evento escolhido, no caso, estas quantidades foram o sinal da fluorescência, de Cherenkov e o ângulo em relação ao eixo do chuviro. A contribuição de cada sinal foi analisada em função do ângulo zenital θ em relação ao eixo do chuviro e a

intensidade medida por elemento de ângulo sólido.

Uma descrição analítica para o perfil longitudinal de chuveiros atmosféricos extensos permite a inclusão de modelos atmosféricos distintos [32]. A emissão de radiação Cherenkov para um único elétron relativístico pode ser calculada por

$$\begin{aligned} \frac{dN_C}{dX} &= \frac{2\pi\alpha}{\rho_{ar}} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \frac{d\lambda}{\lambda^2} \\ &= \frac{2\pi\alpha}{\rho_{ar}} \left(2\delta - \frac{m^2c^4}{E^2}\right) \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{d\lambda}{\lambda^2} \end{aligned} \quad (4.21)$$

onde α é a constante de estrutura fina, m é a massa do elétron, λ é o comprimento de onda dos fótons de Cherenkov emitidos e E é a energia total do elétron. Aplicando esta equação para um chuveiro de ar, a partícula e a distribuição de energia devem ser inseridas. Em nossa análise tomando um modelo atmosférico de camada única, nos concentramos em chuveiros com a mínima contribuição de Cherenkov.

Capítulo 5

O rendimento da fluorescência

A fluorescência das moléculas do nitrogênio induzida no ar é usada para detectar os raios cósmicos ultra-energéticos e medir suas energias. O conhecimento preciso do rendimento da fluorescência absoluto é uma ferramenta fundamental para se aumentar a precisão na medida da energia dos raios cósmicos. O rendimento da fluorescência (*total fluorescence yield*) foi medido em ar seco usando uma fonte de Sr^{90} e um filtro para comprimentos de onda na faixa de 300-430nm. O rendimento da fluorescência no ar é $4.23 \pm 0,20$ fótons por metro. Este resultado é consistente com vários experimentos anteriormente realizados a várias energias, mas com uma acurácia melhorada por um fator de ordem 3.

Desde 1964, muitos autores [73, 74, 75] têm medido o rendimento da fluorescência de cada emissão das bandas do nitrogênio. O rendimento da fluorescência é definido como o número de fótons produzidos quando um elétron percorre um metro de ar. Desde 2002, vários experimentos de raios cósmicos [76, 77, 78], iniciaram uma campanha ativa para a medida da fluorescência na física de raios cósmicos. Algumas medidas já haviam sido feitas em aceleradores de elétrons em que a faixa de energia ia de 80 MeV a 28 GeV [79, 80]. Outras medidas também foram realizadas a baixas energias, em torno de 1 MeV com uma fonte radioativa de Sr^{90} . Esses experimentos confirmaram a hipótese que o rendimento da fluorescência a algumas dezenas de MeV é proporcional a energia depositada pela partícula, dE/dX . A diferença entre a perda de energia e a energia depositada é desprezível para valores de energia entre 0,1 e 10 MeV, [81, 82], que inclui a nossa faixa de valores. Entre-

tanto, a escala absoluta do rendimento da fluorescência pode ser escolhida com a medida realizada com elétrons por uma fonte de Sr^{90} . No Observatório Pierre Auger a luz de fluorescência tem sido objeto extenso de estudo, trabalhos anteriores [83] desenvolveram simulações de Monte Carlo para reproduzir e analisar o fenômeno da fluorescência.

Outros trabalhos [33] mostram que a variação relativa do rendimento da fluorescência com a altitude é geralmente considerada como sendo bastante conhecida. Sendo assim, a parametrização do rendimento como função da altitude é deduzida através da relação entre pressão e altitude em um modelo atmosférico [84, 85]. Estas parametrizações são bem consistentes entre si, e podem fornecer as variações do rendimento da fluorescência com a altitude, ou seja, do rendimento total da fluorescência. Entretanto, vale lembrar que devido às dificuldades e às incertezas associadas à mensuração do rendimento da fluorescência, [80, 86] estas medidas nunca alcançaram uma precisão melhor que 20%.

5.1 A detecção da luz de fluorescência

Quando um raio cósmico de alta energia penetra na atmosfera terrestre, ele inicia um chuveiro de partículas secundárias, incluindo elétrons e pósitrons. O espalhamento causado por essas partículas na atmosfera é a fluorescência.

A fonte primária de fluorescência atmosférica é a excitação das moléculas de nitrogênio. A luz de fluorescência é detectada por fotomultiplicadoras em noites sem luz ambiente. O Observatório Pierre Auger, conta com 4 estações para detecção da fluorescência, cada um delas contendo 6 espelhos e várias fotomultiplicadoras para fazer essa detecção. A acurácia desse método depende fortemente de uma relação entre o comprimento do caminho de uma dada partícula energética na atmosfera e a quantidade de fluorescência por ela iniciada.

Uma das primeiras medidas e detecção da fluorescência realizada por um experimento de raios cósmicos foi feita pelo Fly's Eye [40]. Este experimento foi usado para determinar a energia, o perfil longitudinal do chuveiro e a direção de incidência

dos raios cósmicos. Esta luz de fluorescência, emitida pelo nitrogênio molecular excitado por partículas carregadas no chuvaire atmosférico extenso é proporcional ao número de partículas na cascata, e depende fracamente da pressão e da temperatura da atmosfera.

O rendimento da fluorescência próximo à região do ultra-violeta e da região visível tem bandas de emissão intensas entre 300 e 400 nm [87]. O rendimento da fluorescência do ar, é muito mais baixo que o rendimento da fluorescência do nitrogênio puro. O baixo rendimento do ar é devido à presença de moléculas de oxigênio, as quais devido à presença de baixos estados de energia geram uma de-excitação do rendimento da fluorescência, caracterizado por um processo tipicamente colisional [73]. Resultados para a medida do rendimento da fluorescência no ar diferem entre si por fatores superiores a 30 - 40%. O resultado disto é que devido a este fator [88], os experimentos apresentam uma incerteza sistemática grande.

Uma das primeiras medidas ainda na década de 60, para o rendimento da fluorescência do ar feita por Davidson [74], considerava uma pressão de 600 mmHg com 50 keV de energia dos elétrons. Bunner [73] mediu a fluorescência do ar com partículas α de 4 MeV sendo paradas no ar. Sabendo que as partículas nos chuvaire extensivos de ar são dominadas por elétrons com energias de algumas dezenas de MeV, Kakimoto *et al.* [89] fez um dos trabalhos extensivos para a medida do rendimento da fluorescência do ar com elétrons a 1,4, 300, 650 e 1000 MeV de energia na região de interesse. Através de seus resultados, é possível concluir que o rendimento da fluorescência (em fótons/metro/elétron) do ar entre 300 e 400 nm é proporcional a dE/dX . Baseado em argumentos de teoria cinética dos gases, Bunner [73] mostrou que o rendimento da fluorescência de uma banda é proporcional a uma simples fórmula:

$$\text{yield} \sim \frac{\rho}{(1 + \rho B \sqrt{t})} \quad (5.1)$$

onde B é uma constante, t é a temperatura e ρ é a densidade. O denominador leva em consideração a colisão de de-excitação da molécula do nitrogênio. O processo de colisão de de-excitação depende da velocidade, bem como das seções de choque das colisões. Logo, o denominador apresenta um fator contendo a densidade e a

raiz quadrada da temperatura nas quais as velocidades das moléculas apresentam dependência. Os dados foram ajustados segundo a seguinte equação com dois termos levando em consideração esses dois conjuntos de dependência para a pressão,

$$\text{yield} = \frac{\left(\frac{dE}{dX}\right)}{\left(\frac{dE}{dX}\right)_{1,4\text{MeV}}} \times \rho \left[\frac{A_1}{1 + \rho B_1 \sqrt{T}} + \frac{A_2}{1 + \rho B_2 \sqrt{T}} \right] \quad (5.2)$$

onde dE/dX é a perda de energia do elétron, ρ em kg m^{-3} , a temperatura T em Kelvin(K), e $(dE/dX)_{1,4\text{MeV}}$ é o (dE/dX) no limite de 1.4 MeV [90, 91]. No Auger, temos os valores de (dE/dX) para cada evento, separadamente. O *yield* entre 300 e 400 nm é expresso em unidades de fótons por metro por elétron. Neste trabalho, conforme será descrito adiante, utilizamos na análise de dados a medida do sinal total coletado para cada evento analisado, o que torna o método mais vantajoso em relação à quantidade calculada dE/dX , que pode, eventualmente, até ser lida do AugerObserver [92], sendo os fótons puramente contados.

As constantes A_1, A_2, B_1 e B_2 estão mostrada na tabela 1. A ação relativística, assim como os efeitos de densidade tais como observados são levados em consideração pela relação de (dE/dX) .

A_1	89.0	\pm	.7	m^2kg^{-1}
A_2	55.0	\pm	2.2	m^2kg^{-1}
B_1	1.85	\pm	0.04	$\text{m}^3\text{kg}^{-1} \text{K}^{-1/2}$
B_2	6.50	\pm	0.33	$\text{m}^3\text{kg}^{-1} \text{K}^{-1/2}$

Tabela 5.1: Constantes A_1, A_2, B_1 e B_2

Davidson [74] estimou um erro de 15% o qual se deve à calibração das fotomultiplicadoras, à intensidade da calibração do feixe e sua variação. No trabalho de Nagano [89] o erro sistemático foi 10% e o erro estatístico 3%. Bunner usou um feixe de partículas α de 4 MeV, e Davidson um feixe de elétrons de 50 keV. No trabalho de Nagano, foram usados filtros fixos os quais aceitam algumas contribuições para pequenas bandas laterais. O método de Nagano fornece precisão suficiente sobre toda a região do espectro entre 300 e 400 nm. Entretanto, quando os erros sistemáticos são levados em consideração, os resultados de Nagano, concordam bastante bem com os de Davidson. No Auger, a medida para o rendimento ocorrerá de forma bastante

diferente, precisando levar em consideração as energias mais elevadas e o tipo de detecção, por meio de um detector híbrido. Nas próximas seções será descrito com detalhes, o detector e o processo de simulação e análise, e como será feita a medida do rendimento da fluorescência nas condições do Auger.

5.1.1 O experimental AIRFLY

Um dos grandes méritos do experimento AIRFLY (AIR Fluorescence Yield) é medir de forma absoluta o rendimento da fluorescência induzido por elétrons no ar com uma precisão da ordem de 10%. A técnica utilizada pelo AIRFLY tem a vantagem de reduzir as incertezas sistemáticas na medida do rendimento da fluorescência causadas pela calibração do detector. Este princípio consiste em comparar a medida do rendimento da fluorescência com a emissão de Cherenkov. O experimento AIRFLY foi montado, inicialmente, em Frascati, na Itália usando feixe de elétrons com energias de 350 MeV.

Descrição do método

O AIRFLY [93] usa uma câmara de pressão construída com tubos de alumínio com várias flanges soldadas em suas janelas, gás no seu interior e uma bomba externa. O feixe de elétrons atravessa o eixo da câmara. Um detector de fótons, com 337 nm de espessura é colocado em uma das flanges perpendicularmente ao eixo da câmara. As medidas são realizadas em dois modos distintos: o modo *fluorescência* e o modo *Cherenkov* conforme mostra a figura 5.1. No modo *fluorescência*, a luz isotrópica de fluorescência produzida por elétrons no campo de visão do detector é armazenada. Neste modo, as contribuições de outros tipos de radiação, tais como a Cherenkov ou a radiação de transição, são descartadas devido à emissão não isotrópica de tais mecanismos. No modo *Cherenkov*, um espelho bastante delgado é inserido remotamente sob um ângulo de 45° em relação ao feixe, redirecionando a luz Cherenkov para dentro do detector. Neste modo, a luz Cherenkov predomina completamente sobre a fluorescência.

O rendimento da fluorescência absoluto é então determinado usando a taxa do

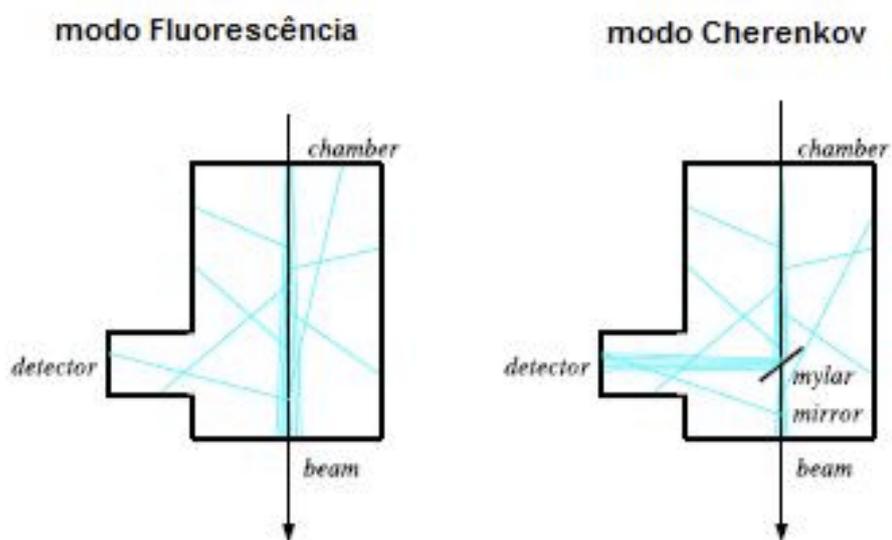


Figura 5.1: Aparato do AIRFLY para a medida do rendimento da fluorescência. Os espelhos do aparato são remotamente controlados a fim de permitir a troca entre os modos fluorescência e Cherenkov sem a interrupção do feixe.

sinal da fluorescência medido nos modos fluorescência e Cherenkov pela equação 5.4.

$$\underbrace{N_{fl}(337)} = \underbrace{Y_{fl}} \times \underbrace{G_{fl}} \times \underbrace{T \times Q(337)} \times \underbrace{N_{e^-}} \quad (5.3)$$

$$\underbrace{N_C(337)}^{\text{medido}} = \underbrace{Y_C}^{\text{conhecido}} \times \underbrace{G_C}^{MC} \times \underbrace{T \times Q(337)}^{\text{cancela}} \times \underbrace{N_{e^-}}^{\text{relativo}} \times \underbrace{R_m}^{\text{medido}} \quad (5.4)$$

O *yield* (Y_C) de Cherenkov é conhecido da teoria, os fatores de geometria G_{fl} e G_C do aparato são derivados da simulação do detector com o GEANT4, sendo que esta simulação deve levar em consideração a probabilidade de um foto ser emitido em cada caso, e também o fato da luz Cherenkov ser bastante colimada, direcional e a luz de fluorescência ser emitida isotropicamente. Um número relativo de elétrons incidentes é medido através do monitoramento desses parâmetros. A transmitância T do filtro e a eficiência quântica $Q(337)$ do detector são idênticas em ambas as configurações e por isso, se cancelam. O parâmetro R_m de reflexão do espelho é medido. A discussão detalhada do aparato experimental do AIRFLY e a análise de dados realizada, pode ser encontrada, com detalhes em [93]. Conforme foi mencionado anteriormente, o rendimento da fluorescência medido nas condições do AIRFLY permite que seja verificada a proporcionalidade entre o rendimento da fluorescência e a energia depositada na faixa de 1-400 MeV. As medidas mais recentes do AIRFLY foram realizadas no AWA (*Argonne Wakefield Accelerator*), no Argonne National Laboratory. O princípio da medida é o mesmo discutido anteriormente, isto é, o rendimento da fluorescência é obtido mediante a medida das taxas entre os sinais nos modos fluorescência e Cherenkov.

A análise apresentada a seguir, consiste na medida do rendimento da fluorescência no âmbito do Observatório Pierre Auger. Ao final de sua apresentação, serão comparados os resultados obtidos nesta tese com medidas anteriores, em função de quantidades como altitude, temperatura e pressão e analisados os erros sistemáticos em função da validação dos resultados. Antes disso, porém, é bastante pertinente apresentarmos a modelagem computacional desenvolvida neste trabalho que possibilitou a realização da análise de dados aqui apresentada.

5.2 Simulação da fluorescência

Vamos apresentar uma descrição do *software* usado pelo Auger para simular o detector de fluorescência (FD). O software usado é o FDSim [94]. Atualmente este *software* conta com duas versões, uma em Fortran e outra mais recente, traduzida para C++. A proposta do FDSim é reproduzir com precisão o comportamento do FD por meio de simulações computacionais. O FDSim é uma ferramenta para se investigar a resposta e a eficiência do FD sob diferentes configurações, e pode ser usado para otimizar o desenho e a evolução da abertura do detector. Além disso, é usado nos testes de otimização de *software* e reconstrução de eventos reais. Para a medida do rendimento da fluorescência usando a instrumentação do Auger, usaremos o FDSim para simular chuviros e compará-los com os eventos reais obtidos a partir do AugerObserver. Será descrita a seguir, a simulação a ser realizada no FDSim, considerando as variáveis de interesse e o AugerObserver.

5.2.1 Simulação da atmosfera

A técnica de fluorescência usa a atmosfera da Terra como um meio de detecção e um calorímetro. Este é o meio onde os chuviros de ar se desenvolvem, e onde as partículas do chuviro interagem com as moléculas de ar para gerar luz de fluorescência. No FDSim o modelo padrão para descrição dos perfis de temperatura e densidade da atmosfera é o chamado *US standard atmosphere* [95]. Isto é baseado em dados experimentais e fornece uma aproximação bastante real da atmosfera média. O FDSim usa a parametrização de Linsley [96], tal como é descrito em [97], [98] e [99]. Modelos atmosféricos especiais baseados em medidas de balões no sítio do experimento estiveram em desenvolvimento logo no início do Auger [100], e eles serão considerados no código de simulação.

Atenuação da luz

O FD é sensível à fluorescência do nitrogênio na faixa de comprimento de onda entre 300 e 420nm. Nesta faixa os mecanismos de atenuação da luz primária são os espalhamentos Rayleigh (ou molecular) e via aerossóis.

A atenuação Rayleigh ao longo do caminho entre dois pontos na atmosfera representada por suas profundidades atmosféricas verticais X_1 e X_2 (em g/cm^2), é dada por [101],

$$\mathfrak{S}_{Ray} = \exp \left[-\frac{|X_1 - X_2|}{X_R \cos \theta} \left(\frac{\lambda_R}{\lambda} \right)^4 \right] \quad (5.5)$$

onde θ é o ângulo zenital do caminho da luz, X_R é o livre caminho médio da atenuação Rayleigh a $\lambda_R = 400nm$, e λ é o comprimento de onda dos fótons em nanômetros. O valor de X_R é escolhido de uma tabela de dados, e tem um valor padrão de 2974 g/cm.

Para a atenuação de aerossol (ou Mie) da luz, o *software* usa um modelo de comprimento de onda independente descrito em [101],

$$\mathfrak{S}_{Mie} = \exp \left\{ \frac{h_M}{l_M \cos \theta} \left[\exp \left(\frac{-h_1}{h_M} \right) - \exp \left(\frac{-h_2}{h_M} \right) \right] \right\} \quad (5.6)$$

onde l_M é o comprimento de atenuação horizontal do aerossol ao nível do mar, h_M é a escala de peso do aerossol, h_1 e h_2 são as altitudes acima do nível do mar dos pontos de emissão e observação, respectivamente, e θ é o ângulo zenital do caminho da luz. l_M e h_M são também escolhidos com um *datacard*. Os valores típicos são 15000 e 1200 m, respectivamente.

As medidas atmosféricas obtidas pelos LIDARS e pelo *Central Laser Facility* são usadas na simulação e na análise de dados. A simples atenuação exponencial do aerossol descrita na equação anterior será substituída no FDSim por um modelo derivado dessas medidas.

A atenuação total é tomada como sendo o produto das contribuições Rayleigh e Mie:

$$\mathfrak{S} = \mathfrak{S}_{Ray} \times \mathfrak{S}_{Mie} \quad (5.7)$$

Luz de fluorescência

O rendimento da fluorescência é considerado como sendo proporcional à deposição de energia do chuvaeiro na atmosfera. Estas são opções no FDSim em C++ para gerar simulações usando perfis de deposição de energia através dos chuvaeiros simulados pelo CORSIKA [99, 100] ou calcular essas quantidades pelos perfis de carga longitudinal

e usando o modelo paramétrico. O rendimento da fluorescência total, $F(\vec{x})$, a um ponto do chuveiro \vec{x} , é dado em unidades de fótons por metro por

$$F(\vec{x}) = \frac{(dE/dX)(\vec{x})}{(dE/dX)_{1.4MeV}} \times Y(\rho, T) \quad (5.8)$$

onde novamente dE/dX é a perda de energia do elétron, ρ em kg m^{-3} , T em Kelvin(K), e $(dE/dX)_{1.4MeV}$ é o (dE/dX) no limite de 1.4 MeV e vale $1.676 \text{ MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)$, o qual representa a perda de energia desenvolvida por um elétron de energia 1.4 MeV à temperatura e pressão padrões. O termo $Y(\rho, T)$ é o yield de cintilação experimental em fótons por metro para um elétron de energia 1.4 MeV, que correspondia ao feixe de energia disponível por Kakimoto *et al.* [75]. Os fótons de fluorescência são obtidos isotropicamente e com uma distribuição de comprimentos de onda de acordo com o espectro de fluorescência [73, 75].

Bunner [73] estimou com uma incerteza da ordem de 30% as eficiências ao nível do mar para as bandas de fluorescência no ar. Conforme foi mencionado anteriormente, a combinação dos erros sistemáticos e estatísticos no experimento foi da ordem de 10% e 3%. No FDSim em C++ utiliza-se uma combinação dos resultados de Kakimoto e Bunner. Fatores geométricos e de atenuação são usados para calcular o número de fótons que atingem o diafragma do telescópio em um dado comprimento de onda. Sabendo que os fótons são emitidos isotropicamente, o fator geométrico, g , é dado por

$$g(x, x_{eye}) = \frac{A \cos \gamma}{4\pi |x - x_{eye}|^2} \quad (5.9)$$

onde x é a emissão positiva no eixo do chuveiro, x_{eye} é a posição do olho, A é a área do diafragma e γ é o ângulo entre a normal do diafragma e a direção de chegada da luz.

Luz Cherenkov

A luz Cherenkov obtida a partir do chuveiro irá contribuir para a detecção do sinal. Esta luz deve viajar em um caminho direto do chuveiro ao detector, ou deve ser espalhada na direção do detector por espalhamento Rayleigh ou Mie. O FDSim

primeiramente calcula a intensidade do feixe Cherenkov desenvolvido ao longo do eixo do chuveiro da mesma forma que este se desenvolve.

O número de fótons de Cherenkov gerado por uma partícula de energia E em um intervalo de comprimento de onda $\Delta\lambda$ é calculado como em [101]. A fórmula é dada por

$$\frac{dN_{ph}}{dL}(E, \lambda, \Delta\lambda) = 4\pi \alpha \delta \left[1 - \left(\frac{E_{min}}{E} \right)^2 \right] \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} \quad (5.10)$$

onde dN_{ph} é o número de fótons gerado em um comprimento dl ao longo do eixo do chuveiro, α é a constante de estrutura fina, $\delta = n(h) - 1$ é a diferença entre os índices de refração $n(h)$ do ar a uma altitude h e o índice do vácuo, E_{min} é o limite de energia Cherenkov, E é a energia da partícula e λ é o comprimento de onda do fóton.

Com a intensidade do feixe de Cherenkov e a distribuição angular da luz, o programa calcula a quantidade luz Cherenkov que chega no detector. Já está incluso no cálculo a dependência do comprimento de onda de atenuação da luz entre o chuveiro e o detector conforme descrito pela equação 5.10.

A luz deve ser espalhada por um intenso feixe Cherenkov por um processo Rayleigh. Este espalhamento é calculado usando o modelo de espalhamento molecular descrito em [101]. O número de fótons espalhados para fora do feixe por unidade de comprimento [102] é dado por

$$\frac{dN_{ph}}{dl} = -\frac{\rho N_{ph}}{X_R} \left(\frac{\lambda_R}{\lambda} \right)^4 \quad (5.11)$$

onde X_R é o comprimento de atenuação Rayleigh em g/cm^2 e $\lambda_R = 400 \text{ nm}$, ρ é a densidade do ar em g/cm^3 e λ é o comprimento de onda do fóton em nanômetros.

A importância da contribuição de Cherenkov para o FD do Auger foi investigada por Bellido [103] com simulações para diferentes energias do chuveiro. Conforme esperado, devido à anisotropia na emissão de luz Cherenkov, a contribuição média do Cherenkov apresenta-se como sendo fortemente dependente da distância entre o detector de fluorescência e o eixo do chuveiro. Para chuveiros com energias acima de 10^{20} eV , por exemplo, mostra-se que a contribuição do Cherenkov médio para distâncias do eixo do chuveiro entre 2 e 20 km, diminui cerca de 40% a 5% do

total da luz coletada. Estes resultados [104] mostram a importância de se incluir a contaminação do Cherenkov no código do programa.

5.3 Análise dos dados

Para o cálculo do rendimento da fluorescência no ambiente do Auger, utilizamos o programa FDSim [30] para a simulação do detector de fluorescência, AugerObserver para a seleção dos eventos de interesse mediante as condições físicas escolhidas, tais como: energia dos chuvaros, ângulo zenital e distância do eixo do chuvaros. Além destes programas mencionados, foi construído para este trabalho, mediante a metodologia escolhida, um programa para o cálculo do rendimento da fluorescência, cujo código é misto em Fortran e C++ e é constituído de um conjunto de subrotinas acopladas ao FDSim que fazem a interface com toda a parte em C++ do AugerObserver. Esta interface foi desenvolvida em C++. O código desenvolvido faz uso de quantidades a serem lidas do AugerObserver (eventos reais), que servem como parâmetros de entrada para a simulação realizada. Nas seções a seguir, serão discutidos o processo de seleção de eventos, a metodologia utilizada para o cálculo do rendimento da fluorescência e serão apresentados os resultados obtidos e a validação destes resultados.

5.3.1 Seleção dos eventos

Para o cálculo do rendimento da fluorescência selecionamos eventos híbridos coletados pelo detector de fluorescência durante os anos de 2007 e 2008. Estes eventos estão disponíveis em <http://augerobserver.fzk.de> no formato x.root [69].

Usando a ferramenta *EventBrowser* do AugerObserver, foram estabelecidos critérios de análise para o estudo desses eventos. Esses critérios consistiam em separar inicialmente dentro de um mesmo ano, eventos que estivessem compreendidos em 3 faixas distintas de ângulo zenital variando em intervalos de 10° , compreendidos entre 30° e 60° e 3 faixas de energia entre 18.5 EeV e 18.8 EeV. Na seleção angular, foram levados ainda em consideração para cada faixa angular mencionada,

a distância entre o eixo do chuveiro e o detector (dca), neste caso, o intervalo escolhido foi de 0 a 30 km, variando de 10 em 10 km para cada intervalo de 10° de ângulo zenital. Ou seja, na faixa de ângulo zenital compreendida entre 30° e 40° a distância ao eixo do chuveiro varia de 0 a 10 km; de 40° a 50° varia de 10 km a 20 km e, de 50° a 60° varia de 20 a 30 km, conforme é mostrado nas tabelas [?] e [?]. Na análise realizada foi escolhido sempre o olho mais próximo ao eixo. Desta forma, foram criados 9 conjuntos de eventos, que a partir deste momento, denominaremos por *bandas*, onde cada uma tem a seguinte configuração de seleção e o seguinte número de eventos:

2007 - Energia/ângulo	$30^\circ < \theta < 40^\circ$	$40^\circ < \theta < 50^\circ$	$50^\circ < \theta < 60^\circ$
$18.5 < \log E < 18.6$	26	14	17
$18.6 < \log E < 18.7$	19	9	16
$18.7 < \log E < 18.8$	7	11	9

Tabela 5.2: Tabela com a distribuição do número de eventos para cada faixa de ângulo zenital e energia para o ano de 2007.

2008 - Energia/ângulo	$30^\circ < \theta < 40^\circ$	$40^\circ < \theta < 50^\circ$	$50^\circ < \theta < 60^\circ$
$18.5 < \log E < 18.6$	28	25	23
$18.6 < \log E < 18.7$	23	18	17
$18.7 < \log E < 18.8$	12	13	14

Tabela 5.3: Tabela com a distribuição do número de eventos para cada faixa de ângulo zenital e energia para o ano de 2008.

Foram analisados também eventos com energias mais elevadas na faixa de 19.0 a 19.6 EeV. À medida que a energia aumenta os eventos vão ficando mais raros. Por esta razão, no intuito de ter uma estatística ligeiramente melhor foi mantido o critério de seleção em intervalos de 10° para o ângulo zenital e de 10 km para a distância ao eixo do chuveiro (dca). Para a energia foram selecionadas 3 novas faixas separadas por um intervalo de 0.2 EeV, com as bandas contendo um determinado número de eventos, estando dispostas da seguinte forma:

Com base em referências anteriores, [70, 93, 73], estendemos nossos resultados também para a questão da sazonalidade entre os eventos. Dessa forma, foram criadas

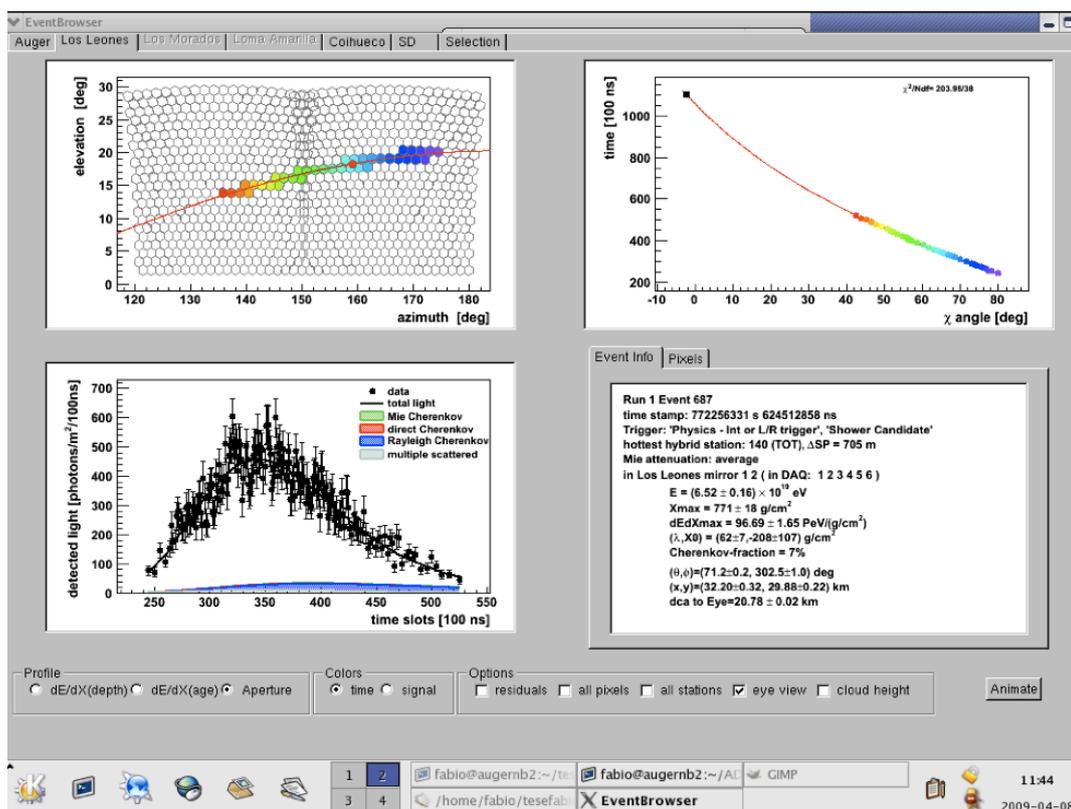


Figura 5.2: *EventBrowser* do AugerObserver para a visualização e seleção dos eventos de interesse de nossa análise

2007 - Energia/ângulo	$30^\circ < \theta < 40^\circ$	$40^\circ < \theta < 50^\circ$	$50^\circ < \theta < 60^\circ$
$19.0 < \log E < 19.2$	13	não há eventos	8
$19.2 < \log E < 19.4$	7	não há eventos	3
$19.4 < \log E < 19.6$	4	3	3

Tabela 5.4: Tabela com a distribuição do número de eventos para cada faixa de ângulo zenital e energia mais elevada para o ano de 2007.

2008 - Energia/ângulo	$30^\circ < \theta < 40^\circ$	$40^\circ < \theta < 50^\circ$	$50^\circ < \theta < 60^\circ$
$19.0 < \log E < 19.2$	19	19	11
$19.2 < \log E < 19.4$	11	6	11
$19.4 < \log E < 19.6$	não há eventos	3	2

Tabela 5.5: Tabela com a distribuição do número de eventos para cada faixa de ângulo zenital e energia mais elevada para o ano de 2008.

bandas que dependem unicamente da sazonalidade, e com essa dependência ficava clara também a dependência de fatores físicos e climáticos, tais como a pressão e a umidade. As bandas, para este caso, foram criadas para as diferentes estações do ano, mantendo a separação para os mesmos valores de energia mencionados anteriormente. As distâncias ao eixo do chuveiro foram ignoradas, o que pode ser uma fonte de erros sistemáticos. A obtenção da curva de rendimento da fluorescência em função da altitude é feita da mesma forma que o estudo de chuveiros detectados com inclinações diferentes. Entretanto, para o processo de criação dessas novas bandas utilizamos os mesmos dados híbridos do AugerObserver, porém separados mês a mês durante os anos de 2007 e 2008.

Primeiramente, usamos a ferramenta *RecSelectAndMerge* do AugerObserver a fim de unir os eventos de 2007 e 2008 e gerar bandas com maior quantidade de dados e consequentemente com maior estatística. Este procedimento é feito de forma que o nome de cada arquivo .root seja escrito em um arquivo DAT e este arquivo DAT quando executado pelo *framework* do AugerObserver gere um novo arquivo .root que contenha somente os eventos dos arquivos .root originais que satisfaçam os critérios qualitativos de seleção. Sendo assim, foram criadas 8 bandas distintas, sendo que 4 bandas correspondem aos eventos para cada estação do ano na faixa de energia de 18.5 EeV a 18.8 EeV e as outras 4 bandas restantes correspondem às estações do

ano sendo a faixa de energia dos eventos compreendida entre 19.0 EeV e 19.6 EeV. A quantidade de eventos para cada banda para cada faixa de energia está mostrada nas tabelas abaixo.

Energia - $18.5 < \log E(EeV) < 18.8$	número de eventos
verão	175
outono	403
inverno	277
primavera	283

Tabela 5.6: Tabela com a distribuição do número de eventos para a faixa de energia de $18.5 < \log E(EeV) < 18.8$ dos anos 2007 e 2008 em função das estações do ano.

Energia - $19.0 < \log E(EeV) < 19.6$	número de eventos
verão	56
outono	113
inverno	89
primavera	101

Tabela 5.7: Tabela com a distribuição do número de eventos para a faixa de energia de $19.0 < \log E(EeV) < 19.6$ dos anos 2007 e 2008 em função das estações do ano.

5.3.2 Metodologia Utilizada

A dependência do rendimento da fluorescência com a altitude é conhecida na literatura [33, 42, 93, 73], por isso, o rendimento da fluorescência será calculado a partir de uma função rendimento da fluorescência que varie com a altitude. Pelo fato de estarmos medindo diretamente o rendimento da fluorescência no chuvaire atmosférico, fatores como a eficiência quântica, a eficiência do fotoelétron, os ganhos da fotomultiplicadora, o comprimento de atenuação efetivo dos fótons de fluorescência e a aceitação dos fótons no sistema óptico são levados em consideração na simulação através de uma calibração total do aparato de fluorescência. Os dados simulados são calibrados pela calibração média dos dados reais do AugerObserver. Por esta razão, foram construídas bandas agrupando eventos que são aproximadamente idênticos, descrevem a mesma física. Estes eventos apresentam praticamente a mesma energia, o mesmo ângulo zenital e a mesma distância do olho principal. Desta forma,

supõe-se que eles devam ter o mesmo rendimento de fluorescência. Foi calculado, então, o χ^2 entre um evento simulado pelo FDSim e cada evento da banda. O evento simulado tem os mesmos parâmetros do evento da banda (físico) só apresentando de diferente o rendimento da fluorescência. Com isso, teremos um conjunto de N valores de χ^2 e o valor do rendimento de fluorescência mais próximo do rendimento de fluorescência físico será aquele para o qual o χ^2 for mínimo. Como temos vários eventos na mesma banda, teremos N_1 valores de χ^2 o que nos permitirá calcular um χ^2 mínimo médio. Se todos os eventos forem fisicamente semelhantes, estes χ^2 serão praticamente idênticos a menos de flutuação. Quando descobrirmos o χ^2 mínimo relativo a cada evento da banda, automaticamente descobriremos um conjunto de parâmetros $a(1)$, $a(2)$, $a(3)$ mínimos que correspondem a parametrização do rendimento de fluorescência mais próxima da física. Como temos N_1 eventos na mesma banda, temos N_1 valores de $a(1)$, $a(2)$, $a(3)$. Novamente, se os eventos escolhidos são praticamente idênticos, esses valores de $a(1)$, $a(2)$, $a(3)$ calculados dentro de uma mesma banda devem ser muito próximos entre si a menos de flutuação. Com isso, podemos calcular os valores médios mínimos de $a(1)$, $a(2)$, $a(3)$ que correspondem a melhor parametrização da função rendimento de fluorescência que descreve aquela banda. O processo é, então, repetido para todas as outras bandas.

No capítulo 4, optamos por reduzir a atmosfera a um sistema complexo de uma única camada constituído por uma mistura heterogênea de gases. Por esta razão vamos atribuir que a função rendimento da fluorescência exiba uma dependência única em relação a altitude, independente de um modelo de múltiplas camadas atmosféricas, conforme mostrado na equação 5.5.1 (QUAL?).

$$F(Yield) = a(1) + a(2) \cdot h + a(3) \cdot h^2 + a(4) \cdot h^3 + a(5) \cdot h^4 + a(6) \cdot h^5 \quad (5.12)$$

onde h é a altura acima do nível do mar e $a(1)$, $a(2)$, $a(3)$, ..., $a(n)$ são os parâmetros de ajuste que definem a forma da função. Na análise realizada, os parâmetros $a(1)$, $a(2)$, $a(3)$ variam uniformemente, conforme mostra a figura 5.3.

Os parâmetros de ordem superior $a(n)$, ($n > 3$) são muito pequenos quando

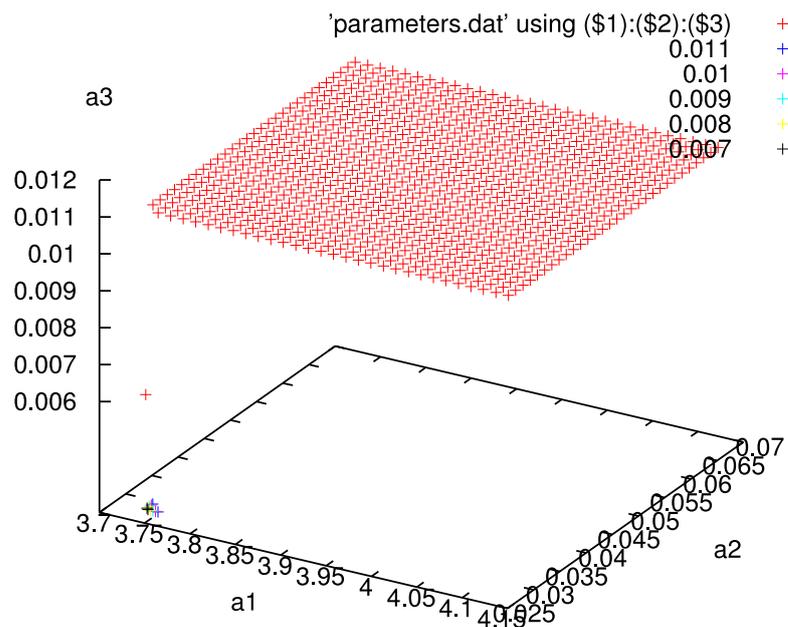


Figura 5.3: Distribuição dos parâmetros $a(1)$, $a(2)$ e $a(3)$ no espaço de fase.

comparados com $a(1)$, $a(2)$ e $a(3)$ e por isso pouco contribuem para a evolução do rendimento da fluorescência com a altura, sendo, portanto, tratados como estáveis nessa análise.

As figuras a seguir mostram os valores “ótimos” de $a(1)$, $a(2)$ e $a(3)$ para algumas das bandas analisadas. Os resultados completos com todos os eventos e todas as bandas analisadas estão mostrados no Apêndice A. As tabelas 5.5.1 e 5.5.2 mostram os valores de $a(1)$, $a(2)$ e $a(3)$ para a melhor parametrização calculada para cada banda de eventos.

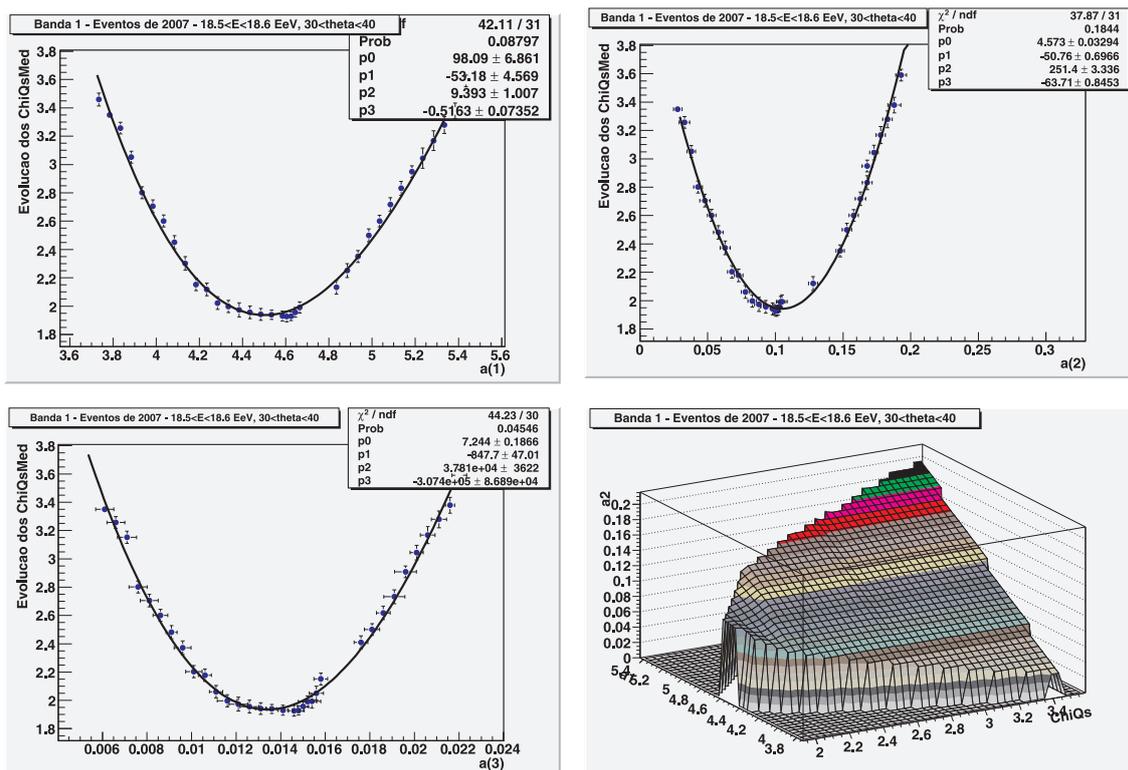
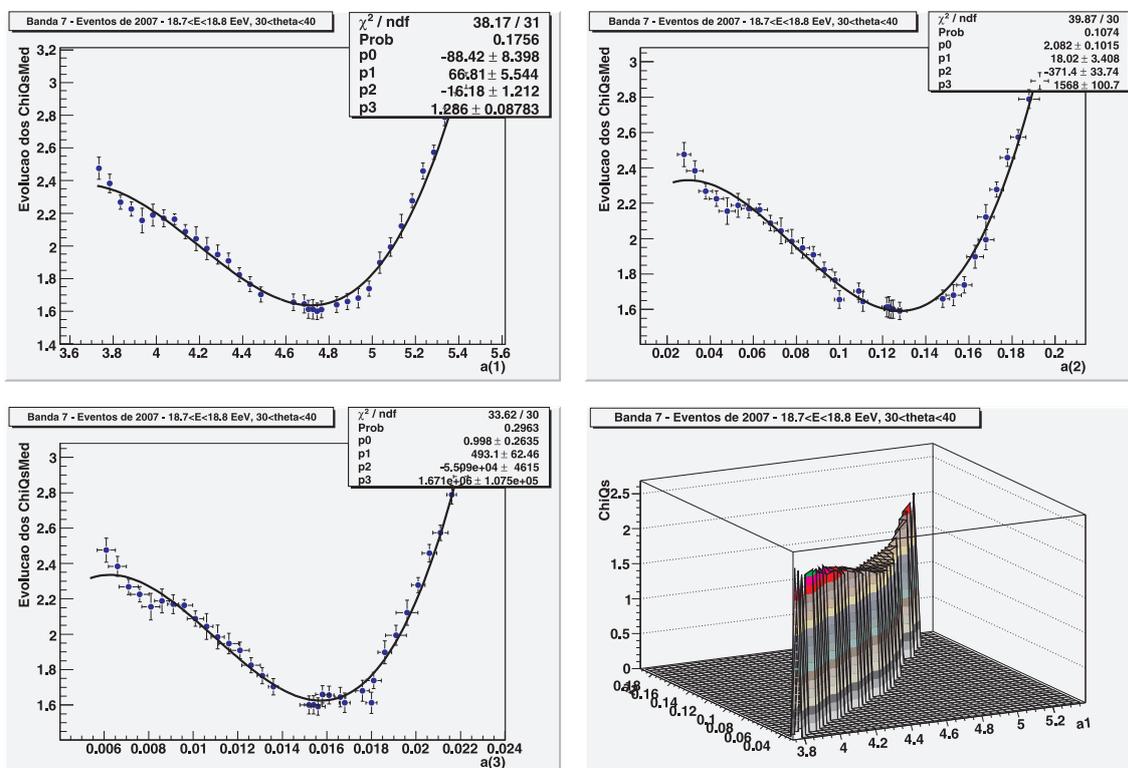
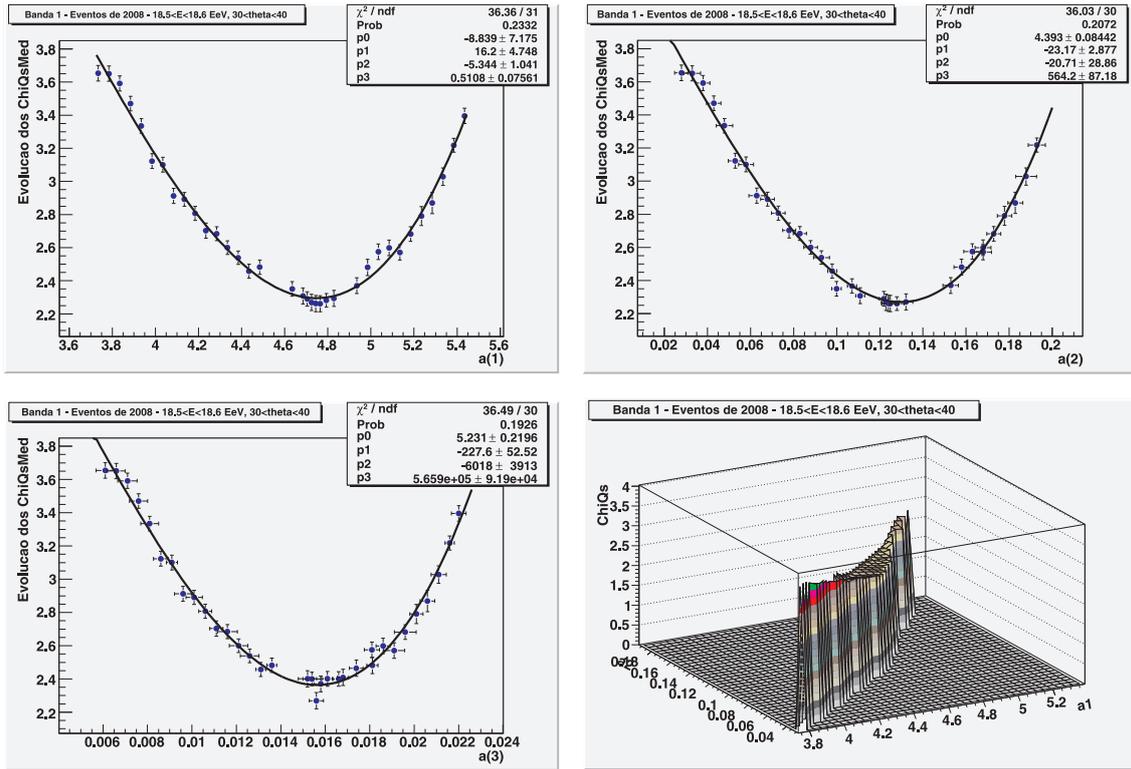
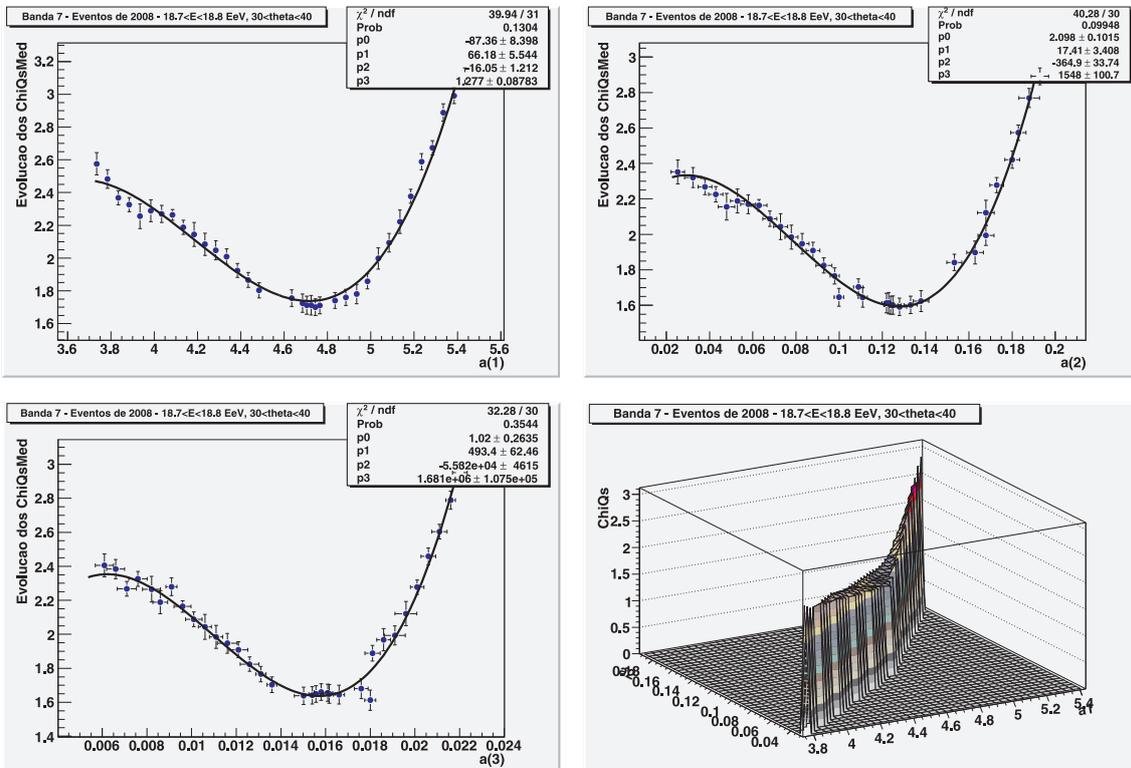
(a) Dados 2007 - $18.5 < \log E(\text{EeV}) < 18.6$, $30^\circ < \theta < 40^\circ$.(b) Dados 2008 - $18.7 < \log E(\text{EeV}) < 18.8$, $30^\circ < \theta < 40^\circ$.

Figura 5.4: Curvas do χ^2 para $a(1)$ (acima, à esquerda), $a(2)$ - (acima, à direita), $a(3)$ - (abaixo, à esquerda) e a superfície com os valores mínimos de $a(1)$ e $a(2)$ para o menor χ^2 entre as curvas real e simulada da função (abaixo, à direita).



(c) Dados 2008 - $18.5 < \log E(\text{EeV}) < 18.6$, $30^\circ < \theta < 40^\circ$.



(d) Dados 2008 - $18.7 < \log E(\text{EeV}) < 18.8$, $30^\circ < \theta < 40^\circ$.

Figura 5.4

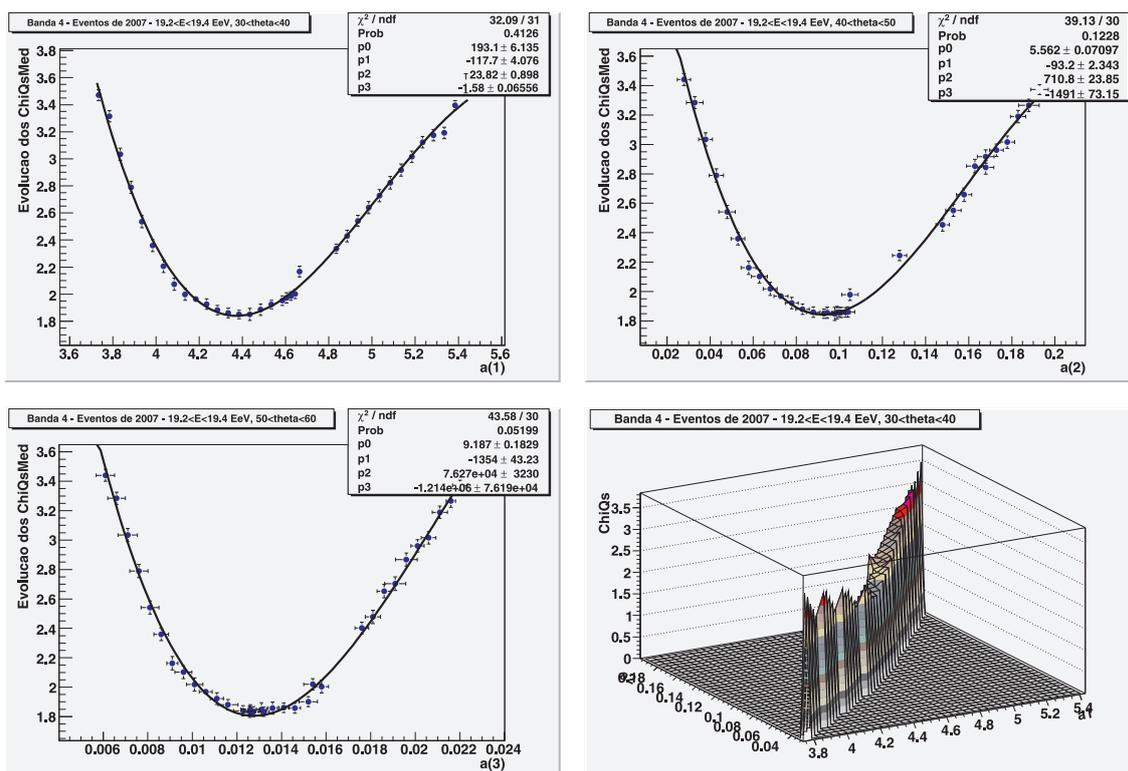
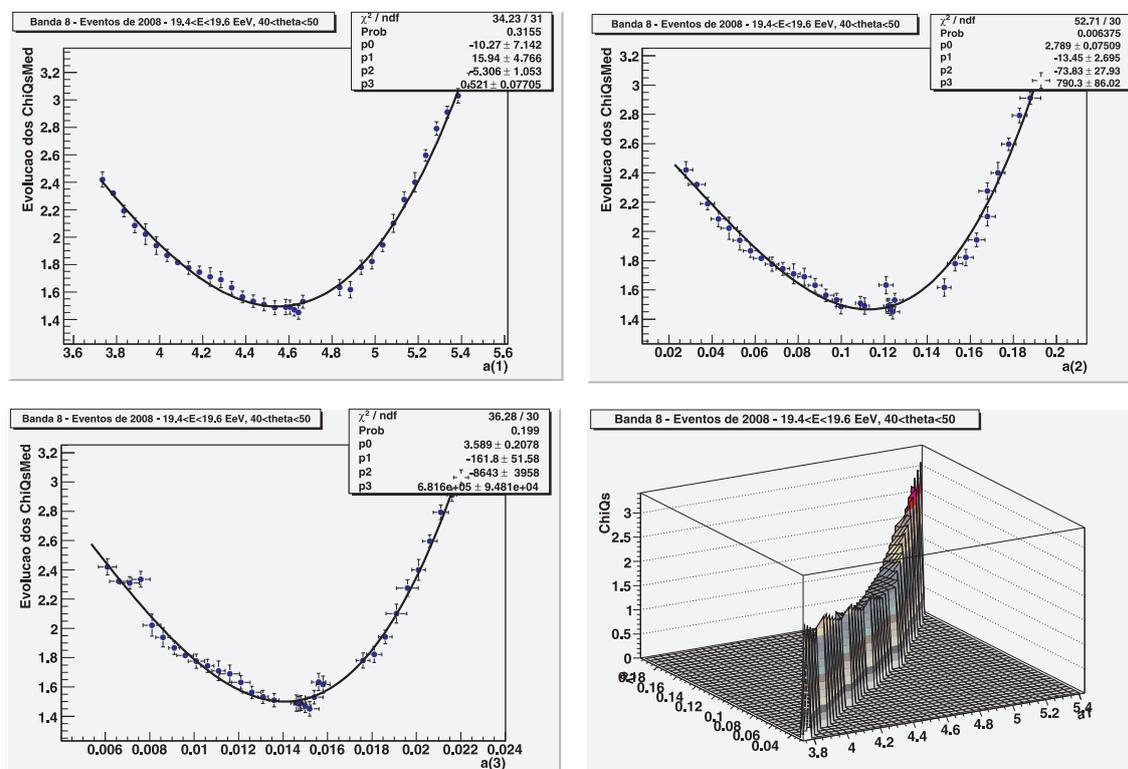
(e) Dados 2007 - $19.2 < \log E(\text{EeV}) < 19.4$, $30^\circ < \theta < 40^\circ$.(f) Dados 2008 - $19.4 < \log E(\text{EeV}) < 19.6$, $40^\circ < \theta < 50^\circ$.

Figura 5.4

As tabelas a seguir mostram os valores de $a(1)$, $a(2)$ e $a(3)$ para a melhor parametrização calculada para cada banda de eventos.

(Ano) - Energia/ângulo	$30^\circ < \theta < 40^\circ$	$40^\circ < \theta < 50^\circ$	$50^\circ < \theta < 60^\circ$
2007 - $18.5 < \log E < 18.6$	4.6044 ± 0.0051	4.4344 ± 0.0077	4.6044 ± 0.0051
2008 - $18.5 < \log E < 18.6$	4.7244 ± 0.0062	4.7244 ± 0.0062	4.3344 ± 0.0091
2007 - $18.6 < \log E < 18.7$	4.6444 ± 0.0082	4.6244 ± 0.0062	4.8844 ± 0.0083
2008 - $18.6 < \log E < 18.7$	4.4844 ± 0.0051	4.6044 ± 0.0051	4.7444 ± 0.0082
2007 - $18.7 < \log E < 18.8$	4.7444 ± 0.0082	4.5344 ± 0.0062	4.5944 ± 0.0062
2008 - $18.7 < \log E < 18.8$	4.7444 ± 0.0082	4.5844 ± 0.0062	4.5944 ± 0.0062
2007 - $19.0 < \log E < 19.2$	4.5344 ± 0.0062	não há eventos	4.6044 ± 0.0051
2008 - $19.0 < \log E < 19.2$	4.7444 ± 0.0082	4.7644 ± 0.0072	4.6844 ± 0.0052
2007 - $19.2 < \log E < 19.4$	4.3844 ± 0.0082	não há eventos	4.6644 ± 0.0082
2008 - $19.2 < \log E < 19.4$	4.3844 ± 0.0082	4.6444 ± 0.0082	4.6644 ± 0.0082
2007 - $19.4 < \log E < 19.6$	4.7244 ± 0.0062	4.6244 ± 0.0062	4.6244 ± 0.0062
2008 - $19.4 < \log E < 19.6$	não há eventos	4.6044 ± 0.0051	4.5944 ± 0.0062

Tabela 5.8: Tabela com a evolução do parâmetro $a(1)$ em função do ângulo zenital θ em graus e da energia $\log E$ em EeV de todos os eventos selecionados.

(Ano) - Energia/ângulo	$30^\circ < \theta < 40^\circ$	$40^\circ < \theta < 50^\circ$	$50^\circ < \theta < 60^\circ$
2007 - $18.5 < \log E < 18.6$	0.1028 ± 0.0022	0.0978 ± 0.0021	0.1018 ± 0.0022
2008 - $18.5 < \log E < 18.6$	0.1248 ± 0.0038	0.1228 ± 0.0022	0.0978 ± 0.0021
2007 - $18.6 < \log E < 18.7$	0.0998 ± 0.0022	0.0998 ± 0.0022	0.1028 ± 0.0022
2008 - $18.6 < \log E < 18.7$	0.0878 ± 0.0032	0.1278 ± 0.0033	0.1238 ± 0.0032
2007 - $18.7 < \log E < 18.8$	0.1238 ± 0.0032	0.0998 ± 0.0022	0.0998 ± 0.0022
2008 - $18.7 < \log E < 18.8$	0.1088 ± 0.0022	0.1108 ± 0.0021	0.0998 ± 0.0022
2007 - $19.0 < \log E < 19.2$	0.0988 ± 0.0022	não há eventos	0.1087 ± 0.0022
2008 - $19.0 < \log E < 19.2$	0.1238 ± 0.0032	0.1278 ± 0.0033	0.0998 ± 0.0022
2007 - $19.2 < \log E < 19.4$	0.0928 ± 0.0037	não há eventos	0.1048 ± 0.0038
2008 - $19.2 < \log E < 19.4$	0.0878 ± 0.0032	0.1038 ± 0.0032	0.1238 ± 0.0032
2007 - $19.4 < \log E < 19.6$	0.1218 ± 0.0022	0.1248 ± 0.0038	0.1248 ± 0.0038
2008 - $19.4 < \log E < 19.6$	não há eventos	0.1108 ± 0.0021	0.0998 ± 0.0022

Tabela 5.9: Tabela com a evolução do parâmetro $a(2)$ em função do ângulo zenital θ em graus e da energia $\log E$ em EeV de todos os eventos selecionados.

A estabilidade dos parâmetros calculados

Neste trabalho, desenvolvemos uma técnica que consiste em demonstrar o quão estáveis são os parâmetros calculados para a obtenção da validação “ótima” da

(Ano) - Energia/ângulo	$30^\circ < \theta < 40^\circ$	$40^\circ < \theta < 50^\circ$	$50^\circ < \theta < 60^\circ$
2007 - $18.5 < \log E < 18.6$	0.0145 ± 0.0002	0.0131 ± 0.0002	0.0140 ± 0.0002
2008 - $18.5 < \log E < 18.6$	0.0155 ± 0.0003	0.0179 ± 0.0002	0.0160 ± 0.0002
2007 - $18.6 < \log E < 18.7$	0.0135 ± 0.0002	0.0141 ± 0.0002	0.0152 ± 0.0002
2008 - $18.6 < \log E < 18.7$	0.0120 ± 0.0004	0.0151 ± 0.0004	0.0155 ± 0.0003
2007 - $18.7 < \log E < 18.8$	0.0151 ± 0.0002	0.0146 ± 0.0002	0.0150 ± 0.0002
2008 - $18.7 < \log E < 18.8$	0.0135 ± 0.0002	0.0145 ± 0.0002	0.0150 ± 0.0002
2007 - $19.0 < \log E < 19.2$	0.0125 ± 0.0002	não há eventos	0.0149 ± 0.0002
2008 - $19.0 < \log E < 19.2$	0.0135 ± 0.0004	0.0179 ± 0.0002	0.0165 ± 0.0002
2007 - $19.2 < \log E < 19.4$	0.0125 ± 0.0004	não há eventos	0.0153 ± 0.0004
2008 - $19.2 < \log E < 19.4$	0.0120 ± 0.0004	0.0151 ± 0.0004	0.0157 ± 0.0003
2007 - $19.4 < \log E < 19.6$	0.0179 ± 0.0002	0.0179 ± 0.0002	0.0157 ± 0.0002
2008 - $19.4 < \log E < 19.6$	não há eventos	0.0145 ± 0.0002	0.0150 ± 0.0002

Tabela 5.10: Tabela com a evolução do parâmetro $a(3)$ em função do ângulo zenital θ em graus e da energia $\log E$ em EeV de todos os eventos selecionados.

curva de rendimento da fluorescência encontrada. Foram criados vários conjuntos de dados simulados segundo critérios de faixas de ângulos zenitais e de energia - as chamadas **bandas**. Essas bandas foram mostradas nas tabelas anteriores e para cada banda evoluímos os parâmetros da função rendimento da fluorescência em um espaço de fase homogêneo de forma que para cada variação de cada parâmetro, tivéssemos uma nova parametrização de rendimento da fluorescência. Este processo foi descrito com detalhes na seção anterior, de tal forma que ao final da simulação de todas as parametrizações, computamos os χ^2 entre a curva real e a curva simulada, e ao menor valor de χ^2 temos então a parametrização ideal. Os dados analisados estão mostrados no Apêndice A.

A figura 5.5 mostra a evolução dos parâmetros $a(1)$, $a(2)$ e $a(3)$ da função rendimento da fluorescência em função da energia e do ângulo zenital. Os resultados numéricos estão mostrados na tabelas 5.11 e 5.12.

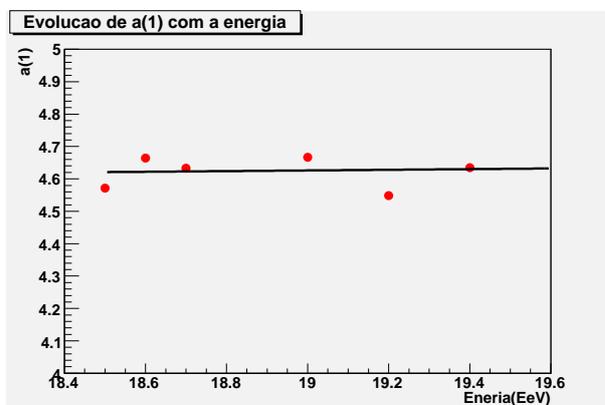
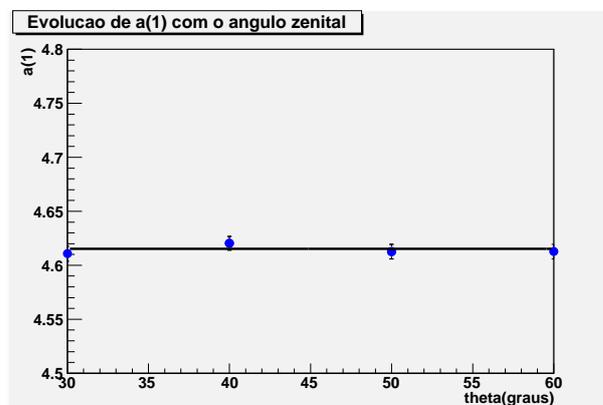
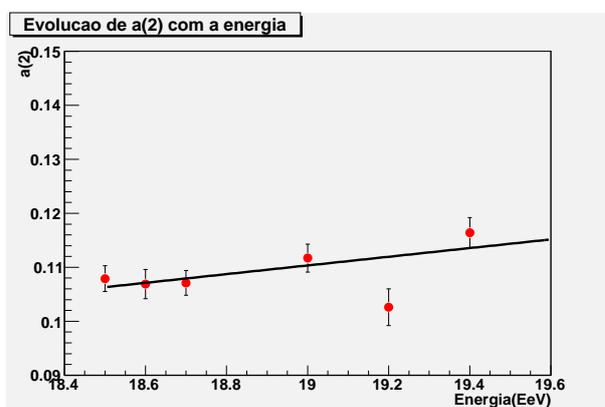
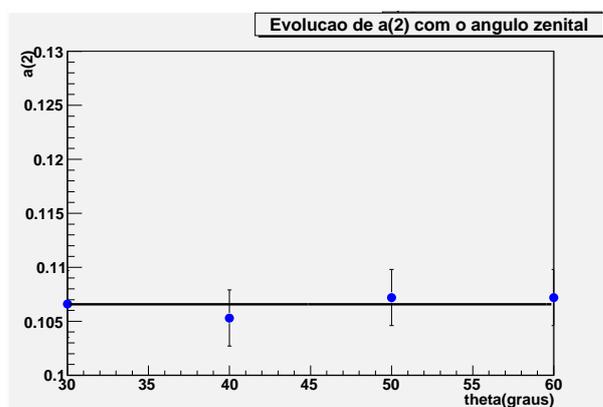
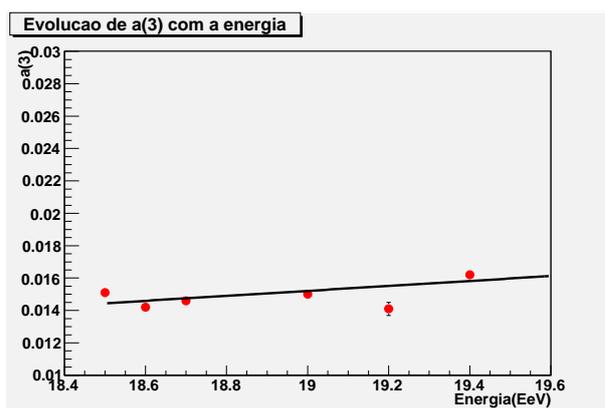
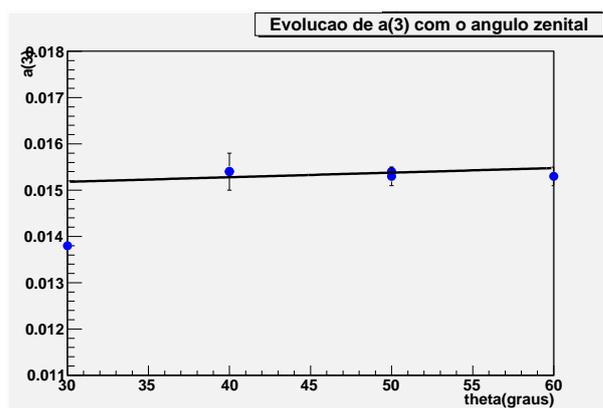
(a) $a(1)$ com energia.(b) $a(1)$ com o ângulo zenital.(c) $a(2)$ com energia.(d) $a(2)$ com o ângulo zenital.(e) $a(3)$ com energia.(f) $a(3)$ com o ângulo zenital.

Figura 5.5: Evolução dos valores do parâmetro $a(1)$, $a(2)$ e $a(3)$ com a energia e o ângulo zenital.

Intervalo	a(1)	a(2)	a(3)
$30^\circ < \theta < 40^\circ$	4.6107 ± 0.0071	0.1066 ± 0.0031	0.0138 ± 0.0004
$40^\circ < \theta < 50^\circ$	4.6204 ± 0.0064	0.1353 ± 0.0026	0.0154 ± 0.0001
$50^\circ < \theta < 60^\circ$	4.6127 ± 0.0068	0.1072 ± 0.0026	0.0153 ± 0.0002

Tabela 5.11: Tabela com os valores médios dos parâmetros $a(1)$, $a(2)$ e $a(3)$ para cada intervalo de ângulo zenital analisado.

Energia	a(1)	a(2)	a(3)
$18.5 < \log E < 18.6$	4.5710 ± 0.0065	0.1079 ± 0.0024	0.0151 ± 0.0002
$18.6 < \log E < 18.7$	4.6644 ± 0.0068	0.1069 ± 0.0027	0.0142 ± 0.0002
$18.7 < \log E < 18.8$	4.6327 ± 0.0068	0.1071 ± 0.0023	0.0146 ± 0.0002
$19.0 < \log E < 19.2$	4.6644 ± 0.0063	0.1117 ± 0.0026	0.0150 ± 0.0002
$19.2 < \log E < 19.4$	4.5484 ± 0.0082	0.1026 ± 0.0034	0.0141 ± 0.0004
$19.4 < \log E < 19.6$	4.6344 ± 0.0059	0.1164 ± 0.0028	0.0162 ± 0.0002

Tabela 5.12: Tabela com os valores médios dos parâmetros $a(1)$, $a(2)$ e $a(3)$ para cada intervalo de energia analisado.

A técnica desenvolvida para o rendimento da fluorescência consiste em fazer a média aritmética, separadamente, dos parâmetros calculados $a(1)$, $a(2)$ e $a(3)$, ora variando o ângulo zenital e fixando as energias e ora fazendo o procedimento inverso, variando as energias e fixando o intervalo de ângulo zenital. Essa distribuição de variáveis ângulo zenital-energia não é homogênea visto que cada banda tem um número próprio de eventos. Por outro lado, os valores de $a(1)$, $a(2)$ e $a(3)$ que melhor parametrizam a função rendimento da fluorescência nos dados reais são calculados em um espaço de fase homogêneo, conforme mostra a figura 5.3. Os resultados obtidos após a média para o ângulo zenital e para a energia são apresentados na tabela 5.13.

	Variando θ	Variando E
a(1)	4.6146 ± 0.0067	4.6195 ± 0.0067
a(2)	0.1163 ± 0.0027	0.1087 ± 0.0027
a(3)	0.0148 ± 0.0002	0.0148 ± 0.0002

Tabela 5.13: Comparação entre os valores de $a(1)$, $a(2)$ e $a(3)$ no caso de variações distintas de ângulo e energia.

A vantagem deste método para o rendimento da fluorescência é a capacidade de

demonstrar a estabilidade dos resultados obtidos, visto que os valores de $a(1)$, $a(2)$ e $a(3)$ se mostram bastante estáveis mesmo quando submetidos a diferentes intervalos angulares e de energia, o que podemos atribuir à qualidade dos eventos selecionados e aos critérios de cortes qualitativos adotados na criação das bandas. Por outro lado, a limitação do método aqui apresentado reside nas flutuações geradas pelo conjunto de bandas criadas. Vale ressaltar, entretanto, que foram utilizadas distâncias bem definidas na criação das bandas, dessa forma, é possível garantir que os eventos dentro de uma mesma banda angular têm distâncias mais ou menos semelhantes, além disso, é irrelevante se o evento é *stereo* ou não pois foi analisado o evento mais próximo do olho ou então o evento mais forte. Conforme é possível observar na tabela 5.13, os valores obtidos para $a(1)$, $a(2)$ e $a(3)$ em cada coluna representam a média dos valores de $a(1)$, $a(2)$ e $a(3)$ calculados nas tabelas 5.11 e 5.12, que são os valores mínimos ótimos encontrados para cada parametrização. Podemos observar a força desses parâmetros mediante o comportamento estável apresentado por eles a menos uma pequena flutuação, mostrada na tabela 5.13. No caso do parâmetro $a(3)$, é possível perceber sua grande estabilidade independentemente das possíveis variações de ângulo e energia, o que reforça o nosso método de ter centrado a análise nos 3 parâmetros mais relevantes para a obtenção da curva de fluorescência. Na próxima seção serão analisadas as bandas sob influência da questão da sazonalidade e a validação dos nossos resultados obtidos será realizada a partir da comparação entre os perfis dos eventos simulados e dos eventos reais, a partir da curva de rendimento da fluorescência calculada.

Na figura 5.6 e na tabela 5.5.7 apresentamos o comportamento do rendimento da fluorescência em função da altitude para o Observatório Pierre Auger obtido por esta tese. Apresentamos também as curvas obtidas por [33, 73, 93]. Nossa curva tem um comportamento bastante semelhante à do AirFly e um pouco acima desta curva (cerca de 5%). Ela, no entanto, se apresenta bastante diferente da curva de Nagano.

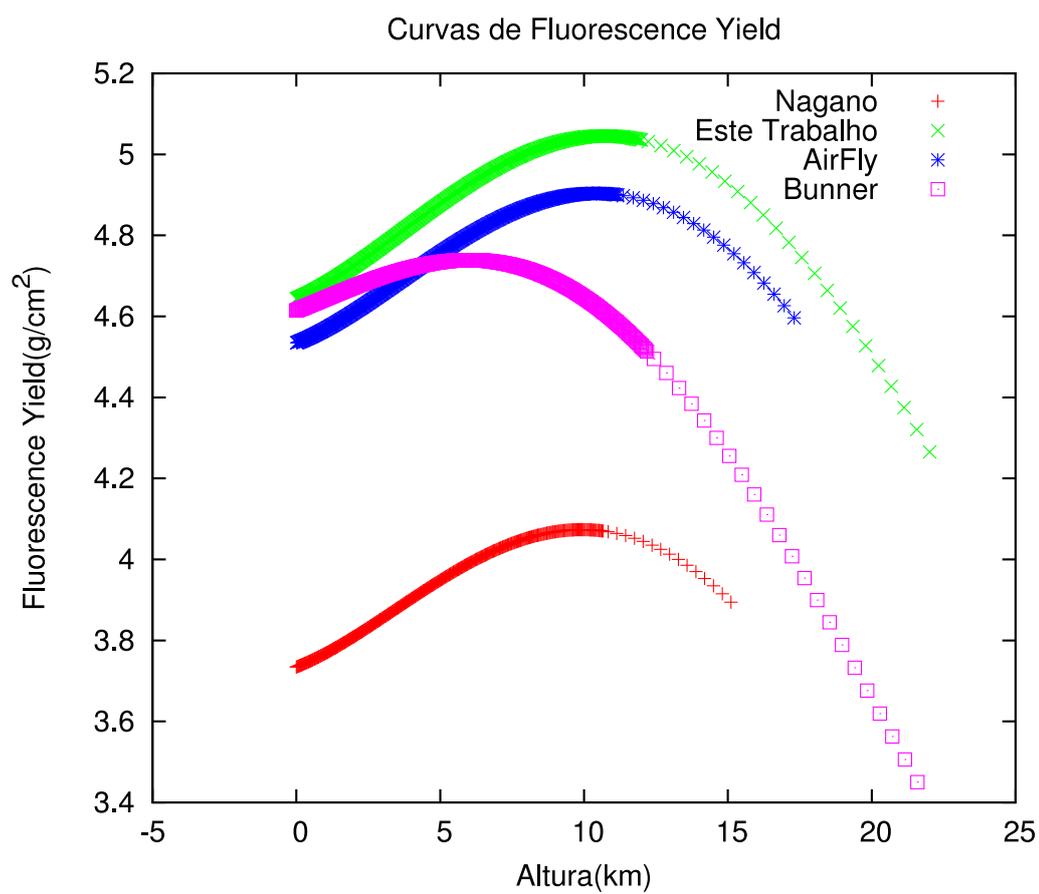


Figura 5.6: Comparação entre várias curvas de rendimento da fluorescência, após a obtenção dos parâmetros médios.

Medidas	$a(1)$	$a(2)$	$a(3)$
Este trabalho	4.6170 ± 0.0067	0.1125 ± 0.0238	0.0148 ± 0.0022
Nagano	3.7344 ± 0.0082	0.0278 ± 0.0081	0.0069 ± 0.0013
AirFly	4.5344 ± 0.0092	0.0979 ± 0.0256	0.0063 ± 0.0025
Bunner	4.6225 ± 0.0054	0.0823 ± 0.0371	0.0085 ± 0.0018

Tabela 5.14: Comparação entre os valores de $a(1)$, $a(2)$ e $a(3)$ para várias medidas realizadas de rendimento de fluorescência por vários autores.

5.3.3 Efeitos de sazonalidade na taxa de rendimento da fluorescência

Conforme discutimos anteriormente, a quantidade de luz de fluorescência emitida por um chuvaire atmosférico extenso ou por uma simples partícula carregada é proporcional a energia depositada, e medida diretamente através do sinal total da fluorescência no chuvaire. Para separar a influência da atmosfera, conforme foi descrito no capítulo anterior, usamos um modelo de atmosfera composta por uma única camada com uma mistura heterogênea de gases ideais, consideramos a fluorescência induzida em dois casos distintos em função da energia dos chuvaires para as 4 estações do ano. No primeiro caso, a faixa de energia é de 18.5 EeV a 18.EeV e no segundo caso a energia dos chuvaires está na faixa de 19.0 EeV a 19.6 EeV. Para a seleção desses chuvaires, foi usado o mesmo critério mencionado na seção anterior e o mecanismo de criação de bandas de eventos. O comportamento das curvas de rendimento da fluorescência está mostrado na figura 5.7 e na tabela 5.6.1. Vale ressaltar, que o nosso modelo atmosférico utilizado é o modelo de uma única camada com a atmosfera padrão norte-americana (US-StdA). Este modelo é o mesmo utilizado na construção do código de simulação da fluorescência, o FDSim [30]. Podemos observar em ambos os casos estudados, tanto para energias menores quanto para energias maiores, que para alturas ao nível do mar até uma altura da ordem de 10 km, o rendimento da fluorescência aumenta lentamente. Podemos observar que cada curva tem o mesmo comportamento com a altitude e acima de 10 km todas as curvas apresentam uma diminuição no rendimento da fluorescência, logo, não é a sazonalidade que está influenciando. Pelas curvas apresentadas é possível

observar que esse decréscimo no rendimento da fluorescência acontece independentemente da sazonalidade. Durante o inverno, as baixas temperaturas de Malargue sugerem um aumento no rendimento da fluorescência. Acima de 18 km, para todas as temperaturas observadas, aponta-se uma redução no rendimento da fluorescência. Acima de 14 km, as temperaturas muito baixas que, por ventura, venham ocorrer em todas as estações do ano são as responsáveis pelo aumento do rendimento da fluorescência, embora a esta altitude fique evidente a diminuição do rendimento da fluorescência, o que comprova a influência da temperatura no comportamento da curva de rendimento de fluorescência. Esse aumento durante as estações pode ser evidenciado pelos nossos eventos dispostos nas bandas, que tenham sido coletados em dias de uma determinada estação, onde por ventura, tenham ocorridos comportamentos meteorológicos atípicos para a referida estação do ano. Trabalhos anteriores [70] mostram que as diferenças de rendimento da fluorescência para as estações do ano na Argentina quando comparadas com US-StdA giram na ordem de 3%. Em nosso trabalho, no Observatório Pierre Auger, o fato de no inverno termos uma curva de rendimento da fluorescência mais pronunciada e com isso, um rendimento da fluorescência também maior nesta estação é desprezível. O decréscimo da medida do rendimento de fluorescência no verão está na faixa de 3%. No inverno, o rendimento da fluorescência é 1,6% maior que na atmosfera americana [53] e no verão é 2% menor. Dessa forma, podemos resumir que nas figuras 5.6.1 e 5.6.2 mostramos o comportamento do rendimento da fluorescência em função da altitude para duas bandas de energia estudadas e para as quatro estações. Na análise dos dados, ainda no que diz respeito à sazonalidade é possível perceber que mesmo quando as bandas são construídas em função das estações do ano, e em cada banda tenhamos eventos com energias e ângulos zenitais distintos, essas características não são dominantes sobre variáveis como temperatura e pressão, o que mostra a concordância dos resultados obtidos mediante a aplicação do método de aplicação da média sobre dos parâmetros em função das variáveis ângulo zenital e energia. É possível ver que para ambas as faixas de energia o rendimento da fluorescência é maior no inverno e o menor de todos no verão. O outono, por sua vez, tem um rendimento da fluorescência menor

que a primavera. Este mesmo tipo de resultado foi verificado por [70]. Existem estudos que mostram que na atmosfera argentina, a diferença de rendimento da fluorescência, quando comparada com a americana, é da ordem de 3% [70].

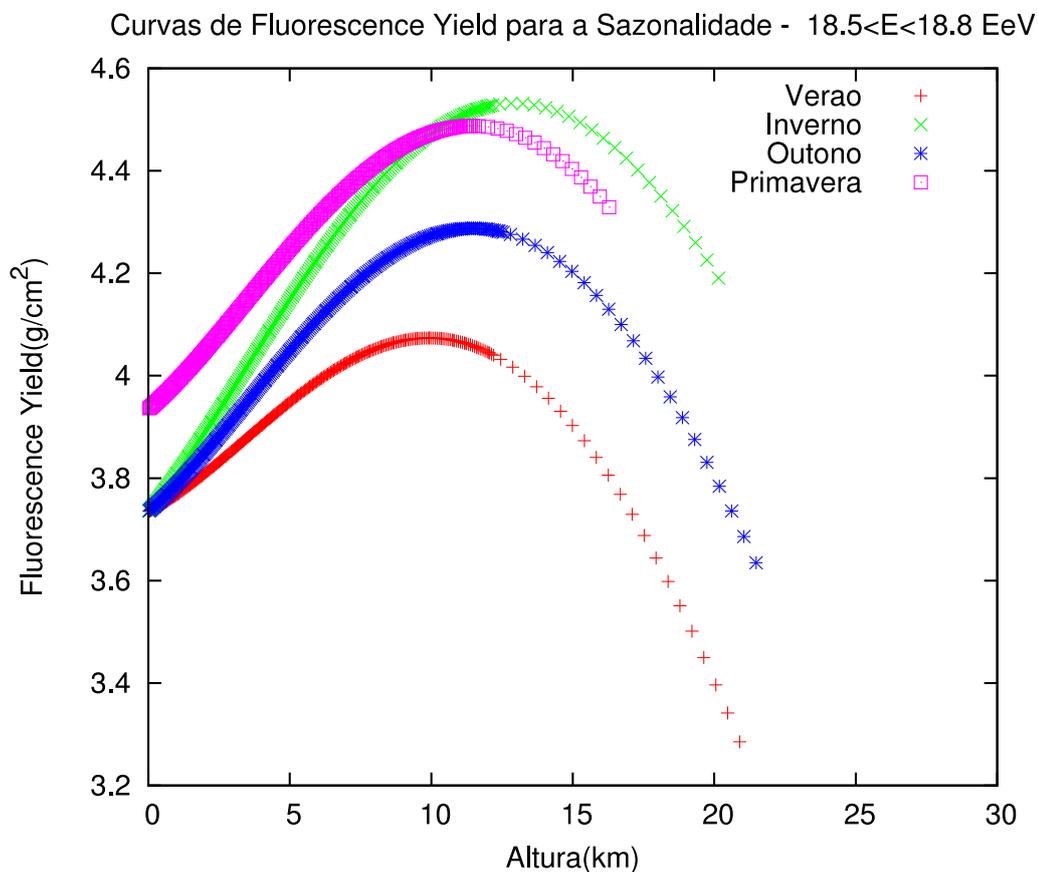


Figura 5.7: Rendimento da fluorescência para as estações do ano em função da altura em relação ao solo para valores de energia entre $18.5 < \log E(\text{EeV}) < 18.8$.

É possível perceber através da figura 5.7, que os máximos das curvas não estão alinhados, dessa forma, o aumento do rendimento da fluorescência a estas alturas para todas as estações do ano sugere que exista um aumento adicional na posição do máximo em altitudes em torno de 12 km, que é quando começa a ocorrer o decréscimo do rendimento da fluorescência. Este aumento pode ser explicado, em parte pela presença de eventos nas bandas que por alguma razão tenham escapado ao nosso critério de qualidade ou até mesmo, por eventos com características meteorológicas distintas das características padrão de uma determinada estação do ano,

Medidas	$a(1)$	$a(2)$	$a(3)$
Verão	3.7840 ± 0.5231	0.1012 ± 0.00092	0.0136 ± 0.0002
Outono	3.7790 ± 0.7120	0.1007 ± 0.0104	0.0125 ± 0.0002
Inverno	3.7812 ± 0.9437	0.0985 ± 0.0132	0.0154 ± 0.0003
Primavera	3.9460 ± 0.8713	0.0973 ± 0.0127	0.0147 ± 0.0002

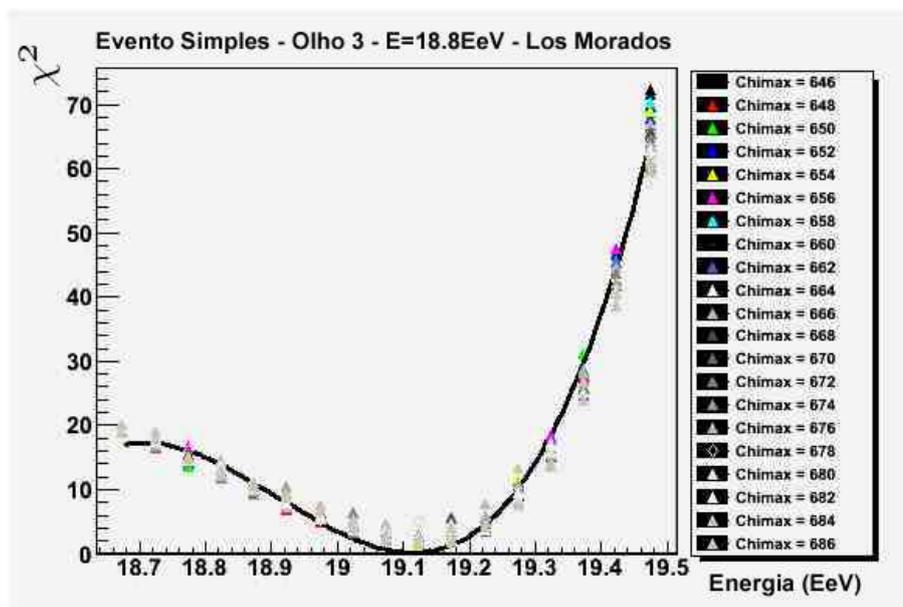
Tabela 5.15: Comparação entre os valores de $a(1)$, $a(2)$ e $a(3)$ obtidos neste trabalho para as estações do ano na banda de valores $18.5 < \log E(EeV) < 18.8$.

seja ela qual for. Outro fato a ser destacado diz respeito a análise do rendimento de fluorescência em função das estações do ano para a banda de energia superiores, i.e. $19.0 < \log E(EeV) < 19.6$. A estas energias, o número de eventos por banda cai consideravelmente, quando comparado a banda de energias entre $18.5 < \log E(EeV) < 18.8$, conforme é mostrado nas tabelas 5.4.5 e 5.4.6. Para o estudo da sazonalidade, as distâncias do eixo do chuveiro ao detector (dca) foram ignoradas, o que contaminou o resultado quando realizado o estudo da sazonalidade. Para as energias mais baixas i.e. $18.5 < \log E(EeV) < 18.8$, o alto número de eventos nas bandas, nos garante um resultado qualitativo em concordância com [81] e [70]. O fato dos máximos das curvas de rendimento de fluorescência estarem desalinhados para as duas regiões de energia, indica que a curva de rendimento de fluorescência é dominada pelas diferenças climáticas das estações do ano. Este resultado também foi verificado em [70]. Isto explica também o fato de a nossa curva de rendimento da fluorescência quando tratada para os casos de energia e ângulos zenitais ter um formato bastante semelhante quando encontramos o conjunto de parametrizações ideais, que se afastam de resultados anteriores, tais como [33, 42] e mostram uma concordância com [93]. A emissão da luz de fluorescência sofre influência determinante das variáveis atmosféricas. As diferenças entre as condições de verão e inverno são da ordem de 3%. O fato de termos perfis de rendimento da fluorescência distintos em função das estações do ano sugere a dominância dessas variáveis atmosféricas. Trabalhos anteriores [70], fazem uma correlação dessa dominância com a energia depositada pelo chuveiro e atribui essa diferença de perfis a padrões geométricos e de conversão. Ao utilizarmos o sinal total medido diretamente dos dados reais não temos este tipo de dúvida e a discrepância entre os máximos, pode,

então, ser atribuída aos fatores físicos reais mensuráveis.

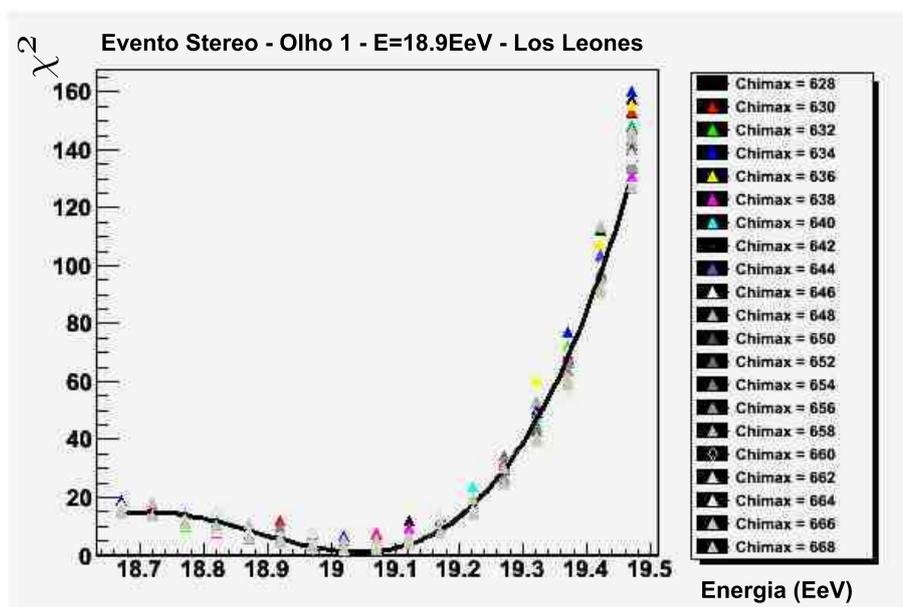
5.3.4 Validação dos resultados

A validação da eficiência do método de análise apresentado neste trabalho é baseada na análise da semelhança entre os dados simulados pelo FDSim e os dados experimentais reais presentes no AugerObserver. Após o processo de simulação, os sinais simulados pelo FDSim são comparados com os sinais reais do AugerObserver. O FDSim, portanto, é alimentado com a função *fluoryield* que foi obtida, nesta tese, e que é função dos melhores valores de $a(1)$, $a(2)$ e $a(3)$ obtidos na seção 5.6 mediante o método de embaralhamento dos parâmetros aplicado aos ângulos zenitais e a energia do chuveiro. é realizado, então, um processo de varredura na região física constituída por uma hipersuperfície de valores de X_{max} , energia e χ^2 . Nesta região, procuramos um conjunto de pontos locais nos quais o valor de χ^2 seja o menor possível, o que indica uma boa concordância entre os dados reais presentes no AugerObserver e os dados oriundos da simulação no FDSim. O melhor ajuste para o conjunto de parâmetros X_{max} -energia do chuveiro fica, então, evidenciado pelo menor valor de χ^2 , de forma que este valor se encontre no ponto de mínimo da concavidade do parabolóide que melhor ajusta os dados.



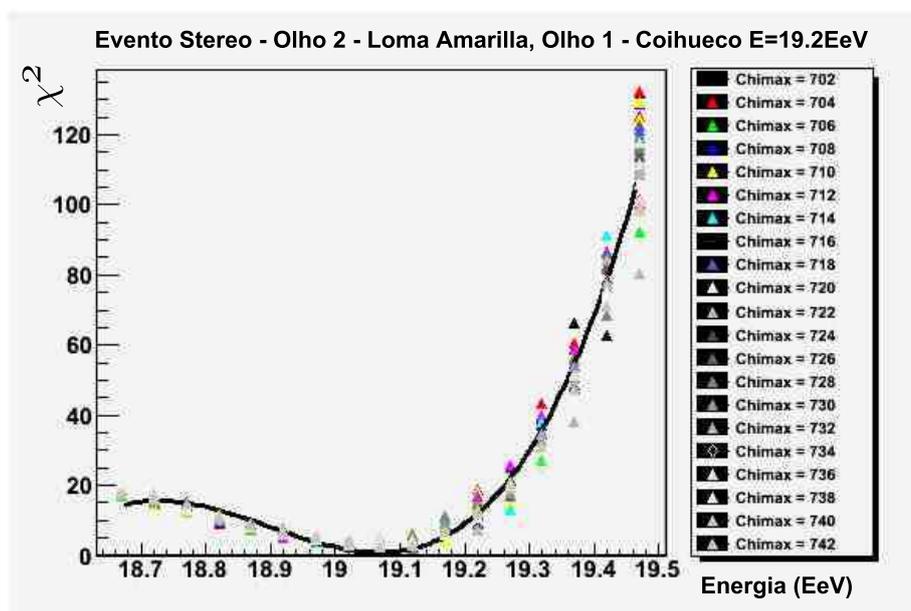
(a) Energia $\log E = 18.8$ (E em EeV) na baía 3 de Los Morados.

Figura 5.8: Parabolóide com os parâmetros ótimos calculados pela simulação para dos eventos.



(b) Energia $\log E = 18.9$ (E em EeV) na baía 1 de Los Leones.

Figura 5.8



(c) Energia $\log E = 19.2$ (E em EeV) na baía 2 de Loma Amarilla.

Figura 5.8

Conforme é mostrado nas figuras 5.8a, 5.8b e 5.8c, os valores de χ^2 assumem um comportamento parabólico em torno de um ponto de mínimo global. Uma vez terminada a reconstrução, é mostrado então que os sinais dos eventos reais provenientes do AugerObserver possuem a mesma forma dos sinais que foram simulados pelo FDSim com a função *fluoryield* calculada neste trabalho. As possíveis diferenças no perfil do sinal que aparecem na reconstrução podem ser atribuídas às primeiras etapas da evolução do chuveiro atmosférico extenso. Nestas etapas, possíveis ruídos de fundo existentes podem perturbar a aquisição de dados de tal forma que essas diferenças no perfil do sinal fiquem evidentes. Entretanto, conforme é mostrado nas figuras 5.9a, 5.9b e 5.9c, nossos resultados evidenciam o grande poder de reconstrução do nosso método. Esta evidência se mostra presente na grande quantidade de pontos que não exibem concordância com os dados reais oriundos do AugerObserver. A conjunção entre a nossa simulação realizada e a forma dos chuveiros atmosféricos extensos é realizada mediante o uso de um processo de verossimilhança, isto é, procurando o conjunto de parâmetros ótimos, através de um χ^2 mínimo, que reduza as incertezas entre os sinais real (via AugerObserver) e simulado (via FDSim).

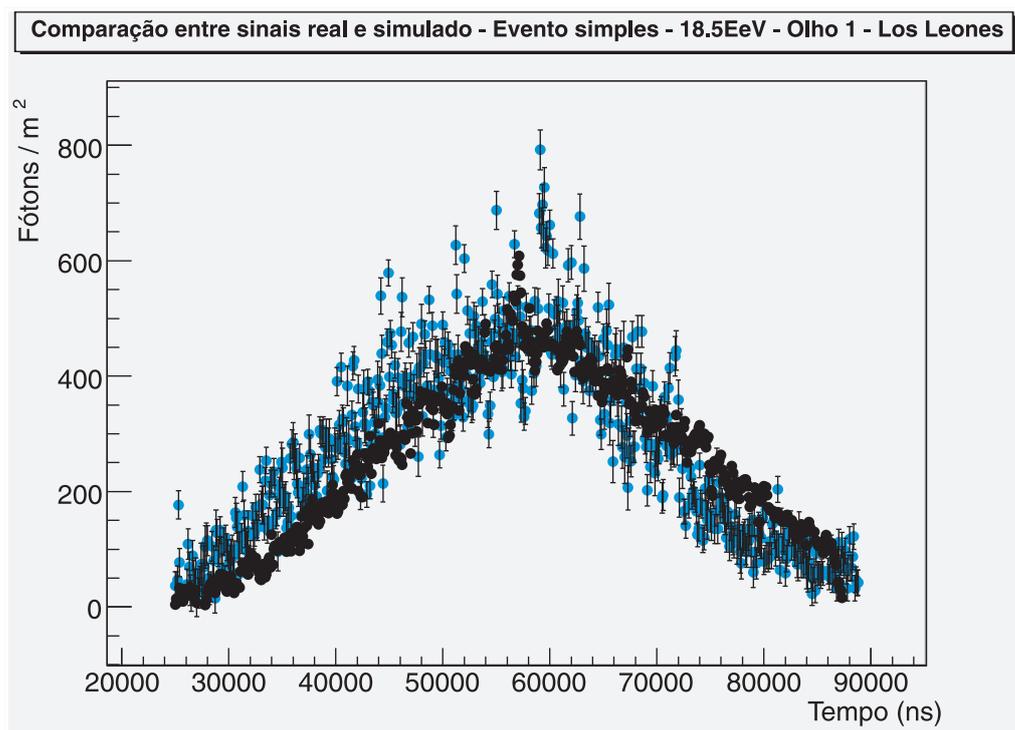
(a) $\log E = 18.5$ EeV na baía 1 de Los Leones

Figura 5.9: Comparação entre os perfis simulados e reais

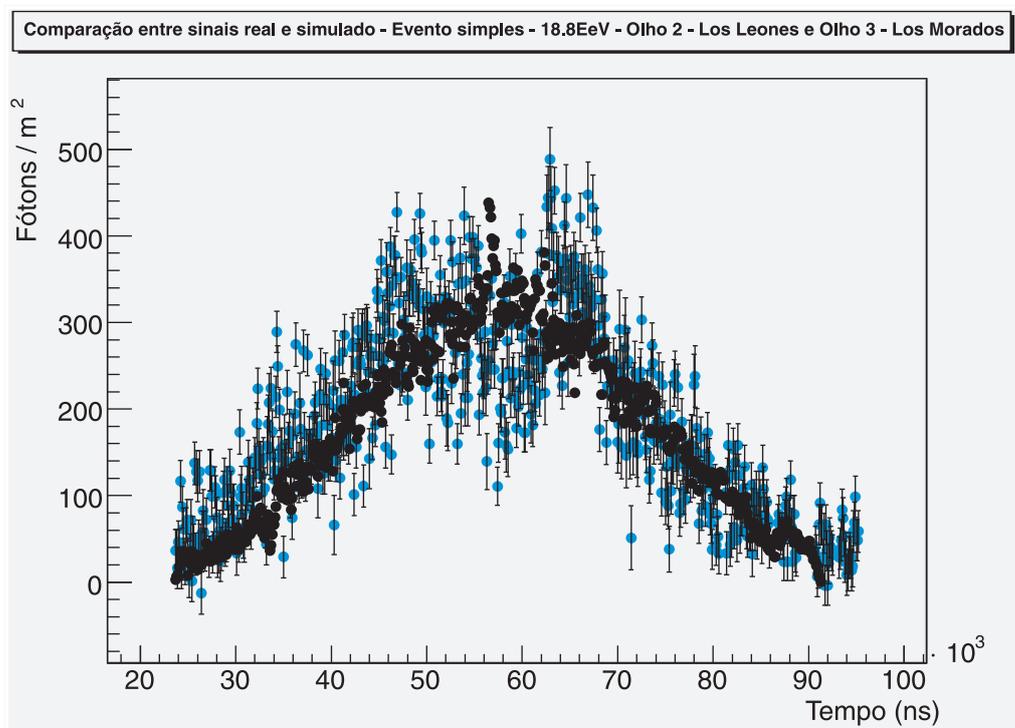
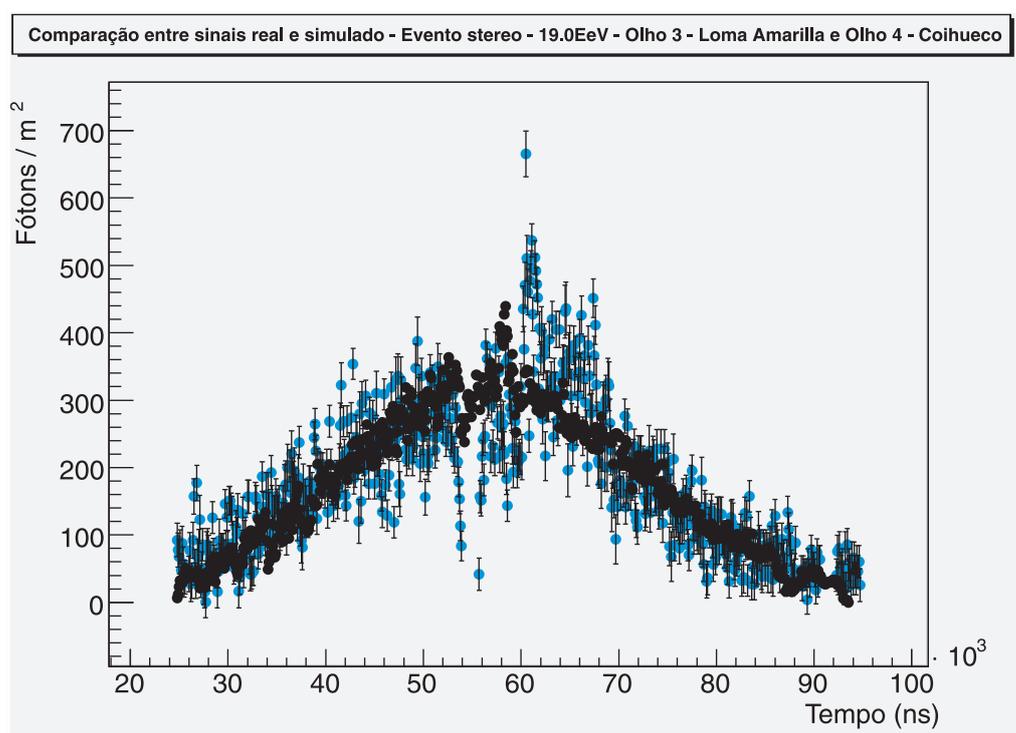
(b) $\log E = 18.8$ EeV nas baias 2 e 3 de Los Morados

Figura 5.9



(c) $\log E = 19.0$ EeV nas baias 3 e 4 de Coihueco.

Figura 5.9

5.3.5 Análise dos erros

As figuras 5.9a, 5.9b e 5.9c, mostram que o sinal real proveniente do AugerObserver e o sinal simulado, oriundo do FDSim apresentam a mesma forma, ou seja, ambos são descritos por funções matemáticas muito semelhantes.

Conforme é possível ver nos resultados apresentados pelos dados simulados, existem flutuações em nossa simulação que não podem ter sua interpretação desprezada, mas que não foram relevantes nesta etapa do trabalho. Dentre os fatores que podem contribuir para essas flutuações na simulação, é possível destacar a modelagem da atmosfera utilizada para o cálculo do rendimento da fluorescência (modelo atmosférico de camada única, gás ideal, quantidade heterogênea de mistura de gases) e a consequente introdução da nova função rendimento da fluorescência no FDSim. Além deste fator físico natural, devemos considerar também nossa dificuldade em tratar os eventos altamente energéticos. Essa dificuldade foi perfeitamente contornada no cálculo da função rendimento da fluorescência, tanto assim, que, conforme foi visto, não existem grandes discrepâncias nos parâmetros encontrados para esta função tanto na caso de energias mais altas ($\log E > 19.0$ EeV) ou em energias inferiores ($\log E \leq 18.8$ EeV), por outro lado, os eventos mais energéticos apresentam uma profundidade tal que o chuveiro atmosférico exibe um máximo bem visível, tratando de um evento de mais de um espelho. Em nossa análise, os eventos que foram vistos por mais de um telescópio de fluorescência (eventos *stereos*) foram tratados como um único evento, onde a análise foi realizada para o telescópio no qual o sinal do evento se mostrou mais intenso.

Capítulo 6

Conclusões

Nesta tese foi desenvolvido um método para a medida do rendimento da fluorescência diretamente a partir do sinal de fluorescência dos chuviros atmosféricos extensos coletados pelo Observatório Pierre Auger nos anos de 2007 e 2008. Nosso método apresentou-se de forma robusta quando comparado a experimentos dedicados à medida do rendimento da fluorescência [33, 42, 73, 93]. A partir da seleção de eventos agrupados em conjuntos com propriedades físicas muito semelhantes (ângulo zenital, distância do eixo do chuviro ao detector e energia) mediante aplicação de um método de verossimilhança foi possível medir o rendimento de fluorescência diretamente dos chuviros atmosféricos extensos.

Nesta tese consideramos um modelo de atmosfera de camada única. Escolhemos eventos que tinham contribuições Cherenkov desprezíveis, embora o FDSim fosse capaz de calcular essas parcelas sem problema algum. No caso de eventos *stereos*, só consideramos os eventos mais próximos do olho. Desta maneira, lidamos na maioria dos casos, com chuviros bem comportados. Estes fatores criaram condições ideais para que chuviros os mais bem comportados possível pudessem ser analisados, sem introduzir grandes fontes de erros em nossas medidas. Em nosso tratamento criamos bandas de energia e bandas angulares de tal maneira que tivéssemos chuviros fisicamente semelhantes em cada banda. Além disso, escolhemos chuviros tais que na primeira banda angular os eixos dos chuviros distem de 0 a 10 km do olho, na segunda banda distem de 10 a 20 km e na terceira de 20 a 30 km.

No que diz respeito à sazonalidade, o método foi novamente aplicado, porém com

um reagrupamento dos eventos nas bandas, ignorando os cortes qualitativos relativos ao ângulo zenital e à distância do eixo do chuveiro ao detector e considerando a estação do ano na qual os eventos foram observados e suas respectivas energias. Este fato nos possibilitou fazer uma análise substancial com respeito a evolução do comportamento da medida do rendimento de fluorescência nas diversas estações no ano, para a banda de energia de $18.5 < \log E(\text{EeV}) < 18.8$ mostrando que os resultados qualitativos obtidos apresentam boa concordância com [70, 81, 93]. Para as energias mais altas, $19.0 < \log E(\text{EeV}) < 19.6$, foram observados problemas, pois a estas energias, o número de eventos diminui consideravelmente quando comparado com as energias mais baixas. Soma-se a isto o fato de terem sido ignoradas as distâncias do eixo do chuveiro ao detector, fazendo com que dentro de uma mesma banda tivessem eventos com características físicas distintas, o que não nos traz uma informação confiável na medida do rendimento de fluorescência para estes valores de energias mais altas.

Nossos resultados apresentam uma boa concordância com os resultados obtidos pelo experimento AirFly [93], o que mostra que nosso método de medida direta do rendimento da fluorescência, mediante o uso de eventos selecionados por propriedades físicas semelhantes e a determinação de parametrizações obtidas a partir da máxima verossimilhança entre sinais simulados e reais se mostra bastante poderoso, mesmo quando um modelo atmosférico mais simples é introduzido, traduzindo-se por uma incerteza inferior a 12,5% na medida do rendimento da fluorescência.

As perspectivas futuras para este trabalho consistem em reescrever toda a estrutura de cálculo do rendimento da fluorescência em C++, de forma que esta nova estrutura possa ser integrada ao ambiente oficial de simulação da Colaboração Auger - o Offline [105]; e dessa forma nossos resultados possam ser úteis como uma ferramenta de verificação do próprio Offline no que diz respeito às medidas de rendimento da fluorescência. Vale lembrar que os resultados que obtivemos não levam em consideração toda a instrumentação eletrônica presente no Offline e mesmo assim nosso método apresenta-se bastante consistente. Além disto, é necessário um estudo

mais detalhado acerca da influência da sazonalidade na medida do rendimento de fluorescência e como esta medida se comporta a energias mais altas. Para isto é necessário a aplicação de novos cortes qualitativos adequados desde o processo de seleção dos eventos até a leitura das variáveis atmosféricas que possam influenciar na medida. Outra janela que fica aberta com nosso trabalho diz respeito a obtenção de estimativas para as seções de choque em interações hadrônicas a altas energias. Esse estudo pode ser realizado a partir de uma nova análise para o X_{max} , fornecendo estatísticas suficientes para ajudar na solução do enigma da composição da partícula primária.

Referências Bibliográficas

- [1] V. Hess, *Z Phys.* **13** (1912) 1084.
- [2] W. Bothe, W. Kolhöster, *Zeitschrift fur Physik*, **56**, (1929), 751.
- [3] P. Auger, T. Grivet *Rev. Mod. Phys.*, **11**, (1939), 232.
- [4] P. Auger *et al.*, *Rev. Mod. Phys.*, **11**, (1939), 288.
- [5] J. Linsley, *Phys. Rev. Lett.*, **10**, (1963), 146.
- [6] A.A.Penzias, R.W.Wilson *Phys. Rev. Lett.*, **142**, (1965), 419.
- [7] K. Graisen, *Phys.Rev.Lett.*, **16**, (1966), 748.
- [8] G.T.Zatsepin, V.A. Kuz'min, *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, **4**, (1966), 78.
- [9] S.K.K. Suga, *Phys.Rev.Lett.*, **27**, (1971), 838.
- [10] H.J. Garmston, A.A.Watson, *Nature*, **237**, (1972).
- [11] M.M. Winn *et al.*, *J.Phys.*, **G 653**, (1986), 748.
- [12] R.J.R.M.A. Lawrence, A. A. Watson *Phys.Rev.Lett.*, **733**, (1991), 748.
- [13] A.V.Glushkov *et al.*, *Phys.Rev.Lett.*, **55**, (1991), 95.
- [14] D.J.Bird *et al.*, *Phys.Rev.Lett.*, **3401**, (1993).
- [15] D.J.Bird *et al.*, *Astrophys. J.*, **491**, (1994).
- [16] D.J.Bird *et al.*, *Astrophys. J.*, **441**, (1995).
- [17] N.Hayashida *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **73**, (1994).
- [18] M. Takeda *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **81**, (1998).
- [19] E.E.Antonov *et al.*, *JETP Lett.*, **69**, (1999).
- [20] E. Fermi, *Phys. Rev.*, **75** (1949) 1169.
- [21] M.Nagano, A.A.Watson, *Rev.Mod.Phys.*, **72** (2000) 689.
- [22] R.D.Blandford, J.P.Ostriker, *Astrophys. J.*, **221** (1978) L28.

- [23] A.Olinto, *Nucl. Phys. B*, **97** (2001) 66.
- [24] The Pierre Auger Collaboration, *Science Magazine*, **318** (9th Nov. 2007) 66.
- [25] T.H.Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge, 1990.
- [26] W.Heitler, *The Quantum Theory of Radiation - 3a.ed.*, Oxford University Pres, London 1954.
- [27] J. Matthews, *Astropart. Phys.*, **22** (2005) 387.
- [28] N. N. Kalmykov *et al.*, *Proc. 28th Int. Cosmic Ray Conf., Tsukuba (Japan)* **2** (2003) 511.
- [29] J. Knapp, D. Heck *Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA: A User's Guide* Report KfK 5196B, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1993); Auger Technical note GAP-1998-012 (1998), <http://www-ik.fzk.de/corsika/usersguide/>.
- [30] R.C.Shellard, M.G.Amaral, *et al.*, *FDSim - A Simulation Tool for Fluorescence Detectors*, 1999.
- [31] L.Prado *et al.*, [http://www.ifi.unicamp.br/AUGER\(2004\)](http://www.ifi.unicamp.br/AUGER(2004)).
- [32] F. Nerling *et al.*, *Proc. 28th Int. Cosmic Ray Conf., Tsukuba (Japan)*, Vol. 2,611,(2003).
- [33] M. Nagano, K. Kobayakawa, N.Sazaki, K. Ando, *Astropart. Phys.* **20** (2003) 293.
- [34] <http://www.ast.leeds.ac.uk/haverah/havpark.shtml>.
- [35] *JETP Letters*, 2008, Vol.87, pp.345-348.
- [36] <http://www.akeno.icrr.utokio.ac.jp/AGASA>.
- [37] K. Honda *et al.*, *Phys. Rev. D* **56** (1997).
- [38] N.Hayashida *et al.*, *Journal of Physics G: Nucl. Part. Phys.* **21** (1995).
- [39] K. Shinozaki, *AIR LIGHT 03 International Workshop* (unplished).
- [40] R.M. Baltrusaitus *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. A* **240** (1985) 410.
- [41] T. Abu-Zayyad *et al.*, HiRes Collaboration, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* **253** (2000) 450.
- [42] K. Shinozaki *et al.*, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **372** 527 (1995).
- [43] T. K. Gaisser, A. M. Hillas, *Proc. 15 th Int. Cosmic Ray Conf., Plovdiv (Bul-*

- garia*). **8** (1977) 353.
- [44] C.B.Finley, S.Westerhoff, *Astropart. Phys* **359** (2004) 218.
- [45] M.Takeda *et al.*, *Astropart. Phys.* **19** 447 (2003).
- [46] T.Abu-Zayyad *et al.*, *astro-ph/0208243* **1** 2002.
- [47] T.Abu-Zayyad *et al.*, *Astropart. Phys.* **16**,1 (2001).
- [48] P.Allard *et al.*, *GAP 2006026 - Pierre Auger Collaboration* (unpublished).
- [49] T.K.Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University Press, Cambridge 1990.
- [50] B.A.Bodhaine *et al.*, *J. Atmos. Ocean. Tech.*, Vol.16, 1854, (1999).
- [51] G. Visconti, *Fundamentals os Physics and Chemistry of the Atmosphere*, Springer Verlag, Berlin, (2001).
- [52] C.D.Ahrens, *Meteorology Today*, West Publishing Company, Minneapolis/St. Paul (1994).
- [53] National Aeronautics and Space Administration (NASA), *U.S.Standard Atmosphere*, 1976, NASA-TM-X-74335, (1976).
- [54] National Space Science Data Center (NSSDC), <http://nssdc.gsfc.nasa.gov/space/model/atmos/us-standard.html>.
- [55] C.Song *et al.*, *Astrpart. Phys.* 14,7, (2000).
- [56] H.Haken, H.C.Wolf, *Molekulphysik und Quantenchemie*, Springer Verlag, Berlin, (1998).
- [57] G. Herzberg, *Molecular Spectra and Molecular Structure: I.Spectra of Diatomic Molecules*, D. van Nostrand Company, Inc.,New York , (1950).
- [58] B. Keilhauer, H.O. Klages, M.Risse, *Results od the first ballon measurement above the Pampa Amarilla*, Auger Note: GAP-2003-009, 2003, <http://www.auger.org/admin/GAP-NOTES>.
- [59] M.Risse, D.Heck, *Auger technical note GAP-2002-043*, (2002).
- [60] P.Lebrun, private communication (2006).
- [61] G.Davidson, R.O'Neil, *J.Chem.Phys.* 41, No.12,3946 (1964).
- [62] H.Haferkorn, *Optik*, Wiley-VCH Verlag, Weinheim, (2003).
- [63] H.J. Bolle, *Radiation and Energy Transport in the Earth Atmosphere System*,

- In: The Handbook of Environmental Chemistry (ed. O. Hutzinger), Vol. 1, Part B, Springer Verlag, Berlin, (1982).
- [64] H.C. Van de Hulst, Light Scattering by Small Particles, John Wiley and Sons, New York, (1957).
- [65] D.R.Lide (ed.), CRC-Handbook of Chemistry and Physics, 81th edition, CRC Press, Florida / Boca Raton, 10-160 and 10-220, (2000/2001).
- [66] J.C.Owens, Appl. Opt., Vol.16, 1, 151, (1967).
- [67] B. Edlén, Metrologia, Vol.2, No.2, 12, (1996).
- [68] A .Bucholtz, Appl. Opt., Vol.34, No.15, 2765, (1995).
- [69] ROOT home page <http://root.cern.ch>
- [70] B. Keilhauer, Investigation of Atmospheric Effects on the Development of Extensive Air Showers and their Detection with the Pierre Auger Observatory, *Doctor Thesis*, (2003).
- [71] L.Perrone, M.Risse, Auger technical note GAP-2002-060, (2002).
- [72] F. Nerling *et al.*, *Proc. 28th Int. Cosmic Ray Conf., Tsukuba (Japan)* **2** (2003) 611.
- [73] A.N.Bunner, PhD thesis, Cornell University, 1967.
- [74] G.Davidson, R.O'Neil, J. Chem.Phys. 41 (1964) 3946.
- [75] F.Kakimoto *et al.*, NIM A 372 (1996) 527.
- [76] <http://auger.de/events/air-light-03>.
- [77] <http://lappweb.in2p3.fr/IWFM05/index.html>.
- [78] <http://www.particle.cz/conferences/floret2006>.
- [79] F. Arciprete *et al.*, Nucl.Phys. B Proc. Supp. 150 (2006) 186-189.
- [80] J.W.Belz *et al.*, Astropart. Phys. 25 (2006) 129.
- [81] F. Arqueros *et al.*, Astropart. Phys. 26 (2006) 231.
- [82] F. Blanco and F. Arqueros, Phys. Lett. A 345 (2005) 355.
- [83] H.M.J. Barbosa, C. Dobrigkeit, V.L.Souza, Astropart. Phys. 22 (2004) 263-273.
- [84] <http://www.pdas.com/atmos.htm>.
- [85] B. Keilhauer *et al.*, Astropart. Phys. 25 (2006) 259.

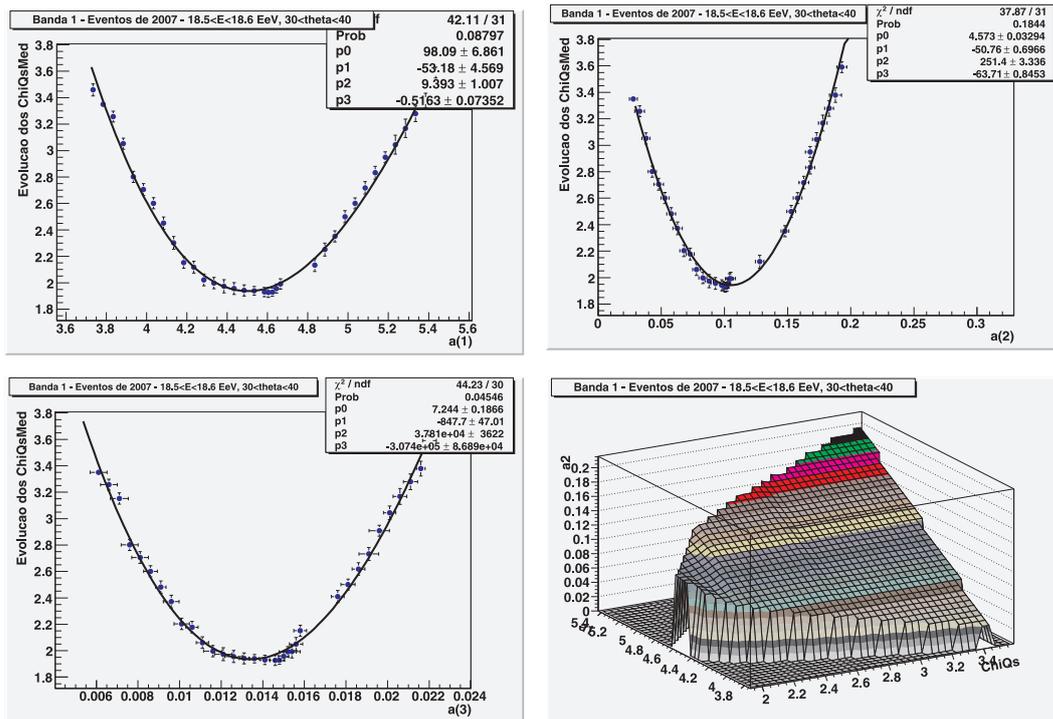
- [86] M.Nagano, K. Kobayakawa, N.Sazaki, K.Ando, *Astropart.Phys.* 20 (2003) 293.
- [87] G. Davidson and R. O'Neil, *J. Chem. Phys.* 41 (1964) 3946.
- [88] D.J.Bird et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 349 (1994) 592.
- [89] F.Kakimoto, M.Nagano, et. al., *Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research A* 372 (1996) 527-533.
- [90] S.M. Seltzer and M.J. Berger, *Int. J. Appl. Radiat Isot.* 33 (1982) 1189.
- [91] R.M. Sternheimer, M.J. Berger and S.M.Seltzer, *Atom. Data Nucl. Data Tables* 30 (1984) 261.
- [92] <http://augerobserver.fzk.de>
- [93] M. Ave *et al.*, A Novel Method for the Absolute Fluorescence Yield measurement by AIRFLY, astro-ph 0812.3649v1.
- [94] L.Prado Jr., et al., FDSim distribution page and user's manual (2004), <http://www.ifi.unicamp.br/AUGER>.
- [95] National Aerospace Administration (NASA), US standard atmosphere 1976, NASA Technical Report NASA-TM-X-74335, 1976.
- [96] J. Linsley, *Phys. Rev. Lett.* **10** (1962) 146.
- [97] A.M.Hillas *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **22** (1984) 425.
- [98] A.M. Hillas, *Nucl. Phys. B (Proc.Suppl.)* 52B (1997) 29.
- [99] D.Heck, J.Knapp, J.N.Capdevielle, G.Schatz, T.Thouw, CORSIKA, CORSIKA Cosmic Ray Simulation for Kascade, Report FZKA 6019,1998, <http://www-ik.fzk.de/heck/corsika>.
- [100] M.Risse, D.Heck, *Astropart.Phys.* 20 (2004) 661.
- [101] P.Sokolsky, *Introduction to UltraHigh Energy Cosmic Ray Physics*, Addison-Wesley, Reading, MA, 1989.
- [102] R.M. Baltrusaitis, et. al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 240 (1985) 210.
- [103] J.A.Bellido, Cerenkov light contamination at the Auger fluorescence detector, Auger Note: GAP-1998-027, 1998, <http://www.auger.org/admin/GAP-NOTES>.
- [104] L. Prado Jr, et. al., *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* 545 (2005) 632-642.
- [105] L. Nellen *et al.*, *The Offline Framework of Pierre Auger Observatory*, *subm.*

to Proc. CHEP 04, Interlaken, Switzerland September 27 - October 1, 2004.

Apêndice A

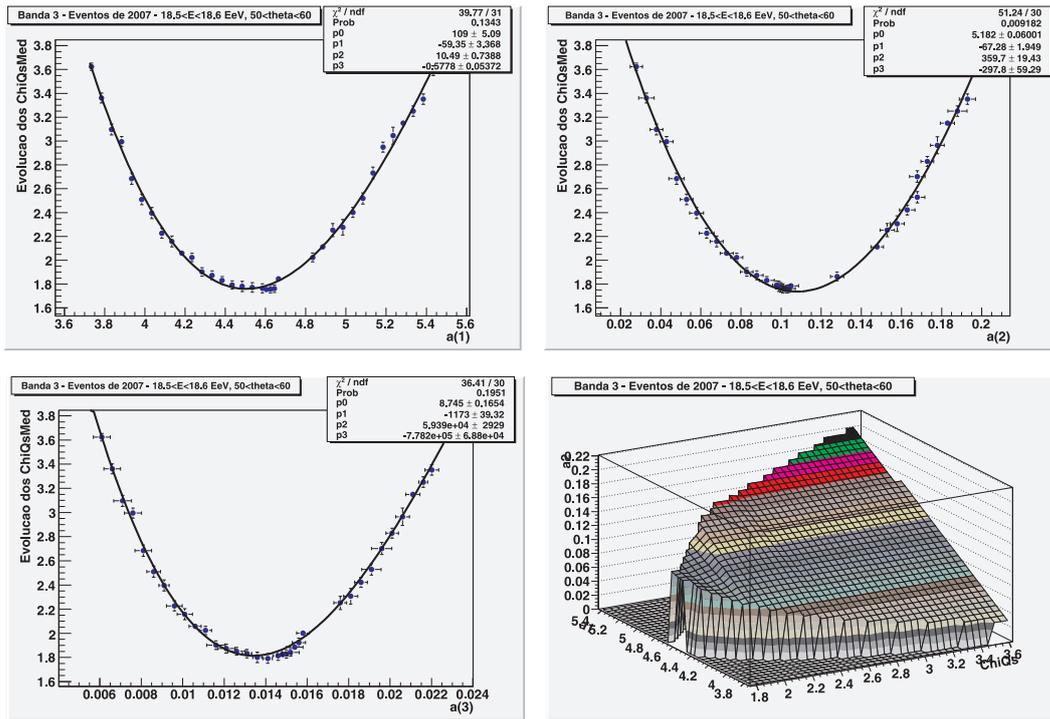
A.1 Eventos analisados - 2007

Neste apêndice são apresentados todos os eventos simulados por meio das bandas criadas, referentes ao ano de 2007, e com eles, são mostrados os parâmetros $a(1)$, $a(2)$ e $a(3)$ que melhor parametrizam os eventos reais para cada banda. O quantitativo de eventos presentes em cada banda é mostrado nas tabelas 5.2 e 5.4.



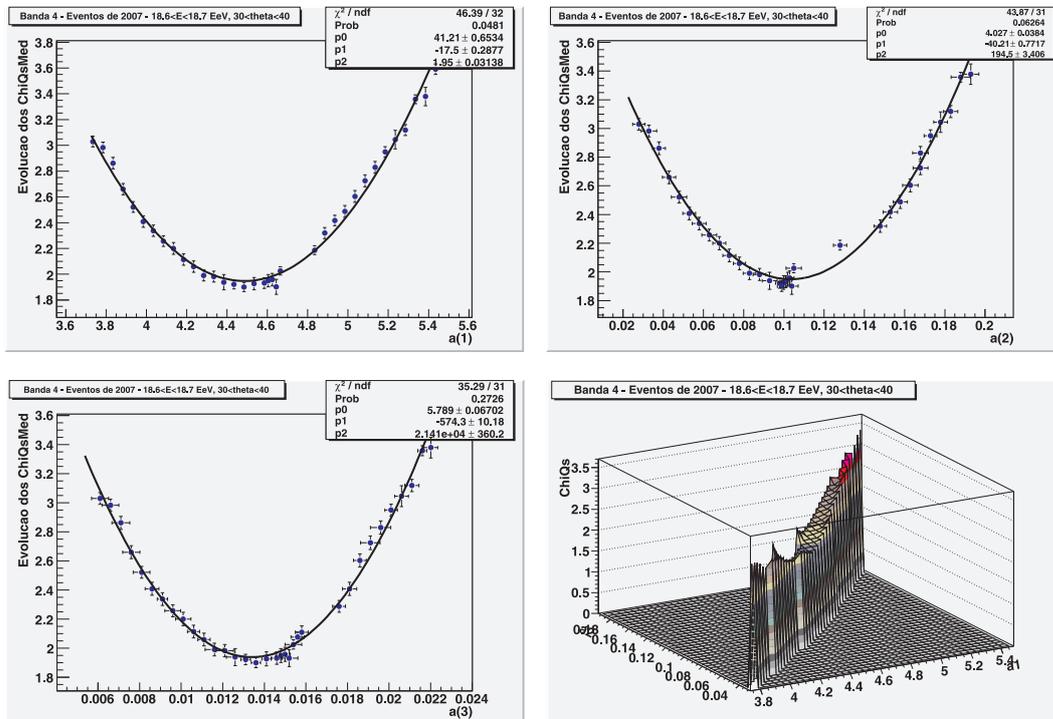
(a) Banda 1 - $18.5 < \log E(\text{EeV}) < 18.6 - 30^\circ < \theta < 40^\circ$.

Figura A.1: Obtenção dos parâmetros $a(1)$ - (acima, à esquerda), $a(2)$ - (acima, à direita), $a(3)$ - (abaixo, à esquerda) e a superfície com os valores mínimos de $a(1)$ e $a(2)$ para o menor χ^2 entre as curvas real e simulada da função (abaixo, à direita)



(b) Banda 3 - $18.5 < \log E(\text{EeV}) < 18.6 - 50^\circ < \theta < 60^\circ$.

Figura A.1: 2007



(c) Banda 4 - $18.6 < \log E(\text{EeV}) < 18.7 - 30^\circ < \theta < 40^\circ$

Figura A.1: 2007

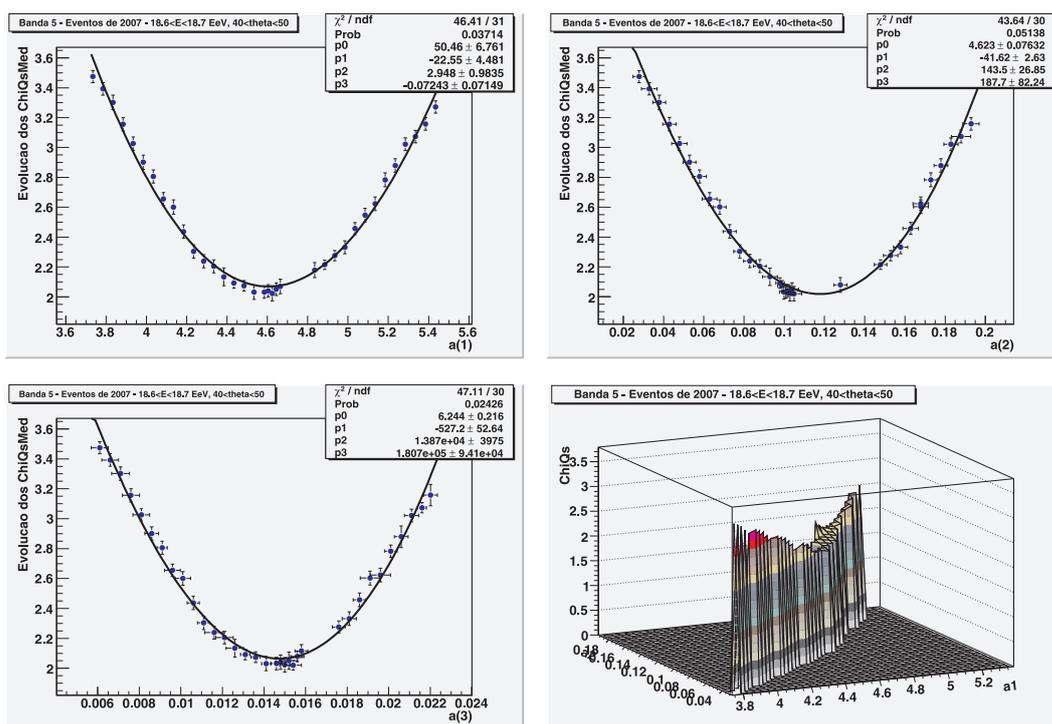
(d) Banda 5 - $18.6 < \log E(\text{EeV}) < 18.7$ - $40^\circ < \theta < 50^\circ$.

Figura A.1: 2007

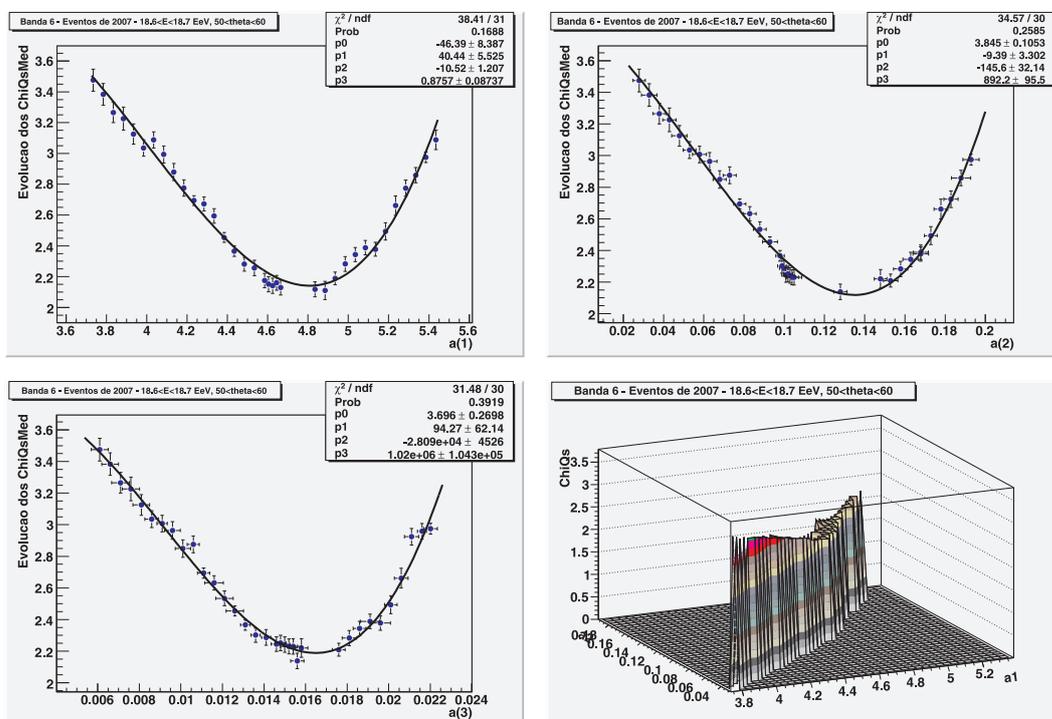
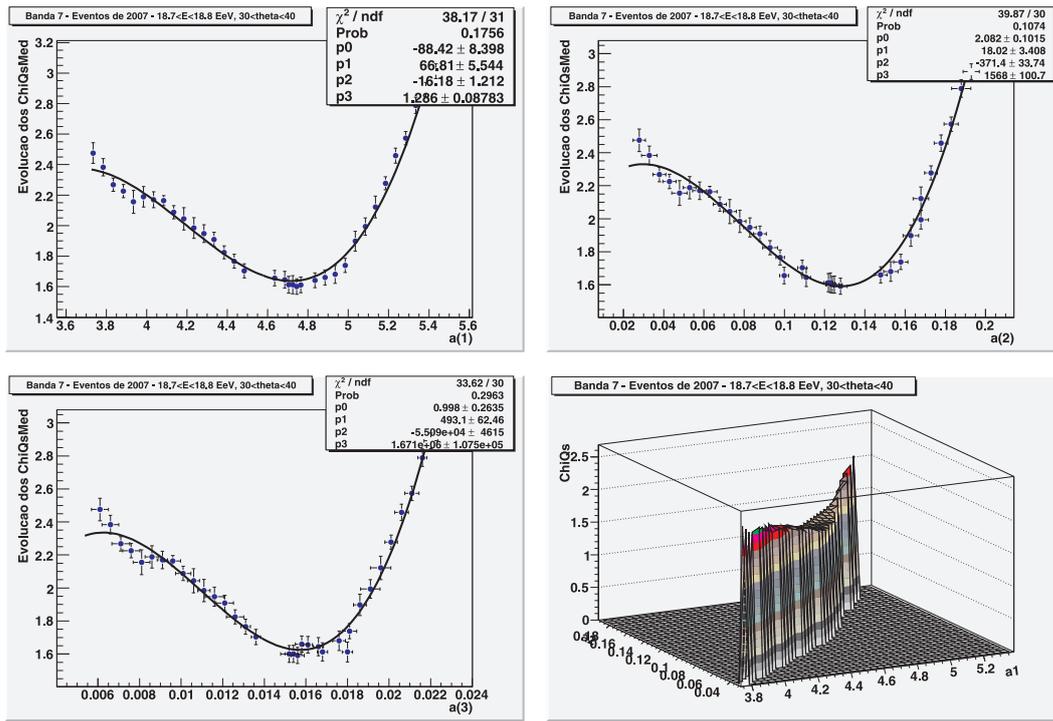
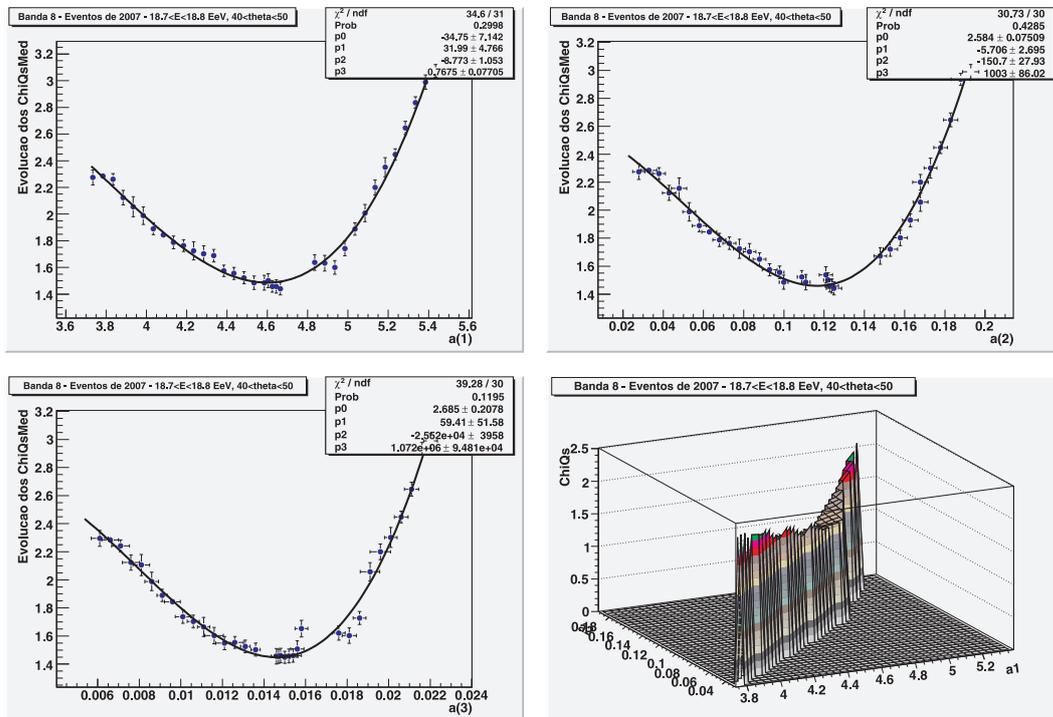
(e) Banda 6 - $18.6 < \log E(\text{EeV}) < 18.7$ - $50^\circ < \theta < 60^\circ$.

Figura A.1: 2007



(f) Banda 7 - $18.7 < \log E(\text{EeV}) < 18.8 - 30^\circ < \theta < 40^\circ$.

Figura A.1: 2007



(g) Banda 8 - $18.7 < \log E(\text{EeV}) < 18.8 - 40^\circ < \theta < 50^\circ$.

Figura A.1: 2007

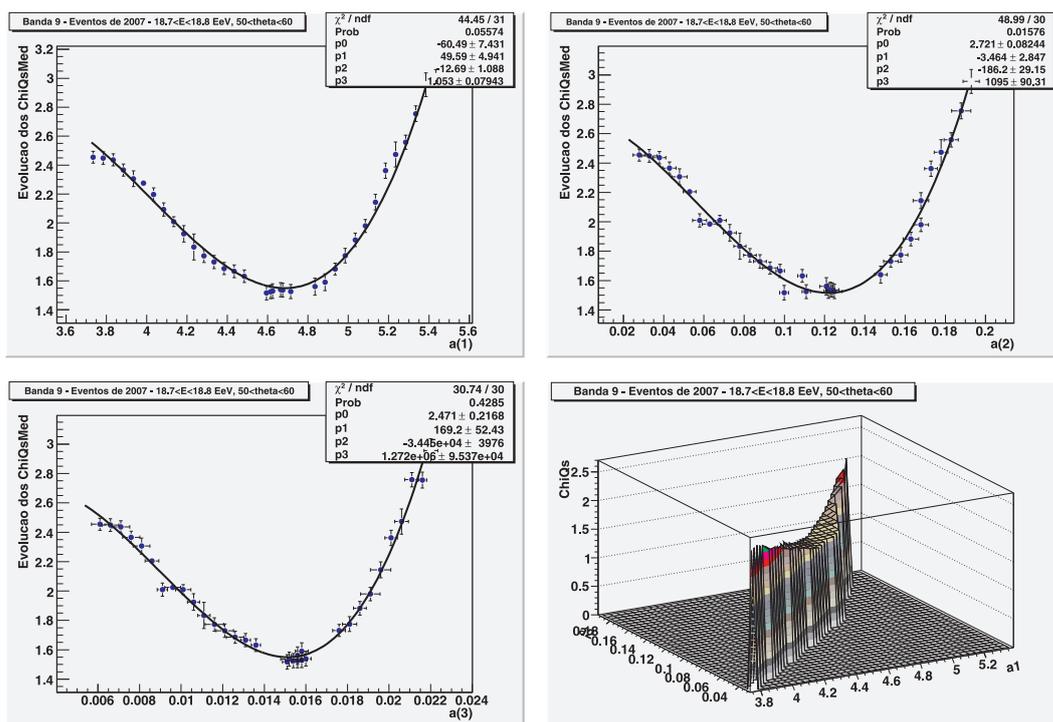
(h) Banda 9 - $18.7 < \log E(\text{EeV}) < 18.8 - 50^\circ < \theta < 60^\circ$.

Figura A.1: 2007

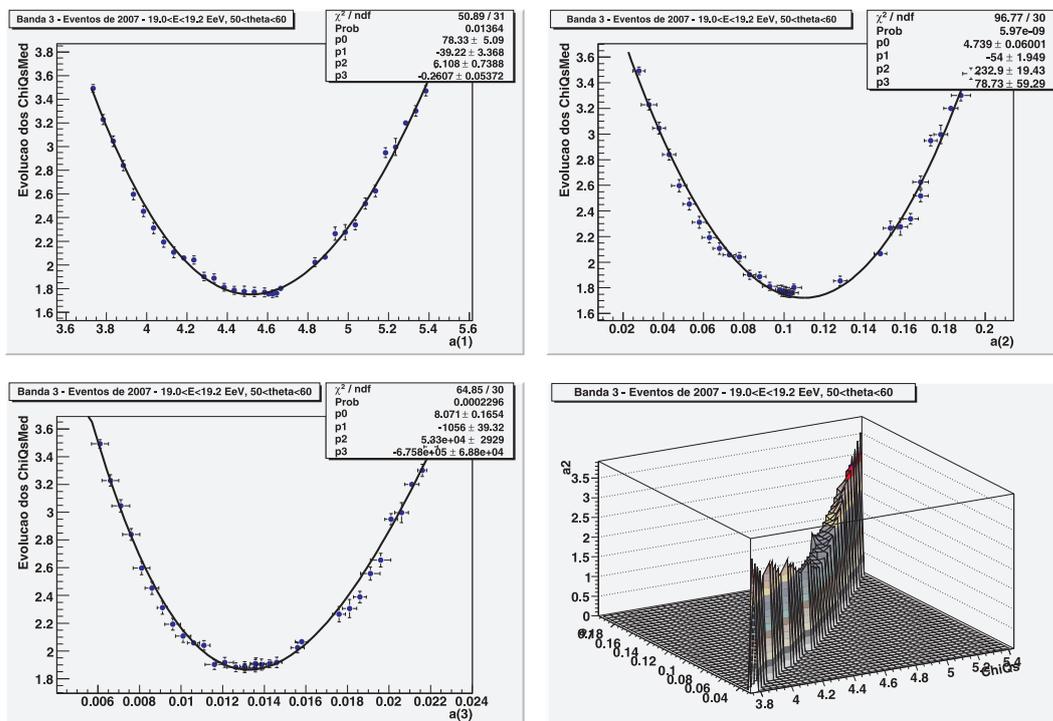
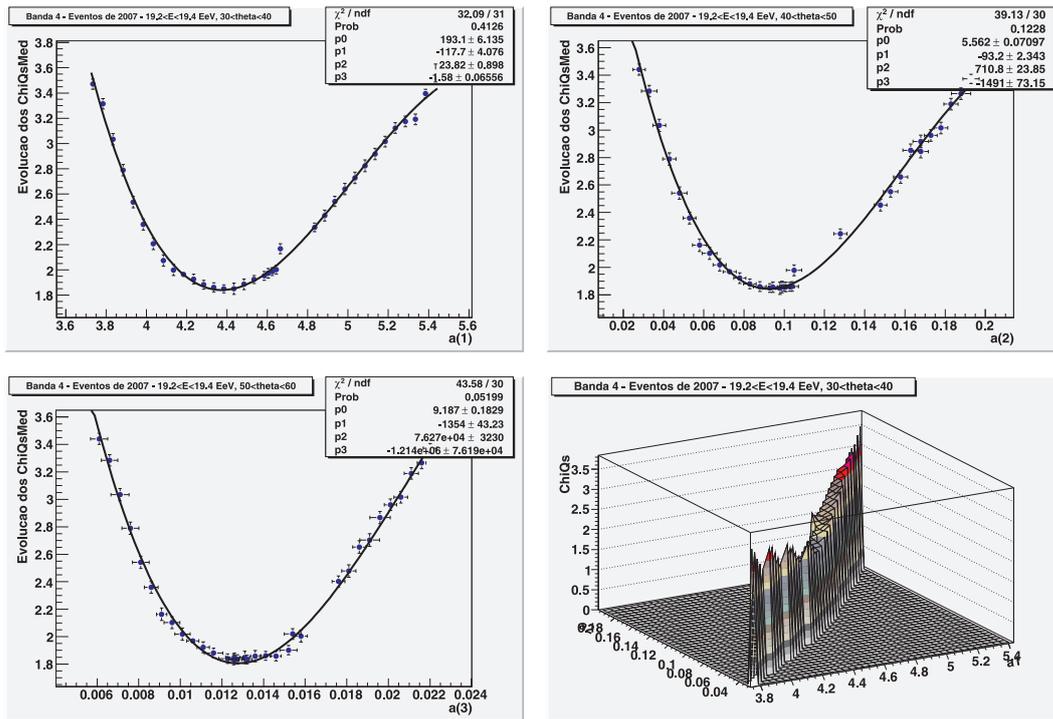
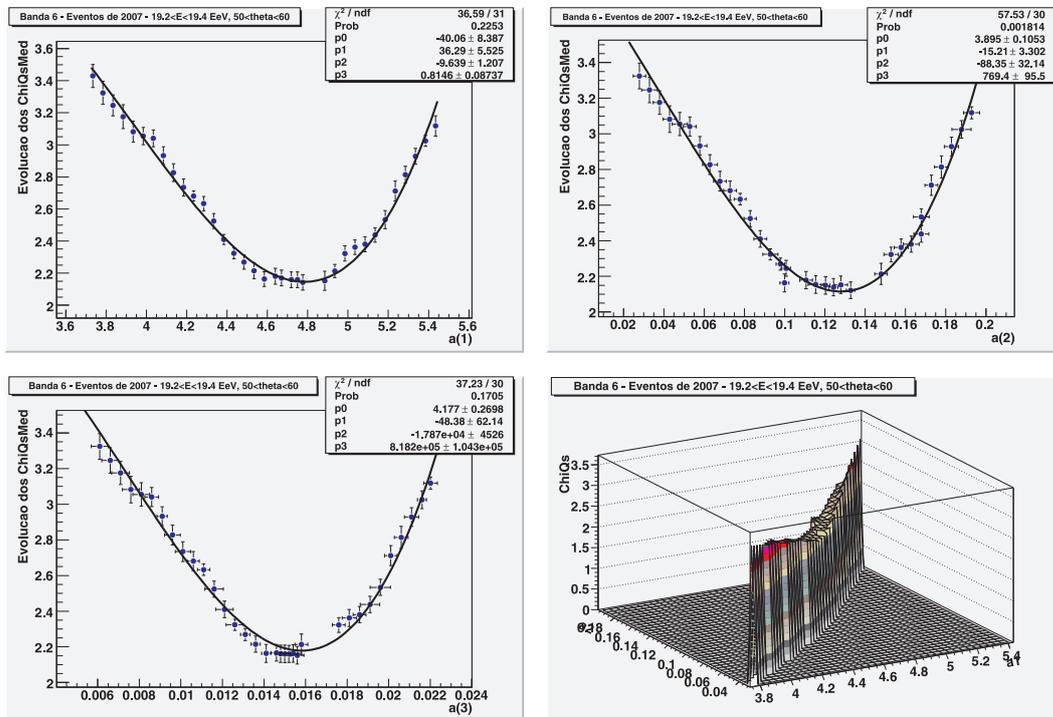
(i) Banda 3 - $19.0 < \log E(\text{EeV}) < 19.2 - 50^\circ < \theta < 60^\circ$.

Figura A.1: 2007



(j) Banda 4 - $19.2 < \log E(\text{EeV}) < 19.4$ - $30^\circ < \theta < 40^\circ$.

Figura A.1: 2007



(k) Banda 6 - $19.2 < \log E(\text{EeV}) < 19.4$ - $50^\circ < \theta < 60^\circ$.

Figura A.1: 2007

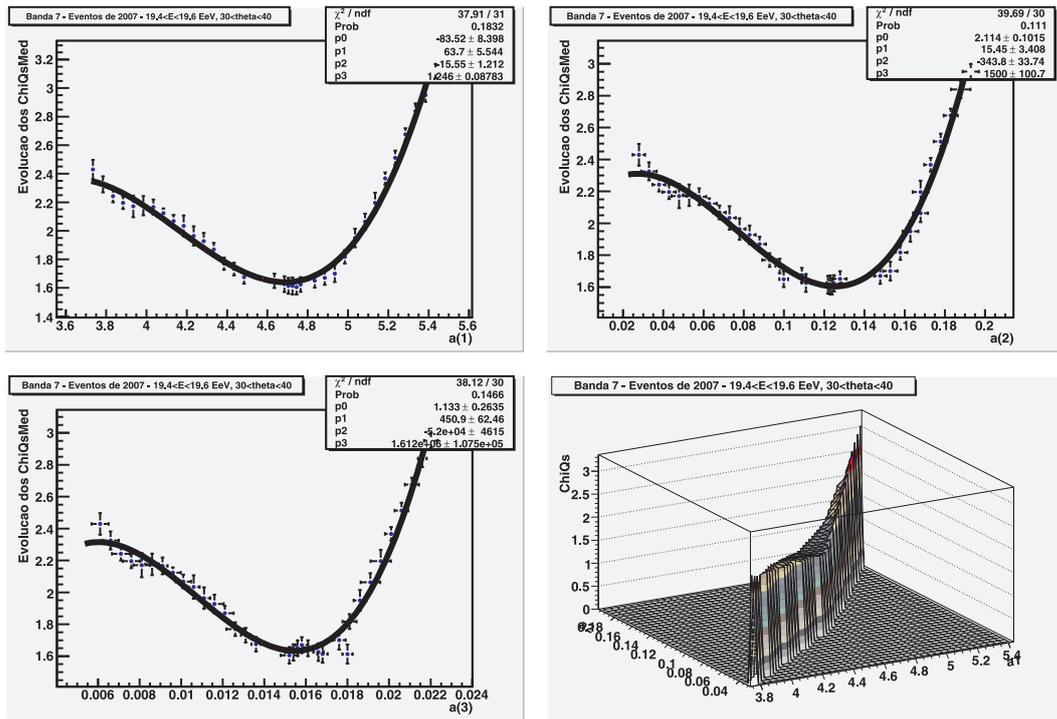
(l) Banda 7 - $19.2 < \log E(\text{EeV}) < 19.4 - 50^\circ < \theta < 60^\circ$.

Figura A.1: 2007

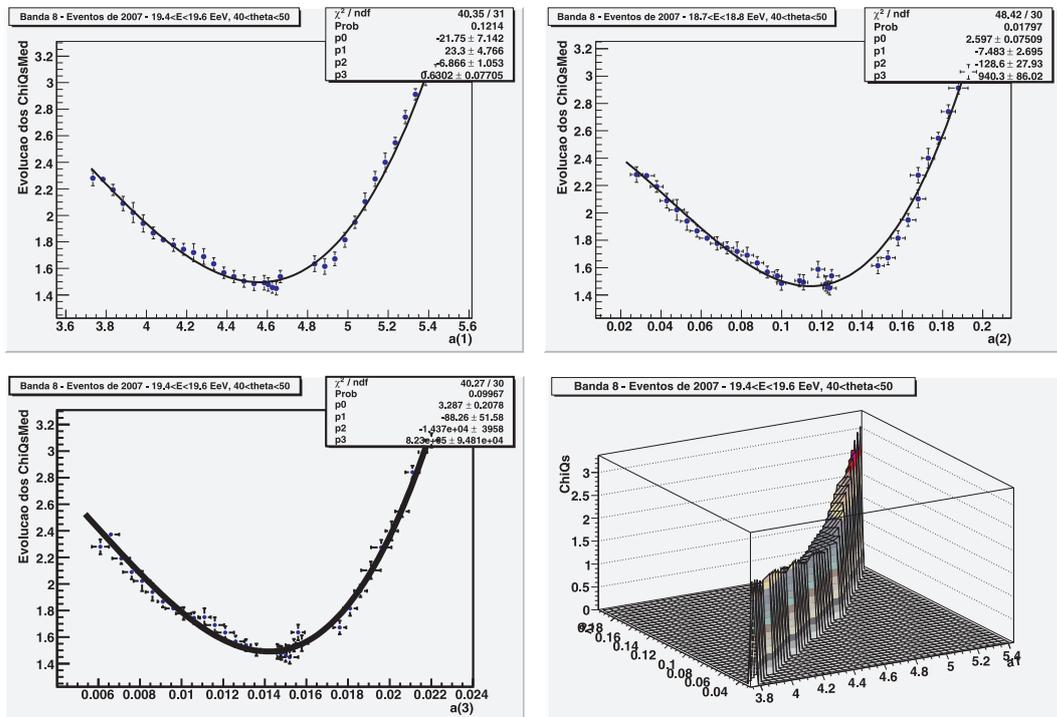
(m) Banda 8 - $19.2 < \log E(\text{EeV}) < 19.4 - 50^\circ < \theta < 60^\circ$.

Figura A.1: 2007

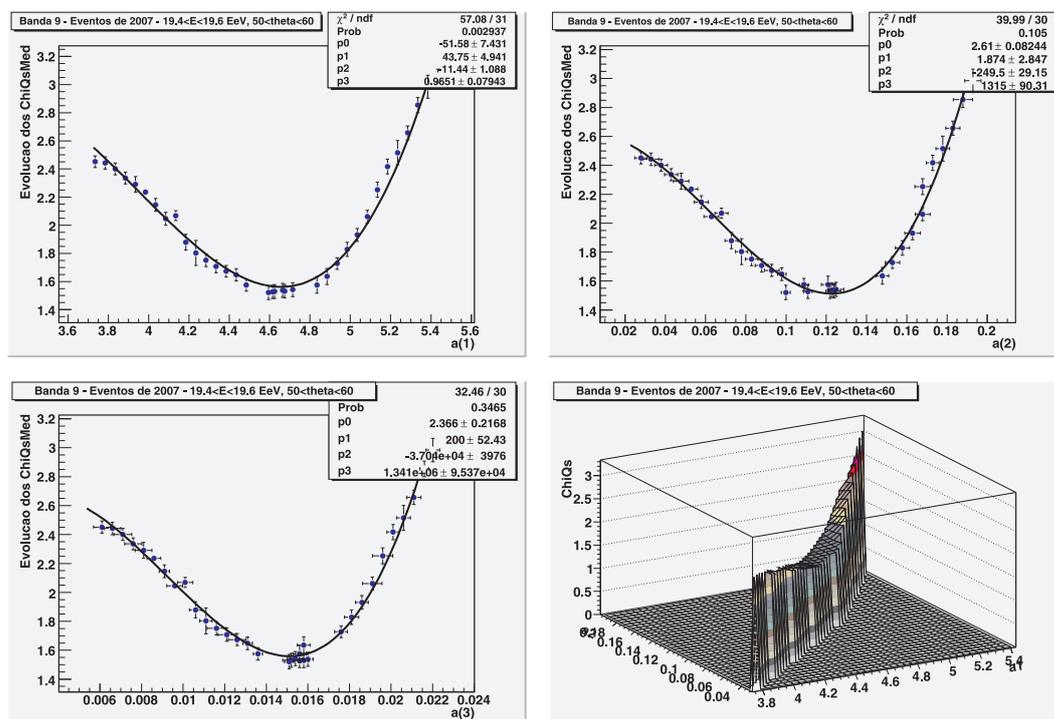
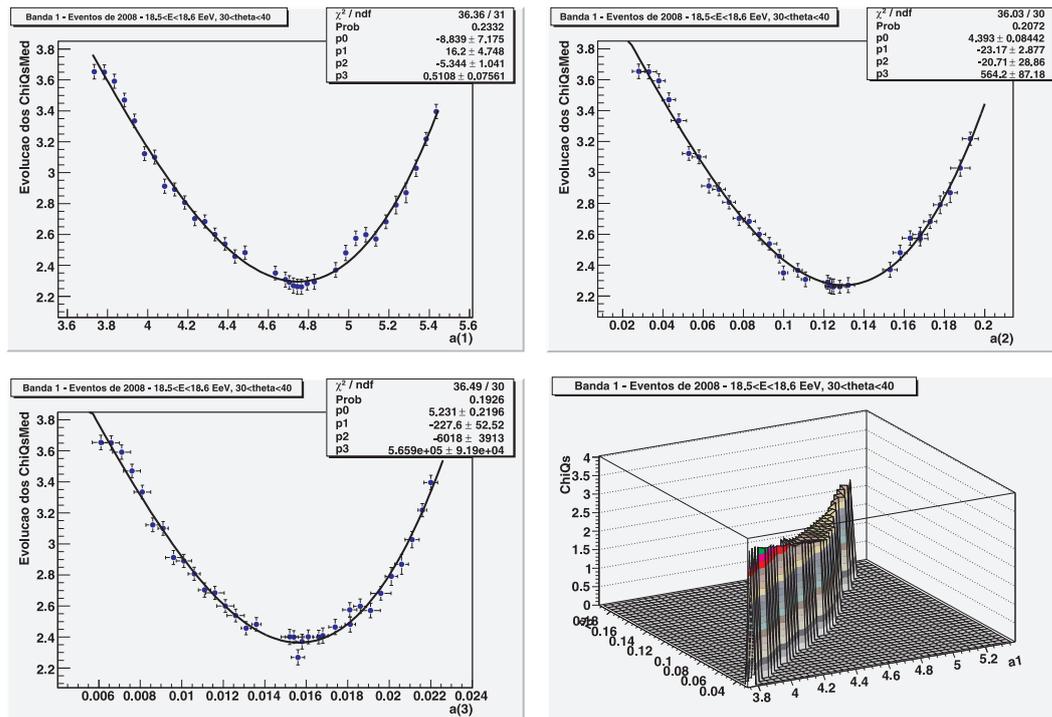
(n) Banda 9 - $19.4 < \log E(\text{EeV}) < 19.6$ - $50^\circ < \theta < 60^\circ$.

Figura A.1: 2007

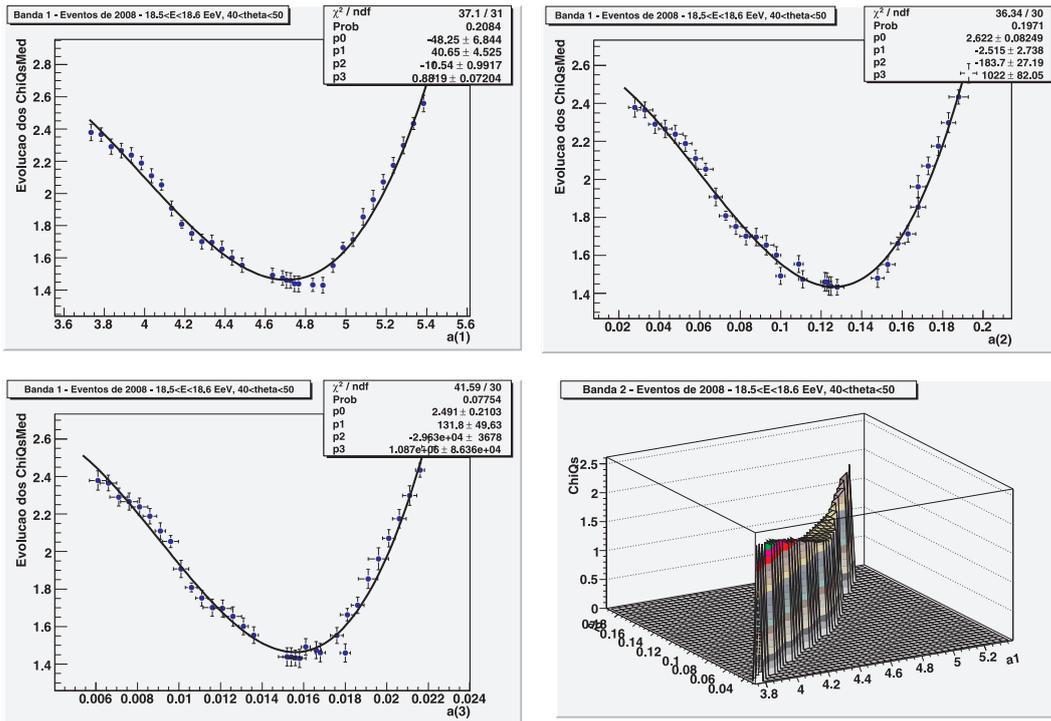
A.2 Eventos analisados - 2008

Neste apêndice são apresentados todos os eventos simulados por meio das bandas criadas, referentes ao ano de 2008, e com eles, são mostrados os parâmetros $a(1)$, $a(2)$ e $a(3)$ que melhor parametrizam os eventos reais para cada banda. O quantitativo de eventos presentes em cada banda é mostrado nas tabelas 5.3 e 5.5.



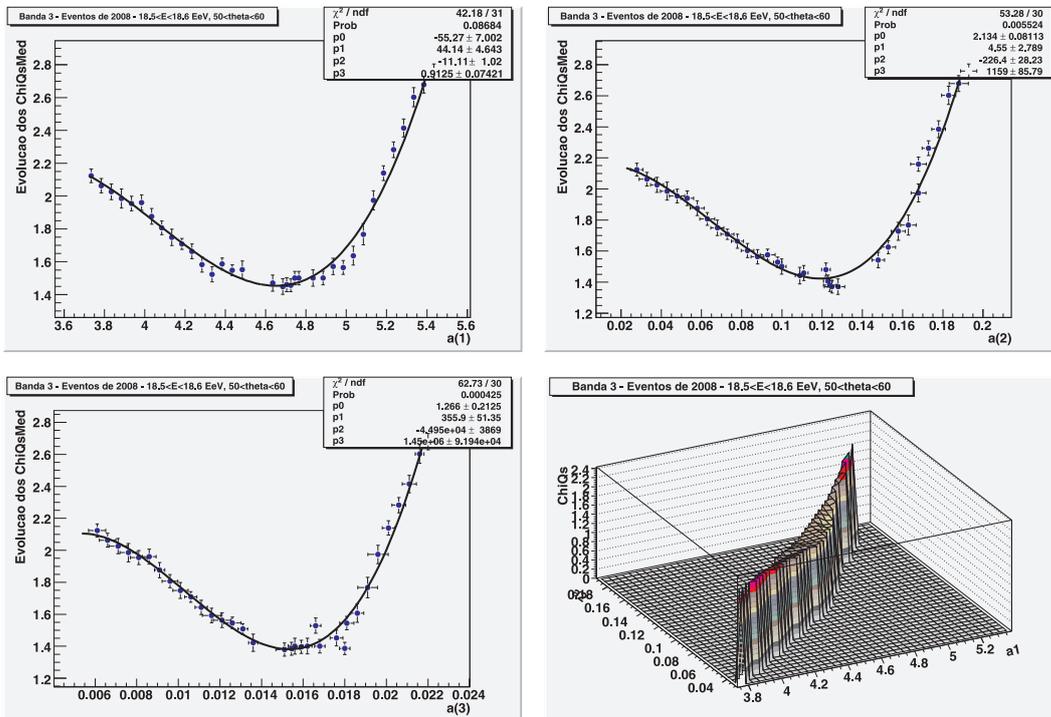
(a) Banda 1 - $18.5 < \log E(\text{EeV}) < 18.6 - 30^\circ < \theta < 40^\circ$.

Figura A.2: Banda 1 de Eventos do ano de 2008 - Obtenção dos parâmetros $a(1)$ - (acima, à esquerda), $a(2)$ - (acima, à direita), $a(3)$ - (abaixo, à esquerda) e a superfície com os valores mínimos de $a(1)$ e $a(2)$ para o menor χ^2 entre as curvas real e simulada da função (abaixo, à direita) - $18.5 < \log E(\text{EeV}) < 18.6$, $30^\circ < \theta < 40^\circ$.



(b) Banda 2 - $18.5 < \log E(\text{EeV}) < 18.6$ - $40^\circ < \theta < 50^\circ$.

Figura A.2: 2008



(c) Banda 3 - $18.5 < \log E(\text{EeV}) < 18.6$ - $50^\circ < \theta < 60^\circ$.

Figura A.2: 2008

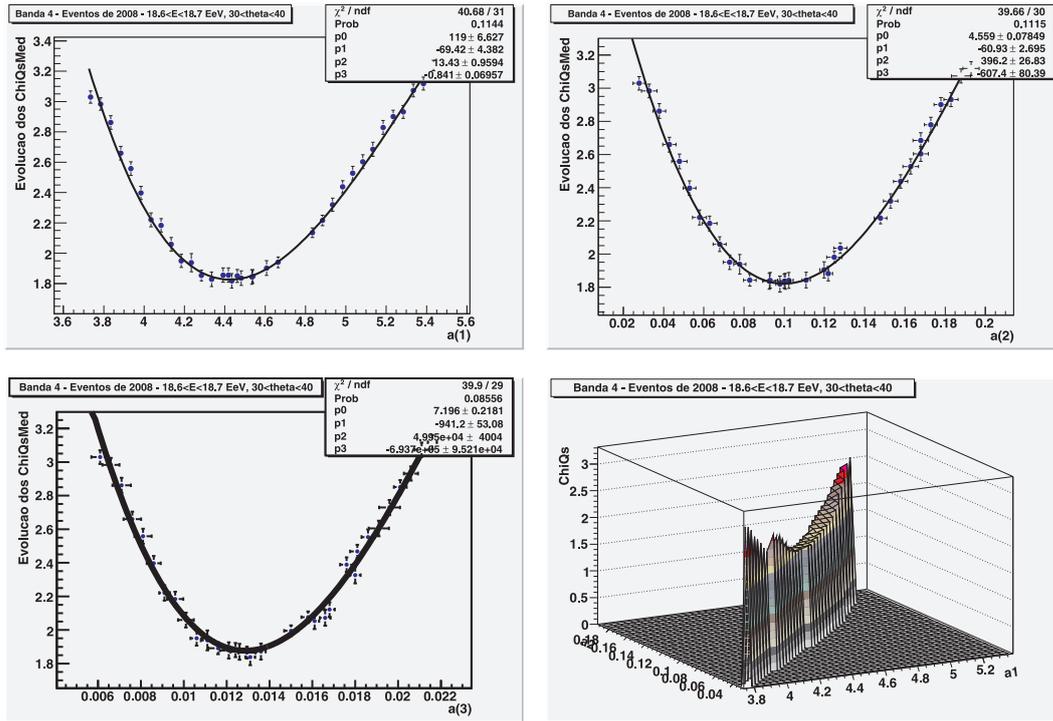
(d) Banda 4 - $18.6 < \log E(\text{EeV}) < 18.7$ - $30^\circ < \theta < 40^\circ$.

Figura A.2: 2008

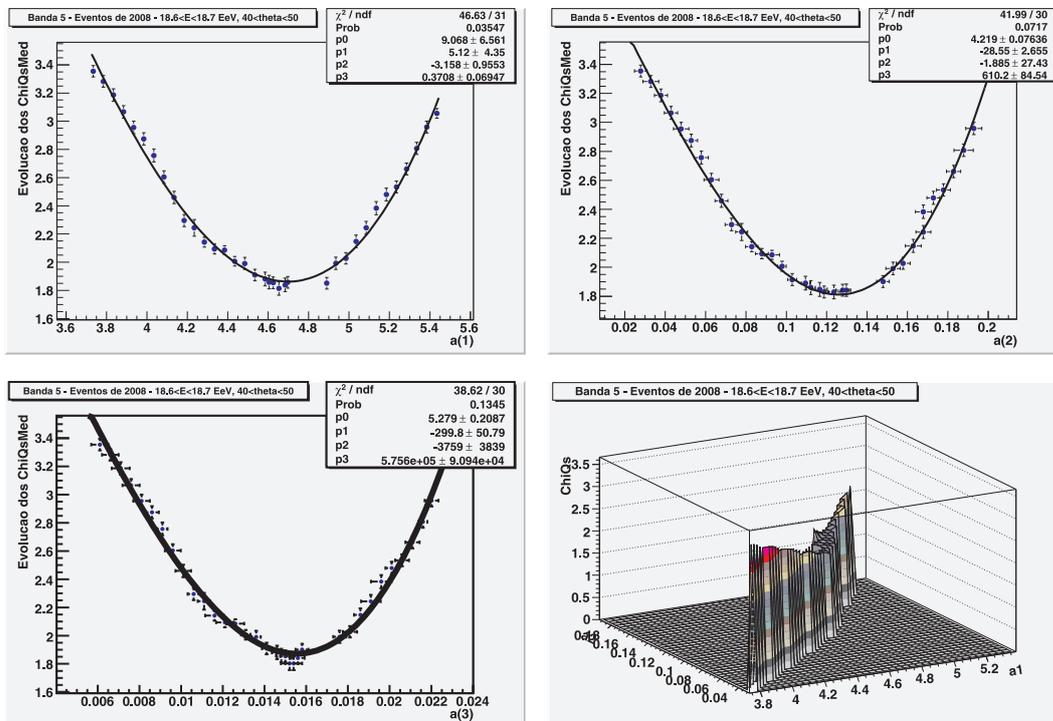
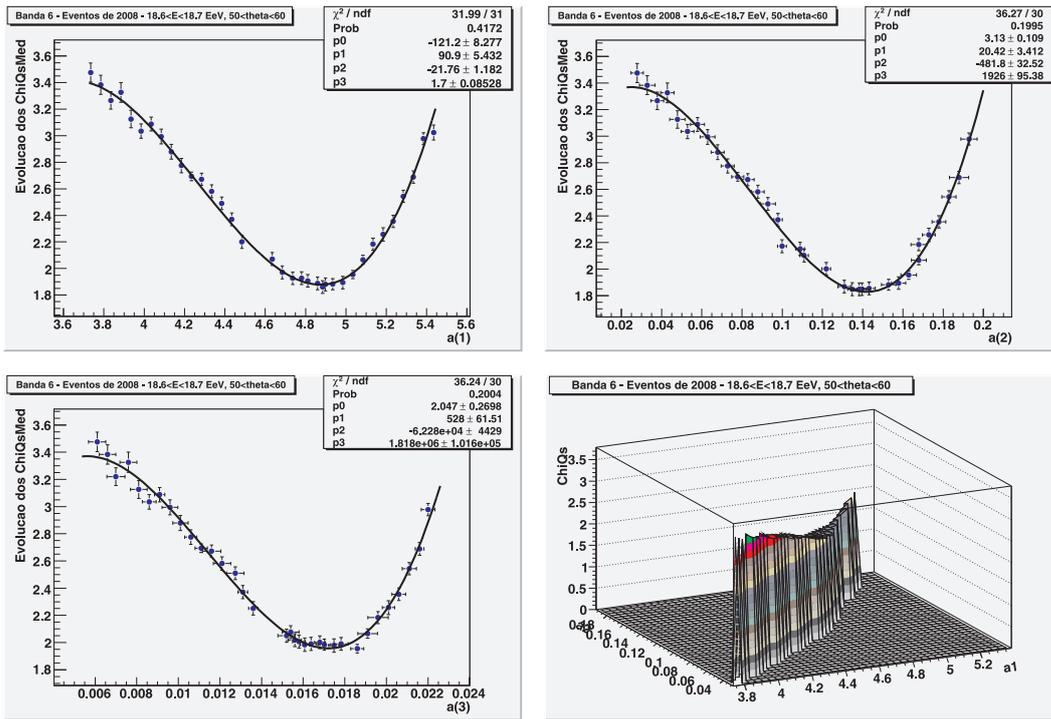
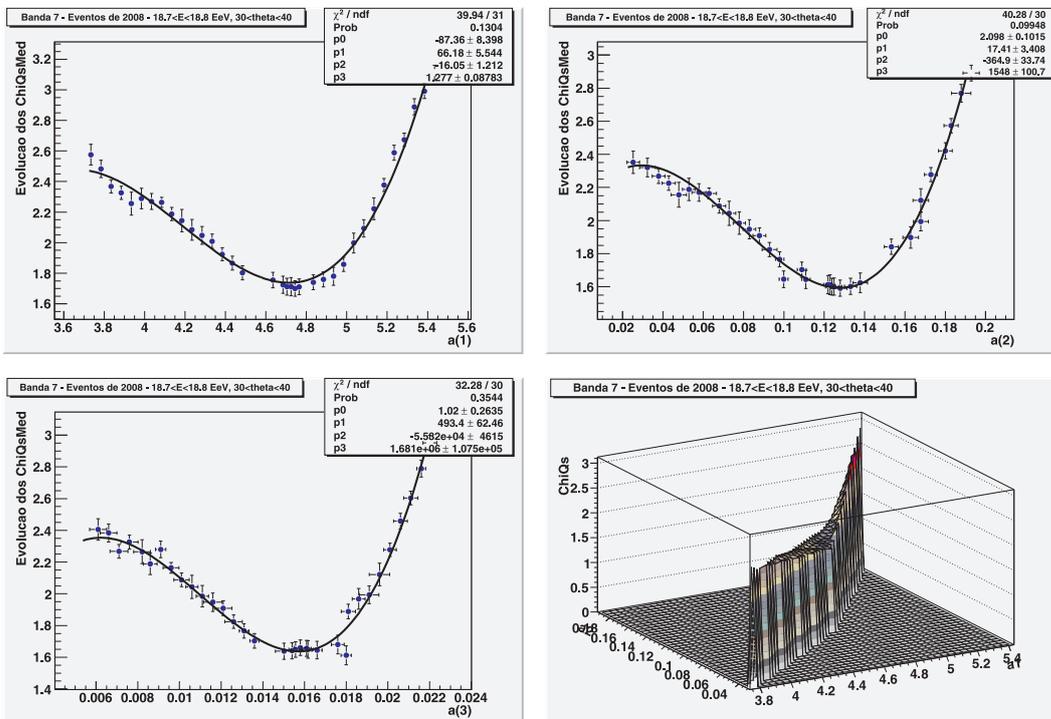
(e) Banda 5 - $18.6 < \log E(\text{EeV}) < 18.7$ - $40^\circ < \theta < 50^\circ$.

Figura A.2: 2008



(f) Banda 6 - $18.6 < \log E(\text{EeV}) < 18.7 - 50^\circ < \theta < 60^\circ$.

Figura A.2: 2008



(g) Banda 7 - $18.7 < \log E(\text{EeV}) < 18.8 - 30^\circ < \theta < 40^\circ$.

Figura A.2: 2008

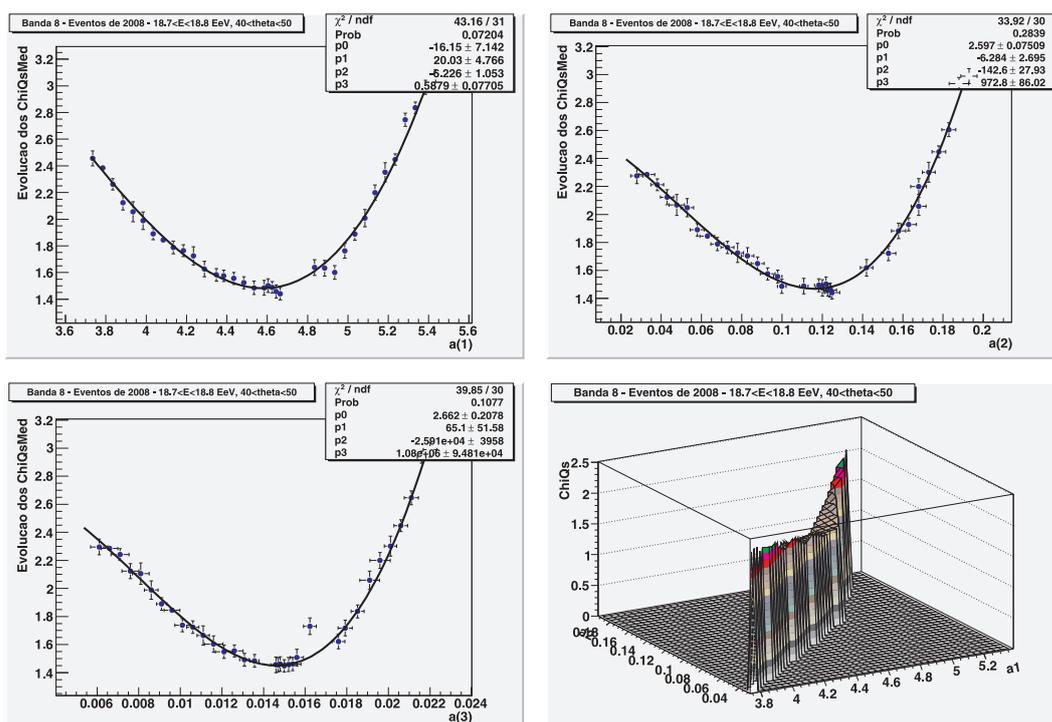
(h) Banda 8 - $18.7 < \log E(\text{EeV}) < 18.8 - 40^\circ < \theta < 50^\circ$.

Figura A.2: 2008

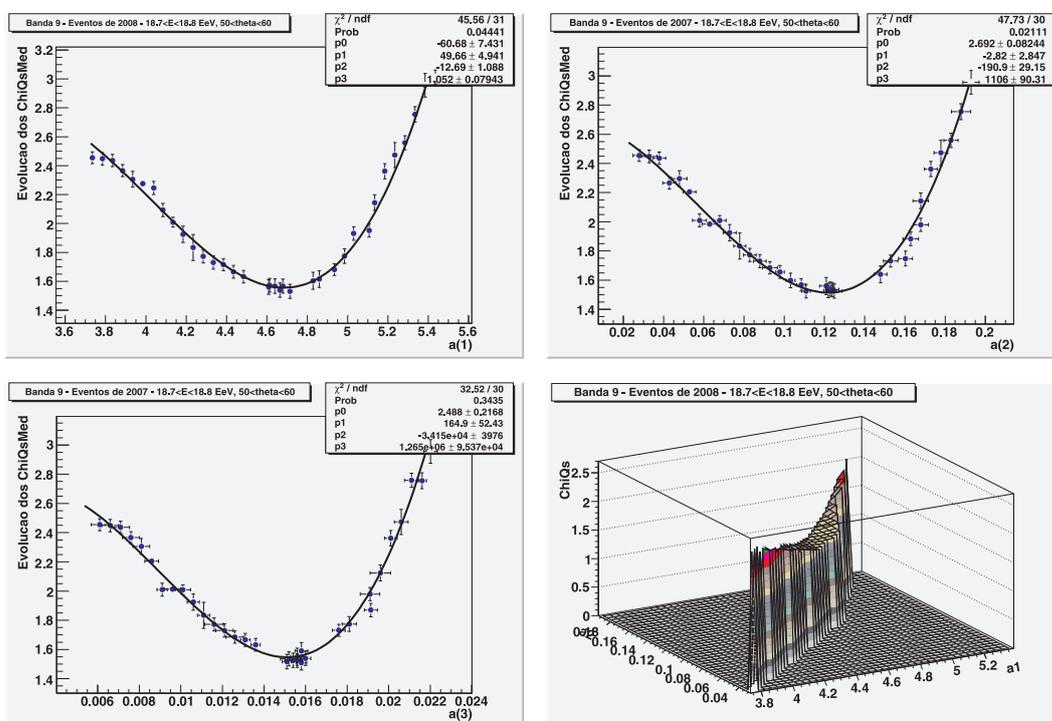
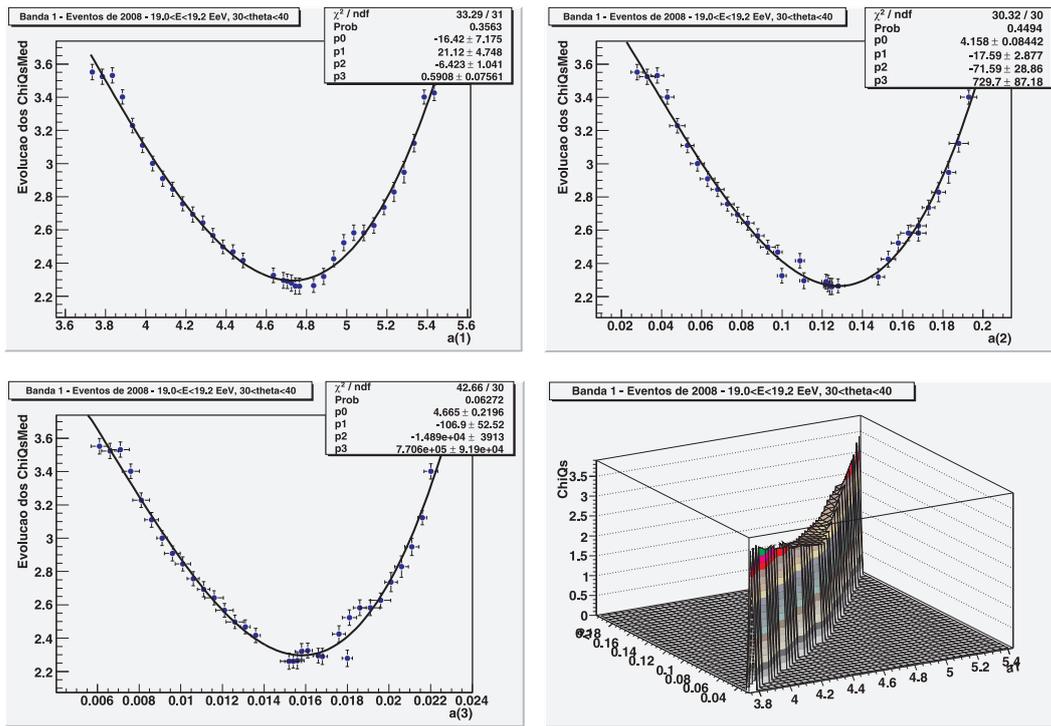
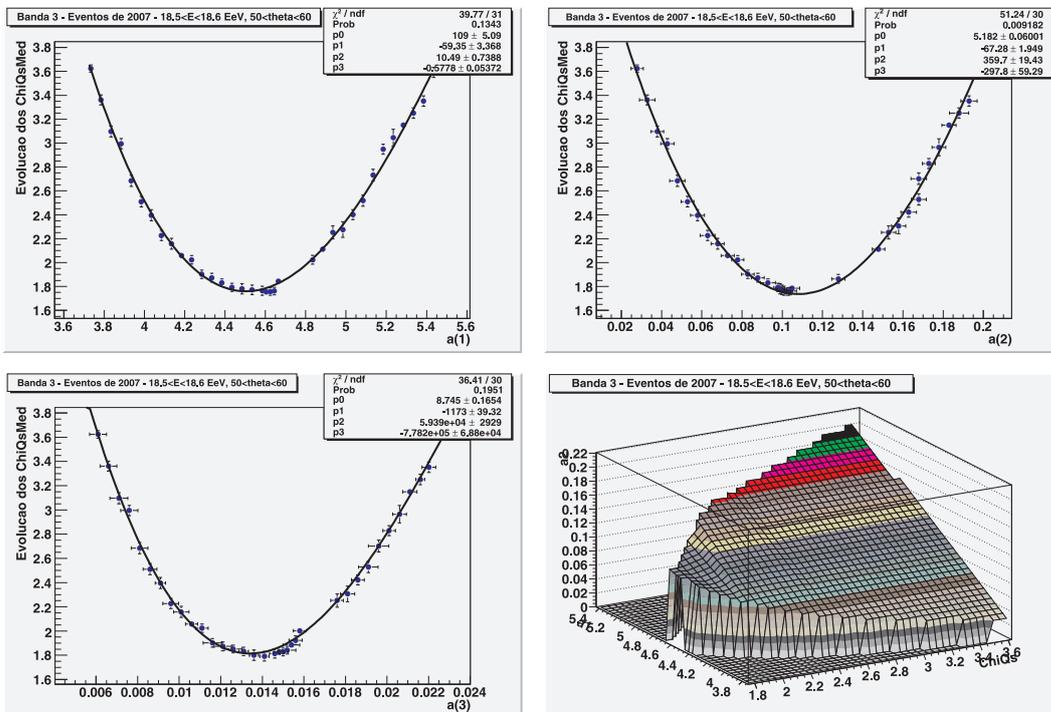
(i) Banda 9 - $18.7 < \log E(\text{EeV}) < 18.8 - 50^\circ < \theta < 60^\circ$.

Figura A.2: 2008



(j) Banda 1 - 19.0 < log E(EeV) < 19.2 - 30° < θ < 40°.

Figura A.2: 2008



(k) Banda 2 - 19.0 < log E(EeV) < 19.2 - 40° < θ < 50°.

Figura A.2: 2008

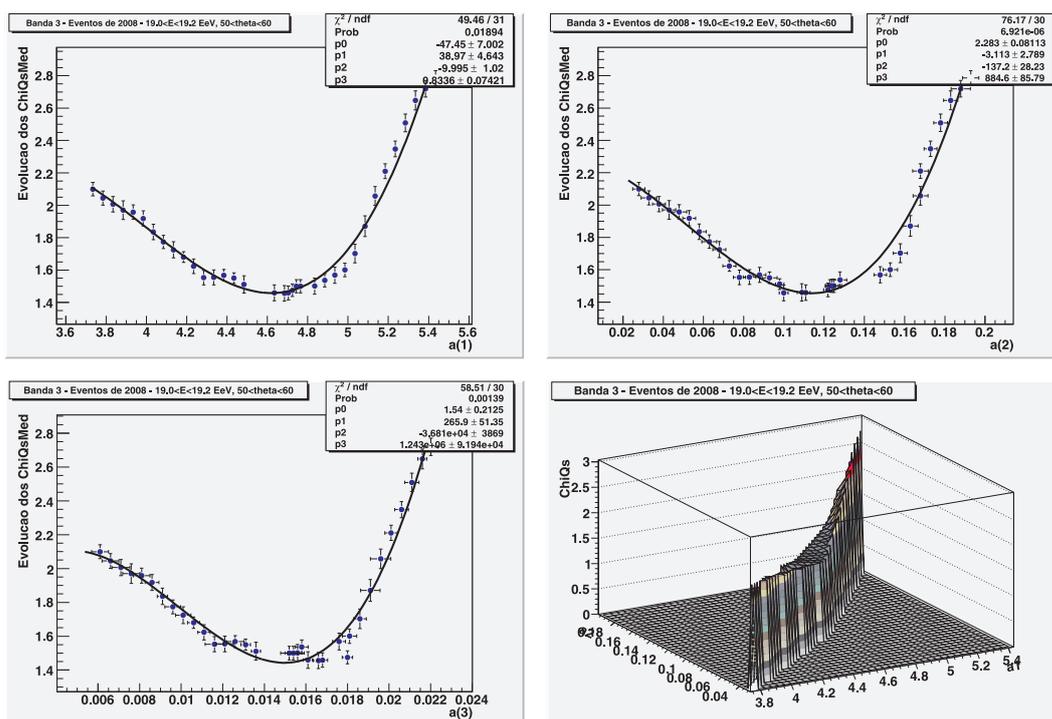
(1) Banda 3 - $19.0 < \log E(\text{EeV}) < 19.2 - 50^\circ < \theta < 60^\circ$.

Figura A.2: 2008

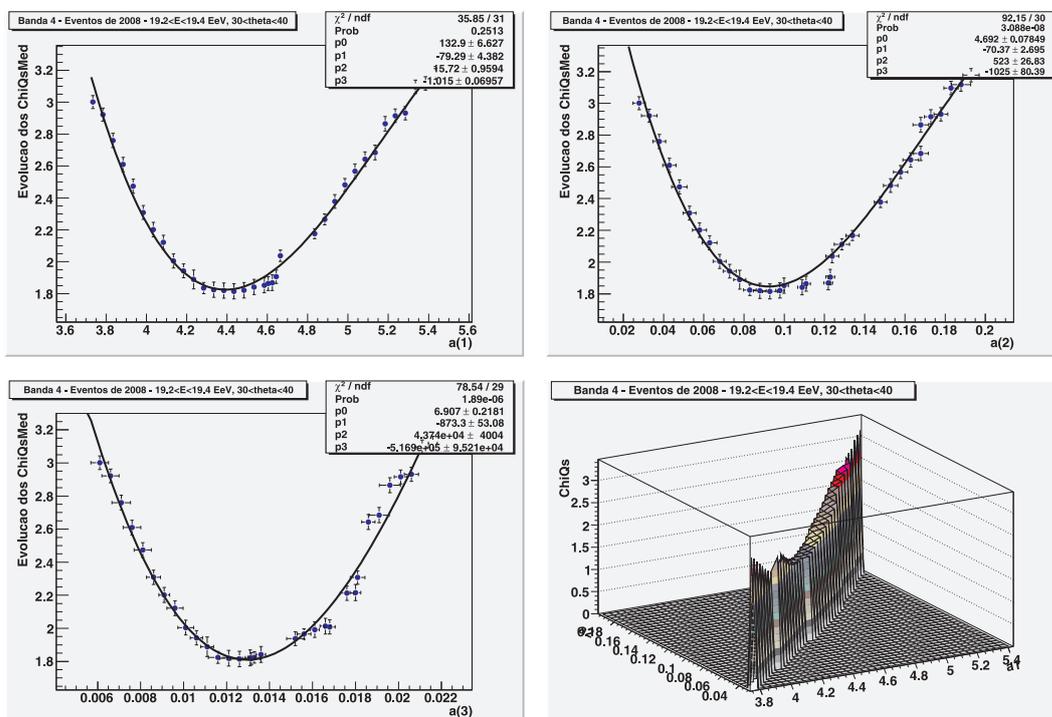
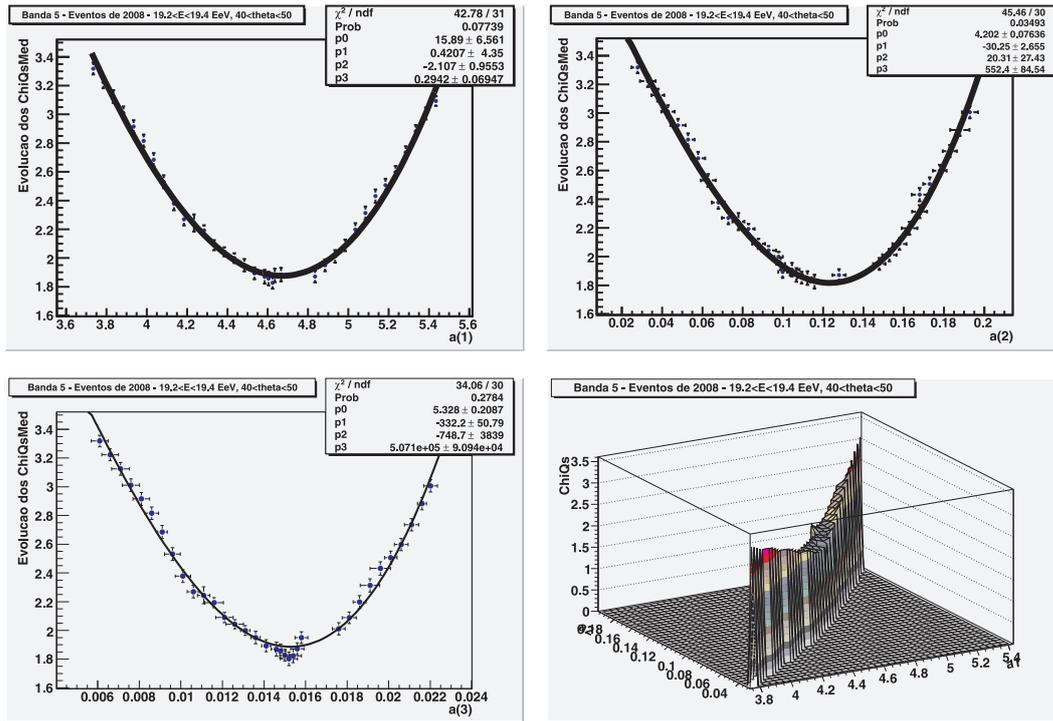
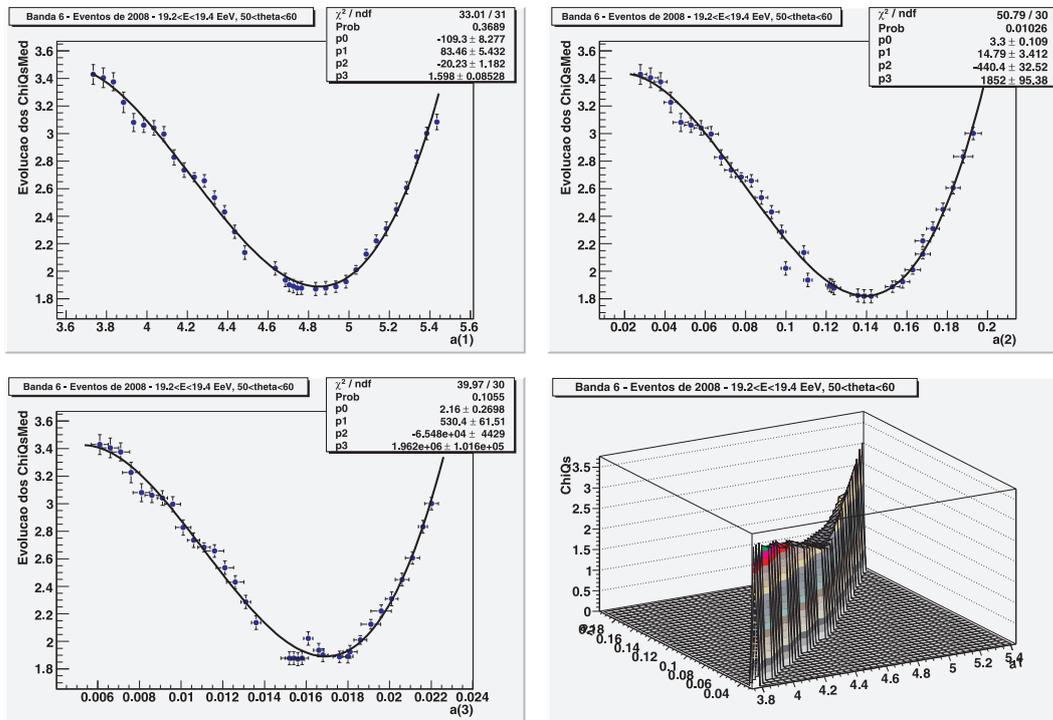
(m) Banda 4 - $19.2 < \log E(\text{EeV}) < 19.4 - 30^\circ < \theta < 40^\circ$.

Figura A.2: 2008



(n) Banda 5 - $19.2 < \log E(\text{EeV}) < 19.4$ - $40^\circ < \theta < 50^\circ$.

Figura A.2: 2008



(o) Banda 6 - $19.2 < \log E(\text{EeV}) < 19.4$ - $50^\circ < \theta < 60^\circ$.

Figura A.2: 2008

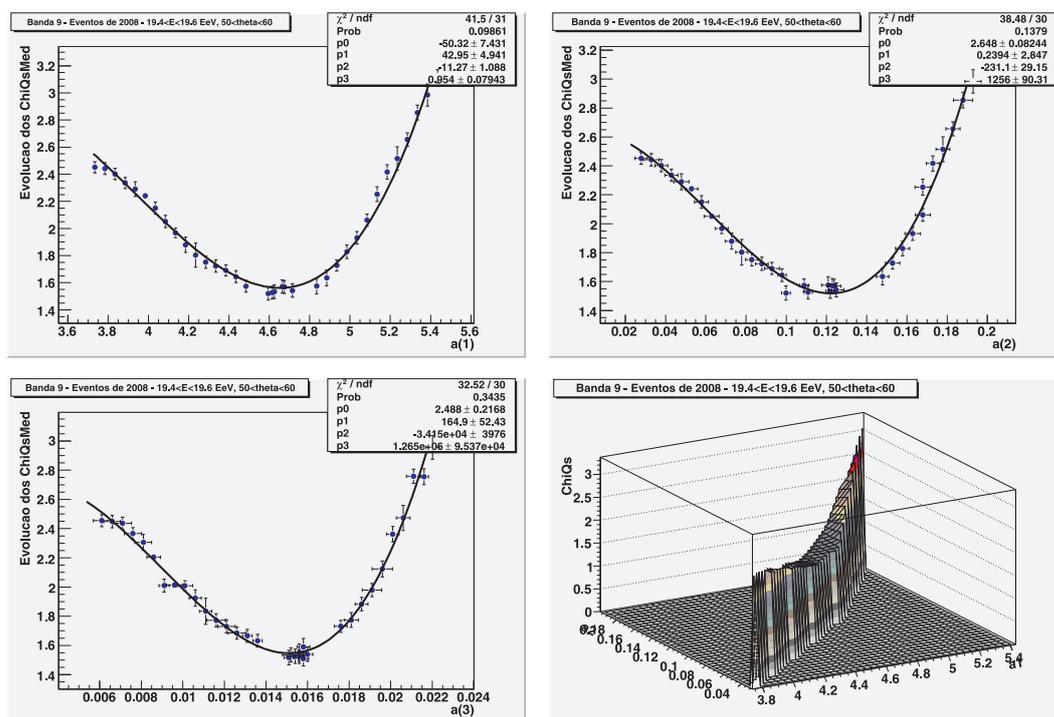
(p) Banda 9 - $19.4 < \log E(\text{EeV}) < 19.6$ - $50^\circ < \theta < 60^\circ$.

Figura A.2: 2008

A.3 FD SHIFT CHECKLIST

A seguir, apresento um breve roteiro de procedimentos a serem realizados durante as noites de monitoramento no detector de fluorescência. Este pequeno manual foi desenvolvido durante minha participação nos plantões de fluorescência em Malargue durante os meses de outubro e novembro de 2006. A idéia de escrever esse pequeno *FD shift checklist* nasceu com a dificuldade nas primeiras noites de *shift* quando não havia um roteiro sistemático para a realização dos procedimentos de monitoramento. Neste sentido, e com a ajuda de tentativas preliminares feitas por outros colegas de organizar estes procedimentos no *FD*, escrevi este breve roteiro que tem o intuito de orientar outras gerações de estudantes que venham a realizar plantões em Malargue. O roteiro está disponibilizado em

<http://wiki.auger.org.ar/doku.php?id=fd:fd-shift-info>

e argumento semelhante utilizo para apresentar no apêndice C desta tese o passo-a-passo para o monitoramento atmosférico no sistema LIDAR.

The FD Run Beginner's Checklist

(by Fabio Antonio Rezende – based on the J.C Moreno and A.Zech Work)

→ Before the Run

LL	LM	CO	ACTION	PLACE
			Open Auger-Wiki “FD shift guide”	Windows PC
			Open runtime page	Windows PC
			Start new logfile (elogfile.txt)	Windows PC
			Register Responsibles, Date and Start/End Hour	Windows PC -elogfile
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	Login to each eye (a new shell should be opened) we called Gina – EyePC	Gina
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	Execute ./check_proc.csh for each eye	Gina – EyePC
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	Execute fde_test a for each eye	Gina – EyePC
			Register if any pixels are not working for all eyes	WindowsPC - elogfile
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	Open a FD Electronic Shell for each eye. We called Gina – FE Shell	Gina
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	Execute startup for each eye	Gina – FE Shell
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	Execute < status.cmd for each eye	Gina – FE Shell
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	Register if Hitrates is not aprox 100 and Variance is not aprox 2-3	Windows PC – elogfile
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	In the FD SlowControl page, put the bays in the Calibration mode for each eye.	Windows PC
			Wait 1 hour (Start Calibration Hour: --:-- hs)	
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	Execute bgregord 5 eyename_YYMMDD_a for each eye	Gina – FE Shell
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	Press q to stop bgregord after 50 samples	Gina – FE Shell
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	Open EyeRunControl Program for each eye	Gina
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	Attach Bays in Menu/Configure/EyeConfiguration for each eye	Gina – Run Control
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	Execute Menu/Run/Start Calibration A for each eye	Gina – Run Control
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	Execute Menu/Run/Stop Run after 50 samples	Gina – Run Control
			* If there is a day to do all calibrations, do the follow proceedings, replacing the 3 lasts:	
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	*Open EyeRunControl Program for each eye	Gina
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	*Attach Bays in Menu/Configure/EyeConfiguration for each eye	Gina – Run Control
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	*Execute Menu/Run/Start Calibration A for each eye	Gina – Run Control
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	*Execute Menu/Run/Start Calibration B for each eye	Gina – Run Control
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	*Execute Menu/Run/Start Calibration C for each eye	Gina – Run Control
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	*Execute Menu/Run/Stop Run after 150 samples	Gina – Run Control
			For all days, do the follow:	
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	Execute cala_analysis a <RunNumberof CalibrationA>	Gina – EyePC

			for each eye	
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	Register the Deviation for each mirror and for each eye	WindowsPC-elogfile
<input type="checkbox"/>			Execute cal_dbase a for Los Leones	Gina – LLPC
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	Select Menu/Special/Select/Configure/DAQ for each eye	Gina – RunControl
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	Select daq.ini in Menu/File/Load Profile for each eye	Gina - RunControl
			Check the weather in the FD SlowControl and decide about data taking	Windows PC
			Start CLF with CLF login to oper1 in the Desktop CLF Operation (new shell will be started)	Gina
			Execute clf	Gina-Shell(CLF)
			Execute pon	Gina-Shell(CLF)
			Execute init	Gina-Shell(CLF)
			Execute run	Gina-Shell(CLF)
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	In FD SlowControlPage, put the bays in the Run mode for each eye at start time.	Windows PC
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	Select Menu/Run/Start DAQ for each eye	Gina-Run Control
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	Open a new FD Electronic Shell for each eye. We will call it Gina-FE Shell 2	Gina
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	Execute bgrecord 30 run_eyename_YYMMDD_a for each eye	Gina-FE Shell 2
			Open a new Shell in Gina	Gina
			Execute ./getData.csh	Gina – Shell
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	Open FDEyeDisplay for each eye (Select <Eyename>_<EyeDisplay>)	Gina
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	Open File/Open/TodaysEyes/data/run_...	Gina-EyeDisplay
			Start T3Monitor from (and in) the Desktop Overview	Gina
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	Open a new EyePC Shell for each eye. We will call it Gina-EyePC 2	Gina
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	Execute qmserver from each eye	Gina-EyePC 2
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	Open QMDISPLAY from each eye (all the displays in the Desktop Overview)	

→ How to take Bays out of the Run/ Add bays to the Run

LL	LM	CO	ACTION	PLACE
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	Select Menu/Run/Stop for specific eye	Gina RunControl
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	Press q to stop bgrecord 30 run_eyename_YYMMDD_a	Gina – FE Shell 2
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	To remove bays: In the FD SlowControl page, put the bays that should be taken out in Calibration mode (leaving in Run mode the others bays) (for the specific eye).	Windows PC

			To add bays: If you need add bays to Run mode, just click “Run” to select it.	
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	Select Menu/Special/Select Configuration/DAQ for the specific eye	Gina-RunControl
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	Attach Bays in Menu/Configure/EyeConfiguration for the specific eye	Gina-RunControl
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	Select daq.ini in Menu/File/Load Profile for the specific eye	Gina-RunControl
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	Select Menu/Run/Start DAQ for the specific eye	Gina-RunControl
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	Execute bgrecord 30 run_eyename_YYMMDD_a for each eye	Gina-FEShell 2

→ During the Run

LL	LM	CO	ACTION	PLACE
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	Check Half second CLF shots in T3Monitor (events in yellow) and in the EyeDisplay for each eye	Gina
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	Check Quarter second CLF shots in the EyeDisplay for each eye	Gina
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	Close and open shutters according to the moonfilter in the FDSlowControl (see Take Bays out of thenrun/Add Bays to the run)	Windows PC
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	Monitor Weather (folder “weather” with links)	Windows PC

→After the Run

LL	LM	CO	ACTION	PLACE
			Select Menu/Run/Stop for each eye	Gina-RunControl
			Press q to stop bgrecord 30 run_eyename_YYMMDD_a	Gina-FE Shell 2
			In the FD SlowControl page, put the bays to Calibration mode for each eye	Windows PC
			Open a new FD Electronic Shell for each eye. We called Gina – FE Shell 3	Gina
			Execute bgrecord 5 eyename_YYMMDD_b for each eye	Gina- FEShell 3
			Press q to stop bgrecord after 50 samples	Gina- FEShell 3
			Attach Bays in Menu/Configure/EyeConfiguration for each eye	Gina – RunControl

		Select Menu/Run/Select Config/Calibration for each eye	Gina RunControl	-
		Execute Menu/Run/Start Calibration A for each eye	Gina RunControl	-
		*In the days that have to do all calibrations do the follow:		
		*Execute Menu/Run/Start Calibration B for each eye	Gina RunControl	-
		*Execute Menu/Run/Start Calibration C for each eye	Gina RunControl	-
		*Execute cala_analysis a *<Run NumberofCalibration A> for each eye	Gina - EyePC	
		*Execute cala_analysis a <Run NumberofCalibration B> for each eye	Gina - EyePC	
		*Execute cala_analysis a <Run NumberofCalibration C> for each eye	Gina - EyePC	
		For all days do the follow:		
		Register the Deviation for each mirror and for each eye	Windows PC - elogfile	
		Execute cal_dbase a for Los Leones	Gina -LLPC	
		Select Menu/File/Terminate DAQ for each eye	Gina-RunControl	
		In the FD SlowControl page, put the bays to Standby mode for each eye	Windows PC	
		Press s to stop CLF	Gina-Shell(CLF)	
		Upload logfile to Auger-Wiki/FD/E-log/Make Entry	Windows PC	
		Go to hotel to sleep and have good dreams!!!		

A.4 LIDAR SHIFT CHECKLIST

The LIDAR Run Beginner's Checklist
(by Fabio Antonio S. de Rezende – October 2006)

1) LIDAR SERVERS DESKTOP

- Open LIDAR Servers directory.
- Click on "Launch Servers"
 - T3 Listener: Check if T3 from 3 eyes are running.
 - SD monitor.
 - LIDAR Beholder.
- In a Shell: iloview (event display)

2) WEATHER DESKTOP

- Firefox Web Browser
 - <http://lidar.auger.org.ar/wind/ll.php>
 - <http://lidar.auger.org.ar/wind/lm.php>
 - <http://lidar.auger.org.ar/wind/co.php>
- If it is raining, or if wind are high (average above 35 km/h) the covers must remain closed. If the wind speed exceeds 50 km/h during telescopes operations, stop the data acquisition and park the telescope. Leave the covers open until wind conditions allow safe closure.

3) LOS LEONES DESKTOP COIHUECO DESKTOP LOS MORADOS DESKTOP

- Open LIDAR Los Leones directory
- Open LIDAR Coihueco directory
- Open LIDAR Los Morados directory
- Click on VNC icon (VNC session with each LIDAR PC). If the session doesn't open then type: restart_vncserver.sh in a shell. It's also possible to click on the icon Restart VNC session.
- Type servereset.sh. It restarts up several data monitors.
- Type restart_T3.sh.
- Type windrain.sh in a new shell (in the wind desktop).
- Type lpc (Lidar Power Control).
 - Activate this if temperature is low outside.
 - Laser: click on.
 - Steering mechanism power.

If not responding, open a shell on the LIDAR PC and start minicam by typing: minicam rpc.

- Once into minicam press enter then:
- Enter Solution > 1.

You can see now the state of all outputs.

- * Light.
- * Power up the webcams.
- Type cam.sh in a VNC shell.
- Open “Lidar Run Programs” directory in the VNC session.
- Click the icon “Telescope Open Cover” (check the cover is opening by inspeting the webcams). If it is not working type TelescopeOpenCover in a shell.
- Click on the icon “Telescope Reset” to initialize the telescope or type TelescopeReset in a shell.
- Click on the icon “Telescope Reset” to initialize the telescope or type TelescopeReset in a shell.
- Set High Voltage in PMTs.
- Type HRLaserInitStart.sh in a VNC shell.
- Type HRLaserStatus.
- LPC: Licel Power On
- Start Run Control and Display in the Lidar Run Programs directory.
 - Shell LDAQ console
 - Run Control:click Autoscan and enable T3.
 - OLView
- Click on connect in iloview event display on the Lidar servers desktop.

4) SHUTDOWN PROCEDURE (first stop the DAQ).

- Park Telescope in Lidar Run Program directory or using TelescopePark.
- HRLaserStop.
- HRLaserShutdown.
- minicam rpc.
 - off LaserPwr (6)
 - off Heating (7)
 - off Licel (4)
 - off LaserMain(5)
- Close the cover: Telescope Close Cover using the webcam and the steering mechanism Power (3).
- Close VNC.
- Close the Lidar Server windows.