



Universidade Estadual de Campinas
INSTITUTO DE FÍSICA "GLEB WATAGHIN"



Departamento de Raios C3smicos e Cronologia

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

DETERMINAÇÃO DA COMPOSIÇÃO QUÍMICA DA RADIAÇÃO C3SMICA PRIMÁRIA COM O OBSERVATÓRIO PIERRE AUGER

Carlos José Todero Peixoto

Comissão Julgadora:

Prof. Dr. Carlos Ourivio Escobar (orientador) – IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Ronald Cintra Shellard – CBPF

Prof. Dr. João dos Anjos (suplente) – CBPF

Profa. Dra. Carola Dobrigkeit Chinellato – IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. José Augusto Chinellato (suplente) – IFGW/UNICAMP

Dissertação apresentada ao Instituto
de Física "Gleb Wataghin" para a
obtenção do título de Mestre em Física.

10 de Outubro de 2003



“Dedico este trabalho
a minha querida esposa Luciana,
e a meus pais Nelson e Eduviges.”

Agradecimentos

Primeiramente agradeço a Deus por ter-me dado o dom da vida, sem o qual nada me seria possível. Depois agradeço a meus pais que se permitiram ser co-autores de minha vida, e que também sem os quais nenhum trabalho me seria possível. Agradeço a minhas irmãs que me toleraram tantos anos; a minha avó Angelina e tia Nilza que muito me ajudaram na minha graduação; a minha avó Aurora. Agradeço a todos os meus familiares que de algum modo me ajudaram.

Agradeço a família de minha esposa por sua acolhida e por terem me confiando um bem tão precioso, e que hoje é parte fundamental da minha vida.

Agradeço às comunidades neocatecumenais da Catedral - São Carlos, paróquia do Rosário - São João da Boa Vista e paróquia Imaculada Conceição - Mogi-Guaçu que contribuíram de modo decisivo para minha formação pessoal, moral e profissional.

Agradeço a todos os meus amigos, desde os mais antigos aos que conheci ao longo desses anos de vida, que de alguma forma contribuíram com uma parte, mesmo que pequena porém fundamental, da minha personalidade. Personalidade esta que, hoje, me impulsiona ao aprender. Não vou citar nomes pelo motivo de, por acaso ou esquecimento, esquecer algum.

Poucas coisas no mundo são mais difíceis que ensinar a aprender. A todos os meus professores, educadores e responsáveis pela minha formação agradeço tanto esforço e tempo gasto comigo. Acredito que, para vocês, o meu verdadeiro agradecimento é continuar o que começaram e levar a outros o me ensinaram. Em especial agradeço ao Prof. Dr. Carlos Ourivio Escobar pela disponibilidade em me orientar, pelas várias discussões sobre ciência e por acreditar que era possível, apesar das minhas limitações, me ensinar física.

Agradeço a Ricardo Sato, Luiz Américo, Walter Medeiros e Hélio Nogima as inúmeras horas de discussões sobre física e computação, que muito contribuíram para este trabalho; ao Biral, Catalani, Henrique, Ernesto, Hugo, Jefferson, Luiz Prado, Marcelo, Vitor e Sérgio pelas sugestões de todos; e aos Profs. Drs. Carola, José Augusto, Edison, Anderson e Philippe pelas sugestões sempre muito bem vindas. Enfim, em especial agradeço ao Grupo Auger pela intensa e constante ajuda nesse tempo e por me ensinarem a trabalhar em grupo.

Agradeço a todos do Departamento de Física de Raios Cósmicos e Cronologia que de alguma

forma contribuíram para este trabalho.

A todos os membros da Associação dos Pós-Graduandos em Física, pelas muitas discussões e idéias trocadas - algumas delas utilizadas neste trabalho, obrigado.

Agradeço aos Órgãos de fomento: FAPESP, CNPQ e PRONEX pelo financiamento deste trabalho; sem o qual este não seria possível.

Agradeço às equipes de programadores dos Programas CORSIKA, AIRES E SAMPLE; e a FAPESP pelo fornecimento dos computadores, hoje de propriedade do departamento de raios cósmicos e cronologia - IFGW/UNICAMP, usados para as simulações e o tratamento dos dados.

“A ciência possui uma promessa não cumprida de melhorar a vida do ser humano, independentemente de qualquer que seja sua condição. Nós, os mais velhos, fizemos o possível para tentar cumprir esta promessa. Cabe agora a vocês, mais jovens, a missão de fazer esta promessa ser cumprida.”(Antonio Rubens Brito de Castro, IFGW, Unicamp)

Resumo

A compreensão da radiação cósmica - a saber: os mecanismos de produção/aceleração e os processos de propagação - passa pela determinação de três grandezas: a energia dessa radiação, sua direção de chegada e sua composição química. Essas três "frentes de trabalho" desafiam a experiência, a capacidade e a responsabilidade de vários grupos de físicos de partículas do mundo todo.

Este trabalho se refere à composição do primário da radiação cósmica no âmbito da Colaboração Auger. Ele não tem a ambição de encontrar uma técnica definitiva para a obtenção deste parâmetro. Aliás, determinar a composição química do primário é algo difícil, tendo em vista a dependência de modelos de interação hadrônica e a impossibilidade (atual) de sua caracterização evento a evento. Dos vários parâmetros usados para se estimar essa composição, tentamos analisar cinco deles: X_{max} , t_{10-50} , t_{50-90} , t_{10-90} , ρ_{local} . Estes foram obtidos por meio de simulação de Monte Carlo, através dos códigos CORSIKA e AIRES. A rede de detectores de superfície foi simulada usando-se o programa SAMPLE. Os resultados das simulações foram comparados, quando possível, a dados experimentais fornecidos pelo *Engineering Array* do sítio sul do Observatório Auger.

Abstract

The understanding of cosmic radiation - the production/acceleration mechanism and the propagation processes - involves the determination of three parameters: the energy of this radiation, its arrival direction and the chemical composition. These three tasks have challenged the experience, the skill and responsibility of several groups of particle physicists over the whole world.

This work refers to the primary cosmic ray composition in the scope of the Auger Collaboration. It does not intend to present a definite technique to obtain this parameter. As a matter of fact, to determine the primary composition is something difficult, considering the hadronic model dependence and the impossibility (nowadays) of its description event by event. Among the several parameters used to estimate the composition, we attempted to investigate five of them: X_{max} , t_{10-50} , t_{50-90} , t_{10-90} , ρ_{local} . They were obtained through Monte Carlo simulation with two different codes: CORSIKA and AIRES. The surface array was simulated by the SAMPLE program. The simulation results were compared, when possible, to experimental data from the *Engineering Array* of the Auger Observatory.

Conteúdo

Dedicatória	v
Agradecimentos	vii
Resumo	xi
Abstract	xiii
1 Introdução	1
1.1 Um pouco de história	2
1.2 De onde vem a Radiação Cósmica? - Modelos de Aceleração	4
1.2.1 Aceleração estatística de Fermi	4
1.2.2 Aceleração Direta	5
1.2.3 Outros Modelos	5
1.3 Como chegam à Terra? - Modelos de Propagação	5
1.3.1 Propagação na Galáxia	7
1.3.2 O espectro de massa	9
1.3.3 A Equação de Transporte	10
1.3.4 Corte GZK	11
1.4 Detecção da Radiação Cósmica que chega à Terra	11
1.4.1 Medidas diretas	12
1.4.2 Medidas indiretas	13
1.5 Sobre a descrição da radiação cósmica	16
2 Física de Chuveiros Atmosféricos Extensos	21
2.1 Modelo “de Brinquedo”	21
2.2 A atmosfera	22
2.3 Equações de transporte ou cascata	23

2.4	Componentes de um Chuveiro Atmosférico Extenso	24
2.4.1	Cascata hadrônica	25
2.4.2	Cascata eletromagnética	25
2.4.3	Cascata muônica	27
2.4.4	Função Distribuição Lateral e Desenvolvimento Longitudinal	28
2.5	Simuladores de Chuveiros Atmosféricos Extensos	32
2.5.1	MOCCA - MO nte CA scades	33
2.5.2	CORSIKA - CO smic R ay SI mulations for KA scade	33
2.5.3	AIRES - AIR -shower E xtended SI mulations	33
2.6	Comparação CORSIKA/AIRES	33
3	O Detector Híbrido	35
3.1	Tanque Cherenkov	35
3.1.1	A eletrônica do tanque	38
3.1.2	Sinal característico das fotomultiplicadoras	39
3.2	Detector de Fluorescência	40
3.2.1	Os “ <i>olhos</i> ”	40
3.2.2	A eletrônica do detector	43
3.2.3	Sinal característico dos fototubos	44
4	Resultados e Discussões	46
4.1	Profundidade do Máximo, X_{max}	46
4.2	Simulador da rede de detectores	51
4.3	Valores de t_{10-50} para chuveiros simulados com energias entre 5×10^{18} e 1×10^{20} eV	53
4.3.1	Análise por diagramas de Neyman-Pearson	59
4.4	Médias e desvios padrão dos parâmetros t_{10-50} , t_{10-90} , t_{50-90} e ρ_{local} de chuveiros simulados com energias entre 5×10^{18} e 1×10^{20} eV.	64
4.5	Estudo dos erros relacionados às médias e desvios padrão para t_{10-50} , t_{10-90} , t_{50-90} e ρ_{local} para chuveiros simulados com primários entre 5×10^{18} e 1×10^{20} eV.	67
4.6	Comparação entre os valores de t_{10-50} obtidos por simulação e a partir de dados coletados no <i>Engineering Array</i> do Observatório Pierre Auger	70
4.6.1	Análise arbitrária	70
4.6.2	Análise para um mesmo tanque	71
4.6.3	Conjuntos com os mesmos eventos	72
5	Conclusões	76

A	Radiação Cherenkov	78
B	Produção de Fluorescência na alta atmosfera	82
C	Divisor de tensão para fotomultiplicadora Photonis XP1805	84
D	Diagrama de Neyman-Pearson	87
E	Fluxogramas	90
	Bibliografia	93

Lista de Tabelas

3.1	Estimativa do número de eventos/ano, em função da energia, para o <i>Engineering Array</i> do Observatório Auger.	45
4.1	Características dos chuviros simulados.	47
C.1	Relação ganho/voltagem do divisor de tensão	86

Lista de Figuras

1.1	Estrutura da Galáxia	8
1.2	Espectro de abundância de massa no universo	9
1.3	Fluxo de raios cósmicos em função da energia do primário.	17
1.4	Resultados de vários experimentos para (fluxo de massa)* $E^{2.5}$ versus energia do primário em GeV.	18
1.5	Resultados de vários experimentos capazes de observar o desenvolvimento longitudinal.	19
1.6	Resultados de vários experimentos para a média do logaritmo da massa ($\langle \ln(A) \rangle$) versus o logaritmo da energia do primário, em GeV.	20
2.1	Modelo de brinquedo	22
2.2	Definição de profundidade, X , na atmosfera	22
2.3	Modelo simplificado das componentes de um chuveiro	24
2.4	Diagrama de Feynman para <i>bremsstrahlung</i>	26
2.5	Diagrama de Feynman para produção de pares.	26
2.6	Distribuição média dos elétrons e múons, em função da distância ao centro do chuveiro e da energia das partículas, para chuveiros iniciados por ferro e próton, dispostos em dois grupos de 100 chuveiros cada. Energia de todos os primários: 100 EeV, ângulo de incidência θ : 30° . Eixo z - densidade de partículas (N/m^2), eixo x - energia média por partícula E (GeV), eixo y - distância r ao centro do chuveiro (metros).	30
2.7	Distribuição lateral média das densidades de múons e elétrons dos grupos de chuveiros de ferro e próton considerados na figura 2.6.	31
2.8	Distribuição lateral de fótons (γ), elétrons (e^\pm) e múons (μ^\pm)	34
2.9	Desenvolvimento longitudinal de N_γ , N_{e^\pm} e N_{μ^\pm}	34
3.1	Tanque instalado e instrumentado pronto para receber e enviar sinais	36

3.2	Mapa do posicionamento dos tanques (pontos pequenos) e área de abrangência dos quatro detectores de fluorescência, em relação a rede de detectores (projeto original).	37
3.3	Diagrama em blocos da eletrônica da estação.	38
3.4	Chuveiro detectado pelo <i>Engineering Array</i> com energia estimada em 1×10^{19} eV. . .	39
3.5	Estrutura do espelho e da câmera	41
3.6	Mercedes	42
3.7	Prédio que abrigará 6 espelhos, cobrindo um total de 180° de abertura azimutal. O desenho mostra os compartimentos 4 e 5 ocupados com os dois espelhos protótipos.	43
3.8	Diagrama simplificado do funcionamento da eletrônica do detector de fluorescência.	44
3.9	Exemplo de traço deixado nos fototubos. As figuras mostram chuveiros com diferentes inclinações.	45
4.1	X_{max} para primários com 5×10^{18} e 1×10^{19} eV, respectivamente. Simulador: CORSIKA	48
4.2	X_{max} para primários com 5×10^{18} e 1×10^{19} eV, respectivamente. Simulador: AIRES	48
4.3	X_{max} para primários com 5×10^{19} e 1×10^{20} eV, respectivamente. Simulador: CORSIKA	49
4.4	X_{max} para primários com 5×10^{19} e 1×10^{20} eV, respectivamente. Simulador: AIRES	49
4.5	Valor médio e desvio padrão para o parâmetro X_{max} de primários com energias entre 5×10^{18} e 1×10^{20} eV. Comparação entre CORSIKA e AIRES.	50
4.6	Posicionamento dos 1600 tanques na rede de detectores simulada neste trabalho. . .	52
4.7	Distribuição de t_{10-50} a 200 e 400 metros do centro do chuveiro (primários com energia 5×10^{18} eV. Simulador: CORSIKA).	54
4.8	t_{10-50} para primários com energia 5×10^{18} eV. Simulador: CORSIKA.	55
4.9	t_{10-50} para primários com energia 5×10^{18} eV. Simulador: AIRES.	55
4.10	t_{10-50} para primários com energia 1×10^{19} eV. Simulador: CORSIKA.	56
4.11	t_{10-50} para primários com energia 1×10^{19} eV. Simulador: AIRES.	56
4.12	t_{10-50} para primários com energia 5×10^{19} eV. Simulador: CORSIKA.	57
4.13	t_{10-50} para primários com energia 5×10^{19} eV. Simulador: AIRES.	57
4.14	t_{10-50} para primários com energia 1×10^{20} eV. Simulador: CORSIKA.	58
4.15	t_{10-50} para primários com energia 1×10^{20} eV. Simulador: AIRES.	58
4.16	Análise por diagramas de Neyman-Pearson, fixando a energia e variando a distância ao centro do chuveiro. Simulador: CORSIKA	60
4.17	Análise por diagramas de Neyman-Pearson, fixando a distância ao centro do chuveiro e variando a energia. Simulador: CORSIKA	61
4.18	Análise por diagramas de Neyman-Pearson, fixando a energia e variando a distância ao centro do chuveiro. Simulador: AIRES	62

4.19	Análise por diagramas de Neyman-Pearson, fixando a distância ao centro do chuveiro e variando a energia. Simulador: AIRES	63
4.20	Valores médios de t_{10-50} , t_{10-90} , t_{50-90} e ρ_{local} para primários com energia entre 5×10^{18} e 1×10^{20} eV. Simulador: CORSIKA	65
4.21	Valores médios de t_{10-50} , t_{10-90} , t_{50-90} e ρ_{local} para primários com energia entre 5×10^{18} e 1×10^{20} eV. Simulador: AIRES	66
4.22	Desvio padrão <i>versus</i> t_{10-50} , t_{10-90} , t_{50-90} e ρ_{local} , para primários com energia entre 5×10^{18} e 1×10^{20} eV. Simulador: CORSIKA.	68
4.23	Desvio padrão <i>versus</i> t_{10-50} , t_{10-90} , t_{50-90} e ρ_{local} , para primários com energia entre 5×10^{18} e 1×10^{20} eV. Simulador: AIRES.	69
4.24	Representação da parte “positiva” e “negativa” de um chuveiro atmosférico extenso.	71
4.25	Dados simulados e reais para t_{10-50} - análise arbitrária.	73
4.26	Dados simulados e reais para t_{10-50} relativo a um mesmo tanque.	74
4.27	Dados simulados e reais para t_{10-50} ; linhas contínuas vermelhas: próton-CORSIKA, linhas contínuas pretas: ferro-CORSIKA, linhas tracejadas vermelhas: próton-AIRES, linhas tracejadas pretas: ferro-AIRES. Conjuntos de mesmo eventos.	75
A.1	Radiação Cherenkov	79
C.1	Esquema elétrico do divisor de tensão	85
C.2	Circuito impresso do divisor.	85
C.3	Circuito impresso do soquete para acoplar o divisor a fotomultiplicadora.	85
D.1	Exemplo de duas funções densidade de probabilidade.	87
D.2	Área de <i>overlap</i> ampliada. Linha cheia: sinal; linha tracejada: ruído.	87
D.3	Diagrama de Neyman-Pearson	88
D.4	Histogramas com curvas ajustadas.	88
D.5	Aceitação de sinal versus aceitação de ruído	89
E.1	Fluxograma simplificado do código AIRES	90
E.2	Fluxograma simplificado do código CORSIKA	91
E.3	Diagrama de funcionamento do código SAMPLE.	92

Capítulo 1

Introdução

Os dois primeiros capítulos revisam, de maneira simplificada, os conceitos de Física da Radiação Cósmica. O objetivo é familiarizar o leitor leigo com os termos técnicos envolvidos e estimular algumas perguntas fundamentais, tais como: De onde vêm os raios cósmicos? Qual a sua composição? Como chegam até a Terra? Como detectá-los? A tentativa de responder à questão relativa à composição química da radiação cósmica primária é a essência deste trabalho.

O capítulo 1 começa por uma breve revisão da história do descobrimento da radiação cósmica e do desenvolvimento de seu estudo, para abordar, na seqüência, as suas possíveis origens e os modelos de sua propagação até a Terra. Logo em seguida comento rapidamente os modelos de cascata, sua propagação pela atmosfera e as possibilidades de detecção. O capítulo encerra com uma breve descrição de experimentos voltados para o estudo da radiação cósmica.

O capítulo 2 se concentra nos modelos usados para descrever o desenvolvimento de chuvenhos ao longo da atmosfera. Um “modelo de brinquedo” foi descrito, no início, para proporcionar uma compreensão geral, porém simplista, de propriedades dos chuvenhos. A partir desta compreensão descrevo, com mais detalhes, os chamados Chuvenhos Atmosféricos Extensos (C.A.E.). Em seguida, apresento os simuladores de cascatas, que se utilizam dos princípios e propriedades dos chuvenhos e que foram usados para simular os C.A.E. utilizados neste trabalho.

As simulações apresentadas neste trabalho (capítulo 4) tentam reproduzir a detecção de chuvenhos pelo Observatório Pierre Auger. Em função disso, no capítulo 3, descrevo o detector híbrido do Observatório Auger - sítio sul, com o intuito de apresentar uma noção geral sobre o experimento e destacar seu caráter híbrido. Apresento, também, a experiência de detecção híbrida obtida com a colaboração HiRes/MIA, assim como alguns de seus resultados, a título de comparação.

O capítulo 4 trata da investigação propriamente dita, contendo na seção 4.1 a descrição dos procedimentos utilizados para a obtenção dos dados; especificamente aquela efetuada pela rede

de tanques Cherenkov. Concluo no capítulo 5.

Incluí os apêndices A e B para favorecer uma consulta rápida sobre a radiação Cherenkov e a Fluorescência.

No Apêndice C há uma descrição de um projeto paralelo a este trabalho: um divisor de tensão para as fotomultiplicadoras de um tanque Cherenkov, similar aos do Observatório Pierre Auger, instalado no Departamento de Raios Cósmicos e Cronologia (DRCC).

Apresento no apêndice D, de maneira ilustrativa, os procedimentos para os cálculos com o método de Neyman-Pearson, utilizados no tratamento estatístico dos dados simulados.

Por fim, no apêndice E, incluí os fluxogramas simplificados dos códigos AIRES, CORSIKA E SAMPLE.

1.1 Um pouco de história

No final do século XIX e início do século XX, estavam sendo realizadas uma série de experiências para se tentar explicar porque a condutividade do ar variava com a altitude, destacando os trabalhos de Elster (1900), Geitel (1900), Wilson (1900 e 1901) e Cook (1903) [1].

Em câmaras de ionização, blindadas com placas de espessuras entre 5 e 40 cm, observava-se sempre a existência de uma corrente iônica residual. Concluiu-se que se tratava de um agente ionizante capaz de atravessar a matéria e ionizar o gás nas câmaras.

Apesar de muitos experimentos com câmaras blindadas terem sido feitos, inclusive a diferentes altitudes, os resultados foram inconclusivos quanto à origem da fonte do agente ionizante.

A primeira explicação dada para tais correntes residuais nas câmaras de ionização foi a de que o gás era ionizado por fontes desconhecidas existentes na Terra [2].

Entre 1911 e 1912, Viktor Hess [3], usando um balão a uma altitude de 5000 metros, realizou experiências com câmaras de ionização. Os vôos foram realizados tanto em períodos diurnos como noturnos, e permitiram observar a ocorrência de uma corrente iônica residual que se manifestava em ambos os períodos, e aumentava significativamente com a altitude. Kohlhörster [4], em 1913 confirmou os resultados de Hess, com vôos que chegaram a atingir 9000 metros.

No ano de 1927, Skobeltzy [5] observou traços de partículas carregadas em câmaras de nuvens. Por meio de contadores Geiger - Müller, Bothe e Kohlhörster também verificaram a existência dessas partículas carregadas em 1928 [6].

Um debate havia sido instaurado acerca desses tais fenômenos. Robert Milikan [7], concluiu que se tratava de radiação, provavelmente gama, vinda do espaço - daí advindo então a denominação "radiação cósmica".

Em 1927, Clay [8] verificou que a intensidade da radiação cósmica era menor na altura do

equador, onde a componente horizontal do campo geomagnético é mais forte. Isto significava que, ao menos, uma parte da componente primária dessa radiação era composta de partículas carregadas, que são defletidas pelo campo magnético antes de entrarem na atmosfera.

Em 1932, Carl Anderson [9] descobria a antimatéria na forma de um antielétron, o pósitron. A partir de observações no ano de 1937, Seth Neddermeyer e Carl Anderson [10] descobriram o múon.

O pósitron e o múon foram as primeiras de uma série de partículas subatômicas descobertas a partir de estudos da radiação cósmica - o que proporcionou um grande impulso à Física de Partículas Elementares.

Físicos de partículas usaram raios cósmicos para suas pesquisas até o advento dos grandes aceleradores de partículas nos anos 50.

Em 1938, Pierre Auger [11] posicionou detectores de partículas distantes um do outro, em regime de coincidência, os quais sinalizaram a chegada simultânea de partículas. Era a descoberta dos chamados Chuveiros Atmosféricos Extensos (C.A.E), ou *Extensive Air Showers* (E.A.S), chuvenhos de partículas subatômicas secundárias produzidas pela colisão de um raio cósmico de alta energia (primário) com moléculas de ar.

No final dos anos 30, no Brasil, Wataghin, Damy e Pompéia [12] realizaram, em São Paulo, vários experimentos subterrâneos comprovando a existência de “chuveiros altamente penetrantes” da radiação cósmica.

Grupos liderados por Bruno Rossi [13], nos Estados Unidos, e Georgi Zatsepin [15], na Rússia, começaram experimentos para o estudo da estrutura dos “chuveiros de Auger”. Esses pesquisadores construíram as primeiras redes de detectores correlacionados (*arrays*) para medir, especificamente, chuvenhos atmosféricos extensos.

Desde então, para a detecção de primários de altas energias, vários experimentos usaram redes de detectores: Volcano Ranch (1959-1962), Haverah Park (1968-1987), SUGAR (1968-1979), Yakutsk (1969 → 1973-1990), Akeno (1980 →), AGASA (1986 →), EAS-TOP (1989-1999), CASA (1990 →), Kaskade (1995 →), entre outros.

Em 1999, começou a construção do maior experimento já projetado para a detecção de C.A.E., o Observatório Pierre Auger. A primeira etapa do projeto consiste na construção de um conjunto de detectores no hemisfério Sul, composto por tanques Cherenkov e telescópios de fluorescência; outro conjunto similar está programado no hemisfério Norte. O local escolhido para o primeiro sítio foi o deserto de El Nihuil, província de Mendoza, Argentina. O projeto usa o conceito de detecção híbrida e possui uma previsão de término para as instalações fundamentais, no sítio sul, em 2005.

1.2 De onde vem a Radiação Cósmica? - Modelos de Aceleração

Após os experimentos de Viktor Hess e Kōhlhōrster, a comunidade científica começou a questionar as possíveis origens da radiação cósmica e como ela chegaria até a Terra.

Em abril de 1949, Enrico Fermi publicou um artigo [14] em que descrevia uma possibilidade de produção e aceleração de partículas por meio de um mecanismo estocástico.

1.2.1 Aceleração estatística de Fermi

A proposta original de mecanismos de aceleração que produzem um espectro de energia dado por uma lei de potência ($\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma}$) se deve a Fermi [19].

O modelo previa a transferência de energia cinética macroscópica de movimento de um plasma magnetizado (por exemplo: as frentes de onda da explosão de uma supernova) para partículas individuais.

Consideremos um processo em que uma partícula teste aumenta sua energia por uma quantidade proporcional à sua própria energia em cada colisão. Sendo, assim, o acréscimo de energia por colisão $\Delta E = \varepsilon E$, depois de n colisões teremos:

$$E_n = E_o(1 + \varepsilon)^n, \quad (1.1)$$

onde E_o é a energia da partícula ao ser injetada no interior do acelerador.

Se a probabilidade de escapar da região de aceleração for P_{esc} , por colisão, então a probabilidade de permanecer no acelerador após n colisões é $(1 - P_{esc})^n$. O número de colisões necessárias para chegar à energia E é:

$$n = \ln\left(\frac{E}{E_o}\right) / \ln(1 + \varepsilon). \quad (1.2)$$

Assim, a proporção de partículas aceleradas a energias maiores que E é

$$N(\geq E) \propto \sum_{m=n}^{\infty} (1 - P_{esc})^m = \frac{(1 - P_{esc})^n}{P_{esc}} \quad (1.3)$$

com n dado pela equação 1.2. Substituindo a equação 1.2 na equação 1.3 temos:

$$N(> E) \propto \frac{1}{P_{esc}} \left(\frac{E}{E_o}\right)^{-\gamma}, \quad (1.4)$$

com

$$\gamma = \ln\left(\frac{1}{1 - P_{esc}}\right) / \ln(1 + \varepsilon) \approx \frac{P_{esc}}{\varepsilon} = \frac{1}{\varepsilon} \times \frac{T_{ciclo}}{T_{esc}}, \quad (1.5)$$

sendo T_{ciclo} o tempo característico para um ciclo de aceleração e T_{esc} o tempo característico para escapar do acelerador. A razão entre os dois tempos representa a probabilidade, por colisão, de escape da região de aceleração. Depois da ocorrência do processo de aceleração ao longo de um intervalo de tempo t , $n_{max} = t/T_{ciclo}$ e

$$E \leq E_0(1 + \varepsilon)^{t/T_{ciclo}}. \quad (1.6)$$

A relação 1.6 nos fornece, primeiramente, a informação de que partículas com alta energia levam mais tempo para acelerar do que partículas com baixa energia; em segundo lugar, mostra que um tipo de acelerador de Fermi com um tempo de vida limitado pode ser caracterizado pela energia máxima por partícula.

1.2.2 Aceleração Direta

Estrelas de nêutrons e discos de acreção [26] ao redor de buracos negros são bons candidatos a fontes de aceleração direta.

Um objeto extremamente massivo, com campo magnético muito intenso, rodando a uma velocidade alta induz uma força eletromotriz (fem) suficiente para a aceleração de partículas a energias da ordem de 10^{18} EeV.

Uma estrela de nêutrons típica, com alguns quilômetros de raio, um campo magnético de superfície da ordem de 10^{12} Gauss e girando a ± 30 revoluções por segundo, gera uma fem da ordem de 10^{18} V. Esse tal objeto seria capaz de acelerar um núcleo de ferro a 1 EeV e prótons a 50 PeV. Acredita-se que um disco de acreção seja capaz de gerar uma fem da ordem de 10^{19} Volts [26].

1.2.3 Outros Modelos

Ao longo das últimas décadas, vários modelos têm sido propostos para explicar o espectro da radiação cósmica acima de 10 EeV.

Alguns desses modelos são caracterizados por objetos exóticos instáveis ultramassivos produzidos nos primórdios da evolução do universo. Dois desses objetos propostos são: monopólio-nium, uma estrutura composta por um par monopolo-antimonopolo; e corda cósmica supercondutora. Esses modelos são bastante especulativos, mas se mostram interessantes para explicar o espectro de energia, além de permitirem uma conexão do estudo de radiação cósmica com teorias da origem e evolução do universo [26].

1.3 Como chegam à Terra? - Modelos de Propagação

Uma vez produzida a radiação cósmica, ela se propaga pelo cosmos.

Há vários modelos usados para descrever a propagação de radiação cósmica. Abaixo descrevo, resumidamente, apenas os mais divulgados na literatura e que se encontram melhor descritos na referência [19].

Leaky box model

Segundo este modelo, os raios cósmicos se propagam num determinado volume, com uma probabilidade de escape, por unidade de tempo, constante e dada por: $\frac{1}{\tau_{esc}} \ll c/h$, onde τ_{esc} é interpretado como o tempo médio consumido pela radiação cósmica no interior do volume considerado, e h é a meia espessura do disco galáctico $\approx (300/2)pc$, (1 pc = 1 parsec = 3×10^{18} cm). Sendo assim, $\lambda_{esc} \equiv \rho\beta c\tau_{esc}$ representa a quantidade média de matéria atravessada por uma partícula com velocidade βc .

Deve-se considerar a possibilidade de fragmentação e interação com a radiação de fundo. Uma partícula com energia E_0 colide com algum núcleo, resultando em outras partículas com energias $E_1, E_2 \dots E_n$, ou interage com a radiação de fundo no cosmos e perde uma quantidade Δ de energia. A essa “nova” partícula, agora com energia $E_1 = E_0 - \Delta$, dá-se o nome de secundário¹.

Com este modelo, a dependência, na energia, da razão do secundário para o primário é atribuída a λ_{esc} . Um recente ajuste, referência [20] nos fornece:

$$\lambda_{esc} = \begin{cases} \beta c \rho \tau_R = 10.8 \frac{g}{cm^2} \beta \left(\frac{4}{R}\right)^\delta, & R > 4GV \\ 10.8\beta, & R < 4GV \end{cases} \quad (1.7)$$

onde $\delta \approx 0.6$ e $R \equiv pc/Ze - pc$ está ilustrado na seção 1.3.1, Z é o número atômico e e a carga do elétron (GeV/carga é denotado por GV).

Desprezando-se a fragmentação, este resultado é importante para o espectro da fonte $Q(E)$, pois se o espectro do fluxo de radiação cósmica, observado é $N \propto E^{-(\gamma+1)}$ no regime de altas energias, o espectro fonte é dado por:

$$Q(E) \propto E^{-\alpha}, \quad (1.8)$$

onde $\alpha = (\gamma + 1 - \delta) \approx 2.1$.

¹Mais a frente será utilizado o termo “secundário” novamente, porém, referindo-se às partículas produzidas a partir da interação da radiação cósmica com os núcleos da atmosfera terrestre. Se seguissemos uma ordem, a radiação cósmica produzida inicialmente seria o primário, ao interagir com o meio intergaláctico e galáctico decairia para um secundário que, por sua vez, ao atingir a atmosfera terrestre, produziria terciários. Mas a nomenclatura usual adota o termo “secundário” tanto para o resultado da interação com o meio galáctico e intergaláctico quanto com a atmosfera.

Nested Leaky box model

Neste modelo, referência [21] são consideradas pequenas regiões de confinamento próximas à fonte. A densidade de partículas é relativamente alta, porém dependente da energia; além disso, essas partículas difundem por pouco tempo. Uma realidade física seria a ocorrência de supernovas no interior de nuvens densas.

A dependência do secundário para o primário é atribuída à dependência da energia da região da fonte caracterizada por $\lambda_1(E)$. A galáxia é considerada como um volume externo pequeno, de modo que o núcleo primário, produzido pela fonte desconhecida, venha a atravessar uma quantidade constante de matéria λ_2 . Todos os dados de razão do primário para o secundário podem ser obtidos, como no modelo *leaky box*, com diferenças talvez ocorrendo na energia, onde o comprimento de escape no *leaky box model* seria menor que $\lambda_2 = \text{cte}$.

Um observador dentro da região da fonte mediria um espectro diferencial proporcional a $E^{-(\alpha+\delta)}$, devido à dependência na energia, fora da fonte. A Terra estaria fora da região da fonte.

Neste modelo, os aceleradores cósmicos precisariam produzir um espectro diferencial $\alpha = \gamma + 1 \approx 2.7$ [19] (importante região do espectro; abordado na seção 1.5).

1.3.1 Propagação na Galáxia

A descrição da propagação dentro da nossa galáxia pode ser feita por meio de adaptações dos modelos discutidos anteriormente.

Sua estrutura simplificada está ilustrada na figura 1.1.

O disco tem um raio de aproximadamente 15 kpc e espessura de $2h = 200 - 300$ pc. A Terra está a 8,5 kpc do centro da galáxia. A densidade média de gás é de aproximadamente um átomo de hidrogênio por cm^3 [22]. A densidade de hidrogênio neutro difuso é cerca de $0,5/\text{cm}^3$. Há uma componente difusa de hidrogênio ionizado de densidade $\sim 0,03/\text{cm}^3$ e meia espessura ~ 700 pc. A região central possui ~ 4 kpc, é mais densa que o disco local e mais “molecular”. Há um halo provavelmente constituído de gás ionizado e radiação cósmica.

O campo magnético galáctico é $\sim 3\mu$ Gauss, é paralelo aos braços da espiral local, mas apresenta grandes flutuações.

Closed galaxy model

Este modelo pode ser considerado uma variação do *Nested Leaky box model*, sendo o volume interno o braço local da galáxia [23]. A Terra se encontra na região em que a dependência do escape na energia é proporcional à razão entre a energia do núcleo secundário e a do primário. O grande volume exterior deve ser completamente fechado, de tal forma que os núcleos instáveis

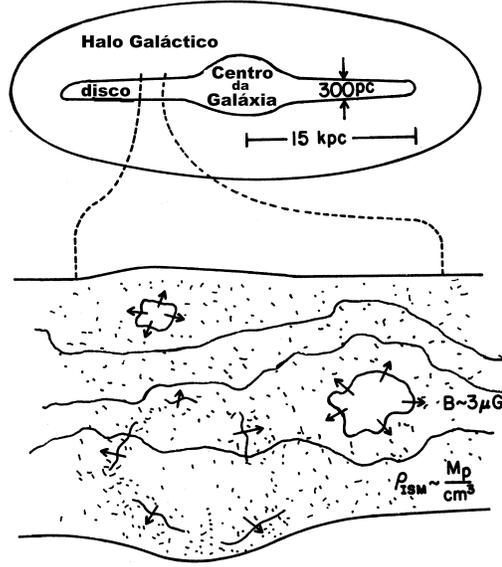


Figura 1.1: Estrutura da nossa galáxia. Figura extraída da referência [19]

sejam completamente destruídos. Desse modo, a componente “velha” da radiação cósmica passa a consistir somente de partículas estáveis, com um tempo de vida determinado pela perda de energia, que é a razão total do gás interestelar na galáxia com o gás no braço da espiral.

Modelos de difusão

Em um *leaky box model*, a distribuição da radiação cósmica é uniforme dentro do volume que a contém. Quando há difusão, há um gradiente de densidade, e conseqüentemente anisotropia.

O tempo característico necessário para um primário atravessar a distância H (onde H é o halo galáctico e $H \gg h \sim 100$ pc - referência [25]) é dado por: $t_H = \frac{H^2}{D}$, onde D é o coeficiente de difusão, assumido aproximadamente constante através do volume do halo e do disco galáctico.

A quantidade $v_D \sim \frac{H}{t_H} \sim \frac{D}{H}$ é a velocidade característica para a radiação cósmica escapar da galáxia.

A densidade média de gás no volume total, incluindo o halo, é dada por: $\rho_H = \rho_g \frac{h}{H}$, onde ρ_g é a densidade no disco gasoso (~ 1 proton/ cm^3). Se essa matéria for distribuída homogeneamente através do halo e do disco, então a radiação cósmica viajando com velocidade βc por um tempo t_H passaria através de uma quantidade de matéria dada por $\lambda_{esc} = \rho_g \beta c \frac{hH}{D}$.

A fim de se observar a razão de secundários para primários de núcleos estáveis, $\lambda_{esc} \sim 10g/cm^2$, com $\frac{D}{H} \sim 1.5 \times 10^6$ cm/s [19].

Há ainda modelos de propagação, como a espalação², relevantes para primários com energia até 10^{15} eV, que interagem com campos eletromagnéticos estelares que se encontram distribuídos ao longo do plano galáctico [24].

1.3.2 O espectro de massa

Modelos de propagação devem ajudar a esclarecer o que acontece com a radiação cósmica desde o momento de sua produção até a detecção. Em se tratando disso, medidas da abundância relativa da massa do primário ou secundário (espectro de massa), no cosmos, se tornam necessárias para avaliar a consistência de tais modelos.

No caso da radiação cósmica com energia entre 1 e 10^{15} eV/nucleon, verifica-se na figura 1.2 (linha contínua) que ela apresenta uma “superabundância” quando comparada à radiação solar. núcleos secundários, tais como Lítio, Berílio, e Boro (que são encontrados em geral no universo). Esses núcleos não estão presentes nos produtos finais da nucleossíntese estelar, mas são facilmente produzidos por espalação de núcleos primários mais pesados, produzidos abundantemente, como carbono e oxigênio.

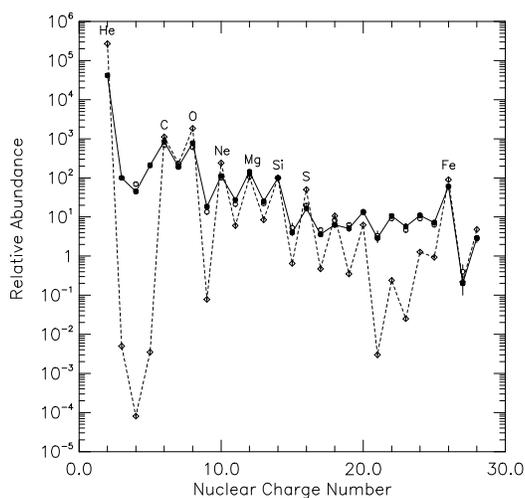


Figura 1.2: Espectro de abundância de massa no universo. Linha contínua - radiação cósmica. Linha tracejada - radiação solar. Figura extraída da referência [72]

Medindo-se a razão entre núcleos primários e secundários, conclui-se que:

²Espalação é a interação da radiação cósmica com campos eletromagnéticos estelares, podendo resultar na mudança de sua direção de propagação ou ainda, no caso de núcleos, produzir a sua quebra [26]. Espalação é uma adaptação da palavra de origem inglesa *spallation*.

1) Em média, raios cósmicos atravessam uma faixa de 5 a 10 g/cm^2 equivalente de hidrogênio entre a injeção e a observação.

2) Essa “gramatura” efetiva diminui com o aumento da energia.

A quantidade de matéria ao longo de uma linha reta, através do disco galáctico, assume valor em torno de $10^{-3}g/cm^2$; isto implica que a radiação cósmica viaja, pelo universo, distâncias milhares de vezes maior que a espessura do disco galáctico durante seu tempo de vida.

A diminuição da quantidade de matéria atravessada com o aumento da energia sugere, também, que a radiação cósmica de alta energia gasta menos tempo na galáxia do que a radiação cósmica de baixa energia. Isto sugere, ainda, que são acelerados antes de ocorrer propagação. Se, ao contrário, aceleração e propagação ocorrerem juntos, uma razão constante entre secundário/primário será esperada, ou um aumento da razão por algum mecanismo estocástico que acelera as partículas a altas energias (esse seria o caso de Remanescentes de Super Novas ou S.N.R.) [19].

1.3.3 A Equação de Transporte

A equação de transporte escrita por Ginzburg e Syrovatskii [19] é suficientemente geral para tratar ambos, aceleração e propagação:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial t} = & \nabla \cdot (D_i N_i) - \frac{\partial}{\partial E} [b_i(E) N_i(E)] - \nabla \cdot U N_i(E) + \\ & Q_i(E, x, t) - p_i N_i + \frac{\nu \rho}{m} \sum_{k \geq i} \int \frac{d\sigma_{i,k}(E, E')}{dE} N_k(E') dE', \end{aligned} \quad (1.9)$$

onde $N_i(E, x, t)$ é a densidade de partículas do tipo i na posição x com energia E e $E + dE$.

O primeiro termo da equação 1.9 representa a difusão das partículas, e o coeficiente da difusão pode ser interpretado como $D = \frac{1}{3} \lambda_D \nu$, onde representa a velocidade da partícula e λ_D o livre caminho médio da difusão.

O segundo termo, no qual $b_i(E) \equiv \frac{dE}{dt}$ indica a razão com que a partícula ganha energia, pode representar perdas de energia por ionização, aceleração, ou outras perdas dependendo da aplicação.

O terceiro termo representa convecção com velocidade U .

O quarto termo é a fonte $Q_i(E, x, t)$ de partículas do tipo i por centímetro cúbico, na posição x e tempo t , por intervalo de energia dE .

O quinto termo representa perdas dos núcleos do tipo i por colisão e decaimento com

$$p_i = \frac{\nu \rho \sigma_i}{m} + \frac{1}{\gamma \tau_i} = \frac{\nu \rho}{\lambda_i} + \frac{1}{\gamma \tau_i}, \quad (1.10)$$

onde $\gamma\tau_i$ é o tempo de vida dilatado de Lorentz do núcleo. Esta última equação foi escrita supondo que todo o gás interestelar é composto de hidrogênio (massa m). Em considerações quantitativas, é necessário levar em conta que aproximadamente 10% do meio interestelar é composto por hélio.

Finalmente, o sexto e último termo é o de cascata, escrito aqui para incluir ambos *feed-down* de alta energia, como numa cascata nucleônica, e processos de fragmentação nuclear.

1.3.4 Corte GZK

O tempo de vida estimado da radiação cósmica em super-aglomerados é da ordem de 10^{10} anos. Assumindo-se que a densidade do meio intergaláctico seja da ordem de 10^{-29} g/cm^3 , uma partícula atravessará, neste tempo, cerca de 0.2 g/cm^2 de material. No entanto, no regime de altas energias há uma importante interação com a radiação cósmica de fundo, desconsiderada na estimativa anterior.

A radiação de corpo negro de 2.7°K associada ao universo possui uma densidade aproximada de 500 fótons/cm^3 . Prótons com energias da ordem de 50 EeV colidirão inelasticamente com esses fótons, sendo o resultado de tais interações a fotoprodução de píons, efeito ressaltado por Greisen, Zatsepin e Kuz'min [27, 28], independentemente.

Por causa das interações inelásticas ao redor de 50 EeV , espera-se uma mudança na curvatura ou um corte do fluxo de radiação cósmica nessa energia - fenômeno que passou a ser conhecido como corte GZK, em referência aos autores acima citados. Um corte a 30 EeV também é esperado se partículas atravessarem a radiação de corpo de fundo por um tempo maior ou igual a 10^9 anos [26].

Um dos objetivos do observatório Pierre Auger é comprovar a existência ou a não do corte GZK nesta faixa de energia, uma dúvida que ainda persiste, mesmo após quatro décadas de investigações.

1.4 Detecção da Radiação Cósmica que chega à Terra

A radiação cósmica que consegue atravessar o espaço entre o local da sua produção e a Terra e penetrar na atmosfera terrestre recebe o nome de primário³. Diversos métodos de detecção foram desenvolvidos desde o primeiro vôo de Viktor Hess em 1911; eles podem ser divididos em dois tipos fundamentais, tendo em vista o fluxo e a energia dos raios cósmicos: medidas diretas e medidas indiretas.

³ver nota de rodapé na página 6

1.4.1 Medidas diretas

Para primários com energia em torno de 10^{15} eV o fluxo de radiação cósmica é da ordem de $10^3 \cdot m^{-2} \cdot ano^{-1}$. Este fluxo favorece a detecção direta de primários, possibilitando uma coleta de dados que fornece uma estatística adequada para a análise. O uso de calorímetros, câmaras de emulsão e detectores de radiação de transição colocados em balões, satélites ou espaçonaves são algumas das técnicas utilizadas para tal.

A maior limitação das técnicas diretas é a incapacidade de colocar detectores de grande área de detecção em vôo por grandes períodos. Recentemente, essa limitação vem sendo superada com o uso de U.L.D.B (Ultra Longer Duration Balloon), balões com vôos de duração muito grande (± 100 dias), equipados com detectores que não precisam ser pressurizados e, portanto, são mais leves.

Há alguns experimentos que podemos citar como exemplos de medições bem sucedidas por meio da técnica direta, além de outros que ainda se encontram em fase de construção:

JACEE (Japanese - American Cooperative Emulsion Experiment) [29] - Série de 15 balões capazes de atingir altitudes elevadas (3.5 a $5.5 g/cm^2$ de profundidade atmosférica, o que corresponde a aproximadamente 35 km de altitude). Em maio de 1979, foi lançado o JACEE-0 em Sanriku, Japão. No período de 1979 a 1988, uma série de 10 balões foram lançados no Japão, E.U.A. e Austrália; entre 1990 e 1996, na base de McMurdo - Antártida, mais 5 balões foram lançados. O tempo total de exposição dos 15 balões foi de 1604 horas; eles levaram detectores de carga e calorímetros com área de $40 \times 50 cm^2$. Em torno de 2×10^4 eventos acima de 1 TeV foram coletados; destes, 656 prótons com 6 TeV, 414 núcleos de Hélio com 8 TeV e 180 eventos com energia acima de 100 TeV. O limite de energia foi de 10^{15} eV.

RUNJOB (RUssian - Nippon JOint Balloon collaboration) [31] - Série de balões lançados de 1995 a 1999, ao longo da ferrovia trans-siberiana e na península de Kamchatka, Rússia. Os detectores eram compostos de câmaras de emulsão com área de $40 \times 50 cm^2$, permitindo uma exposição acumulada total de 575 horas. Os balões chegaram a altitudes de aproximadamente $10 g/cm^2$. Os resultados foram para partículas na região do "joelho" (10^{15} eV) para prótons e núcleos de Hélio.

Spacelab I e II [32] - O experimento foi composto de módulos de detecção instalados no ônibus espacial *Challenger*. O Spacelab I operou de 28 de Novembro a 08 de Dezembro de 1983, com uma área de detecção $1,8 m^2$ e capacidade para registrar eventos com até 80 keV. O Spacelab II operou de 29 de Julho a 06 de agosto de 1985. A área do detector do Spacelab II era de $2m^2$, obteve 94 horas de exposição efetiva, com aproximadamente 100.000 eventos acima de 1TeV coletados e 50 ao redor de 50 TeV.

ACCESS (Advanced Cosmic Ray Composition Experiment for the Space Station) [33] - Experimento que está sendo instalado na Estação Espacial Internacional (*International Station Space - I.S.S.*, sendo sua conclusão estimada para 2006). Sua meta principal é medir o espectro de energia e massa do primário acima de 10^{15} eV, o que permitirá testar modelos de aceleração por ondas de choque de remanescentes de supernovas. Há três diferentes detectores: módulo de identificação de carga (para medir a abundância de elementos); módulo de radiação de transição (para identificar e medir energia de partículas com $Z > 2$ até 100 TeV/núcleo); calorímetro (a fim de medir energia da partícula e identificar elétrons).

ATIC (Advanced Thin Ionization Calorimeter) [34] - Balões com voo de longa duração. Objetivos: identificar o espectro de energia de prótons galácticos e hélio até 10^{14} eV e medir a razão próton/He. A primeira missão foi concluída em 14 de janeiro de 2001.

CREAM (Cosmic Ray Energetics And Mass) [35] - Balões do tipo U.L.D.B., com duração de ± 100 dias. Destinam-se a medidas do espectro de energia e da composição até 10^{15} eV. Espera-se uma exposição de 300 m^2 por dia, o que permitirá uma coleta de cerca de 500 prótons e núcleos de He. A precisão estatística estimada para energias acima de 10^{15} eV é de 30 %. Sua conclusão está prevista para 2003.

INCA (Ionization Neutron CALorimeter) [36] - Registra eventos com energia na faixa de 0.1 - 10 PeV. Adota técnica de ionização e monitoramento de nêutrons para medir a energia do primário e um detector de partículas de silício para determinar sua carga e coordenadas.

1.4.2 Medidas indiretas

Acima de 10^{15} eV, o fluxo de radiação cósmica cai rapidamente, chegando a $1 \cdot \text{Km}^{-2} \cdot \text{século}^{-1}$ para primários com energia em torno de 10^{20} eV. Essa “queda” é regida por uma lei de potência. A detecção direta torna-se, portanto, inviável.

O método indireto caracteriza-se pela detecção de partículas secundárias produzidas ao longo de uma cascata gerada pela interação da partícula primária com a atmosfera. As reconstruções dependem de modelos de interação que são extrapolações de medidas experimentais obtidas em aceleradores.

Vários experimentos de detecção indireta foram construídos. Abaixo descrevo apenas alguns dos mais importantes:

Volcano Ranch [37] - Situou-se próximo a Albuquerque, Novo México, e operou no período de 1959 a 1962. Consistiu de uma rede de cintiladores que cobria aproximadamente 8 km^2 . Tal

experimento registrou o primeiro evento com energia estimada acima de 10^{20} eV. Seus responsáveis foram John Linsley e Livio Scarsi, ambos do Massachusetts Institute Technologies (MIT).

Haverah Park [38] - Localizado na fazenda de North Yorkshire Moors, Inglaterra, a 17 km da Universidade de Leeds, funcionou de 1968 a 1987. Foi composto de uma rede de tanques Cherenkov com áreas de 1 a $34m^2$ cada, espalhados por uma área de $12 km^2$. A energia era determinada pela relação $E \propto \rho(600)^\alpha$, onde $\rho(600)$ é uma estimativa da densidade de sinal a 600 metros do centro do chuveiro. A resolução angular era estimada em $2.5^\circ \cdot \sec \theta$. Durante seu tempo de funcionamento, cerca de 1000 eventos foram detectados, dentre estes 4 com energia superior a 10^{20} eV.

SUGAR (Sydney University Giant Air-Shower Recorder) [39] - Operou em New South Wales, Austrália, entre 1968 e 1979. Sua rede de detectores consistia de 54 estações separadas por 50 metros e compostas por 2 cintiladores com $6 m^2$. O experimento cobriu uma área total de $100 km^2$. Cerca de 80 eventos foram detectados com energia estimada em 4×10^{19} eV e 8 com energia estimada em 10^{20} eV. O evento mais energético foi estimado⁴ em 2×10^{20} eV.

Yakutsk [40]- A rede se encontra no vale do Rio Lena, 50 km a sudoeste de Yakutsk, Sibéria. Começou a operar em 1969. Consistia, inicialmente, de uma rede cobrindo uma área de $1 km^2$ para eventos de baixa energia; entre 1973 e 1990, o experimento foi expandido para $10 km^2$, possuindo hoje uma área de $18 km^2$. É o mais velho detector de radiação cósmica ainda em operação, funcionando atualmente de modo híbrido: possui 58 detectores no nível do solo e 6 detectores no subsolo, todos detectores de partículas carregadas (elétrons e muons), e 50 telescópios de luz Cherenkov, cobrindo uma área total de $12 km^2$. A resolução de Yakutsk para $\rho(600)$ é da ordem de 25% a uma energia de 10^{17} eV, diminuindo suavemente com a energia. A resolução angular é de aproximadamente $2^\circ \cdot \sec \theta$, para energia de 10^{19} eV.

Akeno [41] - Localizado próximo a Tokyo, Operou desde 1979. A primeira rede de detectores era composta de 200 cintiladores plásticos, cobrindo uma área de $1 km^2$ e capaz de detectar chuviscos com energias de 10^{14} a 10^{18} eV. Em 1984, Akeno foi expandido para uma área de $20 km^2$. A energia foi estimada usando-se o tamanho do chuveiro, com uma resolução da ordem de 30%. A resolução angular é avaliada em 3° para chuviscos verticais.

AGASA (Akeno Giant Air Shower Array) [41] - Rede construída a Nordeste do observatório de Akeno (passando a incorporá-lo), possui 111 detectores na superfície terrestre e 27 no subsolo (detectores de múons) com uma separação de 1 km, totalizando uma área de $100 km^2$. Possui a

⁴Estimativas não confiáveis.

mesma resolução de energia que Akeno, porém com resolução angular de 1.6° .

Fly's Eye [42] - Localizado a Oeste do deserto de Utah, cerca de 160 km da cidade de Salt Lake, a uma profundidade vertical de 860 g/cm^2 . Começou a operar em 1981 com 67 módulos de detecção de luz de fluorescência (Fly's Eye I), que foram orientados de modo a dividir o céu observado em 880 *pixels* (número de fotomultiplicadoras) hexagonais. A composição dos *Pixels* de todos os módulos lembrava o olho de uma mosca, daí o nome "Fly's Eye". Em 1986, mais 36 módulos foram construídos a 3,4 km do local original, constituindo a estação Fly's Eye II; a operação em conjunto de ambos se deu até 1993, dando origem ao chamado detector estéreo. Concebido para detectar chuviros atmosféricos com energias próximas do "tornozelo" do espectro (10^{19} eV - seção 1.5), em 1991 detectou o evento de maior energia até hoje observado. O evento foi "visto" pelo Fly's Eye I com energia estimada em $3.2 \times 10^{20} \text{ eV}$ e profundidade do máximo em 800 g/cm^2 .

HIRES (HIgh RESolution) [42]- Começou a operar em 1993, no mesmo lugar ocupado pela estação Fly's Eye I. Representou um conjunto de módulos de detecção de fluorescência com resolução de *pixels* maior que a adotada por Fly's Eye I e II. Até 1997, um detector protótipo, com 14 espelhos, estava em operação num sítio (Hires I), cada espelho constituído de 256 "*pixels*" de $1^\circ \times 1^\circ$. No verão de 1999, foi construído outro conjunto com 4 espelhos num sítio próximo (Hires II), para operação em estéreo. Este experimento está melhor descrito no seção 3.3.

EAS-TOP (Extensive Air Shower - TOP) [30] - Localizado em Campo Imperatore, a cerca de 810 g/cm^2 de profundidade atmosférica (± 2000 metros de altitude), fazia parte do Laboratório Nacional de Gran Sasso (LNGS), na Itália. Sua faixa de detecção situou-se entre 10^{14} e 10^{16} eV ; ou seja, ao redor do "joelho" do espectro (10^{15} eV - seção 1.5). O detector de componente eletromagnética era composto de módulos de cintiladores plásticos (10 m^2 cada), distribuídos numa área de 10^5 m^2 , e apresentado uma resolução angular de $0,8^\circ$. O detector de múons era feito de 18 camadas (140 m^2 de tubos *streamer* e 9 camadas de "absorvedores" de ferro de 13 cm de espessura e possuía resolução angular de $0,6^\circ$. A área efetiva dos contadores de múons era de 70 m^2 .

CASA (Chicago Air Shower Array) [43] - Operou em Dugway, Utah, entre 1990 e 1997 para astronomia de raios gama. Em 1997 e 1998, foi operado intermitentemente para pesquisa de radiação cósmica. Consistiu de uma rede de detectores com 1089 cintiladores espaçados 15 metros um do outro, cobrindo uma área de $0,25 \text{ km}^2$ e sendo capazes de detectar radiação cósmica com energia de até 10^{14} eV .

MIA (MIchigan Anti) [43]- Segunda rede de detectores construída no mesmo local em que a rede CASA estava instalada. Mede o conteúdo de múons de um chuviro atmosférico, cobrindo

uma área de 2.5 km^2 com 64 contadores de múons em 16 blocos. Ver seção 3.3 para maiores informações.

KASCADE (KARlsruhe Shower Core and Array DETector) [44] - Situado no laboratório de Karlsruhe, Alemanha. A construção começou em 1995 tornando-se operacional no mesmo ano. No final de 1996 foi terminado e os primeiros resultados se referem a 1997. A rede de detectores é composta de 252 cintiladores em disposição retangular, espaçados 13 metros um do outro e cobrindo uma área total de $200 \times 200 \text{ m}^2$. No centro da rede há um calorímetro com área de $20 \times 16 \text{ m}^2$. A meta principal é a determinação da composição química do primário ao redor do “joelho” do espectro ($6 \times 10^{15} \text{ eV}$ - seção 1.5).

Observatório Pierre Auger - Sítio Sul [46] - Sua concepção se deu oficialmente em 1995, no Fermilab. O projeto original prevê dois sítios de observação nos hemisférios norte e sul: o Sítio Sul está localizado em Pampa Amarilla [47] ($35^\circ - 35, 3^\circ$ Sul e $69^\circ - 69, 3^\circ$ Oeste, entre 1300 e 1400 metros acima do nível do mar.) na porção sul da Província de Mendoza, próximo a cidade de Malargüe e 180 km a oeste da cidade de San Rafael, na região sudoeste da Argentina. O chamado Sítio Sul ainda se encontra em construção, com término previsto para 2005; o Sítio Norte será instalado num dos desertos dos Estados Unidos. O observatório Pierre Auger é um experimento de radiação cósmica híbrido, composto de 2 tipos de detectores: uma rede que cobrirá 3000 km^2 com 1600 tanques Cherenkov de 10 m^2 cada, e 30 detectores de fluorescência, estrategicamente localizados na rede, de forma a observar todo o seu espaço. Um dos objetivos é detectar radiação cósmica acima do corte GZK ($5.2 \times 10^{19} \text{ eV}$ [46]), com estatística suficientemente confiável. Uma descrição mais detalhada do observatório está no Capítulo 3.

A referência [69] apresenta um grande número de endereços eletrônicos de projetos de física de radiação cósmica, alguns razoavelmente completos e interessantes, inclusive com vários artigos relacionados ao próprio experimento descrito.

1.5 Sobre a descrição da radiação cósmica

As técnicas adotadas pelos experimentos descritos na seção anterior nos fornecem estimativas da energia do primário. O tempo de coleta em função da área do detector permite determinar o fluxo dessa radiação em função da energia.

Desde o primeiro vôo de Viktor Hess, dados sobre a radiação cósmica vêm sendo coletados e tratados. Um resumo de décadas de coleta desses dados se encontra num dos gráficos mais importantes da física de radiação cósmica, o do fluxo de partículas \times energia do primário, apresentado na figura 1.3.

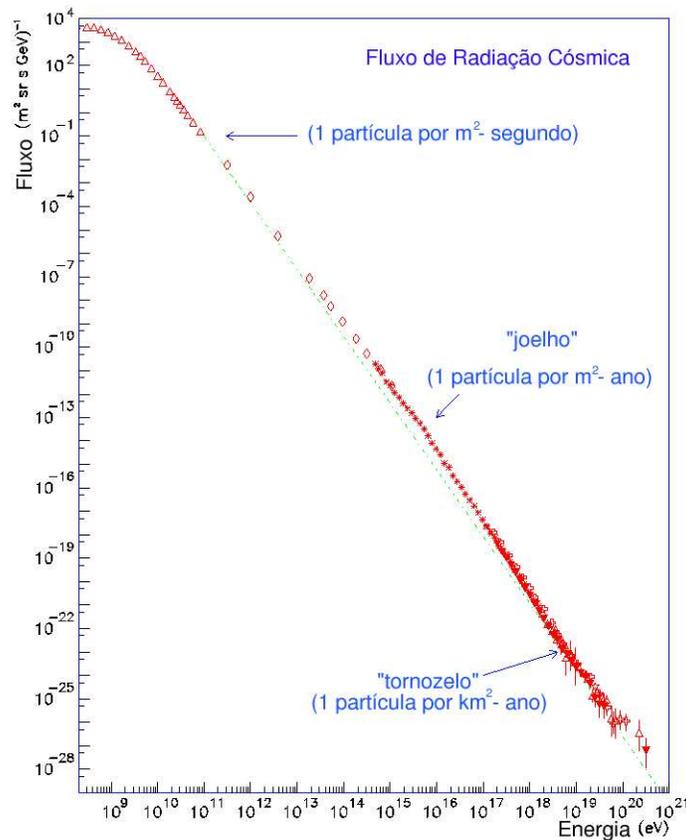


Figura 1.3: Fluxo de raios cósmicos em função da energia do primário. Figura extraída da referência [48].

O espectro pode ser descrito por uma lei de potências: $\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma}$. Há uma peculiaridade notável neste gráfico: em 1958, Kulivov e Khristiansen [16] descobriram uma característica no espectro, ao redor de 10^{15} eV, que passou a ser conhecido mais tarde como o “joelho” do espectro: uma mudança na inclinação, de $\gamma = 2.7$ para $\gamma = 3.1$, e que volta a aproximadamente $\gamma = 2.7$ ao redor de 10^{18} eV, sendo esta última denominada “tornozelo” do espectro.

Dados de experimentos como JACEE [29], EAS-TOP [30] e outros apontam para uma mudança na composição química do primário na região do “joelho”. Essa mudança de composição pode ser um indício de que certos modelos de propagação venham a prevalecer sobre outros.

A radiação cósmica com energia acima do corte GZK (5.2×10^{19} eV) é denominada Radiação Cósmica de Ultra Alta Energia.

Este trabalho se concentra no estudo das características da radiação cósmica nessa faixa de energia.

A seguir, nas figuras 1.4, 1.5 e 1.6, apresento um resumo de dados reais obtidos pelos experimentos descritos acima, com o objetivo de caracterizar a mudança da massa do primário em função de sua energia. As figuras foram extraídas da referência [45].

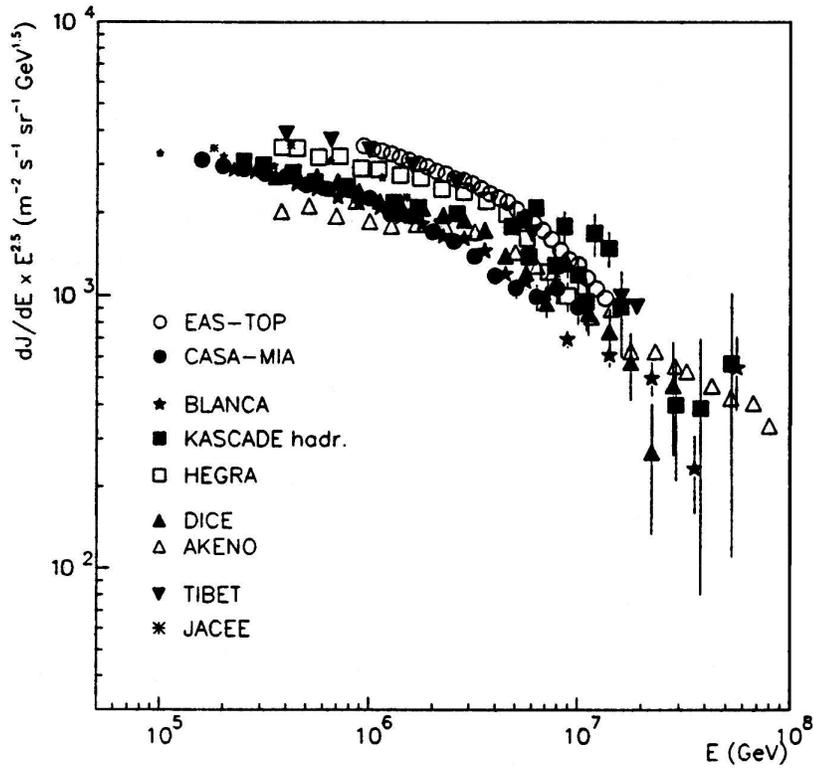


Figura 1.4: Resultados de vários experimentos para (fluxo de massa)* $E^{2.5}$ versus energia do primário em GeV. As curvas apresentam aproximadamente o mesmo comportamento decrescente em função do aumento da energia. Notar a alta estatística entre 10^6 e 10^7 GeV para os experimentos EAS-TOP, CASA-MIA, KASCADE, HEGRA e AKENO.

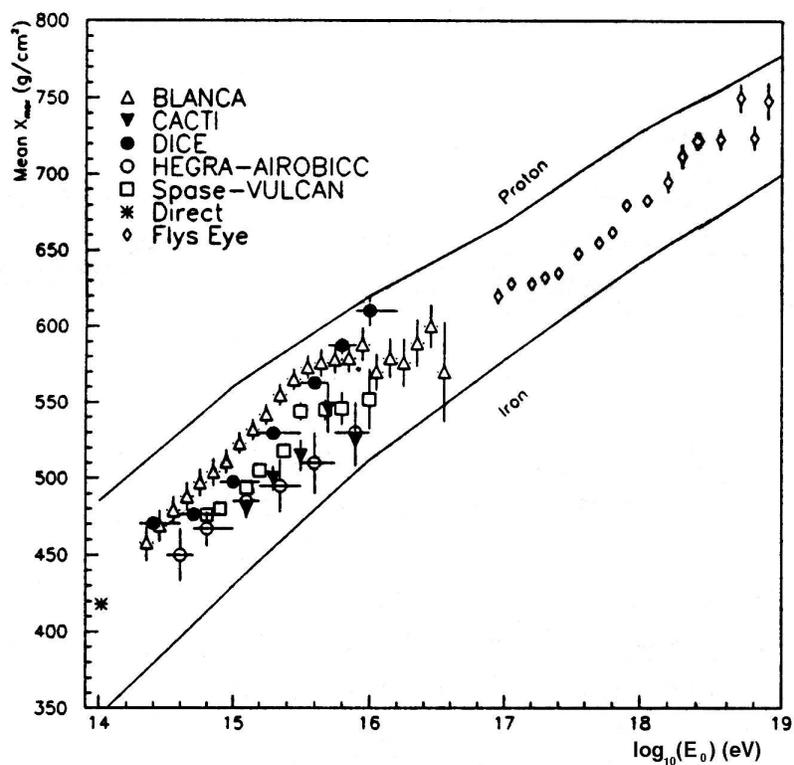


Figura 1.5: Resultados de vários experimentos capazes de observar o desenvolvimento longitudinal. Gráfico da profundidade do máximo (X_{max}) versus logaritmo da energia do primário, em eV. As linhas contínuas representam previsões para próton e ferro via simulação Monte Carlo. Notar os dados contrastantes entre os experimentos BLANCA E DICE, e os dados do Fly's Eye para energias acima de 10^{18} eV.

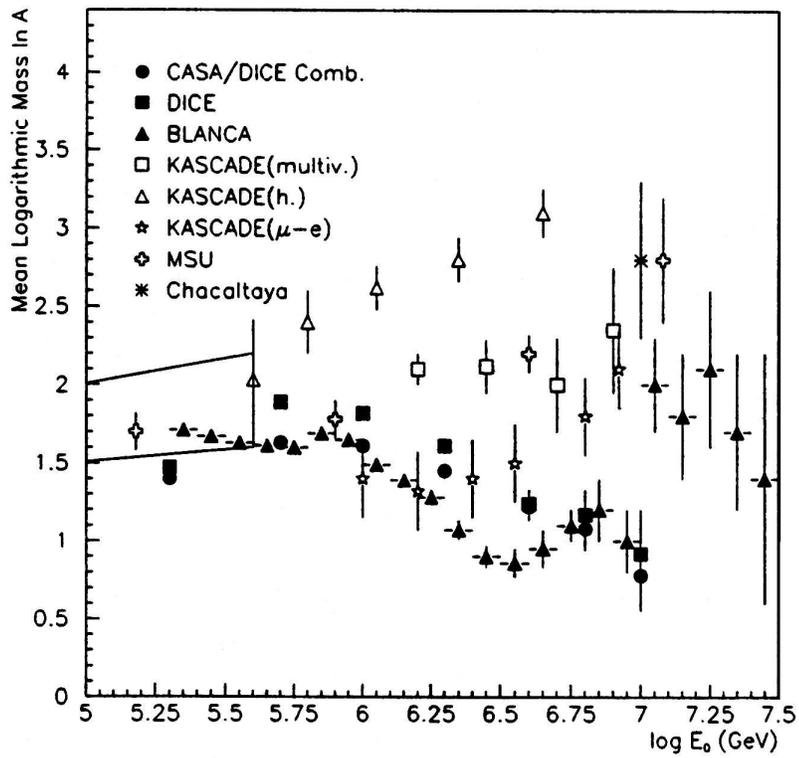


Figura 1.6: Resultados de vários experimentos para a média do logaritmo da massa ($\langle \ln(A) \rangle$) versus o logaritmo da energia do primário, em GeV.

Capítulo 2

Física de Chuveiros Atmosféricos Extensos

A radiação cósmica que consegue chegar a Terra penetra na atmosfera até encontrar algum núcleo de ar (geralmente moléculas de nitrogênio, N_2 [42]); A colisão inicia uma cascata de partículas também conhecida como Chuveiro Atmosférico Extenso (C.A.E). A descrição desses chuveiros está limitada a modelos de cascatas extrapolados de resultados de aceleradores [54]. Uma visão simplificada do desenvolvimento de um C.A.E. será apresentada logo abaixo.

Esses modelos são usados em programas de simulação que, por sua vez, nos fornecem estimativas das características dos chuveiros. Podemos comparar tais estimativas com dados reais, a fim de descrever um chuveiro real. No caso da determinação da composição química, podemos comparar dados reais com os simulados e verificar se os chuveiros reais tendem a um primário “leve” (próton) ou a um primário “pesado” (núcleo de ferro).

2.1 Modelo “de Brinquedo”

Para ilustrar melhor o comportamento geral dos C.A.E., apresentamos aqui um modelo simplificado.

Este nosso “modelo de brinquedo” foi introduzido por Heitler (1944) [55] e descrito num contexto em que se considera uma cascata puramente eletromagnética.

Consideremos um processo ramificado, mostrado na figura 2.1, em que um segmento de linha pode ser considerado uma partícula ou um pacote de energia. Em cada vértice a energia do segmento é dividida em duas, por meio de algum mecanismo, originando outros dois. Esses dois novos segmentos fornecem, por sua vez, dois outros, resultando em quatro novos segmentos, e o processo continua com a restrição de que cada segmento origine apenas outros dois.

A quebra ocorre depois de um comprimento de colisão λ para qualquer processo de divisão.

Depois de $n = \frac{X}{\lambda}$ divisões, o número de partículas segmentos é dado por: $N(X) = 2^{\frac{X}{\lambda}}$, onde X é a profundidade ao longo do eixo do chuveiro (figura 2.2).

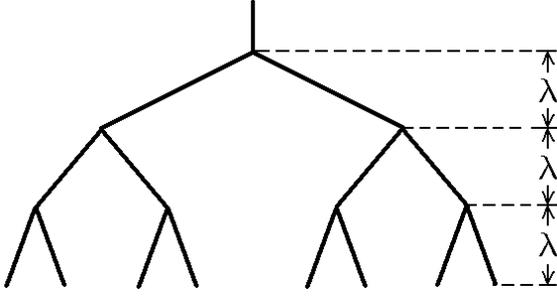


Figura 2.1: Modelo de brinquedo. Figura extraída da referência [19].

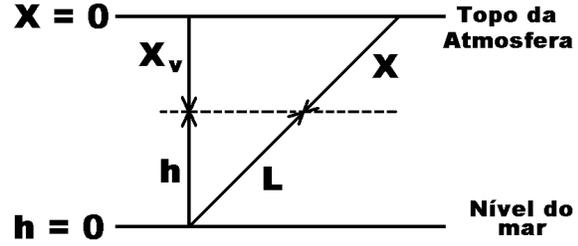


Figura 2.2: Definição de profundidade, X , na atmosfera. Figura extraída da referência [19].

Até a profundidade X , a energia por “partícula” é descrita por $E(X) = \frac{E_0}{N(X)}$. As divisões continuam até $E(X) = E_c$, onde E_c é a energia crítica para o processo de divisão. A profundidade atmosférica, X , onde ocorre E_c é denominada máximo do chuvaeiro, X_{max} . Depois disso, as “partículas” somente perdem energia (são absorvidas ou decaem dependendo da física de cada processo).

O número de partículas no máximo do chuvaeiro neste modelo, é dado por:

$$N_{max} = \frac{E_0}{E_c}, \text{ e } X_{max} = \lambda \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln(2)}.$$

As características básicas de N_{max} e X_{max} para cascatas eletromagnéticas e também, aproximadamente, para cascatas hadrônicas (seção 2.4.1) são:

$$N_{max} \propto E_0 \text{ e } X_{max} \propto \ln(E_0).$$

2.2 A atmosfera

O desenvolvimento de um C.A.E depende das características da atmosfera da Terra. Informações como densidade, pressão e temperatura em função da altitude são descritas nesta seção.

A profundidade atmosférica vertical, X_v , está relacionada ao perfil de densidade da atmosfera por:

$$X_v = \int_h^\infty \rho(h') dh' \quad (2.1)$$

onde $\rho(h)$ é a densidade da atmosfera na altitude h .

A pressão a uma profundidade vertical X_v (figura 2.2), na atmosfera, é dada por $p = X_v$, e a densidade é $\rho = -dX_v/dh$. O volume específico é inversamente proporcional à densidade,

$$\frac{p}{\rho} = \frac{X_v}{-dX_v/dh} \propto T. \quad (2.2)$$

Para uma atmosfera isotérmica, a razão (2.2) é uma constante (h_0 , conhecida como altura de escala). Integrando a equação acima, obtemos:

$$X_v = X_0 e^{-h/h_0}, \quad (2.3)$$

onde $X_0 \cong 1030g/cm^2$ no nível do mar.

Na realidade, a temperatura e a altura de escala, h_0 , diminuem com o aumento da altitude até a troposfera (12-16 km). Ao nível do mar, $h_0 \cong 8.4km$, e para $X_v < 200g/cm^2$, $h_0 \cong 6.4km$.

Uma parametrização usual da relação entre altitude e profundidade vertical (segundo Gaisser [19], devida a M.Shibata) é:

$$h_v(km) = \begin{cases} 47.05 + 6.9 \ln X_v + 0.299 \ln^2(\frac{1}{10} X_v), & X_v \leq 25g/cm^2 \\ 45.5 - 6.34 \ln X_v, & 25g/cm^2 \leq X_v \leq 230g/cm^2 \\ 44.34 - 11.861(X_v)^{0.19} & X_v \geq 230g/cm^2 \end{cases} \quad (2.4)$$

2.3 Equações de transporte ou cascata

A propagação de partículas através da atmosfera pode ser descrita utilizando-se uma *equação de transporte ou cascata*. Esta leva em consideração as propriedades das partículas, suas interações e a estrutura da atmosfera.

Como núcleons são considerados estáveis, quando comparados ao tempo de travessia da atmosfera, eles obedecem a uma equação de transporte, cuja versão unidimensional é dada por:

$$\frac{dN(E, X)}{dX} = -\frac{N(E, X)}{\lambda_N(X)} + \int_E^\infty \frac{N(E', X)}{\lambda_N(X)} F_{NN}(E, E') \frac{dE'}{E}, \quad (2.5)$$

onde $N(E, X)dE$ é o fluxo de núcleons (nêutrons mais prótons) na profundidade X da atmosfera, com energia no intervalo E e $E + dE$. A probabilidade de um nucleon interagir ao atravessar um elemento infinitesimal da atmosfera, é $dX/\lambda_N(E)$, sendo λ_N o comprimento de interação do nucleon no ar. Tanto X como λ_N , em geral, são medidos em g/cm^2 . A densidade da atmosfera está relacionada à profundidade atmosférica pela equação 2.1 e o comprimento de interação no ar é dado por:

$$\lambda_N = \frac{\rho}{\rho_N \sigma_N^{ar}} = \frac{Am_p}{\sigma_N^{ar}},$$

sendo ρ_N a densidade do número de núcleos e m_p a massa do próton. Para o cálculo da cascata atmosférica nós tomamos os núcleos alvo como sendo, em média, núcleos de "ar" com $A \approx 14.5$. Para $\sigma_N \approx 300mb$, $1barn \equiv 10^{-28}m^2$ (apropriado para núcleons interagindo com o ar na faixa de 10^{12} eV), $\lambda_N \approx 80g/cm^2$.

E, finalmente, a função $F_{NN}(E, E')$ representa a probabilidade de um núcleon incidente de energia E' colidir com um núcleo de ar e produzir um núcleon de energia E . Em geral, tal função é definida como:

$$F_{ac}(E_c, E_a) \equiv E_c \frac{dn_c(E_c, E_a)}{dE_c},$$

onde dn_c é o número médio de partículas do tipo c produzidas com energia no intervalo $[E_c, E_c + dE_c]$ por colisão de uma partícula do tipo a .

2.4 Componentes de um Chuveiro Atmosférico Extenso

Considerando os tipos diferentes de cascatas envolvendo partículas e interações específicas, um C.A.E pode ser dividido em três componentes: hadrônica (predomínio de partículas pesadas: prótons, neutrons etc.), eletromagnética (e^- , e^+ , γ etc.) e muônica (μ^+ e μ^-). As três componentes estão ilustradas na figura 2.3.

Por causa do tempo de vida curto, os píons neutros π^0 produzidos em C.A.E decaem antes de interagirem na atmosfera. As cascatas eletromagnéticas geradas a partir deles (através de $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$), assim como as cascatas de múons (produzidas por meio do decaimento de π^\pm) estão diretamente relacionadas ao fluxo de hádrons, cujas interações são responsáveis pela produção de píons.

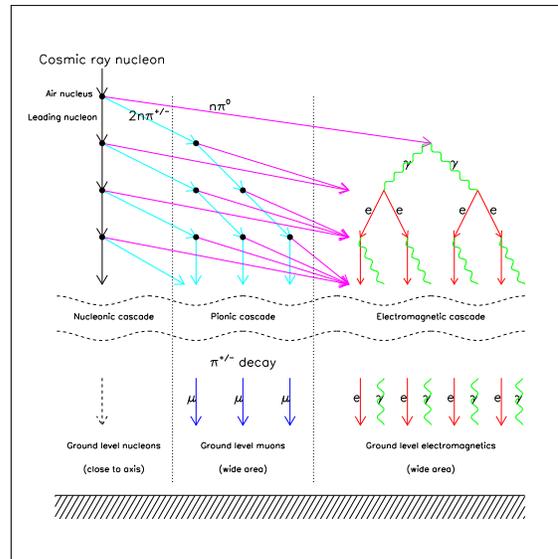


Figura 2.3: Modelo simplificado das componentes de um chuveiro. Figura extraída da referência [48].

2.4.1 Cascata hadrônica

As interações são do tipo:

$$A + Ar \rightarrow B + \text{partículas} \quad (2.6)$$

Uma solução aproximada de $N(E, X)$ (fluxo total de nêutrons + prótons), para núcleons, é dada por:

$$N(E, X) = g(0)e^{-X/\Lambda} E^{-(\gamma+1)}, \quad (2.7)$$

onde Λ é o comprimento de atenuação e $\frac{1}{\Lambda} \propto [\frac{1}{\lambda_N} - \frac{1}{\lambda_N} Z]$, com Z proporcional à seção de choque do núcleon, e $g(0)$ dependente das condições de contorno.

Os comprimentos de interação para nêutron, n , e próton, p , são dependentes dos momentos $Z_{pp} = Z_{nn}$ e $Z_{pn} = Z_{np}$ e dados por:

$$\Lambda_+ = \Lambda_N \equiv \lambda_N(1 - Z_{pp} - Z_{pn})^{-1} \text{ e } \Lambda_- \equiv \lambda_N(1 - Z_{pp} + Z_{pn})^{-1}, \quad (2.8)$$

Na cascata hadrônica, os decaimentos mais importantes e suas proporções são:

$$\begin{aligned} \pi^\pm &\rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad (\sim 100\%) \\ \pi^0 &\rightarrow 2\gamma \quad (\sim 98.8\%) \\ K^\pm &\rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad (\sim 63.5\%) \end{aligned} \quad (2.9)$$

Num cálculo detalhado, os processos $K \rightarrow n \times (\pi)$ e $K_L \rightarrow \pi^\pm e^\pm \nu_e(\bar{\nu}_e)$ - (38.7%) precisam ser considerados.

A baixas energias, o decaimento de múons é importante e o processo

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad (2.10)$$

também deve ser levado em conta.

2.4.2 Cascata eletromagnética

Os processos responsáveis pelo desenvolvimento das cascatas eletromagnéticas são produção de pares e *bremstrahlung* (ou radiação de freamento), representadas nas figuras 2.4 e 2.5 pelos respectivos diagramas de Feynman.

As fórmulas básicas relativas à descrição de tais processos são devidas a Bethe e Heitler (1934) [56], [57].

No contexto da teoria de cascatas eletromagnéticas, há duas formas para as equações de difusão: a aproximação A em que se desconsidera perdas por colisão e o efeito Compton (é utilizada para energias maiores do que a energia crítica¹); a aproximação B inclui perdas por colisão. Para uma melhor compreensão consultar a referência T.K Gaisser [19].

¹Há duas definições para a energia crítica E_c : a perda por ionização é igual a energia do elétron; as perdas por ionização e *bremstrahlung* se igualam, para maiores detalhes consultar a referência [58]

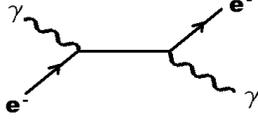


Figura 2.4: Diagrama de Feynman para *bremsstrahlung*.

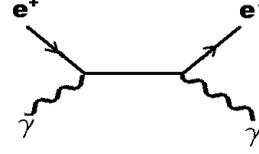


Figura 2.5: Diagrama de Feynman para produção de pares.

A probabilidade de um elétron de energia E irradiar um fóton de energia $W = \nu E$, ao atravessar uma camada de atmosfera $dt = dX/X_0$, é representada por $\phi(E, \nu) dt d\nu$, com

$$\phi(E, \nu) \rightarrow \phi(\nu) = \nu + \frac{1 - \nu}{\nu} \left(\frac{4}{3} + 2b \right) \quad (2.11)$$

A perda de energia devida ao freamento pode ser calculada a partir de 2.11, sendo o comprimento de radiação X_0 para elétrons no ar igual a $37.1g/cm^2$ ($61g/cm^2$ em hidrogênio, $22g/cm^2$ em silício e $13,8g/cm^2$ em ferro). O parâmetro b na expressão (2.11), é definido por:

$$b \equiv (18 \ln[183/Z^{1/3}])^{-1} \approx 0.0122.$$

Portanto,

$$\frac{dE}{dX} = -\frac{1}{X_0} \int_0^1 (\nu E) \phi(\nu) d\nu = -\frac{1}{X_0} E(1 + b) \approx -\frac{E}{X_0} \quad (2.12)$$

A probabilidade de produção de pares é representada por $\psi(W, u) dt du$, a probabilidade de um fóton produzir um par elétron-pósitron, em que o pósitron possui energia $E = uW$; a expressão correspondente é:

$$\psi(W, u) \rightarrow \psi(u) = \frac{2}{3} - \frac{1}{2}b + \left(\frac{4}{3} + 3b \right) \left(u - \frac{1}{2} \right)^2. \quad (2.13)$$

Diferentemente do caso de emissão por *bremsstrahlung*, que apresenta um caráter divergente, a probabilidade de produção de pares pode ser integrada, a fim de fornecer a probabilidade total por unidade de comprimento de radiação:

$$\frac{1}{\lambda_{par}} = \int_0^1 \psi(u) du = \frac{7}{9} - \frac{1}{3}b \approx \frac{7}{9} \quad (2.14)$$

Desde que haja N_A/A núcleos-alvo por g/cm^2 , a seção de choque por núcleo-alvo para produção de pares se torna:

$$\sigma_{\gamma \rightarrow e^+e^-} \approx \frac{7}{9} \left(\frac{A}{N_A X_0} \right) \approx 500 \frac{mb}{\text{nucleos de ar}} \quad (2.15)$$

e para *bremsstrahlung*,

$$\frac{1}{\lambda_{brems}} = \int_0^1 \phi(\nu) d\nu \quad (2.16)$$

A partir da equação 2.2, vemos que, quando $\nu \rightarrow 0$ a seção de choque para *bremsstrahlung* diverge logaritmicamente; logo requer um cuidado especial quando os cálculos para simulação são baseados em Monte Carlo.

As simulações consistem, basicamente, em gerar randomicamente distâncias de propagação para fótons ou elétrons, usando-se as distribuições 2.11 ou 2.13 com comprimentos de radiação λ_{par} ou λ_{brems} ; em consequência disso, a energia é dividida randomicamente, de acordo com as distribuições consideradas. Um procedimento de corte é introduzido no caso de *bremsstrahlung*, a fim de tratar a divergência; isso consiste basicamente em escolher um corte ν_{min} , tal que $\nu_{min} E_0 \ll E_{th}$, onde E_{th} é a menor energia de interesse no problema²(Butcher e Messel, 1960 [59]).

2.4.3 Cascata muônica

Múons são aproximadamente estáveis, além de possuírem uma pequena seção de choque para interações, o que lhes confere uma grande penetração na atmosfera. Por esse motivo, em Física de Radiação Cósmica, múons são tradicionalmente chamados de “componente penetrante”. E como são partículas carregadas, acabam se tornando mais “fáceis” de serem detectadas.

O espectro de produção de múons depende do espectro de produção de píons e de seus respectivos decaimentos (relação 2.9), sendo obtido a partir da análise cinemática de $\pi \rightarrow \mu\nu$ e $K \rightarrow \mu\nu$, levando-se em conta o espectro de decaimento dos pais.

No caso do decaimento de mésons relativísticos, o espectro do número de múons, em função de sua energia, pode ser expresso por:

$$\frac{dn}{dE_\mu} = \frac{dn}{E_\nu} = \frac{1}{1 - r_M} \frac{1}{E_M}; \quad (2.17)$$

aqui M é a massa de um méson pai de energia total E_M e $r_M \equiv \mu^2/M^2$ e μ é a massa do múon.

²Cuidado especial deve ser tomado para se contabilizar corretamente a energia dissipada por partícula, abaixo do limiar.

Distribuição lateral de múons

Greisen, por volta de 1960 fez uma parametrização da distribuição lateral de múons com energia igual ou superior a ≥ 1 GeV, em chuviros aproximadamente verticais, baseado em experimentos próximos do nível do mar [19]. Ele expressou a densidade de múons como:

$$\rho_{\mu}(N/m^{-2}) = 18 \left(\frac{N_e}{10^6} \right)^{3/4} r^{-0.75} \left(1 + \frac{r}{320m} \right)^{-2.5}.$$

Para uma melhor compreensão desta relação recomendamos consultar a referência [60].

Uma versão modificada da expressão de Greisen [61] foi utilizada no experimento de Akeno [62].

$$\rho_{\mu}(m^{-2}) = \frac{\Gamma(2.5)}{2\pi\Gamma(1.5)\Gamma(1.5)} \left(\frac{1}{320} \right)^{1.25} N_{\mu} r^{-0.75} \left(1 + \frac{r}{320m} \right)^{-2.5} \text{ muons}/m^2. \quad (2.18)$$

2.4.4 Função Distribuição Lateral e Desenvolvimento Longitudinal

A teoria de cascatas eletromagnéticas, segundo o desenvolvimento de Nishimura e Kamata [52], foi modificada por Greisen. A distribuição lateral de partículas prevista pela teoria passou a ser conhecida como fórmula NKG, sendo expressa por:

$$\rho_N(r, t) = \frac{N_e(t)}{r_1^2} f(x), \quad (2.19)$$

onde $N_e(t)$ é o número total de partículas num chuviro a uma profundidade t (em comprimentos de radiação), e r_1 é a unidade de Molière, que caracteriza o comprimento de deslocamento lateral de uma partícula de baixa energia, por espalhamento múltiplo coulombiano num chuviro eletromagnético: $r_1 = \frac{E_s}{E_c} X_0$, $E_s \approx 21$ MeV. No ar, $r_1 \approx 9.3$ g/cm² ou 78 m, no nível do mar [19].

A forma de $f(x)$ é:

$$f(x) = C_1(s)x^{s-2}(1+x)^{s-4.5}(1+C_2x^d), \quad (2.20)$$

sendo $x = r/r_1$, e a constante de normalização $C_1(s)$ representada por:

$$C_1(s) = \frac{N_e}{2\pi r_1^2} [B(s, 4.5 - 2s) + C_2 B(s + d, 4.5 - d - 2s)]^{-1}, \quad (2.21)$$

onde $B(m,n)=\Gamma(m)\Gamma(n)/\Gamma(m+n)$ é a função beta.

Para chuviros com $N_e \approx 10^6$ no nível do mar, Greisen (1960) usou $s = 1.25$, $d = 1$, e $C_2 = 0.088$ [19].

Um exemplo do uso da fórmula NKG pode ser dado pela distribuição lateral para o experimento AGASA:

$$\rho(r) = C \left(\frac{r}{r_1} \right)^{-1.2} \left(1 + \frac{r}{r_1} \right)^{(\eta-1.2)} \left(1.0 + \left(\frac{r}{1000m} \right)^2 \right)^{-\delta} \quad (2.22)$$

onde C é um fator de normalização, $\eta = 3.8$, $\delta = 0.6 \pm 0.1$, para chuueiros próximos da vertical com $\sec \theta \leq 1.2$, $r > 1km$ e energias entre 6×10^{17} e 2×10^{18} eV [63].

Os gráficos da figura 2.6 mostram a distribuição média de elétrons e múons em termos da distância ao centro do chuueiro e da energia das partículas, obtida para um grupo de 100 chuueiros de próton e outro de 100 chuueiros de ferro, simulados por meio do programa CORSIKA. A fim de possibilitar as análises a serem apresentadas no capítulo 4, esses mesmos dados foram usados como entrada num outro programa - SAMPLE - capaz de fazer uma simulação rápida da rede de tanques Cherenkov.

A figura 2.7 reapresenta os dados da figura 2.6, referentes à distribuição lateral, de modo a permitir uma comparação entre as componentes muônica e eletromagnética e a observação da influência da composição do primário.

Interessante notar a diferença entre as distribuições de múons para os chuueiros iniciados por próton e ferro. A partir do “modelo de superposição”, é possível prever um maior número de múons num chuueiro iniciado por núcleo de ferro, quando comparado a um chuueiro de próton com a mesma energia [48].

Simulações prevêem [19] que o número total de múons no nível do detector, para um chuueiro iniciado por próton, aumenta com a energia do primário por $E^{0.85}$. Portanto, se considerarmos um chuueiro iniciado por um núcleo de número atômico A como um conjunto de A chuueiros iniciados por núcleons individuais, cada um com energia E/A , tal chuueiro produziria um número total de múons que se relacionaria ao total observado em um chuueiro de próton, com a mesma energia total, por meio da expressão:

$$N_{\mu}^A = A^{0.15} N_{\mu}^p. \quad (2.23)$$

Desse modo, um chuueiro iniciado por um núcleo de ferro ($A=56$) produzirá, no nível de observação, um número de múons aproximadamente 80% maior que o observado em um chuueiro iniciado por próton de mesma energia.

Tendo em vista as considerações acima, o estudo da quantidade de múons pode ser útil para distinguir chuueiros produzidos por núcleo “pesado”(como ferro) daqueles iniciados por núcleo leve (como próton).

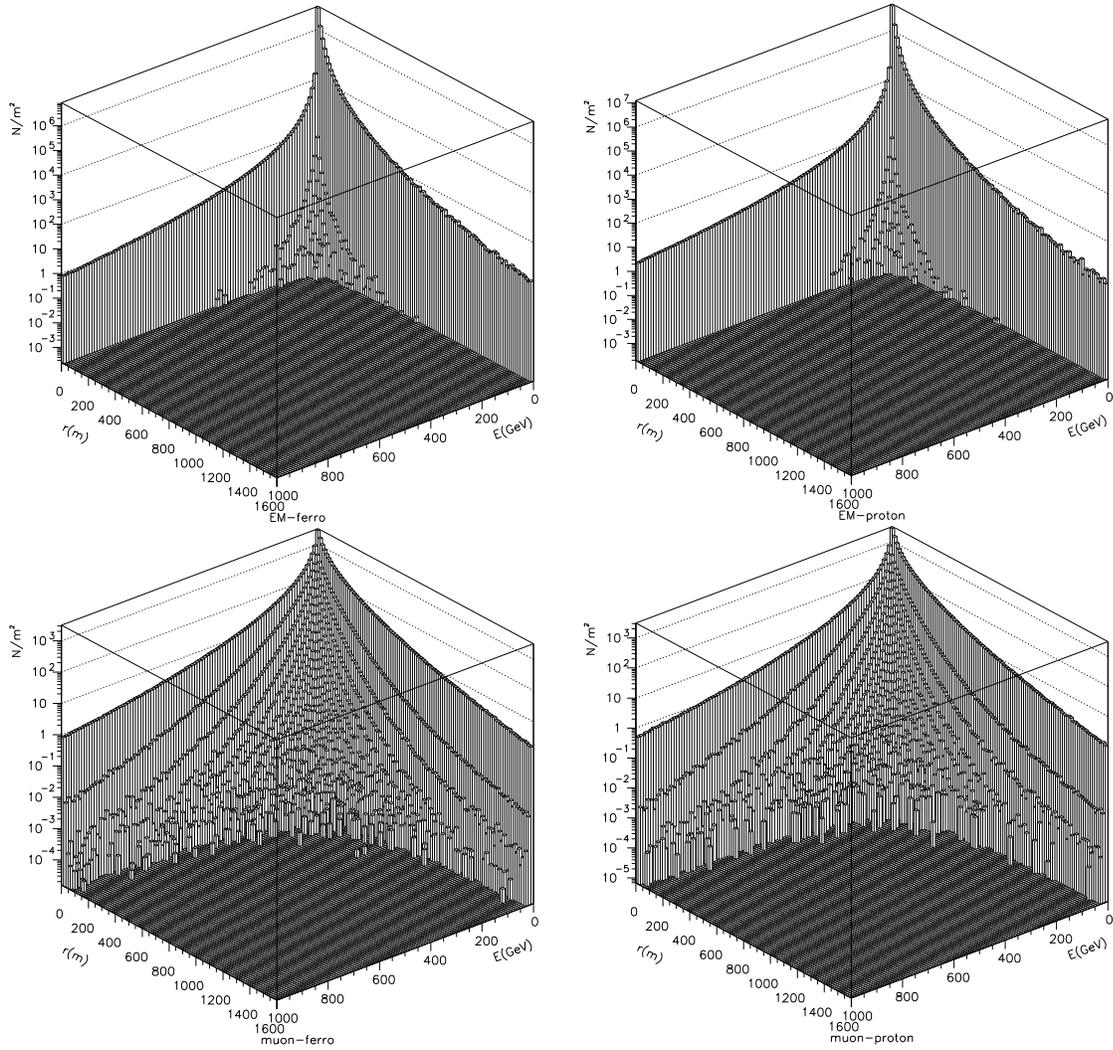


Figura 2.6: Distribuição média dos elétrons e múons, em função da distância ao centro do chuveiro e da energia das partículas, para chuveiros iniciados por ferro e próton, dispostos em dois grupos de 100 chuveiros cada. Energia de todos os primários: 100 EeV, ângulo de incidência θ : 30° . Eixo z - densidade de partículas (N/m^2), eixo x - energia média por partícula E (GeV), eixo y - distância r ao centro do chuveiro (metros).

Um tanque Cherenkov não consegue, a princípio³, distinguir as componentes eletromagnética e muônica de um chuvaire - a soma das contribuições dessas duas componentes é que constitui o sinal total no tanque. No entanto, integrando-se esse sinal no tempo, a diferença de tempo Δt entre 10% e 50% do sinal integrado é aparentemente sensível à componente muônica⁴. Esse parâmetro é conhecido como tempo de subida do sinal ou *risetime*, t_{10-50} . Analisar essa caracterização é um dos objetivos deste trabalho.

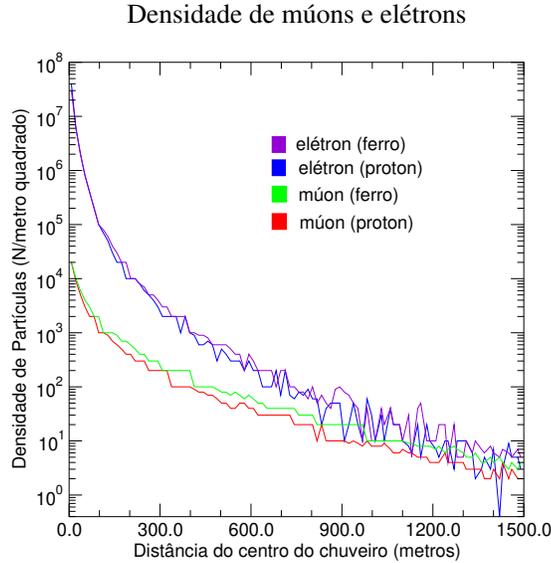


Figura 2.7: Distribuição lateral média das densidades de múons e elétrons dos grupos de chuvaire de ferro e próton considerados na figura 2.6.

A equação 2.24 apresenta uma expressão analítica aproximada para a distribuição longitudinal de um chuvaire iniciado por próton, baseada em simulações de Monte Carlo e estabelecida por Gaisser e Hillas [53]. Essa expressão do perfil longitudinal foi utilizada no ajuste dos dados de chuvaire detectados pelo experimento “Fly’s Eye”⁵.

$$N(X) = N_{max} \left(\frac{X - X_o}{X_{max} - X_o} \right)^{\frac{(X_{max} - X_o)}{\lambda}} \exp \left[\frac{(X_{max} - X)}{\lambda} \right] \quad (2.24)$$

³Atualmente a colaboração Auger estuda uma possível relação entre a forma do sinal e o número de múons e elétrons.

⁴A relação entre a componente muônica e eletromagnética e o sinal no tanque está mais detalhada na seção 4.3

⁵No caso deste experimento, os dados também puderam ser ajustados a uma Gaussiana, dada a resolução limitada do detector. Recentemente, Song [64] apresentou como alternativa para o ajuste do perfil longitudinal uma versão da função gaussiana, definida em termos da idade do chuvaire. Para certos conjuntos de chuvaire o ajuste gaussiano se mostrou mais adequado do que a função Gaisser-Hillas.

onde X_o é uma constante de ajuste⁶ e $\lambda = 70g/cm^2$.

2.5 Simuladores de Chuveiros Atmosféricos Extensos

Há alguns simuladores de chuveiros atmosféricos extensos escritos em linguagens diferentes e que usam diversos modelos de interação.

O código é capaz de simular a interação de uma partícula primária e dos diversos tipos de partículas secundárias subseqüentes com os vários núcleos atômicos presentes na atmosfera. É possível controlar parâmetros como: composição química, energia e ângulo de incidência do primário, altura da primeira interação, nível de observação, campo magnético local, corte na energia para múons e componente eletromagnética, perfil da atmosfera etc.

Há dois grandes problemas na simulação de chuveiros com primários de ultra alta energia: o tempo de simulação e o tamanho do arquivo gerado. A fim de ilustrar tal situação, deve-se considerar, inicialmente, que o número de partículas obtidas depende do nível do detector. No caso da rede de tanques do Observatório Auger (situado a uma profundidade de $\approx 830g/cm^2$), o número de partículas de um chuveiro com energia de 10^{20} eV, é da ordem de 10^9 . Já que é necessário associar, a cada partícula, 3 coordenadas (x, y, z), 3 momentos (p_x, p_y, p_z), informação sobre o seu tipo e o tempo da partícula⁷, teremos um arquivo de saída com pelo menos 8×10^9 informações; se tomarmos apenas 4 bytes por informação, teremos 32 bytes por partícula e um total de 32 Gbytes por chuveiro. O tempo de processamento estimado é de aproximadamente 60 dias, numa máquina com processador de 933 MHz e 512 Mbytes de memória RAM sendo usada exclusivamente para tal simulação.

O *thinning* ou fator de diluição foi um algoritmo introduzido para diminuir o tempo de simulação e o tamanho do arquivo simulado; todos os programas citados na subseção seguinte adotaram tal procedimento.

Quando o *thinning* é acionado, todas as partículas que emergem de uma interação com energia abaixo da energia E definida a partir do fator de *thinning* ($\epsilon_{th} = E/E_o$, E_o é a energia do primário) são submetidas ao algoritmo, sendo somente uma seguida, enquanto todas as outras são descartadas. Tomemos um exemplo: na simulação de um chuveiro com energia de 10^{20} eV e fator 10^{-6} , o algoritmo de *thinning* é acionado sempre que a energia da partícula se torna menor que $E_o * fator$ (nesse caso, $10^{20} * 10^{-6} = 10^{14}$ eV). Às partículas que atingem o nível de observação é associado

⁶O parâmetro X_o costumou ser interpretado como a profundidade de primeira interação do primário [65], mas de fato parece desprovido de significado físico: segundo simulações, não revela uma correlação boa com a profundidade da primeira interação, apresentando inclusive valor numérico negativo para diversas composições e energias do primário [64].

⁷intervalo de tempo entre sua produção e detecção.

um valor, chamado peso. Tal valor é considerado como um número equivalente de partículas. Se a uma partícula está associado um peso 10, é como se fossem 10 partículas chegando no nível do detector.

A desvantagem da adoção do procedimento de diluição é a inserção de flutuações artificiais no número e na distribuição de partículas. Estudos de Clement Pryke[51] mostram a melhor relação entre o *thinning* usado e as flutuações.

2.5.1 MOCCA - MOnTe Carlo CAscades

Criado na década de 70 por Michael Hillas, na Universidade de Leeds. Tendo sido escrito em Pascal, foi o primeiro simulador a introduzir o fator de diluição. Usava um modelo de interação hadrônica que reproduzia algumas características dos dados experimentais de aceleradores, para energias um pouco acima de 100 GeV. Em 1992, uma interface entre o MOCCA e o gerador hadrônico SIBYLL foi desenvolvida, sendo usada até o advento do CORSIKA e do AIRES.

2.5.2 CORSIKA - COsmic Ray SIMulations for KAscade

Foi criado na Alemanha, em fevereiro de 1990, por D. Heck e J. Knapp [54]. Escrito em Fortran, combina diferentes modelos de interação hadrônica para diferentes faixas de energia do chuveiro. É possível escolher, por exemplo, o QGSJet ou o SIBYLL para simular interações hadrônicas de mais alta energia e o GHEISHA para energias abaixo de 80 GeV, assim como o EGS4 para a parte eletromagnética do chuveiro; estas são as escolhas mais comuns.

2.5.3 AIRES - AIR-shower Extended Simulations

A primeira versão pública foi disponibilizada em 1997. Sergio Sciuto [66], na Universidade de La Plata, traduziu o código MOCCA para o Fortran e introduziu uma série de ferramentas. A estrutura tornou-se mais flexível, permitindo abrigar diferentes modelos de interação, e mais otimizada em termos de tempo e organização dos arquivos de saída. Recentemente foi incorporado o modelo de interação QGSJet.

2.6 Comparação CORSIKA/AIRES

As figuras 2.8 e 2.9 mostram comparações entre os códigos CORSIKA e AIRES, para os parâmetros distribuição lateral e profundidade do máximo. Cada programa simulou 100 chuveiros iniciados por próton com energia de 2×10^{19} eV, com *thinning* de 10^{-7} ; ambos utilizaram o modelo QGSJet para interações hadrônicas. As figuras mostradas nesta seção foram retiradas da referência [50].

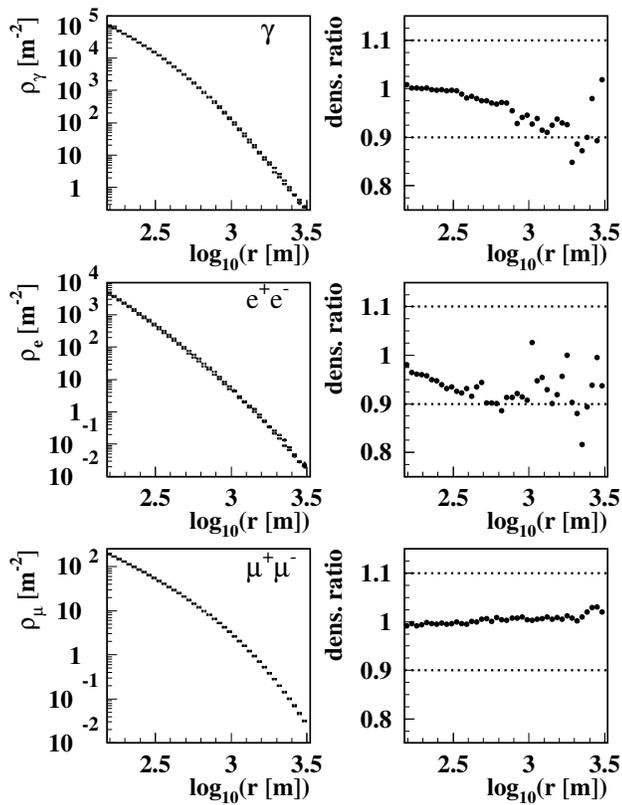


Figura 2.8: Distribuição lateral de fótons (γ), elétrons (e^\pm) e múons (μ^\pm), simulada pelos códigos CORSIKA e AIRES (ver seção 2.6). Direita: densidade de partículas. Esquerda: diferença relativa entre AIRES e CORSIKA como função do centro do chuveiro. Figura extraída da referência [50].

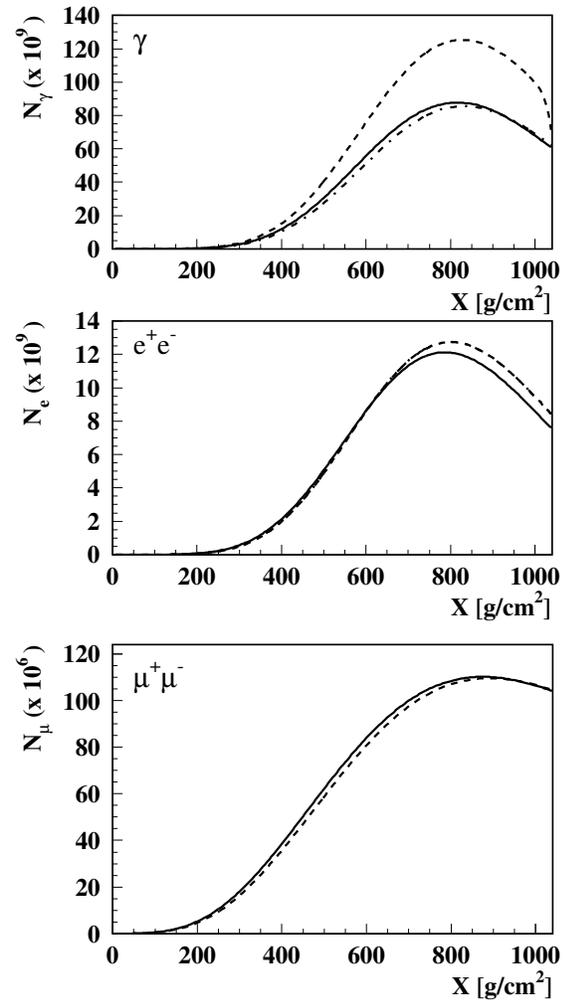


Figura 2.9: Desenvolvimento longitudinal de N_γ , N_{e^\pm} e N_{μ^\pm} . CORSIKA: linhas contínuas; AIRES: linhas tracejadas (incluindo partículas saindo para cima) e linhas tracejadas com pontos (excluindo partículas saindo para cima). Figura extraída da referência [50].

Capítulo 3

O Detector Híbrido

A detecção híbrida se distingue por usar, de forma conjunta, dados provenientes de duas técnicas de detecção para a reconstrução de eventos registrados simultaneamente. Dentre as técnicas possíveis citadas no Capítulo 1, foram escolhidas para o Observatório Pierre Auger: rede de tanques Cherenkov e fluorescência. Estas se mostraram bastante eficientes ao longo de anos de utilização e possuem, como ilustração disso, os experimentos de Haverah Park (tanques Cherenkov) e *Fly's Eye* (fluorescência).

O projeto dos detectores do Observatório Auger (em particular, os de fluorescência) foram otimizados para a reconstrução híbrida dos chuviros. Neste sentido, buscou-se a melhor relação custo/benefício entre eficiência em técnica de detecção e facilidade e custo de construção.

O Sítio Sul do Observatório Auger está localizado em Pampa Amarilla [47] ($35^{\circ} - 35,3^{\circ}$ Sul e $69^{\circ} - 69,3^{\circ}$ Oeste, entre 1300 e 1400 metros acima do nível do mar ou 871 e 882 g/cm^2 de profundidade.), sul da Província de Mendoza, próximo a cidade de Malargüe e 180 km a oeste da cidade de San Rafael, na região sudoeste da Argentina.

Todas as figuras e tabelas das seções 3.1 e 3.2 foram extraídas da referência [67].

3.1 Tanque Cherenkov

O detector é composto por um tanque preenchido com água purificada, dispondo de três fotomultiplicadoras no seu topo.

Partículas carregadas secundárias provenientes do chuviro, ao passarem pela água, produzem radiação Cherenkov [Apêndice A]. As fotomultiplicadoras captam os fotoelétrons, gerando um sinal dependente do tempo, o qual é digitalizado. Um sistema de *trigger* seleciona o sinal para ser gravado ou descartado.

No Projeto Auger, cada tanque possui a forma de um cilindro, opaco, com 3,6 metros de diâmetro e 1,6 metros de altura (figura 3.1). Dentro do tanque há um revestimento de material refletor, um polímero de cor branca conhecido como tyvek (marca registrada da DuPont). A coluna de água atinge uma altura de 1,2 metros.

No topo do tanque, há três ressaltos em forma de hélice; em cada uma delas há uma abertura circular, sendo duas com diâmetro de 55cm e a outra com diâmetro de 65cm, nas quais as fotomultiplicadoras são introduzidas e acomodadas mecanicamente dentro do tanque. Estas são apoiadas em “domos” fixados no revestimento - semi-esferas feitas de plástico transparente que permitem às fotomultiplicadoras “olharem” para o interior do tanque. Em seu topo também se encontra toda a eletrônica necessária para a detecção e transmissão de dados, bem como as antenas de transmissão e um painel solar. Ao lado do tanque, está instalada a caixa de bateria que alimenta a eletrônica.

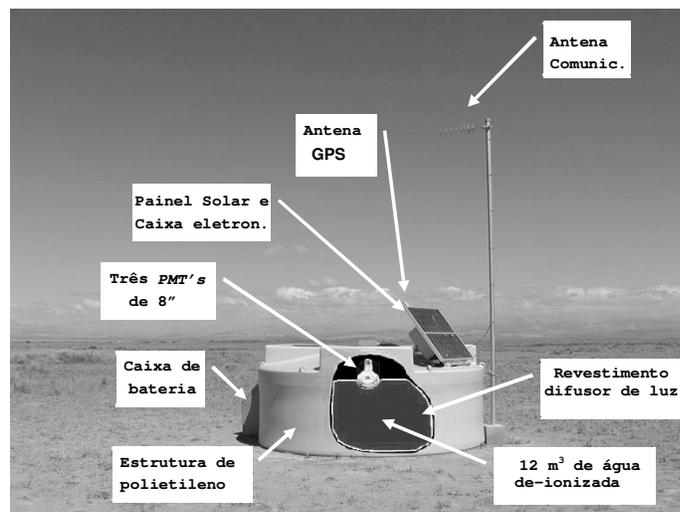


Figura 3.1: Tanque instalado e instrumentado pronto para receber e enviar sinais.

A rede principal consiste de 1600 tanques cobrindo uma área de 3000 km^2 (figura 3.2). Eles estão espaçados 1,5 km um do outro, em uma disposição hexagonal. Cada tanque é localizado por G.P.S. (Global Position System), com erro de 5-8 metros em coordenada horizontal e 10-15 na direção vertical [67].

Eles foram projetados para suportar um clima semi-desértico com temperaturas que variam de -15°C a 50°C , ventos de até 160 km/h, granizo com diâmetro de até 2,5 cm. Sua estrutura é impermeável à poeira e neve, além de resistente à intensa radiação solar; suporta comportamento agressivo de animais como insetos, roedores e bovinos. Cada tanque deve durar, sem maiores reparos ou deterioração funcional, cerca de 20 anos. A cor (bege claro) foi selecionada para que ele

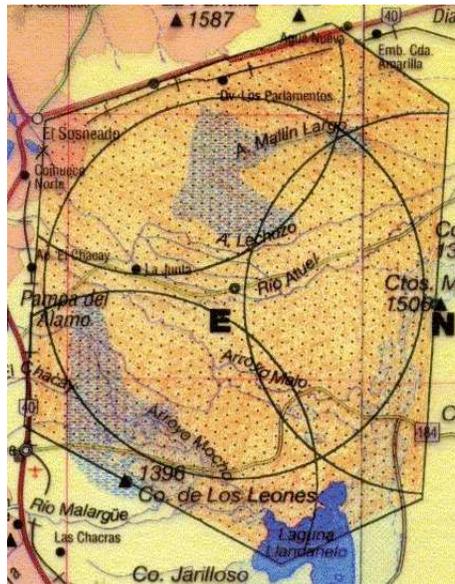


Figura 3.2: Mapa do posicionamento dos tanques (pontos pequenos) e área de abrangência dos quatro detectores de fluorescência, em relação a rede de detectores (projeto original).

não se destacasse no ambiente local.

Estima-se que, para um primário com energia de 10^{19} eV, um mínimo de 5 estações venham a ser acionadas e, no caso de 10^{20} eV, cerca de 15 estações sejam acionadas.

Energia

A densidade de sinal $\rho(x)$ (onde x é a distância ao centro do chuveiro) a 1000 metros do centro do chuveiro será o parâmetro adotado para se estimar a energia com o detector de superfície.

A resolução esperada para o observatório é de 12% RMS para todos os eventos e 10% para aqueles acima de 10^{20} eV.

Resolução Angular

A estimativa da localização do centro do chuveiro está vinculada às medidas da densidade de sinal registradas nas estações acionadas e ajustadas a uma função de distribuição lateral.

A direção do chuveiro é aferida pelo tempo de chegada da frente do chuveiro nas diferentes estações. Espera-se uma precisão angular de $0,6^\circ$ para energias maiores que 10^{20} eV; sua qualidade está diretamente relacionada ao número de estações acionadas.

Medidas de Composição

Primários mais pesados tendem a produzir mais múons que primários mais leves, conforme já discutido na seção 2.4.4. Múons produzem um sinal característico nas fotomultiplicadoras a distâncias maiores que 500 metros do centro do chuveiro (figura 3.4). O estudo da forma do sinal, ao longo do centro do chuveiro, e da diferença de tempo de subida do sinal (t_{10-50}) podem fornecer indícios sobre a composição química dos primários dos chuveiros.

3.1.1 A eletrônica do tanque

As partículas do chuveiro que atingem o nível do detector são, em sua maioria, gamas e elétrons com energias ao redor de 10 MeV e múons da ordem de 1 GeV. As três fotomultiplicadoras detectam os fótons Cherenkov produzidos pelas partículas carregadas ao passarem pela água do tanque.

A eletrônica das estações, figura 3.3 [67] é composta pelo *Front-End* e por um controlador da estação formado por: um microcontrolador rodando um *software* local, um módulo de *slow control*, um receptor G.P.S. e uma unidade de tempo.

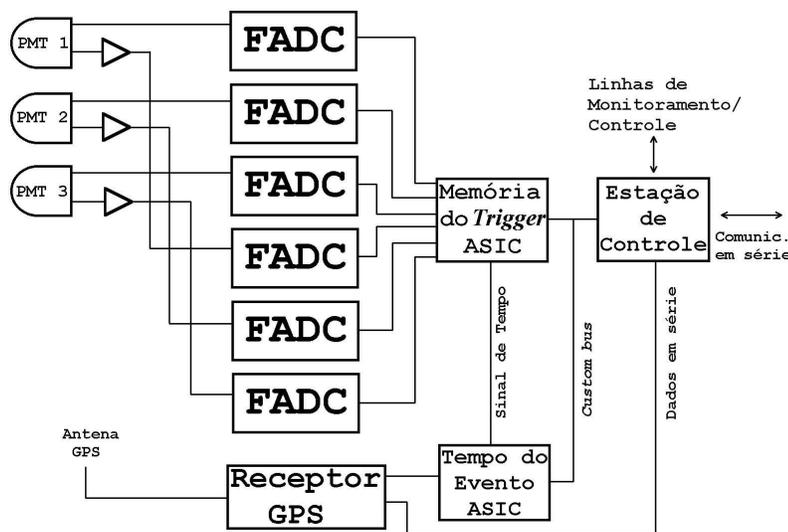


Figura 3.3: Diagrama em blocos da eletrônica da estação.

No *Front-End*, os sinais das fotomultiplicadoras são filtrados e convertidos em sinais de 10 bits com amostragem de até 40 MHz (25ns). Cada estação possui dois níveis de *trigger*: T_1 de *hardware* e T_2 de *software*, e uma memória temporária para armazenar dados. O *trigger* T_2 , a aquisição local de dados, o *slow control* e a calibração são feitos pelo microprocessador. A base de tempo comum é feita por meio do sistema G.P.S.

3.1.2 Sinal característico das fotomultiplicadoras

O estudo da intensidade e forma do sinal, levando-se em conta os sinais de todos os tanques acionados, pode fornecer informações sobre a direção de chegada do chuveiro, a energia e a composição do primário.

Uma amostra de sinais reais das fotomultiplicadoras é apresentada na figura 3.4.

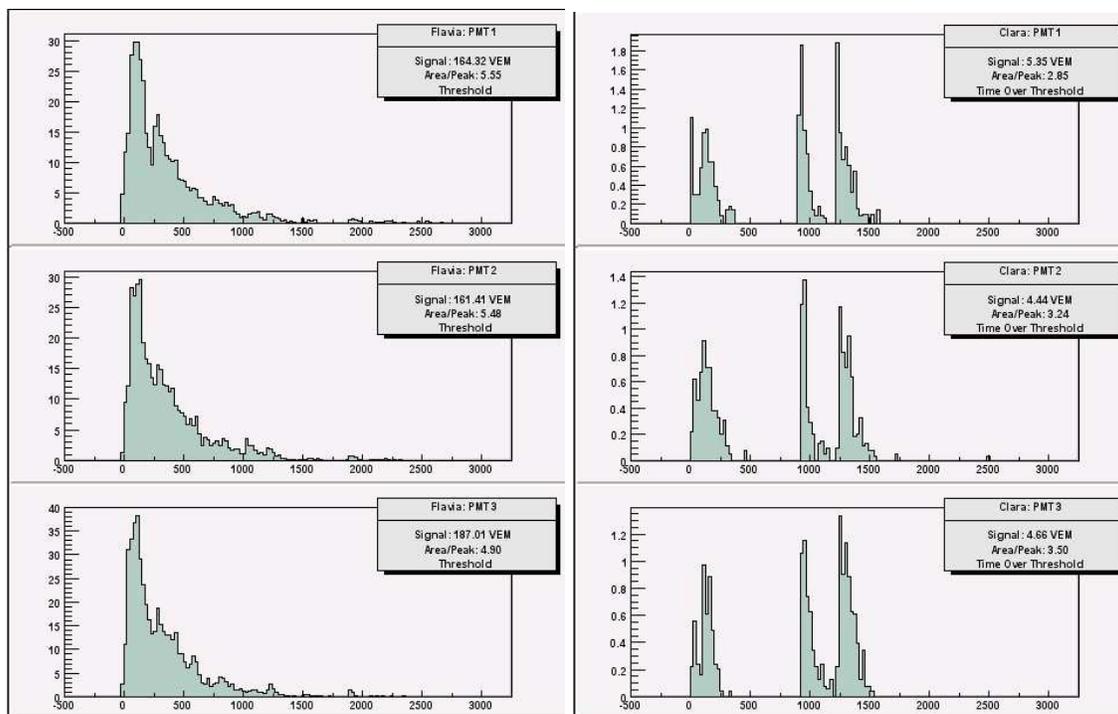


Figura 3.4: Chuveiro detectado pelo *Engineering Array* com energia estimada em 1×10^{19} eV. Os sinais são de dois tanques (denominados Flávia e Clara), situados a 500 e 2500 metros, respectivamente, do ponto de impacto do chuveiro.

Este trabalho se utiliza de ferramentas de simulação para tentar reproduzir esse sinal e extrair informações do tempo de subida t_{10-50} , a fim de correlacioná-lo com a composição química do chuveiro.

Realizamos, também, estudos sobre a densidade de sinal no tanque; denominada neste trabalho de densidade local de sinal ou ρ_{local} . A grandeza relacionada a este parâmetro é o V.E.M. (*Vertical Equivalent Múon*). Esta grandeza representa a quantidade de sinal gerada num tanque Cherenkov por um múon vertical.

3.2 Detector de Fluorescência

A técnica foi introduzida, para observação de chuueiros atmosféricos extensos, na década de 1960, por Kenneth Greisen e Alan Bunner (Apêndice B).

Ao longo do desenvolvimento do chuueiro, muitas moléculas de ar (principalmente N_2) são excitadas e na desexcitação emitem radiação na faixa do ultra-violeta. Esta radiação é pouco intensa, por isso usam-se espelhos convergentes grandes para garantir uma boa área de coleta. Fototubos sensíveis dispostos na superfície focal do espelho fornecem sinais, dos quais se podem retirar informações sobre a direção de chegada, o máximo do chuueiro, a energia e a composição do primário.

O detector de fluorescência deverá operar em conjunto com os tanques Cherenkov que formam o detector de superfície. A principal tarefa do detector de fluorescência é medir o perfil longitudinal dos chuueiros registrados pelo detector de superfície. A integral do perfil longitudinal é usada para se determinar a energia do chuueiro. O detector híbrido terá melhor resolução angular que o detector de superfície sozinho.

3.2.1 Os “olhos”

O espelho

O número de segmentos do espelho adotado no detector de fluorescência do Observatório Auger depende do grupo que o fabricou. No caso dos espelhos alemães, este é composto por 36 segmentos de $0,65 \times 0,65.m^2$ que, por sua vez, estão montados numa estrutura mecânica, conforme mostrado na figura 3.5.

O raio de curvatura de cada segmento da montagem é de 3,4 m, com uma variação de aproximadamente 17 mm.

Os segmentos são feitos de alumínio e com forma aproximadamente esférica.

Para os segmentos feitos em Karlsruhe (Alemanha) e em Olomouc (República Tcheca), testes mostraram que 90% da luz que atinge a câmara fica circunscrita a um *spot* de 0,5 cm de diâmetro, e a reflectividade da superfície é de aproximadamente 90% para comprimentos de onda entre 300 e 400nm.

Todas os segmentos possuem suportes ajustáveis com graus de liberdade em x (± 1.0 cm), ângulo polar (± 5 graus) e azimutal (± 5 graus).

O conjunto de segmentos possui 3,8 metros de altura, 3,8 metros de largura e 1,8 metros de profundidade.

desse espectro e que atenua os outros comprimentos de onda.

Para o Projeto Auger, foi estabelecido o “Mug 6 glass”, que possui um pico de transmissão de aproximadamente 86% a 355 nm.

Câmera

Possui geometria esférica, com raio de curvatura de 1,743 metros. A superfície focal é de $0,8m^2$ e é capaz de definir bem *spots* com diâmetro de 15 mm, correspondendo a um ângulo de 0,6 graus; entretanto, obscurece 35% da área de coleta do espelho.

É composta por 440 fototubos, dispostos num arranjo matricial de 20x22. Cada fototubo possui forma hexagonal e a eficiência para fotomultiplicação é máxima para comprimentos de onda na faixa de 330-400 nm.

A câmera cobre uma faixa angular de 30 graus em ângulo azimutal e 28,6 graus em ângulo zenital. Para um bom funcionamento, a temperatura na sala deve estar a 21 ± 3 graus centígrados e a umidade relativa não pode exceder 70%. Entre os fototubos há refletores de luz, chamados de “mercedes”: pequenas estrelas de três pontas com acabamento triangular feitas de plástico injetado; seu objetivo é garantir que fototubos adjacentes percam o mínimo de luz possível que venha a cair entre eles. Elas garantem reflectividade¹ de 80% para comprimentos de onda entre 300 e 400 nm.

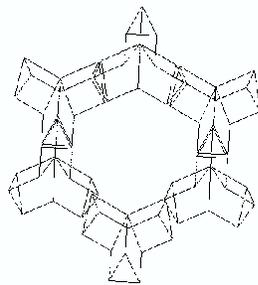


Figura 3.6: Mercedes

Os compartimentos

Cada conjunto formado pelos componentes descritos acima (figura 3.5), está colocado em um dos seis compartimentos de um prédio construído em forma semi-circular, figura 3.7; tem-se, desse modo, uma “visão” de 180 graus em ângulo azimutal (~ 30 graus para cada detector).

¹Todas as especificações técnicas do Observatório Auger estão no *Technical Design Report* [67].

Na parte traseira dos compartimentos se encontram ante-salas que acomodam a eletrônica de aquisição e transmissão de dados.

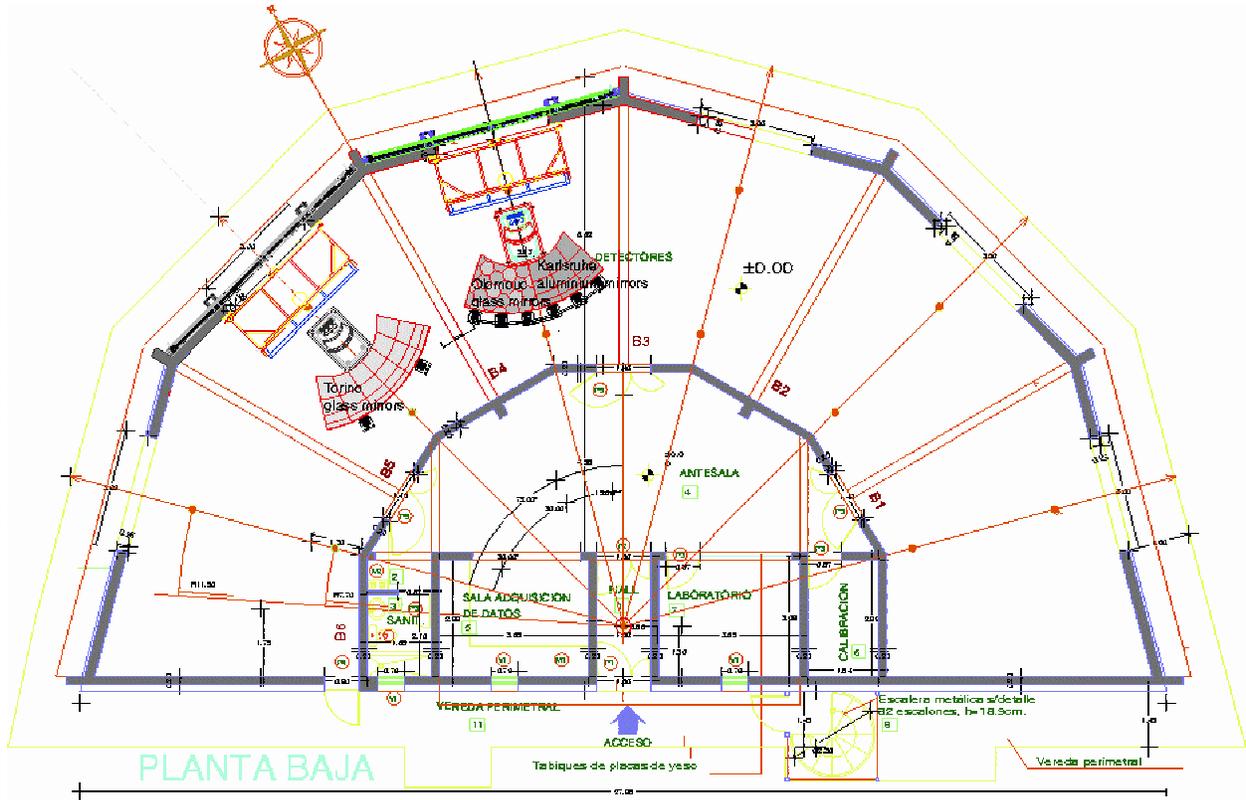


Figura 3.7: Prédio que abrigará 6 espelhos, cobrindo um total de 180° de abertura azimutal. O desenho mostra os compartimentos 4 e 5 ocupados com os dois espelhos protótipos.

O protótipo dos detectores em funcionamento, atualmente, no Observatório Auger, ocupam os compartimentos 5 e 6, de modo a ficarem voltados para o *Engineering Array*.

Ao todo, serão 30 conjuntos de detectores de fluorescência distribuídos em 5 prédios localizados na periferia da rede de tanques Cherenkov, voltados para o centro, com 6 compartimentos cada (os chamados meio-olhos). A figura 3.2 ilustra a área de abrangência dos “olhos” periféricos e do olho central, previsto no projeto original (que dará origem a dois novos “meio-olhos”).

3.2.2 A eletrônica do detector

A organização da eletrônica segue a estrutura geométrica do detector, sendo esquematizada na figura 3.8.

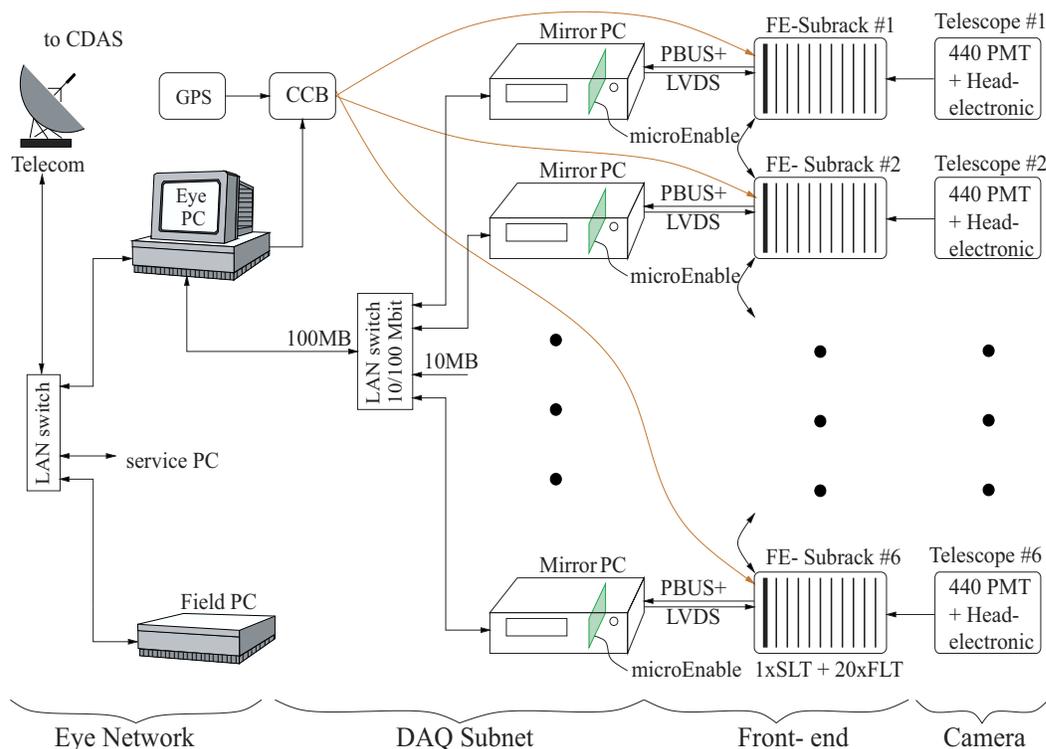


Figura 3.8: Diagrama simplificado do funcionamento da eletrônica do detector de fluorescência.

3.2.3 Sinal característico dos fototubos

O traço produzido nos fototubos fornece informações para a determinação da direção de chegada do chuvereiro. E a intensidade dos sinais nos fototubos está associada à profundidade do máximo e à energia.

O sinal integrado em cada fototubo produz um gráfico de intensidade de sinal por fototubo. Este é ajustado usando-se a parametrização de Gaisser Hillas (equação 2.24), que permite a obtenção da profundidade do máximo e da energia do chuvereiro.

A resolução esperada para a profundidade do máximo é de $20g/cm^2$ e estima-se que a energia do primário seja cerca de 10% maior que a energia do chuvereiro eletromagnético (determinada a partir do conhecimento do perfil longitudinal).

Há uma estimativa de número de eventos/ano por energia feita para o detector híbrido protótipo, que consta de 40 tanques Cherenkov e 2 telescópios de Fluorescência.

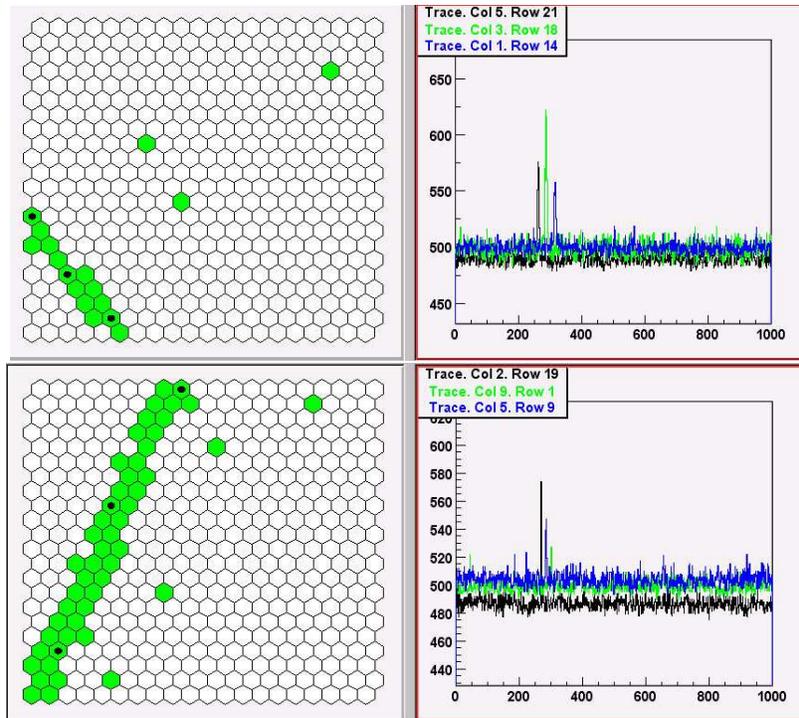


Figura 3.9: Exemplo de traço deixado nos fototubos. As figuras mostram chuvereiros com diferentes inclinações.

Energia (EeV)	0.5	1	3	5	10	30
Eventos/ano	683	386	78	31	9	1

Tabela 3.1: Estimativa do número de eventos/ano, em função da energia, para o *Engineering Array* do Observatório Auger.

Capítulo 4

Resultados e Discussões

Para este trabalho, foi necessário obter as informações das partículas no nível do detector (no nosso caso, este detector deverá estar na profundidade do Observatório Auger, ou entre 871 e 882 g/cm^2). Tendo como motivação e base os capítulos anteriores, começamos a simular chuviros utilizando os códigos CORSIKA e AIRES. Estes simuladores nos fornecem informações sobre as partículas de um chuviro, no nível de observação desejado. As simulações duraram um tempo efetivo de 46 dias, 13 horas e 27 minutos no total. Os chuviros não foram simulados todos de uma só vez, mas à medida que as necessidades de análise foram aparecendo.

Um total de 1600 chuviros foram simulados, com fator de diluição 10^{-6} e energias na faixa de 5×10^{18} a 1×10^{20} eV: 400 iniciados por próton e 400 por ferro, usando-se o CORSIKA, e o mesmo com o AIRES. Um resumo das características dos chuviros gerados estão na tabela 4.1.

4.1 Profundidade do Máximo, X_{max}

A versão utilizada do CORSIKA , 6.003 - 2001, fornece três arquivos de saída: um contendo as informações das partículas (neste caso, um conjunto de 100 chuviros para cada arquivo), outro mostrando um resumo dos chuviros gerados e um terceiro com os erros que porventura ocorram durante a simulação. Portanto, para se obter os valores da profundidade do máximo para cada chuviro, foi necessário escrever um programa para ler os arquivos de saída e separar tais valores. As versões mais recentes já fornecem isso em arquivos separados. No caso da versão utilizada do AIRES, 2.4.0, também são fornecidos, no mínimo, três arquivos de saída: um com as informações das partículas, um com a descrição dos erros, caso venham a ocorrer, e mais um com os resumos; outros arquivos de tabela podem, também, vir a ser criados. Portanto, os valores dos máximos dos chuviros gerados no AIRES foram obtidos em arquivos separados, prontos para análise.

N° de Chuveiros	Composição	Energia do primário (eV)	Código usado
100	próton	5×10^{18}	CORSIKA
100	próton	1×10^{19}	
100	próton	5×10^{19}	
100	próton	1×10^{20}	
100	ferro	5×10^{18}	
100	ferro	1×10^{19}	
100	ferro	5×10^{19}	
100	ferro	1×10^{20}	
100	próton	5×10^{18}	AIRES
100	próton	1×10^{19}	
100	próton	5×10^{19}	
100	próton	1×10^{20}	
100	ferro	5×10^{18}	
100	ferro	1×10^{19}	
100	ferro	5×10^{19}	
100	ferro	1×10^{20}	

Tabela 4.1: Características dos chuueiros simulados.

A convenção adotada para todo o trabalho foi: linhas contínuas - chuueiros iniciados por ferro; linhas tracejadas - chuueiros iniciados por próton.

Os gráficos 4.1 e 4.3 mostram as distribuições dos máximos, X_{max} , de chuueiros de ferro e próton, para conjuntos de 100 chuueiros, com energias do primário entre 5×10^{18} e 1×10^{20} eV e ângulo $\theta = 30^\circ$, usando-se o CORSIKA. Os gráficos 4.2 e 4.4 apresentam os resultados obtidos a partir do AIRES, gerados com as mesmas características.

A resolução para o X_{max} medido pelo detector de fluorescência do Observatório Auger está estimada em 20 g/cm^2 [67]. Em função disso, os intervalos das distribuições, ou *bins*, foram definidos em 20 g/cm^2 .

Os gráficos identificam duas características que diferenciam as distribuições de X_{max} obtidas para chuueiros originados por próton e núcleo ferro. A primeira, mais visível, é a separação das distribuições em relação à média; e segunda é o desvio padrão, que no caso do próton é substancialmente maior que no do ferro.

Estas características são semelhantes entre os chuueiros gerados pelo CORSIKA e o AIRES.

A diferença entre os dados de saída gerados pelos dois códigos aparece nos desvios padrão, conforme pode ser observado na figura 4.5 . Esta diferença pode estar diretamente relacionada

X_{max}

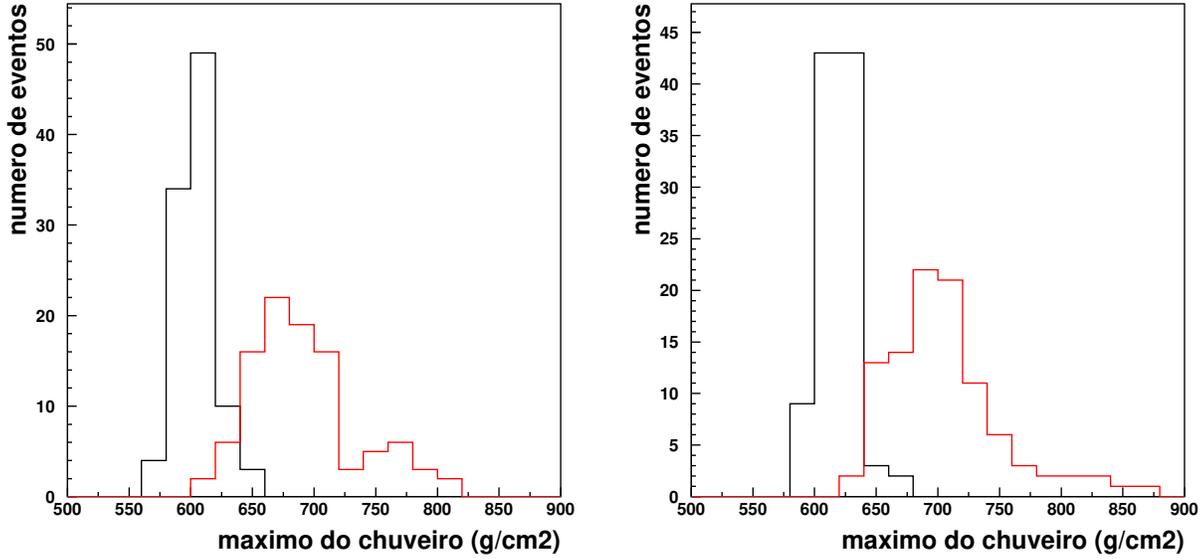


Figura 4.1: X_{max} para primários com 5×10^{18} e 1×10^{19} eV, respectivamente. Simulador: CORSIKA

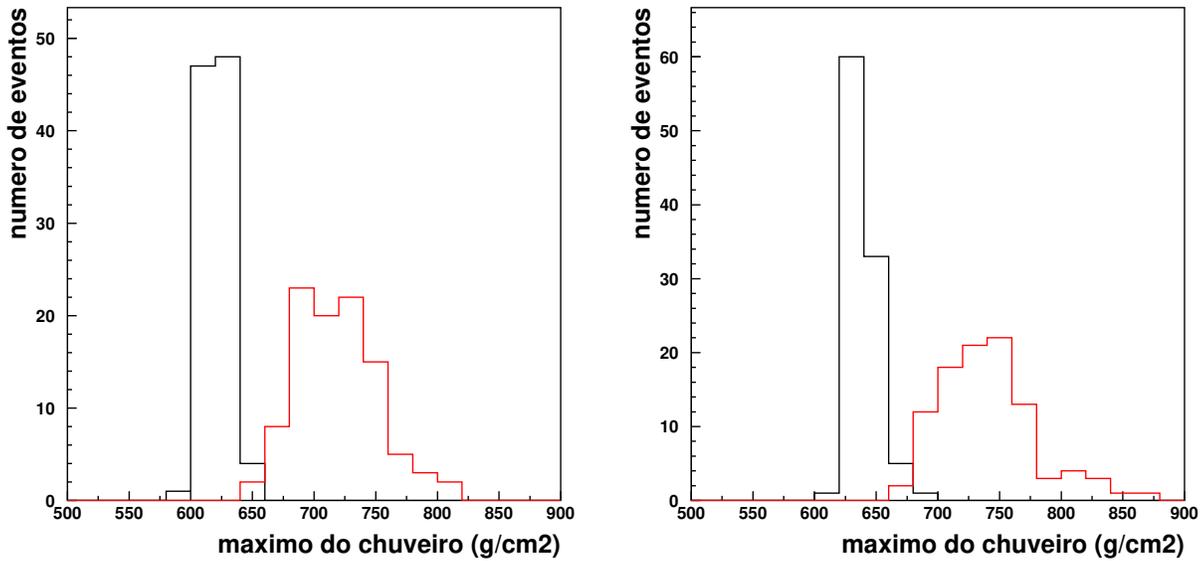


Figura 4.2: X_{max} para primários com 5×10^{18} e 1×10^{19} eV, respectivamente. Simulador: AIRE

$$X_{max}$$

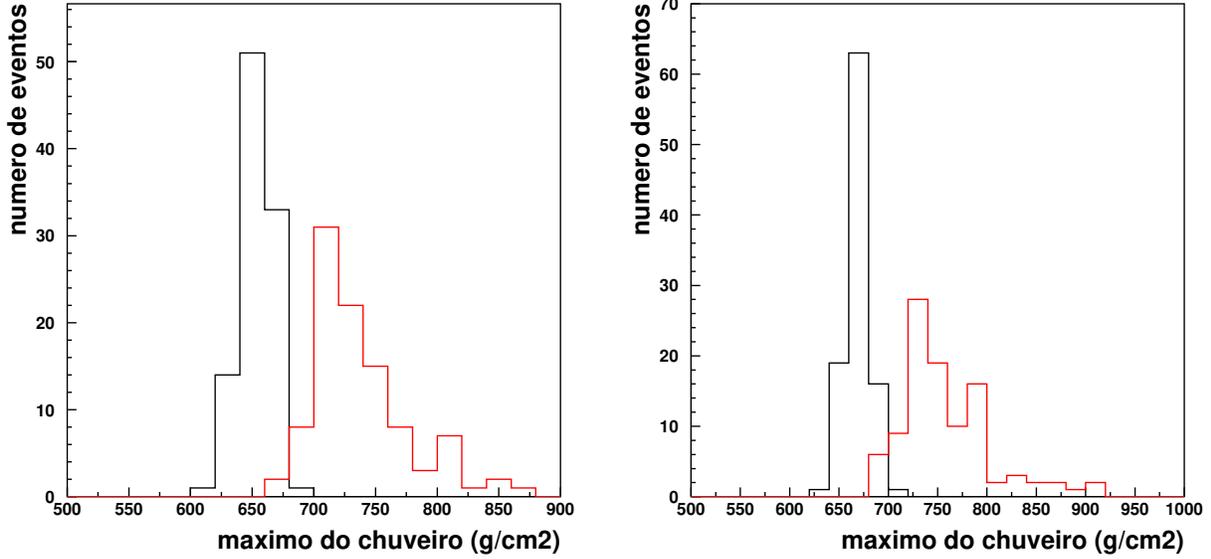


Figura 4.3: X_{max} para primários com 5×10^{19} e 1×10^{20} eV, respectivamente. Simulador: CORSIKA

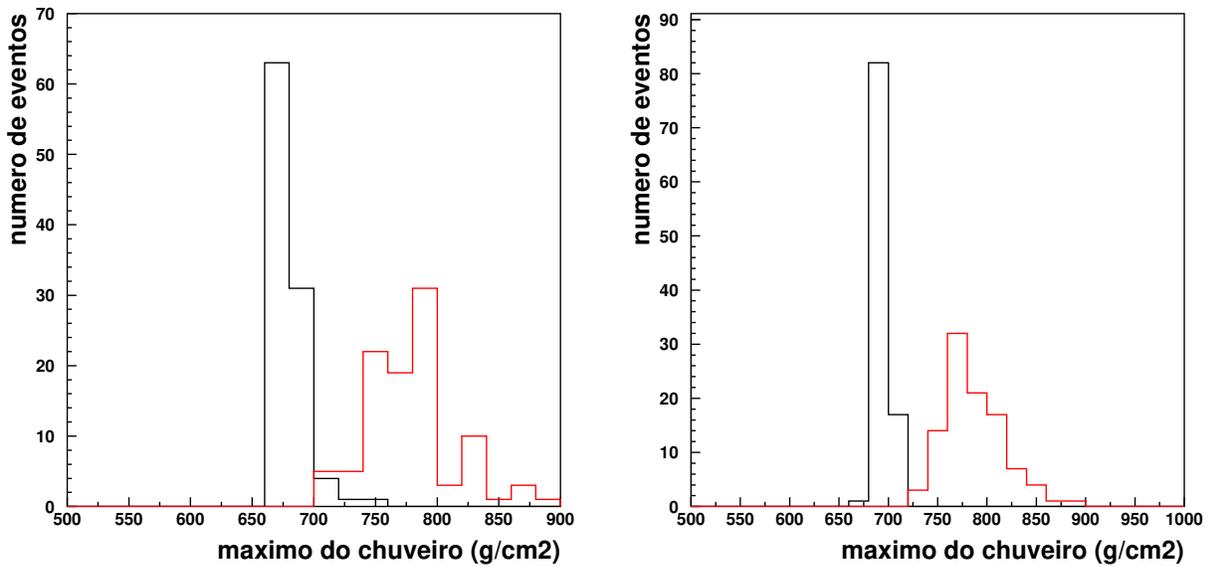


Figura 4.4: X_{max} para primários com 5×10^{19} e 1×10^{20} eV, respectivamente. Simulador: AIRES

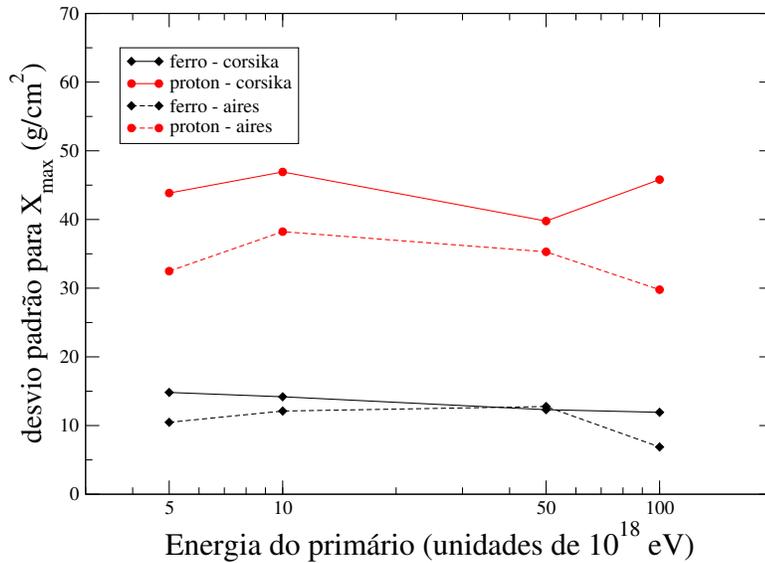
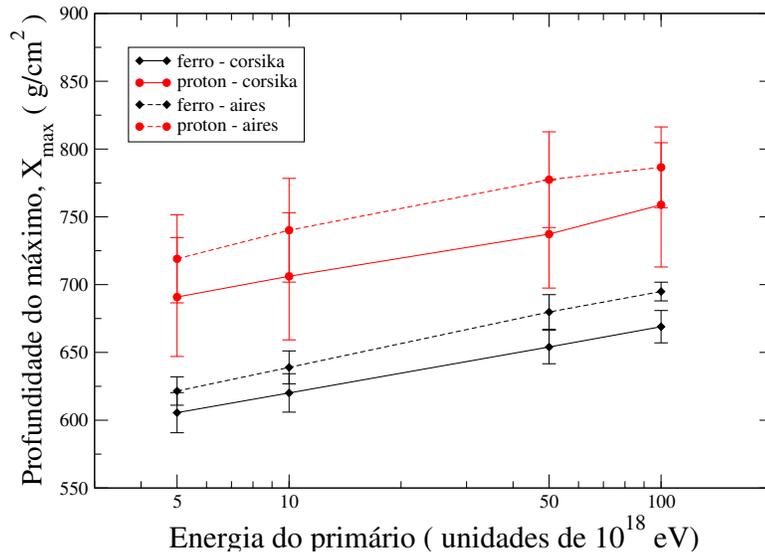


Figura 4.5: Valor médio e desvio padrão para o parâmetro X_{max} de primários com energias entre 5×10^{18} e 1×10^{20} eV. Comparação entre CORSIKA e AIRES.

ao modelo próprio de interação hadrônica usado pelo AIRES para baixas energias, que produz um número menor de partículas ao longo do desenvolvimento do chuva, gerando, assim, um aumento das flutuações. Como veremos mais adiante, tal resultado trará conseqüências para os

parâmetros diretamente relacionados ao detector de superfície, utilizados neste trabalho: t_{10-50} , t_{10-90} , t_{50-90} e ρ_{local} .

É necessário ressaltar que as informações de X_{max} apresentadas acima são tiradas diretamente dos simuladores de chuviros. Essa informações não foram submetidas a simulações de: produção de luz fluorescente, filtros, lentes, espelhos, fotomultiplicadoras, eletrônica de detecção, etc; portanto não podem ser considerados representações dos dados obtidos por um detector de fluorescência.

A partir deste ponto do trabalho, mostraremos resultados que tentam simular os dados de detectores de superfície.

4.2 Simulador da rede de detectores

Como mostramos no Capítulo 2, uma maneira de caracterizar a composição química de um chuviro seria analisar sua componente muônica. Segundo o princípio de superposição (seção 2.4.4), chuviros mais “pesados” tendem a produzir, em número, mais múons que chuviros mais “leves”. Infelizmente, conforme comentado na seção 2.4.4, os detectores de superfície a serem utilizados no Observatório Auger (tanques Cherenkov) não são capazes de distinguir as componentes muônica e eletromagnética (considerar nota 3 na seção 2.4.4). No caso do Observatório Auger, medidas do sinal são feitas a cada 25 ns [67].

Uma vez simulados os chuviros, passamos a simular a rede de detectores de superfície usando um programa chamado SAMPLE, de autoria de Pierre Billoir [68]. Este programa foi concebido para receber chuviros gerados pelo código AIRES; as saídas do AIRES e do CORSIKA são similares, porém possuem organização distinta. Por causa disso, foi desenvolvido um programa de *interface* entre o CORSIKA e o SAMPLE. Esta *interface* é uma das contribuições deste trabalho.

Em essência, o programa SAMPLE:

- lê os dados de saída do simulador do chuviro;
- identifica as partículas carregadas e o centro do chuviro;
- lê um arquivo (*station_coord*) que lhe fornece as posições dos tanques na rede;
- sorteia uma posição na rede, tomando como referência o centro da mesma e dentro de limites pré-determinados pelo usuário;
- direciona o centro do chuviro para a posição sorteada;
- usando as informações de posição, energia, ângulo e tempo de chegada das partículas, submete-as a rotinas de parametrização de conversão para fotoelétrons;

- converte os fotoelétrons, também por parametrizações, em sinal no tanque, distribuindo-o em *bins* de 25 ns.

Para este trabalho, foi definida uma rede de detectores similar à rede do Observatório Auger, porém com espaçamento entre os tanques de 300 metros (figura 4.6) totalizando uma área de $\approx 130 \text{ km}^2$. O objetivo disto é visualizar melhor a distribuição lateral sem alterar a geometria do detector.

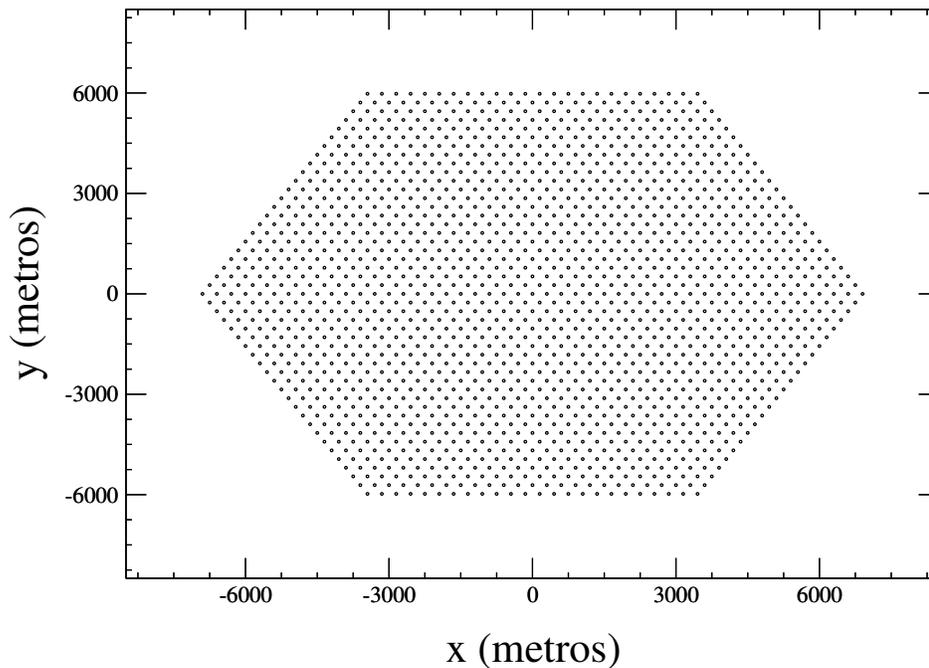


Figura 4.6: Posicionamento dos 1600 tanques na rede de detectores simulada neste trabalho.

Por causa da aplicação do procedimento de *thinning* na simulação dos chuviros, não é possível simular, de pronto, a resposta da rede de tanques Cherenkov. Torna-se necessário fazer um *unthinning*, que consiste em converter, por meio de uma parametrização, cada partícula com um determinado peso em um conjunto de partículas, distribuídas numa certa área.

O SAMPLE funciona da seguinte maneira:

1. Primeiro, o programa reconhece se a partícula possui fator de diluição. Por exemplo: no caso de uma partícula com peso 100, a ela são atribuídas 100 partículas. As informações de cada uma das outras 99 partículas foram perdidas. E esta é uma das razões da inserção de flutuações artificiais.

2. O próximo passo é verificar se a partícula, com o peso, cairá no tanque ou numa área ao redor dele. Esta área é pré-selecionada pelo usuário.

- Se a partícula cair no tanque ou na área próxima a ele, o programa realiza *unthinning* imediatamente, e também simula o sinal produzido. No caso do exemplo dado acima, o *unthinning* é feito criando-se 100 partículas e distribuindo-as aleatoriamente dentro da área pré-selecionada.
- Se a partícula, com ou sem peso, cair fora da área pré-selecionada, o programa a descarta e passa para a próxima partícula.

No início de nossa investigação, foram gerados chuveiros utilizando-se apenas o código CORSIKA. As simulações com o AIRES foram feitas por dois objetivos específicos: primeiramente, comparar os dados de saída dos dois simuladores; em segundo lugar, testar o programa de interface CORSIKA-SAMPLE desenvolvido. A funcionalidade deste programa foi verificada pela similaridade dos dados obtidos pelos dois simuladores, a serem apresentados mais adiante.

Um diagrama de funcionamento do código SAMPLE é mostrado no Apêndice E, figura E.3.

A análise dos sinais foi feita para quatro parâmetros: densidade local de sinal no tanque (ρ_{sinal}), tempo de subida do sinal entre 10% e 50%, 10% e 90%, e 50% e 90% do sinal integrado (*risetime*, t_{10-50} , t_{10-90} , t_{50-90}).

A densidade local de sinal no tanque (ρ_{sinal}) é obtida integrando-se o sinal total no tanque e dividindo o valor obtido pela área total do tanque; neste caso, $10m^2$ (área do tanque no Observatório Auger).

No caso do *risetime*, integra-se o sinal do tanque no tempo, sendo t_{10-50} o tempo entre 10% e 50% do total integrado. De modo análogo, são obtidos t_{10-90} e t_{50-90} .

4.3 Valores de t_{10-50} para chuveiros simulados com energias entre 5×10^{18} e 1×10^{20} eV

Os sinais fornecidos pelos tanques são, em geral, devidos às componentes muônica e eletromagnética. Múons são produzidos principalmente pelo decaimento de píons na alta atmosfera, e geralmente atingem o nível de observação em frentes bem definidas [48]; isto produz picos bem definidos ao longo do tempo, para distâncias ao centro do chuveiro maiores que 800 metros, segundo é possível observar no gráfico situado à direita na figura 3.4. Já a componente eletromagnética é produzida ao longo do desenvolvimento do chuveiro, de modo que as partículas se distribuem bem mais longitudinalmente, fazendo com que a frente do chuveiro adquira maior es-

pessura, à medida que se afasta do seu centro; isto gera pulsos mais largos e intensos a distâncias do centro do chuveiro menores que 800 metros (gráfico à esquerda na figura 3.4).

Como os múons possuem uma seção de choque pequena, sofrem pouca ou nenhuma interação ao longo da atmosfera [48]. Portanto, em geral, são os primeiros a chegar ao detector de superfície, fazendo com que o começo do sinal tenha maior inclinação. O parâmetro t_{10-50} corresponde à “subida” do sinal; assim, podemos dizer que é sensível à componente muônica.

As distribuições apresentadas a seguir são do parâmetro t_{10-50} , considerado em seis distâncias do centro do chuveiro (600, 800, 1000, 1200, 1400 e 1600 metros), para conjuntos de 100 chuveiros de próton (linhas tracejadas) e 100 de ferro (linhas contínuas), com energias de 5×10^{18} a 1×10^{20} , simulados com o CORSIKA (figuras 4.8 a 4.14) e o AIRES (figuras 4.9 a 4.15).

A restrição com a distribuição dos dados em *bins* de 25 ns de largura teve a intenção de aproximar a análise dos dados simulados aos dados reais a serem obtidos pelo Observatório Auger (25 ns é a resolução do equipamento). Porém, por causa desta restrição, a distâncias do centro do chuveiro menores que 600 metros, as simulações apresentaram poucos *bins*, como se pode notar na figura 4.7. Isto torna a análise estatística, para pequenas distâncias, pouco confiável e, portanto, não serão apresentadas como parte da análise.

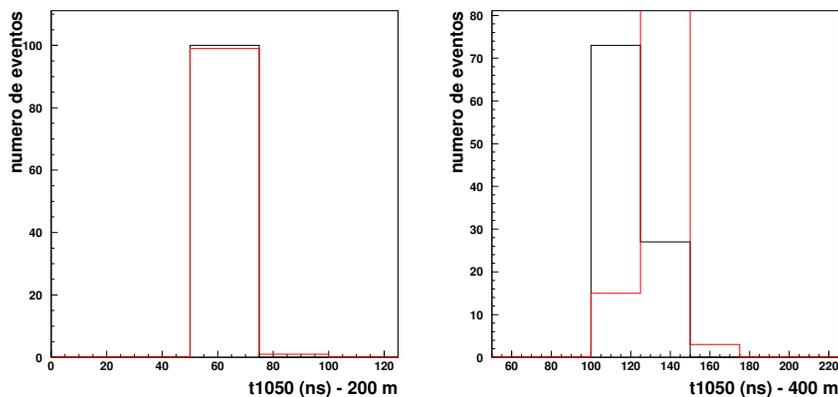


Figura 4.7: Distribuição de t_{10-50} a 200 e 400 metros do centro do chuveiro (primários com energia 5×10^{18} eV. Simulador: CORSIKA).

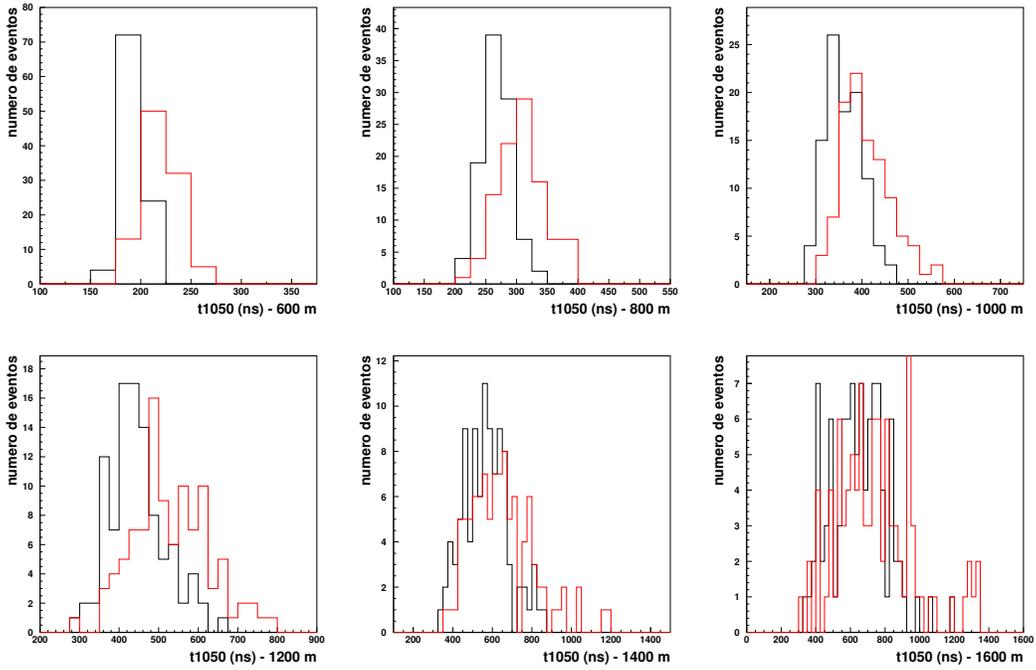


Figura 4.8: t_{10-50} para primários com energia 5×10^{18} eV. Simulador: CORSIKA.

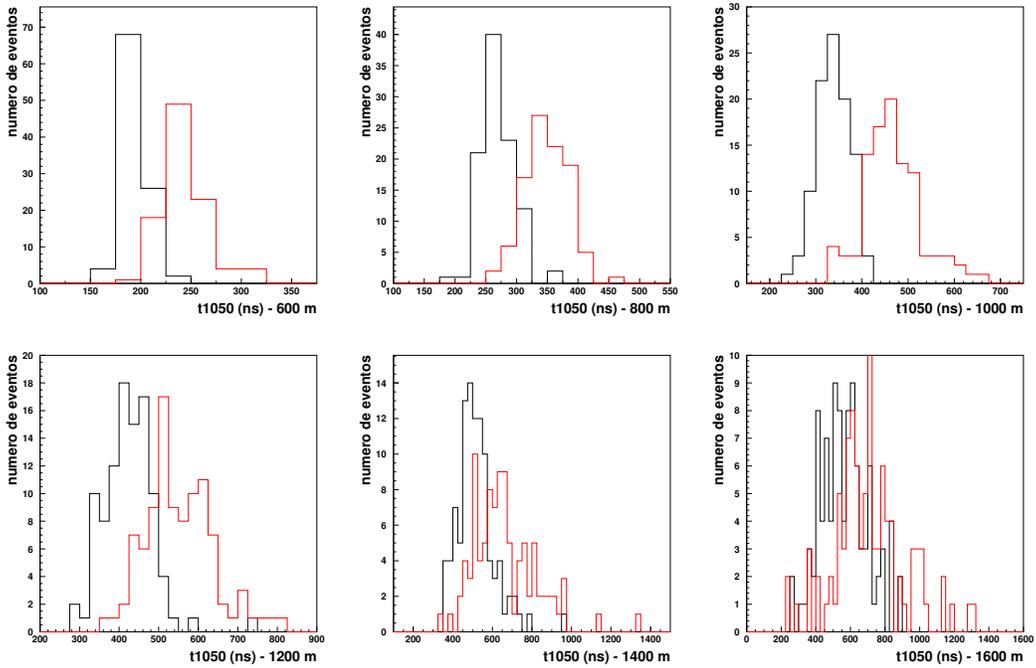


Figura 4.9: t_{10-50} para primários com energia 5×10^{18} eV. Simulador: AIRES.

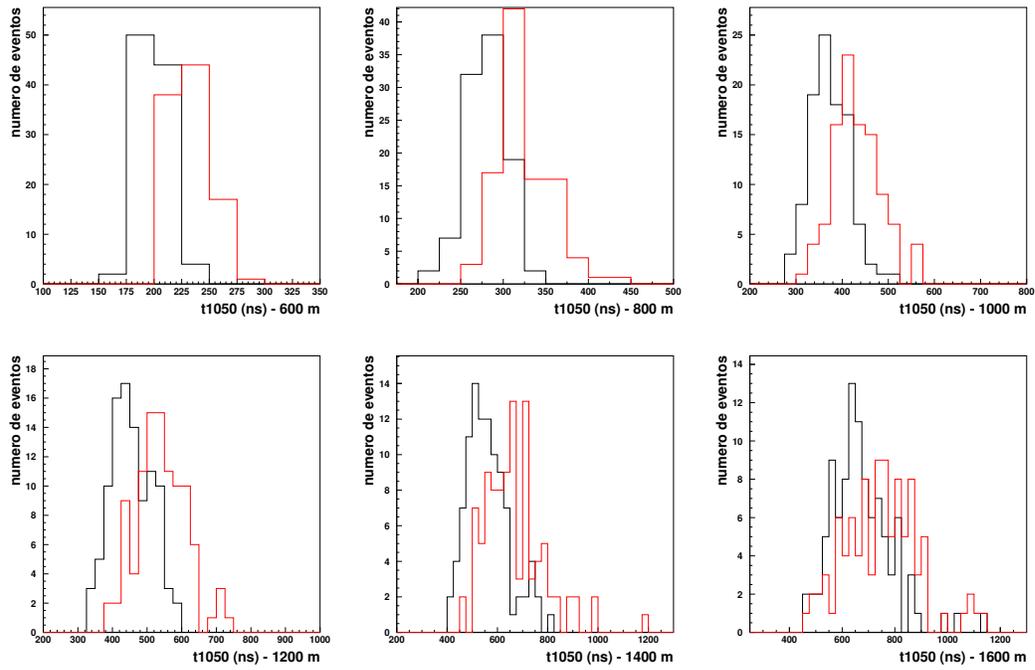


Figura 4.10: t_{10-50} para primários com energia 1×10^{19} eV. Simulador: CORSIKA.

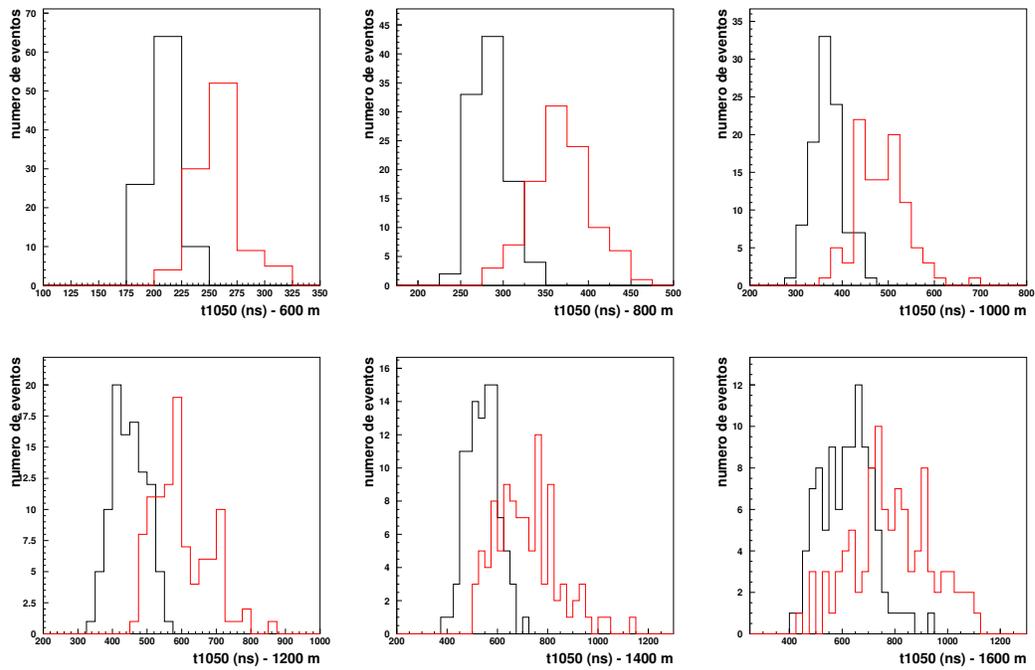


Figura 4.11: t_{10-50} para primários com energia 1×10^{19} eV. Simulador: AIRES.

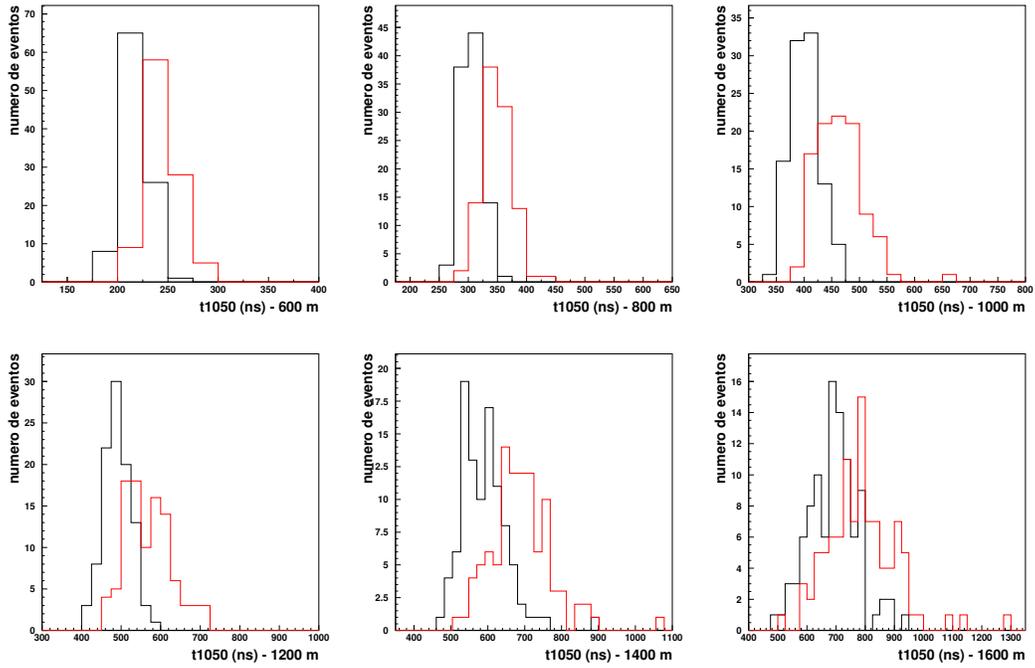


Figura 4.12: t_{10-50} para primários com energia 5×10^{19} eV. Simulador: CORSIKA.

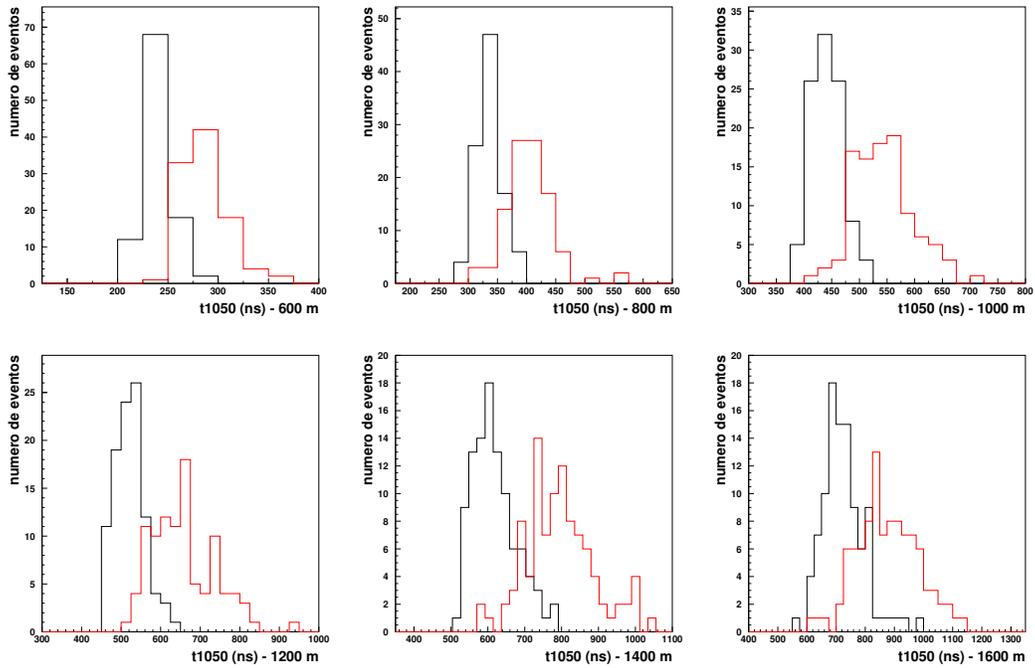


Figura 4.13: t_{10-50} para primários com energia 5×10^{19} eV. Simulador: AIRES.

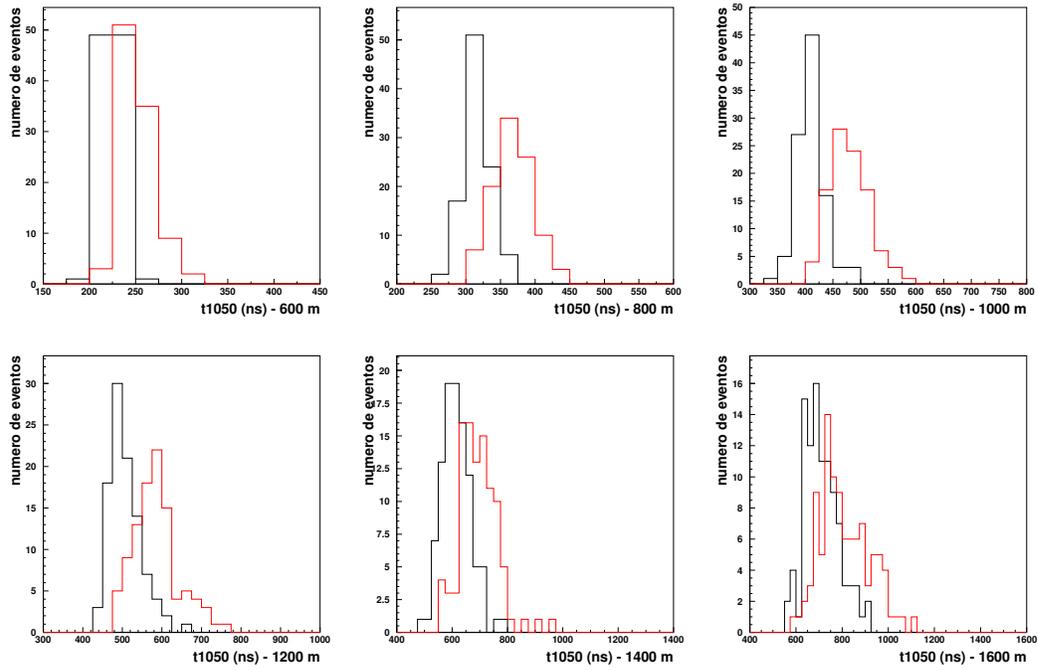


Figura 4.14: t_{10-50} para primários com energia 1×10^{20} eV. Simulador: CORSIKA.

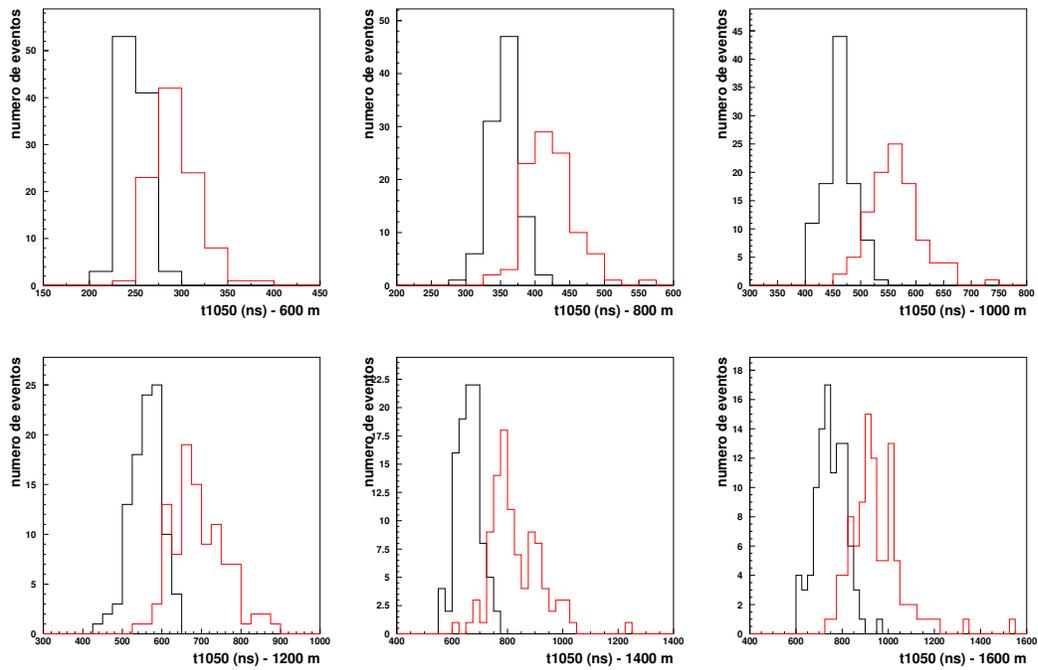


Figura 4.15: t_{10-50} para primários com energia 1×10^{20} eV. Simulador: AIRES.

4.3.1 Análise por diagramas de Neyman-Pearson

Para qualificar a separação entre as distribuições, nós usamos os diagramas de Neyman-Person (Apêndice D). Estes diagramas constituem uma forma simples de análise estatística usada para caracterizar duas distribuições distintas. A soma das distribuições é tomada como um sinal total, sendo uma delas caracterizada, arbitrariamente, como “sinal”, e outra como “ruído”. O diagrama fornece a informação de quanto o ruído “contamina” o sinal. No nosso caso, tomamos a distribuição para ferro como sendo o “sinal”(eixo y), e a distribuição para próton como sendo o “ruído”(eixo x).

Os diagramas 4.16, 4.17, 4.18 e 4.19, mostrados a seguir, representam ajustes para os pontos obtidos diretamente da integração *bin a bin* das distribuições de t_{10-50} ; no caso do CORSIKA, (figuras 4.16 e 4.17), e do AIRES, (4.18 e 4.19), fixando-se, em cada caso, a energia ou a distância ao centro do chuveiro, respectivamente. O método de ajuste usado foi o de regressão não-linear a partir de uma função pré-definida. As funções usadas foram: $y = a + b \log(x)$, $y = ax^b$, e polinômios de 2ª até 7ª ordem. Para as distâncias 200 e 400 metros, havia apenas 2 pontos, o que não possibilitaria ajuste. A partir de 600 metros do centro do chuveiro, as distribuições apresentam pelo menos de 3 a 4 pontos, tornando possível o ajuste. Como a qualidade do ajuste depende do número de pontos da curva, à medida que a distância ao centro do chuveiro aumenta, o ajuste se torna mais confiável.

Nas figuras 4.16 e 4.18, pode ser observado que a caracterização da separação é distinta entre os dois simuladores utilizados. Para o CORSIKA a separação entre próton e ferro é menor do que para o AIRES.

Há uma tendência dessa separação ser regida por uma hierarquia em relação a distância; quanto maior a distância ao centro do chuveiro maior a separação (lembramos que os diagramas de Neyman-Pearson levam em consideração a flutuação das distribuições, intrinsicamente). Esta hierarquia está mais visível nas figuras 4.16 - para CORSIKA, com exceção das figura embaixo a direita e a esquerda. O mesmo acontece com o AIRES. A curva correspondente a distância de 1000 metros do centro do chuveiro, possui maior flutuação nos resultados de ambos os simuladores.

Quando fixamos a distância ao centro do chuveiro observamos uma hierarquia em relação a energia; quanto maior a energia maior a separação entre próton e ferro (figuras 4.17 - CORSIKA, e 4.19 - AIRES). Essa hierarquia se torna mais aparente a partir de 800 metros para o CORSIKA e 1000 metros para o AIRES.

CORSIKA

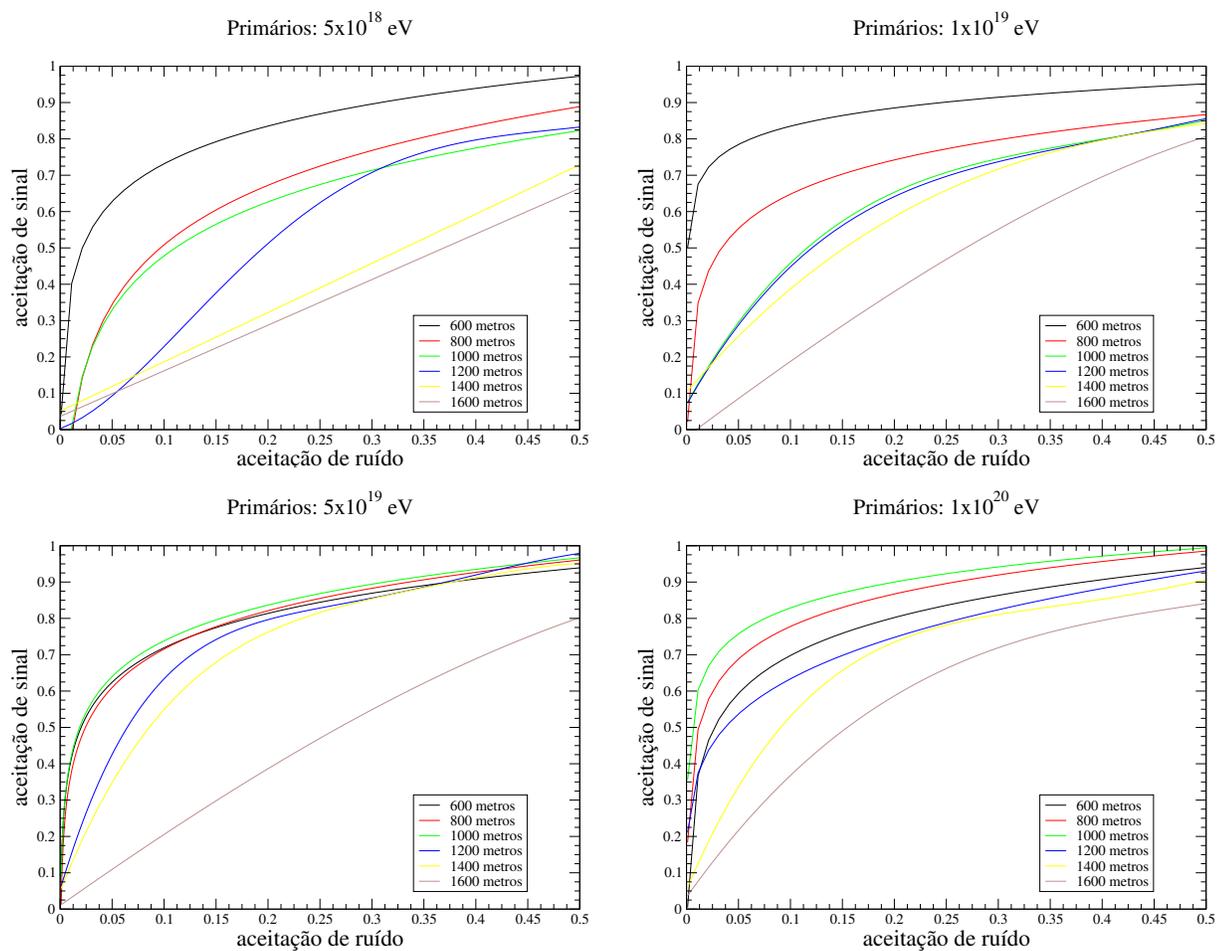


Figura 4.16: Análise por diagramas de Neyman-Pearson, fixando a energia e variando a distância ao centro do chuveiro. Simulador: CORSIKA

CORSIKA

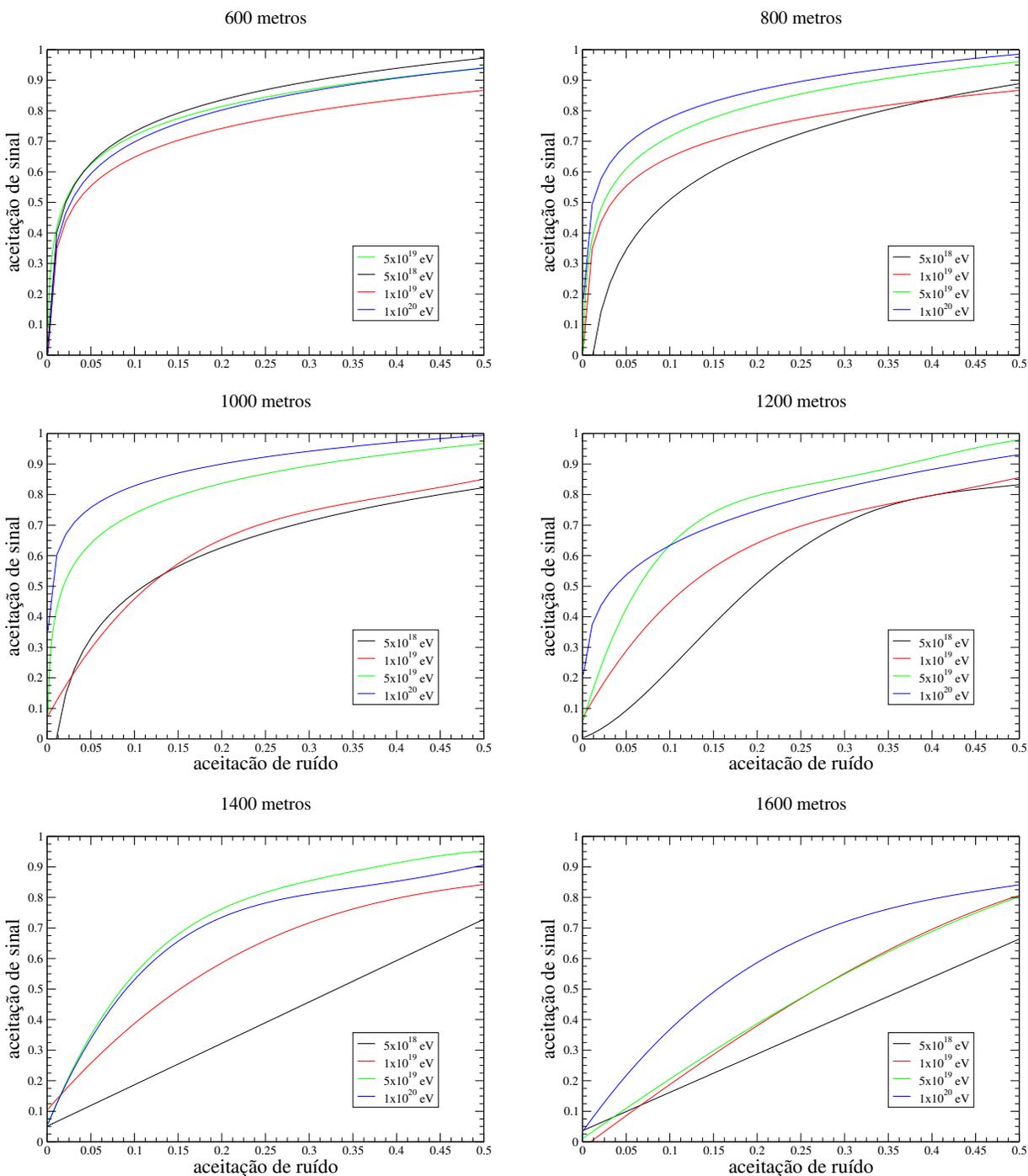


Figura 4.17: Análise por diagramas de Neyman-Pearson, fixando a distância ao centro do chuveiro e variando a energia. Simulador: CORSIKA

AIRES

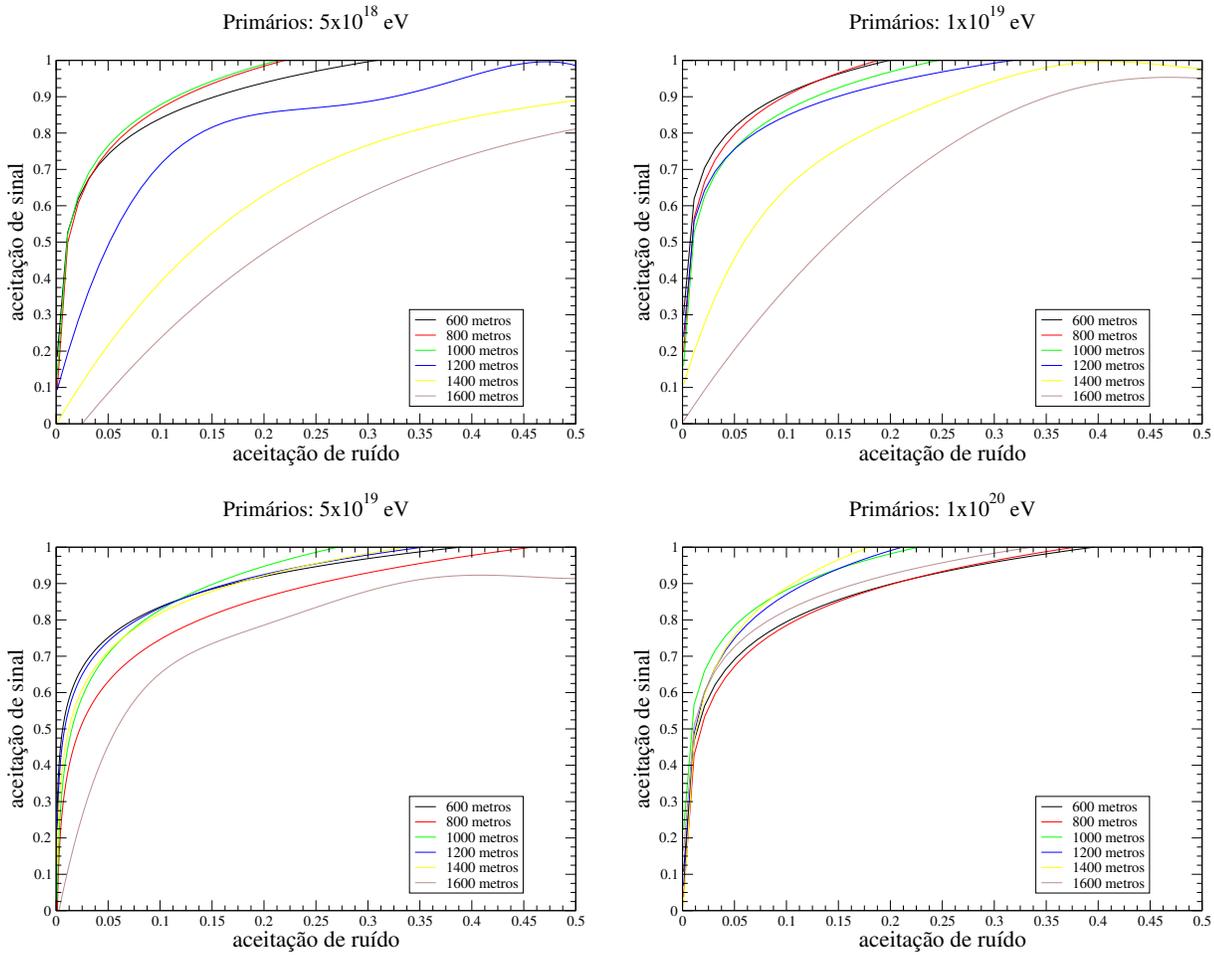


Figura 4.18: Análise por diagramas de Neyman-Pearson, fixando a energia e variando a distância ao centro do chuveiro. Simulador: AIRES

AIRES

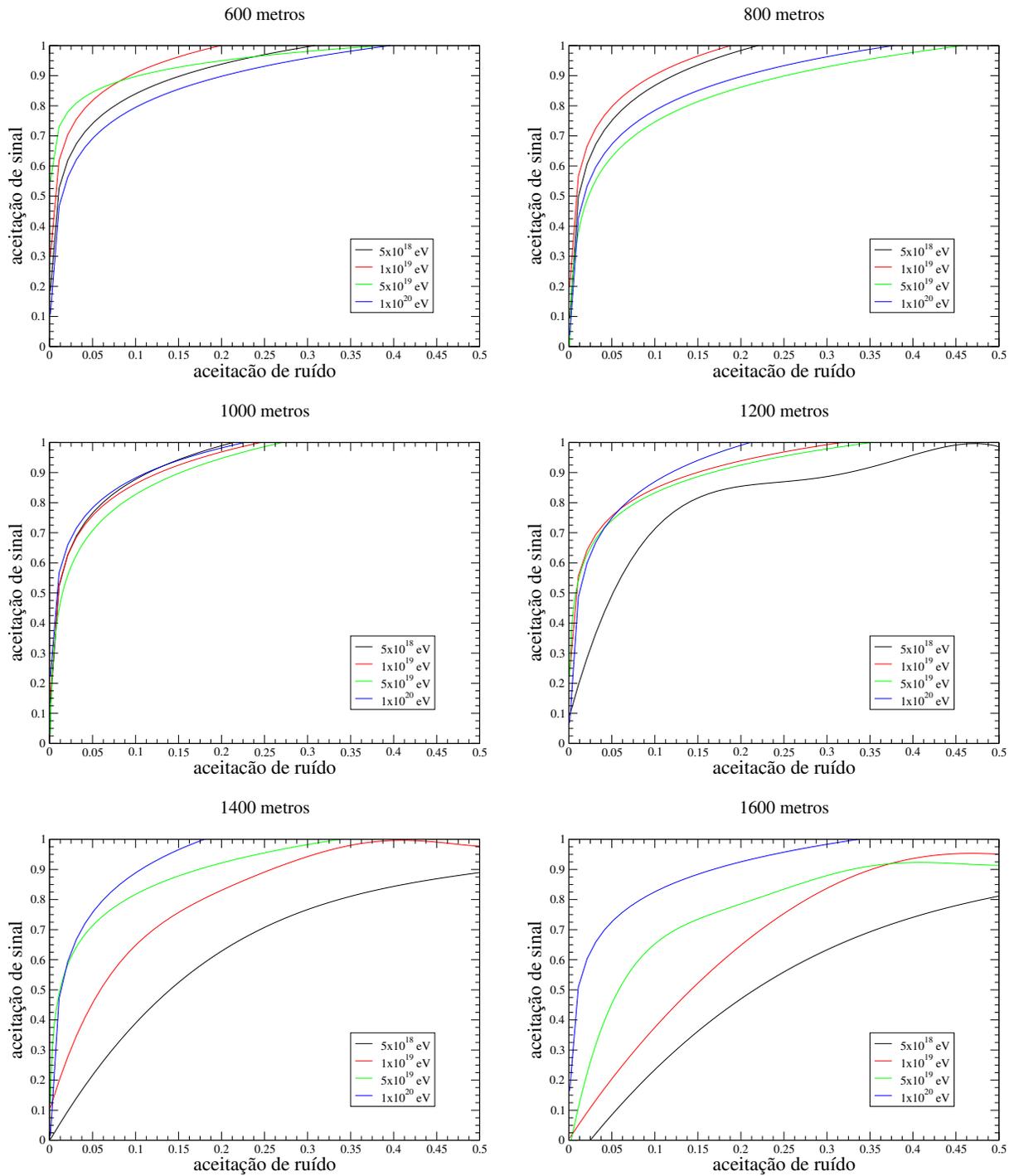


Figura 4.19: Análise por diagramas de Neyman-Pearson, fixando a distância ao centro do chuveiro e variando a energia. Simulador: AIRES

4.4 Médias e desvios padrão dos parâmetros t_{10-50} , t_{10-90} , t_{50-90} e ρ_{local} de chuueiros simulados com energias entre 5×10^{18} e 1×10^{20} eV.

As médias de t_{10-50} foram obtidas a partir das distribuições mostradas na seção anterior. As médias de t_{10-90} , t_{50-90} e ρ_{local} também foram obtidas de distribuições similares, sendo apresentadas nas figuras 4.20 (CORSIKA) e 4.21 (AIRES).

Não há grandes diferenças em relação aos resultados obtidos com o CORSIKA e o AIRES, no que diz respeito aos parâmetros analisados nesta seção.

Para t_{10-50} , a partir de 600 m do centro do chuueiro, as separações entre ferro e próton começam a ser maiores que 25 ns, e esta é a resolução da eletrônica dos tanques Cherenkov do Observatório Auger. A 1600 m, a separação chega a 100 ns para as energias estudadas; ou seja, as separações entre ferro e próton, em média, aumentam com a distância ao centro do chuueiro. Entretanto, deve-se ressaltar que o desvio padrão aumenta numa proporção maior, sendo aproximadamente 25 ns a 600 m e chegando a 250 ns a 1600 m; esta flutuação encobre a separação ferro-próton, tornando impossível a distinção (ver figuras 4.22 e 4.23).

Para t_{10-90} e t_{50-90} , as considerações são as mesmas, porém as flutuações são bem maiores quando comparadas a t_{10-50} .

ρ_{local} apresenta separação com pouca flutuação, porém da ordem de grandeza de $1 \text{ V.E.M.}/m^2$, insuficiente para medidas confiáveis.

CORSIKA

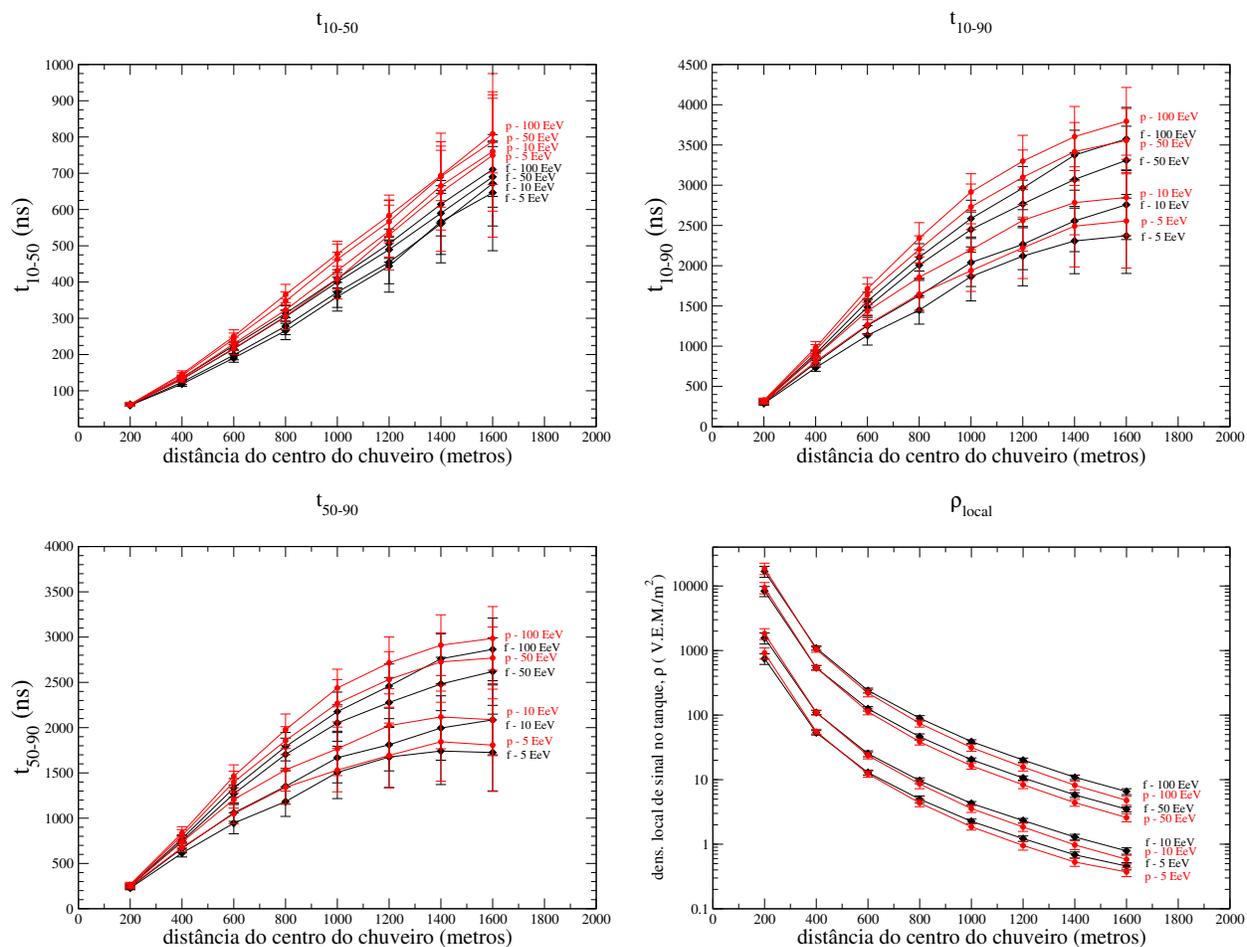


Figura 4.20: Valores médios de t_{10-50} , t_{10-90} , t_{50-90} e ρ_{local} para primários com energia entre 5×10^{18} e 1×10^{20} eV. Simulador: CORSIKA

AIRES

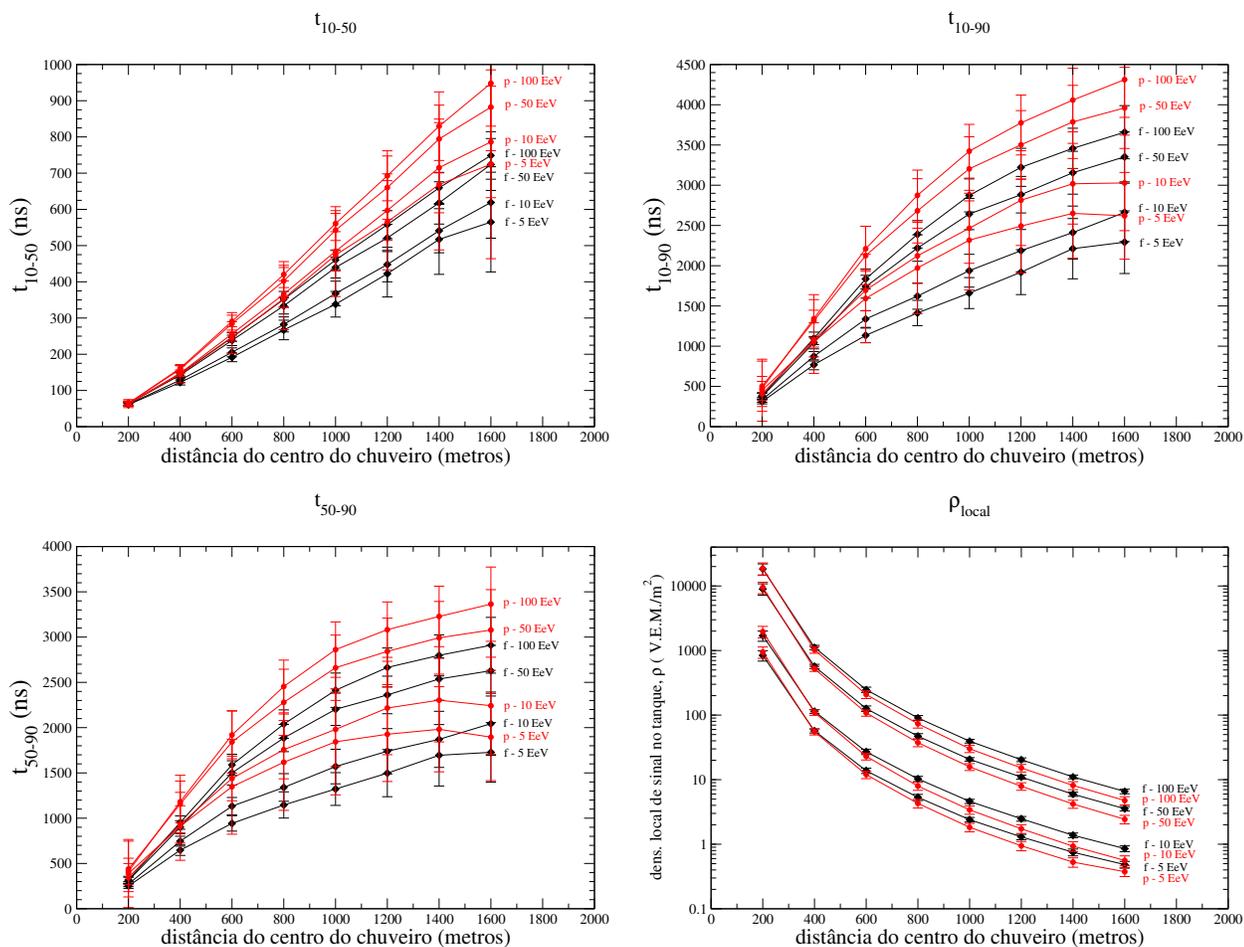


Figura 4.21: Valores médios de t_{10-50} , t_{10-90} , t_{50-90} e ρ_{local} para primários com energia entre 5×10^{18} e 1×10^{20} eV. Simulador: AIRES

4.5 Estudo dos erros relacionados às médias e desvios padrão para t_{10-50} , t_{10-90} , t_{50-90} e ρ_{local} para chuviros simulados com primários entre 5×10^{18} e 1×10^{20} eV.

Para os parâmetros t_{10-50} , t_{10-90} e t_{50-90} , em geral, o desvio padrão aumenta com distância e diminui com a energia. Já para ρ_{local} , o desvio padrão diminui com a distância ao centro do chuveiro e aumenta com a energia. As figuras 4.22 (CORSIKA) e 4.23 (AIRES) ilustram tal comportamento, para os quatro parâmetros.

Nesta seção, é interessante notar a diferença entre CORSIKA e AIRES para os parâmetros t_{10-90} e t_{50-90} . Como estes são os parâmetros sensíveis à componente eletromagnética (em teoria), a diferença entre os desvios padrão poderia identificar uma descrição diferente para esta componente (ver seção 2.6).

CORSIKA - ERRO

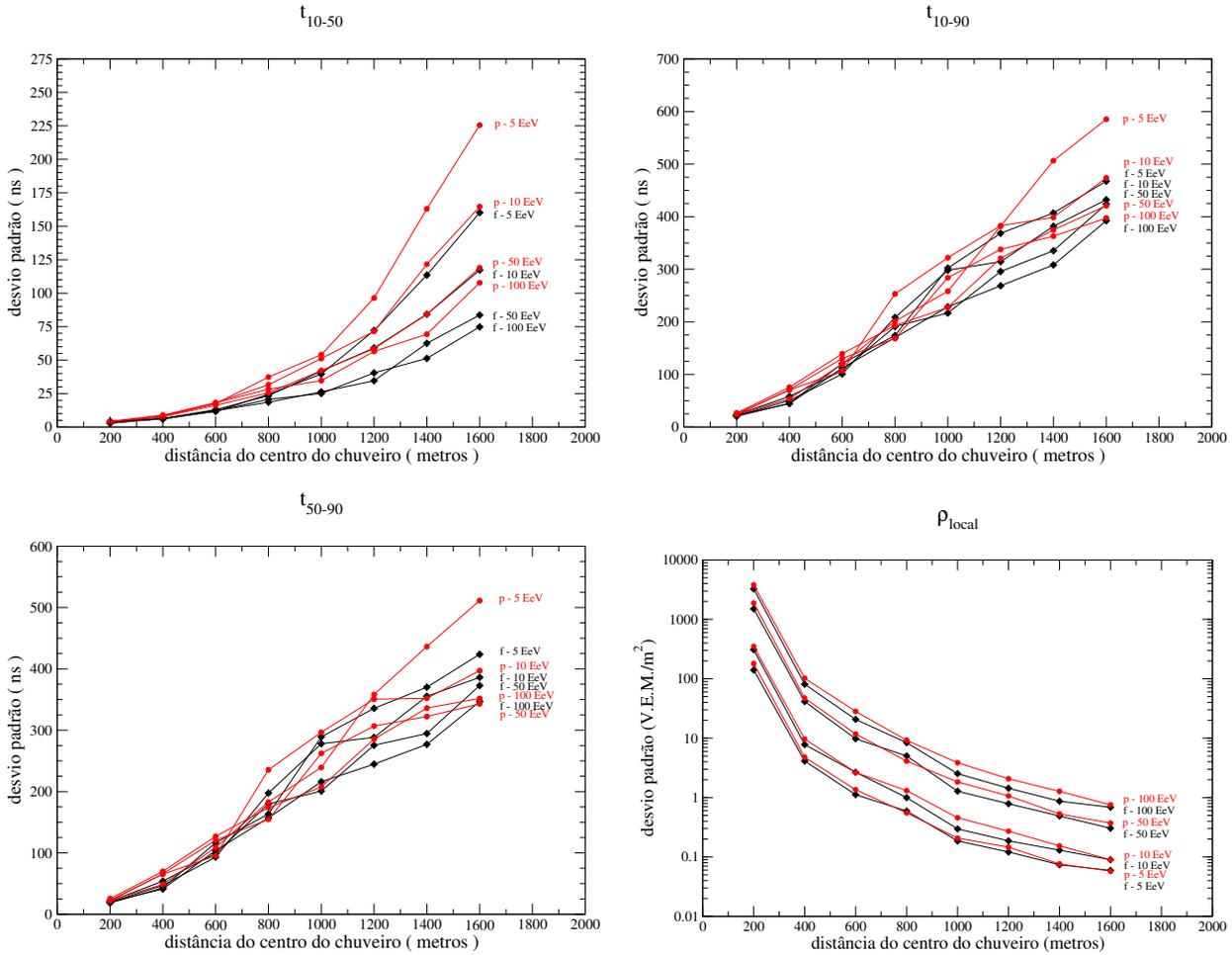


Figura 4.22: Desvio padrão *versus* t_{10-50} , t_{10-90} , t_{50-90} e ρ_{local} , para primários com energia entre 5×10^{18} e 1×10^{20} eV. Simulador: CORSIKA.

AIRES - ERRO

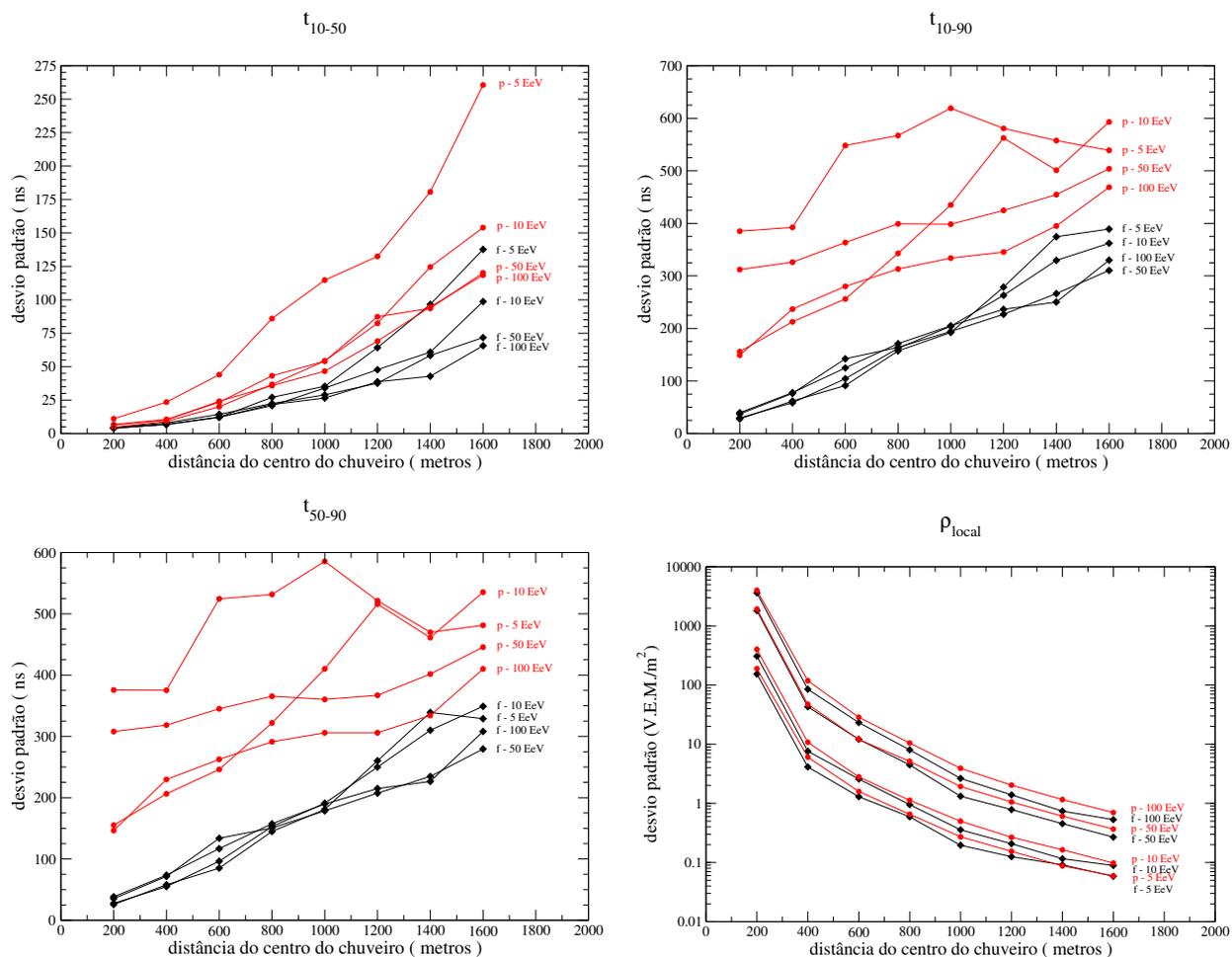


Figura 4.23: Desvio padrão *versus* t_{10-50} , t_{10-90} , t_{50-90} e ρ_{local} , para primários com energia entre 5×10^{18} e 1×10^{20} eV. Simulador: AIRES.

4.6 Comparação entre os valores de t_{10-50} obtidos por simulação e a partir de dados coletados no *Engineering Array* do Observatório Pierre Auger

No período de janeiro de 2002 a maio de 2003, centenas de eventos foram coletados.

Havia um debate, dentro da colaboração Auger, sobre o número mínimo de estações acionadas necessário para se fazer uma reconstrução confiável. Primeiramente, estabeleceu-se três estações; depois da comparação de dados reconstruídos com vários resultados de simulação, chegou-se ao número mínimo de 4 estações acionadas. Antes de se chegar a estas conclusões, boa parte das análises já haviam sido feitas incluindo eventos com três estações. Apresento, portanto, as duas situações nesta seção.

Foram coletados 819 eventos classificados com energias entre 2.5 e 7.5 10^{18} eV e ângulo zenital entre 25 e 35 graus, incluindo eventos com três estações.

Para cada distância ao centro do chuveiro, considerada neste trabalho (200, 400, 600, 800, 1000, 1200, 1400 e 1600 metros), estabelecemos que os parâmetros simulados seriam obtidos evento a evento com a condição de que a estação acionada estivesse no intervalo de ± 50 metros de uma dessas distâncias. Caso houvesse mais de uma estação correspondente a uma mesma distância, seria tomada a média dos parâmetros obtidos em cada estação. Convém notar que, para dados simulados nestes termos, cada distância sempre possui o mesmo conjunto de dados.

4.6.1 Análise arbitrária

Primeiramente, foi feita uma análise arbitrária com os dados reais. Isto significa que aplicamos os mesmos critérios mencionados acima, porém sem se preocupar se o conjunto de eventos era o mesmo para todas as distâncias. Os resultados da análise dos eventos reais se mostram não coincidentes com os resultados da análise dos eventos simulados. Esse resultados estão mostrados nas figuras 4.25.

Durante o período de análises, surgiu uma discussão, na colaboração Auger, sobre a parte positiva e negativa do chuveiro, figura 4.24. As partículas que chegam antes do centro do chuveiro, portanto com tempo de acionamento negativo das estações, compõem a chamada parte negativa do chuveiro; as partículas que chegam depois, a parte positiva do chuveiro.

Nas simulações da rede, utilizando novamente os mesmos critérios, passamos a fazer a seleção das estações que possuíssem tempo de acionamento negativo ou positivo. Podemos, então, falar de t_{10-50} positivo e negativo.

É interessante notar que a componente negativa se encontra sempre acima da componente

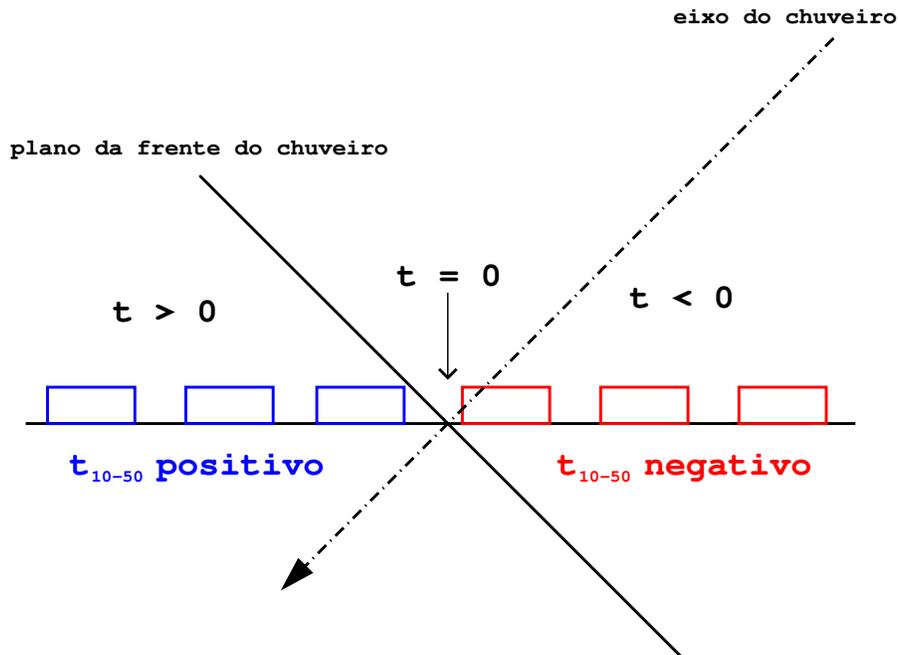


Figura 4.24: Representação da parte “positiva” e “negativa” de um chuveiro atmosférico extenso.

positiva, tanto para próton quanto para ferro. O mesmo acontece para eventos reais incluindo três estações. Já para eventos reais, com no mínimo quatro estações acionadas, há uma flutuação entre a componente negativa e positiva, provavelmente devida ao pequeno número de eventos. Estes dados simulados são comparados aos dados de análise arbitrária na figura 4.25 (alto à direita).

4.6.2 Análise para um mesmo tanque

Fizemos também uma simulação dos parâmetros, considerando os chuveiros observados sempre pelo mesmo tanque, usando as mesmas distâncias definidas acima. Um tanque qualquer da rede simulada foi escolhido, e os conjuntos de 100 chuveiros de próton e 100 de núcleo de ferro foram “jogados” na rede a distâncias diferentes deste tanque. Os critérios de seleção de eventos foram os mesmos mencionados acima.

O conjunto de eventos simulados, aparentemente, é adequada aos conjuntos de eventos reais. É interessante notar que alguns tanques possuem maior flutuação, figura 4.26 - alto a esquerda.

Os tanques Carmen e Miranda estão distanciados de apenas 10 m um do outro¹, portanto são

¹A colocação de dois tanques próximos um ao outro possui o intuito de fornecer informações sobre flutuações experimentais da rede de tanques Cherenkov [49]

considerados como sendo apenas um tanque. Assim, os dados coletados por eles, deveriam ser, a princípio, similares entre si; porém não é o que se observa na figura 4.26 - alto a direita, principalmente a distâncias maiores que 1000 metros do centro do chuveiro. Provavelmente essa incoerência se deve ao tanque Miranda que, desde a sua instalação, tem tido problemas com uma de suas fotomultiplicadoras.

As figuras (4.26 - embaixo a esquerda e a direita) foram incluídas para melhor visualizar a comparação entre os eventos reais e os simulados.

4.6.3 Conjuntos com os mesmos eventos

A análise arbitrária dos eventos reais, como descrita acima, impossibilita uma comparação com os eventos simulados neste trabalho.

Numa tentativa de fazer uma comparação coerente entre dados reais e simulados, aplicamos o critério de conjuntos com os mesmos eventos. Selecionamos, dentre os eventos reais, eventos que possuíssem, no mínimo, duas estações a diferentes distâncias do centro do chuveiro. As cores identificam conjuntos de eventos com estações nos mesmos intervalos de distância ao centro do chuveiro, aplicando-se o mesmo critério utilizado nas seções anteriores. Os resultados se encontram na figura 4.27.

Utilizando-se esse critério de seleção, o número de eventos reais selecionados foi extremamente pequeno, impossibilitando, assim, uma análise estatística confiável. Portanto, falando-se apenas sobre tendências, aparentemente, os eventos simulados tendem a ser mais adequados aos eventos reais quando há pelo menos um tanque acionado a distâncias menores que 600 metros e outro acionado a distâncias maiores que 1000 metros do centro do chuveiro (figuras 4.27 - alto a esquerda, alto a direita e centro a esquerda).

t_{10-50} - Análise arbitrária

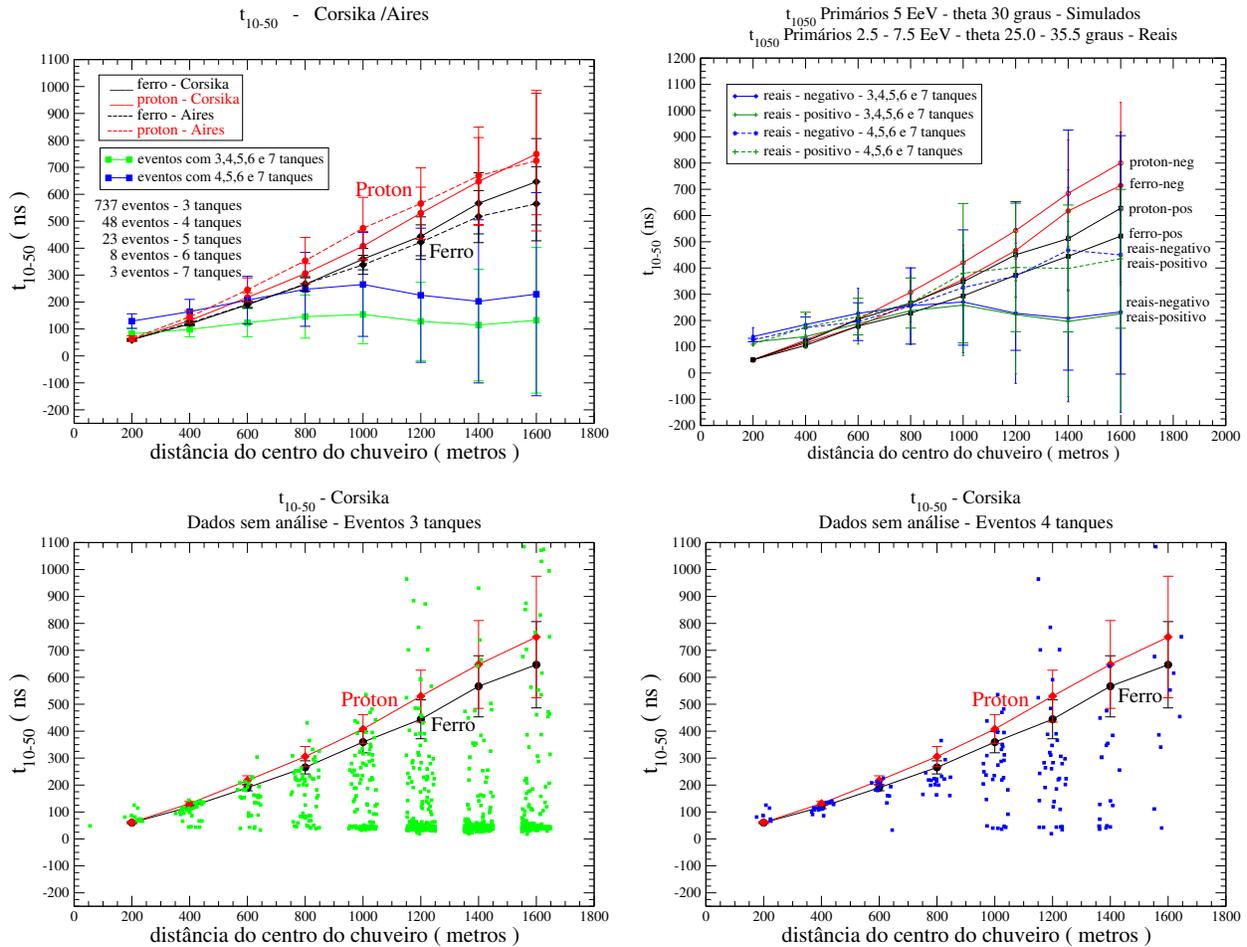


Figura 4.25: Dados simulados e reais para t_{10-50} - análise arbitrária. No alto à esquerda: dados simulados CORSIKA/AIRES e dados reais com 3 e 4 estações. No alto à direita: análise de t_{10-50} positivo/negativo. Embaixo à esquerda: dados reais (3 estações) sem análise. Embaixo à direita: dados reais (4 estações) sem análise.

t_{10-50} relativo a um mesmo tanque

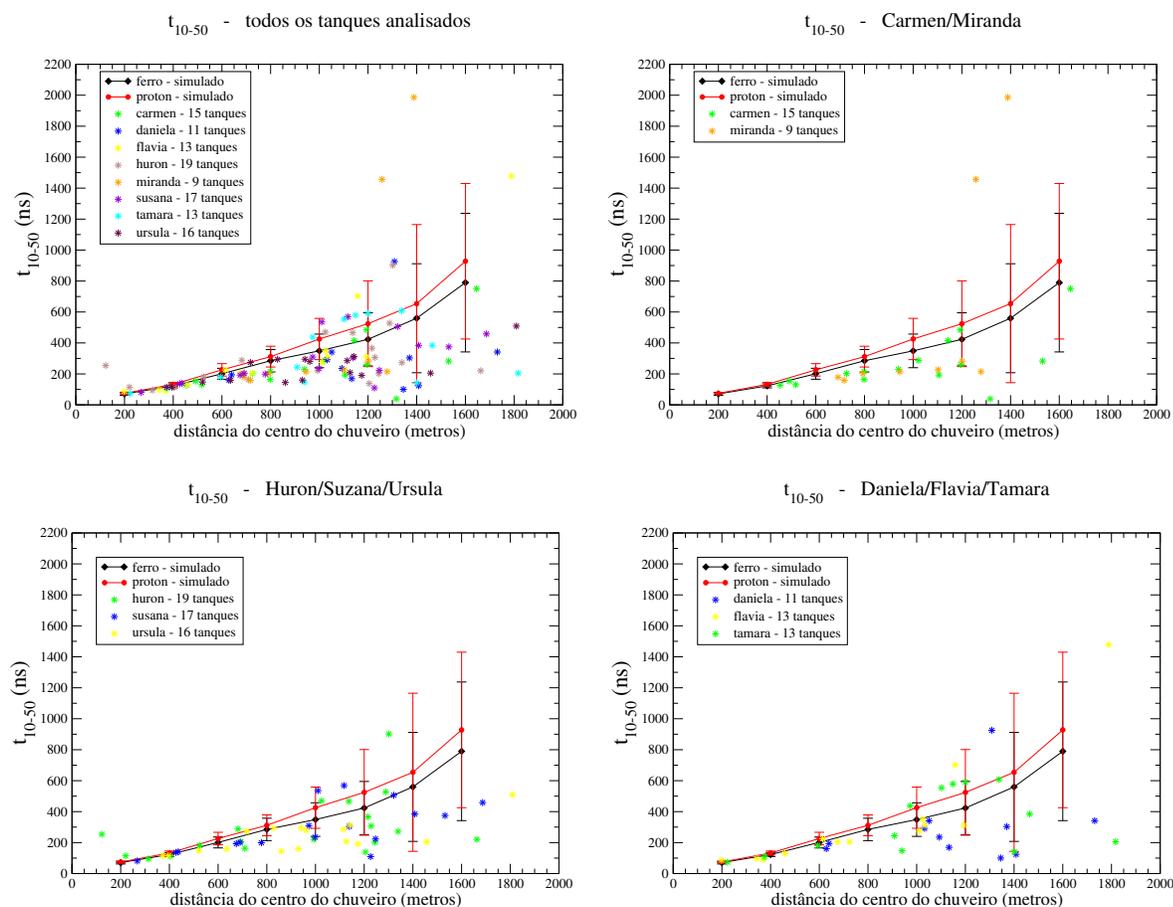


Figura 4.26: Dados simulados e reais para t_{10-50} relativo a um mesmo tanque. No alto à esquerda: conjunto de todos os dados reais. No alto à direita: dados das estações Carmen e Miranda. Embaixo à esquerda: dados com mais eventos. Embaixo à direita: dados com menos eventos.

t_{10-50} - Conjuntos com os mesmos eventos

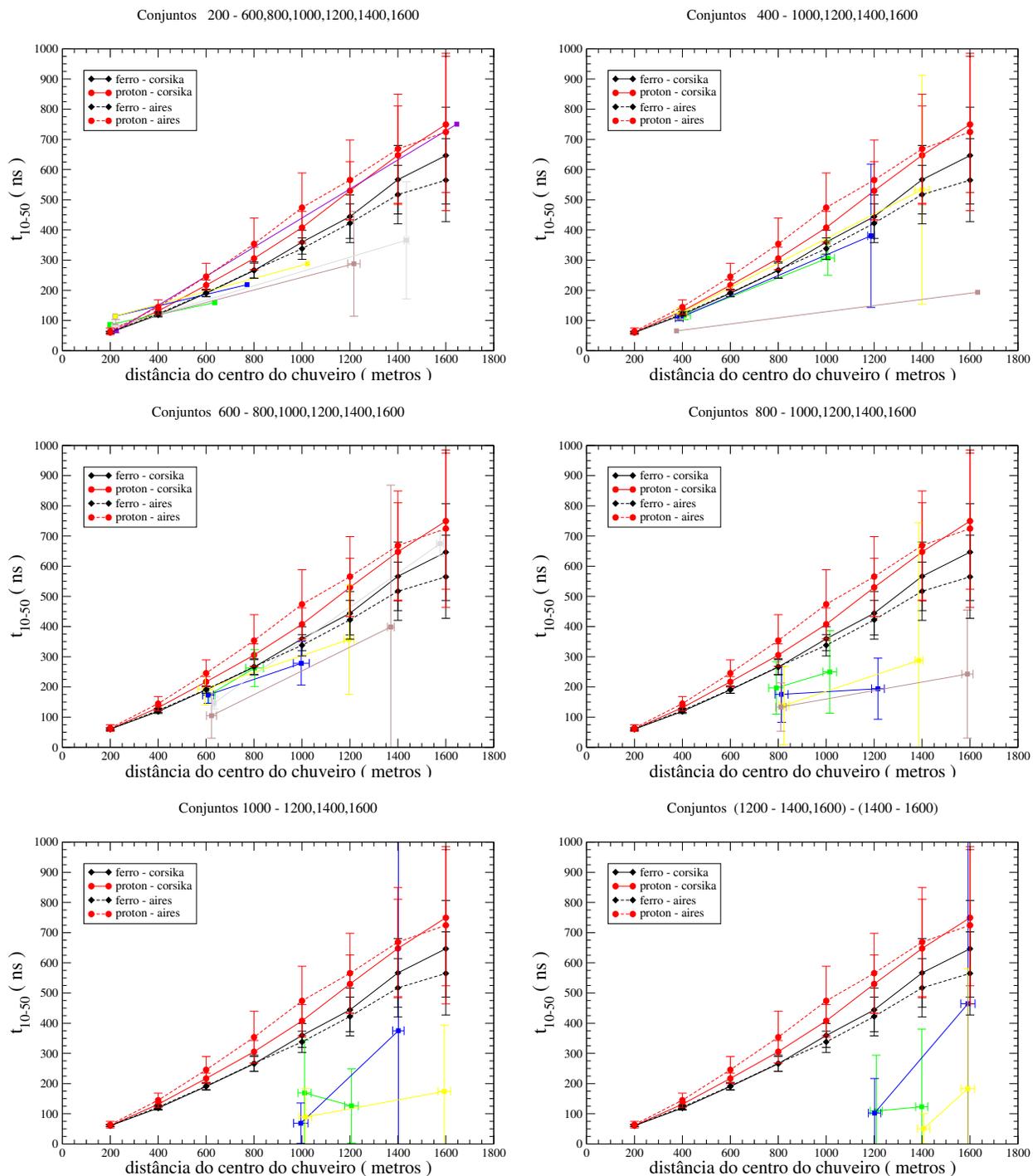


Figura 4.27: Dados simulados e reais para t_{10-50} ; linhas contínuas vermelhas: próton-CORSIKA, linhas contínuas pretas: ferro-CORSIKA, linhas tracejadas vermelhas: próton-AIRES, linhas tracejadas pretas: ferro-AIRES. Conjuntos de mesmo eventos.

Capítulo 5

Conclusões

- O parâmetro X_{max} mostrou-se importante para a estimativa da composição do primário. É necessário, no entanto, ressaltar que os dados analisados não foram submetidos à simulação da detecção; portanto, não expressam a realidade física dos detectores de fluorescência do Observatório Auger. Atualmente, a colaboração está em fase final de desenvolvimento de um simulador do detector de fluorescência (FDSim).
- Os parâmetros t_{10-90} e t_{50-90} analisados mostraram separação entre próton e ferro, mas as flutuações ao longo da distribuição lateral não permitem considerá-los bons parâmetros para estimar a composição do primário.
- O t_{10-50} mostrou-se capaz de separar chuviros “leves” (tendendo a próton) de “pesados” (tendendo a ferro). Entretanto, as flutuações são maiores do que esta separação, tornando-o igualmente incapaz de fazer esta estimativa com confiabilidade.
- As tendências das flutuações se mostraram diferentes nos parâmetros t_{10-90} e t_{50-90} para os códigos CORSIKA E AIRES. Isto pode ser atribuído à diferença na descrição da componente eletromagnética feita nos dois simuladores.
- Os diagramas de Neyman-Pearson nos fornecem uma medida do “grau” de separação das distribuições. Também foi possível observar padrões de comportamento do parâmetro t_{10-50} em relação à distância do centro do chuviro e energia do primário. No entanto, dependem dos ajustes, que por sua vez são dependentes do número de pontos da curva analisada. Isso mostra a necessidade de realizar simulações com maior número de eventos para um tratamento, dos dados, com melhor estatística .
- O uso dos dados experimentais não permitiu uma conclusão, por causa do número pe-

queno de eventos detectados confiáveis, que podem ser correlacionados aos dados simulados. Pode-se, apenas, levantar tendências; percebeu-se, por exemplo, a necessidade de se ter, pelo menos, um tanque acionado perto do centro do chuveiro e um à distância de pelo menos 1000 metros do centro do chuveiro, em um mesmo evento, a fim de que os dados reais se tornem comparáveis aos dados simulados.

- Para os dados analisados, é necessário ainda considerar os efeitos das flutuações artificiais introduzidas pelo *thinning* (simulação do chuveiro) e o *unthinning* (simulação da rede de tanques).
- No sentido de aprimorar as simulações, há a possibilidade de gerar chuveiros sem *thinning* no CENAPAD (Centro Nacional de Processamento de Alto Desempenho). Este centro possui capacidade de processamento e armazenamento de dados superior à da rede computacional utilizada no DRCC/IFGW/UNICAMP. Uma vez feita a simulação de chuveiros sem *thinning*, estes seriam inseridos no programa de simulação de tanque Cherenkov de autoria do Dr. Hélio Nogima, membro do grupo Auger de Campinas. Este programa está escrito em Linguagem C++, utiliza as bibliotecas do GEANT4 e é capaz de simular um tanque Cherenkov mais próximo da realidade do Observatório Auger.
- Como trabalhos futuros, há a sugestão da utilização da curvatura da frente do chuveiro como possibilidade de estudos da composição do primário.

Apêndice A

Radiação Cherenkov

Uma partícula carregada em movimento uniforme numa linha reta no espaço livre não irradia. Mas uma partícula se movendo com velocidade constante através de um meio material pode irradiar se sua velocidade for maior do que a velocidade da luz naquele meio. Tal radiação foi primeiro observada por P. A. Cherenkov e S. I. Vavilov e teoricamente interpretada por I.E.Tamm e I.M.Frank (1937) [17] e [18].

A emissão de radiação Cherenkov é um fenômeno que envolve um grande número de átomos de um meio cujos elétrons são acelerados por campos de partículas passando por esse meio e emitindo radiação. Por causa deste aspecto coletivo do processo é mais conveniente usar conceitos macroscópicos de constante dielétrica a propriedades individuais dos átomos.

Uma explanação qualitativa do efeito pode ser obtida considerando o campo de partículas rápidas num meio dielétrico como função do tempo. Nós denotamos a velocidade da luz num meio por c e a velocidade da partícula por v .

O número e a frequência da onda eletromagnética propagando-se num meio transparente são relacionados por $k = n\omega/c$, onde $n = \sqrt{\epsilon}$ é o índice de refração, que é real. O meio é considerado isotrópico e não magnético. A frequência da componente de Fourier do campo da partícula se movendo uniformemente na direção- x no meio está relacionada à componente- x do vetor de onda por $\omega = k_x v$. Se essa componente é uma onda se propagando livremente, essas duas relações devem ser consistentes. Desde que $k > k_x$, devemos ter: $v > c/n(\omega)$.

Assim, a emissão dessa radiação de frequência ω ocorre se a velocidade da partícula excede a velocidade de fase da onda no meio em questão.

A figura A.1 mostra a sucessão de campos esféricos de onda para $v < c$ e para $v > c$. Somente para $v > c$ há interferência construtiva de forma a deixar um “rastro” atrás da partícula.

Nomeamos θ como sendo o ângulo entre a direção do movimento da partícula e a direção da

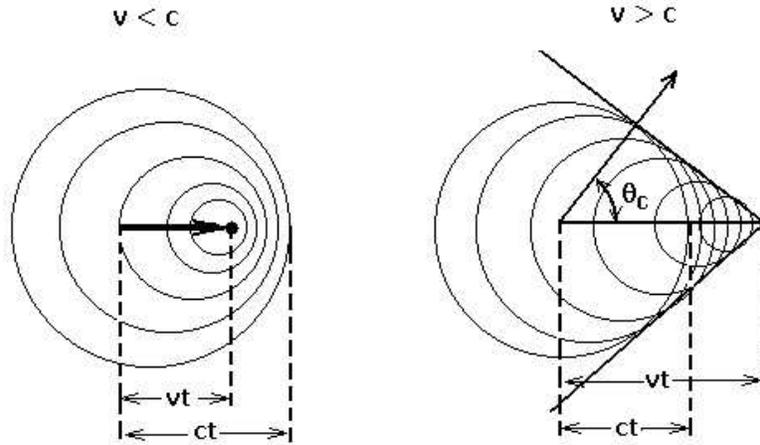


Figura A.1: Partícula se propagando num meio com velocidade $v < c$ e $v > c$.

emissão.

Temos que $k_x = k \cos \theta = (n\omega/c) \cos \theta$ e, desde que $k_x = \omega/v$ encontramos

$$\cos \theta_C = c/nv. \quad (\text{A.1})$$

Essa é a direção de emissão da radiação Cherenkov. A radiação de cada frequência é emitida para frente, e distribuída por toda a superfície do cone com ângulo vertical 2θ .

A emissão de radiação, se ela ocorrer, envolve perda de energia pelo movimento da partícula. Nós iremos encontrar a correspondente parte da energia perdida, e assim determinar a intensidade da radiação Cherenkov.

Partimos das equações de Maxwell. Quando cargas externas (“livres da matéria”) estão presentes numa densidade de volume ρ_{ex} e uma corrente externa com densidade \mathbf{j}_{ex} , as equações são escritas assim:

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \quad \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (\text{A.2})$$

$$\nabla \cdot \hat{\epsilon} \mathbf{E} = 4\pi \rho_{ex} \quad \nabla \times \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \hat{\epsilon} \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{ex}.$$

No presente caso a carga externa e a distribuição de corrente são dadas por:

$$\rho_{ex} = e\delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}t), \quad \mathbf{j}_{ex} = ev\delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}t). \quad (\text{A.3})$$

Nós introduzimos os potenciais escalar e vetorial como:

$$\mathbf{H} = \nabla \times \mathbf{A}, \quad \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \nabla \phi. \quad (\text{A.4})$$

A condição adicional

$$\nabla \cdot \mathbf{A} + \frac{1}{c} \frac{\partial \hat{\epsilon} \phi}{\partial t} = 0 \quad (\text{A.5})$$

é imposta nos potenciais \mathbf{A} e ϕ ; essa é uma generalização da *condição de Lorentz* na teoria de radiação. Então, substituindo A.3 e A.4 em A.2, nós obtemos as seguintes equações para os potenciais:

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \frac{\hat{\epsilon}}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = \frac{4\pi e \mathbf{v}}{c} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}t), \quad (\text{A.6})$$

$$\hat{\epsilon}(\nabla^2 \phi - \frac{\hat{\epsilon}}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2}) = 4\pi e \delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}t).$$

Nós expandimos \mathbf{A} e ϕ como integrais espaciais de Fourier. Tomando as componentes de Fourier das equações A.6, nós temos:

$$k^2 \mathbf{A}_{\mathbf{k}} - \frac{\hat{\epsilon}}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}_{\mathbf{k}}}{\partial t^2} = \frac{4\pi e \mathbf{v}}{c} \exp(-it\mathbf{v} \cdot \mathbf{k}), \quad (\text{A.7})$$

$$\hat{\epsilon}(k^2 \phi_{\mathbf{k}} - \frac{\hat{\epsilon}}{c^2} \frac{\partial^2 \phi_{\mathbf{k}}}{\partial t^2}) = 4\pi e \exp(-it\mathbf{v} \cdot \mathbf{k}).$$

Assim nós vemos que $\mathbf{A}_{\mathbf{k}}$ e $\phi_{\mathbf{k}}$ dependem no tempo através do fator $\exp(-it\mathbf{v} \cdot \mathbf{k})$. Nós de novo colocamos $\omega = \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} = k_x v$, e obtemos

$$\mathbf{A}_{\mathbf{k}} = \frac{4\pi e}{c} \frac{\mathbf{v}}{k^2 - \omega^2 \hat{\epsilon}(\omega)/c^2} e^{-i\omega t}, \quad (\text{A.8})$$

$$\phi_{\mathbf{k}} = \frac{4\pi e}{\hat{\epsilon}(\omega)} \frac{1}{k^2 - \omega^2 \hat{\epsilon}(\omega)/c^2} e^{-i\omega t}.$$

A componente Fourier do campo elétrico é

$$\mathbf{E}_{\mathbf{k}} = i\omega \mathbf{A}_{\mathbf{k}}/c - i\mathbf{k}\phi_{\mathbf{k}} \quad (\text{A.9})$$

A força em função do campo elétrico $\mathbf{F} = e\mathbf{E}$ atuando na partícula é oposta a velocidade \mathbf{v} ; tomemos esta ser na direção-x. Colocando $k_x v = \omega$, $q = \sqrt{(k_y^2 + k_z^2)}$ e trocando $dk_y dk_z$ por $2\pi q dq$, nós podemos escrever a magnitude \mathbf{F} como

$$F = \frac{ie^2}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{q_0} \frac{(\frac{1}{v^2} - \frac{\hat{\epsilon}}{c^2})\omega q dq d\omega}{\hat{\epsilon}[q^2 + \omega^2(\frac{1}{v^2} - \frac{\hat{\epsilon}}{c^2})]} \quad (\text{A.10})$$

De acordo com a equação acima, a perda de energia no intervalo de frequência $d\omega$ é:

$$dF = -d\omega \frac{ie^2}{\pi} \sum \omega \left(\frac{1}{c^2} - \frac{1}{\varepsilon v^2} \right) \int \frac{q dq}{q^2 - \omega^2 \left(\frac{\varepsilon}{c^2} - \frac{1}{v^2} \right)}, \quad (\text{A.11})$$

onde a soma é sobre todos os termos com $\omega = \pm|\omega|$. Nós introduzimos as novas variáveis

$$\xi = q^2 - \omega^2 \left(\frac{\varepsilon}{c^2} - \frac{1}{v^2} \right). \quad (\text{A.12})$$

Então

$$dF = -d\omega \frac{ie^2}{2\pi} \sum \omega \left(\frac{1}{c^2} - \frac{1}{\varepsilon v^2} \right) \int \frac{d\xi}{\xi}. \quad (\text{A.13})$$

Integrando ao longo do eixo real em ξ nós encontramos uma singularidade em $\xi = 0$ (para o qual $q^2 + k_x^2 = k^2$) em algum comportamento, que é determinado pelo fato de que, pela nossa suposição de $\varepsilon(\omega)$ real (meio transparente), tem uma pequena parte imaginária, que é positiva para $\omega > 0$ e negativa para $\omega < 0$. Por conseguinte, ε tem uma pequena parte imaginária negativa ou positiva, e o caminho de integração deveria passar abaixo ou acima do eixo real, respectivamente. Quando o caminho de integração é deslocado do eixo real, nós devemos passar abaixo ou acima do ponto de singularidade, respectivamente. Isso dá uma contribuição a dF , e as partes reais cancelam-se na soma. Integrando por resíduo e, portanto, fazendo o caminho de integração com semicírculos infinitesimais, nós encontramos

$$\sum \omega \int \frac{d\xi}{\xi} = \omega \left\{ \int_{\text{c}} \frac{d\xi}{\xi} - \int_{\text{c}} \frac{d\xi}{\xi} \right\} = 2i\pi\omega. \quad (\text{A.14})$$

Assim a fórmula final é

$$dF = \frac{e^2}{c^2} \left(1 - \frac{c^2}{v^2 n^2} \right) \omega d\omega, \quad (\text{A.15})$$

que é intensidade da radiação no intervalo de frequência para $d\omega$. De acordo com A.1, essa radiação é emitida num intervalo de ângulo igual a

$$d\theta = \frac{c}{v n^2 \sin \theta} \frac{dn}{d\omega} d\omega. \quad (\text{A.16})$$

A intensidade total da radiação é obtida pela integração de A.15 sobre todas as frequências as quais o meio é transparente.

Apêndice B

Produção de Fluorescência na alta atmosfera

O termo fluorescência refere-se aos processos em que átomos absorvem fótons de um comprimento de onda e emitem fótons num comprimento de onda maior. Uma comum aplicação desse efeito está presente na casa de cada família ao redor do mundo: luz fluorescente. Esta foi primeiro introduzida em 1939 no *World's Fair* na cidade de Nova York pela companhia *Interelctric* e oferecida ao público em 1940. Uma corrente elétrica passa através de um bulbo alongado, que então emite luz ultravioleta (UV). Essa emissão é atualmente conhecida como “luminescência” ou “cintilação”. Esses fótons UV são absorvidos pela camada de fósforo do bulbo, que re-emite no visível. Esse processo de re-emissão que é propriamente chamado de “fluorescência”.

A passagem de partículas carregadas num chuvaire atmosférico extenso através da atmosfera resulta numa excitação ionizante das moléculas de gás (a maioria nitrogênio). Cada uma dessas energias de excitação é emitida na forma de radiação visível e invisível.

A Fluorescência aérea, termo adotado pela comunidade de astrofísicos da época, foi primeiro estudada na década de 1960 pelo *Los Alamos National Laboratory (LANL)*, então chamado *Los Alamos Scientific Laboratory*. A técnica foi introduzida como um método para detectar produção de explosões nucleares em testes atmosféricos.

Muitas partículas carregadas são expelidas de uma explosão nuclear, e essas partículas também produzirão cintilação de luz quando passarem pelo ar. A quantidade de luz coletada pode, então, ser usada para estimar a quantidade total de energia liberada pelo dispositivo.

A primeira tentativa para observar chuvaire atmosféricos extensos pela emissão de fluorescência (mais corretamente: luminescência) foi feita pelo grupo de Kenneth Greisen em *Cornell University* em meados de 1960. Nesse grupo também estavam o Dr. Alan Bunner, trabalhando então como

estudante de pós-graduação de Greisen. E Greisen foi o primeiro estudante de pós-graduação de Bruno Rossi, um dos primeiros físicos de radiação cósmica do século 20. Rossi e Greisen trabalharam no projeto Manhattan em Los Alamos durante a Segunda Guerra Mundial. Greisen foi a testemunha ocular do teste *Trinity* e escreveu um documento oficial dessas observações.

Em 1967, o grupo de Greisen construiu um experimento de fluorescência, o detector de imagens de Cornell. Este observou o céu a noite usando 500 fotomultiplicadoras, cada uma correspondendo a um *pixel* cobrindo um ângulo sólido de 0.01 esteradiano (~ 6 graus por 6 graus); divididas em 10 módulos. Cada módulo foi equipado com uma lente de Fresnel com 0.1 m^2 .

O detector de Cornell era disparado quando houvesse coincidência de quaisquer 2 *pixels* adjacentes. Os sinais eram encaminhados para um banco de mostradores de tubo de raios catódicos de 3 polegadas, e registrado num filme de 70 mm. Esse detector operou por vários anos mas não era sensível o suficiente para detectar radiação cósmica de ultra alta energia (10^{19} eV). As lentes de 0.1 m^2 eram muito pequenas para coletar uma quantidade suficiente de luz, e a atmosfera próxima a Nova York é bastante contaminada com vapor d'água e aerossóis [42].

Apêndice C

Divisor de tensão para fotomultiplicadora Photonis XP1805

Durante o período em que esta tese foi escrita um tanque Cherenkov foi enviado ao grupo Pierre Auger da UNICAMP. Quatro fotomultiplicadoras das que estão sendo instaladas no sítio sul do projeto foram compradas para serem instaladas no tanque. Elas foram especialmente projetadas para o Projeto Auger e quando chegaram ainda não havia especificações em manuais para a construção de divisores de tensão adequados.

A XP1805, fabricada pela Photonis, deriva da XP1802. A diferença entre elas é que a XP1805 possui 3 estágios a menos mantendo a mesma área de coleta de fotoelétrons: 9 polegadas. O objetivo é melhorar a máxima linearidade/ganho, ou seja, a resolução da forma do pulso. A Photonis nos forneceu os diagramas de divisores recomendados para as XP1802 de máximo ganho (divisor tipo A) e máxima linearidade/ganho (divisor tipo B). No entanto, para a XP1805 nos foi fornecida apenas a relação de ganhos por estágio para máxima resolução da forma do pulso.

Seguindo os padrões da XP1802 foi feito um divisor do tipo A porém com resistores a menos de forma a se adequar aos estágios da XP1805 e respeitar o limite máximo de corrente de 0,02 mA para uma tensão típica de 1300 V.

A figura C.1 mostra o diagrama esquemático do divisor e as relações de ganho por estágio.

Foram feitos circuitos impressos correspondentes para facilitar o manuseio e evitar o faiscamento que poderia ser produzido entre terminais, figuras C.2 e C.3.

O circuito montado foi colocado em um encapsulamento de alumínio e acomodado mecanicamente.

Os testes com alta tensão forneceram os resultados de ganho para cada estágio, conforme tabela C.1:

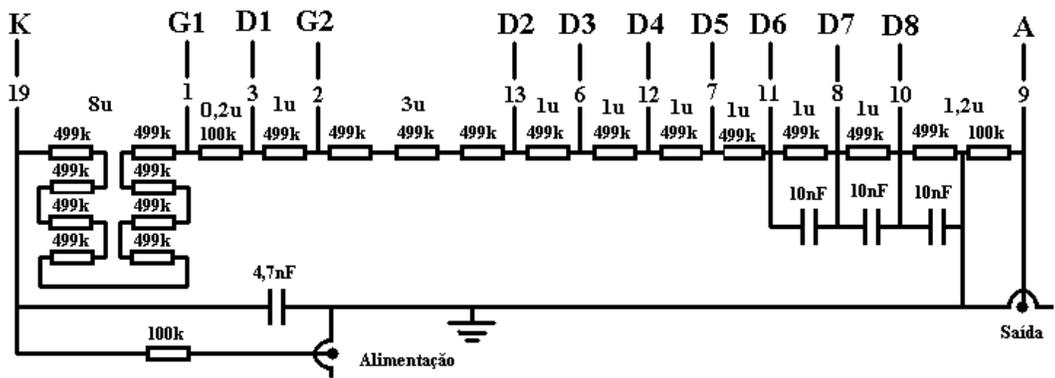


Figura C.1: Esquema elétrico do divisor de tensão para fotomultiplicadora Photonis XP1805. Resistência total: 9,78 Mohms. 8 estágios. K: cátodo, Gn: grade, Dn: dinodo, A: Anodo.

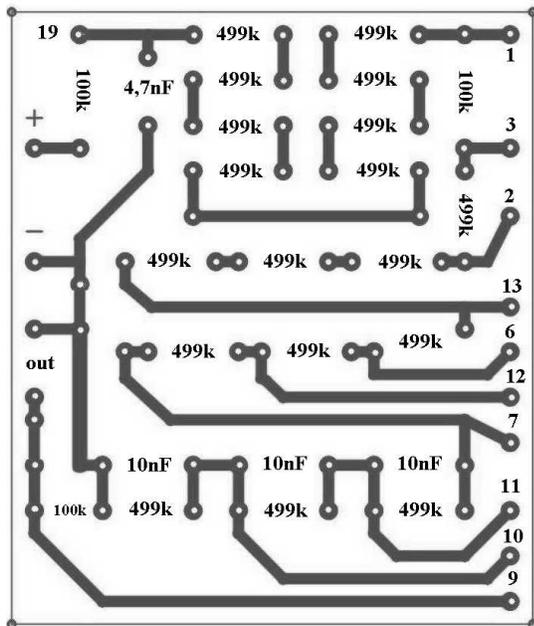


Figura C.2: Circuito impresso do divisor.

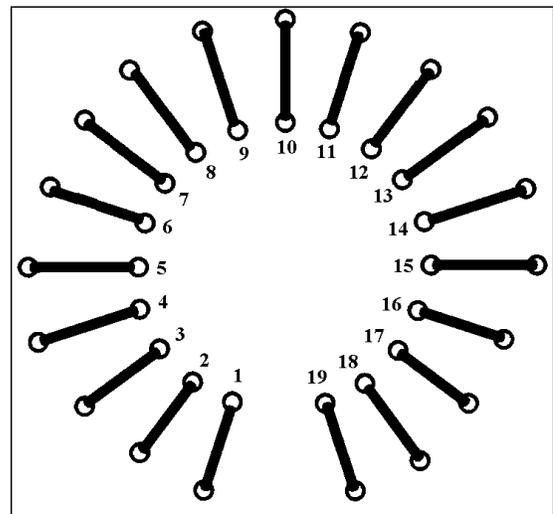


Figura C.3: Circuito impresso do soquete para acoplar o divisor a fotomultiplicadora.

Tensão (Volts)	700		900		1300		1500	
Estágios e Grades	Volts	Ganho	Volts	Ganho	Volts	Ganho	Volts	Ganho
K-G1	290	8,05	372	8,08	537	8,13	617	8,11
G1-D1	7	0,19	9	0,19	12	0,18	14	0,18
D1-G2	36	1,00	47	1,02	66	1,00	76	1,00
G2-D2	109	3,02	139	3,02	200	3,03	230	3,02
D2-D3	36	1,00	46	1,00	66	1,00	76	1,00
D3-D4	36	1,00	46	1,00	66	1,00	76	1,00
D4-D5	36	1,00	46	1,00	66	1,00	76	1,00
D5-D6	36	1,00	46	1,00	66	1,00	76	1,00
D6-D7	36	1,00	46	1,00	66	1,00	76	1,00
D7-D8	36	1,00	46	1,00	66	1,00	76	1,00
D8-A	36	1,00	46	1,00	66	1,00	76	1,00

Tabela C.1: Relação ganho/voltagem do divisor de tensão

Apêndice D

Diagrama de Neyman-Pearson

O diagrama de Neyman-Pearson [73](também chamado de diagrama de qualidade de decisão) usa uma estratégia de decisão otimizada com um único teste estatístico. Amostras de eventos (histogramas) ou funções densidade de probabilidade, figura D.1, são caracterizadas por eventos de sinal (autêntico) e ruído (impostor). Um bom teste estatístico é aquele que fornece informações sobre como distinguir entre os dois.

O primeiro passo é caracterizar a região de *overlap*, figura D.2. Depois estabelece-se um corte na região de *overlap* que separa a região de aceitação (dominada pelo evento sinal) da região de rejeição (dominada pelo ruído).

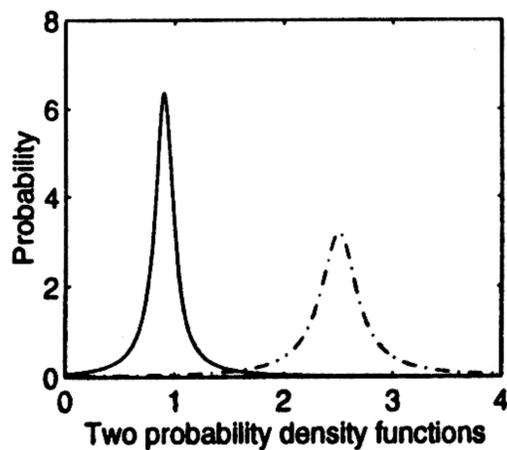


Figura D.1: Exemplo de duas funções densidade de probabilidade.

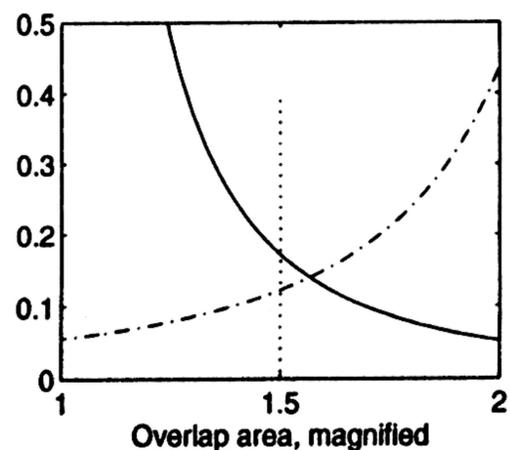


Figura D.2: Área de *overlap* ampliada. Linha cheia: sinal; linha tracejada: ruído.

O diagrama de Neyman-Pearson contém informações de contaminação (eventos de ruído classificados como sinal) versus perdas (eventos de sinal classificados como ruído), ambos como fração da amostra total, figura D.3.

Um teste estatístico ideal fornece uma curva que passa pelo ponto onde ambas, perda e contaminação são zero, isto é, a aceitação é 1 para sinal e zero para ruído.

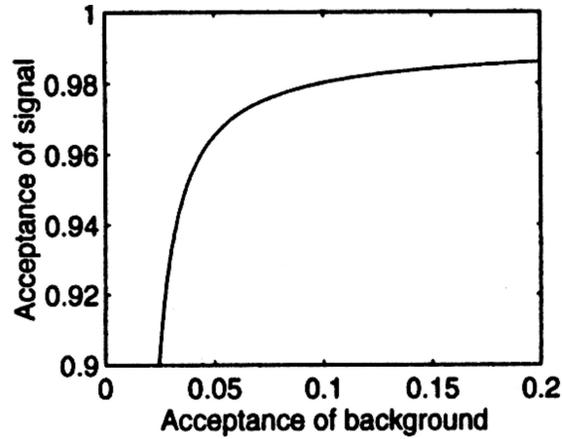


Figura D.3: Diagrama de Neyman-Pearson.

Para um exemplo ilustrativo utilizamos histogramas com duas distribuições distintas, uma para protons e outra para núcleos de ferro, conforme figura D.4. O programa PAW++ [70] foi utilizado para gerar os histogramas e as curvas de ajuste. A partir das funções ajustadas podemos calcular a integral total e a integral ponto a ponto das curvas ajustadas.

O procedimento matemático é simples:

$$\text{aceitação de sinal} = \frac{\int_0^{\text{corte}} \text{sinal}}{\int_{-\infty}^{\infty} \text{sinal}}, \quad \text{aceitação de ruído} = \frac{\int_0^{\text{corte}} \text{ruído}}{\int_{-\infty}^{\infty} \text{ruído}}$$

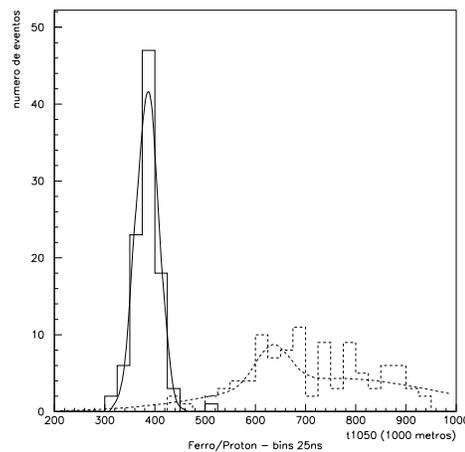


Figura D.4: Histogramas com curvas ajustadas.

As respectivas funções de ajuste são: $K = Ae^{-0.5(\frac{x-B}{C})^2}$ para linha contínua e $L = De^{-0.5(\frac{x-E}{F})^2} + Ge^{-0.5(\frac{x-H}{I})^2}$ para linha tracejada, onde A,B,C,D,E,F,G,H e I são os parâmetros de ajuste. O corte é fixado, no eixo x, em 450 ns.

Então a aceitação de sinal seria: $\frac{\int_{-\infty}^{450} K dx}{\int_{-\infty}^{\infty} K dx}$, $\frac{\int_{-\infty}^{449.9} K dx}{\int_{-\infty}^{\infty} K dx}$, $\frac{\int_{-\infty}^{449.8} K dx}{\int_{-\infty}^{\infty} K dx}$, ...

O mesmo seria válido para aceitação de ruído, apenas trocando K por L.

Colocando os pontos obtidos num gráfico de aceitação de ruído (eixo x) versus aceitação de sinal (eixo y), temos:

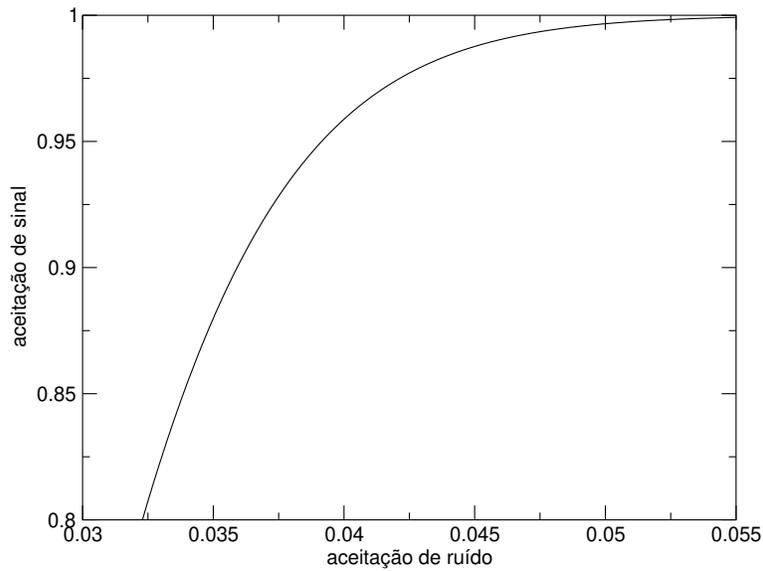


Figura D.5: Aceitação de sinal versus aceitação de ruído.

Apêndice E

Fluxogramas

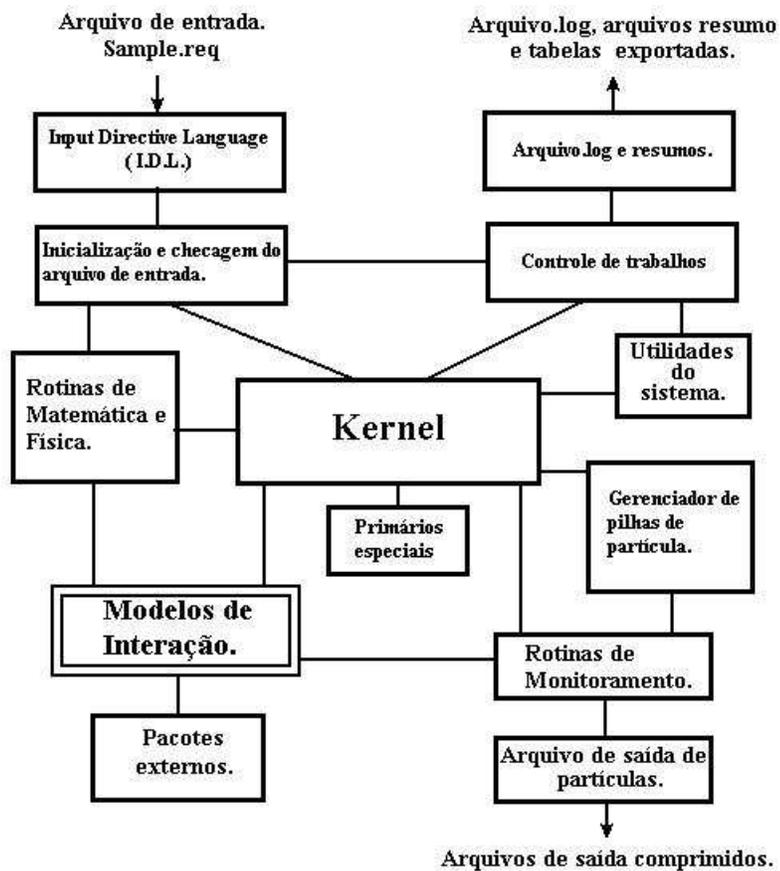


Figura E.1: Fluxograma simplificado do código AIRE

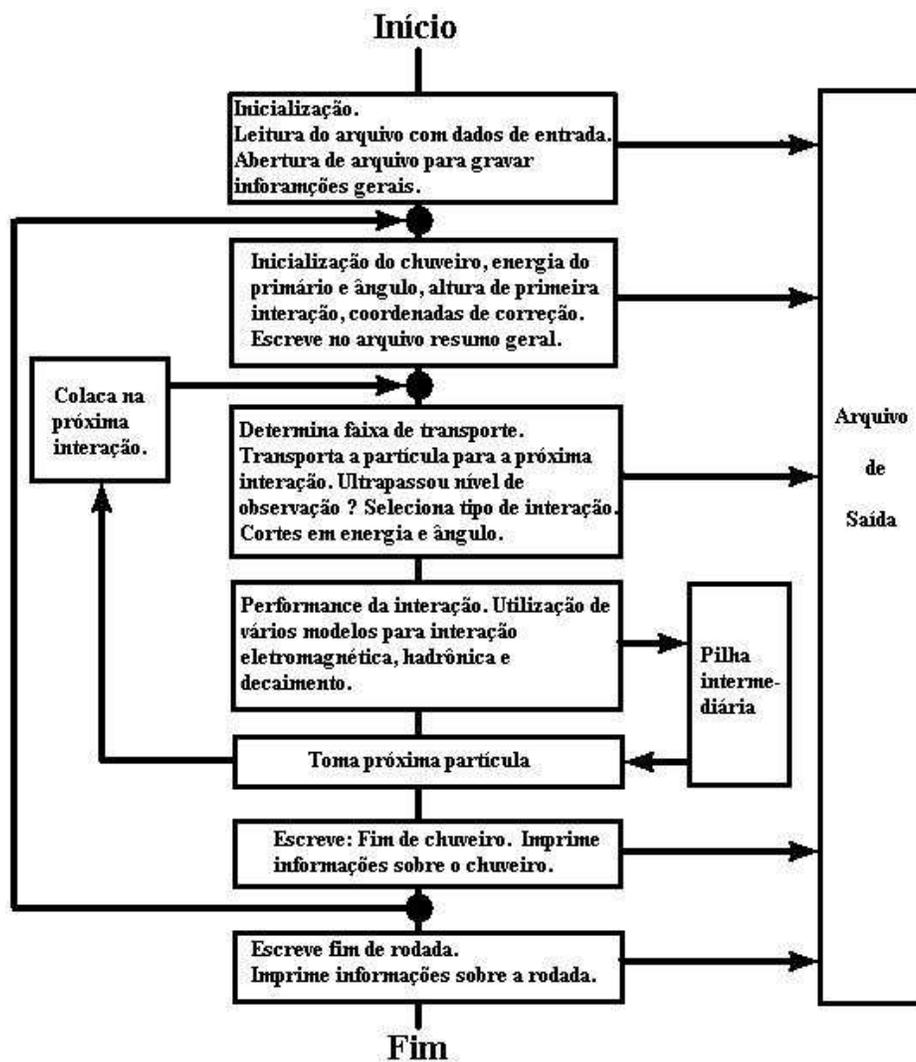


Figura E.2: Fluxograma simplificado do código CORSIKA

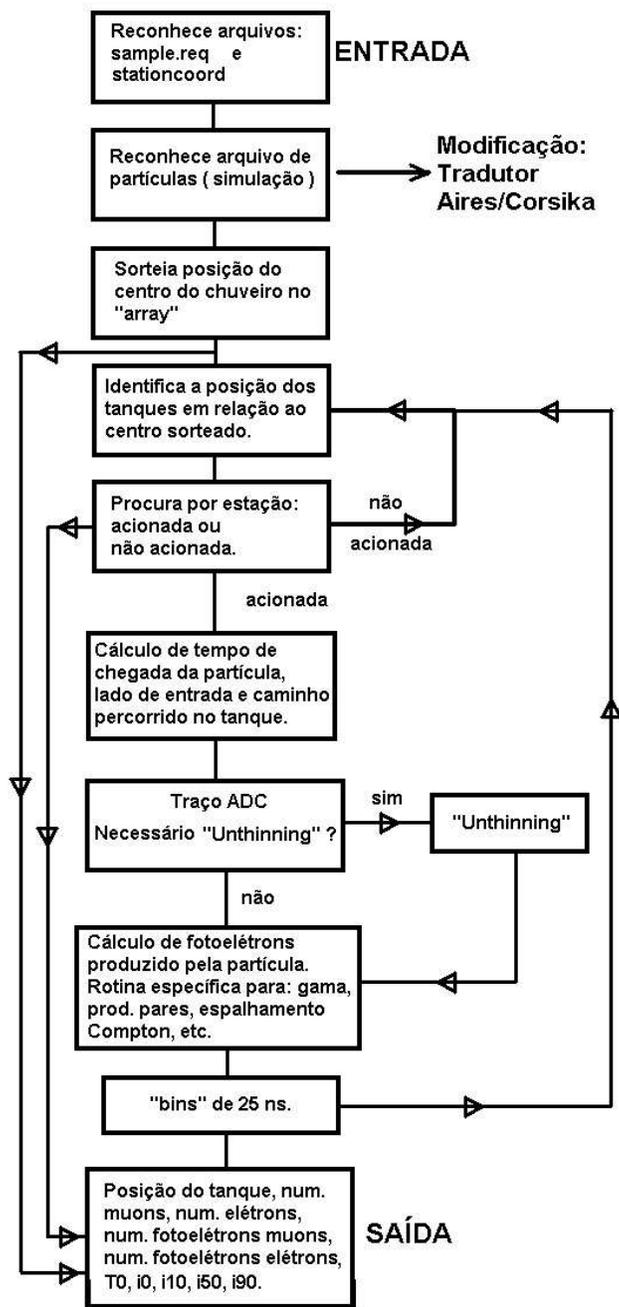


Figura E.3: Diagrama de funcionamento do código SAMPLE.

Bibliografia

- [1] J. Elster, *Z. Phys.* **2**, 560 (1900)
H. Geitel, *Z. Phys.* **2**, 160 (1900)
C.T.R. Wilson, *Proc. Camb.Phil. Soc.* **11**, 52 (1900); *Proc. Phys. Soc.* **A68**, 151 e **A69**, 277 (1900)
H.L. Cook, *Phil. Mag* **6**, (1903)
- [2] J.F. Bellandi, *Notas de Física IFGW* **6**, 1 (1993)
- [3] V.F. Hess, *Z. Phys.* **12**, 998 (1911); *Z. Phys.* **13**, 1084 (1912)
- [4] W. Kohlhörster, *Z. Phys.* **14**, 1153 (1913)
- [5] D.V. Skobeltzy, *Z. Phys.* **43**, 354 (1927)
- [6] W. Bothe, W. Kolh Örster, *Naturwissenschaften* **16**, 1044 (1928)
- [7] http://auger.ifj.edu.pl/Auger/Metoda_detekcjiA.htm
- [8] J. Clay, *Proc. Amsterdam* **30**, 1115 (1927)
- [9] C.D. Anderson, *Science* **76**, 238 (1932)
- [10] S.H. Neddermeyer, C.D. Anderson, *Phys. Rev.* **51**, 884 (1937)
- [11] P. Auger, Raymond Maze, *Comptes Rendus, Académie des Sciences* **206**, 1721 (8/6/1938)
P. Auger, Roland Maze, *Comptes Rendus, Académie des Sciences* **207**, 228 (11/7/1938)
P. Auger, Maze, Robley, *Comptes Rendus(Paris)* **208**, 1641 (1939)
http://auger.cnrs.fr/pierre_auger.html
- [12] G. Wataghin, M.D. de Souza Santos, P.A. Pompeia, *Phys. Rev.* **57**, 61 e 339 (1940)

- [13] Rossi, B., *Rev. Mod. Phys.*, **20**, vol. 3 july (1948)
 G.Clark, P. Bassi and B. Rossi., *Phys. Rev.*, **92**:441-451 (1953)
 Cosmic Rays (New York: McGraw-Hill Book Co. 1964)
 B. Rossi, *Nature*, **180**, 353-56 (1957)
- [14] Fermi, E. *Phys. Rev.* **75**, 1169 (1949)
- [15] D.V. Skobeltzy, G.T. Zatsepin, V.V. Miller, *Phys. Rev.* **71**, 315 (1947)
- [16] Kulivov G.V. and Khristiansen G.B., *Sov. Phys. JETP* **8**, 41 (1959)
- [17] J.D.Jackson, "Classical Electrodynamics", primeira edição, Cap. 14, seção 9, pg. 494 (1962)
- [18] L.D.Landau, E.M.Lifshitz, "Electrodynamics of Continuous Media", segunda edição, Cap. 14, seção 115, pg. 406 (1984)
- [19] T.K.Gaisser, "Cosmic Rays and Particle Physics", Cambridge University press, primeira edição (1990)
- [20] Gupta, M. and Webber, W.R., *Ap. J.* **340**, 1124 (1989).
- [21] Cowsik, R. and Wilson, L., *Proc. 13th Int. Cosmic Ray Conf. (Denver)* **1**, 500 (1973).
- [22] Gordon, M.A. and Burton, W.B., *Ap. J.* **208**, 346 (1976).
- [23] Peters, B. and Westergaard, N.J., *Astrophys. Sp. Sci.* **48**, 21 (1977).
- [24] <http://universe.gsfc.nasa.gov/presentations/ar1999/access/>
- [25] Ginzburg, V.L., Khazan, Ya.M. and Ptuskin, V.S., *Astrophysics and Space Science* **68**, 295 (1980)
- [26] P.Sokolsky, "Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics", University of Utah, primeira edição (1989)
- [27] K.Greisen., *Phys. Rev. Lett.*, **16**, 748 (1996)
- [28] G. T. Zatsepin and V. A. Kuzmin., *JETP Let.*, **4**, 78 (1966)
- [29] <http://marge.phys.washington.edu/jacee>
- [30] http://lngs.infn.it/lnds/htxts/eastop/html/eas_top.html
- [31] <http://runjob.boom.ru>

- [32] <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/heasarc/missions/spacelab1.html>
<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/heasarc/missions/spacelab2.html>
- [33] <http://hep.uchicago.edu/swordy/access.html>
- [34] <http://atic.phys.lsu.edu/aticweb>
- [35] <http://www.wff.nasa.gov/code820/missions/cream.html>
- [36] <http://www.lebedev.ru/pages/inca>
- [37] J. Linsley and L. Scarsi. *Phys. Rev*, 128:2384 (1962)
- [38] <http://ast.leeds.ac.uk/haverah/havpark.shtml>
- [39] <http://www.physics.usyd.edu.au/hienergy/sugar.html>
- [40] <http://www.intas.be/beyond/icra0001.html>
- [41] http://www_akeno.icrr.u-tokyo.ac.jp/AGASA
- [42] <http://www.hires.physics.utah.edu/>
- [43] <http://hep.uchicago.edu/covault/casa.html>
- [44] http://ik1au1.fzk.de/KASCADE_home.html
- [45] A.Castellina, *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)* **97**, 35-47 (2001)
- [46] <http://www.auger.org>
- [47] A. Etchegoyen, "Layout of Pierre Auger Observatory", *Proc. of ICRC 2001*, **703**
- [48] Auger Design Report - www.auger.org/admin/DesignReport/index.html (1997)
- [49] M. Ave, P. Baule, T. Yamamoto, "Signal Fluctuation in the Auger Surface Detector Array", **GAP Note 030** (2003)
- [50] Sciutto, S.J., Knapp, J., Heck, D., "Study of model dependence of EAS simulations at $E \geq 10^{19}$ eV" *Proc. ICRC 2001* **526** (2001)
- [51] C.L. Pryke. "A comparative study of the depth of maximum of simulated air shower longitudinal profiles."
 Acessível em xxx.lanl.gov/astro-ph/0003442.

- [52] K.Kamata and J.Nishimura, *Prog. Theoretical Phys., Suppl.* **6**, 1958, pp. 93-100.
- [53] T.K.Gaisser and A.M.Hillas, *Proc. 15th ICRC*, Plovdiv, Bulgaria, vol. **8**, 353 (1977)
- [54] J.Knapp, D. Heck, Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA: A User's Guide (Version 6.005 from october,19 2001)
D.Heck, J.Knapp, J.N. Capdevielle, G. Schatz, T.Thouw, CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers
- [55] Heitler, W., *Quantum Theory of Radiation* (Oxford University Press) 2nd edition (1944)
- [56] Bethe, H.A, and Heitler, W., *Proc. Roy. Soc.* **146**, 83 (1934)
- [57] Rossi, B. and Greisen, K., *Rev. of Mod. Phys.* **13**, 241-309 (1941)
- [58] *Phys. Rev. D*, **1**, 23 (2002)
- [59] Butcher, S.D. and Messel, H., *Nuclear Physics* **20**, 15 (1960)
- [60] Greisen, K., *Annual Review of Nuclear Science*, **10**, 63 (1960)
- [61] Hara, T.*et al.*, *Proc. 18th ICRC*, Bangalore EA 1.2-13 (1983)
- [62] Nagano, M. *et al.*, *J. Phys. G: Nucl. Phys.*, **10**, 1295 (1984)
- [63] Yoshida, S. *et al*, *J. Phys. G:Nucl. Part. Phys.* **20**, 651-664 (1994)
- [64] Song, C., *Proc. 27th ICRC, Hamburg*, 490 (2001) -
disponível em <http://www.copernicus.org/icrc/index.html>
- [65] Baltrusaitis *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods A* **240**, 410 (1985)
- [66] S.J.Sciutto, A System for air shower simulations. User's guide and reference manual (Version 2.4.0 from october 19, 2001)
disponível em <http://www.fisica.unlp.edu.ar/auger/ppal.html>
- [67] Technical Design Report, Setembro 2001,
disponível em <http://tdpc01.fnal.gov/auger/org/tdr/index.html>
- [68] <http://www-lpnhep.in2p3.fr/auger/billoir>
- [69] <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/CosmicRay/CosmicRaySites.html>

- [70] <http://wwwinfo.cern.ch/asd/paw/>
- [71] K. M. Simpson, B.Sc.(Hons), "Studies of Cosmic Ray Composition Using a Hybrid Fluorescence Detector", Department of Physics and Mathematical Physics, University Adelaide, PhD Thesis, may - 2001. Disponível em <http://thesis.library.adelaide.edu.au/public/adt-SUA20011218.143923/>
- [72] Kasahara, S.M., "A Study of Cosmic Ray Composition in the knee Region using multiple muon events in the Soudan 2 detector", University of Minnesota, PhD Thesis, march - 1997. Disponível em <http://www.hep.umn.edu/thesis>
- [73] <http://rkb.home.cern.ch/rkb/AN16pp/node185.html>