

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FÍSICA “GLEB WATAGHIN”

Anisotropia de Larga Escala em Raios Cósmicos de Altíssima Energia no Observatório Pierre Auger

Aline Maria Pascon de Marque

Dissertação de Mestrado

*Este exemplar corresponde à redação final
da tese de mestrado defendida pela aluna
Aline Maria Pascon de Marque e aprovada
pela comissão Julgadora.
Campinas, 11.09.2008
Carola Dobrigkeit*

Banca Examinadora:

Profa. Dra. Carola Dobrigkeit Chinellato IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Ernesto Kemp IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Philippe Gouffon IF/USP

Campinas 11 de setembro de 2008

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP

M348a	<p>Marque, Aline Maria Pascon de Anisotropia de larga escala em raios cósmicos de altíssima energia no Observatório Pierre Auger / Aline Maria Pascon de Marque. -- Campinas, SP : [s.n.], 2008.</p> <p>Orientadora: Carola Dobrigkeit Chinellato. Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".</p> <p>1. Observatório Pierre Auger. 2. Raios cósmicos. 3. Anisotropia dipolar. I. Chinellato, Carola Dobrigkeit. II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física "Gleb Wataghin". III. Título.</p> <p>(vsv/ifgw)</p>
-------	--

- **Título em inglês:** Large scale anisotropy of ultra high energy cosmic rays with the Pierre Auger Observatory
- **Palavras-chave em inglês (Keywords):**
 1. Pierre Auger Observatory
 2. Cosmic rays
 3. Dipolar anisotropy
- **Área de concentração:** Teorias específicas e Modelos de Interação ; Sistemática de Partículas ; Raios Cósmicos
- **Titulação:** Mestre em Física
- **Banca examinadora:**

Profª Carola Dobrigkeit Chinellato
Prof. Ernesto Kemp
Prof. Philippe Gouffon
- **Data da defesa:** 19/05/2008
- **Programa de Pós-Graduação em:** Física

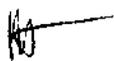


MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE MESTRADO DE **ALINE MARIA PASCON DE MARQUE – RA 049315** APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA “GLEB WATAGHIN”, DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 19 / 05 / 2008.

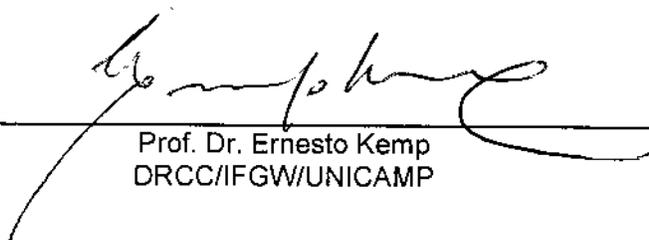
COMISSÃO JULGADORA:



Prof. Dra. Carola Dobrigkeit Chinellato (Orientadora da Candidata)
DRCC/IFGW/UNICAMP



Prof. Dr. Philippe Gouffon
IF/USP



Prof. Dr. Ernesto Kemp
DRCC/IFGW/UNICAMP

"A habilidade em reduzir tudo a leis simples e fundamentais não implica na habilidade em partir dessas leis para reconstruir o Universo."

Philip W. Anderson

Agradecimentos

Dedico esta tese às pessoas que junto comigo, à distância ou no meu dia-a-dia, ajudaram a construí-la, com cada tópico estudado, cada cálculo realizado, cada problema solucionado, em tantos dias de trabalho árduo e nem sempre recompensado pelos melhores resultados.

Ao meu marido Norberto, pela disposição em mudar totalmente sua rotina em prol de um grande sonho meu, agora realizado com a defesa desta tese. Ao meu filhote Rafael, que ainda não entende muito bem porque a mamãe estuda tanto. Aos meus pais, Sérgio e Jôse, que sempre me deixaram escolher os caminhos pelos quais eu quis seguir e finalmente aos meus irmãos, Alex e Alan, que sempre confiaram tanto em mim e na minha capacidade de lutar pelos meus ideais.

Como não poderia deixar de ser, esta tese somente pôde ser realizada, pela dedicação quase que exclusiva da minha orientadora, professora Carola, que não hesitou em me orientar, mesmo sem conhecer muito de mim, e que me ajudou nesta pesquisa, sem medir esforços. Obrigada por sua compreensão nos momentos complicados e de pouco tempo disponível pelo qual passei nesses quase três anos de convivência. Agradeço muito também ao colega Daniel Pakk, pela enorme ajuda, tanto no esclarecimento das metodologias utilizadas nesta pesquisa quanto nos softwares de cálculos matemáticos.

Resumo

Foi aplicado o método de reconstrução de uma anisotropia de raios cósmicos para certo número de direções simuladas, a partir de uma distribuição consistindo de modulação dipolar sobreposta a um fluxo isotrópico.

Usou-se o método proposto por J. Aublin e E. Parizot, que permite reconstruir a amplitude e orientação do dipolo no espaço 3D para um observatório que possui apenas uma visão parcial do céu, como é o caso do Observatório Pierre Auger Sul. Admitiu-se que a exposição do observatório para uma dada direção depende apenas da declinação, sendo independente da ascensão reta.

A modulação dipolar foi considerada apontando na direção do centro galáctico e levou-se em conta o efeito do erro experimental na determinação da direção fazendo-a flutuar segundo uma distribuição gaussiana de meia largura igual ao erro experimental do detector ($1,5^\circ$).

Estudou-se a capacidade de reconstrução deste dipolo, em direção e amplitude, para as condições do Observatório Pierre Auger, para vários valores de amplitude do dipolo e vários números de eventos, e foram obtidos os limites de tempo observacional necessários para detecção em cada caso, para um fluxo de eventos com energias acima de $10^{18,5}$ eV.

Por fim, calculou-se o número de eventos e o tempo necessário de observação para detectar uma anisotropia dipolar de 1%, para as condições do Observatório Pierre Auger, para atingir um valor de significância considerável, de 3, valor mínimo necessário para dar atenção à possível existência de anisotropia dipolar.

Abstract

A method to study the anisotropy of a cosmic-ray distribution was applied to a number of directions simulated from an angular distribution of arrival directions consisting of a dipolar modulation of an otherwise isotropic flux.

The method was suggested by J. Aublin and E. Parizot and allows reconstructing the amplitude and the dipole orientation in 3D space for a partial-sky coverage observatory like the Southern site of the Pierre Auger Observatory. The exposure of the observatory was assumed to be dependent only on the declination of the arrival directions and not on its right ascension.

The dipolar modulation was taken to be pointing towards the galactic center. The experimental uncertainty in the direction measurements was also considered, represented by a smearing of all directions with a Gaussian fluctuation with a half width corresponding to the experimental uncertainty (1.5°).

The capability of the Southern Pierre Auger Observatory of reconstructing the dipole modulation was studied for various dipole amplitudes and number of events. The observational time which is necessary for the detection was evaluated assuming that the observatory is fully efficient for energies above $10^{18.5}$ eV. The number of events and corresponding observational time for detecting a 1% dipolar anisotropy with the Pierre Auger Observatory with a 3σ significance was also estimated.

Sumário

1	Introdução	1
1.1	Raios Cósmicos Ultra Energéticos	1
1.2	Chuveiro Atmosférico Extenso	5
1.3	Motivação Científica deste Trabalho	7
2	O Observatório Pierre Auger	12
2.1	Detectores de Superfície	12
2.1.1	Reconstrução da Direção do Eixo do Chuveiro Atmosférico	13
2.2	Telescópios de Fluorescência	16
2.3	Exposição Relativa	17
3	Metodologia para Reconstrução de Dipolo em Céu Parcial	20
3.1	Reconstrução de dipolo com mapa de cobertura parcial	21
3.2	Simulação de Dados para Reconstrução de Dipolo	26
3.3	Simulação de Eventos Defletidos	29
3.4	Precisão da Reconstrução	34
3.5	Tempo de Observação	34
4	Resultados	36
5	Conclusões	52
A	Sistema Equatorial de Coordenadas: Declinação e Ascensão Reta	55
B	Exposição Relativa do Observatório Pierre Auger	57
C	Fluxograma Simplificado para Programa de Simulação e Reconstrução de Dipolo	60

Lista de Figuras

1.1	Espectro de raios cósmicos compilado por S. Swordy	3
1.2	Espectro diferencial de energia híbrido e de superfície medido pelo Observatório Pierre Auger	4
1.3	Diagrama de Hillas	5
1.4	Esquema simplificado das várias interações existentes num chuveiro atmosférico extenso ao colidir com partículas atmosféricas	6
1.5	Distribuições laterais de chuveiros atmosféricos iniciados por prótons simulados individualmente, como observados num detector Cerenkov	8
1.6	Desenvolvimento longitudinal de chuveiros atmosféricos extensos com energias próximas a 10^{20} eV	9
1.7	Projeções das regiões de excesso do centro galáctico encontradas por AGASA e SUGAR . .	10
2.1	Esquema interno do Detector de Superfície e sua foto externa	13
2.2	Evolução do Desenvolvimento do Arranjo de Tanques e Telescópios de Fluorescência	14
2.3	Frente do Chuveiro Atmosférico	15
2.4	Representação de uma frente de chuveiro plana	15
2.5	Espelho esférico, tubo de fotomultiplicadoras e vista externa de um dos telescópios de fluorescência	17
2.6	Figura esquemática da posição geográfica do Observatório Pierre Auger e sua área de visão do céu.	18
2.7	Exposição relativa normalizada do Observatório Pierre Auger em função da declinação . . .	19
3.1	Projeção de Aitoff de eventos sorteados segundo distribuição isotrópica, em coordenadas equatoriais	22
3.2	Figura esquemática dos ângulos zenitais mínimo e máximo, em coordenadas equatoriais, de visão do Observatório Pierre Auger.	24

3.3	Projeção de Aitoff dos eventos sorteados com uma distribuição dipolar apontando para o eixo \hat{z} , em coordenadas equatoriais	27
3.4	Projeção de Aitoff dos eventos sorteados com uma distribuição dipolar e rotacionados para a direção do centro galáctico, em coordenadas equatoriais	28
3.5	Aproximação da calota terrestre por um plano	30
3.6	Projeção de Aitoff dos eventos sorteados e posteriormente defletidos através de uma distribuição gaussiana bidimensional	32
3.7	Projeção de Aitoff dos eventos sorteados e posteriormente defletidos através de uma distribuição gaussiana bidimensional	33
4.1	Distribuição do erro relativo sobre a amplitude reconstruída para vários tamanhos de conjunto de dados sem e com o erro do detector	39
4.2	Comportamento da média e desvio padrão das distribuições gaussianas para vários conjuntos de dados com amplitude do dipolo de 10%	46
4.3	Variação da dispersão $\frac{\delta a}{a}$ como função da amplitude a para vários tamanhos de conjuntos de dados e como função do número de eventos reconstruídos N para vários valores de a	47
4.4	Comparação entre as distribuições do cosseno do ângulo entre a direção do dipolo original e a reconstruída para 5000 eventos em 10^4 simulações	48
4.5	Comparação entre as distribuições do cosseno do ângulo entre a direção do dipolo original e a reconstruída para 10000 eventos em 10^4 simulações	49
4.6	Comparação entre as distribuições do cosseno do ângulo entre a direção do dipolo original e a reconstruída para 25000 eventos em 10^4 simulações	50
4.7	Comparação entre as distribuições do cosseno do ângulo entre a direção do dipolo original e a reconstruída para 150000 eventos em 10^4 simulações	51
A.1	Representação gráfica do sistema equatorial de coordenadas	56

Lista de Tabelas

4.1	Valores teóricos da amplitude e direção do dipolo apontando para o centro galáctico	36
4.2	Resultados da reconstrução de dipolo para céu parcial sem erro experimental para amplitude de 10%.	37
4.3	Resultados da reconstrução de dipolo para céu parcial com erro experimental de $1,5^\circ$ para amplitude de 10%.	37
4.4	Tempos de observação estimados sem erro experimental de acordo com o número de eventos para valor da amplitude do dipolo de 10%.	41
4.5	Tempos de observação estimados com erro experimental de acordo com o número de eventos para valor da amplitude do dipolo de 10%.	42
4.6	Tempos de observação estimados sem erro experimental de acordo com o número de eventos para valor da amplitude do dipolo de 5%.	42
4.7	Tempos de observação estimados com erro experimental de acordo com o número de eventos para valor da amplitude do dipolo de 5%.	42
4.8	Tempos de observação estimados sem erro experimental de acordo com o número de eventos para valor da amplitude do dipolo de 1%.	43
4.9	Tempos de observação estimados com erro experimental de acordo com o número de eventos para valor da amplitude do dipolo de 1%.	43
4.10	Tempos de observação estimados de acordo com o número de desvios padrão n_σ para amplitude do dipolo de 1% na direção do CG.	44

Introdução

1.1 Raios Cósmicos Ultra Energéticos

Em 1912, Victor Hess [1] mostrou que a corrente numa câmara de ionização aumentava com a altitude ao subir por aproximadamente 5 *km* a bordo de um balão, comprovando a existência de radiação ionizante vinda do espaço. Uma vez que não obteve diferenças em sua intensidade ao medi-la durante o dia ou à noite, concluiu que o Sol não seria a fonte desta nova radiação. Essa radiação foi posteriormente comprovada por outros cientistas, que a detectaram em altitudes maiores, até 9 *km*, além de verificarem que essa mesma radiação diminuía comparativamente a grandes altitudes quando medida no equador terrestre. Mas foi em 1938 que Pierre Victor Auger [2] e colaboradores primeiramente observaram uma distribuição lateral da radiação, detectando-a por dois contadores de Geiger-Müller montados em um plano horizontal, separados por distâncias da ordem de metros. Esses contadores eram operados em coincidência, com uma resolução temporal da ordem de dezenas de microsegundos. Este método mostrou a passagem de um fluxo de partículas cósmicas simultaneamente nos dois contadores, introduzindo assim o conceito de chuva atmosférica extensa (EAS, do inglês Extensive Air Showers). Esse método possibilitou a detecção de EAS de energias mais altas, 10^{15} *eV*, quando a distância entre os contadores chegou a 1 *km*.

Observando as partículas secundárias de um chuva e fazendo uso de técnicas de reconstrução foi possível encontrar as características das partículas primárias incidentes na atmosfera terrestre.

Entre os experimentos mais importantes que foram construídos ao longo dos anos para medir o fluxo de radiação cósmica, de acordo com a faixa de energia em que operaram e o tipo de detector utilizado, estão:

- cintiladores e tanques de luz Cerenkov: SUGAR (do inglês Sydney University Giant Air Shower Recorder - Austrália), operando acima de 10^{17} *eV*, KASKADE-Grande (Alemanha) operando entre $10^{16} - 10^{18}$ *eV*, Yakutsk (antiga União Soviética) operando entre $10^{15} - 10^{17}$ *eV*, Haverah Park (Reino

Unido) e AGASA (do inglês Akeno Giant Air Shower Array - Japão) operando acima de 10^{20} eV;

- telescópios de fluorescência: Fly's Eye e Hires (EUA) operando com energias acima de 10^{20} eV.

Através desses experimentos mostrou-se que o fluxo primário de raios cósmicos segue uma lei de potência na forma:

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma}, \quad (1.1)$$

sendo que o expoente γ se altera de acordo com a faixa de energia.

Para energias entre $10^{15,7}$ e $10^{17,8}$ eV, γ é igual a $3,02 \pm 0,03$, entre $10^{17,8}$ e $10^{18,8}$ eV, γ vale $3,16 \pm 0,08$, e para energias acima de $10^{18,8}$ eV, γ tem o valor de $2,8 \pm 0,03$, de acordo com [3].

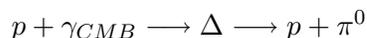
Os valores de energia de $10^{15,7}$ eV e $10^{18,5}$ eV são conhecidos como “joelho” e “tornozelo”, respectivamente, e são mostrados na figura 1.1.

Devido ao baixo fluxo para energias acima de $10^{18,5}$ eV, o estudo de raios cósmicos requer grandes áreas com detectores. Por esta razão foi desenvolvido o projeto do Observatório Pierre Auger, que conseguirá cobrir essa faixa de energia ainda em aberto de pesquisa.

Recentemente, o Observatório Pierre Auger detectou novos eventos a partir de seus telescópios de superfície, com dois eventos com energias acima de 10^{20} eV [5] e também na forma de detecção híbrida (detalhes das formas de detecção deste observatório serão apresentados no capítulo 2), com cinco eventos acima de $10^{19,5}$ eV [6], apresentados no gráfico 1.2.

Sabe-se hoje que os raios cósmicos de altas energias, ou seja, aqueles com energias acima de 10^{15} eV, são gerados como o resultado da aceleração de partículas carregadas em objetos cósmicos ativos que liberam uma grande quantidade de energia. Segundo [7], eles são predominantemente prótons ou núcleos mais pesados.

Prótons com energia acima de $6 \cdot 10^{19}$ eV interagem com a radiação cósmica de fundo¹ (CMB, do inglês Cosmic Microwave Background Radiation) produzindo píons, o que causa uma diminuição em seu fluxo para distâncias maiores entre sua fonte e a Terra. Os núcleos sofrem o processo de fotodesintegração, segundo as reações abaixo:



ou

¹Fótons que permeiam o universo com uma distribuição de energia equivalente a uma de um corpo negro a 2,7 K.

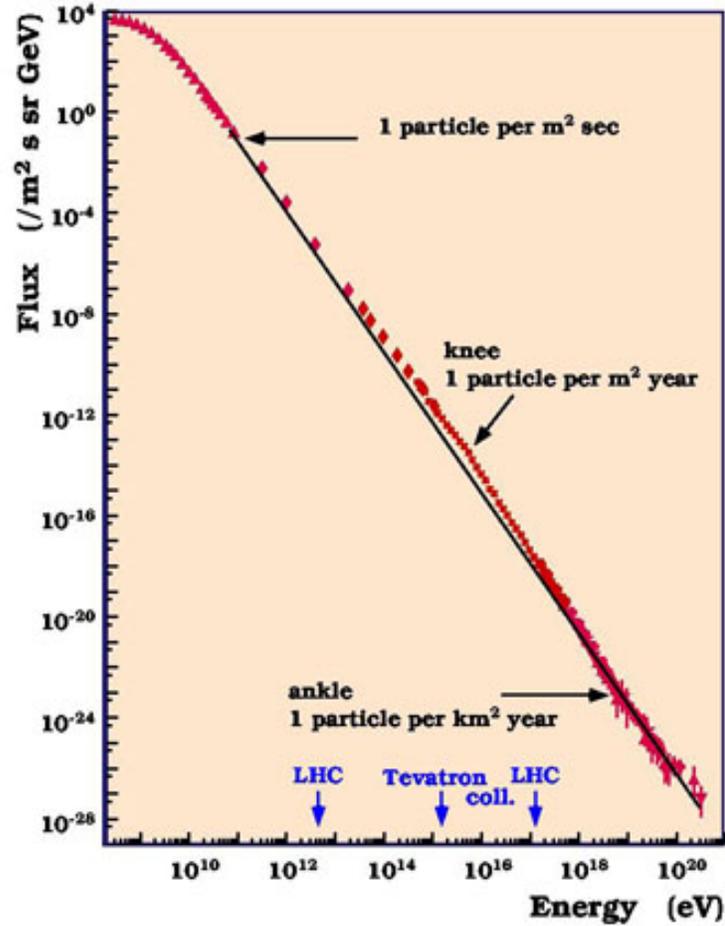


Figura 1.1: Espectro de raios c3smicos compilado por S. Swordy a partir de v3arios dados publicados pelos experimentos LEAP, Proton, Akeno, AGASA, Fly's Eye, Haverah Park e Yakutsk [4].

$$p + \gamma_{CMB} \longrightarrow \Delta \longrightarrow n + \pi^+,$$

e os f3ot3ons produzem pares el3e3tron-p3ositron (e^-e^+), conforme a rea33o3o:

$$p + \gamma_{CMB} \longrightarrow p + e^- + e^+.$$

Sendo assim, essa radia33o3o c3smica somente pode ser acelerada por poucos objetos astrof3isicos, de acordo com a figura 1.3, publicada por Hillas [8], e pr3oximos 33 Terra (menos de 200 Mpc) astronomicamente

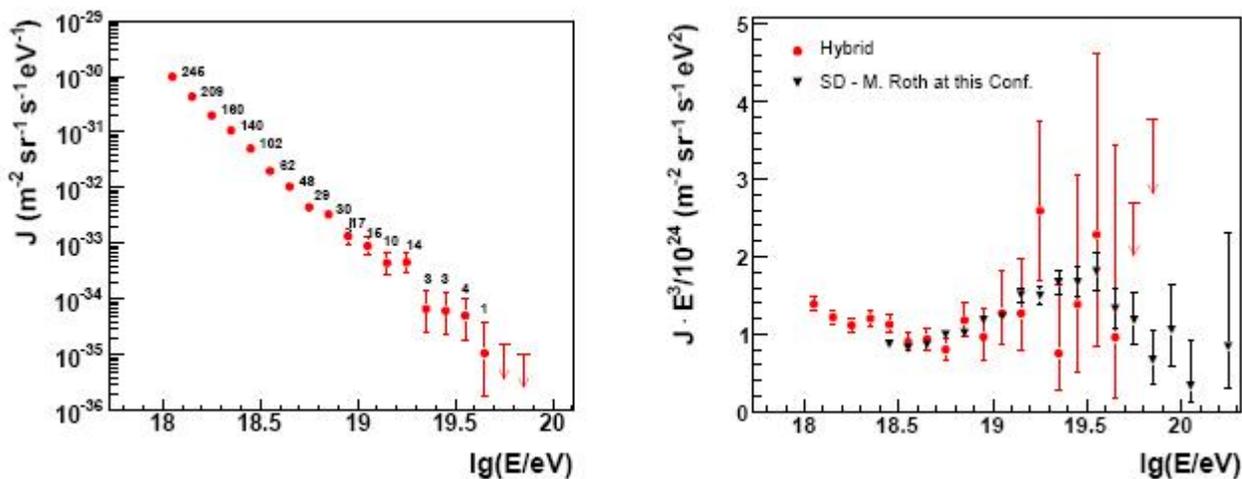


Figura 1.2: Espectro diferencial de energia híbrido (esquerda) apresentado comparativamente ao espectro diferencial de energia ($\times E^3$) dos detectores de superfície (direita) medido pelo Observatório Pierre Auger [6].

falando. Objetos abaixo das linhas diagonais dessa mesma figura não podem acelerar partículas a 10^{20} eV por ondas de choque. Sendo $\beta = v/c$, com v a velocidade da onda de choque e c a velocidade da luz, as linhas verde e tracejada correspondem a um núcleo de Fe e a um próton, respectivamente, sendo acelerados com $\beta = 1$. A linha vermelha é para prótons com $\beta = 1/300$.

Fontes tradicionais apresentadas neste diagrama incluem aglomerados de galáxias, AGN's (do inglês active galactic nuclei), rádio galáxias tipo FR II (do inglês Fanaroff and Riley class II), GRB's (do inglês gamma-ray bursts) e pulsares.

Portanto, espera-se o que chamamos de corte GZK (Greisen [9], Zatsepin e Kuz'min [10]), previsto em 1966, o qual fala que devido ao caminho médio associado com as interações mencionadas acima, raios cósmicos extragalácticos com distâncias maiores que 200 Mpc^2 da Terra e energias maiores que o limite GZK, $6 \cdot 10^{19} \text{ eV}$, teriam seu fluxo na Terra reduzido. Porém não existem fontes conhecidas a essa distância capazes de produzi-los. Se tivermos as fontes de emissão de radiação cósmica distribuídas no universo não uniformemente, pode-se identificar o que chamamos de anisotropia de raios cósmicos, o que significa que essas partículas possuem uma direção preferencial de chegada à Terra. Tal anisotropia foi confirmada recentemente, em estudo publicado em [11], e está consistente com a hipótese de que raios cósmicos ultra energéticos têm origens extragalácticas, próximas o suficiente para que seu fluxo não seja atenuado significativamente pela interação com a radiação cósmica de fundo, uma vez que eles estão correlacionados com AGN's distantes $\approx 75 \text{ Mpc}$.

² $1 \text{ pc} = 3,26 \text{ anos} - \text{luz} = 3,08 \cdot 10^{16} \text{ m}$

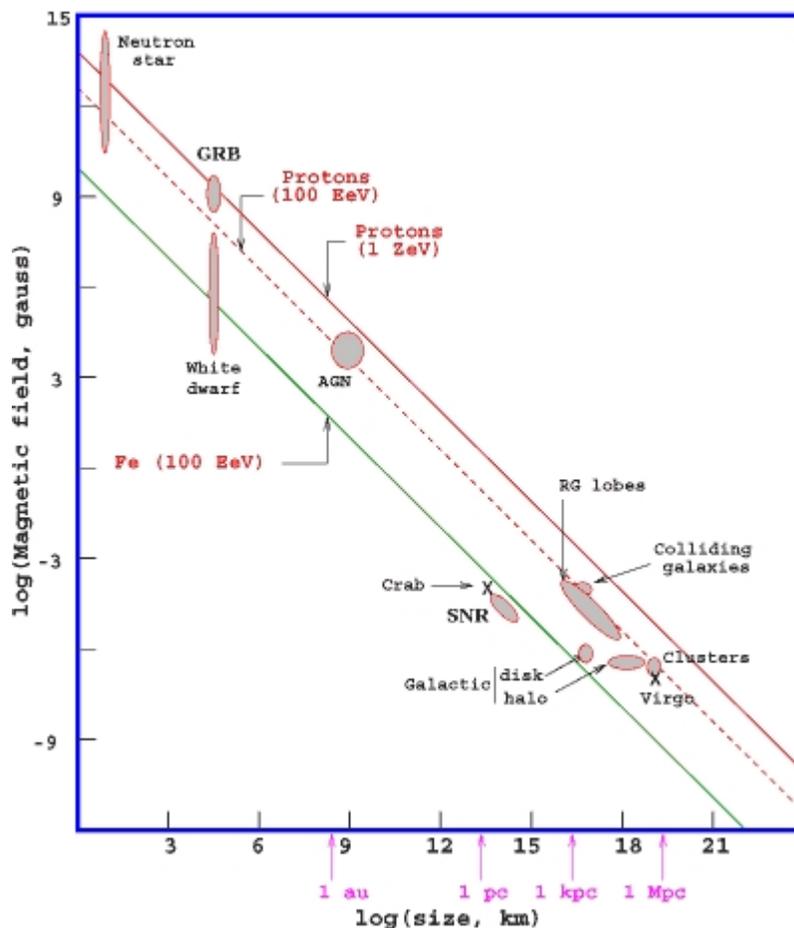


Figura 1.3: Diagrama de Hillas [8]. Distância e intensidade dos campos magnéticos de possíveis fontes candidatas a aceleradores de partículas.

1.2 Chuveiro Atmosférico Extenso

Um chuvaire atmosférico é uma cascata de partículas inicializada pela interação de um raio cósmico com partículas na alta atmosfera, sejam elas de N_2 , O_2 ou Ar , viajando aproximadamente à velocidade da luz. Se a partícula primária é um nucleon ou um núcleo, a cascata é iniciada com uma interação hadrônica. Essa cascata possui um desenvolvimento longitudinal onde o número de partículas cresce violentamente até um máximo, e depois é atenuado. Isso ocorre pois a cada interação, aproximadamente 30% da energia é transferida para uma cascata eletromagnética pelo rápido decaimento de mésons π^0 . Ao chegar ao solo, a cascata eletromagnética dissipou por volta de 90% da energia da partícula primária através de ionização. A energia restante é levada por múons e neutrinos através de decaimentos de píons carregados. A figura 1.4 mostra o desenvolvimento de um chuvaire atmosférico de uma forma esquemática e simplificada.

Já o desenvolvimento lateral sempre cresce em relação ao eixo do chuvaire, local onde a densidade de

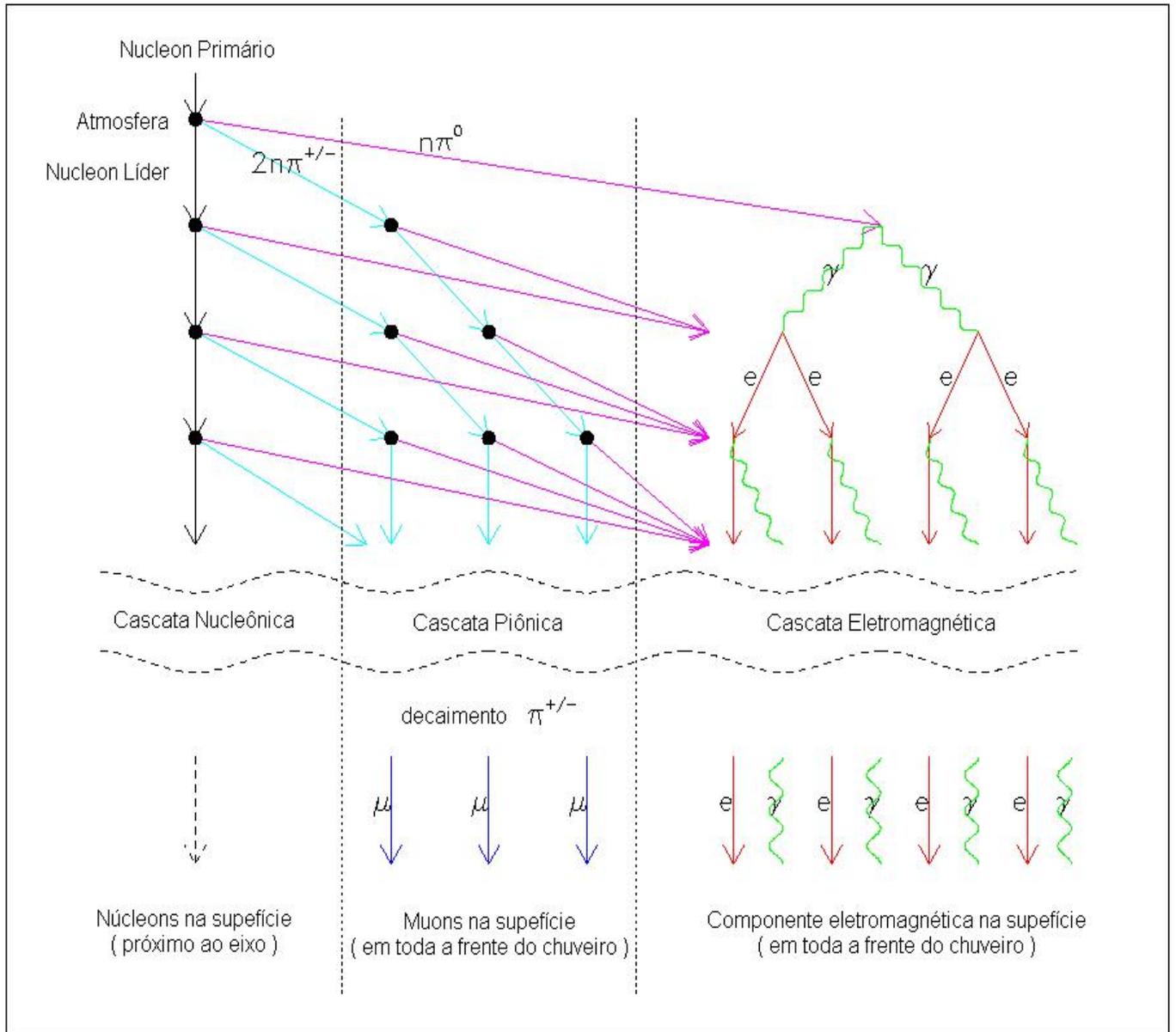


Figura 1.4: Esquema simplificado das várias interações existentes num chuveiro atmosférico extenso ao colidir com partículas atmosféricas. Assume-se que um nucleon de raios cósmicos incidiu, e o chuveiro resultante é dividido em três categorias: a cascata nucleônica consistindo dos hádrons descendentes do nucleon primário, a cascata piônica e a cascata eletromagnética que é sustentada por decaimentos de píons neutros [4].

partículas é maior, veja figura 1.5. Essa densidade decresce conforme as partículas se afastam do eixo do chuveiro em uma escala determinada pelo raio de Molière no ar³ (80 *m* no nível do solo). Fora da região do eixo, a distribuição de partículas é axialmente simétrica em torno dele. Essas partículas se propagam lateralmente ao eixo do chuveiro como um disco com certa curvatura (frente do chuveiro), e assim sua frente de partículas pode ser detectada por detectores distribuídos em grandes áreas quando se chocam com a superfície da Terra.

A profundidade do máximo de um chuveiro atmosférico (X_{max}) é a profundidade na atmosfera em que o chuveiro desenvolveu o maior número de partículas. Essa profundidade depende da energia e da massa da partícula primária incidente. Considerando partículas com mesma energia total, um chuveiro iniciado pela interação de um núcleo pesado na alta atmosfera se desenvolve mais rápido que um chuveiro iniciado por um próton. Isto ocorre devido às diferenças nas seções de choque, já que um próton possui uma seção de choque menor que um núcleo pesado e, portanto, ele tende a interagir a profundidades atmosféricas maiores que esse núcleo mais pesado. Assim, o X_{max} de um próton se dá a uma distância maior do topo da atmosfera que o X_{max} de um núcleo pesado. Veja figura 1.6.

1.3 Motivação Científica deste Trabalho

A localização do Observatório Pierre Auger no hemisfério sul faz deste um sítio particularmente apropriado para o estudo de anisotropia na região do centro galáctico (CG), pois este passa a apenas 6° do zênite do observatório.

A região do CG é extremamente atraente para o estudo de anisotropias a energias da ordem de EeV's⁴ pois em sua vizinhança encontra-se um buraco negro associado a uma fonte de radioemissão, Sagittarius A*, assim como uma remanescente de supernova, Sagittarius A East, as quais são consideradas candidatas a aceleradores de raios cósmicos de altíssimas energias.

Pesquisas recentes realizadas pelo experimento H.E.S.S. (do inglês High Energy Stereoscopic System) [12], em 2004, apontaram uma grande significância de raios- γ com energias da ordem de TeV's, próximos a Sagittarius A*, juntamente com a descoberta de uma região de grande emissão de raios- γ ultra energéticos correlacionada com nuvens moleculares gigantes, a apenas 200 *pc* do centro da Via Láctea [13].

Trabalhos desenvolvidos pelos experimentos AGASA e SUGAR reportaram em 1999 e 2001, respectivamente, um excesso de raios cósmicos a energias de EeV's vindos da direção do CG. Enquanto AGASA

³característica constante de um material que descreve suas propriedades de interação eletromagnética, é uma boa variável de escala na determinação da dimensão transversal de um chuveiro eletromagnético.

⁴1 EeV é igual a 10^{18} eV.

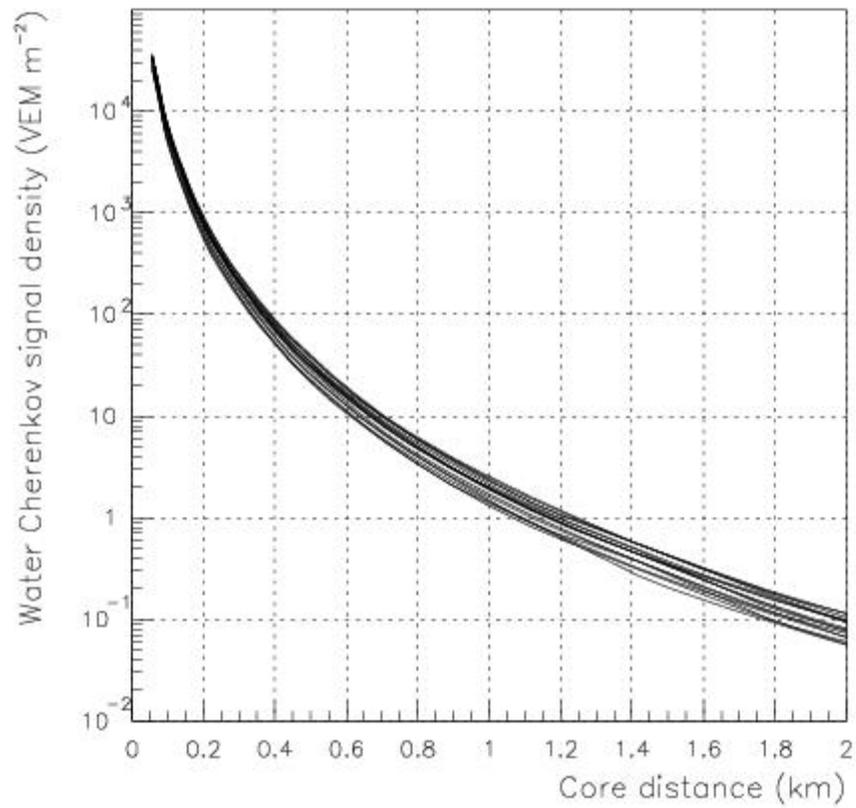


Figura 1.5: Distribuições laterais de chuviros atmosféricos iniciados por prótons simulados individualmente, como observados num detector Cerenkov com 1,2 m de profundidade de água [4].

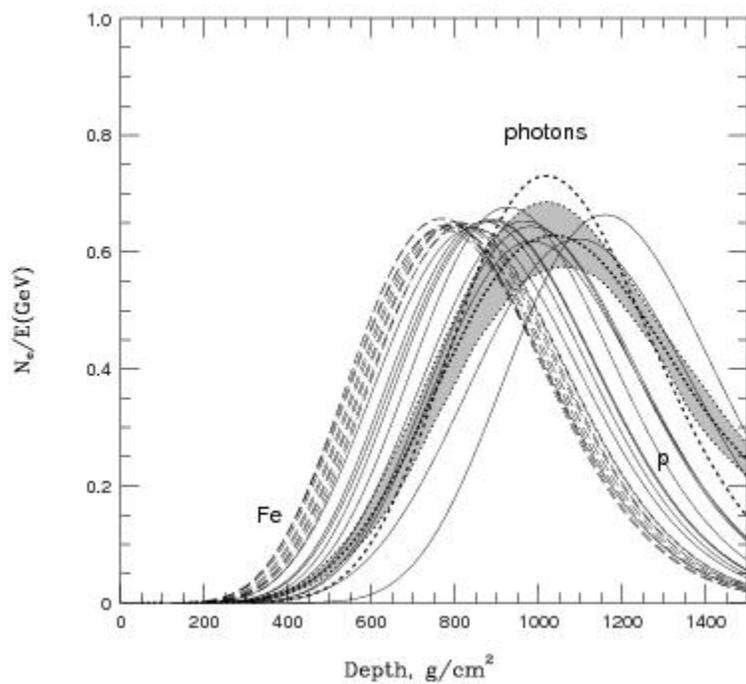


Figura 1.6: Desenvolvimento longitudinal de chuviros atmosféricos extensos com energias próximas a 10^{20} eV produzidos por prótons (linhas sólidas), núcleos de Fe (linhas tracejadas) e fótons (linhas pontilhadas). A profundidade do máximo para núcleos de Fe se dá a uma distância menor do topo da atmosfera que a profundidade do máximo para chuviros iniciados por prótons [4].

reportou um excesso de $4,5\sigma$ para raios cósmicos com energias entre $10^{18} - 10^{18,4} \text{ eV}$ [14], SUGAR não conseguiu confirmar esse resultado, reportando um excesso de $2,9\sigma$ para energias de $10^{17,9} \text{ eV}$ a $10^{18,5} \text{ eV}$ [15]. AGASA reportou uma anisotropia de larga escala correspondente a um dipolo com amplitude de 4%.

Motivado pelos trabalhos desenvolvidos e citados anteriormente, o experimento Auger também realizou uma análise [16], buscando por anisotropias na região do centro galáctico. Tal estudo considerou energias entre $10^{17,9} \text{ eV}$ e $10^{18,5} \text{ eV}$, e não encontrou excessos significativos de eventos vindos do CG, para eventos coletados entre janeiro de 2004 e março de 2006.

Vale ressaltar, que devido à localização do experimento AGASA ($35^\circ 47' \text{ N}$, $138^\circ 30' \text{ E}$), o centro galáctico fica fora de seu campo de visão, uma vez que ele observa apenas regiões com declinações $\delta > -24,2^\circ$ e a posição do centro galáctico que estamos adotando como Sagittarius A* no calendário J2000 é dada por $(\alpha, \delta) = (17h42min, -28^\circ 55')$, veja mapa 1.7.

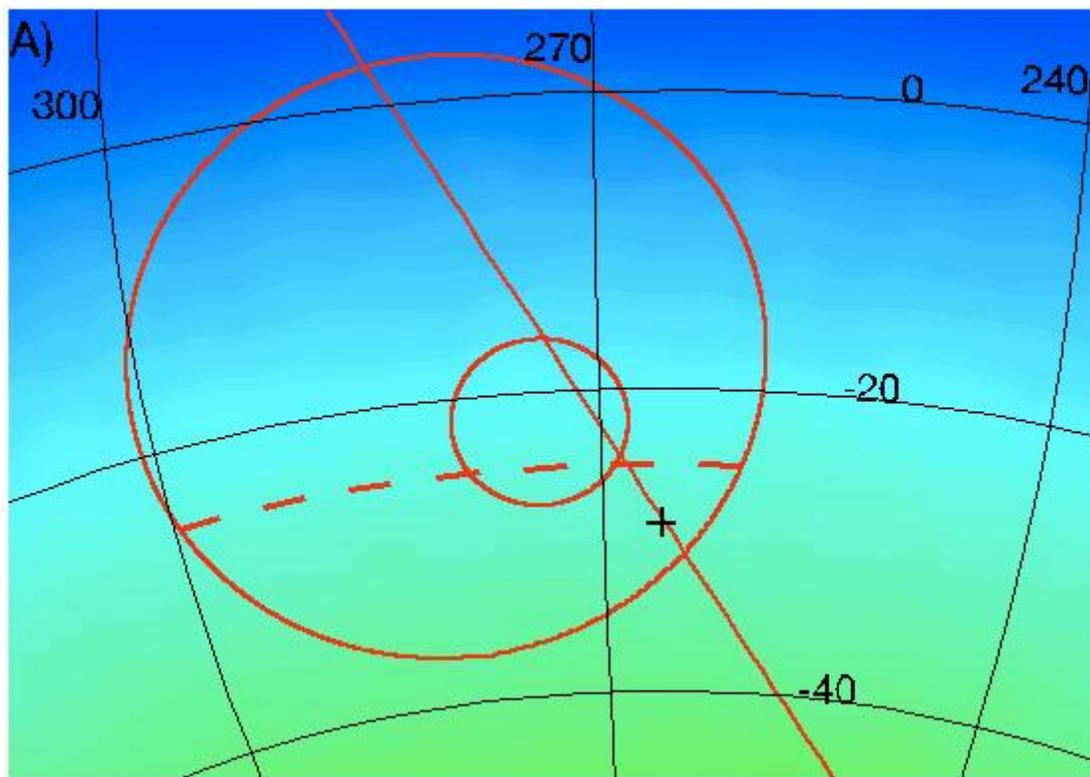


Figura 1.7: Projeções da região do centro galáctico: GC (cruz), plano galáctico (linha sólida), regiões de excesso de AGASA e SUGAR (círculos), limite de visão de AGASA (linha tracejada) [16].

No trabalho aqui desenvolvido foi aplicado um método para a reconstrução de um dipolo orientado em direção ao centro galáctico, a partir de dados simulados, supondo uma anisotropia de 1%, 5% e 10%, determinando assim o tempo de observação que seria necessário para se detectar tal anisotropia considerando

eficiência total do Observatório Pierre Auger Sul, ou seja, supondo que o observatório detecta todos os eventos que chegam à superfície com energias acima de 3 EeV e ângulo zenital local menor que 60° .

Vale ressaltar que os resultados obtidos são específicos para um excesso dipolar apontando na direção do centro galáctico e observado pelo Observatório Pierre Auger Sul.

O Observatório Pierre Auger

O Observatório Pierre Auger localiza-se próximo à cidade de Malargüe, na Província de Mendoza, na Argentina, a uma altitude média de 1400 m acima do nível do mar. Este Observatório tem como objetivo estudar raios cósmicos de altíssimas energias, maiores que 10^{18} eV, que chegam à superfície terrestre, depois de interagirem com as partículas atmosféricas, formando o que chamamos de chuueiros atmosféricos extensos. A técnica de detecção utilizada pelo Observatório Pierre Auger é chamada híbrida, pois utiliza de forma independente dois tipos de detectores, os detectores de superfície e os detectores de fluorescência, que fornecem métodos complementares de extração das informações dos chuueiros atmosféricos. A energia é medida calorimetricamente pelo detector de fluorescência, e confirmada pela medida da densidade de partículas no solo (componentes muônicos e eletromagnéticos na frente do chuueiro) através do detector de superfície.

2.1 Detectores de Superfície

Os detectores de superfície são tanques de polietileno cheios com 12000 l de água pura, que são atravessados por partículas carregadas, elétrons e múons, viajando mais rapidamente que a velocidade da luz na água. Essas partículas, ao atravessarem os detectores, produzem Radiação Cerenkov. Essa radiação é medida por 3 fotomultiplicadoras, que estão voltadas para a água. O sinal gerado, proporcional à intensidade da luz, é convertido localmente e posteriormente enviado através de uma antena de comunicação às estações, via onda de rádio, onde as informações sobre o chuueiro atmosférico são armazenadas. O esquema completo do detector de superfície e sua foto são apresentados na figura 2.1.

Os detectores estão espalhados em 3000 km^2 de superfície, separados por 1,5 km. Atualmente (abril de 2008) existem 1633 tanques já posicionados, 1610 tanques cheios com água e 1522 operando, ou seja, já com sua eletrônica em funcionamento e enviando sinal. Espera-se completar 1600 tanques operando no arranjo final ainda no início de 2008. A figura 2.2 mostra o estágio atual de desenvolvimento do arranjo

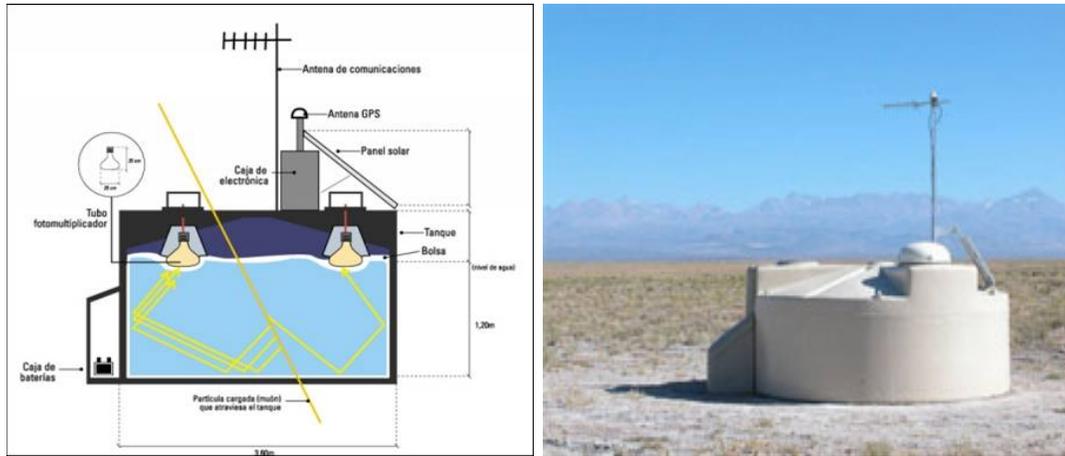


Figura 2.1: Esquema interno do Detetor de Superfície e sua foto externa. (<http://www.auger.org>)

de detectores de superfície e dos telescópios de fluorescência na Argentina que estão colhendo dados desde Janeiro de 2004.

2.1.1 Reconstrução da Direção do Eixo do Chuveiro Atmosférico

Em uma primeira análise, a determinação da direção de chegada da partícula primária pode ser medida através de uma aproximação plana da frente do chuveiro, onde consideramos o atraso temporal Δt_i zero, conforme apresentado na figura 2.3. Esse atraso temporal Δt_i é a variação do tempo de chegada das partículas da frente do chuveiro que estão mais distantes do eixo desse chuveiro, em relação às que estão mais próximas. Devido à forma côncava da frente do chuveiro, as partículas mais afastadas do eixo chegam atrasadas em relação às partículas mais próximas ao eixo do chuveiro.

Assim, temos a equação do plano 2.1, onde as variáveis estão representadas na figura 2.4.

$$x_i u + y_i v = c T_0 - c t_i^{pl} \quad (2.1)$$

e portanto, o tempo de chegada t_i^{pl} da partícula ao i -ésimo tanque, ou seja, o tempo em que o tanque registrou o sinal da passagem de partículas, é:

$$t_i^{pl} = T_0 - (x_i u + y_i v)/c, \quad (2.2)$$

onde:

- x_i, y_i são as coordenadas da posição do i -ésimo tanque, com z_i , a altitude do tanque acima de um nível de referência, aqui tomada como zero;



Figura 2.2: Evolução do Desenvolvimento do Arranjo de Tanques e Telescópios de Fluorencência. (<http://apcauger.in2p3.fr>)

- T_0 é o tempo em que o plano passa pela origem das coordenadas ($x_i = y_i = 0$);
- u e v são os cossenos diretores dados por $\sin \theta \cos \varphi$ e $\sin \theta \sin \varphi$, sendo θ e ϕ os ângulos zenital e azimutal locais.

Assim, é necessário que pelo menos três tanques sejam acionados pela detecção das partículas para podermos resolver o sistema de equações para o plano. Isto significa que teremos pelo menos 3 equações, uma para cada tanque, para resolvermos, com 3 incógnitas. Com isso determinamos os valores dos ângulos zenital θ e azimutal φ da direção de chegada do chuveiro e o tempo T_0 de chegada da partícula primária no solo, resolvendo o sistema linear.

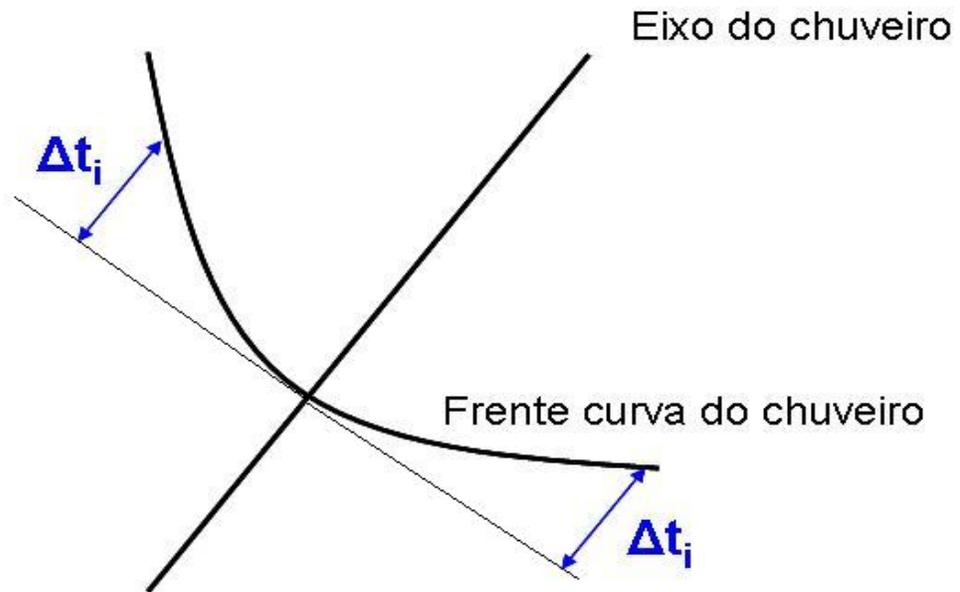


Figura 2.3: Frente do Chuveiro Atmosférico.

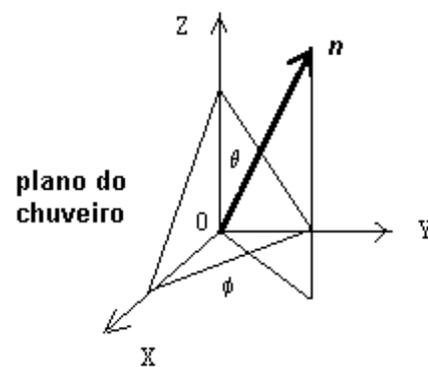


Figura 2.4: Representação de uma frente de chuveiro plana, onde o vetor normal \hat{n} define o plano e é decomposto no referencial do laboratório através dos ângulos θ e ϕ .

Para o caso de mais de 3 tanques acionados, resolvemos o sistema através do Método dos Mínimos Quadrados, ou seja, ajustamos da melhor maneira os tempos t_i^{pl} aos tempos experimentais t_i^{exp} resolvendo a equação de χ^2 :

$$\chi^2 = \sum \frac{(t_i^{exp} - t_i^{pl})^2}{\sigma_{t_i^{exp}}^2}, \quad (2.3)$$

onde o peso é inversamente proporcional ao quadrado do desvio padrão na medida de t_i^{exp} .

Para um refinamento nos valores dos tempos e direções calculadas, pode-se tomar a frente do chuveiro atmosférico como uma calota esférica no lugar de um plano. Dessa forma, tem-se o atraso temporal Δt_i mencionado anteriormente diferente de zero, portanto o novo tempo t_i^{curv} de chegada do chuveiro ao i -ésimo tanque é de:

$$t_i^{curv} = t_i^{pl} + \Delta t_i. \quad (2.4)$$

Com essa nova equação para o tempo de chegada do chuveiro, a equação a ser minimizada torna-se não linear sendo possível sua resolução através do uso dos parâmetros encontrados no ajuste plano.

2.2 Telescópios de Fluorescência

Os detectores de fluorescência são compostos por 24 telescópios ópticos de fluorescência do ar, agrupados em 4 posições ao redor do arranjo de superfície, designadas por *Los Leones*, *Los Morados*, *Loma Amarilla* e *Coihueco*. Ver figura 2.2. Cada telescópio óptico possui um filtro ultravioleta que seleciona o intervalo de 300 a 400 nm da luz emitida, a qual passa por lentes e então é refletida por espelhos esféricos e focalizada em um arranjo com 440 fotomultiplicadoras, enviando o sinal para processadores e, posteriormente, para o banco de armazenamento. A figura 2.5 apresenta fotos internas e externas do detector de fluorescência.

Esses telescópios detectam a luz ultravioleta, invisível ao olho humano, emitida pela interação das partículas carregadas com as moléculas de nitrogênio da atmosfera terrestre num processo chamado Fluorescência. O observatório utiliza esse método de detecção para acompanhar o traço da fluorescência do nitrogênio e localizar o chuveiro atmosférico medindo o brilho da luz emitida. Enquanto os detectores de superfície operam independente das condições atmosféricas, os telescópios de fluorescência trabalham apenas em noites limpas e sem Lua. Isso significa apenas 10% do ano.

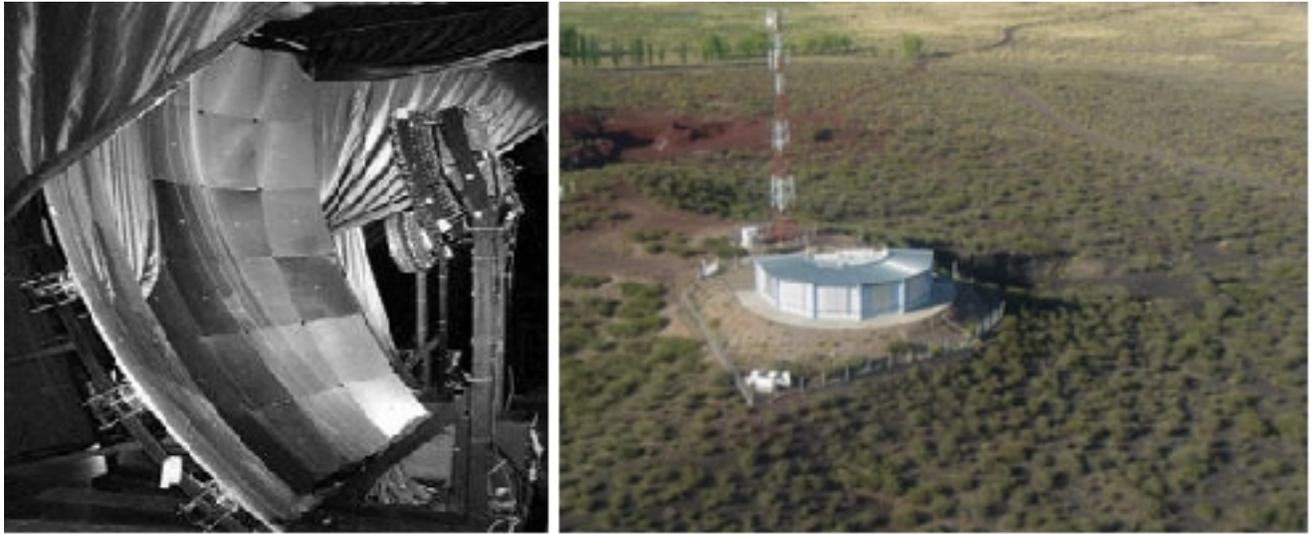


Figura 2.5: Espelho esférico, tubo de fotomultiplicadoras e vista externa de um dos telescópios de fluorescência. (<http://www.auger.org>)

2.3 Exposição Relativa

Como em qualquer observatório de raios cósmicos, a exposição do Observatório Pierre Auger também é uma função sobre a esfera celeste, ou seja, ela dá a área efetiva de captação integrada no tempo de um observatório e sua unidade é $km^2 \cdot ano$. A exposição relativa ω , no entanto, é uma função adimensional sobre a esfera cujo máximo vale 1 e corresponde à razão entre a exposição para uma dada direção e a exposição máxima. Em outras palavras, ω em qualquer ponto do céu é uma fração entre 0 e 1, dada pela exposição naquela direção dividida pela maior exposição no céu. No caso do Observatório Pierre Auger a declinação para a qual o observatório tem sua exposição maximizada vale $-\pi/2$. Uma imagem esquemática da definição de declinação e ascensão reta é apresentada no Apêndice A.

Se considerarmos o Observatório Pierre Auger operando continuamente, isto é, sem variação de sua exposição em tempo sideral e portanto constante em ascensão reta, podemos dizer que a exposição relativa do Auger é dependente apenas da declinação, segundo [17]. Isto nos dá um ângulo de visão do céu visto pelo observatório limitado em declinação.

Supondo que um detector está em latitude igual a a_0 e que ele possui eficiência total para partículas chegando com ângulo zenital local menor que um valor θ_m , podemos escrever sua exposição em função da declinação δ como:

$$\omega(\delta) \propto \cos(a_0) \cos(\delta) \sin(\alpha_m) + \alpha_m \sin(a_0) \sin(\delta), \quad (2.5)$$

onde α_m é dado por:

$$\alpha_m = \begin{cases} 0, & \text{se } \xi \geq 1, \\ \pi, & \text{se } \xi \leq -1, \\ \arccos(\xi), & \text{caso contrário} \end{cases}$$

e

$$\xi = \frac{\cos(\theta_m) - \sin(a_0) \sin(\delta)}{\cos(a_0) \cos(\delta)}. \quad (2.6)$$

Um desenvolvimento detalhado da equação 2.5 encontra-se no Apêndice B.

Assumindo que os detectores do Observatório Pierre Auger estão numa latitude geográfica a_0 igual a $-35,25^\circ$ e que eles assumem eficiência total para $\theta_m = 60^\circ$, a declinação mínima e máxima de visão do céu pelo observatório é -90° e $24,75^\circ$, respectivamente, conforme apresentado na figura 2.6.

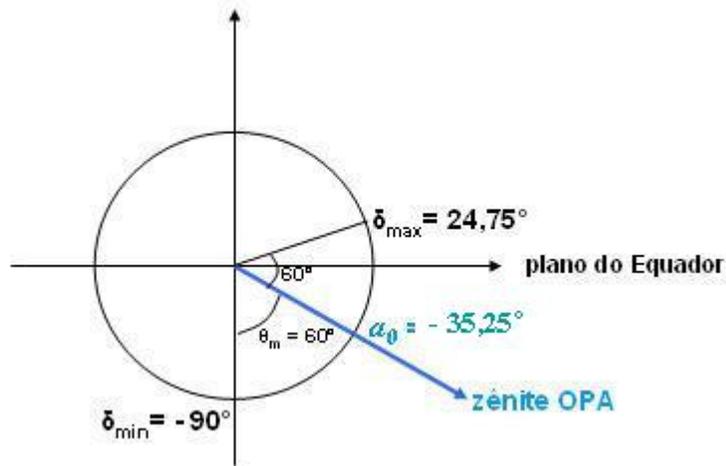


Figura 2.6: Figura esquemática da posição geográfica do Observatório Pierre Auger e sua área de visão do céu, compreendendo as declinações mínima e máxima de observação.

O gráfico da exposição normalizada em função da declinação é apresentado na figura 2.7.

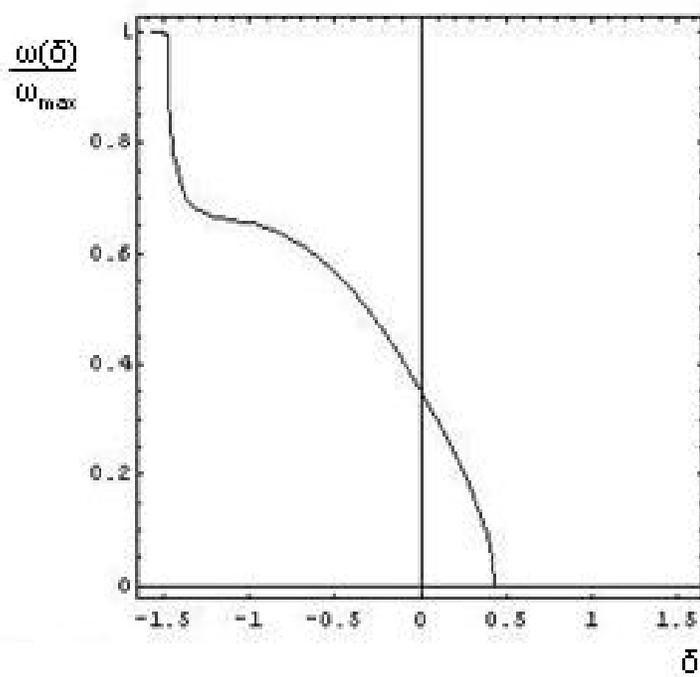


Figura 2.7: Exposição relativa normalizada do Observatório Pierre Auger em função da declinação (em radianos).

Metodologia para Reconstrução de Dipolo em Céu Parcial

As origens dos raios cósmicos são incertas devido a suas trajetórias serem permanentemente desviadas devido a campos magnéticos galácticos. No entanto, conforme a energia desses raios cósmicos cresce e se torna maior que 10 EeV, espera-se obter um excesso de raios cósmicos do centro galáctico em oposição ao anti-centro.

Para uma identificação positiva das fontes de raios cósmicos, é necessário identificar no céu um sinal, uma vez que determinações do espectro de energia ou da composição das partículas não nos fornecem uma assinatura clara para que uma única teoria seja aceita, seja ela a não existência do corte GZK ou a não interação dos raios cósmicos com a radiação cósmica de fundo (através de neutrinos ou partículas fora do modelo padrão). No entanto, essa identificação pode ser realizada através de padrões de larga escala celestes, que caracterizam uma classe particular de fontes candidatas.

O Observatório Pierre Auger, através dos detectores de superfície, poderá buscar por padrões de anisotropia em larga escala, e nesse capítulo será estudada a sensibilidade de um observatório com cobertura parcial do céu para reconstruir desvios dipolares da isotropia apontando para o centro galáctico, mostrando o quanto essa sensibilidade é dependente do número de eventos¹ detectados considerando-se ou não o erro experimental dos detectores de superfície do Observatório Pierre Auger, ou mesmo o desvio angular na trajetória desses raios cósmicos devido ao campo magnético galáctico.

Multipolos de baixa ordem podem resumir informações de larga escala da seguinte forma:

- Monopolos: neste caso não existem informações de padrões de anisotropia, pois como um monopolo representa a intensidade de raios cósmicos integrada em todo o céu, ele equivale a isotropia;

¹Consideramos aqui um evento (ou um dado) como sendo uma direção simulada sobre uma esfera unitária.

- Dipolos: um desvio dipolar da isotropia pode ser causado por uma fonte se a difusão ou dispersão magnética distribui as direções de chegada por todo o céu. Segundo [17], se estamos nos movendo relativamente ao referencial de repouso dos raios cósmicos, um momento dipolar é esperado também na intensidade de raios cósmicos, assim como na radiação de microondas devido ao movimento relativo da Terra em relação ao referencial de repouso universal [18]. A baixas energias, o momento de dipolo nos raios cósmicos pode ocorrer se o Sol e a Terra estão se movendo relativamente ao campo magnético galáctico ou se os raios cósmicos não estão em repouso em relação ao campo galáctico. Para raios cósmicos de origem extragaláctica, um dipolo Compton-Getting é esperado se a Galáxia está se movendo relativamente ao campo galáctico ou se os raios cósmicos estão fluindo no espaço intergaláctico. Em qualquer um dos casos, a intensidade da anisotropia deve ser pequena, e essa é uma das dificuldades em detectá-la.

3.1 Reconstrução de dipolo com mapa de cobertura parcial

Supomos que a distribuição angular de raios cósmicos seja dada por [19]:

$$\Phi(\vec{u}) = \frac{\Phi_0}{4\pi} (1 + a \vec{D} \cdot \vec{u}), \quad (3.1)$$

onde o fluxo diferencial Φ na direção \vec{u} consiste de uma parte isotrópica $\Phi_0/4\pi$, modulada por uma componente dipolar em $\cos(\vec{u}, \vec{D})$. \vec{D} é o vetor unitário apontando na direção do dipolo, \vec{u} é um vetor unitário apontando para uma direção qualquer e a é a amplitude do dipolo relativa ao monopolo, ou seja, $0 \leq a \leq 1$.

No caso de uma distribuição isotrópica dos eventos correspondente a $a = 0$, o que veríamos numa projeção de Aitoff, que é a forma equatorial da projeção equidistante azimutal², distribuída em uma elipse 2:1 com a longitude dividida igualmente partindo do meridiano central, seria o gráfico apresentado na figura 3.1.

Assim, assumindo os termos de ordem mais alta, quadrupolos por exemplo, como desprezíveis, pode-se derivar a amplitude e direção do dipolo a partir de dados simulados ou experimentais. A reconstrução da direção e amplitude do dipolo é o que será realizado neste capítulo a partir de dados simulados. Para

²Forma particular de projeção, onde todas as distâncias medidas a partir do centro do mapa, ao longo de uma linha longitudinal são precisas.

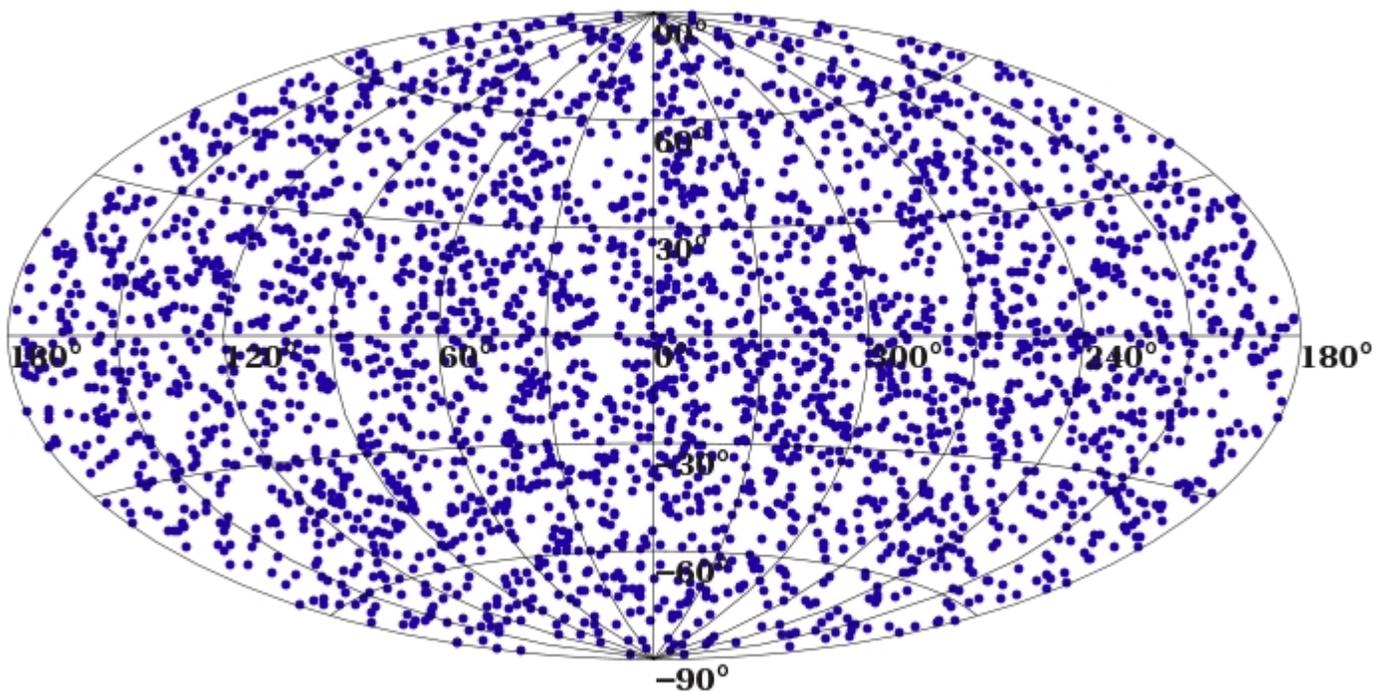


Figura 3.1: Projeção de Aitoff de eventos sorteados segundo distribuição isotrópica, em coordenadas equatoriais

reconstruir os três parâmetros do dipolo, isto é, a sua amplitude e os dois ângulos (declinação δ e ascensão reta α), são necessárias três equações mais uma adicional que corresponde à normalização do fluxo total. Isto é dado pelos seguintes momentos de ordem zero e um, segundo [19]:

$$I_0 = \int \Phi(\vec{u})d\Omega \quad e \quad \vec{I} = \int \vec{u} \Phi(\vec{u})d\Omega. \quad (3.2)$$

As versões discretas dessas integrais, S_0 e \vec{S} são obtidas dividindo-se o céu em uma série de pixels (i, j) com ângulo sólido $\partial\omega_{i,j}$ e alterando-se a integral para uma somatória sobre todos os pixels temos:

$$\int f(\vec{u})d\Omega \rightarrow \sum f_{i,j}\partial\omega_{i,j}. \quad (3.3)$$

Seja $N_{i,j}$ o número de raios cósmicos observados na direção do pixel (i, j) e $\omega(\vec{u})$ a exposição de uma dada direção no céu para um determinado observatório. Pode-se escrever o número diferencial de eventos observados na direção \vec{u} , no ângulo sólido $d\Omega$ como:

$$\frac{dN}{d\Omega}(\vec{u})d\Omega = \Phi(\vec{u})\omega(\vec{u})d\Omega \rightarrow N_{i,j} = \Phi_{i,j}\omega_{i,j}\partial\omega_{i,j}. \quad (3.4)$$

Transformando as integrais da equação 3.2 de acordo com 3.3 e substituindo $\partial\omega_{i,j}$ da equação 3.4, obtém-se:

$$I_0 \rightarrow S_0 = \sum \frac{N_{i,j}}{\omega_{i,j}} \quad e \quad \vec{I} \rightarrow \vec{S} = \sum \frac{N_{i,j} \vec{u}_{i,j}}{\omega_{i,j}}, \quad (3.5)$$

onde $\vec{u}_{i,j}$ é o vetor unitário na direção do pixel (i, j) .

As equações 3.5 que envolvem somatórias sobre todos os pixels devem ser transformadas para somar sobre todos os eventos. Isto é feito quando se soma sobre todos os eventos num mesmo pixel, pois se faz essa operação $N_{i,j}$ vezes. Assim, para qualquer quantidade F , se $F_{i,j}$ corresponde ao seu valor na direção (i, j) , e F_k é seu valor na direção do evento k , pode-se escrever:

$$\sum_{i,j} N_{i,j} F_{i,j} = \sum_k F_k, \quad (3.6)$$

onde o primeiro termo é a soma sobre todos os pixels, e o segundo sobre todos os eventos. Aplicando este

procedimento nas equações 3.5, chegamos finalmente à versão discreta das equações 3.2:

$$S_0 = \sum_k \frac{1}{\omega_k} \quad e \quad \vec{S} = \sum_k \frac{\vec{u}_k}{\omega_k}, \quad (3.7)$$

onde as somas são sobre todos os eventos e ω_k é a exposição do céu na direção do evento k , conforme observado pelo observatório em questão.

Como a exposição ω_k está no denominador nas equações 3.7, ela não pode ser nula. Dessa forma assumiremos que a exposição diferente de zero está contida entre as declinações $\delta_{min} = -90^\circ$ e $\delta_{max} = 24,75^\circ$, as quais correspondem aos ângulos zenital mínimo $65,25^\circ$ e máximo 180° de observação do Observatório Pierre Auger, em coordenadas equatoriais, ou seja, medidos a partir do polo norte celeste, conforme é apresentado na figura 3.2.

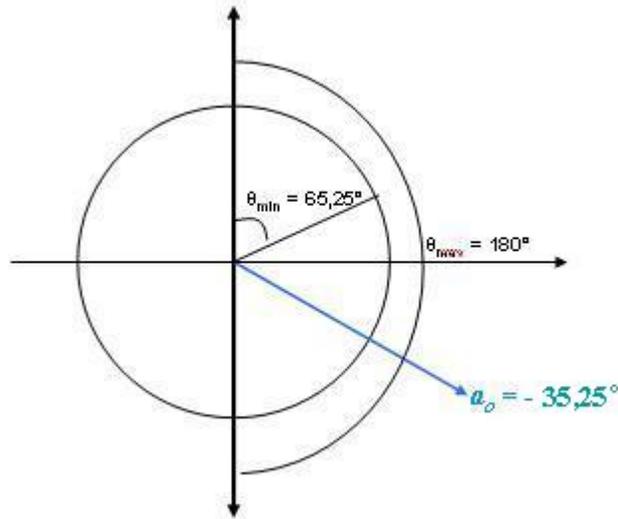


Figura 3.2: Figura esquemática dos ângulos zenitais mínimo e máximo, em coordenadas equatoriais, de visão do Observatório Pierre Auger.

Reescrevendo as equações 3.2 como:

$$I_0 = \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} d\theta \sin \theta \int_0^{2\pi} d\phi \Phi(\vec{u}) \quad e \quad \vec{I} = \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} d\theta \sin \theta \int_0^{2\pi} d\phi \vec{u} \Phi(\vec{u}) \quad (3.8)$$

e integrando-as usando 3.1 chegamos em:

$$\begin{aligned}
I_0 &= \frac{\Phi_0 d}{4}(2 + saD_z) \\
I_x &= \frac{\Phi_0 d}{4}(1 - \gamma)aD_x \\
I_y &= \frac{\Phi_0 d}{4}(1 - \gamma)aD_y \\
I_z &= \frac{\Phi_0 d}{4}(s + 2\gamma aD_z),
\end{aligned} \tag{3.9}$$

onde D_x , D_y e D_z são as componentes do dipolo \vec{D} reconstruído e substituímos alguns termos por:

$$\begin{aligned}
d &= \cos \theta_{min} - \cos \theta_{max} \\
s &= \cos \theta_{min} + \cos \theta_{max} \\
p &= \cos \theta_{min} * \cos \theta_{max} \\
\gamma &= \frac{s^2 - p}{3}.
\end{aligned}$$

Finalmente as equações 3.9 podem ser invertidas para se obter os valores das componentes do vetor de dipolo reconstruído:

$$\begin{aligned}
aD_x &= \frac{I_x}{sI_z - 2\gamma I_0} \left(\frac{\gamma - p}{\gamma - 1} \right) \\
aD_y &= \frac{I_y}{sI_z - 2\gamma I_0} \left(\frac{\gamma - p}{\gamma - 1} \right) \\
aD_z &= \frac{sI_0 - 2I_z}{sI_z - 2\gamma I_0},
\end{aligned} \tag{3.10}$$

onde I_0 e \vec{I} podem ser calculados de suas versões discretas 3.7.

Assim, as componentes do vetor de dipolo não normalizado podem ser reconstruídas a partir das equações 3.10, enquanto sua amplitude é a norma desse vetor e pode ser escrita como:

$$a_{rec}^2 = \frac{\left(\frac{\gamma-p}{\gamma-1}\right)^2 (S_x^2 + S_y^2) + (sS_0 - 2S_z)^2}{(2\gamma S_0 - sS_z)^2}. \tag{3.11}$$

Com o valor da amplitude calculado, pode-se normalizar o vetor de dipolo calculado em 3.10 dividindo-se cada uma de suas componentes pela raiz quadrada da amplitude obtida em 3.11.

Como se pode ver, esse método reconstrói o dipolo tridimensionalmente, ou seja, em declinação, ascensão reta e amplitude, ao contrário de outros que o caracterizam apenas bidimensionalmente, como, por

exemplo, o Método de Rayleigh 2D [20].

3.2 Simulação de Dados para Reconstrução de Dipolo

Originalmente, supomos uma amplitude a do dipolo e sua direção apontando para o centro galáctico com declinação $\delta = -28^\circ 55'$ e ascensão reta $\alpha = 17h42min$, que em coordenadas esféricas³ correspondem aos ângulos zenital θ e azimutal ϕ dados por 3.12:

$$\theta = \frac{\pi}{2} - \delta \quad e \quad \phi = \alpha. \quad (3.12)$$

Esses valores serão reconstruídos a partir de conjuntos de dados simulados considerando-se diferentes números de eventos, segundo método explicado a seguir.

Para a simulação de dados foi desenvolvido um programa em C, onde se utilizou o método da inversão para se determinar as funções pelas quais os valores dos ângulos zenital θ^* e azimutal ϕ^* seriam sorteados, a partir de números aleatórios gerados randomicamente de uma distribuição uniforme entre 0 e 1.

Cumpramos ressaltar que o sorteio desses ângulos pode ser feito de várias maneiras e a escolha do procedimento aqui adotado representa apenas uma das formas possíveis.

Tomando como base a equação 3.1, integrou-se em γ e ρ , como segue:

$$\int_{-1}^{x^*} \int_0^{\phi^*} \frac{(1+ax)}{4\pi} dx d\rho = \int_0^{u^*} \int_0^{v^*} dudv, \quad (3.13)$$

onde $\vec{D} \cdot \vec{u} = \cos\gamma$ o qual substituímos por x .

Integrando a equação 3.13 chega-se em:

$$\phi^* = 2\pi v^*, \quad (3.14)$$

para o ângulo azimutal da direção do evento simulado, onde v^* é um número aleatório uniformemente distribuído entre 0 e 1, e em:

$$x^* = \frac{-1 + \sqrt{1 + a^2 4au^* - 2a}}{a}, \quad (3.15)$$

onde u^* é um número aleatório uniformemente distribuído entre 0 e 1 e a é a amplitude do dipolo original.

³Estamos supondo aqui um sistema de coordenadas com o eixo z apontando para o polo norte celeste, e os eixos $x - y$ no plano equatorial.

Portanto,

$$\theta^* = \arccos(x^*) \quad (3.16)$$

é o ângulo zenital da direção do evento simulado.

A partir das equações 3.14 e 3.16 simulou-se 10^4 vezes conjuntos de dados com N eventos, onde suas componentes foram calculadas a partir das equações 3.17 criando um céu, com um dipolo orientado na direção do eixo \hat{z} , conforme apresentado na figura 3.3. Nesta figura, os eventos são apresentados segundo a projeção de Aitoff, em coordenadas equatoriais.

$$R_x = \sin \theta^* \cos \phi^* \quad (3.17)$$

$$R_y = \sin \theta^* \sin \phi^*$$

$$R_z = \cos \theta^*,$$

onde R_x , R_y e R_z são as componentes da direção de cada um dos eventos simulados a partir dos ângulos 3.14 e 3.16.

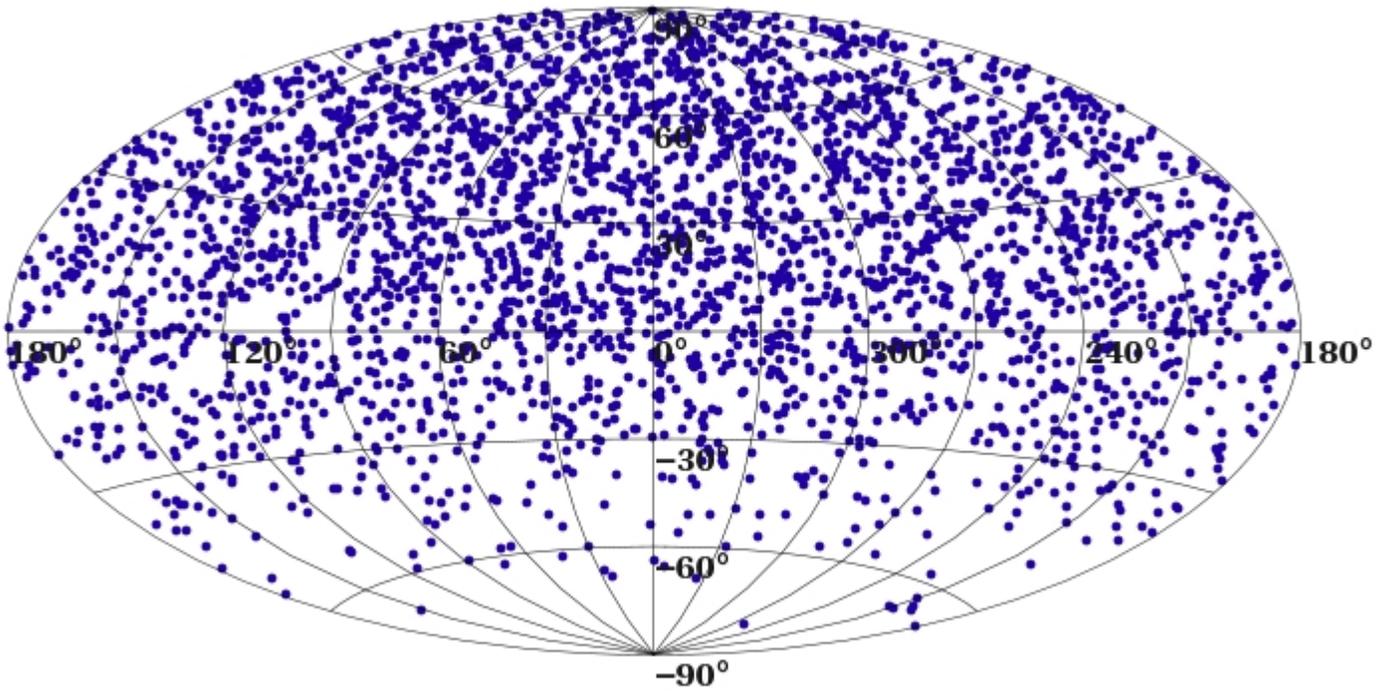


Figura 3.3: Projeção de Aitoff dos eventos sorteados com uma distribuição dipolar apontando para o eixo \hat{z} , em coordenadas equatoriais. Para a figura o valor da amplitude do dipolo utilizada foi de 1,0.

Com o céu gerado, os eventos foram rotacionados um a um para direções em torno da direção do dipolo original, ou seja, em torno da direção do centro da galáxia. Este procedimento corresponde a fazer o eixo z ser rodado até apontar para o centro galáctico. Para essa rotação foi aplicada a matriz abaixo nas componentes R_x , R_y e R_z de cada evento:

$$\begin{pmatrix} \frac{-CG_y}{\sqrt{1-CG_z^2}} & \frac{-CG_x*CG_z}{\sqrt{1-CG_z^2}} & CG_x \\ \frac{-CG_x}{\sqrt{1-CG_z^2}} & \frac{-CG_y*CG_z}{\sqrt{1-CG_z^2}} & CG_y \\ 0 & \sqrt{1-CG_z^2} & CG_z \end{pmatrix},$$

onde CG_x , CG_y e CG_z são as componentes do vetor unitário apontando na direção do centro galáctico.

Com isso, tem-se um novo conjunto de eventos, com componentes representadas por R'_x , R'_y e R'_z para cada evento, com maior concentração na direção do centro galáctico e menor concentração no anti-centro, formando um dipolo.

A imagem gerada com esses eventos simulados já rotacionados é apresentada na figura 3.4, onde o ponto em vermelho representa a direção do dipolo original (centro galáctico) e os eventos são apresentados segundo a projeção de Aitoff, em coordenadas equatoriais.

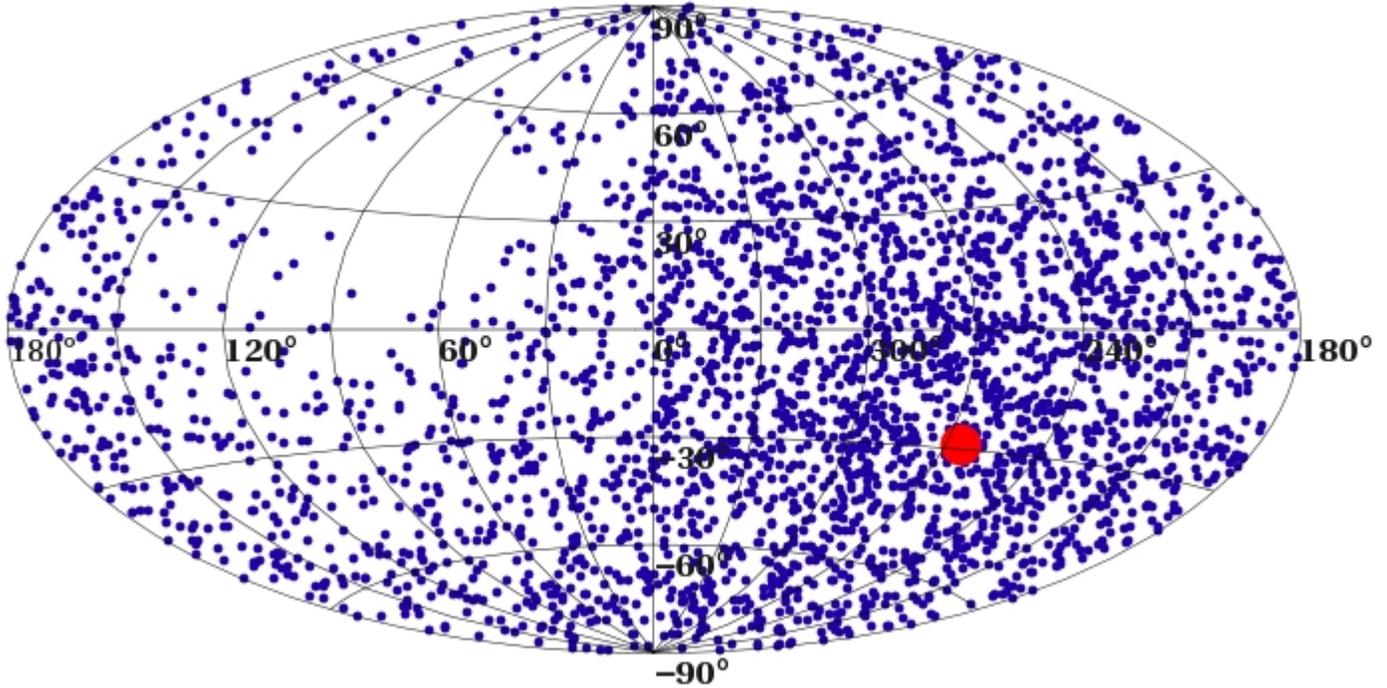


Figura 3.4: Projeção de Aitoff dos eventos sorteados com uma distribuição dipolar e rotacionados para a direção do centro galáctico, em coordenadas equatoriais. Para a figura o valor da amplitude do dipolo utilizada foi de 1,0.

A partir dos conjuntos de dados sorteados e rotacionados para a direção do centro galáctico, é calculada a declinação δ de cada evento de acordo com a equação 3.18, a fim de se determinar sua exposição relativa $\omega(\delta)$, dada pela equação 2.5, segundo [17].

$$\delta = \arcsin(R'_z), \quad (3.18)$$

onde R'_z é a componente \hat{z} da direção do evento simulado e rotacionado.

Os eventos com $\delta \geq \delta_{max} = 24,75^\circ$ são imediatamente excluídos, por estarem fora do campo de visão do Observatório Pierre Auger. Os demais serão mantidos ou descartados com uma probabilidade proporcional a $\omega(\delta)/\omega_{max}$, de acordo com a figura 2.7. Para tal, aplica-se o método da rejeição: para cada evento na declinação δ , sorteia-se um número randômico de uma distribuição uniforme entre 0 e 1 e compara-se este número com $\omega(\delta)/\omega_{max}$. Se for menor, mantém-se o evento para a análise futura e ele será utilizado para a reconstrução do dipolo a partir do método desenvolvido na seção anterior, seção 3.1. Caso seja maior que $\omega(\delta)/\omega_{max}$, descarta-se (rejeita-se) este evento. Como resultado do processo de rejeição, permanece apenas um terço dos eventos para a análise e reconstrução, aproximadamente.

O resultado dessa reconstrução, onde não é considerado o erro experimental do detector de superfície ou o desvio angular do campo magnético galáctico, será utilizado para compará-lo ao resultado que será obtido na análise seguinte, seção 3.3, realizada incluindo-se esses erros ou desvios angulares.

Um fluxograma resumido do processo executado até aqui é apresentado no apêndice C.

3.3 Simulação de Eventos Defletidos

Nesta seção, o que se deseja é desviar a direção de cada evento simulado anteriormente de um valor que represente a incerteza na direção do evento simulado, seja ela pelo erro experimental do detector de superfície no momento da reconstrução do chuveiro atmosférico ou pela influência do campo magnético galáctico, responsável por desvios angulares na trajetória das partículas desde sua fonte até a atmosfera terrestre. Está se considerando aqui a flutuação estatística na deflexão da direção, e não o desvio sistemático, devido ao campo magnético regular.

Com a direção de cada evento desviada, novamente será utilizado o método de reconstrução desenvolvido na seção 3.1 para a reconstrução do dipolo orientado para o centro galáctico, agora com o erro do detector ou desvio do campo magnético considerados, tornando a metodologia de reconstrução mais precisa em termos de proximidade com a realidade experimental.

Para se conseguir embutir esse erro (desvio) na direção de cada um dos eventos simulados, foi aplicada uma distribuição gaussiana bidimensional com erro igual ao do detector de superfície, ou seja, de $\sigma = 1,5^\circ$,

sobre cada um dos pontos na esfera de eventos simulados. Esse processo é explicado a seguir.

Novamente foram sorteados N eventos seguindo uma distribuição gaussiana bidimensional:

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_x} \exp\left[-\frac{(x - \bar{x})^2}{2\sigma_x^2}\right] \quad e \quad f(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_y} \exp\left[-\frac{(y - \bar{y})^2}{2\sigma_y^2}\right], \quad (3.19)$$

onde das equações 3.19 e considerando:

- \bar{x} e \bar{y} como zero e
- $\sigma_x = \sigma_y = \sigma$ (distribuição gaussiana simétrica),

temos:

$$f(x)f(y)dxdy = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left[-\frac{(x^2 + y^2)}{2\sigma^2}\right]dxdy = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left[-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right]rdrd\lambda. \quad (3.20)$$

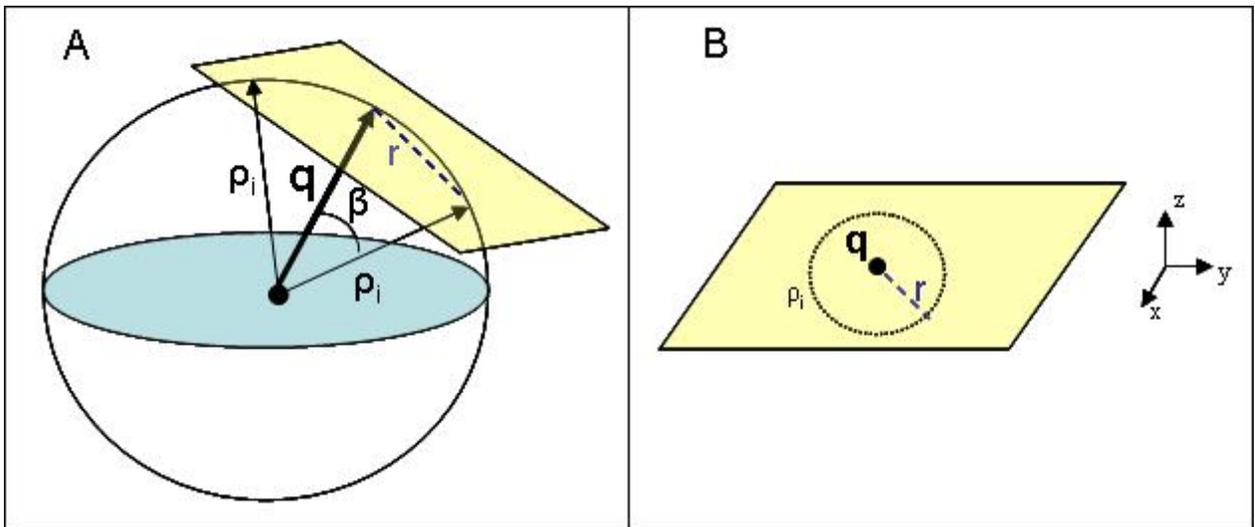


Figura 3.5: Aproximação da calota terrestre por um plano. Essa aproximação é válida somente quando se tem um desvio angular pequeno, de até 7° aproximadamente, em torno do ponto analisado.

Para que fosse possível utilizar uma distribuição gaussiana bidimensional em torno de cada ponto simulado sobre a esfera, ou seja, em torno de cada evento simulado, a calota terrestre foi aproximada para um plano, visto que isso é possível apenas quando se tem um desvio angular pequeno em torno desse ponto. Isto significa gaussianas com desvios padrões de até 7° , aproximadamente. O valor de 7° pôde ser determinado ao compará-lo com seu seno e verificar-se que eles têm valores próximos para ângulos desse valor.

Analisando a figura 3.5, vê-se que $x^2 + y^2 = r^2$, ou seja, o raio do círculo que será formado pelas direções dos novos eventos sorteados em torno de um determinado evento \vec{q} , para cada simulação.

Da figura 3.5, vê-se que $r = \rho \sin(\beta)$. Considerando o raio ρ como um vetor unitário e o ângulo β muito pequeno, pode-se aproximar $\sin(\beta) = \beta$ e portanto $r = \beta$. Como isso, tem-se o valor do ângulo β entre a nova direção sorteada e a direção original para cada evento.

Através da alteração das variáveis de integração $dxdy$ para $\sin(\beta)d\beta d\lambda$, integra-se em β e λ a equação 3.20 e, utilizando-se novamente o método da inversão, obtém-se uma equação para sortear os novos ângulos para cada evento. Assim temos:

$$\int_0^{\beta^*} \int_0^{\lambda^*} \frac{\exp\left(\frac{-\beta^2}{2\sigma^2}\right)}{2\pi\sigma^2} \beta d\beta d\lambda = \int_0^{u^*} \int_0^{w^*} dudw \quad (3.21)$$

e portanto:

$$\beta^* = r^* = \sqrt{-2\sigma^2 \lg(u^*)}, \quad (3.22)$$

onde u^* é um número aleatório sorteado de uma distribuição uniforme entre 0 e 1.

Como estamos supondo uma simetria cilíndrica no plano tangente à esfera unitária, o ângulo azimutal λ do novo evento sorteado será obtido por:

$$\lambda^* = 2\pi w^*, \quad (3.23)$$

onde w^* é um número aleatório sorteado de uma distribuição uniforme entre 0 e 1.

Com os N ângulos β^* e λ^* locais determinados, uma rotação sobre cada um foi aplicada, utilizando-se a matriz de rotação abaixo, para que estes fossem apontados para direções em torno das direções simuladas na seção 3.2.

$$\begin{pmatrix} \frac{-R'_y}{\sqrt{1-R_z'^2}} & \frac{-R'_x R'_z}{\sqrt{1-R_z'^2}} & R'_x \\ \frac{-R'_x}{\sqrt{1-R_z'^2}} & \frac{-R'_y R'_z}{\sqrt{1-R_z'^2}} & R'_y \\ 0 & \sqrt{1-R_z'^2} & R'_z \end{pmatrix},$$

onde novamente R'_x , R'_y e R'_z são as componentes da direção de cada um dos N eventos simulados a partir da distribuição dipolar 3.1, e já rotacionados para direções em torno do CG.

O resultado desse processo pode ser visualizado na figura 3.6, onde os pontos em azul escuro são os eventos sorteados originalmente, a partir da distribuição dipolar, os pontos em azul claro são os eventos já defletidos a partir da distribuição gaussiana bidimensional e o ponto em vermelho é a direção do centro galáctico. Por questões de melhor visualização do dipolo, utilizou-se uma amplitude grande, $a = 1,0$, pois para amplitudes pequenas é muito difícil ver graficamente a concentração de eventos numa dada direção.

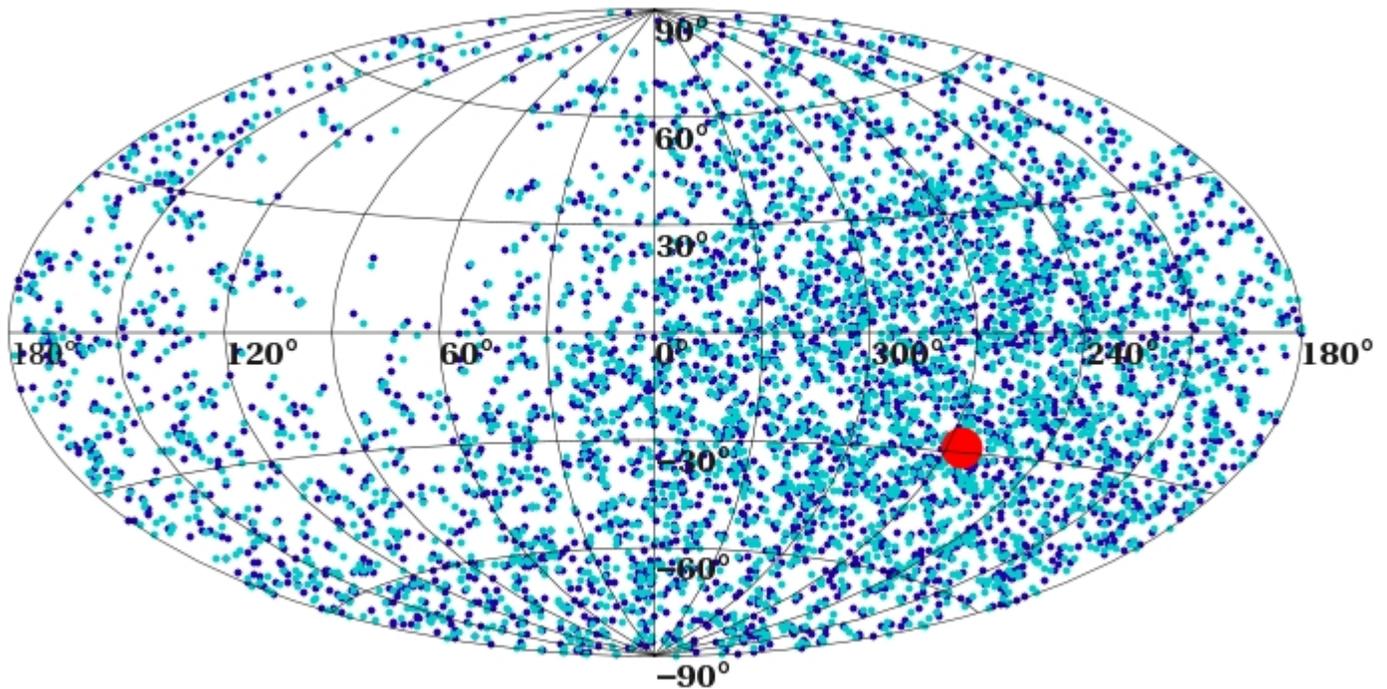


Figura 3.6: Projeção de Aitoff dos eventos sorteados (pontos em azul escuro) e posteriormente defletidos através de uma distribuição gaussiana bidimensional de erro igual a $1,5^\circ$ (pontos em azul claro), em coordenadas equatoriais. O ponto em vermelho representa a localização do centro galáctico. Para a figura o valor da amplitude do dipolo utilizada foi de $1,0$.

A partir daí, serão considerados para análise e posterior reconstrução do dipolo, os N eventos defletidos em relação aos eventos simulados originalmente, ou seja, os eventos sorteados considerando-se o erro instrumental da medida ou mesmo o desvio angular causado pelo campo magnético galáctico.

Novamente, para cada um dos N eventos, calcula-se a declinação de acordo com a equação 3.18 e aplica-se um corte utilizando-se novamente o Método da Rejeição: para cada evento na declinação δ , sorteia-se um número randômico de uma distribuição uniforme entre 0 e 1 e compara-se este número com $\omega(\delta)/\omega_{max}$. Se for menor, mantém-se o evento para a análise futura o qual será utilizado para a reconstrução do dipolo a partir do método desenvolvido na seção 3.1. Caso seja maior que $\omega(\delta)/\omega_{max}$, descarta-se (rejeita-se) este

evento. Os eventos com $\delta \geq \delta_{max} = 24,75^\circ$ são imediatamente excluídos, por estarem fora do campo de visão do Observatório Pierre Auger, veja figura 2.7.

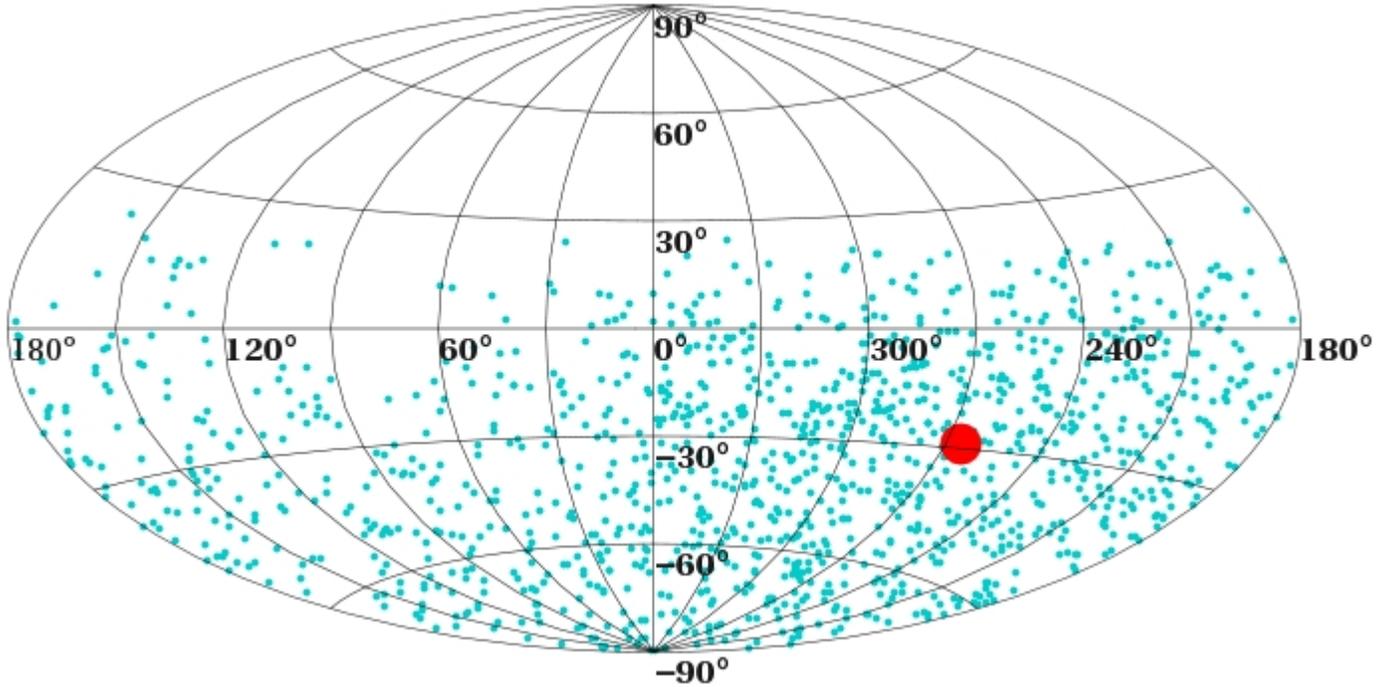


Figura 3.7: Projeção de Aitoff dos eventos filtrados de acordo com a exposição $\omega(\delta)$ do Observatório Pierre Auger Sul, em coordenadas equatoriais. O ponto em vermelho representa a localização do centro galáctico. Para a figura o valor da amplitude do dipolo utilizada foi de 1,0.

Com os eventos filtrados, ou seja, os eventos dentro da exposição do Observatório Pierre Auger, utilizam-se as equações 3.10 e 3.11 para se reconstruir a direção e a amplitude do dipolo em questão.

Os resultados em direção e amplitude obtidos com a reconstrução do dipolo apontando para o CG, a partir de eventos simulados incluindo-se o erro experimental, serão comparados aos resultados obtidos com a reconstrução desse mesmo dipolo a partir de eventos simulados sem que o erro experimental do detector de superfície ou o desvio causado na trajetória das partículas pelo campo magnético galáctico sejam considerados.

Tais resultados são apresentados no capítulo 4.

Um fluxograma resumido desse processo é apresentado no apêndice C.

3.4 Precisão da Reconstrução

Para se detectar anisotropia ou não, utiliza-se o número de desvios padrão do desvio da isotropia n_σ , ou seja, a significância de uma determinada medida, a qual é dada pelo inverso do desvio padrão de $\frac{\delta a}{a}$:

$$n_\sigma = \left[\sigma\left(\frac{\delta a}{a}\right)\right]^{-1} = K_a a \sqrt{N}, \quad (3.24)$$

onde K_a é o poder de reconstrução do detector, que caracteriza a habilidade do detector utilizado em medir a amplitude de uma anisotropia dipolar no fluxo de raios cósmicos. O valor deste parâmetro será calculado no capítulo 4 e será dado através dos gráficos de desvio padrão por número de eventos. Aqui a é a amplitude do dipolo reconstruída e N é o número de eventos.

Como se pode ver pela equação 3.24, para se atingir uma alta precisão na reconstrução, ou seja, n_σ maiores, é necessária uma grande quantidade de eventos, já que se espera um valor da amplitude da anisotropia pequeno, em vista da dificuldade em se detectá-la.

Estudos apresentados em [19] mostram um K_a de 0,33 para um dipolo orientado na direção do CG, observado pelo Observatório Pierre Auger Sul.

3.5 Tempo de Observação

Estimando-se a capacidade de reconstrução de dipolo através do cálculo da significância, pode-se determinar o tempo de exposição necessário para se obter essa qualidade de reconstrução de acordo com o valor da energia dos raios cósmicos detectados pelo Observatório Pierre Auger. Para isso os cálculos que se seguem se tornam necessários.

Suponhamos que o detector cobre uma área A . Considerando uma dada direção de observação, a área efetiva perpendicular a essa direção será $A * \cos \theta$ e definiremos uma exposição direcional $\omega(\theta, \phi) = A \cos \theta$, de modo que a área efetiva será:

$$(A\Omega)_{efetiva} = \int_0^{60^\circ} \int_0^{2\pi} (A * \cos \theta) d\Omega. \quad (3.25)$$

A exposição do observatório (omnidirecional), quando este estiver completo, ou seja, com 3000 km^2 de área, no período de tempo Δt de 1 ano, será dada por:

$$\omega = \int_0^{60^\circ} \int_0^{2\pi} \int_0^1 (A * \cos \theta) \sin \theta d\theta d\phi dt = A * 2,36 * 1 = 7,0.10^3 \text{ km}^2 .sr.ano, \quad (3.26)$$

onde θ e ϕ são os ângulos zenital e azimutal locais do observatório.

Tem-se que o fluxo integral de raios cósmicos com energias acima de 10^{19} eV é dado por $0,5 \text{ eventos}/\text{km}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{ano}$, segundo [17]. Assim, para se calcular esse fluxo para energias acima de $10^{18,5}$ eV, que é a faixa de energia que será considerada, é necessário a utilização da equação 1.1 dada no capítulo 1.1. O valor do expoente γ será 2 (valor arredondado), escolhido de acordo com a faixa de energia considerada.

$$\begin{aligned} N(> E) &\propto E^{-2} & (3.27) \\ \frac{N(> 10^{18,5})}{N(> 10^{19})} &= \frac{(10^{18,5})^{-2}}{(10^{19})^{-2}} \\ N(> 10^{18,5}) &= 5 \text{ eventos}/\text{km}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{ano}. \end{aligned}$$

Assim, tendo o valor calculado através da equação da exposição 3.26 e o valor calculado na equação do espectro integral 3.27, determina-se o fluxo de eventos no ano:

$$\omega * N(> 10^{18,5}) = 35000 \text{ eventos/ano}. \quad (3.28)$$

Com isso, uma simples regra de três pode ser utilizada para calcular o tempo que será necessário observar para se ter uma reconstrução de dipolo com N eventos e com uma dada significância correspondente.

$$t = \frac{N \text{ eventos}}{35000 \text{ eventos/ano}}. \quad (3.29)$$

Utilizando as equações 3.24 e 3.29, pode-se escrever o tempo de observação como função do número de desvios padrão n_σ , do poder de reconstrução K_a e da amplitude a . Assim, tem-se:

$$t = \frac{n_\sigma^2}{35000 K_a^2 a^2} \text{ anos}. \quad (3.30)$$

De acordo com dados do Observatório Pierre Auger, tem-se que sua exposição integrada de janeiro de 2004 a janeiro de 2008 é de aproximadamente $9000 \text{ km}^2 \cdot \text{ano} \cdot \text{sr}$. Portanto, a exposição já acumulada pelo Observatório Pierre Auger corresponde a um tempo de aproximadamente 1,3 anos de operação de observatório completo.

Resultados

Os resultados apresentados aqui vêm da análise de diferentes conjuntos de dados, simulados por 10^4 vezes utilizando-se os valores de 0,01, 0,05 e 0,1 como amplitudes de dipolo. Foram simulados 15000, 30000, 75000 e 150000 eventos para cada uma das 10^4 simulações e para cada valor de amplitude. Após aplicada a exposição aos eventos simulados, de acordo com a equação 2.5, restou um terço dos eventos de cada conjunto de dados, em média. Os cálculos realizados posteriormente levam em conta o número de eventos restantes. Também foram simulados eventos para os quais foi adicionado o erro experimental do detector de $1,5^\circ$ para os mesmos valores de amplitude e os mesmos números de eventos, e posteriormente reconstruídos para comparações aos resultados reconstruídos sem o erro experimental.

Os valores inicialmente supostos que devem ser reconstruídos a partir da metodologia descrita no capítulo 3 são:

Amplitude	Declinação	Ascensão Reta
0,10 - 0,05 - 0,01	$-28^\circ 55'$	17h42min

Tabela 4.1: Valores teóricos da amplitude e direção do dipolo apontando para o centro galáctico

Para o cálculo da variância esférica V , ou seja, a medida da concentração sobre a direção média, utilizou-se a equação 4.1, segundo [21]:

$$V = \frac{n - R}{n} \quad 0 \leq V \leq 1, \quad (4.1)$$

onde n é o número de reconstruções realizadas e R é dado pela equação abaixo:

$$R = \sqrt{D_x^2 + D_y^2 + D_z^2}. \quad (4.2)$$

Quanto maior o valor de R , mais concentrados estão os resultados das n reconstruções em torno da direção média do dipolo.

Nas tabelas 4.2 e 4.3 são apresentados os resultados da reconstrução do dipolo apontando para o CG com 10% de amplitude sem considerar o erro experimental do detector e considerando-o, respectivamente.

No. de Eventos Médio	Amplitude	Declinação	Ascensão Reta	Variância Esférica
5000	$0,113 \pm 0,032$	$-26^{\circ}02'$	17h42min45seg	0,134
10000	$0,106 \pm 0,024$	$-27^{\circ}18'$	17h41min24seg	0,073
25000	$0,101 \pm 0,015$	$-28^{\circ}02'$	17h42min09seg	0,030
50000	$0,010 \pm 0,011$	$-28^{\circ}00'$	17h42min18seg	0,015

Tabela 4.2: Resultados da reconstrução de dipolo para céu parcial sem erro experimental para amplitude de 10%.

No. de Eventos Médio	Amplitude	Declinação	Ascensão Reta	Variância Esférica
5000	$0,116 \pm 0,0352$	$-26^{\circ}45'$	17h42min09seg	0,142
10000	$0,109 \pm 0,0252$	$-27^{\circ}28'$	17h41min59seg	0,076
25000	$0,103 \pm 0,0163$	$-28^{\circ}02'$	17h42min37seg	0,031
50000	$0,102 \pm 0,0116$	$-28^{\circ}19'$	17h42min24seg	0,016

Tabela 4.3: Resultados da reconstrução de dipolo para céu parcial com erro experimental de $1,5^{\circ}$ para amplitude de 10%.

Para obter os resultados utilizou-se a latitude geográfica do observatório como $-35,2^{\circ}$ e o ângulo zenital de visão máxima do observatório igual a 60° .

Para se chegar aos ângulos da declinação δ e ascensão reta α utilizaram-se as componentes do dipolo reconstruídas em cada uma das 10^4 simulações, calculando-se a resultante em cada direção \hat{x} , \hat{y} e \hat{z} . Com essas resultantes disponíveis, as direções angulares são dadas pelas equações 4.3 e 4.4:

$$\delta = \arcsin(D_z) \quad (4.3)$$

e

$$\alpha = \arctan(D_y/D_x), \quad (4.4)$$

com D_x , D_y e D_z as componentes do dipolo reconstruído.

O gráfico 4.1 também é apresentado, criado para mostrar o comportamento da distribuição das amplitudes reconstruídas quando se altera o número de eventos N , para uma mesma amplitude 0,1 e direção de dipolo apontando para o centro galáctico. Vê-se que a distribuição se aproxima de uma gaussiana, inclusive para pequenos conjuntos de dados. A largura a meia altura das curvas, ou seja, $2,355\sigma$, se estreita para números de eventos maiores, confirmando a melhor qualidade da reconstrução para o conjunto que possui maior quantidade de eventos. Nota-se também, uma tendência (*bias*) a ter mais eventos para $\delta a/a$ próximo a -1 do que a $+1$, acarretando que $\delta a/a < 0$. Conforme são utilizados mais eventos na reconstrução a distribuição fica mais simétrica e $\delta a/a$ se aproxima de zero. A causa da assimetria é que a amplitude é calculada sempre como a raiz quadrada positiva da equação 3.11. O gráfico acima não considera o erro experimental do detector, enquanto o gráfico abaixo inclui nas análises o erro de $1,5^\circ$ do detector de superfície do Observatório Pierre Auger ao simular os eventos. Os valores no eixo das abscissas são os erros relativos sobre a amplitude reconstruída e são dados pela equação 4.5:

$$\frac{\delta a}{a} = \frac{a_{original} - a_{reconstruido}}{a_{original}}. \quad (4.5)$$

O gráfico 4.2 apresenta o comportamento da média e do desvio padrão da amplitude reconstruída para os mesmos conjuntos de dados analisados e graficados na figura 4.1. Vê-se que tanto a média quanto o desvio padrão diminuem para conjuntos de dados maiores, confirmando o resultado apresentado anteriormente. A média e o desvio padrão foram calculados da maneira usual, através das equações de uma distribuição gaussiana, quais sejam:

$$\left\langle \frac{\delta a}{a} \right\rangle = \frac{\sum_{i=0}^N \left(\frac{\delta a}{a}\right)_i}{N} \quad (4.6)$$

e

$$\sigma_{\frac{\delta a}{a}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=0}^N \left(\left(\frac{\delta a}{a}\right)_i - \left\langle \frac{\delta a}{a} \right\rangle\right)^2}{N - 1}}. \quad (4.7)$$

Os gráficos apresentados na figura 4.2 mostram que os desvios padrões das amplitudes reconstruídas sem erro experimental não se alteram quando comparados aos desvios com erro experimental para um

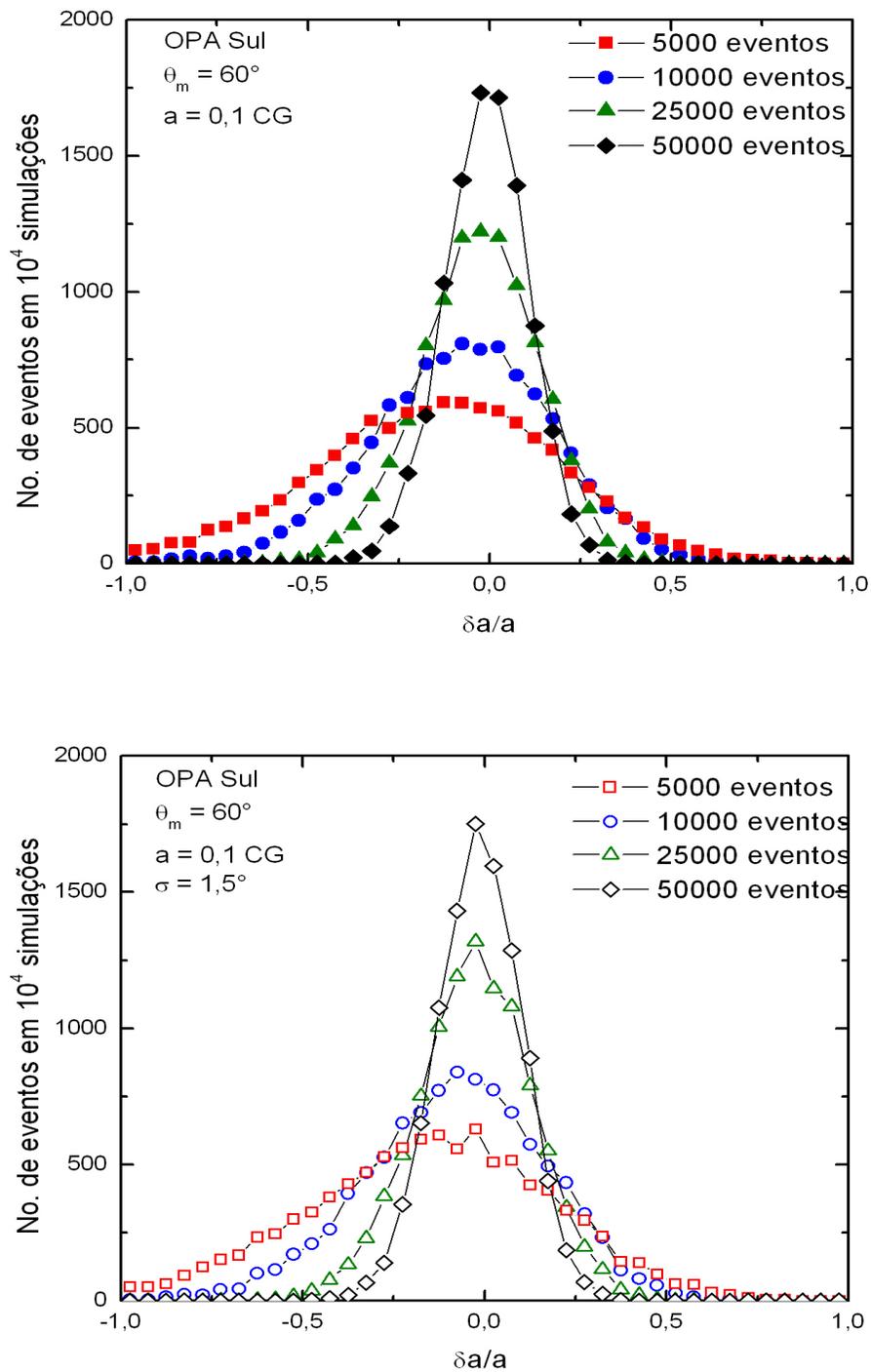


Figura 4.1: Distribuição do erro relativo sobre a amplitude reconstruída para vários tamanhos de conjunto de dados sem (acima) e com o erro do detector (abaixo).

conjunto de dados com igual número de eventos. Isso seria o esperado, uma vez que o erro adicionado é de apenas 1,5°.

As médias das amplitudes reconstruídas com e sem erro, seguindo a mesma comparação feita para o desvio padrão, não se alteram de forma considerável.

No gráfico 4.3 são apresentados os comportamentos do desvio padrão do erro relativo sobre a amplitude reconstruída ($\sigma_{\frac{\delta a}{a}}$) em relação à amplitude a para vários tamanhos de conjuntos de dados e em relação ao número de eventos para diferentes valores de amplitudes.

A partir dos gráficos apresentados na figura 4.3 calcula-se o poder de reconstrução, K_a , do detector para um dipolo orientado para o CG, observado pelo sítio sul do Observatório Pierre Auger, de acordo com a equação 3.24. Fazendo um ajuste linear no gráfico superior da figura 4.3, encontrou-se um $K_a = 0,36$.

No que diz respeito à distribuição das direções reconstruídas nas 10^4 simulações, construiu-se o gráfico do número de eventos em 10^4 simulações em função do cosseno do ângulo formado entre a direção do dipolo original e sua direção reconstruída, $\cos\gamma$. O que se observa nos gráficos 4.4, 4.5, 4.6 e 4.7, com boa aproximação, é uma distribuição de Fisher [21], que descreve a distribuição angular das direções sobre uma direção vetorial média, e é simétrica em torno do vetor médio. Sua função densidade de probabilidade pode ser expressa pela equação 4.8:

$$f(\gamma, \kappa) = \frac{\kappa}{2 \sinh(\kappa)} \exp(\kappa \cos \gamma) \quad \text{para } 0 < \gamma < \pi \text{ e } \kappa \geq 0, \quad (4.8)$$

onde κ é o parâmetro de concentração e seu inverso, $1/\kappa$, influencia a distribuição da mesma maneira que σ^2 influencia a distribuição normal, ou seja, quando σ^2 diminui, tem-se uma distribuição mais próxima da média, e quando κ aumenta, a concentração dos resultados está mais próxima de $\gamma = 0$, ou seja, do ângulo formado entre o vetor de dipolo original com o reconstruído. Segundo [21], o parâmetro de concentração κ está relacionado à variância esférica pela equação 4.9:

$$\kappa = \frac{(n-2)}{(n-R)}, \quad (4.9)$$

onde n é o número de reconstruções realizadas e R é dado pela equação 4.2.

Dos gráficos 4.4, 4.5, 4.6 e 4.7 vê-se que a concentração aumenta conforme o número de eventos cresce. Este resultado está de acordo com o esperado, uma vez que a qualidade de reconstrução da direção do dipolo aumenta conforme o número de eventos cresce, assim como ocorre com a amplitude já apresentada

anteriormente.

Comparando os resultados para a diferença angular γ dos dipolos reconstruídos com erro experimental e sem erro experimental, verifica-se uma leve diminuição na inclinação da reta, principalmente para os gráficos 4.6 e 4.7 que possuem maior número de eventos, significando um parâmetro de concentração κ menor para dipolos reconstruídos considerando-se o erro experimental do detector.

A partir da equação 3.29, calcula-se o tempo estimado de observação para se conseguir os valores reconstruídos do dipolo de acordo com o número de eventos médio utilizado na reconstrução e a amplitude reconstruída. Para o cálculo da significância, n_σ , foi utilizada a equação 3.24.

Uma vez que a área de cobertura do Observatório Pierre Auger vem crescendo desde o início de sua operação, em janeiro de 2004, até o presente, abril de 2008, com a instalação de novos detectores de superfície e de fluorescência, não se pode considerar esse período de 4 anos como exposição constante. A exposição acumulada nesses 4 anos corresponde aproximadamente à do observatório completo, ou seja, já com sua área total de 3000 km^2 , por um período de 1,3 anos.

Para se observar um dipolo com amplitude de 10%, por exemplo, é necessário se detectar raios cósmicos com energias acima de $10^{18,5} \text{ eV}$, por um período de 1,5 meses a 1,4 anos, aproximadamente, dependendo do número de eventos detectados e da significância que se quer atingir. O que se observa na tabela 4.4 ou 4.5 são valores consideráveis de significância a partir de 10000 eventos analisados, e isso nos indica que se existisse uma anisotropia dipolar com amplitude de 10% em direção ao CG, ela já teria sido detectada pelo Observatório Pierre Auger, uma vez que o tempo de observação necessário, de 1,4 anos, é da ordem do tempo de exposição do observatório completo já acumulado.

Esses tempos são apresentados na tabela 4.4 sem considerar-se o erro experimental.

No. de Eventos Médio (N)	Tempo (dias)	Significância (n_σ)
5000	52	2,7
10000	104	3,5
25000	260	5,4
50000	519	7,4

Tabela 4.4: Tempos de observação estimados sem erro experimental de acordo com o número de eventos para valor da amplitude do dipolo de 10%.

Considerando-se o erro experimental do detector, os tempos são apresentados na tabela 4.5.

Para a análise de uma anisotropia dipolar com amplitude de 5%, também para raios cósmicos com energias acima de $10^{18,5} \text{ eV}$, os valores da significância se reduzem consideravelmente, apresentando um

No. de Eventos Médio (N)	Tempo (dias)	Significância (n_σ)
5000	52	2,7
10000	104	3,6
25000	260	5,4
50000	520	7,5

Tabela 4.5: Tempos de observação estimados com erro experimental de acordo com o número de eventos para valor da amplitude do dipolo de 10%.

valor significativo apenas quando o número de eventos analisados é de 50000. Como o tempo de observação necessário para se detectar essa anisotropia com significância relevante é também de 1,4 anos, aproximadamente, e portanto, um tempo equivalente ao tempo de operação do Observatório Pierre Auger completo, novamente o que se conclui é que uma anisotropia dessa ordem é pouco provável de existir, pois nesse caso já teria sido detectada pelo observatório.

Esses tempos são apresentados na tabela 4.6 sem considerar-se o erro experimental.

No. de Eventos Médio (N)	Tempo (dias)	Significância (n_σ)
5000	51	1,8
10000	103	2,1
25000	257	2,9
50000	513	3,9

Tabela 4.6: Tempos de observação estimados sem erro experimental de acordo com o número de eventos para valor da amplitude do dipolo de 5%.

Considerando-se o erro experimental do detector, os tempos são apresentados na tabela 4.7.

No. de Eventos Médio (N)	Tempo (dias)	Significância (n_σ)
5000	51	1,8
10000	103	2,1
25000	257	2,9
50000	514	3,9

Tabela 4.7: Tempos de observação estimados com erro experimental de acordo com o número de eventos para valor da amplitude do dipolo de 5%.

Já para valores de amplitude de anisotropia dipolar da ordem de 1%, o que se conclui dos resultados

é que os valores das significâncias calculados são irrelevantes, visto que um valor realmente significativo seria algo em torno de 3, para se começar a realizar uma análise mais cuidadosa. Assim, se quisermos ter a possibilidade de se observar uma anisotropia dessa ordem, dois passos podem ser tomados: aumentar a área e/ou o tempo de exposição do Observatório Pierre Auger.

Esses tempos são apresentados na tabela 4.8 sem considerar-se o erro experimental.

No. de Eventos Médio (N)	Tempo (dias)	Significância (n_σ)
5000	51	1,4
10000	102	1,4
25000	254	1,5
50000	509	1,5

Tabela 4.8: Tempos de observação estimados sem erro experimental de acordo com o número de eventos para valor da amplitude do dipolo de 1%.

Considerando-se o erro experimental do detector, os tempos são apresentados na tabela 4.9:

No. de Eventos Médio (N)	Tempo (dias)	Significância (n_σ)
5000	51	1,4
10000	102	1,4
25000	255	1,5
50000	509	1,6

Tabela 4.9: Tempos de observação estimados com erro experimental de acordo com o número de eventos para valor da amplitude do dipolo de 1%.

A partir da equação 3.24 e extrapolando os resultados obtidos em [19] para a análise do comportamento da dispersão $\delta a/a$ como função do número de eventos N para vários valores da amplitude a , podemos determinar o número de eventos que precisam ser detectados pelo Observatório Pierre Auger para observar uma amplitude de 1% com uma significância de valor considerável, por exemplo, 3.

$$3 = 0,36 * 0,01 * \sqrt{N} \Rightarrow N \approx 6,9 * 10^5 \text{ eventos}, \quad (4.10)$$

onde foi utilizado um poder de reconstrução K_a do detector de 0,36.

Assim, utilizando a equação 3.29, o tempo de observação necessário para detectar-se o número de eventos calculado pela equação 4.10 é de, aproximadamente, $t = 19,8$ anos, para eventos com energias

acima de $10^{18,5}$ eV. É, portanto, um tempo bem maior que o tempo de exposição de 1,3 anos que o Observatório Pierre Auger Sul já tem acumulado até janeiro de 2008.

Este cálculo nos indica que no caso de existir uma anisotropia dipolar em direção ao centro galáctico com amplitude de 1%, ela ainda não poderia ter sido detectada com o tempo de exposição que o Observatório Pierre Auger possui até hoje, início de 2008.

A tabela 4.10 apresenta o cálculo do tempo de observação necessário, de acordo com a significância que se quer atingir, para o Observatório Auger detectar uma possível anisotropia dipolar de 1% na direção do CG, para raios cósmicos com energias acima de $10^{18,5}$ eV, utilizando a equação 3.30.

Significância (n_σ)	Tempo (anos)
3	19,8
4	35,2
5	55,0
6	79,2

Tabela 4.10: Tempos de observação estimados de acordo com o número de desvios padrão n_σ para amplitude do dipolo de 1% na direção do CG.

Pode-se, a partir da equação 3.24, calcular um limite superior para a amplitude de anisotropia dipolar na direção do centro galáctico, ou seja, amplitudes de anisotropia dipolar com valores maiores que esse limite já poderiam ter sido detectadas com a configuração atual do Observatorio Pierre Auger.

Portanto, pode-se afirmar que no caso de uma anisotropia dipolar apontando na direção do centro galáctico existir, ela terá sua amplitude menor que esse valor limite, calculado abaixo. Para isso estamos considerando uma significância de 3, um poder de reconstrução do detector K_a de 0,36 e um número de eventos N de 45000, valor este calculado no final da seção 3.5.

$$\begin{aligned}
 n_\sigma &= K_a * a * \sqrt{N} \\
 3 &= 0,36 * a * \sqrt{45000} \\
 a &< 0,0393
 \end{aligned}
 \tag{4.11}$$

Assim, podemos garantir que uma anisotropia na direção do CG com amplitude maior que $\approx 4\%$ não existe, para energias acima de $10^{18,5}$ eV.

Realizando esse mesmo cálculo para o caso estudado no artigo [16], onde o número de eventos bem

reconstruídos pelo Observatório Pierre Auger considerado foi de 79265¹, para o período de 1° de janeiro de 2004 a 30 de março de 2006, com energias entre 10^{17,9} eV e 10^{18,5} eV, tem-se o seguinte limite para o valor da amplitude de uma anisotropia dipolar apontando na direção do CG:

$$\begin{aligned}n_{\sigma} &= K_a * a * \sqrt{N} \\3 &= 0,36 * a * \sqrt{79265} \\a &< 0,0296\end{aligned}\tag{4.12}$$

¹Eventos satisfazendo nível 5 de *trigger*, chegando com ângulo zenital menor que 60°, detectados apenas pelos detectores de superfície.

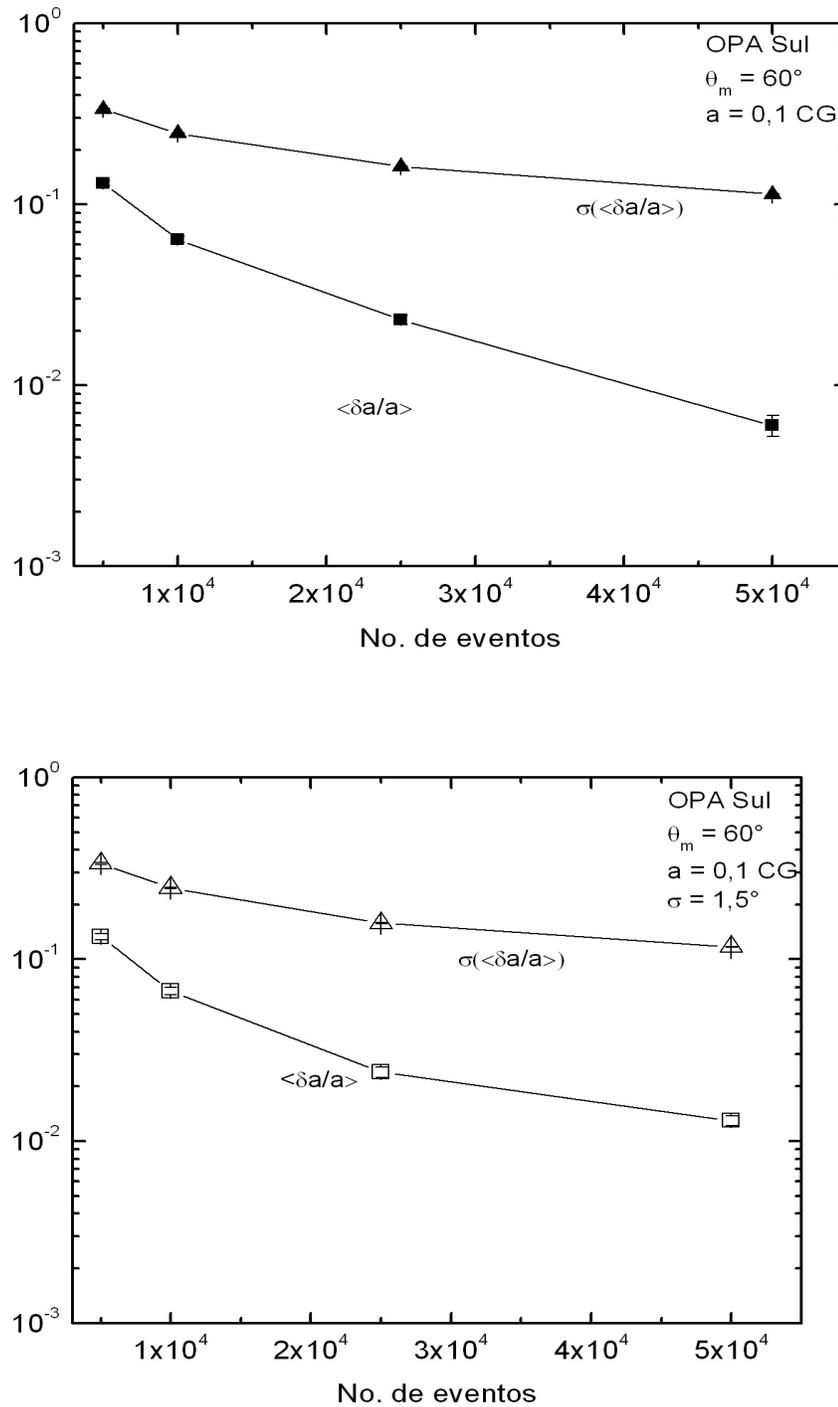


Figura 4.2: Comportamento da média e desvio padrão das distribuições gaussianas para os vários conjuntos de dados considerando-se o erro de $1,5^\circ$ do detector de superfície (abaixo) e sem considerá-lo (acima), para o valor da amplitude do dipolo de 10%.

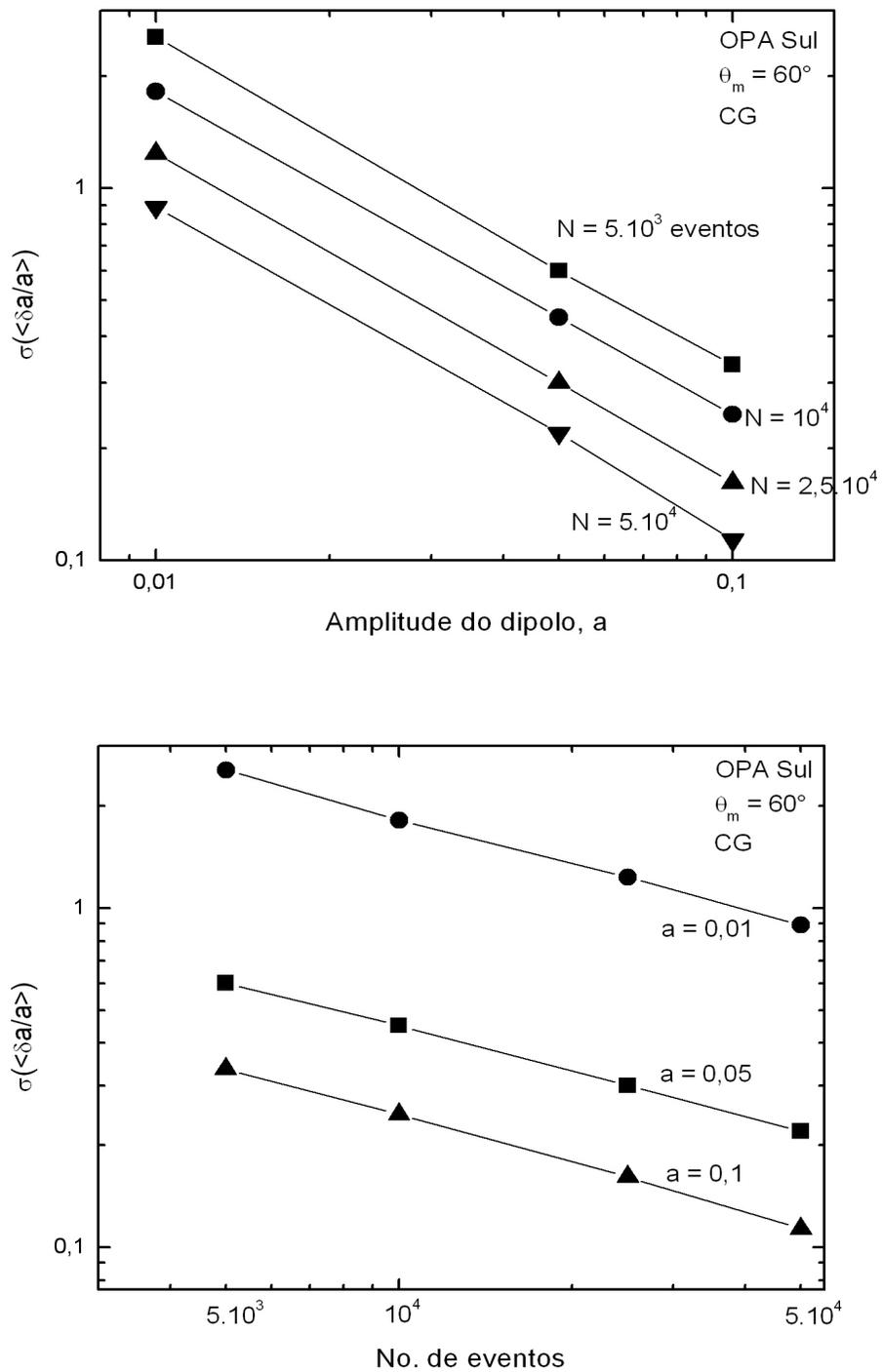


Figura 4.3: Variação da dispersão $\frac{\delta a}{a}$ como função da amplitude a para vários tamanhos de conjuntos de dados (acima) e como função do número de eventos reconstruídos N para vários valores de a (abaixo).

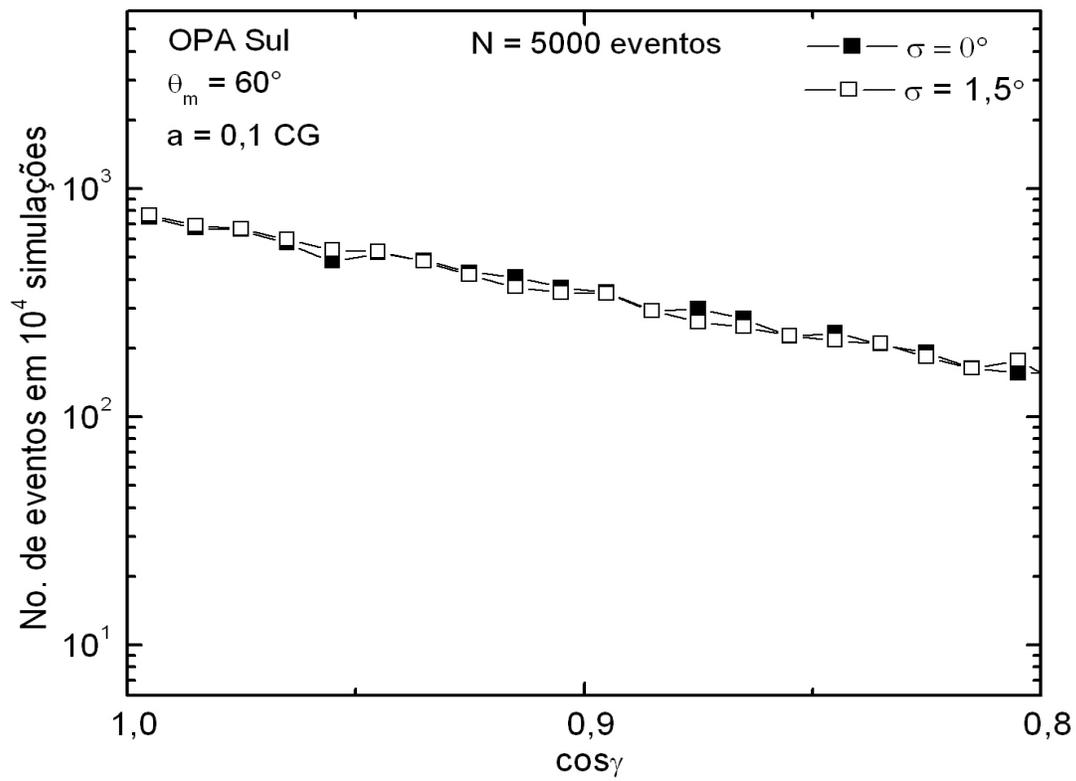


Figura 4.4: Comparação entre as distribuições do cosseno do ângulo entre a direção do dipolo original e a reconstruída para 5000 eventos em 10^4 simulações, com e sem o erro de $1,5^\circ$ adicionado.

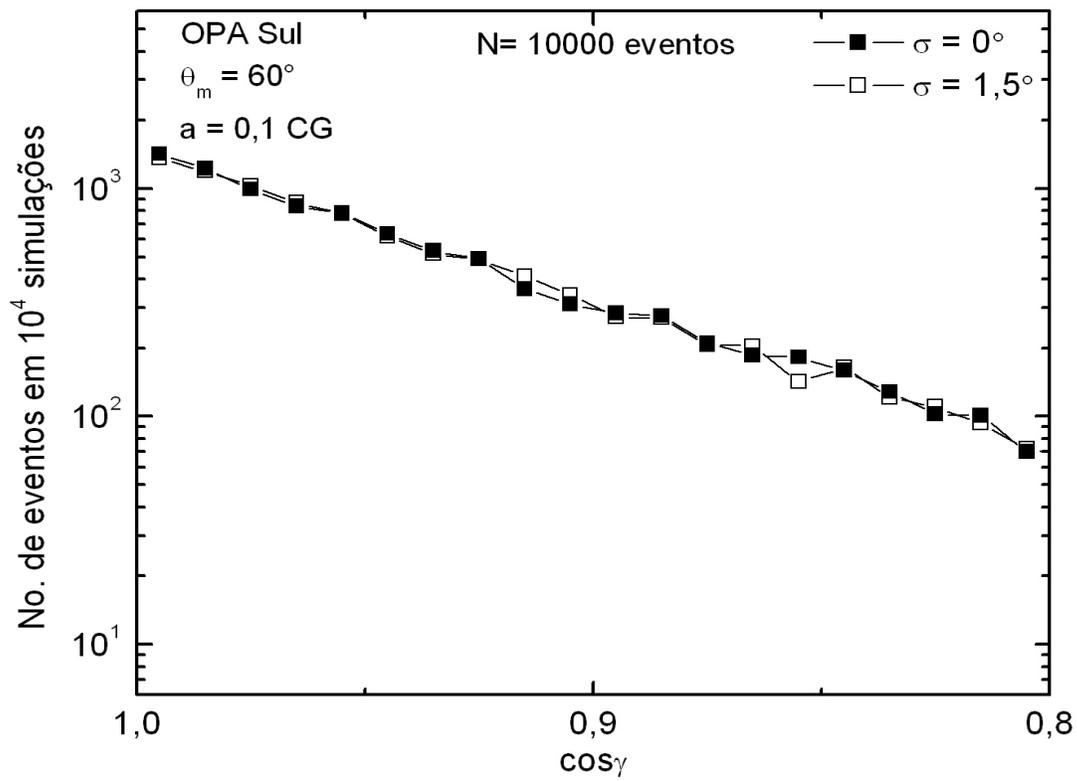


Figura 4.5: Comparação entre as distribuições do cosseno do ângulo entre a direção do dipolo original e a reconstruída para 10000 eventos em 10^4 simulações com e sem o erro de $1,5^\circ$ adicionado.

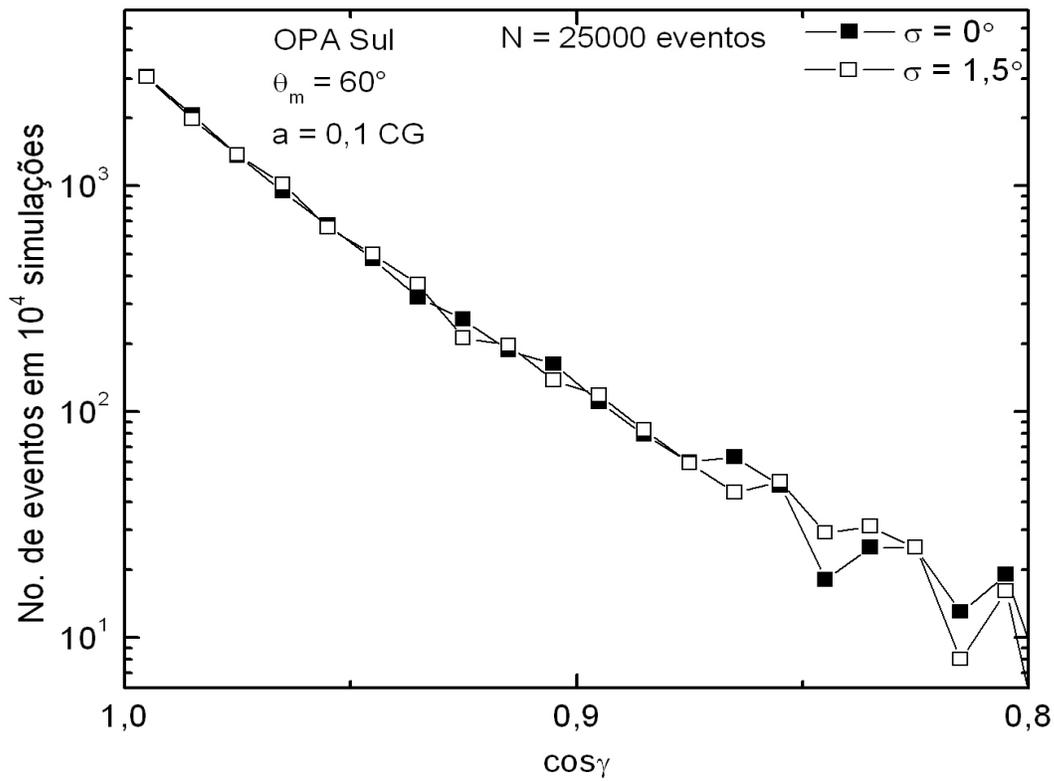


Figura 4.6: Comparação entre as distribuições do cosseno do ângulo entre a direção do dipolo original e a reconstruída para 25000 eventos em 10^4 simulações com e sem o erro de $1,5^\circ$ adicionado.

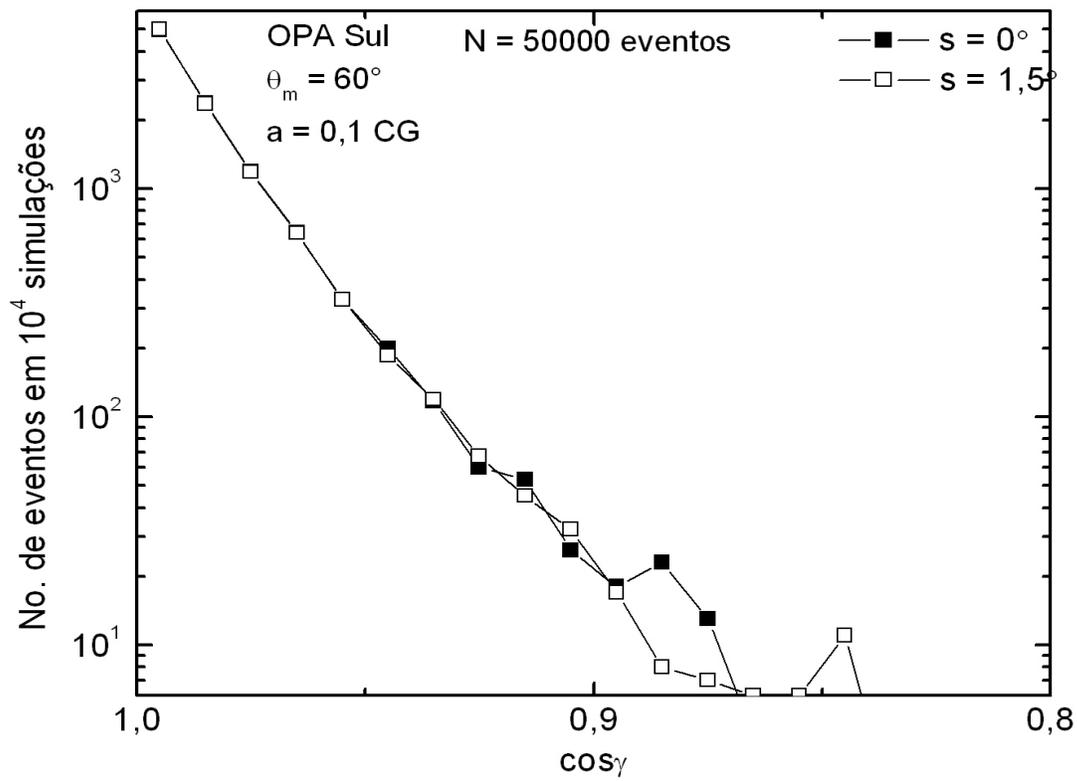


Figura 4.7: Comparação entre as distribuições do cosseno do ângulo entre a direção do dipolo original e a reconstruída para 150000 eventos em 10⁴ simulações com e sem o erro de 1,5° adicionado.

Conclusões

O trabalho desenvolvido e aqui apresentado é o estudo sobre a capacidade de reconstrução dos parâmetros de uma modulação dipolar sobre uma distribuição isotrópica a partir de um observatório com cobertura parcial do céu. Ele faz uso de um método numérico desenvolvido em C, que reconstrói um vetor de dipolo, em 3D, a saber amplitude e direção (declinação δ e ascensão reta α).

A região escolhida para se apontar o dipolo original foi o centro galáctico, por ela ser uma região no espaço altamente energética e, portanto, com possíveis fontes candidatas à emissão de raios cósmicos ultra energéticos, como por exemplo, buracos negros e remanescentes de supernovas. Foram simulados eventos para diferentes valores de amplitude para a modulação dipolar, a saber, 1%, 5% e 10%.

Conjuntos de dados com 15000, 30000, 75000 e 150000 eventos foram simulados por 10^4 vezes seguindo uma distribuição dipolar, dada pela equação 3.1 e a eles foi aplicado um corte de acordo com a declinação δ calculada para cada evento, aplicando-se a exposição relativa do Observatório Pierre Auger $\omega(\delta)$ dada por [17], a qual é suposta depender apenas da declinação δ . Após a exposição aplicada aos eventos, cerca de um terço deles restaram, os quais foram utilizados para a reconstrução do dipolo.

A esses eventos, aplicou-se um desvio angular bidimensional sobre suas direções, fazendo uso de uma distribuição gaussiana bidimensional com desvio padrão σ de $1,5^\circ$, seja esse valor o erro experimental do detector ou o desvio angular da trajetória de um raio cósmico, causado pelo campo magnético galáctico, fazendo com que as direções desses eventos flutuassem levemente. Com os novos eventos, o método da reconstrução foi aplicado novamente e os resultados analisados, comparando-os aos resultados obtidos da reconstrução com os eventos iniciais, ou seja, sem o erro experimental adicionado.

O que se pôde ver foi uma coincidência nos resultados para a reconstrução da amplitude, com a reconstrução não apresentando diferenças relevantes entre os parâmetros do dipolo reconstruídos com erro experimental e os reconstruídos sem esse erro. A qualidade na reconstrução da amplitude do dipolo

aumenta quando são analisados conjuntos de dados com quantidades de eventos maiores, fazendo com que o desvio padrão calculado para a amplitude do dipolo diminua, conforme apresentado no gráfico 4.2.

Nas figuras 4.4, 4.5, 4.6 e 4.7 também se vê uma melhora significativa na diferença angular γ entre o vetor de dipolo original apontando para o centro galáctico e o vetor de dipolo reconstruído, com γ se aproximando do zero conforme o número de eventos utilizados na reconstrução do dipolo cresce. Mais uma vez, não existem diferenças marcantes ao comparar as reconstruções incluindo o erro experimental com as reconstruções sem esse erro.

O número de eventos utilizados para a reconstrução do dipolo também influencia no tempo de observação que será necessário realizar para se obter uma qualidade de reconstrução considerável, como por exemplo, com os valores apresentados nas tabelas 4.2 e 4.3. As tabelas 4.4 e 4.5, por exemplo, mostram que ao se multiplicar o número de eventos médios por 10, o tempo de observação necessário para se atingir uma significância em torno de $7,5\sigma$'s também aumenta por um fator de aproximadamente 10, considerando eventos com energias acima de $10^{18,5}$ eV em um sítio como o Observatório Pierre Auger Sul.

Analisando o tempo e a significância calculadas e apresentadas nas mesmas tabelas citadas anteriormente, verifica-se que no caso de uma anisotropia dipolar com amplitude da ordem de 10% existir, ela já teria sido detectada com um alto valor de significância (7,5), uma vez que o tempo de exposição do Observatório Pierre Auger completo, de aproximadamente 1,3 anos, é equivalente ao tempo de observação necessário calculado para essa detecção ($\approx 1,4$ anos). A mesma análise se aplica para uma amplitude de 5%, porém com um valor de significância menor, de 3,9, de acordo com o apresentado nas tabelas 4.6 e 4.7.

Já para valores de amplitude de anisotropia dipolar da ordem de 1%, o que se conclui dos resultados é que os valores das significâncias calculados são não significativos para o número de eventos usados nas reconstruções, visto que um valor realmente significativo seria algo em torno de 3, para se começar a realizar uma análise mais cuidadosa. Realizando o caminho inverso, isto é, considerando uma significância de 3 e uma amplitude de dipolo de no máximo 1%, o número de eventos necessário para se atingir esses valores foi calculado, chegando-se a um valor de $6,9 * 10^5$ eventos e, portanto, um tempo de observação necessário de 19,8 anos, aproximadamente, para eventos com energias acima de $10^{18,5}$ eV. O alto valor encontrado para o tempo de observação decorre de utilizarmos valores de energias do extremo do espectro, ou seja, energias acima do “tornozelo”. Esses resultados nos mostram que o Observatório Pierre Auger ainda não tem condições de detectar uma possível anisotropia dipolar de 1% (ou menos) em direção ao CG, uma vez que seu tempo de exposição acumulado até o início de 2008 para sua configuração completa é de $\approx 1,3$ anos.

Assim, se quisermos ter a possibilidade de observar uma anisotropia dessa ordem de grandeza seria necessário aumentar o tempo de exposição e/ou a área de detecção do Observatório Pierre Auger.

Um forma de se aumentar a exposição do Observatório Pierre Auger Sul seria a construção do observatório no hemisfério norte, tornando sua cobertura do céu total, conforme já mencionado por [19]. Neste trabalho, concluiu-se que este método revelaria um desvio significativo da distribuição isotrópica de raios cósmicos num tempo oito vezes menor com os dois sítios do observatório operando nos hemisférios sul e norte.

O cenário aqui apontado é otimista, uma vez que os tempos de exposição foram estimados considerando o espectro diferencial segundo uma lei de potência de aproximadamente E^{-3} , com exposição constante, o que significa não considerar a supressão no fluxo de partículas prevista pelo corte GZK e confirmada por trabalhos publicados recentemente pela colaboração do Observatório Pierre Auger, que mostra claramente a sua existência [22]. Isso significa que, para energias entre 4.10^{18} eV e 4.10^{19} eV, o índice espectral γ do fluxo, $J \propto E^{-\gamma}$, é $2,69 \pm 0,02(stat) \pm 0,06(sist)$ e aumenta para $4,2 \pm 0,4(stat) \pm 0,06(sist)$ para energias acima de 4.10^{19} eV. O número de eventos esperados considerando essa lei de potência é de 167 ± 3 e 35 ± 1 para energias acima de 4.10^{19} eV ou 10^{20} eV, enquanto 69 e 1 eventos foram observados. Portanto, os tempos de observação calculados para se detectar anisotropia dipolar na direção do CG para energias acima de $10^{18,5}$ eV podem aumentar ainda mais.

Por fim, determinou-se um limite superior para o valor máximo da amplitude de anisotropia dipolar apontando na direção do centro galáctico, para raios cósmicos com energias acima de $10^{18,5}$ eV. Neste cálculo concluiu-se que no caso de existir tal anisotropia, esta deve ser menor que 4%, caso contrário já teria sido detectada pelo Observatório Pierre Auger, considerando 45000 eventos. Num cálculo semelhante, porém utilizando o número de eventos analisado no trabalho desenvolvido em [16], de 79265, calculou-se uma amplitude de anisotropia dipolar na direção do CG de no máximo 3%.

A

Sistema Equatorial de Coordenadas: Declinação e Ascensão Reta

As definições das medidas da declinação, representada pelo ângulo δ , de um objeto celeste E e sua ascensão reta, representada pelo ângulo α , são apresentadas na figura A.1.

Nesta figura, PNC e PSC são, respectivamente, o polo norte celeste e o polo sul celeste, γ ou ponto de Áries é a origem da ascensão reta α , T é a posição da Terra e a distância polar, representada pelo ângulo P, é o complemento da declinação.

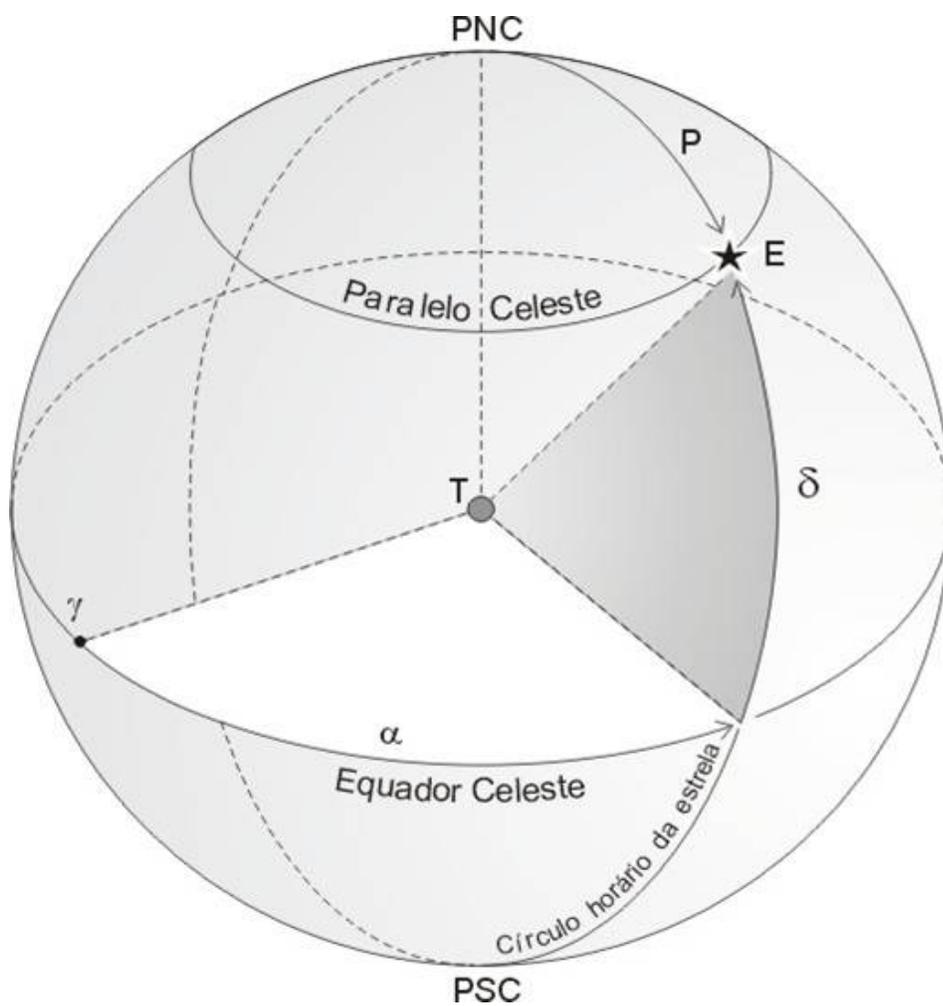


Figura A.1: Representação gráfica do sistema equatorial de coordenadas (<http://www.if.ufrgs.br/oei/santiago/fis2005/textos/index.htm>).

B

Exposição Relativa do Observatório Pierre Auger

Seja a latitude geográfica de um observatório dada por a_0 , variando de $-\pi/2$ a $\pi/2$, com o valor zero no equador. Define-se um vetor \vec{w} que indica o zênite nesta posição. Colocando-se esse vetor no plano xz tem-se:

$$w_x = \cos a_0 \cos 0 = \cos a_0 \quad (\text{B.1})$$

$$w_y = \cos a_0 \sin 0 = 0$$

$$w_z = \sin a_0.$$

Constrói-se o vetor \vec{u} , também no plano xz e perpendicular a \vec{w} , o qual estará no hemisfério sul se a_0 for positivo e no hemisfério norte de a_0 for negativo. Assim, tem-se:

$$u_x = \sin a_0 \quad (\text{B.2})$$

$$u_y = 0$$

$$u_z = -\cos a_0.$$

Pode-se ver que $\vec{u} \bullet \vec{w} = w_x u_x + w_y u_y + w_z u_z = \sin a_0 \cos a_0 + 0 - \sin a_0 \cos a_0 = 0$.

Supondo-se o terceiro vetor a se construir como $\vec{w} \times \vec{u}$, tem-se:

$$v_x = w_y u_z - w_z u_y = 0 \quad (\text{B.3})$$

$$v_y = w_z u_x - w_x u_z = \sin a_0 \sin a_0 - \cos a_0 (-\cos a_0) = 1$$

$$v_z = w_x u_y - w_y u_x = 0.$$

Um outro vetor \vec{p} é criado apontando para uma dada direção no céu, definida pela declinação δ . Supõe-se que o observatório tenha um campo de visão tal que observe raios cósmicos com ângulo zenital máximo θ_m . O vetor \vec{p} é dado por:

$$\begin{aligned} p_x &= \sin(\delta) \\ p_y &= \cos(\delta) \cos(\alpha) \\ p_z &= \cos(\delta) \sin(\alpha). \end{aligned} \tag{B.4}$$

Então:

$$\begin{aligned} p_w &= p_z w_z + p_x w_x + p_y w_y = \cos \theta \\ p_u &= p_z u_z + p_x u_x + p_y u_y = \sin \theta \cos \phi \\ p_v &= p_z v_z + p_x v_x + p_y v_y = \sin \theta \sin \phi, \end{aligned} \tag{B.5}$$

onde θ e ϕ são definidos com os eixos cartesianos equatoriais.

Substituindo as equações B.1, B.2, B.3, B.4 em B.5, tem-se:

$$\begin{aligned} \cos \theta &= \sin(\delta) \sin a_o + \cos(\delta) \cos(\alpha) \cos a_o + \cos(\delta) \sin(\alpha) 0 \\ \cos \theta &= \sin(\delta) \sin a_o + \cos(\delta) \cos a_o \cos(\alpha). \end{aligned} \tag{B.6}$$

Agora θ deve ser menor ou igual a θ_{max} , portanto:

$$\cos \theta \geq \cos \theta_{max}. \tag{B.7}$$

Substituindo B.7 em B.6 tem-se:

$$\sin(\delta) \sin a_o + \cos(\delta) \cos a_o \cos(\alpha) \geq \cos \theta_{max}. \tag{B.8}$$

Supondo $\theta_{max} \leq 90^\circ$, $\cos \theta_{max} \geq 0$. Isolando $\cos(\alpha)$ da equação B.8 pode-se escrever:

$$\cos(\alpha) \geq \frac{\cos \theta_{max} - \sin(\delta) \sin a_o}{\cos(\delta) \cos a_o}. \tag{B.9}$$

Dados δ , a_o e $\cos(\theta_{max})$, $\cos(\alpha)$ deve ser maior ou igual a B.9 e α também deve ter um valor mínimo e máximo que dependerá de δ , a_o e θ_{max} :

$$\alpha_m = \arccos\left(\frac{\cos \theta_{max} - \sin(\delta) \sin a_0}{\cos(\delta) \cos a_0}\right). \quad (\text{B.10})$$

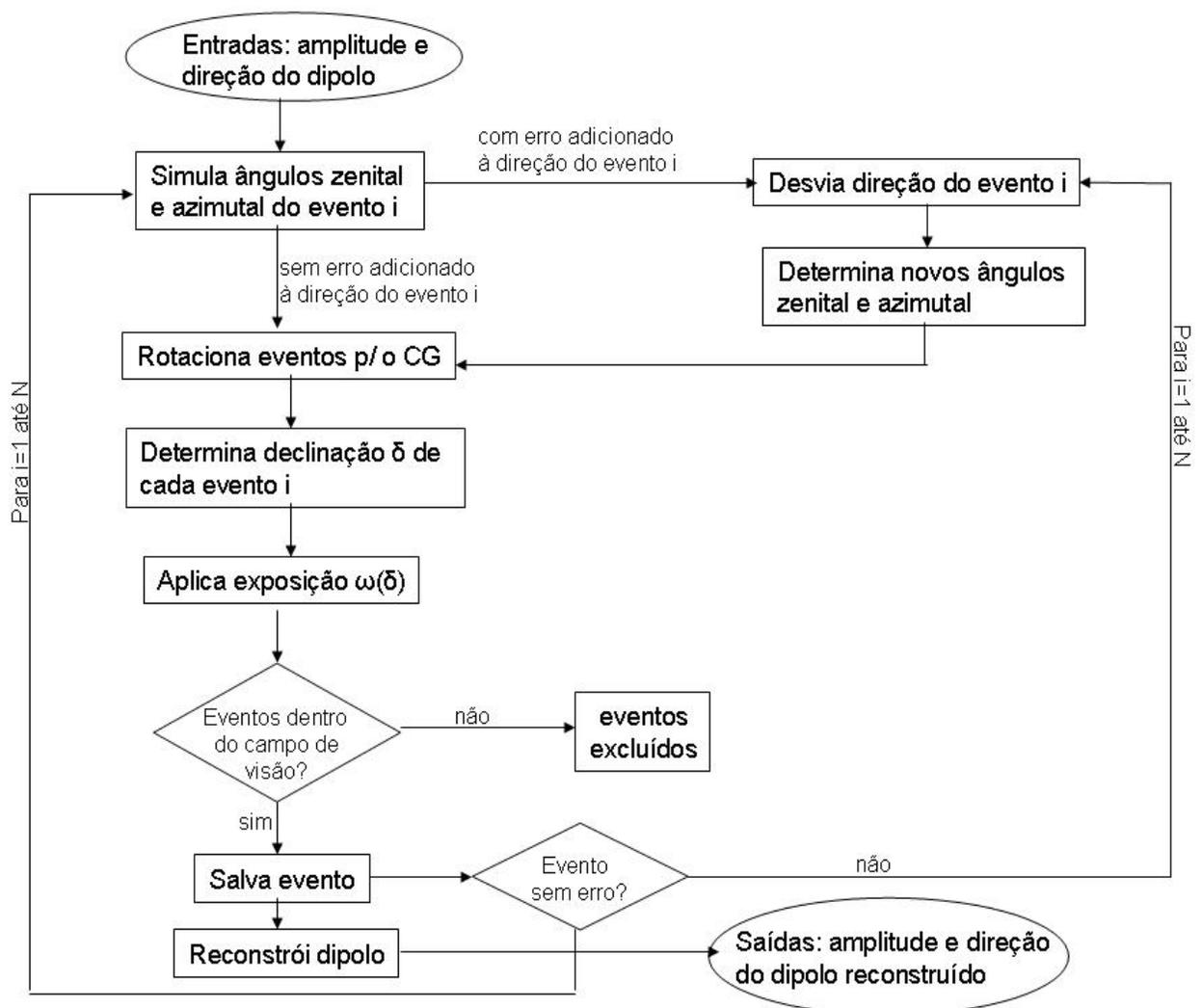
E conforme a Terra gira, a exposição será proporcional ao arco que o vetor varre no céu, cuja abertura depende de α_m . A exposição para um observatório operando em tempo total dependerá apenas de $\cos \theta$ devido a observação ser inclinada desse ângulo em relação ao plano do chuveiro. Assim, tem-se:

$$\omega(\delta, \alpha)d(\alpha) \propto \cos \theta d(\alpha) \quad (\text{B.11})$$

Substituindo a equação B.8 em B.11 e integrando-se em α tem-se:

$$\begin{aligned} \int \omega(\delta, \alpha)d(\alpha) &\propto \int_0^{\alpha_m} (\sin(\delta) \sin a_0 + \cos(\delta) \cos a_0 \cos(\alpha))d(\alpha) \\ \omega(\delta) &\propto \sin(\delta) \sin a_0(\alpha_m) + \cos(\delta) \cos a_0 \sin(\alpha_m) \end{aligned} \quad (\text{B.12})$$

Fluxograma Simplificado para Programa de Simulação e Reconstrução de Dipolo



Referências Bibliográficas

- [1] V. F. Hess *Phys. Z.*, no. 13, pp. 1084–1091, 1912.
- [2] P. Auger and R. Maze *Compt. Rend.*, no. 207, p. 228, 1938.
- [3] M. Nagano and et al, “Energy spectrum of primary cosmic rays between 10^{17} and 10^{20} eV observed at Akeno,” *Proceedings of the 22nd International Cosmic Ray Conference*, 1991.
- [4] The Auger Collaboration, “The Pierre Auger Observatory Design Report,” 1997.
- [5] M. Roth, “Measurement of the UHECR energy spectrum using data from the surface detector of the Pierre Auger Observatory,” *30th International Cosmic Ray Conference*, 2007.
- [6] L. Perrone, “Measurement of the UHECR energy spectrum from hybrid data of the Pierre Auger Observatory,” *30th International Cosmic Ray Conference*, 2007.
- [7] G. Khristiansen, G. Kulikov, and J. Fomin, *Cosmic Rays of Superhigh Energies*. Verlag Karl Thiemig (Munich), 1980.
- [8] A. M. Hillas, “The origin of ultra-high-energy cosmic rays,” *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, no. 22, pp. 425–444, 1984.
- [9] K. Greisen *Phys. Rev. Lett.*, no. 16, p. 748, 1966.
- [10] G. T. Zatsepin and V. A. Kuz'min *JETP Letters*, no. 4, p. 78, 1966.
- [11] The Pierre Auger Colaboration, “Correlation of the highest-energy cosmic rays with nearby extragalactic objects,” *Science*, vol. 318, no. 5852, pp. 938–943, 2007.
- [12] F. Aharonian and et al, “Very high energy gamma rays from the direction of Sagittarius A*,” *Astron. Astrophys.*, vol. 425, 2004.

- [13] F. Aharonian and et al, “Discovery of very-high-energy γ -rays from the galactic centre ridge,” *Nature*, vol. 439, 2006.
- [14] N. Hayashida and et al, “The anisotropy of cosmic ray arrival directions around 10^{18} eV,” *Proceedings of the 26th ICRC*, vol. 3, 1999.
- [15] J. A. Bellido, R. W. Clay, B. R. Dawson, and M. Johnston-Hollit, “Southern hemisphere observations of a 10^{18} eV cosmic ray source near the direction of the galactic centre,” *Astropart. Phys.*, vol. 15, 2001.
- [16] J. Abraham and et al, “Anisotropy studies around the galactic centre at EeV energies with the Auger Observatory,” *Astropart. Phys.*, vol. 27, 2007.
- [17] P. Sommers, “Cosmic ray anisotropy analysis with a full-sky observatory,” *Astropart. Phys.*, no. 14, p. 271, 2001.
- [18] G. F. Smoot and et al, “Structure in the COBE DMR first year maps,” *Ap. J. Lett.*, no. 396, p. L1, 1992.
- [19] J. Aublin and E. Parizot, “Generalized 3D-reconstruction method of a dipole anisotropy in cosmic-ray distributions,” *Astron. Astrophys.*, no. 441, pp. 407–415, 2005.
- [20] J. Linsley, “Fluctuation effects on directional data,” *Phys. Rev. Lett.*, no. 34, pp. 1530–1533, 1975.
- [21] K. V. Mardia, *Statistics of Directional Data*. Academic Press Inc. (London) Ltd, 1972.
- [22] The Auger Collaboration, “Observation of the suppression of the flux of cosmic rays above $4 \cdot 10^{19}$ eV,” *Phys. Rev. Lett.*, 2008.