

5

Flutuação intrínseca chuva a chuva

A detecção híbrida para raios cósmicos de ultra-alta energia acima da região do tornozelo¹ feita pelo Observatório Auger, mostrou um aumento no valor médio e uma diminuição nas flutuações chuva a chuva (RMS) da profundidade atmosférica máxima ou X_{max} [9]. E ao considerar os resultados de simulações de chuvas [65] vindas de extrapolações de modelos de interação hadrônica [66–69] para seção de choque, inelasticidade e multiplicidade nestes intervalos de energia, a tendência é aparentemente um aumento na massa do primário com a energia.

Portanto, faz-se necessário compreender o impacto deste tipo de chuvas (X_{max} com menores flutuações) na informação coletada pelo SD, pois uma distribuição de X_{max} com menor flutuação na atmosfera deve levar também a menores flutuações ao nível do solo. Sendo assim, encontrar parâmetros que caracterizem o chuva e que forneçam informações relacionadas com este resultado é essencial para reforçar esta conclusão.

Nas próximas seções, o parâmetro de inclinação da LDF (β) será analisado em termos de suas flutuações. Mais precisamente, estudaremos a evolução de tais flutuações com a energia procurando relacioná-la com o comportamento observado com X_{max} . Para isso, é necessário primeiramente determinar a contribuição do detector e algoritmos de reconstrução nas flutuações observadas em β .

5.1

Profundidade atmosférica de máximo desenvolvimento

O X_{max} é definido como a quantidade de matéria atravessada ou profundidade atmosférica X (ver seção 3.1), para o qual o desenvolvimento longitudinal do chuva atinge seu máximo, ou seja, quando o número de partículas secundárias, produto dos processos de interação, é o maior possível. Assim, o perfil longitudinal do chuva pode ser reconstruído como uma função da profundidade atmosférica, e finalmente, o X_{max} pode ser determinado pelo ajuste deste perfil vindo de uma função de Gaisser-Hillas (ver seção 3.1.2) [43].

¹ $E \simeq 10^{18.5}$ eV.

Resultados de simulações de Monte Carlo (figura 5.1), para primários tipo ferro e prótons, mostraram que o X_{max} do primeiro é relativamente menor que no caso de prótons em $\sim 50 \text{ g/cm}^2$, paralelamente, as flutuações chuva a chuva no caso de primários tipo ferro apresentaram-se também menores.

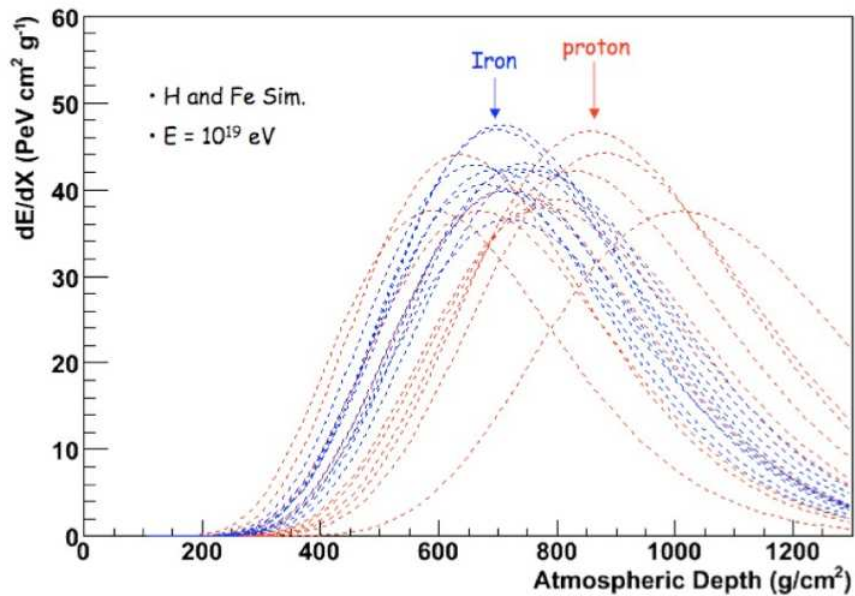


Figura 5.1: Perfis longitudinais para simulações de Monte Carlo de primários tipo ferro e prótons.

Em [9] apresentou-se resultados do valor médio do X_{max} e suas flutuações (RMS) para eventos híbridos medidos pelo Observatório Auger. Basicamente, os resultados obtidos nesta análise foram comparados com simulações de chuviscos atmosféricos extensos. Sendo assim, mostrou-se que tanto a variação do valor médio do X_{max} como das suas flutuações como função da energia evidenciam uma tendência de aumento da massa do primário com o aumento da energia, assim como apresentado na figura 5.2. De forma complementar, na figura 5.3 apresenta-se a seção de choque próton-próton como função da energia no centro de massa ($\sqrt{s_{pp}} = [57 \pm 6] \text{ TeV}$) para alguns experimentos e vários modelos de interação hadrônica. Observa-se que o último ponto experimental está afastado do intervalo de energia de estudo no Observatório Auger. Assim, a interpretação do valor médio e das flutuações do X_{max} em termos dessa composição química, utilizando as extrapolações baseadas nestes modelos hadrônicos, deve ser levado em consideração com um certo grau de precaução.

5.2

Flutuações de parâmetros determinados pelo SD

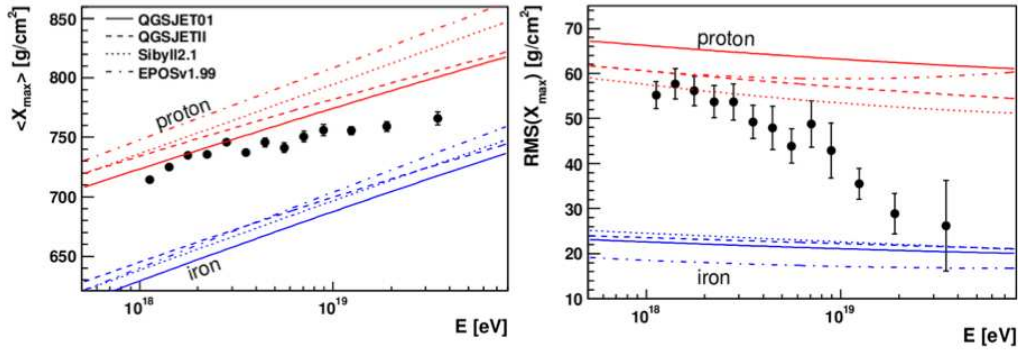


Figura 5.2: $\langle X_{max} \rangle$ e $RMS(X_{max})$ medidos pelo Observatório Auger em modo híbrido comparados com simulações de chuviros [65], utilizando extrapolações de modelos de interação hadrônica [66–69]. Extraída da referência [9].

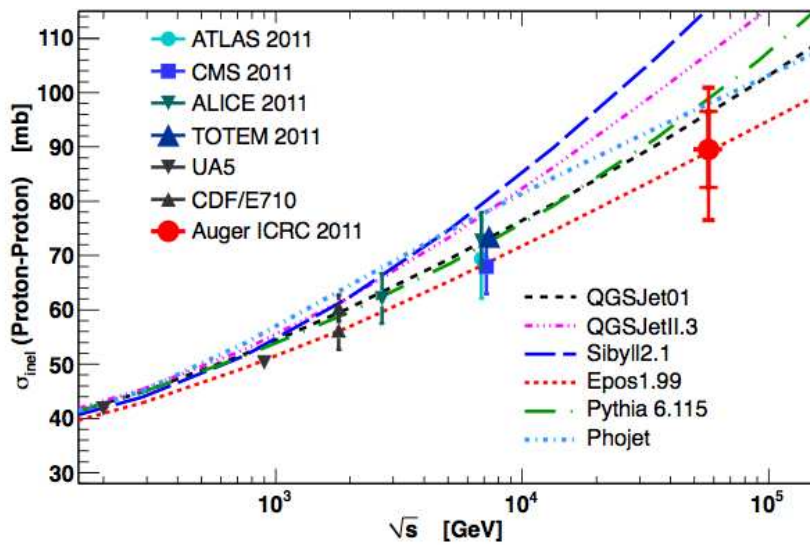


Figura 5.3: Seção de choque próton-próton medida por diferentes experimentos e extrapolada para vários modelos de interação hadrônica. Figura produzida por *R. Ulrich, R. Engel, M. Unger*.

5.2.1 Flutuação total do parâmetro de inclinação

No capítulo anterior, analisou-se detalhadamente o processo de reconstrução de eventos medidos pelo SD, principalmente o referente às LDFs utilizadas no processo de ajuste. Introduzimos um corte fiducial capaz de diminuir o impacto sobre a LDF reconstruída de um viés de seleção de gatilho básico devido às estações muito distantes do eixo do chuveiro. Posteriormente, analisou-se também o modelo de erro no sinal medido nos detectores e realizou-se um reajuste do seus parâmetros, garantindo dessa maneira uma melhora em todo o processo de reconstrução de eventos (processo de reconstrução mais estável).

Todas estas considerações foram indispensáveis para a análise final da

flutuação do parâmetro de inclinação β , ou $\text{RMS}(\beta)$, como função da energia do primário, já que com um processo de reconstrução mais estável, é possível fazer uma análise mais detalhada do seu valor central e erros associados de reconstrução.

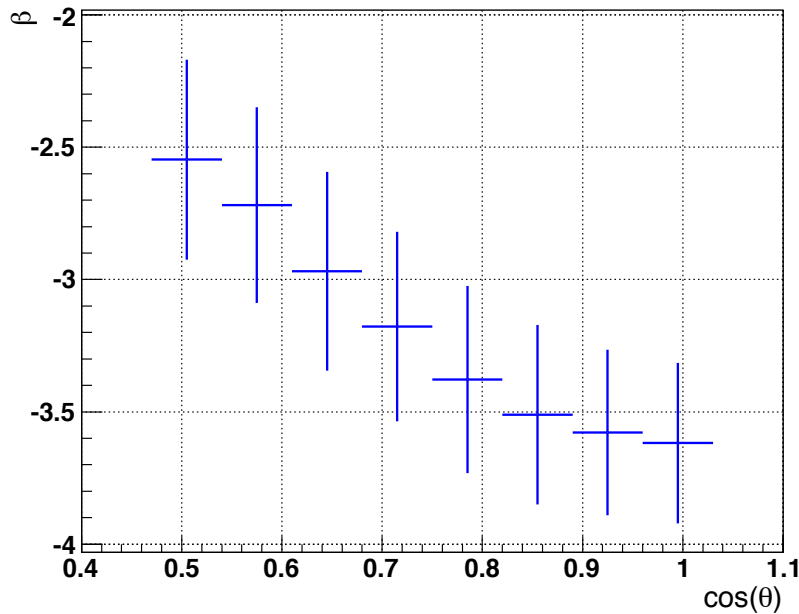


Figura 5.4: Valor médio do parâmetro de inclinação da LDF LogXmax (β) como função do cosseno do ângulo zenital ($\cos \theta$).

Sabe-se que o parâmetro β possui uma forte correlação com o ângulo zenital θ (equação 3-16 e figura 5.4) devido à atenuação atmosférica, pois eventos inclinados ao terem que atravessar uma porção maior da atmosfera, levam a LDFs de menor inclinação ($|\beta|$) no solo. Sendo assim, na análise das flutuações do β , faz-se necessária a divisão dos dados em bins de ângulo zenital, para desta maneira, minimizar a contribuição da variação do β com relação ao θ . Dessa maneira, foram escolhidos 5 bins de $\cos \theta$, desde 0 até 60° (0-25, 25-36, 36-45, 45-53, e 53-60). Adicionalmente, na figura 5.5 é apresentada a evolução da média do parâmetro de inclinação da LDF como função da energia, dividida nos bins de $\cos \theta$ escolhidos. Observa-se, que esta quantidade apresenta uma diminuição com o aumento da energia.

Para a análise das flutuações temos duas amostras de dados:

1. *Conjunto 1:* amostra total de eventos bem reconstruídos, ou seja, onde todos seus parâmetros foram determinados com sucesso e onde cada

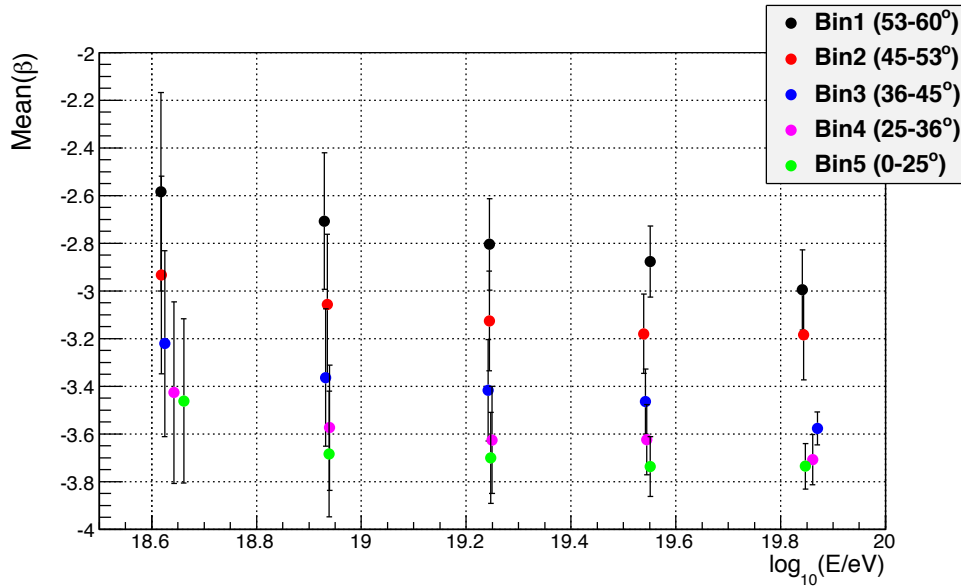


Figura 5.5: Média do parâmetro de inclinação da LDF (β) como função da energia, por bins de ângulo zenital (0 - 60 graus).

evento tem um número total de estações efetivas (estações dentro do raio de corte R_{cut}) no ajuste maior ou igual a cinco².

2. *Conjunto 2*: amostra que, além das considerações anteriores, contém um corte adicional nas probabilidades de χ^2 geométrico e da LDF. Assim, nela desconsideraram-se eventos com estas duas probabilidades menor que 0.01 (ver seção 4.5).

O *Conjunto 2* é considerado a amostra de melhor qualidade.

As figuras 5.6 - 5.7 apresentam as distribuições da variável β para cada bin de ângulo zenital e de energia para o *Conjunto 1*.

E as figuras 5.8 e 5.9, o correspondente para a amostra do *Conjunto 2*. Das figuras do *Conjunto 2* (5.8 e 5.9) pode-se concluir que o corte nas probabilidades próximas a zero afeta principalmente os eventos inclinados (45-60°) de altas energias, onde, por exemplo, no primeiro bin de $\cos\theta$ (53-60°), e no correspondente último bin de energia ($E > 10^{19.7}$ eV), não se tem nenhum evento.

Vale ressaltar que os valores para o $RMS(\beta)$ das figuras (5.6, 5.7, 5.8 e 5.9) foram obtidos por meio do *ROOT* [70], onde é utilizada uma aproximação gaussiana nos histogramas para determinar estas quantidades que, de acordo com a forma das distribuições (5.6 - 5.9), não parece ser tão apropriada. Sendo assim, na presente análise obtiveram-se paralelamente a média (equação 5-1),

²Com 5 ou mais estações participantes no evento, garante-se no mínimo 1 grau de liberdade no ajuste.

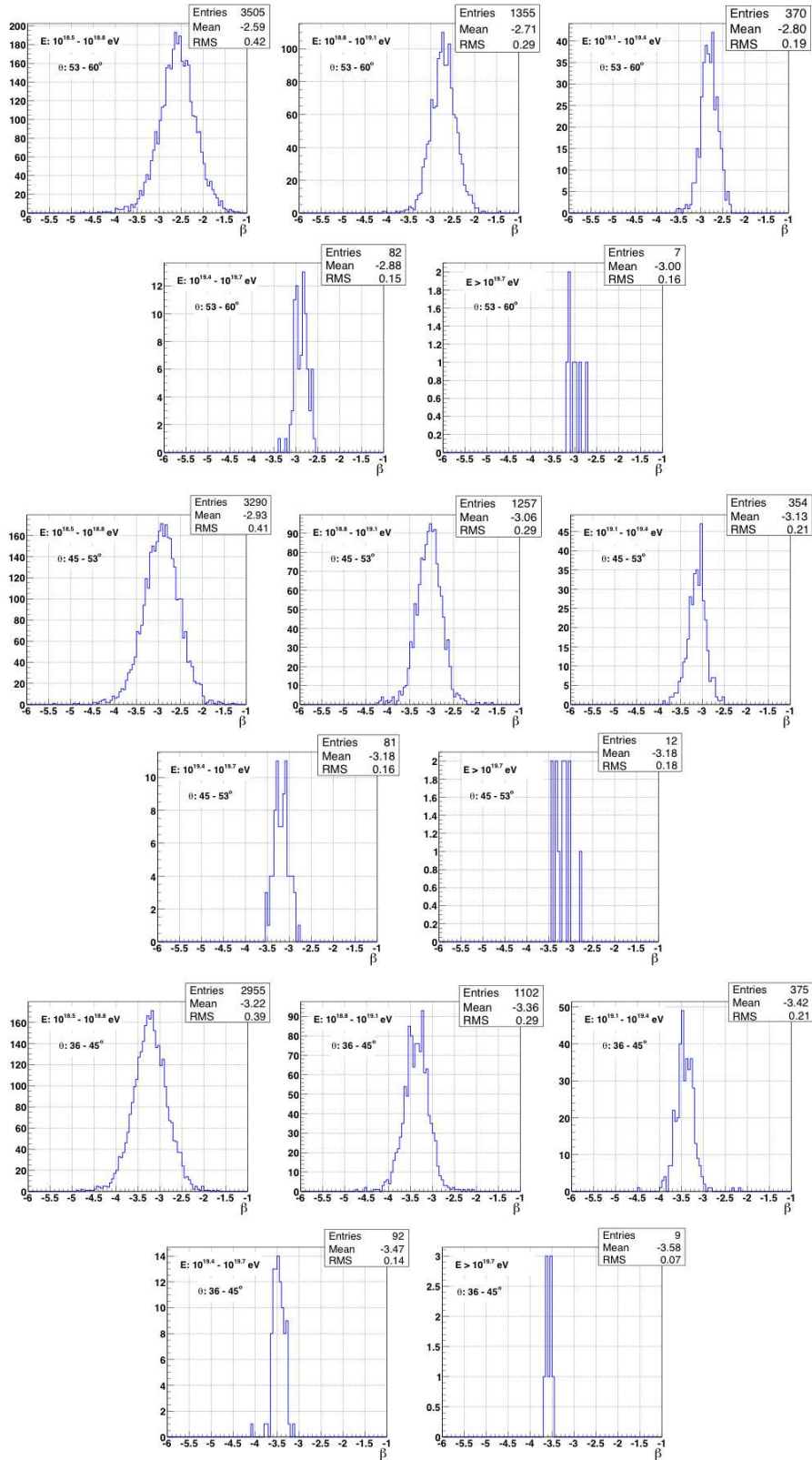


Figura 5.6: Histogramas do β para os bins 1 (superior), 2 (meio) e 3 (inferior) de θ e energia (Conjunto 1).

a variância (equação 5-2), e a variância da variância (equação 5-3)³ por meio

$${}^3\text{RMS} = \sigma, \text{ e erroRMS} = \sqrt{V[\sigma^2]}$$

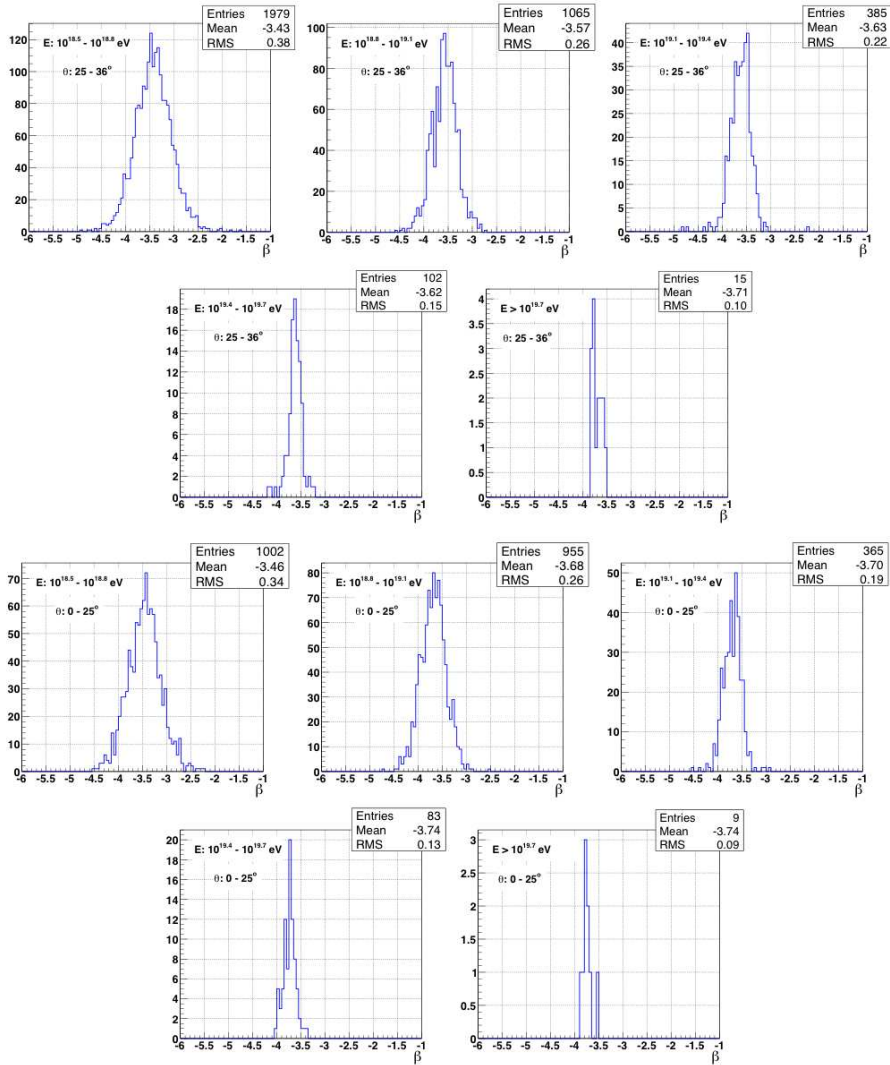


Figura 5.7: Histogramas do β para os bins 4 (acima) e 5 (abaixo) de θ e energia (Conjunto 1).

das suas expressões padrão [71]:

$$\mu = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \quad (5-1)$$

$$\sigma^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \mu)^2 \quad (5-2)$$

$$V[\sigma^2] = \frac{1}{N} \left(m_4 - \frac{N-3}{N-1} \sigma^4 \right), \quad (5-3)$$

onde N representa o número total de eventos e m_4 é o momento central de quarta ordem (o cálculo da variância da variância obtida por meio da expressão 5-3 é utilizada para evitar qualquer viés introduzido ao assumir uma distribuição gaussiana). Os resultados obtidos para o *Conjunto 1* e o *Conjunto 2* são apresentados nas tabelas 5.1 e 5.2, respectivamente, onde percebe-se

$${}^4m_4 = E[(x - \mu)^4], \text{ onde } E[x] \text{ é o valor esperado da variável } x.$$

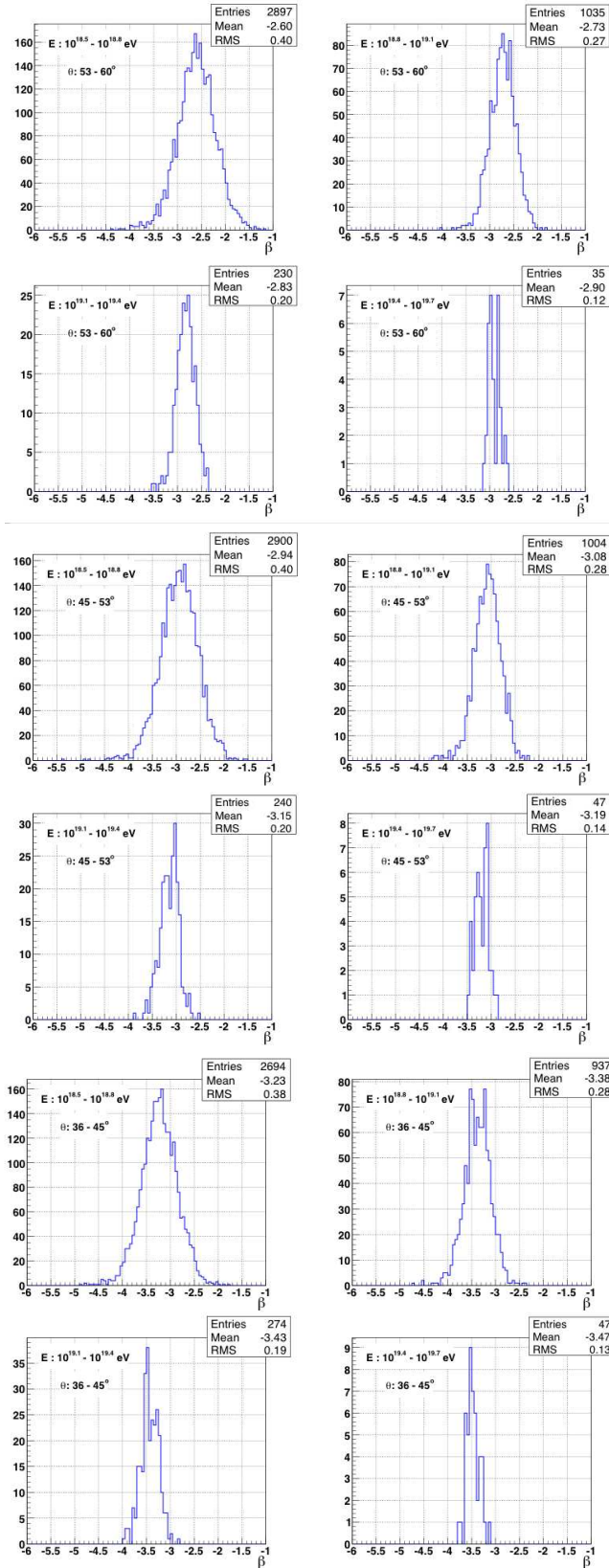


Figura 5.8: Histogramas do β para os bins 1 (superior), 2 (meio) e 3 (inferior) de θ e energia (Conjunto 2).

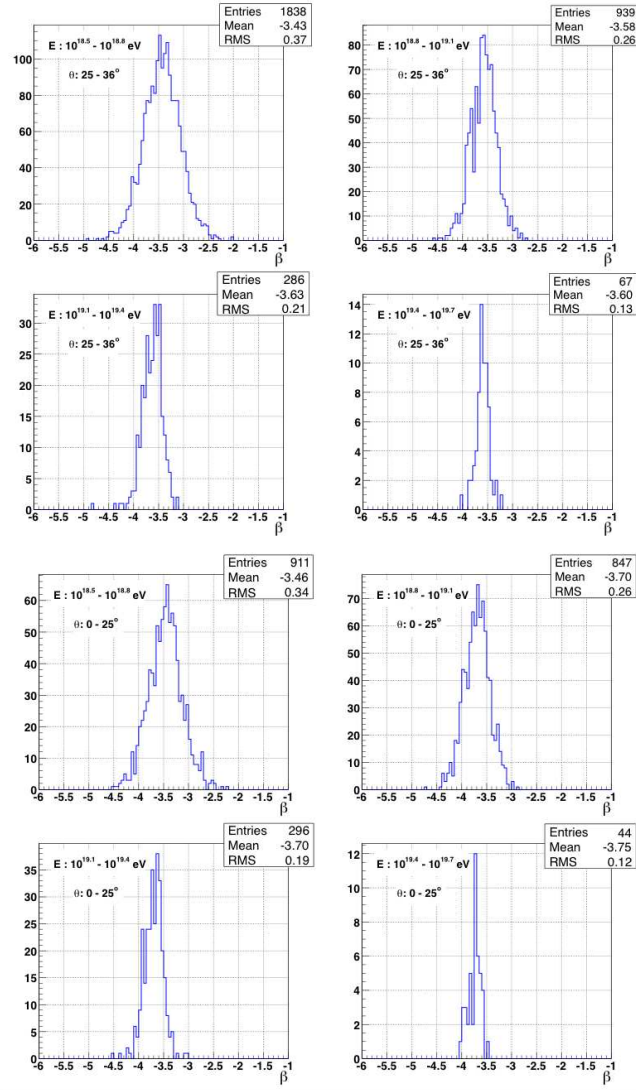


Figura 5.9: Histogramas do β para os bins 4 (acima) e 5 (abaixo) de θ e energia (Conjunto 2).

que a aproximação gaussiana tende a subestimar $V[\sigma^2]$. De agora em diante, utilizaremos a expressão (5-3) para quantificar a incerteza na própria flutuação.

5.2.2 Resolução do detector

Parte importante em qualquer processo de análise de flutuação intrínseca é a determinação da resolução do detector (definida aqui como a flutuação introduzida pelos aparelhos de medida e algoritmos de gatilho e reconstrução) na obtenção dos diferentes parâmetros. Assim, com a informação da flutuação total e o erro na medida, será possível finalmente encontrar a flutuação própria dos parâmetros de interesse (flutuação intrínseca), especificamente neste caso, a flutuação própria do β .

A resolução do detector para o parâmetro β foi determinada por meio

<i>Bin1: 53 - 60°</i>					
entries	E ($\log_{10}(E/eV)$)	β	RMS(β)	errorRMS(β)	Detector Resol.
3505	18.62	-2.59	0.42	0.005	0.26
1355	18.93	-2.71	0.29	0.004	0.17
370	19.24	-2.80	0.19	0.003	0.11
82	19.55	-2.88	0.15	0.004	0.08
7	19.84	-3.00	0.17	0.010	0.05
<i>Bin2: 45 - 53°</i>					
entries	E ($\log_{10}(E/eV)$)	β	RMS(β)	errorRMS(β)	Detector Resol.
3290	18.62	-2.93	0.41	0.005	0.31
1257	18.93	-3.06	0.29	0.005	0.20
354	19.24	-3.13	0.21	0.004	0.13
81	19.54	-3.18	0.17	0.004	0.09
12	19.84	-3.18	0.19	0.013	0.05
<i>Bin3: 36 - 45°</i>					
entries	E ($\log_{10}(E/eV)$)	β	RMS(β)	errorRMS(β)	Detector Resol.
2955	18.62	-3.22	0.39	0.005	0.35
1102	18.93	-3.36	0.29	0.005	0.23
375	19.24	-3.42	0.21	0.006	0.15
92	19.54	-3.47	0.14	0.004	0.10
9	19.87	-3.58	0.07	0.001	0.06
<i>Bin4: 25 - 36°</i>					
entries	E ($\log_{10}(E/eV)$)	β	RMS(β)	errorRMS(β)	Detector Resol.
1979	18.64	-3.43	0.38	0.005	0.39
1065	18.94	-3.57	0.26	0.003	0.25
385	19.25	-3.63	0.22	0.008	0.16
102	19.54	-3.62	0.15	0.004	0.11
15	19.86	-3.71	0.11	0.003	0.07
<i>Bin5: 0 - 25°</i>					
entries	E ($\log_{10}(E/eV)$)	β	RMS(β)	errorRMS(β)	Detector Resol.
1002	18.66	-3.46	0.35	0.006	0.39
955	18.94	-3.69	0.26	0.004	0.28
365	19.25	-3.70	0.19	0.004	0.18
83	19.55	-3.74	0.13	0.002	0.12
9	19.85	-3.74	0.10	0.005	0.08

Tabela 5.1: *Conjunto1*: informação do número de eventos, média da energia, β , flutuação total do β (RMS(β)), e a resolução do detector.

da matriz de covariância implementada no processo de minimização dentro do código de reconstrução (ver capítulo 4) durante o ajuste. Dela é possível adicionalmente extrair informação da resolução para vários outros parâmetros, tanto do ajuste geométrico quando da LDF (T_0 , u , v , x_c , y_c , $S1000$ e β).

As tabelas 5.1 e 5.2 apresentam informação do número de eventos por bin de $\cos\theta$, os valores das médias da energia, do β , o RMS(β) e seu erro associado (calculados por meio das expressões 5-1 - 5-3), além da resolução do detector,

<i>Bin1: 53 - 60°</i>					
entries	E ($\log_{10}(E/eV)$)	β	RMS(β)	errorRMS(β)	Detector Resol.
2897	18.62	-2.60	0.40	0.005	0.26
1035	18.93	-2.73	0.27	0.004	0.17
230	19.23	-2.83	0.20	0.004	0.11
35	19.54	-2.90	0.12	0.003	0.07
0	0	0	0	0	0

<i>Bin2: 45 - 53°</i>					
entries	E ($\log_{10}(E/eV)$)	β	RMS(β)	errorRMS(β)	Detector Resol.
2900	18.62	-2.94	0.40	0.005	0.31
1004	18.93	-3.08	0.28	0.004	0.20
240	19.24	-3.15	0.20	0.004	0.13
47	19.52	-3.19	0.14	0.003	0.09
2	19.79	-3.15	0.16	0.020	0.06

<i>Bin3: 36 - 45°</i>					
entries	E ($\log_{10}(E/eV)$)	β	RMS(β)	errorRMS(β)	Detector Resol.
2694	18.62	-3.23	0.38	0.005	0.35
937	18.93	-3.38	0.28	0.005	0.23
274	19.24	-3.43	0.19	0.003	0.15
47	19.54	-3.47	0.13	0.004	0.11
1	19.77	-3.57	0	0	0.08

<i>Bin4: 25 - 36°</i>					
entries	E ($\log_{10}(E/eV)$)	β	RMS(β)	errorRMS(β)	Detector Resol.
1838	18.64	-3.43	0.37	0.005	0.39
939	18.94	-3.58	0.26	0.003	0.25
286	19.24	-3.63	0.21	0.006	0.16
67	19.53	-3.60	0.13	0.004	0.11
4	19.87	-3.67	0.07	0.002	0.07

<i>Bin5: 0 - 25°</i>					
entries	E ($\log_{10}(E/eV)$)	β	RMS(β)	errorRMS(β)	Detector Resol.
911	18.66	-3.46	0.34	0.006	0.40
847	18.94	-3.70	0.26	0.003	0.29
296	19.25	-3.70	0.19	0.004	0.18
44	19.53	-3.75	0.13	0.003	0.13
5	19.83	-3.70	0.12	0.007	0.08

Tabela 5.2: *Conjunto 2:* informação do número de eventos, média da energia, β , flutuação total do β (RMS(β)), e a resolução do detector.

para os dois conjuntos de dados.

5.2.3

Determinação independente da resolução do detector com eventos do super-hexágono

A confirmação da medida do erro do β pode ser obtida reconstruindo-se duas vezes cada evento da amostra (ou pelo menos um subconjunto

representativo dela), utilizando um conjunto independente de estações que em princípio meçam a mesma porção do chuva. Assim, se os valores obtidos pela matriz de covariância para o erro de β no código de reconstrução são corretos, o histograma de resíduos do β , obtido por meio dos pares de reconstruções, deveria ter média igual a zero e largura (RMS) consistente com a unidade (considerando a aproximação de erros gaussianos). Porém, os erros vindos do processo de minimização são provavelmente não-gaussianos, de modo que a largura do histograma só poderá fornecer uma idéia de se os erros encontrados pelo código de reconstrução são razoáveis ou não.

Dessa maneira, para esta tarefa, serão utilizados eventos reconstruídos pelos detectores pertencentes ao super-hexágono (ver seção 3.2), o mesmo que já foi usado no passado para determinar a precisão na medida dos tempos de disparo das estações do SD [49, 64]. No entanto, há de se alertar que a amostra final, por ser de alta multiplicidade, torna-se muito especial, já que são necessários pelo menos 5 dubletos dentro do perímetro do super-hexágono, reduzindo assim drasticamente a quantidade de eventos a serem utilizados na validação. Por outro lado, os poucos chuviscos que atinjam este requerimento serão, em geral, chuviscos maiores que dispararam uma quantidade maior de estações, algumas delas fora do perímetro do super-hexágono. Sendo assim, esta subamostra de eventos, que de aqui em diante será denominada *subamostra SH*, não é representativa da amostra original, e os resultados obtidos a partir dela não podem ser estendidos ao conjunto total de eventos.

O procedimento de seleção e reconstrução de eventos do super-hexágono foi:

- eventos com pelo menos 5 dubletos disparados (5 estações para cada reconstrução).
- estações disparadas fora do super-hexágono foram removidas nas duas reconstruções (garantindo assim eventos bem contidos no perímetro).
- estações onde um membro do dubleto estava inativo⁵ no evento também foram desconsideradas. Dessa maneira, garantiu-se o mesmo número de estações nas duas reconstruções independentes.
- exigiu-se que o evento fosse completamente reconstruído utilizando os dois conjuntos independentes de estações, formados pelos dubletos e tripletos do super-hexágono.

⁵Estação inativa ou *black tank* é aquela em que o detector não estava em funcionamento ao acontecer o evento.

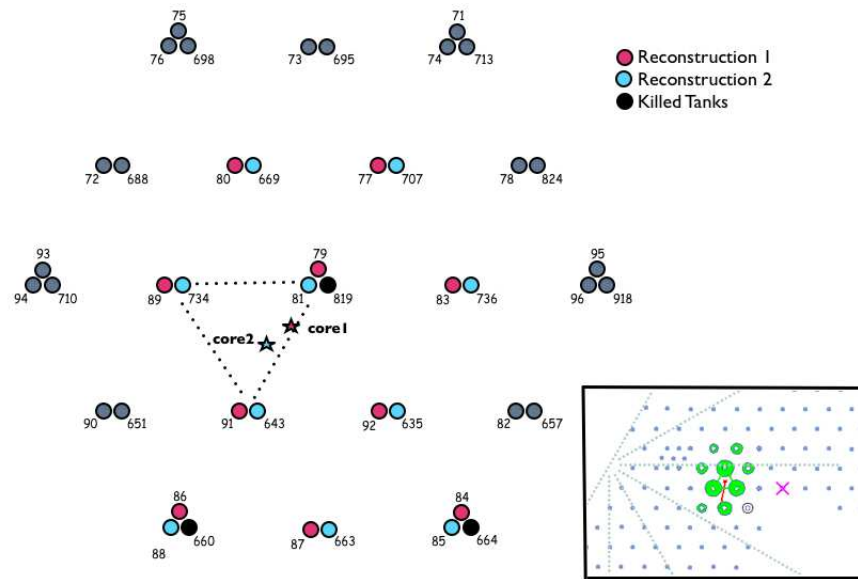


Figura 5.10: Topologia do evento 200805701403 reconstruído com cada par do dubleto (vermelho=reconstrução 1 e azul=reconstrução 2). *Parte inferior direita:* Event Display do código de reconstrução para a distribuição de estações disparadas no evento.

- topologia dos detectores entre 400 m e 1600 m que permita o ajuste do parâmetro de inclinação β nas duas reconstruções dos dados, ou seja, ajuste realizado com a LDF LogXmax (ver seção 3.2.3).
- ponto de impacto do chuvaire, nas duas reconstruções, dentro do perímetro do super-hexágono.

Um evento típico desta *subamostra SH* (onde as duas reconstruções estão bem contidas dentro do super-hexágono) é apresentado na figura 5.10.

Para efeito de comparação, quatro casos serão apresentados para esta validação:

- **Caso A:** reconstrução normal implementada no código de reconstrução (reconstrução sem corte fiducial e com a parametrização antiga do erro no sinal).
- **Caso B:** reconstrução normal implementada no código de reconstrução, mas com a nova parametrização do erro no sinal (equação 4-7).
- **Caso C:** reconstrução com corte fiducial, mas com a parametrização antiga do erro no sinal.
- **Caso D:** reconstrução com corte fiducial, e com a nova parametrização do erro no sinal (equação 4-7)

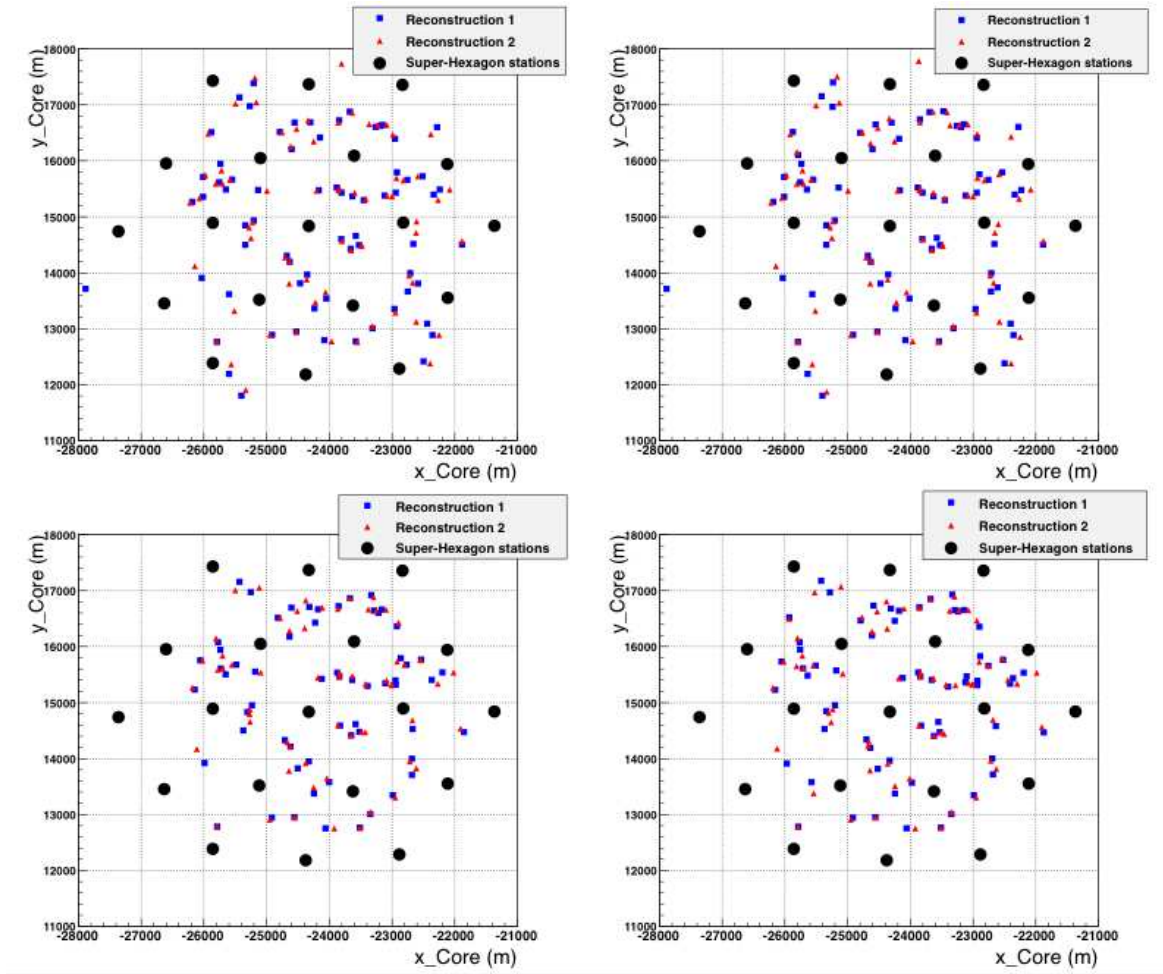


Figura 5.11: Distribuição dos pontos de impacto para as duas reconstruções independentes dentro do super-hexágono. *Esquerda acima:* caso A (72 eventos). *Direita acima:* caso B (74 eventos). *Esquerda abaixo:* caso C (61 eventos). *Direita abaixo:* caso D (65 eventos).

As distribuições de pontos de impacto (x_c, y_c) para as duas reconstruções independentes dentro do super-hexágono, para estes 4 casos, são apresentadas na figura 5.11. Eventos onde o ponto de impacto do chuveiro está fora do perímetro do super-hexágono foram removidos da amostra para a análise do resíduo do β . As distribuições das diferenças em parâmetros das duas reconstruções independentes com dubletos do super-hexágono no Caso D são apresentadas na figura 5.12. Vemos que a direção de chegada entre as duas reconstruções tem uma diferença de $\sim 0.4^\circ$, a posição do ponto de impacto varia em ~ 70 m e a energia muda em ~ 1 EeV, com todos estes valores dentro das incertezas próprias da reconstrução para estes parâmetros.

Finalmente, o resíduo do β para a *subamostra SH* foi obtido por meio da expressão:

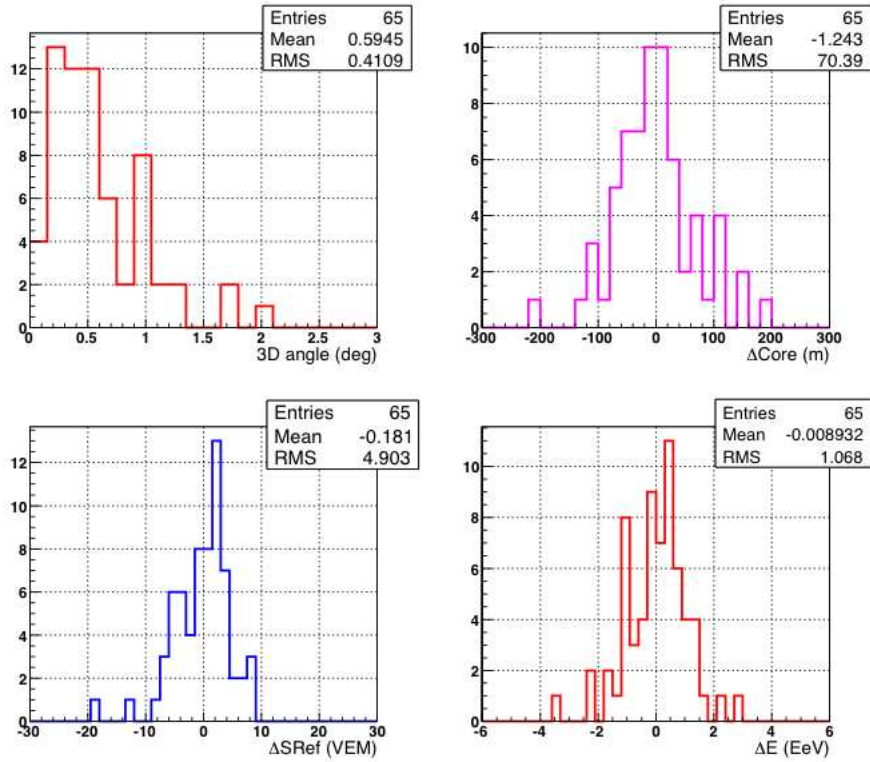


Figura 5.12: Diferença entre parâmetros das duas reconstruções independentes dentro do super-hexágono (Caso D).

$$residuo_{\beta} = \frac{\beta_1 - \beta_2}{\sqrt{\sigma_{\beta_1}^2 + \sigma_{\beta_2}^2}}, \quad (5-4)$$

onde σ_{β_1} e σ_{β_2} são as incertezas na determinação dos valores β_1 e β_2 obtidas pela matriz de covariância do código de reconstrução para as duas reconstruções utilizando diferentes membros dos dubletos. Assim, a figura 5.13 apresenta finalmente os histogramas do β correspondentes aos 4 casos expostos. Os valores correspondentes realizando o cálculo respectivo por meio das expressões (5-2) e (5-3) [71], são apresentados na tabela 5.3.

	RMS $\pm \sigma_{RMS}$			
	Caso A	Caso B	Caso C	Caso D
Exato	1.04 \pm 0.18	1.09 \pm 0.18	0.84 \pm 0.13	1.1 \pm 0.28
ROOT	1.03 \pm 0.09	1.09 \pm 0.09	0.83 \pm 0.07	1.1 \pm 0.1

Tabela 5.3: Valores para o RMS e seu erro para os histograma do resíduo do β , obtidos por meio das duas reconstruções independentes do super-hexágono.

Da informação fornecida tanto pela tabela quanto dos histogramas (Exato e ROOT, respectivamente), o valor do RMS das distribuições é em geral consistente com 1 com suas respectivas incertezas dentro de $\sim 1\sigma$, para os casos A, B e D. Dessa maneira, pode-se concluir que os valores fornecidos

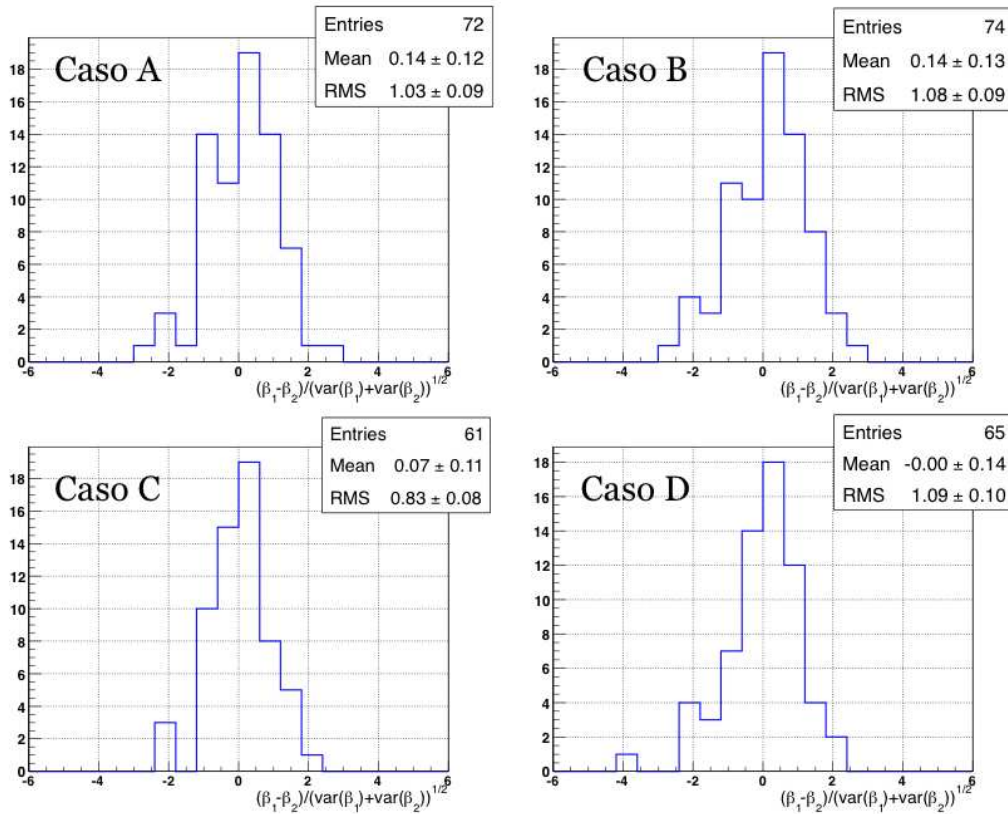


Figura 5.13: Histogramas do resíduo do β para os 4 casos exibidos. *Esquerda acima:* reconstrução normal e modelo antigo do erro. *Direita acima:* reconstrução normal e nova parametrização do erro. *Esquerda abaixo:* reconstrução considerando o corte fiducial e com modelo antigo do erro. *Direita abaixo:* reconstrução considerando o corte fiducial e com nova parametrização do erro.

pelos códigos de reconstrução por meio da matriz de covariância para o erro no parâmetro β são razoáveis para a *subamostra SH* analisada.

5.2.4 Flutuação intrínseca do parâmetro de inclinação

A flutuação total do parâmetro β juntamente com a resolução do detector, por bins de $\cos\theta$ e energia, é apresentada para os dois conjuntos de dados nas figuras 5.14 e 5.15. Vale ressaltar que para o *Conjunto 2*, os eventos de maior energia foram cortados da amostra, tendo assim neste caso só quatro bins de Energia.

As duas informações, flutuação total do β (σ_β) e resolução do detector (σ_{res}), possibilitam a determinação final da flutuação intrínseca do β (σ_{int}). A mesma pode ser encontrada por meio da diferença em quadratura:

$$\sigma_{int} = \sqrt{\sigma_\beta^2 - \sigma_{res}^2}, \quad (5-5)$$

onde σ_β obtém-se pelo cálculo de $RMS(\beta)$ e σ_{res} é a resolução do detector,

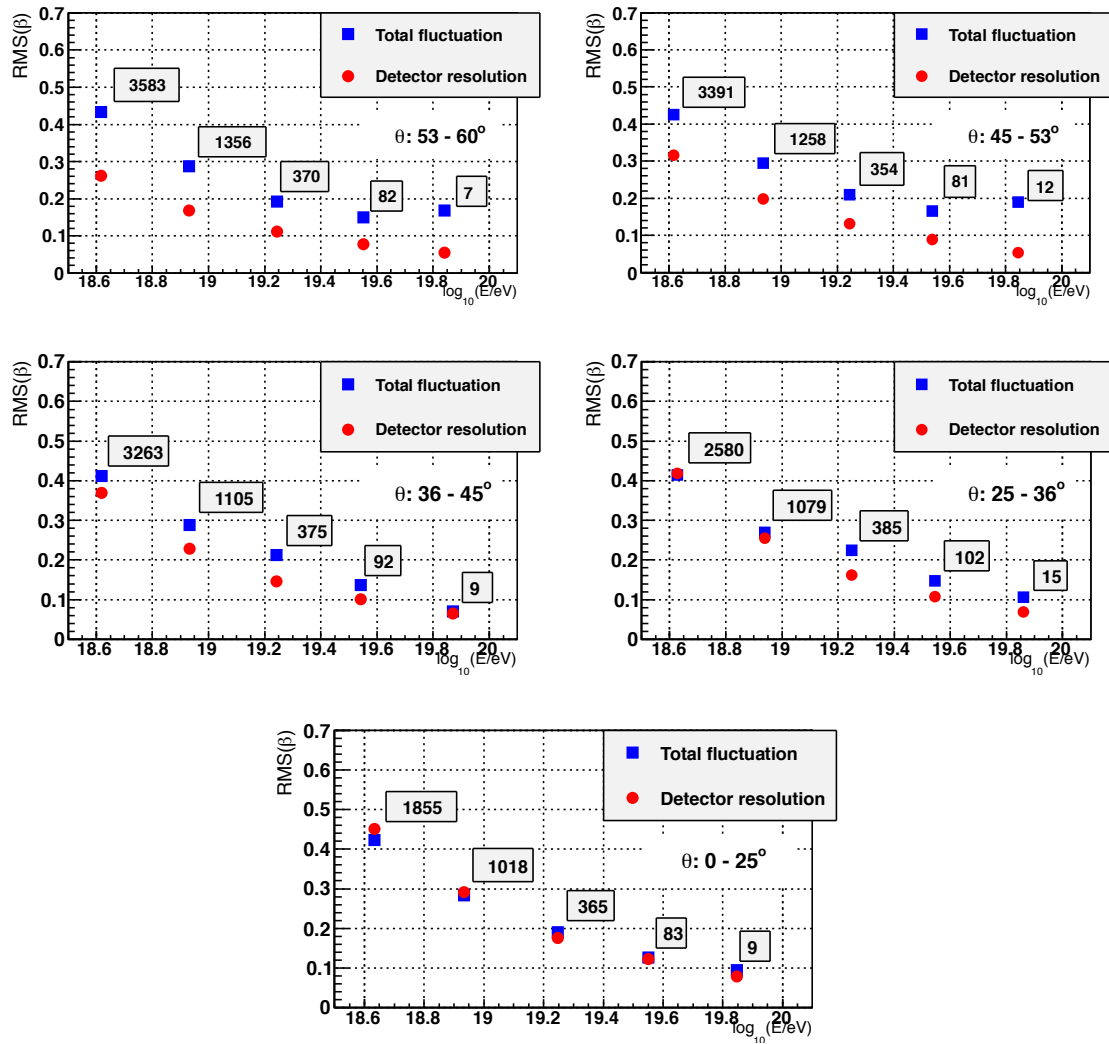


Figura 5.14: *Conjunto 1:* flutuação de parâmetro β como função da energia, por bins de ângulo zenital (0 - 60 graus). Flutuação total (pontos azueis), e resolução do detector (pontos vermelhos).

fornecida pela matriz de covariância do código de reconstrução, ambos valores encontrados a partir dos dados. Porém, para eventos verticais, (0-45° [bin3 - bin5]) é sabido que as incertezas na reconstrução são dominantes, assim neste intervalo de θ não será possível extrair a flutuação intrínseca do β .

A flutuação intrínseca do parâmetro de inclinação da LDF (β), para os dois primeiros bins de θ (45-60°) em função da energia é apresentada nas figuras 5.16 e 5.17 (*Conjunto 1* e *Conjunto 2* respectivamente).

Desta análise, conclui-se que a flutuação intrínseca deste parâmetro diminui em média como função da energia, sendo este resultado compatível com a população de chuvaire cujos valores de X_{max} são mais estáveis na atmosfera.

Do ponto de vista experimental, entretanto, as medidas de flutuação do parâmetro β descritas aqui são completamente independentes das

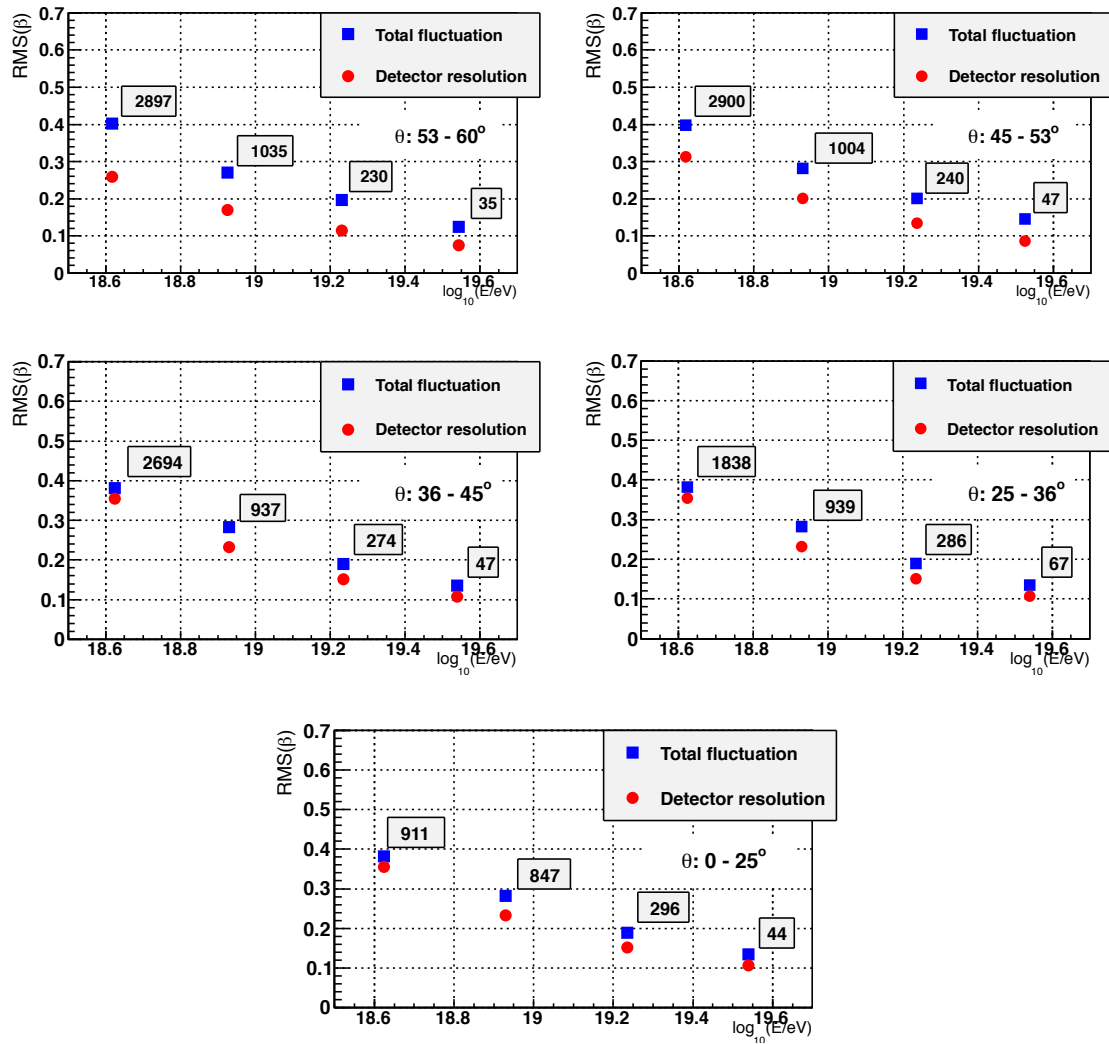


Figura 5.15: *Conjunto 2:* flutuação de parâmetro β como função da energia, por bins de ângulo zenital (0 - 60 graus). Flutuação total (pontos azueis), e resolução do detector (pontos vermelhos).

correspondentes medidas de X_{max} em modo híbrido. Elas representam, dessa forma, mais uma evidência da diminuição das flutuações chuvaire a chuvaire para energias acima de $10^{18.5}$ eV.

Finalmente e de forma complementar, apresenta-se também nas figuras 5.18 e 5.19 (*Conjunto 1* e *Conjunto 2* respectivamente) a evolução das flutuações do parâmetro β ($RMS(\beta)$) como função do $\cos \theta$ divididas por bins de energia. Observa-se que tais flutuações mantêm-se relativamente constantes para eventos inclinados (45-60°) nos diferentes bins de energia como esperado das figuras 5.14 e 5.15. Adicionalmente, observa-se também das figuras (5.18 e 5.19) que a resolução do detector na determinação do β fica maior no caso de eventos verticais (0-45°), se comprovando que as incertezas na reconstrução são dominantes nesta região de ângulos zenitais.

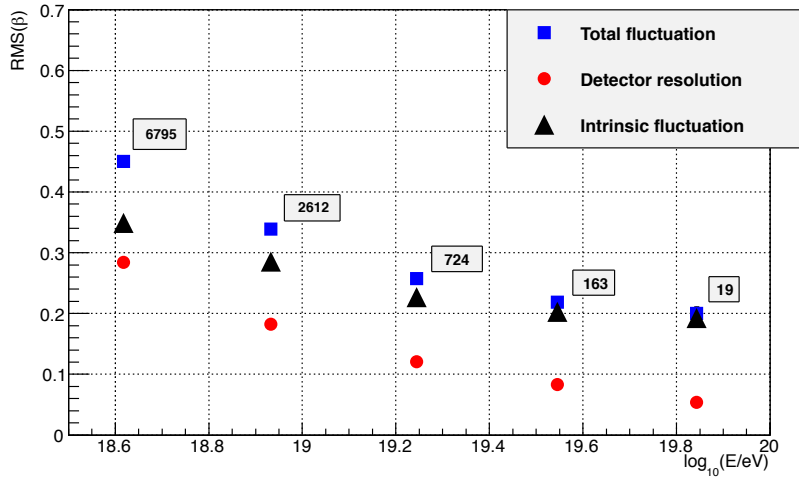


Figura 5.16: *Conjunto 1:* flutuação de parâmetro β como função da energia, por bins de ângulo zenital ($45 - 60^\circ$). Flutuação total (pontos azuis), resolução do detector (pontos vermelhos) e flutuação intrínseca (pontos pretos).

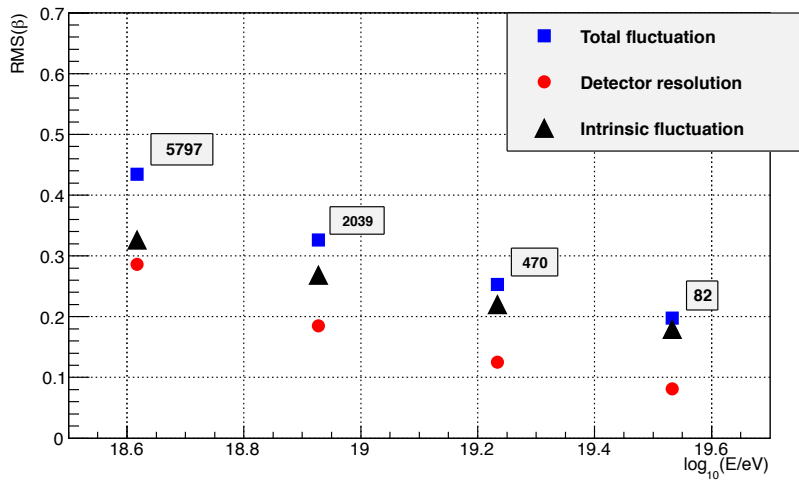


Figura 5.17: *Conjunto 2:* flutuação de parâmetro β como função da energia, por bins de ângulo zenital ($45 - 60^\circ$). Flutuação total (pontos azuis), resolução do detector (pontos vermelhos) e flutuação intrínseca (pontos pretos).

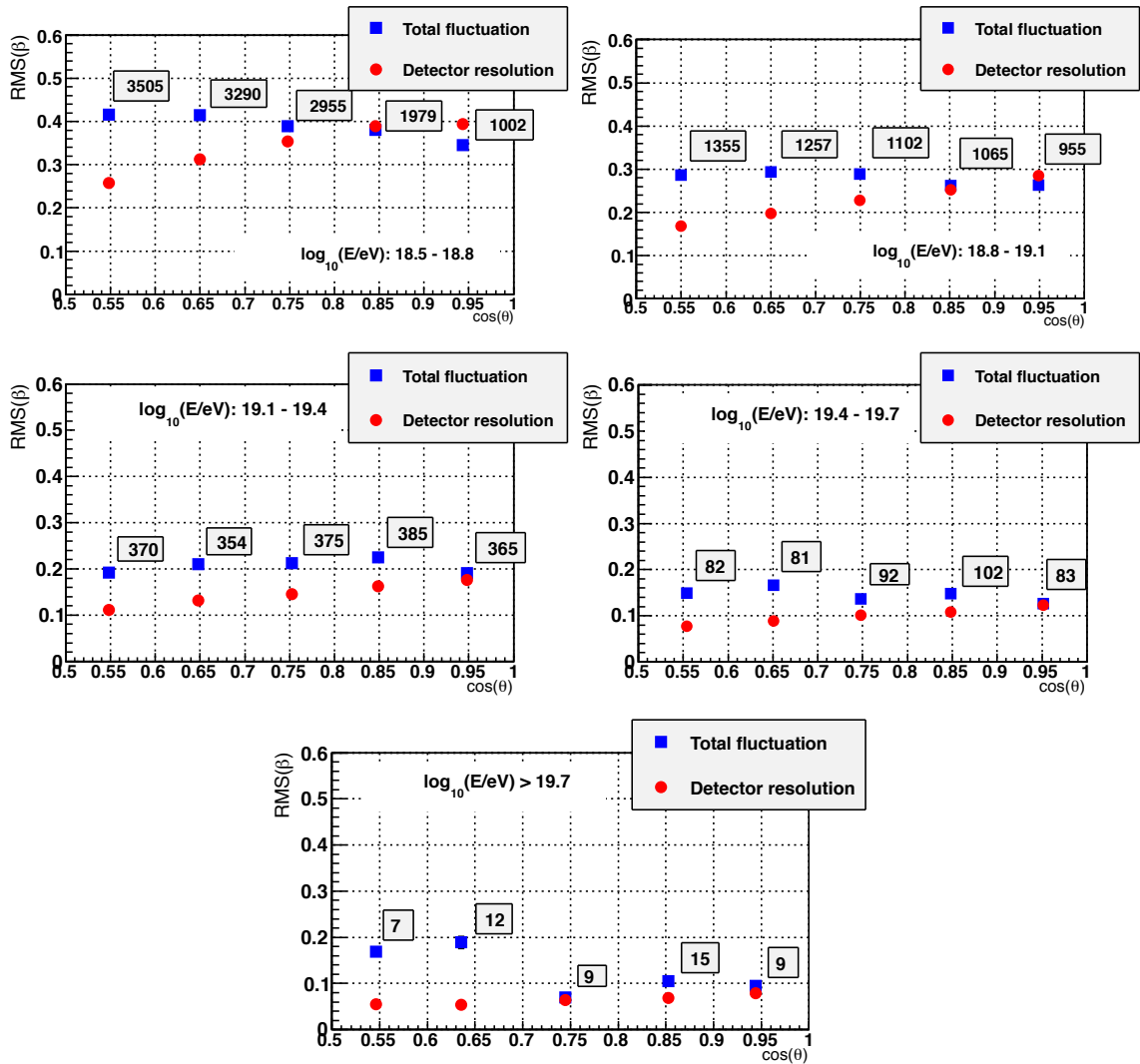


Figura 5.18: Conjunto 1: flutuação de parâmetro β como função do $\cos\theta$, por bins de energia ($\log_{10}(E/eV)$: 18.8– > 19.7). Flutuação total (pontos azuis), e resolução do detector (pontos vermelhos).

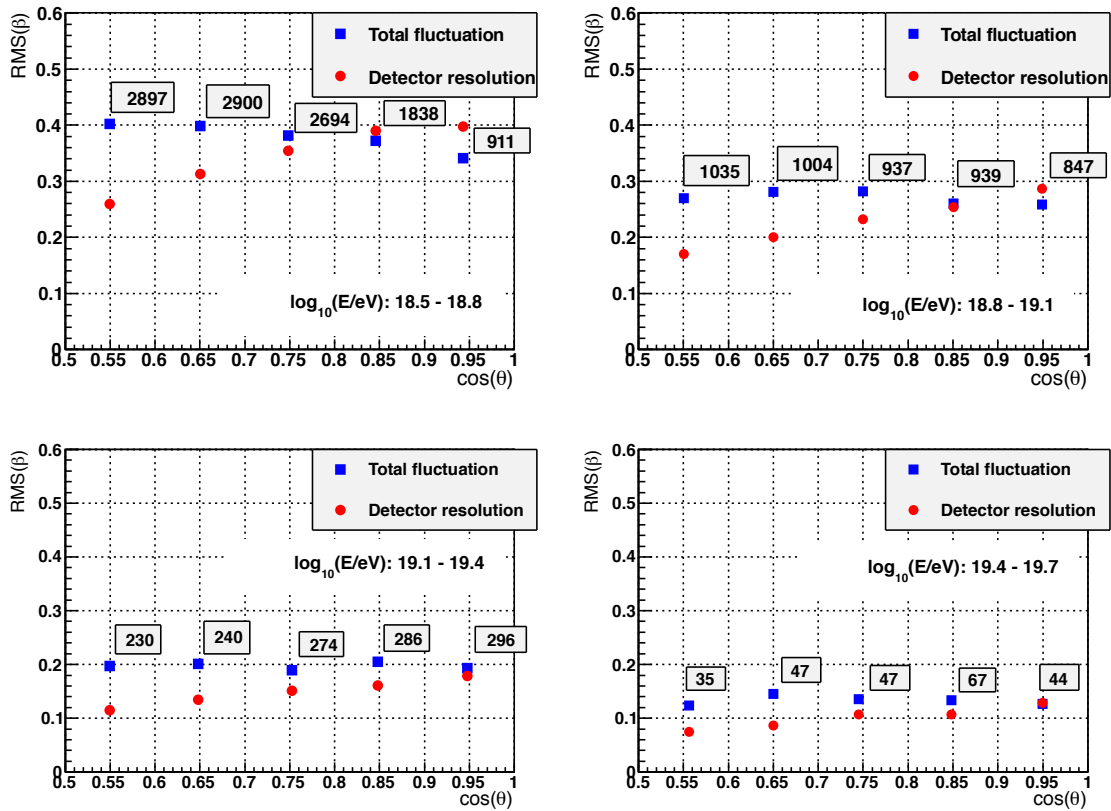


Figura 5.19: Conjunto 2: flutuação de parâmetro β como função do $\cos\theta$, por bins de energia ($\log_{10}(E/eV)$: 18.8 – 19.7). Flutuação total (pontos azuis), e resolução do detector (pontos vermelhos).