

東京大学
2024 年度 修士論文
THE UNIVERSITY OF TOKYO

テレスコープアレイ実験拡張地表検出器アレイを
用いた大天頂角空気シャワーによる
最高エネルギー宇宙線エネルギースペクトルの測定

(Measurement of the highest-energy cosmic ray energy spectrum
using inclined air showers with the extended surface detector array
of the Telescope Array experiment)

理学系研究科 物理学専攻

小山 千里
CHISATO KOYAMA

指導教員
萩尾 彰一
Shoichi Ogio

2025 年 1 月 27 日

テレスコープアレイ実験拡張地表検出器アレイ
を用いた大天頂角空気シャワーによる
最高エネルギー宇宙線エネルギースペクトルの測定

(Measurement of the highest-energy cosmic ray energy spectrum
using inclined air showers with the extended surface detector array
of the Telescope Array experiment)

理学系研究科 物理学専攻

小山 千里

CHISATO KOYAMA

2025 年 1 月 27 日

概要

宇宙からは、高エネルギー^{*1}の原子核である宇宙線が常に降り注いでいる。宇宙線の発生源となる天体は未だ明らかになっておらず、それを特定することは現代の宇宙物理学における最重要課題のひとつである。宇宙線は、その荷電性から宇宙空間の磁場によって曲げられるため、検出される到来方向は起源となる天体の方向とは異なり、このことが起源の解明を困難にしている。一方、磁場による偏向の角度はエネルギーが高くなるほど小さいため、直進性の高い最高エネルギー宇宙線 (the highest-energy cosmic ray) を観測することで、起源天体の方向を特定できると期待される。しかし、宇宙線の到来頻度は、エネルギーのおよそ 3 乗に比例して急速に減少し、最高エネルギー宇宙線を地球上で観測できる頻度は非常に低い^{*2}。そこで、最高エネルギー領域では、宇宙線と大気中の原子核との相互作用で発生する広範な空気シャワー (air shower) を地上にアレイ状に並べた地表検出器 (surface detector, SD) などによって捉えることで、そのような低頻度の宇宙線観測が可能となる。

テレスコープアレイ実験 (Telescope Array experiment) は、世界最大級の空気シャワー観測実験であり、2008 年から継続的に運用されている。当初の地表検出器アレイ (以下 TA SD と呼ぶ) の地表面積は 700 km^2 で、観測事象数の増加を目的に、総面積を 4 倍の 2800 km^2 に拡張する TA $\times$ 4 計画により、2019 年からは計画の半数の地表検出器で構成される拡張地表検出器アレイ (extended surface detector array, 約 1000 km^2 , 以下この拡張アレイを TA $\times$ 4 SD と呼ぶ) も合わせて観測を行っている。TA 実験のこれまでの観測で示唆された最高エネルギー宇宙線のさまざまな異方性の兆候は、いずれも統計的有意度が不十分で確証に至っていないが、その一方で、現在 TA SD, TA $\times$ 4 SD の解析で標準的に用いられている空気シャワー事象の天頂角は 55 度までで、それより天頂角の大きい事象は捨てられてきた。

本研究では、この大天頂角 (inclined) 事象に着目し、解析可能な天頂角領域を大幅に拡張することで観測事象数を増加させた。まず、TA $\times$ 4 SD の事象再構成におけるエネルギー決定過程で用いるエネルギー決定テーブルを天頂角 70 度まで拡張した。次に、エネルギーを含む各再構成パラメータについて、シミュレーションデータを用いて再構成精度を調査し、55 度以上の大天頂角事象の再構成が従来の天頂角領域での事象再構成と同程度の精度であることを確かめた。また、実データとシミュレーションデータの事象再構成の結果を大天頂角事象を含めて比較し、両者に有意な差が存在しないことを確かめた。その後、TA $\times$ 4 SD の最初の 3 年間の実データから、本研究により解析が可能となった大天頂角事象を含む最高エネルギー宇宙線のエネルギースペクトル (energy spectrum) を初めて測定した。実データの観測事象数は、天頂角領域の拡張によりおよそ 1.5 倍となり、事象統計量が大幅に増加した。さらに、TA $\times$ 4 SD の天頂角領域を拡張した手法を TA SD に適用した。TA $\times$ 4 SD の解析と同様に、エネルギー決定テーブルを拡張し、大天頂角事象の再構成が従来の天頂角領域と同程度の精度であることを確かめた。

^{*1} これまでに観測された最高エネルギーは $3 \times 10^{20} \text{ eV}$

^{*2} 10^{20} eV 以上のエネルギーで 100 km^2 あたり 1 年に 1 個程度

目次

第 1 章	最高エネルギー宇宙線観測	1
1.1	宇宙線の起源とエネルギースペクトル	1
1.1.1	宇宙線の起源	1
1.1.2	エネルギースペクトル	4
1.2	最高エネルギー宇宙線観測と空気シャワー	6
1.2.1	最高エネルギー宇宙線観測	6
1.2.2	空気シャワー	9
1.3	本研究の意義および目的	11
第 2 章	テレスコープアレイ実験	13
2.1	実験の概要	13
2.2	地表検出器の構成と地表検出器アレイ	16
2.2.1	地表検出器の構成	16
2.2.2	地表検出器アレイ	19
第 3 章	空気シャワーシミュレーション	22
3.1	空気シャワー生成	22
3.2	検出器アレイ応答シミュレーション	24
3.2.1	エネルギー損失のシミュレーション	24
3.2.2	トリガーシミュレーション	25
3.3	本研究で用いたシミュレーションデータ	28
第 4 章	空気シャワー事象の再構成	32
4.1	信号の抽出と地表検出器の選別	32
4.1.1	信号の抽出	32
4.1.2	地表検出器の選別	33
4.2	空気シャワーの到来方向決定	34
4.3	空気シャワー粒子の横方向分布の再構成	36
4.4	1 次宇宙線のエネルギー決定	38
第 5 章	TA $\times$ 4 SD の再構成手法の拡張および評価	39
5.1	再構成手法の拡張	39

5.1.1	エネルギー決定テーブルの拡張	40
5.1.2	従来のエネルギー決定テーブルとの比較	44
5.2	再構成精度の検証	46
第 6 章	TA×4 SD のエネルギースペクトル	59
6.1	解析の準備	59
6.2	エネルギースケール	61
6.3	実データおよびシミュレーションデータの比較	64
6.4	エネルギースペクトル	71
6.5	実データの観測事象数の比較	74
第 7 章	TA SD への適用	76
7.1	再構成手法の拡張	76
7.1.1	エネルギー決定テーブルの作成	77
7.1.2	従来のエネルギー決定テーブルとの比較	77
7.2	再構成精度の検証	81
第 8 章	結論および展望	92

目次

1.1.1	Hillas plot	2
1.1.2	宇宙線の伝播における相互作用長	4
1.1.3	宇宙線のエネルギースペクトル	5
1.2.1	空気シャワーを地表検出器アレイで観測する様子	6
1.2.2	TA 実験が見出した最高エネルギー宇宙線の異方性の兆候 (Hotspot)	7
1.2.3	Auger 実験の全体図	8
1.2.4	空気シャワーの模式図	9
1.2.5	空気シャワー粒子の横方向分布と空気シャワーの縦方向発達	11
2.1.1	TA 実験の全体図	14
2.1.2	TA×4 FD の写真	15
2.2.1	TA×4 SD の地表検出器	16
2.2.2	TA SD および TA×4 SD の地表検出器で用いた PMT のリニアリティ	17
2.2.3	地表検出器のモニタリングで用いるモニタープロットの例	18
2.2.4	TA SD のアレイマップ	19
2.2.5	地表検出器レベルのトリガーで記録された波形の例	21
3.1.1	Thinning および Dethinning の模式図	23
3.1.2	Thinning のみ行った空気シャワーおよび Thinning 後に Dethinning を行った空気シャワーの Unthinned 空気シャワーとの比較	24
3.2.1	GEANT4 に組み込まれた地表検出器の構造	25
3.2.2	タイルにおける入射粒子と地表検出器のセットアップ	26
3.2.3	地表検出器の応答テーブルの例	27
3.3.1	TA SD の解析で用いたシミュレーションデータのコア位置分布	29
3.3.2	TA×4 SD の (第 5 章および第 6 章の) 解析で用いたシミュレーションデータの各サブアレイごとコア位置分布	31
4.1.1	抽出される信号の例	33
4.2.1	空気シャワーのシャワー面および地表検出器アレイを真横から見た模式図	34
4.3.1	Combined フィットの再構成結果の例	37
5.1.1	TA×4 SD の従来のエネルギー決定テーブル	39

5.1.2	エネルギーごとの粒子数密度の天頂角に対するプロットの例	41
5.1.3	本研究で拡張した TA×4 SD のエネルギー決定テーブル	42
5.1.4	各ビンにおける粒子数密度分布およびガウス分布によるフィット結果の例	43
5.1.5	本研究で拡張した TA×4 SD のエネルギー決定テーブル (2)	44
5.1.6	エネルギーごとの決定エネルギーの差の天頂角に対するプロットの例	45
5.2.1	各天頂角範囲におけるエネルギー差のヒストグラム ($E_{\text{gen}} = 10^{19.8}$ eV の場合) の例 . .	47
5.2.2	エネルギーごとのエネルギー差の天頂角に対するプロットの例	48
5.2.3	エネルギーごとのエネルギー差の天頂角に対するプロットの例 (2)	49
5.2.4	各天頂角範囲における天頂角の差のヒストグラム ($E_{\text{gen}} = 10^{19.8}$ eV の場合) の例 . . .	51
5.2.5	エネルギーごとの天頂角の差の天頂角に対するプロットの例	52
5.2.6	各天頂角範囲における Opening Angle のヒストグラム ($E_{\text{gen}} = 10^{19.8}$ eV の場合) の例	54
5.2.7	エネルギーごとの角度分解能の天頂角に対するプロットの例	55
5.2.8	各天頂角範囲における Core Difference のヒストグラム ($E_{\text{gen}} = 10^{19.8}$ eV の場合) の例	56
5.2.9	エネルギーごとのコア位置の分解能の天頂角に対するプロットの例	57
6.2.1	TA SD で決定されたエネルギーおよび TA FD で測定されたエネルギーとの比較	61
6.2.2	スケールファクターに対する実データおよびシミュレーションデータの観測事象数の比 .	63
6.3.1	大天頂角事象を含む全事象についての実データおよびシミュレーションデータの比較 . .	65
6.3.1	大天頂角事象を含む全事象についての実データおよびシミュレーションデータの比較 . .	67
6.3.2	大天頂角事象についての実データおよびシミュレーションデータの比較	69
6.3.2	大天頂角事象についての実データおよびシミュレーションデータの比較	70
6.4.1	Effective Aperture および Effective Exposure	72
6.4.2	大天頂角空気シャワー事象を含む最高エネルギー宇宙線エネルギースペクトル	73
6.5.1	大天頂角事象を含む検出効率および従来の天頂角領域における検出効率の比	75
7.1.1	TA SD の従来のエネルギー決定テーブル	76
7.1.2	エネルギーごとの粒子数密度の天頂角に対するプロットの例	78
7.1.3	本研究で新しく作成した TA SD のエネルギー決定テーブル	79
7.1.4	エネルギーごとの決定エネルギーの差の天頂角に対するプロットの例	80
7.2.1	各天頂角範囲におけるエネルギー差のヒストグラム ($E_{\text{gen}} = 10^{19.8}$ eV の場合) の例 . .	82
7.2.2	エネルギーごとのエネルギー差の天頂角に対するプロットの例	83
7.2.3	各天頂角範囲における天頂角の差のヒストグラム ($E_{\text{gen}} = 10^{19.8}$ eV の場合) の例 . . .	85
7.2.4	エネルギーごとの天頂角の差の天頂角に対するプロットの例	86
7.2.5	各天頂角範囲における Opening Angle のヒストグラム ($E_{\text{gen}} = 10^{19.8}$ eV の場合) の例	88
7.2.6	エネルギーごとの角度分解能の天頂角に対するプロットの例	89
7.2.7	各天頂角範囲における Core Difference のヒストグラム ($E_{\text{gen}} = 10^{19.8}$ eV の場合) の例	90
7.2.8	エネルギーごとのコア位置の分解能の天頂角に対するプロットの例	91

表目次

3.1	TA SD の解析で用いたシミュレーションデータの概要	28
3.2	TA×4 SD の（第 5 章の）解析で用いたシミュレーションデータの概要	29
3.3	TA×4 SD の（第 6 章の）解析で用いたシミュレーションデータの概要	30
3.4	TA×4 SD の（第 6 章の）解析で用いたシミュレーションデータの各サブアレイごとの 生成した面積と期間	30
5.1	本章の解析で用いた事象選別条件	40
6.1	本章の解析で用いた事象選別条件	60
6.2	エネルギースケールにおけるそれぞれのエネルギーの表し方	62
6.3	実データおよびシミュレーションデータの比較を行った再構成パラメータ	64
7.1	本章の解析で用いた事象選別条件	77

第 1 章

最高エネルギー宇宙線観測

1.1 宇宙線の起源とエネルギースペクトル

1.1.1 宇宙線の起源

宇宙線は、宇宙を飛び交う高エネルギーの原子核である。宇宙線は、1912 年に V. Hess によってその存在が発見されて [1] 以来、1 世紀以上もの間、12 桁以上の幅広いエネルギー領域にわたり観測が行われてきた。しかし、その発生源となる天体は明らかになっておらず、起源天体を特定することは現代の宇宙物理学において最重要課題のひとつとなっている。また、より究極的には、宇宙線の観測は、宇宙物理学に光、ニュートリノ、重力波につづく新しい視界をもたらし、天体現象や宇宙構造、それらを支配する物理法則に関する総合的な理解に大きく貢献することができる。

宇宙線の起源天体は未解明であるが、理論的に宇宙線の候補となり得る天体について、これまで様々な視点から議論が行われてきた。 10^{15} eV までの低エネルギーの宇宙線は、銀河系内の超新星残骸において加速されていると考えられている。一方で、より高エネルギーの領域から最高エネルギー領域にかけては、候補となる天体は存在するものの、明確に宇宙線の起源である天体はこれまでのところ見つかっていない。

起源天体についての物理的な制限

宇宙線があるエネルギーまで加速されるには、その間加速現場である天体の内部にとどまっている必要があると考えられる。荷電粒子である宇宙線は、加速天体の内部の磁場によって軌道が曲げられ、その磁場強度が一定以上であれば天体から逃げることなく加速され続ける。エネルギー E の相対論的な宇宙線が、磁場（粒子の速度に垂直な成分） B の天体内部を運動する際の Larmor 半径 r_L は

$$r_L = \frac{E}{qB} = \frac{E}{ZeB} \quad (1.1)$$

である。ここで $q = Ze$ は宇宙線の電荷、 Z は宇宙線の原子番号である。宇宙線が E より高いエネルギーまで加速されるためには天体の大きさ L と r_L はおよそ $L > 2r_L$ を満たす必要があり、より厳密に、宇宙線の拡散を考慮した場合には

$$L > \frac{2r_L}{\beta} = \frac{2E}{\beta qB} \quad \therefore \quad E < \frac{\beta ZeBL}{2} \quad (1.2)$$

となる。ここで $\beta = v/c$ であり、 v は宇宙線の拡散の速さである。

(1.2) 式により、天体の磁場強度と大きさからその天体で加速されるエネルギーのおおよその上限が求まる [2]。図 1.1.1 は、 10^{20} eV の最高エネルギーまで宇宙線を加速するために必要な磁場強度とサイズの関係それぞれの天体の値と共に示したもので、Hillas plot と呼ばれる。最高エネルギー宇宙線の候補天体は、コンパクト天体である中性子星から銀河団のような宇宙の大規模構造まで幅広く存在していることがわかる。

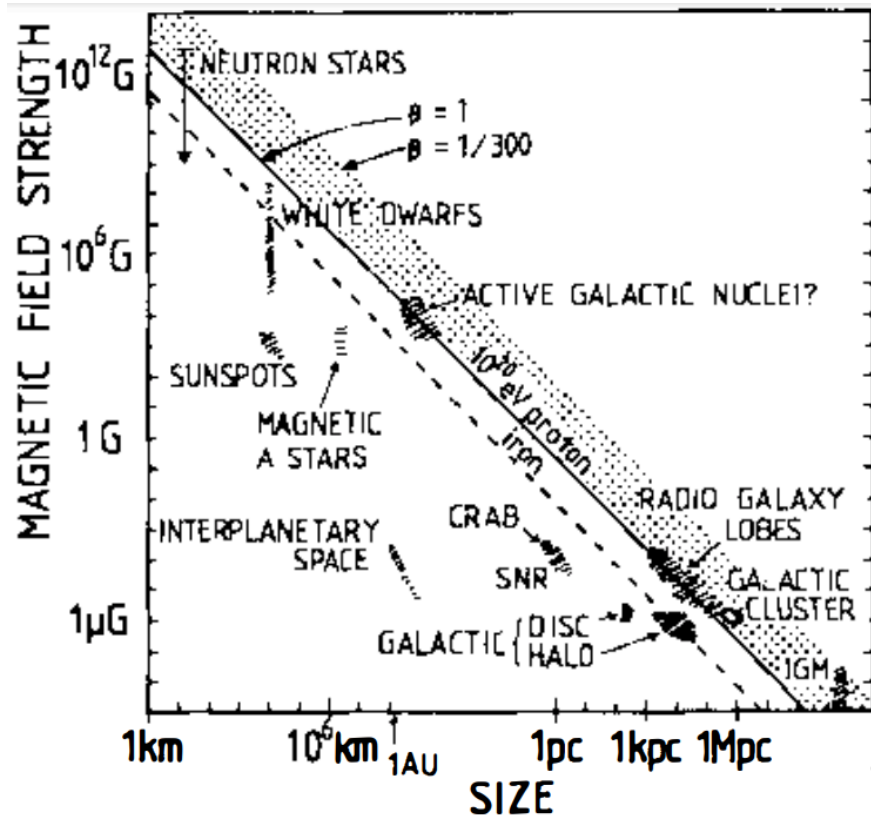


図 1.1.1 Hillas plot. [2] より引用.

起源天体までの距離の制限

宇宙線を地球上で観測したという事実もその起源に対して制限を与える。これは、宇宙線が宇宙空間を伝播する際にバックグラウンドの光子と相互作用してエネルギーを失うためで、これにより、最高エネルギー宇宙線の起源は地球から一定距離の近傍に限られる。ここでは、まず最高エネルギー宇宙線が陽子であるとして、最高エネルギー宇宙線とバックグラウンドの光子との反応を考える。陽子と光子が反応すると、以下の対生成反応により電子および陽電子が生成される。

$$p + \gamma \rightarrow p + e^+ + e^- \quad (1.3)$$

バックグラウンドの光子として宇宙マイクロ波背景放射 (cosmic microwave background, 以下 CMB と呼ぶ) を仮定すると、これは $T = 2.73$ K の黒体放射であり、そのエネルギーは振動数を ν として $E_\gamma = h\nu$ ($h = 6.63 \times 10^{-23}$ J/Hz はプランク定数 [3]) で表される。Wien の変位則により黒体放射の

ピーク振動数は $\nu_{\max} = 2.82 kT/h$ で与えられる [3] から, $E_\gamma = h\nu_{\max} = 2.82 kT$ とすると, これは, エネルギー E_p の陽子の静止系におけるエネルギー E'_γ に以下のように変換される [4].

$$E'_\gamma \sim E_\gamma \cdot \frac{E_p}{m_p c^2} = \frac{2.82 \cdot 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K} \cdot 2.73 \text{ K}}{1.60 \times 10^{-19} \text{ J/eV}} \cdot \frac{E_p}{938 \text{ MeV}} \quad (1.4)$$

ここで, $E_p \sim |\mathbf{p}_p|c$ ($\mathbf{p}_p$ は陽子の運動量) とした. なお, $m_p c^2 = 938 \text{ MeV}$ は陽子の静止エネルギー [5], $k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$ はボルツマン定数 [3], $1 \text{ eV} = 1.60 \times 10^{-19} \text{ J}$ である [3]. したがって電子・陽電子対生成を起こす陽子のエネルギー閾値 $E_{p, \min}$ は, 電子の静止質量エネルギーが 511 keV である [5] から

$$\frac{2.82 \cdot 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K} \cdot 2.73 \text{ K}}{1.60 \times 10^{-19} \text{ J/eV}} \cdot \frac{E_{p, \min}}{938 \text{ MeV}} = 2 \cdot 511 \text{ keV} \quad \therefore \quad E_{p, \min} \sim 2 \times 10^{18} \text{ eV} \quad (1.5)$$

と求まる. したがって, 宇宙線陽子のエネルギーがおおよそ 10^{18} eV を超えるとこの反応によりエネルギーを失うことになる. さらに, よりエネルギーの高い領域ではパイ中間子の生成反応が起こる.



この場合の陽子のエネルギー閾値 $E_{p, \min}$ は, 同様にして, 中性パイ中間子の静止質量エネルギーが 135 MeV である [5] から

$$\frac{2.82 \cdot 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K} \cdot 2.7 \text{ K}}{1.60 \times 10^{-19} \text{ J/eV}} \cdot \frac{E_{p, \min}}{938 \text{ MeV}} = 2 \cdot 135 \text{ MeV} \quad \therefore \quad E_{p, \min} \sim 2 \times 10^{20} \text{ eV} \quad (1.7)$$

と求まる. なお, これらのエネルギー閾値は, (1.4) 式において CMB が $T = 2.73 \text{ K}$ の単スペクトルであるとして計算されたが, 実際には, CMB は Planck の法則にしたがう広がりをもったスペクトルを示すため, より低い宇宙線陽子のエネルギーからこれらの相互作用は始まる.

宇宙線が陽子より重い原子核である場合には, バックグラウンド光子と衝突して原子核が分裂する光核破碎反応が起こりエネルギーを損失する. 図 1.1.2 は宇宙線の伝播におけるそれぞれの反応の相互作用長を宇宙線の原子核種ごとに示している. これらの相互作用により, 最高エネルギー宇宙線は宇宙空間を伝播する過程でエネルギーを失い, 数百 Mpc 以遠からは地球に到達できないと考えられている [6][7]. この現象を提唱者である K. Greisen, G. Zatsepin, V. Kuzmin の名前から GZK 機構と呼び, これにより $10^{19.5} \text{ eV}$ 付近で生じるエネルギースペクトルのカットオフを GZK カットオフと呼ぶ.

この到達できる距離の制限は最高エネルギー宇宙線の原子核種によって大きく異なることがわかる. また, (1.1) 式で述べたように, 宇宙線が磁場によって曲げられる半径も原子核種に依存する. したがって, 最高エネルギー宇宙線の空気シャワー観測において 1 次宇宙線の原子核種を特定することもまた極めて重要である.

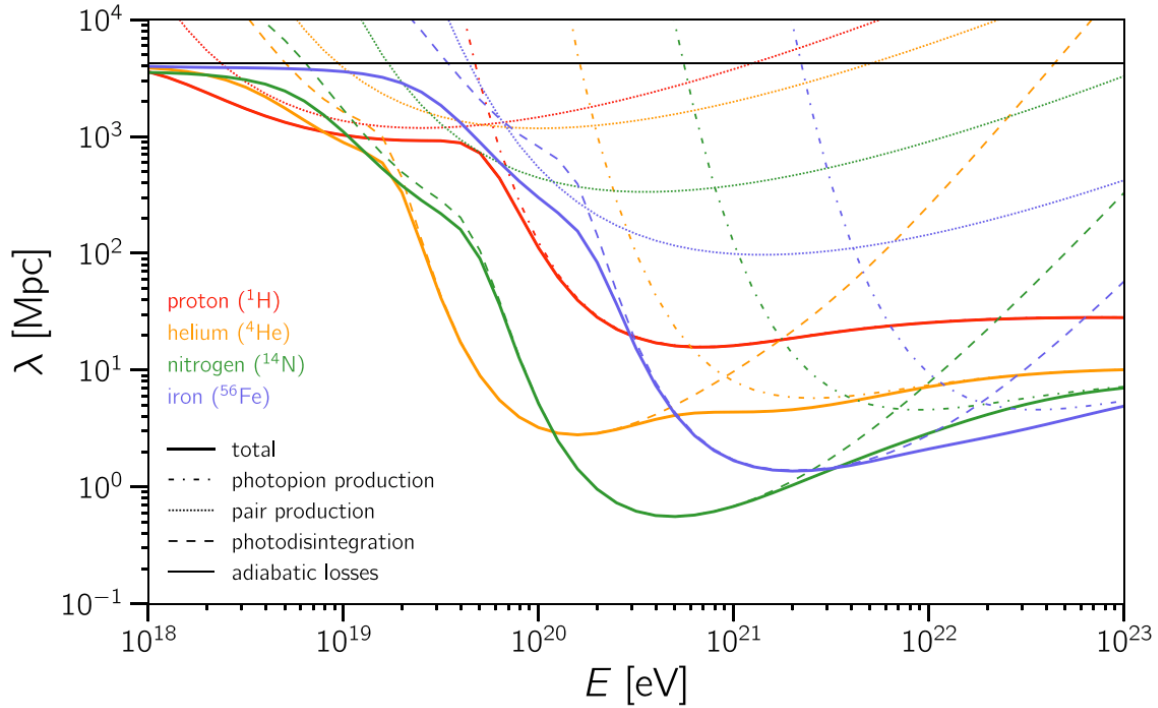


図 1.1.2 宇宙線の伝播における相互作用長 [8]. 宇宙線の原子核種ごとに異なる色で示されている. 宇宙線は, 10^{18} eV を超えると電子・陽電子対生成により, 10^{20} eV を超えるとパイ中間子生成および光核破碎反応によりエネルギーを失う.

1.1.2 エネルギースペクトル

これまで, さまざまな実験によって宇宙線のエネルギースペクトルが測定されてきた. 宇宙線のエネルギースペクトルはエネルギーの冪関数にしたがい, その指数はおよそ -3 である. このことは, 宇宙線の衝撃波による加速モデルを考えることで導かれる [9][10]. 図 1.1.3 に宇宙線のエネルギースペクトルを示す.

エネルギースペクトルにはいくつかの折れ曲がり構造が見られる. 10^{15} eV – 10^{16} eV 付近に見られるエネルギースペクトルの折れ曲がり構造を knee と呼ぶ. これは, 銀河系内の超新星残骸が起源であるとされる 10^{15} eV までの低エネルギー宇宙線が超新星残骸の衝撃波によって加速される最大エネルギーであると考えられている. この最大エネルギーは宇宙線の原子番号に比例し, 陽子より重い原子核はそれより高いエネルギーまで加速される. 10^{18} eV 付近にもエネルギースペクトルの軟化が確認されており, これは同じく超新星残骸の衝撃波によって鉄原子核が加速される最大エネルギーであると考えられている. これを knee に対して 2nd knee と呼ぶ. また, $10^{18.5}$ eV にあるエネルギースペクトルの顕著な折れ曲がり構造は ankle と呼ばれる. ankle については, このエネルギー領域における宇宙線が陽子であるとして, (1.3) 式の対生成反応によりエネルギーを損失し, このような構造を形成していると考えられるディップモデル [11] と, このエネルギーを境にして宇宙線の起源が銀河系内から銀河系外に移り変わっていると考え

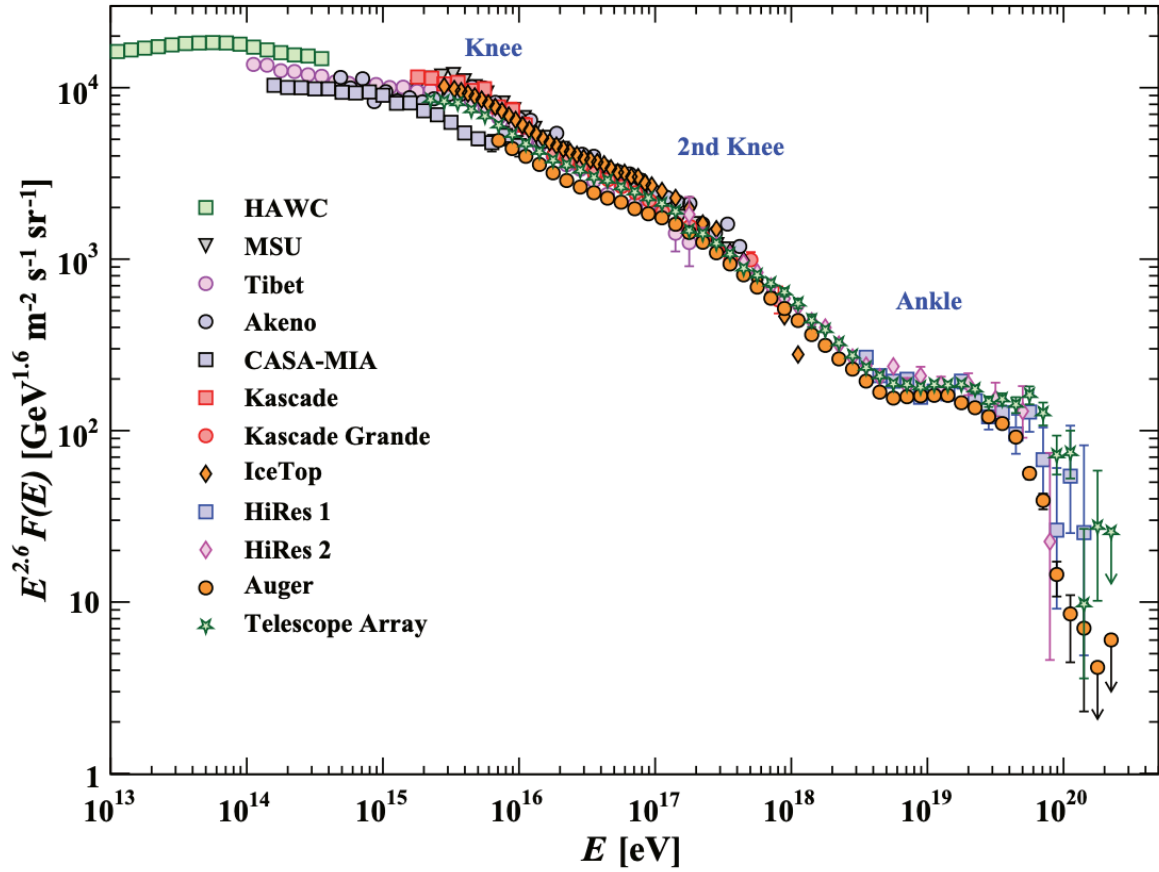


図 1.1.3 宇宙線のエネルギースペクトル [5]. それぞれの実験によって測定された宇宙線エネルギースペクトルを表す. エネルギースペクトルの折れ曲がり構造を見やすくするため, 縦軸の値にはエネルギーの 2.6 乗がかけられている.

るアングルモデルが存在する. 後者はこのエネルギー領域における宇宙線を陽子に限定しない. さらに, $10^{19.5}$ eV 付近の急激なスペクトルの降下は, 一般には (1.3), (1.6) 式で示したような GZK 機構により生じると考えられているが, 天体における宇宙線の加速限界であるとする説もある.

このように, エネルギースペクトルの構造をめぐる様々な議論が行われてきた. エネルギースペクトルをより精度良く測定することは, 宇宙線の加速機構や起源天体, さらにはその伝播過程についての洞察を深めるために有用である.

1.2 最高エネルギー宇宙線観測と空気シャワー

1.2.1 最高エネルギー宇宙線観測

前節では宇宙線が電荷を帯びているために天体の磁場によって閉じ込められ、最高エネルギーまで加速されることを示した。同様に、宇宙線はその伝播過程で宇宙空間の磁場によっても進行方向を曲げられる。したがって、検出される宇宙線の到来方向はその起源となる天体の方向とは異なり、このことが宇宙線の起源解明が困難である理由のひとつである。一方で、宇宙線の進行方向が磁場によって曲げられる角度は、宇宙線のエネルギーが高くなるほど小さいため、より直進性の高い最高エネルギー宇宙線 (the highest-energy cosmic ray) を観測することでその起源天体の方向を特定することができると期待される。しかし、図 1.1.3 からわかるように、宇宙線の到来頻度はエネルギーの増大に対して急速に減少し、最高エネルギー宇宙線を地球上で観測できる数は、およそ 100 km^2 あたり 1 年に 1 個と非常に少ない。そこで、最高エネルギー領域では、宇宙線が大気中の原子核と相互作用することで発生する広範な空気シャワー (air shower) を地上に並べた放射線検出器などによって捉える (図 1.2.1) ことで、そのような低頻度の観測を可能にしている。空気シャワーについては次節で詳しく述べる。また、低エネルギー領域では、人工衛星や気球に搭載した放射線検出器による宇宙線の直接的な観測が行われている。

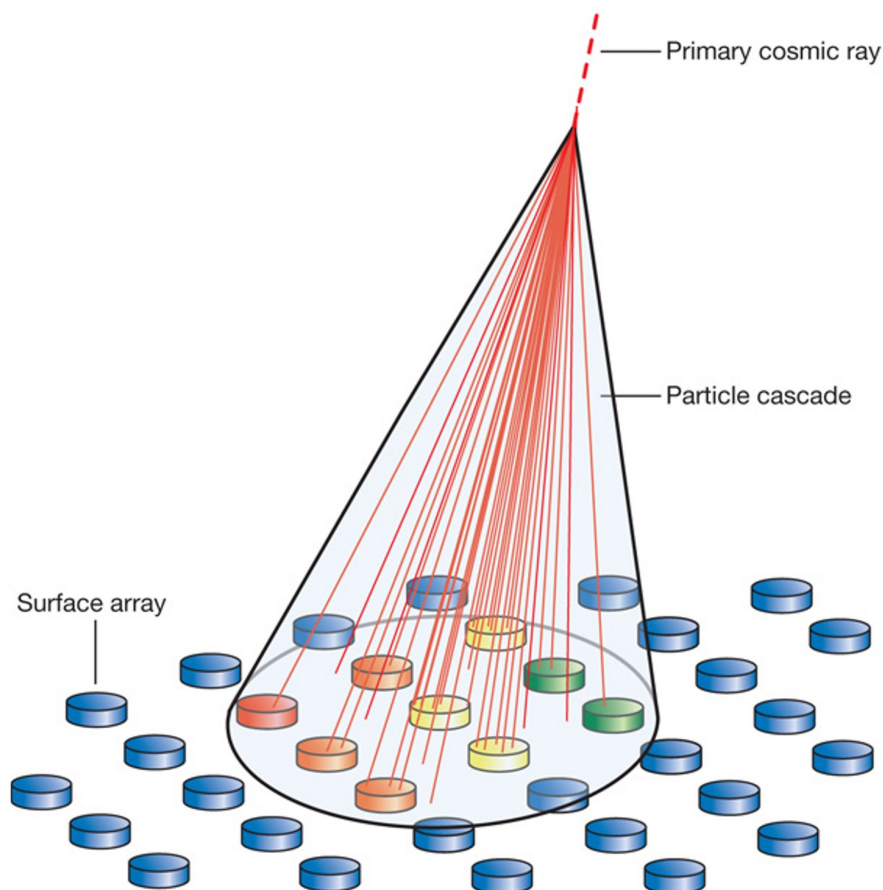


図 1.2.1 空気シャワーを地表検出器アレイで観測する様子 [12].

現在、テレスコープアレイ実験 (Telescope Array experiment, 以下 TA 実験と呼ぶ) および Pierre Auger Observatory (以下 Auger 実験と呼ぶ) が、北半球および南半球それぞれにおける最大面積の地表検出器アレイにより最高エネルギー宇宙線の空気シャワー観測を続けている。本研究は TA 実験の拡張地表検出器アレイ (TA SD および TA $\times$ 4 SD) を用いた。TA 実験の概要および検出器の詳細については次章で述べるため、ここでは、TA 実験のこれまでの科学的成果と、同じく最高エネルギー領域で宇宙線空気シャワー観測を行う Auger 実験について簡潔に述べる。

TA 実験のこれまでの科学的成果

TA 実験のこれまでの顕著な科学的成果として、最高エネルギー宇宙線の異方性解析が挙げられる。TA 実験では、TA SD を用いた最初の 5 年間の観測により、57 EeV 以上の最高エネルギー宇宙線の到来方向に中程度スケールの異方性がある兆候を見出した [13]。半径 20 度のオーバーサンプリングにより、ある方向 (TA Hotspot と呼ばれる。以下この異方性の兆候を Hotspot と呼ぶ) に全 72 事象のうち 19 事象が集中していることが分かった (図 1.2.2)。過剰の pre-trial の有意度は 5.1σ であり、事後的な要因を考慮した post-trial の有意度は 3.4σ である。また、15 年間の観測による最新のデータを用いた場合の post-trial の有意度は 2.8σ である [14]。Hotspot の解析は最高エネルギー宇宙線の起源解明の手がかりとなる可能性があり、[15] などによって詳細な解析が行われているが、異方性の確証のためにはさらなる統計が必要である。

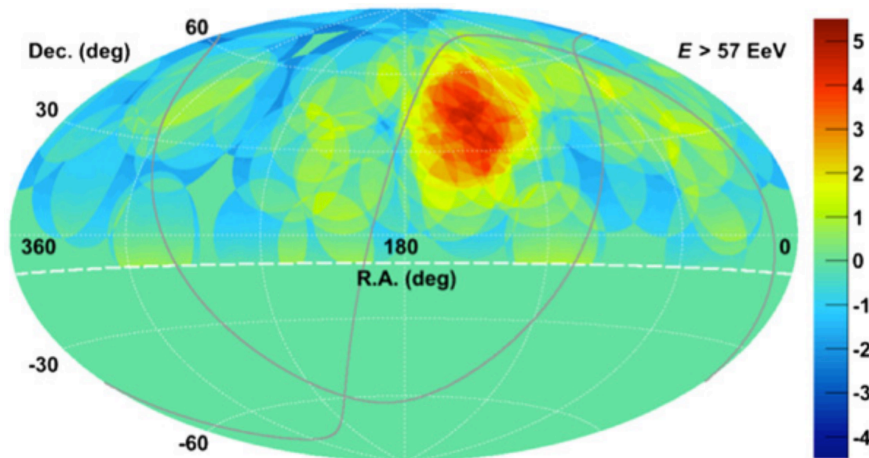


図 1.2.2 TA 実験が見出した最高エネルギー宇宙線の異方性の兆候 (Hotspot)[13]。最初の 5 年間の観測による 57 EeV 以上の最高エネルギー宇宙線の到来方向分布であり、色は半径 20 度のオーバーサンプリングによる最高エネルギー宇宙線の過剰の local な有意度を表す。赤道座標で示されており、灰色の曲線は銀河面および超銀河面を表す。

また、TA 実験では Hotspot の他にも、中程度スケールの異方性の兆候として、ペルセウス座・うお座超銀河団 (Perseus-Pieces supercluster, 以下 PPSC と呼ぶ) の方向からの $10^{19.4}\text{eV}$ 以上の最高エネルギー宇宙線の過剰な到来を報告した [16]。一方で、その有意度は 3.5σ にとどまり、Hotspot と同様、未だ確証には至っていない。

また、TA 実験では、異方性解析に加えエネルギースペクトルの測定も行われてきた。これまで、GZK 機構が存在するとして矛盾のないエネルギースペクトルの測定結果が示された [17] ほか、[18] によりエネルギースペクトルのカットオフエネルギーに赤緯依存性がある可能性が見出された。これは最高エネルギー宇宙線の起源にせまるだけでなく、以下に述べる TA 実験と Auger 実験のエネルギースペクトルの違いにも関連しており、より大統計での解析が期待される。

Auger 実験による最高エネルギー宇宙線観測

Auger 実験は、南米アルゼンチンにある世界最大の宇宙線空気シャワー観測施設である [19]。水チェレンコフ検出器（water Cherenkov detector, 以下 WCD と呼ぶ）の地表検出器アレイと大気蛍光望遠鏡により空気シャワーを観測する。地表検出器は三角形の格子状に配置され、総面積 3000 km^2 の地表検出器アレイを構成する（図 1.2.3）。

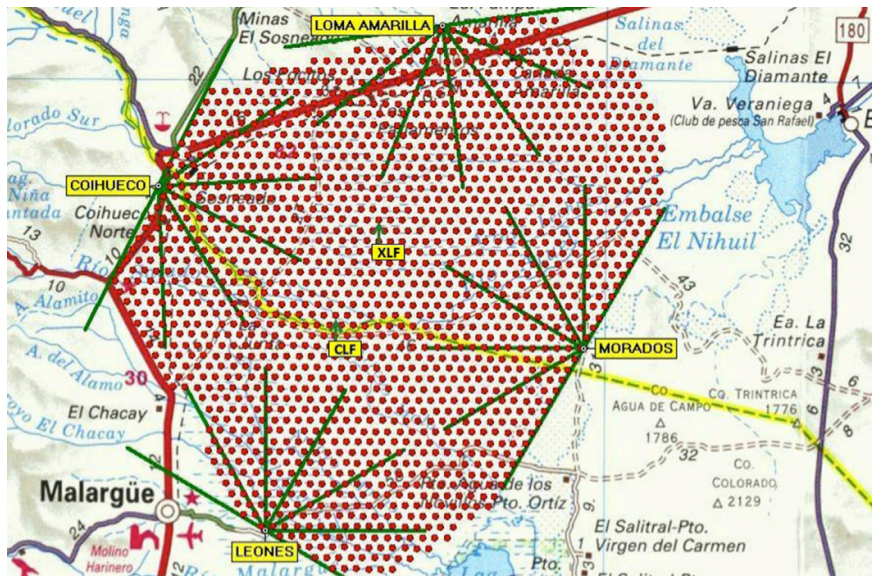


図 1.2.3 Auger 実験の全体図。赤色の点が地表検出器（1660 台）を表す。緑色の線は大気蛍光望遠鏡（4 ステーション）の視野を表す [19]。

Auger 実験は、異方性解析により、 $8 \times 10^{18} \text{ eV}$ 以上の最高エネルギー宇宙線の到来方向分布に大規模な dipole 異方性があることを示した [20]。dipole の方向が銀河中心の方向とかけ離れていることから、最高エネルギー宇宙線の起源が銀河系外にあることが証明された。

また、Auger 実験によるエネルギースペクトルの測定においても TA 実験と同様に GZK カットオフの予言に対して矛盾のない結果が示された。一方で、TA 実験と Auger 実験によってそれぞれ測定されたエネルギースペクトルを比較すると、両者に違いがあることが示され、その一部は両者の実験に存在する系統的な不確かさを考慮しても説明することができないことから、これは両実験が観測している天球上の領域の違いによるものである可能性が示唆された [21]。この検証のためには、両実験が共通して観測できる天球上の領域における両実験によるエネルギースペクトルの測定および比較が重要である。

な反応は以下のように表される.

$$\begin{aligned}\pi^0 &\rightarrow 2\gamma \\ \gamma &\rightarrow e^+ + e^- \\ e^\pm &\rightarrow e^\pm + \gamma\end{aligned}\tag{1.8}$$

カスケードの発達により粒子の平均的なエネルギーが下がりすぎると、電子・陽電子は電離によってエネルギーを失うようになり、制動放射を起こさなくなってしまう. これにより粒子数は減少に転じる. このとき粒子数が最大になる大気深さを最大発達深さを $X_{\max}$ と呼ぶ. これが 1 次宇宙線の原子核種に依存するため、空気シャワー観測によりこの $X_{\max}$ を測定することができれば、1 次宇宙線の原子核種を特定することができる.

一方で荷電パイ中間子 $\pi^\pm$ は 2.6×10^{-8} s と寿命が比較的長く [5], 崩壊を起こす前に大気中の原子核と再び相互作用をおこし、複数の 2 次粒子を生成する. 荷電パイ中間子は最終的には崩壊してミュオンを生成する. ミュオンは寿命が長く、ほとんど崩壊せずに地上まで到達する (1 GeV であれば寿命が 2.2×10^{-5} s となり、10 km ほど進むことができる [5]). ミュオンが崩壊する場合には (陽) 電子とニュートリノが生成される. これらの反応は、以下のように表される.

$$\begin{aligned}\pi^\pm &\rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu / \bar{\nu}_\mu \\ \mu^\pm &\rightarrow e^\pm + \bar{\nu}_\mu / \nu_\mu + \nu_e / \bar{\nu}_e\end{aligned}\tag{1.9}$$

このようにハドロンやミュオン、ニュートリノからなる空気シャワーカスケードをハドロンカスケードあるいは核カスケードという.

空気シャワーは電磁カスケードとハドロンカスケードの混合である. 図 1.2.5 は、1 次宇宙線として陽子が入射した場合の空気シャワーの地表での中心周りの粒子数分布 (以下空気シャワーの横方向分布と呼ぶ) および空気シャワーの進行軸方向の粒子数分布 (以下空気シャワーの縦方向発達と呼ぶ) を表す. 電磁カスケードの成分が最大発達を迎えるようすがわかる.

空気シャワーが通過する大気の厚さ

空気シャワーが通過する大気の厚さは、主に空気シャワーを観測する標高に依存する. 本研究では TA 実験の地表検出器アレイ (TA SD および TA×4 SD) を使用した. TA 実験サイトの標高は約 1400m であり、空気シャワーが通過する大気の厚さは、鉛直に入射した宇宙線のつくる空気シャワーに対して、およそ 875 g/cm^2 である. また、大気の厚さは、天頂角 $\sec \theta$ に比例することが予想される. 空気シャワー事象の天頂角が大きくなると、通過する大気の厚さは急激に増大し、空気シャワーのカスケードはより減衰してハドロンカスケードのうち寿命が長いミュオンの成分が卓越する.

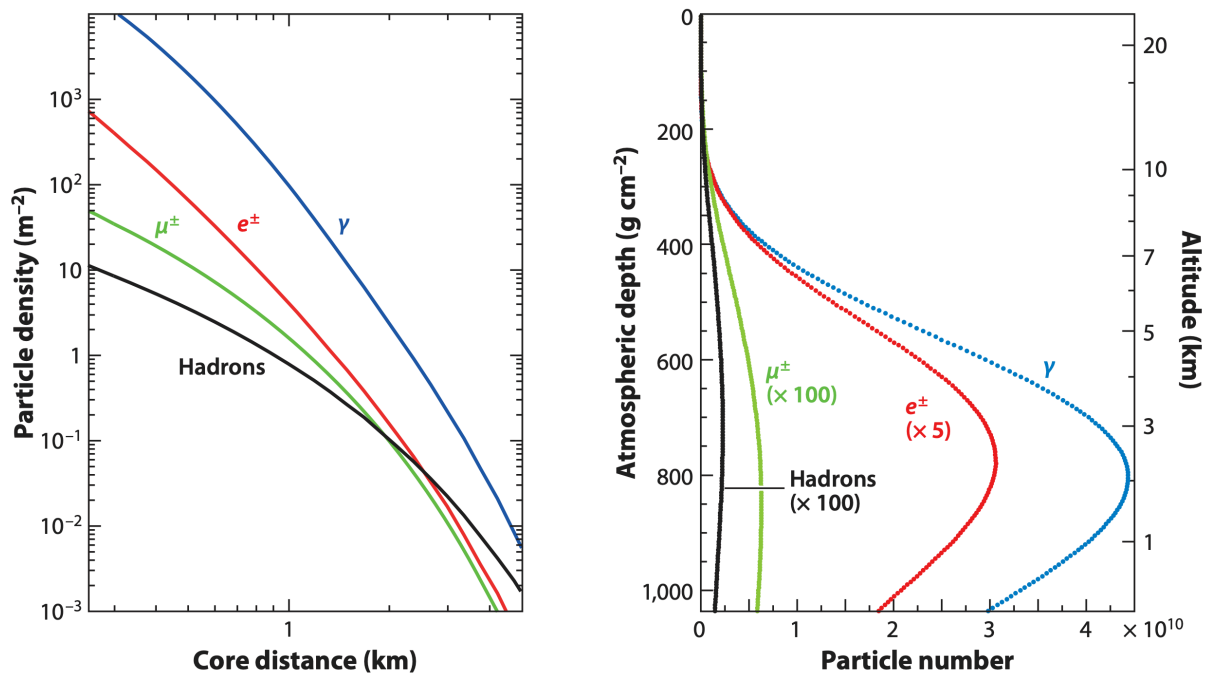


図 1.2.5 空気シャワー粒子の横方向分布と空気シャワーの縦方向発達 [22]. 1 次宇宙線として 10^{19} eV の陽子を仮定. 横方向分布は Auger 実験サイトでの値 (大気厚さは 870 g/cm^2).

1.3 本研究の意義および目的

TA 実験は、未知である最高エネルギー宇宙線の起源を解明するために、宇宙線空気シャワーの観測を 2008 年から 16 年以上にわたって続けている。さらに、観測事象数の増加のために、地表検出器アレイの総面積を 4 倍にする TA $\times$ 4 計画により、2019 年から計画の半数の地表検出器が新設された。TA 実験のこれまでの観測の結果、前節で示したようなさまざまな最高エネルギー宇宙線の異方性の兆候が見出された。これらは TA Hotspot や PPSC から最高エネルギー宇宙線が過剰に到来している兆候であり、未だ確証に至っていない。また、エネルギースペクトルの解析によっても、南天の Auger 実験との違いやエネルギースペクトルの赤緯依存性などの異方性の兆候が示唆された。1.1 節で示したように、異方性解析やエネルギースペクトルの解析は最高エネルギー宇宙線の起源を探る手がかりであり、より大統計でこれらの解析を行うことが最高エネルギー宇宙線の起源解明には必要不可欠である。

一方で、TA 実験の地表検出器アレイを用いた宇宙線空気シャワーの観測では、TA SD および TA $\times$ 4 SD でともに天頂角 55 度までの事象のみ解析に用いられており、天頂角が 55 度より大きい事象は捨てられてきた。これは、前節で述べたように、天頂角が大きくなると通過する大気の厚さが急激に大きくなって電磁カスケードが減衰し、空気シャワー粒子の横方向分布の再構成において天頂角の小さい事象との違いが大きくなってしまったためである。さらに、TA 実験の薄型の地表検出器では、空気シャワーに対する検出器の有効面積が天頂角の大きい事象で小さくなり、検出できる粒子数が減ってしまうと考えられる。この点、Auger 実験では WCD を用いており、天頂角が大きい空気シャワー事象に対しても有効面

積を保つことができるという特性を活かし、すでに天頂角 80 度まで再構成手法を確立している [23].

本研究ではこれらをふまえ、TA 実験でこれまで解析されてこなかった大天頂角 (inclined) 事象に着目した。従来の空気シャワー事象の再構成手法を大天頂角事象に拡張することができれば、これまで捨てられてきた大天頂角事象の再構成が可能となり、その分観測事象数が増加する。本研究の目的は、TA SD および TA×4 SD の解析における天頂角領域を拡張し、最高エネルギー宇宙線の観測事象数を増加させ、その起源探索に繋げることである。天頂角領域の拡張の目標は Auger 実験と同じ 80 度までである。

天頂角領域を 55 度までから 80 度までに拡張すると、最低限期待される事象数の増加率は、Aperture の比から計算して

$$\frac{A\Omega(\theta = 80^\circ)}{A\Omega(\theta = 55^\circ)} = \frac{\sin^2(\theta = 80^\circ)}{\sin^2(\theta = 55^\circ)} = 1.45 \quad \because \quad A\Omega \propto \int_0^\theta 2\pi \sin \tilde{\theta} \cos \tilde{\theta} d\tilde{\theta} \quad (1.10)$$

である。したがって、天頂角領域の拡張により地表検出器を新設せずとも地表検出器アレイの Aperture を 1.45 倍に拡大することができ、費用対効果が極めて高い。また、これまで捨てられてきた大天頂角事象を復元することができれば、過去に遡って地表検出器アレイの Aperture を拡大したことに相当し、これは地表検出器の新設では実現できない天頂角領域の拡張に特有の大きな利点である。

天頂角領域を拡張することには、これら以外にも、宇宙線を観測できる天球上の領域が拡大するという利点もある。Auger 実験との共通視野を拡大し、全天にわたる最高エネルギー宇宙線の観測をより深化させる。さらに、大天頂角事象は高エネルギーニュートリノ事象の探索やミューオン成分を用いたハドロン相互作用モデルの検証にも有用であり、天頂角領域を拡張し大天頂角事象の再構成手法を構築することは、単なる観測事象数の増加にとどまらず、意義が大きい。

第 2 章

テレスコープアレイ実験

2.1 実験の概要

テレスコープアレイ実験 (Telescope Array experiment, TA 実験) [24] は、アメリカ合衆国ユタ州に位置する宇宙線空気シャワー観測実験であり、日本、アメリカをはじめ、世界 9 の国と地域の大学・研究機関が参加する国際共同実験である。宇宙線空気シャワー観測実験として世界最大級の規模を誇り、南半球の Auger 実験に次ぐ地表面積をもつ (北半球では最大)。また、 $10^{15} \text{ eV} - 10^{20.5} \text{ eV}$ という、5 桁以上の幅広いエネルギー領域に感度をもつ宇宙線空気シャワー観測実験は地球上で TA 実験だけである。図 2.1.1 に示すように、TA 実験はユタ州ミラード群デルタ市郊外 (北緯約 39 度、西経約 113 度、標高約 1400m) に実験装置を展開し、2008 年から 16 年以上にわたり運用を継続している。また、観測事象数の増加を目的に、地表面積を 4 倍に拡張する TA×4 計画が始動し、2019 年に新たに設置された実験装置も合わせて観測を続けている。

TA 実験では、地表検出器 (surface detector, SD) と大気蛍光望遠鏡 (fluorescence detector, FD) の 2 種類の実験装置により宇宙線空気シャワーを観測する。地表検出器は、空気シャワー現象により生じる 2 次粒子群のうち、地表に到達したものを直接捉える放射線検出器である。各地表検出器は、上下 2 層のプラスチックシンチレータと集光部に 2 本の光電子増倍管 (photomultiplier tube, 以下 PMT と呼ぶ) をもつ。地表検出器をアレイ状に配置した地表検出器アレイとして、各地表検出器が検出した信号の大きさとその時刻から空気シャワーが入射した位置と方向を、空気シャワー粒子の横方向分布からエネルギーを再構成することができる。天候や時間帯に関わらず常時稼働できるため、最高エネルギー宇宙線観測など統計量が必要とされる研究でよく用いられる。一方で、空気シャワー粒子の横方向分布という限られた情報のみから事象再構成を行うため、測定されるエネルギーがシミュレーションで用いる相互作用モデルに大きく依存することや 1 次宇宙線の原子核種の推定が困難であることなど欠点もある。本研究で用いた地表検出器の構成と地表検出器アレイ (TA×4 SD および TA SD) については次の節で詳しく述べる。また、より低いエネルギー領域に感度をもつ検出器を展開する TA 実験の低エネルギー拡張計画 (Telescope Array Low-energy Extension, TALE) により、400–600 m 間隔 80 台の地表検出器アレイおよび 100 m 間隔 50 台の地表検出器アレイ (以下 TALE SD, TALE-infill SD と呼ぶ) がそれぞれ $10^{16.5} \text{ eV} - 10^{18} \text{ eV}$, $10^{15.5} \text{ eV} - 10^{16.5} \text{ eV}$ のエネルギー領域で宇宙線空気シャワーを観測する。

大気蛍光望遠鏡は、大気分子が放出する蛍光を観測する望遠鏡である。空気シャワーにより生じる荷電粒子は大気分子を電離しながらエネルギーを失う。励起された大気分子は蛍光を放出し、これを大気

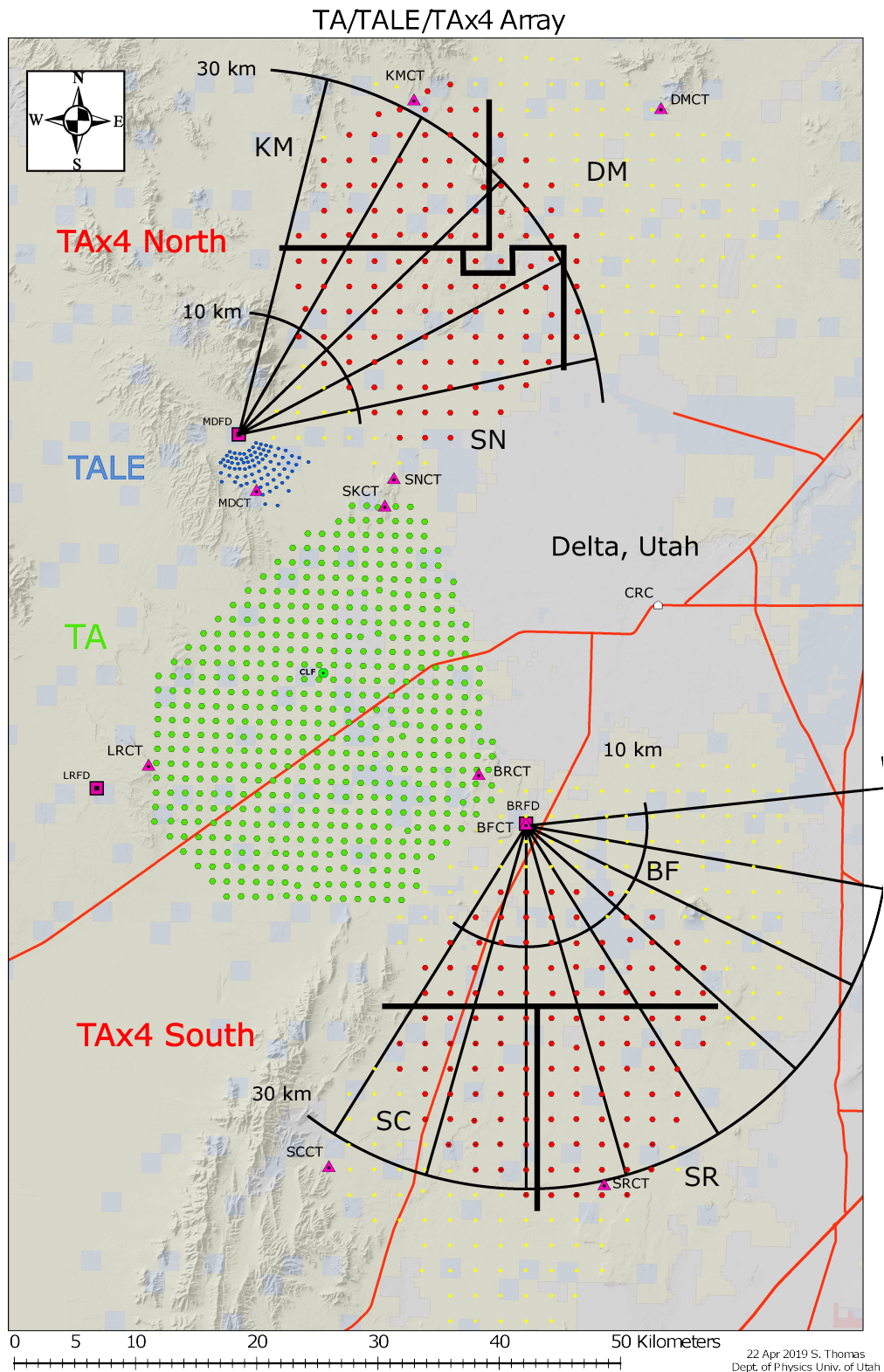


図 2.1.1 TA 実験の全体図. 赤色の円が本研究で用いた TA×4 SD の地表検出器を表し, 黒の太線が TA×4 SD の 6 つのサブアレイの境界である. 緑色の円は本研究で用いた TA SD の地表検出器を表す. 黄色の円は TA×4 計画により今後設置が予定されている地表検出器を表す. TA FD および TA×4 FD (マゼンダ色の四角形), TA×4 FD の視野 (扇形), 各サブアレイの CT (マゼンダ色の三角形), TALE SD (青色の円) なども示されている.

蛍光と呼ぶ。大気蛍光の光量は一次宇宙線のエネルギーにおおむね比例するため、シミュレーションで用いる相互作用モデルにほとんど依存しないエネルギー測定が可能であり、また、空気シャワーの縦方向発達を観測できることから、一次宇宙線の原子核種の推定にも長けている。一方で、大気蛍光を観測するため観測が天候の良い暗夜に限られることや、設置コストが高いなどの欠点もある。TA 実験には、地表検出器アレイの上空を視野にもつ 3 つの大気蛍光望遠鏡ステーション（以下 FD ステーションと呼ぶ）があり、TA 実験のサイト中心 (CLF) から見て南東、南西、北西の FD ステーションがそれぞれ Black Rock FD（以下 BRFD と呼ぶ）、Long Ridge FD（以下 LRFD と呼ぶ）、Middle Drum FD（以下 MDFD と呼ぶ）である。そのうち、TA×4 SD 上空の空気シャワーを観測できるのは BRFD の 8 台と MDFD の 4 台の大気蛍光望遠鏡（以下これらの 12 台を TA×4 FD と呼ぶ）である。これらはそれぞれ 4 枚の反射鏡 (reflecting mirror, 以下 RM と呼ぶ) と集光部に 256 本の PMT をもつ。一方で、3 つの FD でそれぞれ BRFD の 12 台（各 RM : 18 枚, PMT : 256 本）、LRFD の 12 台（各 RM : 18 枚, PMT : 256 本）、MDFD の 14 台（各 RM : 4 枚, PMT : 256 本）の大気蛍光望遠鏡（以下これらの 38 台を TA FD と呼ぶ）は TA SD 上空の空気シャワーを観測する。また、TALE SD および TALE-infill SD の上空は、MDFD の 10 台の（TA FD とは異なるより大仰角の）大気蛍光望遠鏡が担う。



図 2.1.2 TA×4 FD の写真 [25]. 左：TA×4 FD のうち BRFD にある 8 台の大気蛍光望遠鏡。右：TA×4 FD のうち MDFD にある 4 台の大気蛍光望遠鏡。

また、これら地表検出器アレイと大気蛍光望遠鏡を用いた空気シャワーの同時観測により相補的に空気シャワーの事象再構成を行い、1 次宇宙線の到来方向、エネルギー、原子核種をより精密に測定するハイブリッド観測もそれぞれのエネルギー領域の検出器を用いて行われている。地表検出器アレイは空気シャワー粒子の横方向分布のみを用いてエネルギーを測定するため、シミュレーションで用いる相互作用モデルなどに依存したバイアスを生じる可能性がある。そこで、TA 実験では、相互作用モデルへの依存度の低い大気蛍光望遠鏡で測定されたエネルギーにより地表検出器アレイで測定されたエネルギーを較正するエネルギーのスケールリング（以下エネルギースケールと呼ぶ）を行っている。ハイブリッド観測の事象を用いることで、エネルギースケールに用いるスケールファクターを決定することができ、ハイブリッド観測はこの目的のためにも極めて重要である。エネルギースケールについては（本研究で用いた異なる手法とともに）6.2 節で詳しく述べる。

2.2 地表検出器の構成と地表検出器アレイ

2.2.1 地表検出器の構成

TA 実験の地表検出器は、厚さ 1.2 cm、面積 3 m^2 の上下 2 層のプラスチックシンチレータと 2 本の光電子増倍管により、空地表に到達した気シャワー 2 次粒子群を直接捉える放射線検出器である。シンチレーション光は波長変換光ファイバにより集光され、PMT によってシンチレーション光の光量に比例したアナログ波形として電気信号に変換される。プラスチックシンチレータと波長変換光ファイバはタイベックシートによって覆われ、さらに、遮光されたシンチレータボックスに PMT と合わせて格納されている (図 2.2.1)。

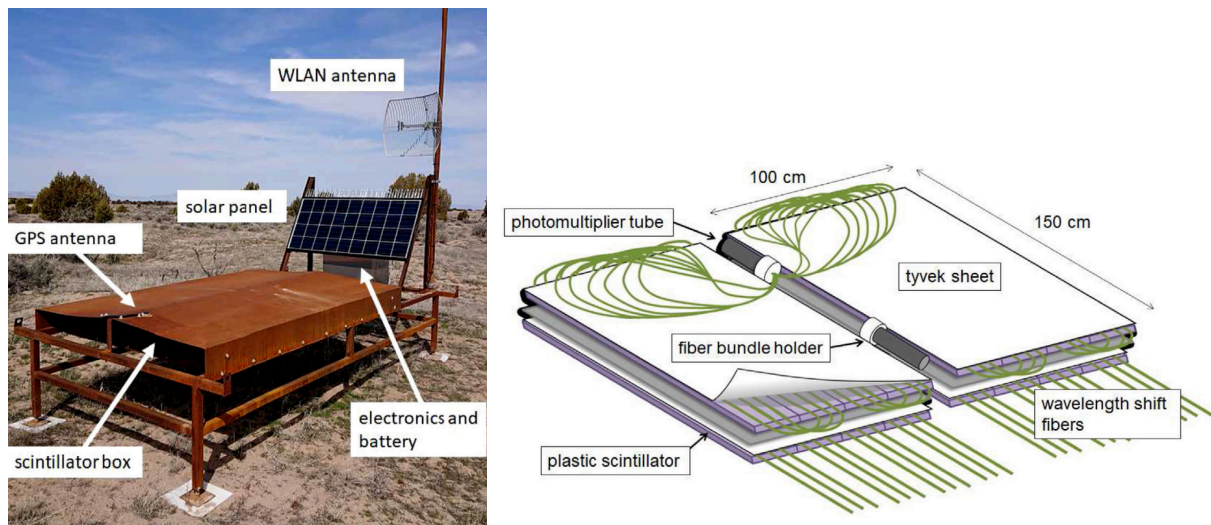


図 2.2.1 TA×4 SD の地表検出器 [26]. 左：TA×4 SD の地表検出器の写真. 右：TA×4 SD の地表検出器のシンチレータボックス内部. 基本的な設計は TA SD の地表検出器も同じである.

PMT はそれぞれの地表検出器アレイで異なる製品を用いており、後発である TA×4 SD で用いた PMT の方がより高い量子効率と優れたリニアリティを備えている。それぞれの PMT のリニアリティを試験した結果を 2.2.2 に示す。PMT の性能向上により、TA×4 SD では波長変換光ファイバの配置を変更し、TA SD より波長変換光ファイバの 1 本あたりの長さを延長し、さらにそれらの間隔を拡大することができた。結果として波長変換光ファイバの長さは、地表検出器 1 台あたり 33% に削減された。PMT からのアナログ信号はメインボード、GPS モジュール、ワイヤレス LAN モジュール、チャージコントローラから構成されるエレクトロニクスへ送られ、メインボード内の 12bit, 50 MHz の FADC (flash analog-to-digital converter, 以下変換されたデジタル信号の値を (F)ADC count と呼ぶ) により 20ns の時間幅をもつビンごとにデジタル信号に変換される。

各地表検出器には GPS アンテナと GPS モジュールが装備され、これにより各地表検出器の位置座標と時刻を正確に記録している。また、各地表検出器は無線 LAN アンテナを介して対応するコミュニケーションタワー (communication tower, 以下 CT と呼ぶ) と 2.4 GHz の無線 LAN 通信を行う。各地表

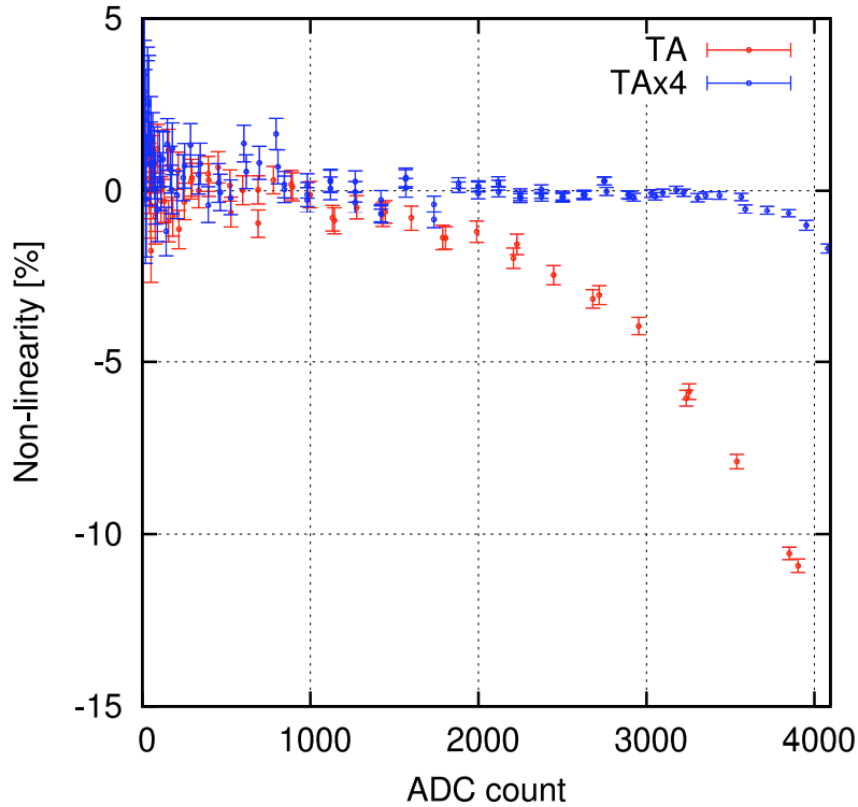


図 2.2.2 TA SD および TA×4 SD の地表検出器で用いた PMT のリニアリティ。青色が TA×4 SD の地表検出器で、赤色が TA SD の地表検出器で用いた PMT の典型的なリニアリティを表す。[26] より引用。

検出器にはソーラーパネルが取り付けられており、太陽エネルギーで全ての電力をまかなう。また、12 V バッテリーにより夜間も含め常時観測を行うことができる。なお、上で述べた PMT の変更のように、地表検出器を構成する各種デバイスについて、TA SD の地表検出器から TA×4 SD の地表検出器へのアップデートはあるものの、両者の基本的な設計に違いはない。したがって、次節で述べる空気シャワー観測におけるトリガーシステムについても多くの点で共通している。それぞれのアレイで用いた地表検出器の構成についての詳細は [26] [27] で述べられている。

地表検出器は TA 実験サイトの砂漠で 10 年以上の間、単独で観測を続けられるように設計されている。地表検出器の温度は -30°C から 50°C の間で日変動や季節変動を繰り返すため、メインボードを設置・交換する際には事前に温度試験を行っている。また、地表検出器の各種デバイスの故障や経年劣化による空気シャワー事象の検出効率の低下に対応するため、日頃から、各地表検出器のモニタリングを行っている。モニタリングには 2.2.3 に示したようなモニタープロットを用いる。モニタープロットには、GPS のステータス、通信状況、バッテリーのステータス、地表検出器の温度、Pedestal およびその標準偏差の FADC count、ミューオンピーク (1MIP ピークの FADC count)、Level-0 trigger および Level-1 trigger のレートなどが 10 分ごとにプロットされており、これにより地表検出器の不具合などを

リモートで認知することができる。また、これらの情報はキャリブレーションデータとして 10 分ごとに記録されており、これを参照することで、各地表検出器のステータスや、1MIP ピークおよび Pedestal に対応する FADC count（これらは Level-0 trigger を生成した地表検出器の全波形から 10 分ごとに計算される）を実データおよびシミュレーションデータの解析に反映することができる。

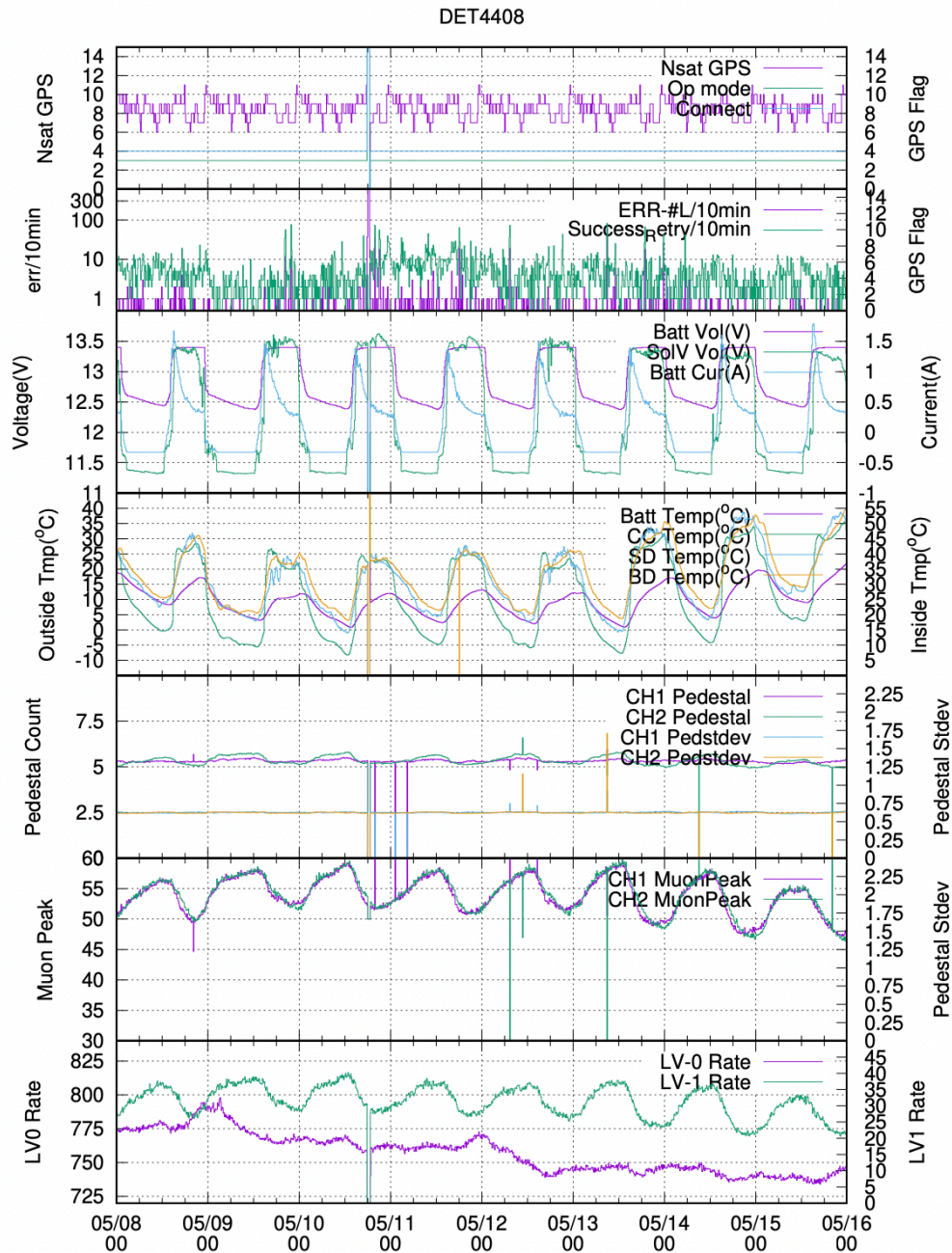


図 2.2.3 地表検出器のモニタリングで用いるモニタープロット。上から GPS、通信、バッテリー、温度、Pedestal、ミューオンピーク、トリガーレートの 10 分毎のプロットである。

2.2.2 地表検出器アレイ

TA 実験には 2008 年から観測を続けている地表面積 700 km^2 の地表検出器アレイと、TA $\times$ 4 計画のもと 2019 年から観測を継続している地表面積約 1000 km^2 の拡張地表検出器アレイ (extended surface detector array) が存在し、本研究ではこれらを用いた。本論文では前者を TA SD, 後者を TA $\times$ 4 SD と呼んで区別する。TA $\times$ 4 計画は観測事象数の増加を目的に TA SD を含む地表検出器アレイの総面積を TA SD の 4 倍に拡張する計画であり、2019 年から観測を行っている TA $\times$ 4 SD には計画のおよそ半数の検出器が設置されている。

TA SD は、地表検出器全 507 台により 1.2 km 間隔のアレイを構成する (図 2.2.4)。Black Rock サブアレイ (以下 BR サブアレイと呼ぶ)、Long Ridge サブアレイ (以下 LR サブアレイと呼ぶ) および Smelter Knoll サブアレイ (以下 SK サブアレイと呼ぶ) の 3 つのサブアレイに分かれており、Black Rock CT (BRCT), Long Ridge CT (LRCT) および Smelter Knoll CT (SKCT) の 3 つの CT がそれぞれのサブアレイに設置されている。各地表検出器はそれぞれのサブアレイの CT と個別に通信を行う。

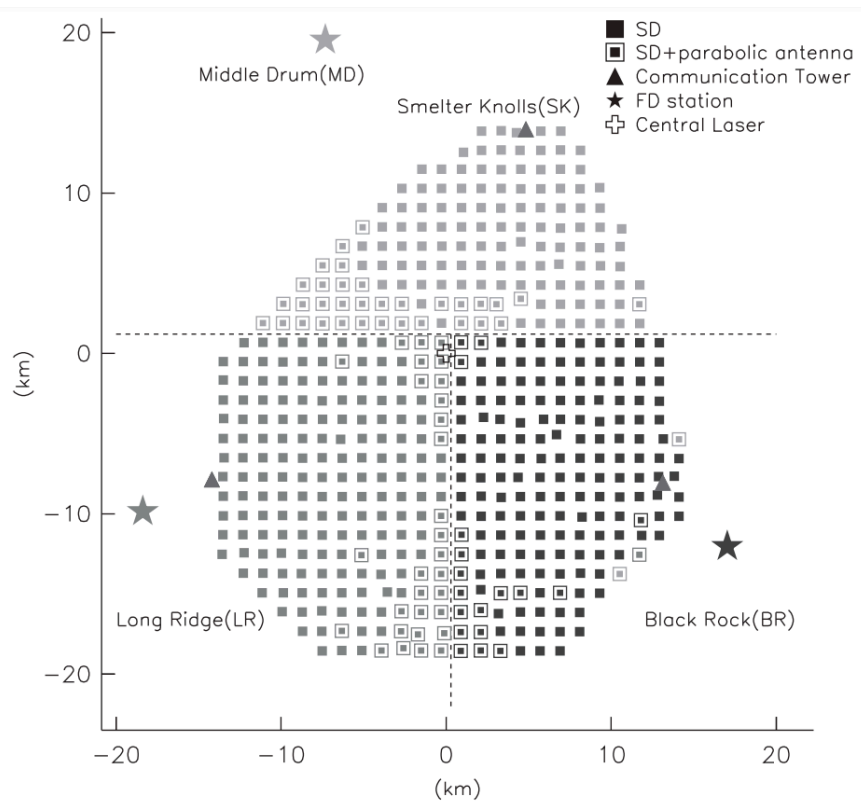


図 2.2.4 TA SD のアレイマップ [27]. 四角形が各地表検出器を表す。TA SD は BR, LR および SK の 3 つのサブアレイから構成される。

TA $\times$ 4 SD は、地表検出器全 257 台により 2.08 km 間隔のアレイを構成する (図 2.1.1)。TA SD よりアレイの間隔が広く、より最高エネルギー宇宙線に特化した観測を行っている。TA SD を挟んで南北に

2つのアレイを展開し、それぞれ TA×4 South (127 台) および TA×4 North (130 台) と呼ぶ。これらはさらに 3 つずつのサブアレイに分かれており、それぞれ TA×4 North は、Smelter Knolls North サブアレイ (以下 SN サブアレイと呼ぶ)、Keg Mountain サブアレイ (以下 KM サブアレイと呼ぶ) および Desert Mountain サブアレイ (以下 DM サブアレイと呼ぶ) の 3 つ、TA×4 South は、Black Rock FD サブアレイ (以下 BF サブアレイと呼ぶ)、South Cricket サブアレイ (以下 SC サブアレイと呼ぶ) および Sand Ridge サブアレイ (以下 SR サブアレイと呼ぶ) の 3 つである。また、TA SD と同様に、サブアレイごとに全 6 つの CT (SNCT, KMCT, DMCT, BFCT, SCCT および SRCT) が設置されている。各地表検出器はそれぞれのサブアレイの CT と個別に通信を行う。

トリガーシステム

TA SD および TA×4 SD では、以下に述べるトリガーシステムを導入することで、空気シャワー事象の候補となるデータのみを効率的に収集している。各地表検出器は、特定のトリガーが生成されると FADC により変換されたデジタル波形を記録する。トリガーには 3 段階あり、それぞれ Level-0 trigger, Level-1 trigger および Level-2 trigger である。

まず、上下 2 層のシンチレータからの 2 チャンネルの信号が 160 ns 以内にいずれも 15 FADC count を超えた場合に Level-0 trigger が生成される。これは、およそ 0.3 MIP (Minimum Ionizing Particles) 以上の粒子がシンチレータを通過した際の信号に対応する。Level-0 trigger によって、2.56 μ s 間の波形情報がトリガー時刻のタイムスタンプと共に記録される。次に、同様に 2 チャンネルの信号が 160 ns 以内にともに 150 FADC count を超えた場合には、Level-1 trigger が生成され、2.56 μ s 間の波形情報がトリガー時刻のタイムスタンプと共に記録される。加えて Level-1 trigger を生成した地表検出器の位置座標とトリガー時刻のタイムスタンプのリストが地表検出器を統括する CT に送られる。これら Level-0 trigger および Level-1 trigger までは各地表検出器レベルのトリガーである。これら地表検出器レベルのトリガーで記録された波形の例を 2.2.5 に示す。

さらに、この Level-1 trigger の情報から、地表検出器アレイレベルで、Level-1 trigger を生成した地表検出器の 3 台以上が隣接していた場合、それらが特定のタイムウィンドウに含まれれば、CT のエレクトロニクスにより Level-2 trigger が生成され、配下の地表検出器に伝達される。そして、これによって Level-2 trigger の前後 32 μ s 以内の Level-0 trigger を生成した地表検出器の波形情報がそのタイムスタンプとともに CT に送られ、空気シャワー事象として記録される。タイムウィンドウは TA SD で 8 μ s, TA×4 SD で 14 μ s であり、これはそれぞれのアレイ間隔の比によって決められている (14 μ s/8 μ s $\sim$ 2.08 km/1.2 km)。なお、FD ステーションによりハイブリッドトリガーとして Level-2 trigger が生成される場合もある。

TA SD では、BR, LR および SK の 3 つのサブアレイ間で、サブアレイをまたぐ空気シャワー事象に対して Level-2 trigger を生成するタワー間トリガーが 2008 年から導入されている。一方で、TA×4 SD では、TA×4 North の SN, KM および DM の 3 つのサブアレイ間で、TA×4 South の BF, SC および SR の 3 つのサブアレイ間でそれぞれサブアレイをまたぐ空気シャワー事象に対して Level-2 trigger を生成するタワー間トリガーが 2022 年に導入された [29]。タワー間トリガーの導入までは、TA SD, TA×4 SD とともに、各サブアレイが独立して空気シャワー事象のデータ収集を行っていた。なお、本研究における TA SD の解析では、直近 8 年分の 2016 年から 2024 年のシミュレーションデータを、TA×4 SD の解析では、2019 年から 2022 年の実データおよびシミュレーションデータをそれぞれ用いた。

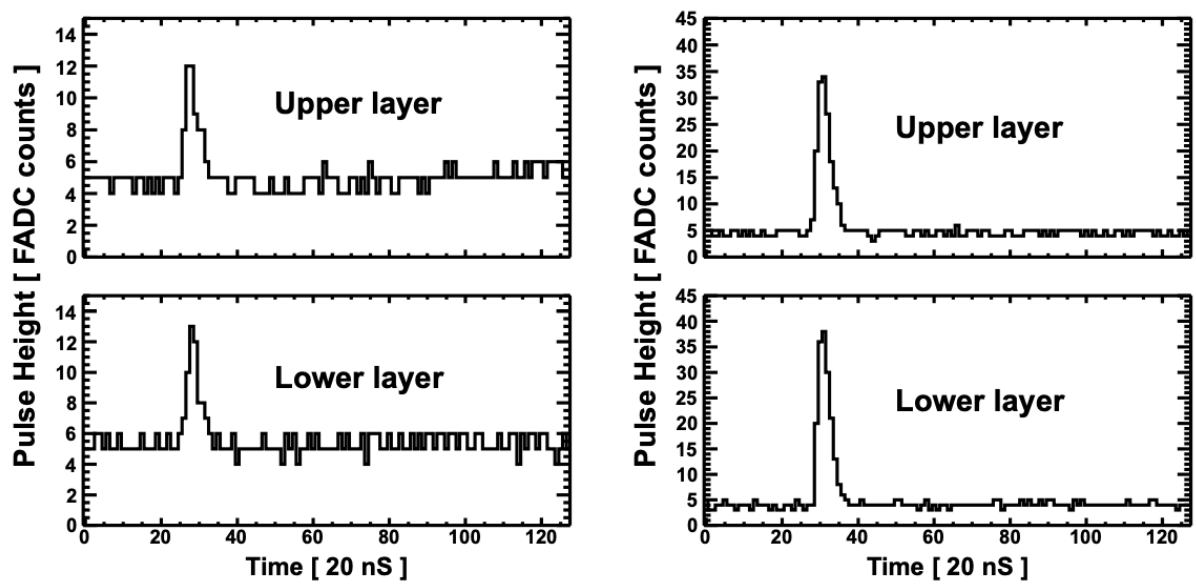


図 2.2.5 地表検出器レベルのトリガーで記録された波形の例 [28]. 左:Level-0 trigger で記録された波形の例. 右:Level-1 trigger で記録された波形の例.

第 3 章

空気シャワーシミュレーション

TA 実験では空気シャワー粒子を地表検出器で捉えることによって間接的に 1 次宇宙線を観測している。空気シャワーはそれ自体の不定性ゆえ空気シャワーの発達段階で 1 次宇宙線に関する多くの情報を失ってしまう。そこで、1 次宇宙線の情報がわかっている空気シャワーの発達を再現できる空気シャワーシミュレーションを用いることで、空気シャワー事象の再構成手法の構築に役立てることができる。また、空気シャワーシミュレーションは、次章で述べる空気シャワー事象の再構成におけるエネルギー決定過程で用いられるほか、本研究では、検出効率の計算にもシミュレーションデータを用いた。なお、空気シャワーシミュレーションについて TA SD および TA×4 SD の解析では多くの点で共通しており、以下では、特に断りのない限り、TA SD および TA×4 SD の空気シャワーシミュレーションについて述べることにする。空気シャワーシミュレーションは、空気シャワー生成およびそれに続く検出器アレイ応答シミュレーションの 2 つの過程に分けられる。なお、これらの計算にモンテカルロ法を用いるために空気シャワーシミュレーションはしばしば Monte Carlo シミュレーション（以下 MC は Monte Carlo の略であり、空気シャワーシミュレーションを指す）と呼ばれる。

3.1 空気シャワー生成

1 つ目のステップである空気シャワー生成には CORSIKA[30] を用いた。CORSIKA は空気シャワー中のハドロンカスケードおよび電磁カスケードに含まれる粒子のそれぞれの相互作用を計算することができる。空気シャワーの発達を再現するために用いたハドロン相互作用モデルは 80 GeV 以上では (TA SD, TA×4 SD とともに) QGSJETII-04, 80 GeV 以下では FLUKA, 電磁相互作用モデルは EGS4 である。

空気シャワー生成は多くの計算機パワーと計算時間を必要とする。そこで、特に最高エネルギー宇宙線の空気シャワーの生成では、空気シャワーの全粒子を追跡するかわりに粒子を間引いて一部の粒子のみを追跡する（以下 Thinning と呼ぶ）、CORSIKA の Thinning オプションを用いることで、それら計算コストを大幅に削減する。Thinning では、1 次宇宙線のエネルギーに比例するエネルギー閾値を下回る 2 次粒子は、1 次宇宙線のエネルギーとその 2 次粒子のエネルギーに依存する確率にしたがって保存される。保存された代表粒子には確率の逆数の重みが付く。この Thinning の操作が 2 次粒子を生成する全ての相互作用点で行われる。

TA 実験の空気シャワー生成では、Thinning により一部の代表粒子のみを追跡して空気シャワーを生

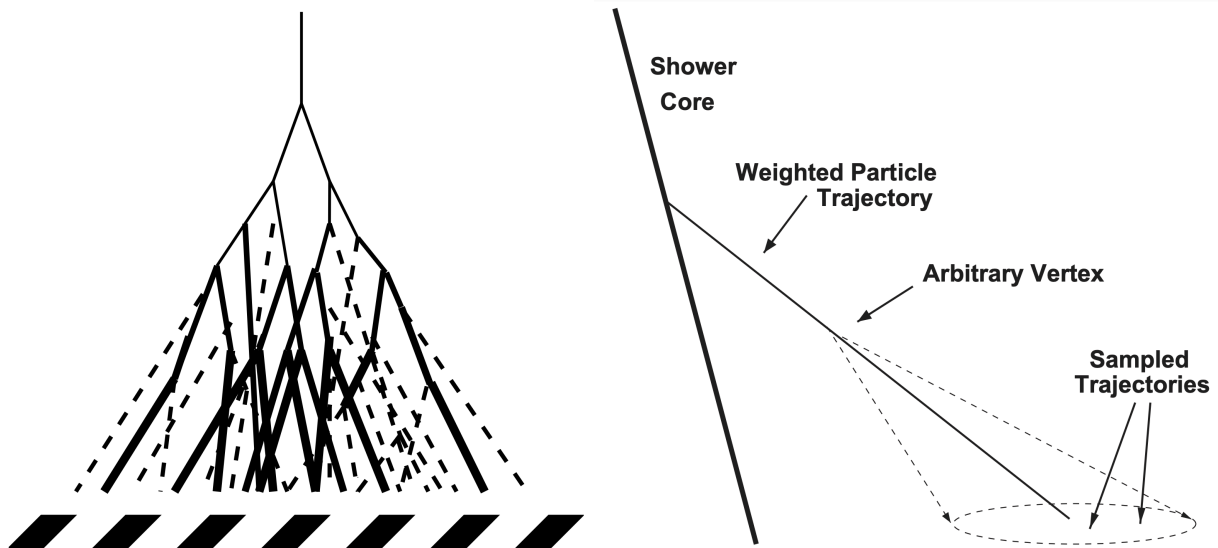


図 3.1.1 左: Thinning の模式図 [28]. 実線が代表粒子の飛跡を, 点線が間引かれた粒子の飛跡を表す. 線の太さは代表粒子に付けられた重みに対応する. 右: Dethinning の模式図 [31]. 代表粒子の飛跡を中心とするガウス分布に従って粒子が復元される.

成したのち, 間引かれた他の 2 次粒子を (TA 実験で独自に開発された) Dethinning と呼ばれる操作によって復元する. 図 3.1.1 に Thinning および Dethinning の模式図を示す. Dethinning によって復元される粒子のエネルギーは代表粒子のエネルギーを平均とするガウス分布に従い, それらの飛跡もまた代表粒子の飛跡を中心とするガウス分布に従う. 図 3.1.2 はエネルギー損失の横方向分布について, Thinning のみ行った空気シャワーおよび Thinning 後に Dethinning を行った空気シャワーをそれぞれ Thinning を行わずに全粒子を追跡した空気シャワー (以下 Unthinned 空気シャワーと呼ぶ) と比較したものである. Thinning のみ行った空気シャワーでは Unthinned 空気シャワーと平均は一致しているものの標準偏差は一致していない. 一方で, Thinning 後に Dethinning を行った空気シャワーでは平均と標準偏差をともに再現できている. Thinning のみ行った空気シャワーでは粒子の平均の情報のみが保存されており, Dethinning という操作を行うことで, Thinning で失われた空気シャワーのばらつきを表す情報も復元されていることがわかる. Unthinned 空気シャワーとの比較は, 他のパラメータについても 1 次宇宙線の天頂角で 60 度までで行われ, Dethinning 操作による空気シャワーの再現度が確認されている [31].

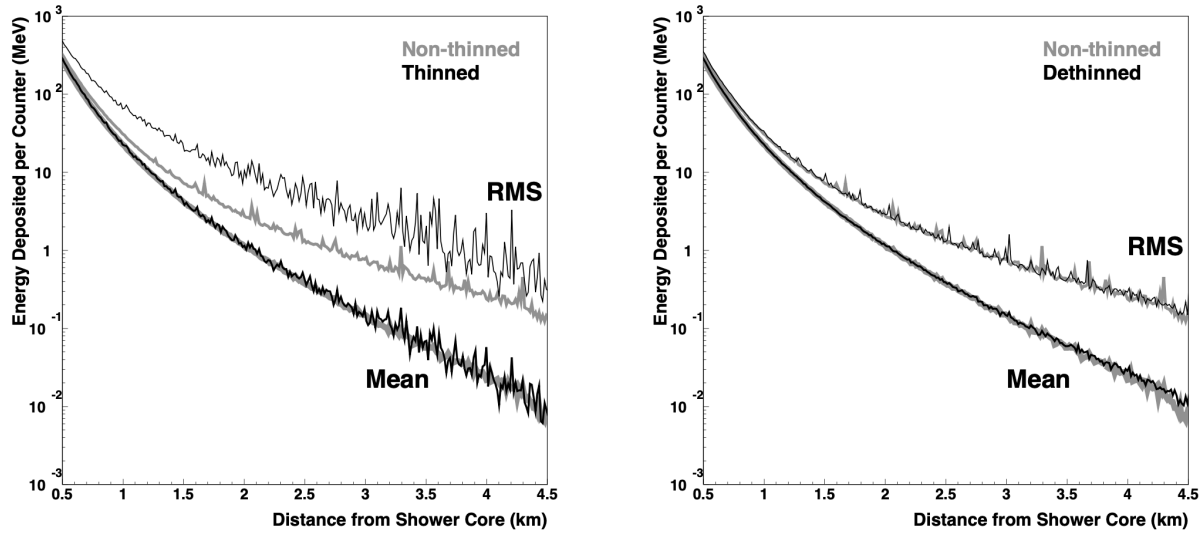


図 3.1.2 Thinning のみ行った空気シャワーおよび Thinning 後に Dethinning を行った空気シャワーの Unthinned 空気シャワーとの比較 [28]. 左: Thinning のみ行った空気シャワーと Unthinned 空気シャワーとの比較. 右: Thinning 後に Dethinning を行った空気シャワーと Unthinned 空気シャワーとの比較. 横軸は空気シャワーの中心からの距離, 縦軸は地表検出器あたりのエネルギー損失を表す. 黒色の実線が Thinning のみ行った空気シャワーおよび Thinning 後に Dethinning を行った空気シャワー, 灰色の実線が Unthinned 空気シャワーに対応する. 太い線は平均, 細い線が標準偏差である.

3.2 検出器アレイ応答シミュレーション

検出器アレイ応答シミュレーションはさらに, エネルギー損失のシミュレーションとそれに続くトリガーシミュレーションの2つのステップに分割される.

3.2.1 エネルギー損失のシミュレーション

エネルギー損失のシミュレーションでは, 以下に述べるように, 地表検出器の応答テーブルをあらかじめ作成しておき, これを参照して実際の空気シャワー粒子のエネルギー損失をシミュレーションを行うことで計算コストを削減した. 地表検出器の応答テーブルの作成では, GEANT4[32]を使用した. GEANT4は物質の種類や形状, 配置などをあらかじめ設定し, その物質中での粒子の相互作用を計算するシミュレーションプログラムである. ここでは, まず, $6\text{ m} \times 6\text{ m}$ の1つのタイルの中央に地表検出器を設置する. 地表検出器の構造は図 3.2.1 のように GEANT4 に組み込まれている. 次に, 入射粒子を用意し, 天頂角 θ を固定してランダムに選択したタイル上の位置座標 (X, Y) および方位角 ϕ から飛跡を設定する. その後, このセットアップ (図 3.2.2) の下で, GEANT4 によって粒子とタイルに配置され

た地表検出器の構造物との反応（地面による反射なども含まれる）をシミュレーションし、上下2層のシンチレータにおけるエネルギー損失を計算する．これを入射粒子の粒子種 ($\gamma, e^\pm, \mu^\pm, p, n, \pi^\pm$)，エネルギー（およそ $E = 10^5 \text{ eV} - 10^{11} \text{ eV}$ ，0.1 桁刻み，粒子種により異なる），天頂角 ($\sec \theta = 1.0 - 4.0$ ，0.5 刻み）を変えてそれぞれについて 10^6 回ほど繰り返すことで上下2層のシンチレータにおけるエネルギー損失の確率分布が得られ，これを上下2層のシンチレータにおけるエネルギー損失の2次元ヒストグラムにしたものが地表検出器の応答テーブルである（図 3.2.3）．

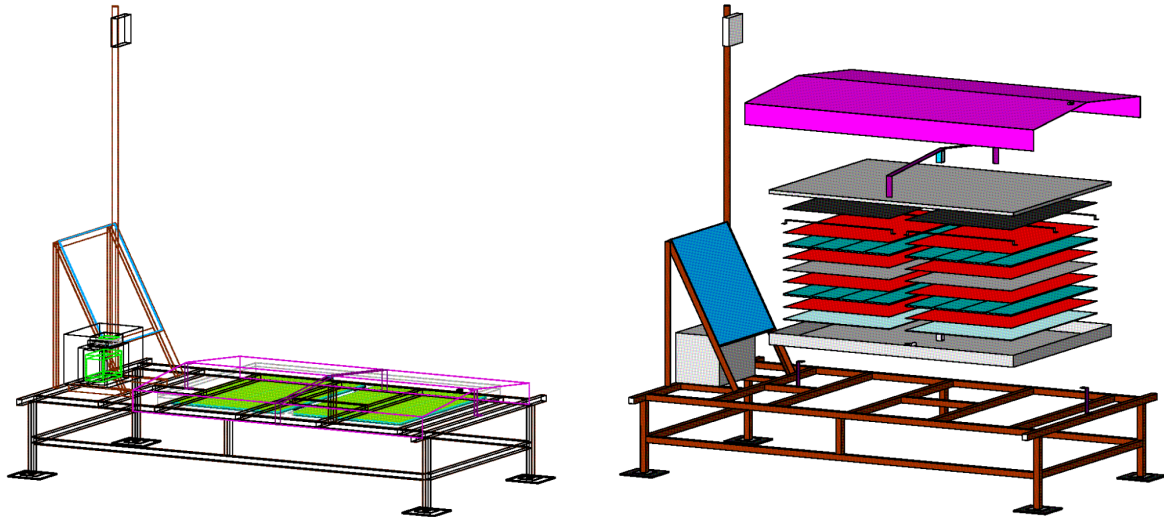


図 3.2.1 GEANT4 に組み込まれた地表検出器の構造 [33]．

実際の空気シャワー粒子のエネルギー損失のシミュレーションでは，TA 実験サイトの地表 $16.8 \text{ km} \times 16.8 \text{ km}$ の範囲に 2800×2800 のタイルを敷き詰める．1つのタイルの設定は地表検出器の応答テーブルの作成と同じである．生成した空気シャワーをこの敷き詰めたタイルの上に振らせ，各タイルに入射した全ての空気シャワー粒子の地表検出器におけるエネルギー損失を 20 ns ごとに計算する．各入射粒子のエネルギー損失は，粒子種，エネルギー，天頂角ごとにあらかじめ用意されている地表検出器の応答テーブルのうちその粒子に対応するものを参照して計算される．この地表検出器の応答テーブルは，上下2層のシンチレータにおけるエネルギー損失値の組み合わせの確率分布となっているため，これにしたがって各入射粒子について上下2層のシンチレータにおけるエネルギー損失値の組み合わせがランダムに選ばれる．このようにして，各タイルに入射した全ての空気シャワー粒子の上下2層のシンチレータにおける 20 ns ごとのエネルギー損失が合計され，最終的に，生成された空気シャワーについて全てのタイルにおけるエネルギー損失が計算される．この1つ目のステップにより，空気シャワーをつくる1次宇宙線の原子核種，エネルギー，天頂角ごとのタイルにおけるエネルギー損失のシミュレーション結果を保持する．

3.2.2 トリガーシミュレーション

2つ目のステップは地表検出器アレイの配置を考慮したトリガーシミュレーションである．1つ目のステップまでで空気シャワーをつくる1次宇宙線の原子核種，エネルギー，天頂角ごとのタイルにおけるエ

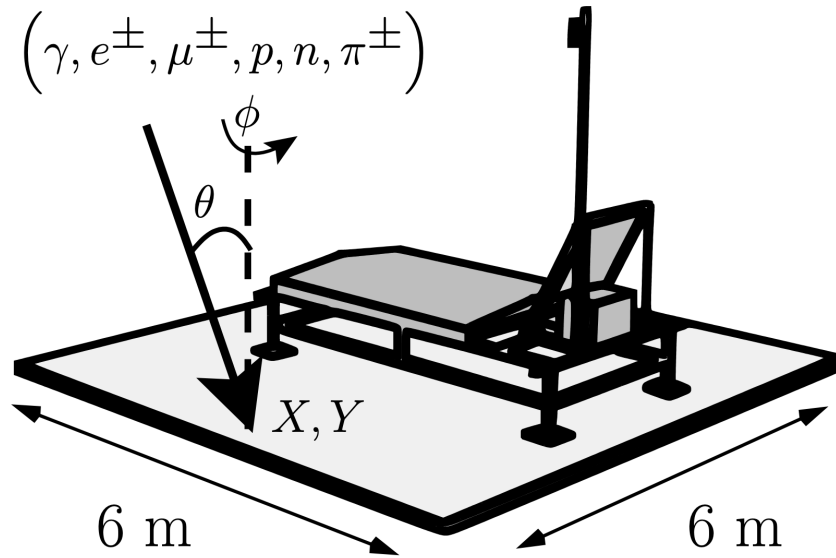


図 3.2.2 タイルにおける入射粒子と地表検出器のセットアップ [28].

エネルギー損失のシミュレーション結果を保持している。この結果は、地表検出器が存在する位置のタイルのみを選択することで任意の地表検出器アレイの配置に対して再利用することができる。さらに、同じ地表検出器アレイに対しても、タイルを回転あるいは並行移動させ、同様に地表検出器が存在する位置のタイルのみを選択することで、任意のコア位置および方位角の空気シャワー事象に対してタイルにおけるエネルギー損失のシミュレーション計算の結果を再利用することができ、これにより計算コストを削減した。

トリガーシミュレーションの前にエネルギー損失の FADC count への変換が行われる。地表検出器アレイの配置とコア位置、方位角が与えられると適切にタイルが選択され、選択されたタイルにおける上下 2 層のシンチレータの 20 ns ごとのエネルギー損失が対応する地表検出器の FADC count へと変換される。変換の際には、各地表検出器のステータスを反映するために、キャリブレーションデータを参照し、キャリブレーションデータの 1MIP ピークおよび Pedestal に対応する FADC count が用いられる。なお、空気シャワー以外のランダム大気ミュオン地表検出器におけるエネルギー損失も TA SD の Level-0 trigger のトリガーレートに従って追加され変換される。さらに、PMT のリニアリティからのずれ（図 2.2.2）が TA SD の場合にのみ考慮され補正される。（なお、TA×4 SD の場合にはより良いリニアリティを備えているため、考慮されない）その後、変換された FADC count は地表検出器の電子学応答関数によって畳み込まれる。最後に、実データでは FADC count の上限値が 4095 であるため、シミュレーションデータでも変換によって FADC count が 4095 を超えた場合には 4095 に置き換えられる。

最後にトリガーシミュレーションが実行される。トリガーのアルゴリズムは 2.2 節の地表検出器アレイレベルの Level-2 trigger と同じである。トリガーシミュレーション後のシミュレーションデータには空気シャワー生成時に与えたエネルギーや到来方向などの 1 次宇宙線の情報と地表検出器によって得ら

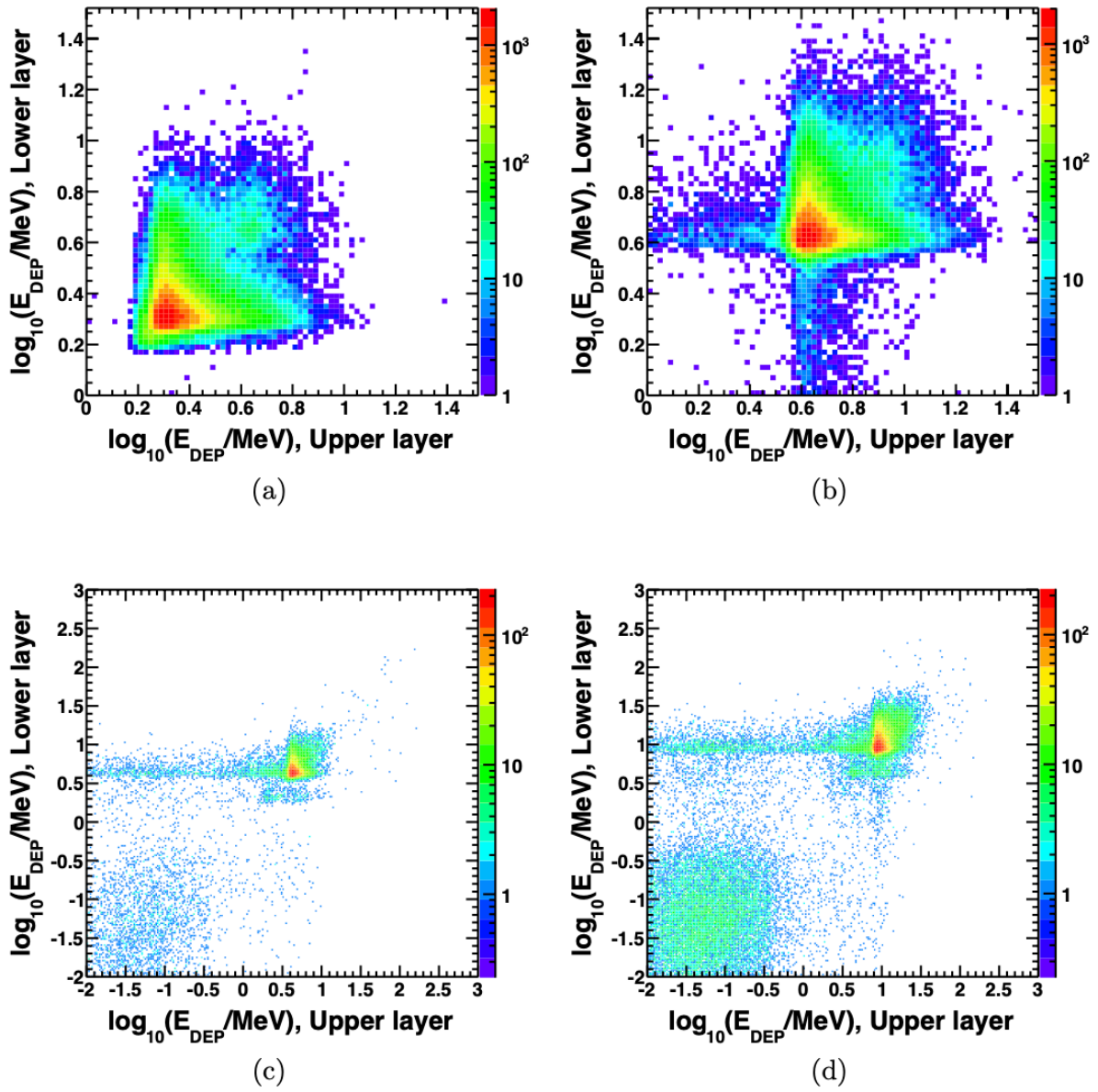


図 3.2.3 地表検出器の応答テーブルの例 [28]. 横軸と縦軸はそれぞれシンチレータの上層と下層のエネルギー損失を表す. 色はそれぞれのエネルギー損失の組み合わせの頻度に対応する. (a) μ^+ , $\theta = 0^\circ$ ($\sec \theta = 1.0$), $E = 1 \text{ GeV}$, (b) μ^+ , $\theta = 60^\circ$ ($\sec \theta = 2.0$), $E = 1 \text{ GeV}$, (c) γ , $\theta = 0^\circ$, $E = 1 \text{ GeV}$, (d) γ , $\theta = 60^\circ$, $E = 1 \text{ GeV}$.

れた空気シャワー粒子の情報がともに記録されている．実データの場合は前者は存在しないが，シミュレーションデータとフォーマットを揃えることで全く同一の再構成プログラムを用いることができる．また，トリガーされなかったシミュレーションデータも検出効率を計算するために保存される．

3.3 本研究で用いたシミュレーションデータ

本研究における TA SD の解析では，直近 8 年分の 2016 年から 2024 年のシミュレーションデータを，TA×4 SD の解析では，タワー間トリガー導入前の 2019 年から 2022 年のシミュレーションデータを生成し用いた．TA×4 SD については，第 5 章の解析で用いたシミュレーションデータと第 7 章の解析で用いたシミュレーションデータが異なる．詳細についてはそれぞれの章で詳しく述べる．それぞれの概要を表 3.1-3.3 に示す．また，各シミュレーションデータの空気シャワーのコア位置分布を以下の図 3.3.1, 3.3.2 に示す．ただし，TA×4 SD の解析では，[29] と天頂角 60 度までは同じシミュレーションデータを用いている．

本研究では TA×4 SD の従来の解析と同様，生成したシミュレーションデータの事象を間引く代わりに，エネルギー E_{gen} に依存した重み付けを行う重み付け関数を導入した．したがって，空気シャワーシミュレーションで生成したシミュレーションデータのエネルギー分布は宇宙線エネルギースペクトルにしたがわない．TA SD の従来の解析では，生成したシミュレーションデータのエネルギー分布が HiRes 実験（米国，1997-2006 年）のエネルギースペクトル [34] にしたがうように，生成したシミュレーションデータの事象が間引かれている．一方で，重み付け関数を用いることで，仮定するエネルギースペクトルをシミュレーションデータの生成後に変えられることや，最高エネルギー領域など統計が必要な解析においてシミュレーションデータの事象数が維持されることなどの利点がある．本研究では重み付け関数において TA SD の 11 年間の観測によるエネルギースペクトル [17] を仮定し，TA SD の解析および TA×4 SD の解析でともに用いた．

表 3.1 TA SD の解析で用いたシミュレーションデータの概要

原子核種	陽子
エネルギー E_{gen}	$10^{18.5} \text{ eV}$ から $10^{20.5} \text{ eV}$ まで 0.1 桁刻み
天頂角 θ	$\theta \in [0^\circ, 70^\circ]$ の等方分布
方位角 ϕ	$\phi \in [0^\circ, 360^\circ]$ の等方分布
コア位置	CLF を中心に半径 25 km の円内に一様に分布（図 3.3.1）
再利用した空気シャワーの数	各エネルギー E_{gen} ごとに 400 個
地表検出器アレイ	TA SD（タワー間トリガーは導入済）
生成した面積 A_{gen}	$\pi \times (25 \text{ km})^2 \sim 1960 \text{ km}^2$
期間	2016 年 7 月から 2024 年 6 月まで

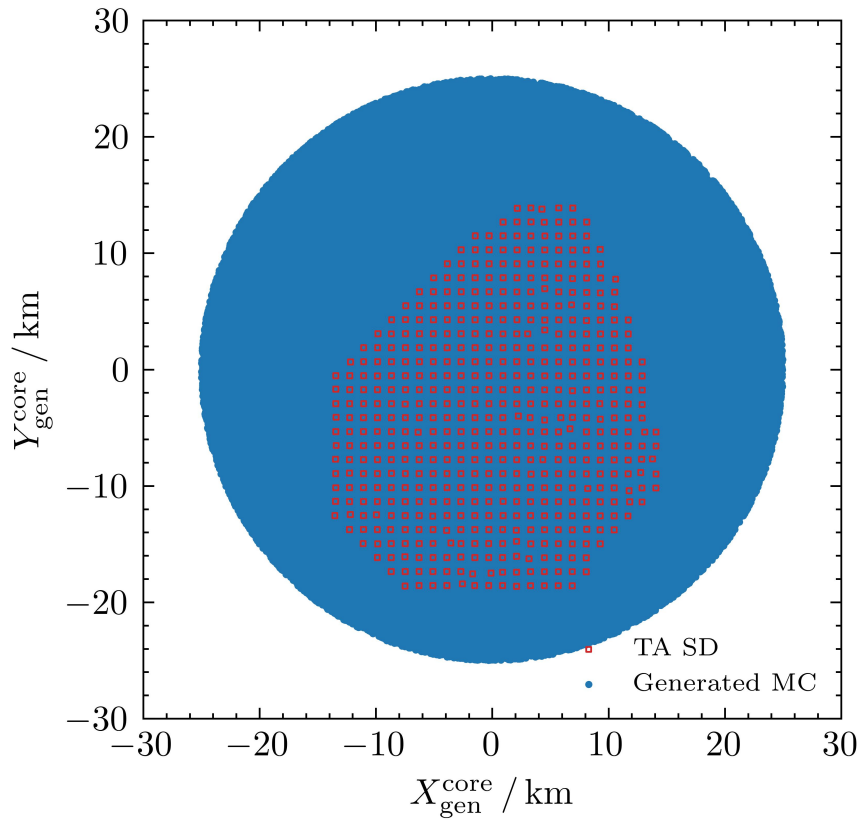


図 3.3.1 TA SD の解析で用いたシミュレーションデータのコア位置分布. 赤色の四角形が TA SD の地表検出器, 青色の点が空気シャワーのコア位置を表す.

表 3.2 TA×4 SD (第 5 章の) 解析で用いたシミュレーションデータの概要

原子核種	陽子
エネルギー E_{gen}	$10^{18.5}$ eV から $10^{20.5}$ eV まで 0.1 桁刻み
天頂角 θ	$\theta \in [0^\circ, 70^\circ]$ の等方分布
方位角 ϕ	$\phi \in [0^\circ, 360^\circ]$ の等方分布
コア位置	図 3.3.2 を参照
再利用した空気シャワーの数	各エネルギー E_{gen} ごとに 400 個
地表検出器アレイ	TA×4 SD BF サブアレイ
生成した面積 A_{gen}	418.0 km^2
期間	2019 年 11 月から 2022 年 10 月まで

表 3.3 TA×4 SD の（第 6 章の）解析で用いたシミュレーションデータの概要

原子核種	陽子
エネルギー E_{gen}	$10^{18.5}$ eV から $10^{20.5}$ eV まで 0.1 桁刻み
天頂角 θ	$\theta \in [0^\circ, 70^\circ]$ の等方分布
方位角 ϕ	$\phi \in [0^\circ, 360^\circ]$ の等方分布
コア位置	図 3.3.2 を参照
再利用した空気シャワーの数	各エネルギー E_{gen} ごとにおよそ 200 個
地表検出器アレイ	TA×4 SD の 6 つのサブアレイ（タワー間トリガーは未導入）
生成した面積	表 3.4 を参照
期間	表 3.4 を参照

表 3.4 TA×4 SD の（第 6 章の）解析で用いたシミュレーションデータの各サブアレイごとの生成した面積と期間

サブアレイ	面積 $A_{\text{gen}} / \text{km}^2$	期間（日数 T / days ）
KM	330.0	2019 年 10 月 8 日から 2022 年 10 月 31 日まで (1120)
DM	251.3	2019 年 10 月 26 日から 2022 年 10 月 31 日まで (1102)
SN	486.4	2019 年 10 月 8 日から 2022 年 10 月 31 日まで (1120)
BF	418.0	2019 年 11 月 4 日から 2022 年 10 月 31 日まで (1093)
SC	283.0	2019 年 10 月 8 日から 2022 年 10 月 31 日まで (1120)
SR	344.9	2019 年 10 月 8 日から 2022 年 10 月 31 日まで (1120)

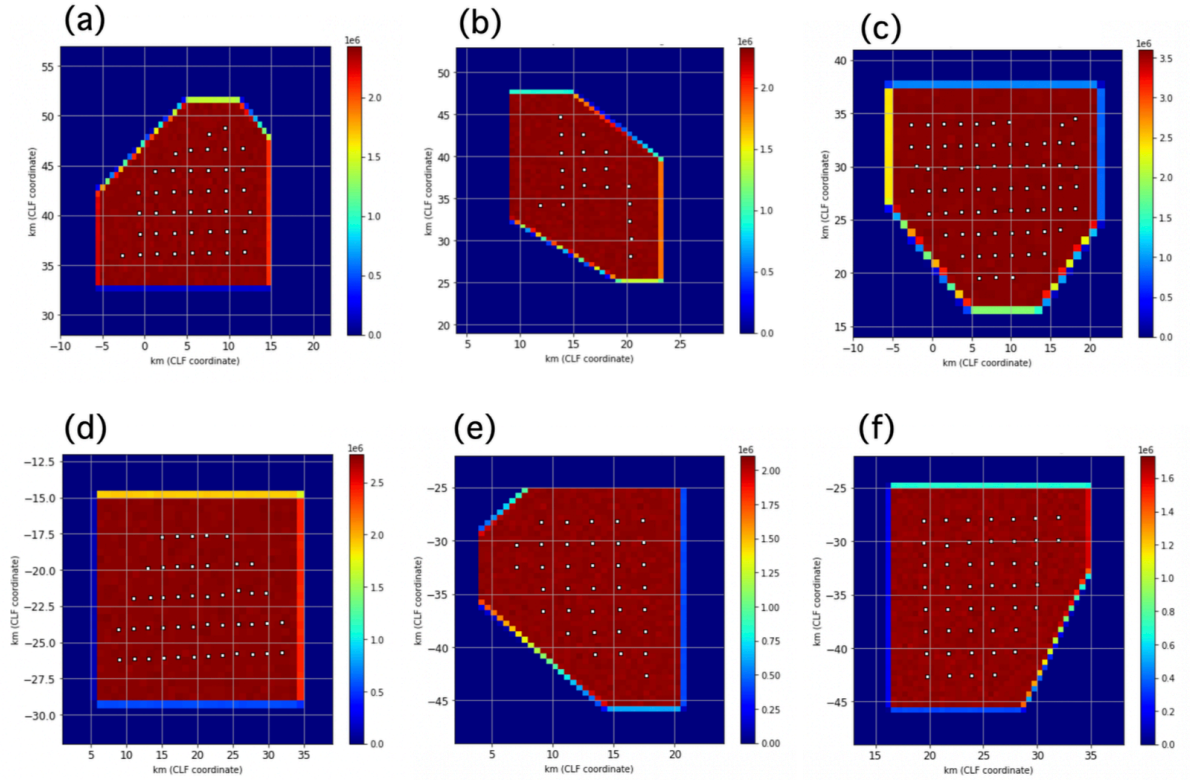


図 3.3.2 TA×4 SD の（第 5 章および第 6 章の）解析で用いたシミュレーションデータの各サブアレイごとコア位置分布 [29]. (a) KM サブアレイ. (b) DM サブアレイ. (c) SN サブアレイ. (d) BF サブアレイ. (e) SC サブアレイ. (f) SR サブアレイ. 色は事象数を表す.

第 4 章

空気シャワー事象の再構成

本研究で用いた TA SD および TA $\times$ 4 SD による空気シャワー事象の再構成手法について述べる．なお，空気シャワー事象の再構成手法について TA SD および TA $\times$ 4 SD の解析では多くの点で共通しており，以下では，特に断りのない限り，TA SD および TA $\times$ 4 SD の空気シャワー事象の再構成手法について述べる．空気シャワー事象の再構成は信号の抽出と地表検出器の選別，空気シャワーの到来方向決定，空気シャワー粒子の横方向分布の再構成，1 次宇宙線のエネルギー推定の 4 つの過程に分けられる．

4.1 信号の抽出と地表検出器の選別

4.1.1 信号の抽出

1 つ目の過程では信号の抽出と地表検出器の選別を行う．信号の抽出では，空気シャワー事象に対してトリガーされた地表検出器から空気シャワーに対応する信号を抽出し，その到来時刻と大きさを決定する．2.2 節で述べたように Level-2 trigger により，Level-0 trigger を生成した全地表検出器の波形情報（20ns の時間幅をもったビンごとの FADC count）が記録されている．この FADC count をはじめてから 4 ビンごとに 1 ビンずつずらしながらスキャンし，4 ビン全ての FADC count が上下 2 層のシンチレータとともに pedestal に対して 5σ （ 1σ は pedestal に対応する FADC count の平方根）を超えて大きくなったところを信号の始まりであるとみなす．このビンに leading edge と呼ぶ．一方で，4 ビン全ての FADC count が上下 2 層のシンチレータとともに pedestal に対して 5σ を下回ったところが信号の終わりであるとみなされる．このアルゴリズムによって全波形情報がスキャンされ，信号の始まり (leading edge) と終わりのビンとの間の波形が信号として抽出される．この信号の抽出を行うことで，空気シャワー信号に先行する空気シャワーとは無関係なランダム大気ミューオンによる信号をある程度取り除くことができる．図 4.1.1 に信号の抽出によって抽出される空気シャワーの信号の例を示す．なお，抽出された信号が複数ある場合，それらの leading edge が 50 ビン (10 μ s) 以上離れていない限り，同じ信号としてみなされ結合される．

その後，抽出された信号からパルス波高値が計算される．計算にはキャリブレーションデータの 1MIP ピークおよび Pedestal に対応する FADC count が用いられる．パルス波高値は，pedestal の FADC count を差し引いたのちに信号の FADC count を積分して地表検出器に鉛直に入射した 1MIP 相当の粒子 (Vertical Equivalent Muon, 以下 VEM と呼ぶ) のエネルギー損失に対応するパルス波高値 1 VEM

を単位として表される．なお 1 VEM は 1MIP ピークの FADC count とランダム大気ミュオン線の平均天頂角の余弦との積である．結果的に，各地表検出器ごとに，抽出された最初の信号についてシンチレータ上下 2 層のパルス波高値の平均と leading edge の時刻が記録され，以下の再構成過程では， i 番目の地表検出器で検出された粒子数密度 ρ_i （平均のパルス波高値をシンチレータの面積 3 m^2 で割った値）および検出時刻 t_i として用いられる．

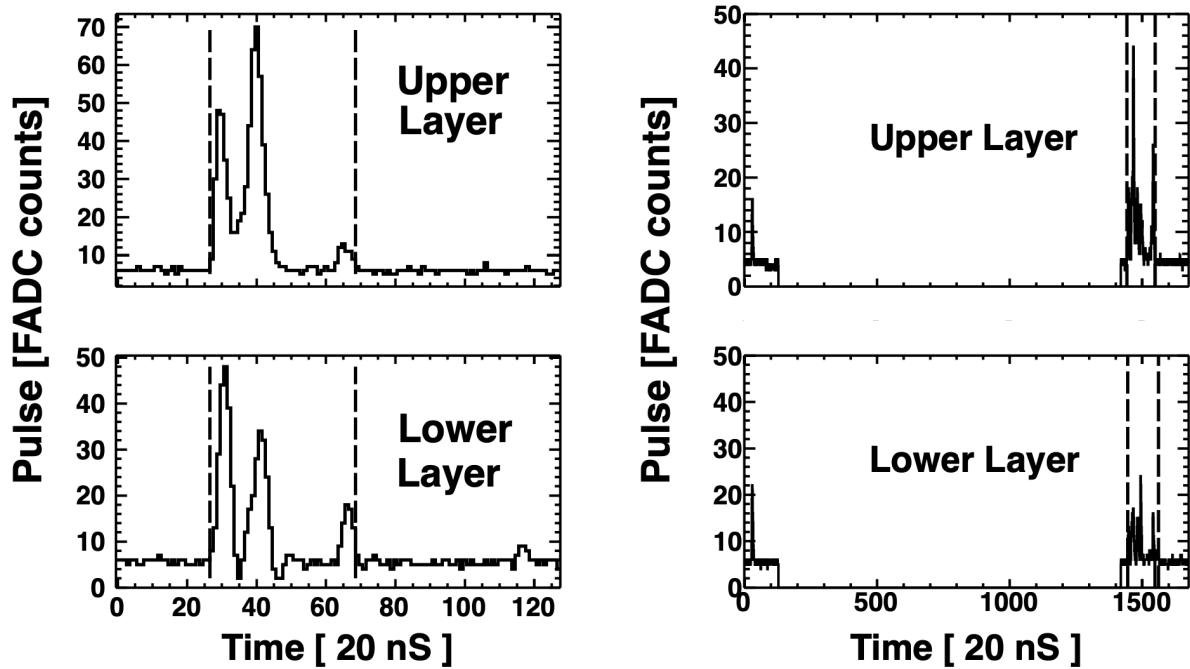


図 4.1.1 抽出される信号の例．左：典型的な空気シャワーの信号．左側の点線が leading edge を示し，地表検出器の検出時刻として用いられる．右：空気シャワーの信号および先行するランダム大気ミュオン線の信号．左側の信号がランダム大気ミュオン線の信号に対応する．FADC count が無い部分は Level-0 trigger が生成されなかった時間を表す．信号の抽出により点線で囲われた部分の波形のみが抽出される．[28] より引用．

4.1.2 地表検出器の選別

その後，以下に述べるいくつかの選別条件により，空気シャワー事象を適切に検出したとみなされた地表検出器のみが選択される．まず，キャリブレーションデータを参照し，2.2 節で示したようなモニタリングの情報から正しく動作していない可能性のある地表検出器を除外する．この選別には GPS モジュールのステータスや 1 MIP ピークおよび pedestal の FADC count，Level-0 trigger のトリガーレートなどについての条件が含まれる．次に，space cluster 選別により，信号が記録されていた地表検出器のうち，地表検出器アレイにおいて縦横斜め方向に連続している地表検出器を space cluster としてグループ化し，最大の地表検出器数をもつ space cluster に属さない地表検出器を除外する．最後に，space-time cluster 選別により space cluster 選別によってグループ化された space cluster をさら

に space-time cluster に分割する．その際，space-time cluster は，含まれる地表検出器のうちどの隣り合う 2 つの地表検出器の検出時刻差もそれらの地表検出器間の距離を光速で割った値を超えないようにグループ化される．最大の地表検出器数をもつ space-time cluster に属さない地表検出器は除外される．これら，space cluster 選別および space-time cluster 選別により，信号の抽出では取り除くことができなかったランダム大気ミュオンの信号の一部も地表検出器ごと除外される．

4.2 空気シャワーの到来方向決定

2 つ目の再構成過程は Geometry フィットと呼ばれ，各地表検出器の空気シャワー信号のタイミングフィットにより，空気シャワーの到来方向を決定する．以下の再構成の過程では，CLF（TA 実験のサイト中心，北緯 39.30° 度，西経 112.91°）を中心として真東に X 軸，真北に Y 軸，鉛直上向きに Z 軸を取った座標系を用いる．天頂角 θ は Z 軸から到来方向に向かって測った角度，方位角 ϕ は X 軸から到来方向の XY 平面への射影に向かって反時計回りに測った角度である．

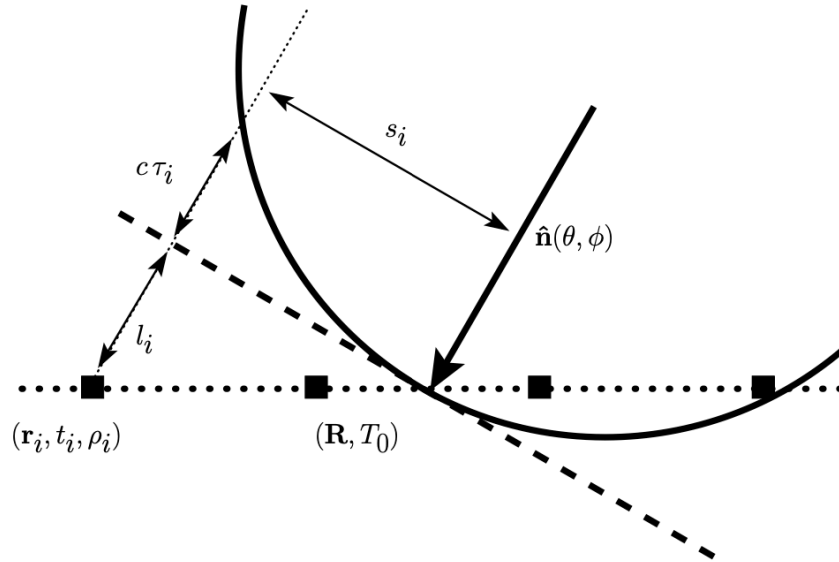


図 4.2.1 空気シャワーのシャワー面および地表検出器アレイを真横から見た模式図 [28]．実線が空気シャワーのシャワー面を，四角形が地表検出器を表す．太い矢印が空気シャワーの進行方向に沿う単位ベクトル $\hat{n}(\theta, \phi)$ である．その他それぞれの文字は，(4.1)-(4.4) 式で定義された物理量に対応している．

図 4.2.1 は空気シャワーのシャワー面が地表検出器アレイに到達する様子を表す．空気シャワーの進行方向に沿う単位ベクトル $\hat{n}(\theta, \phi)$ は次のように定義される．

$$\hat{n}(\theta, \phi) = \begin{pmatrix} -\sin \theta \cos \phi \\ -\sin \theta \sin \phi \\ \cos \theta \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

空気シャワーのシャワー軸とシャワー面の交点をシャワーコアと呼び，シャワーコアと XY 平面が交わ

る位置座標（以下コア位置と呼ぶ）およびその時刻をそれぞれ $\mathbf{R} = (X^{\text{core}}, Y^{\text{core}}, 0)$ (Z 座標は CLF の標高 ($Z = 0$) に固定される．以下の再構成過程でも同様) および T_0 と定義する．シャワー面が平面であると仮定すると, i 番目の地表検出器 (位置 $\mathbf{r}_i = (X_i, Y_i, Z_i)$) をシャワー面が通過する時刻は, 地表検出器とコア位置の間シャワー軸に沿って測った距離 l を光速で割った時間だけ T_0 に対してずれる．しかし, 実際にはシャワー面は図 4.2.1 の実線で示したように曲面であり, したがって, 地表検出器にシャワー面が到来すると予想される時刻 t_i^{Fit} は, シャワー面が平面であると仮定した場合よりも, シャワーコアからの距離に依存した時間だけ遅れると予想される．この到来時刻の遅れを τ_i とすると t_i^{Fit} は以下のようなになる．

$$t_i^{\text{Fit}} = T_0 + \frac{l_i}{c} + \tau_i = T_0 + \frac{(\mathbf{r}_i - \mathbf{R}) \cdot \hat{\mathbf{n}}}{c} + \tau_i \quad (4.2)$$

到来時刻の遅れ τ は修正 Linsley 関数 [35][36] を用いて以下のように表される．

$$\tau_i = a \left(1 - \frac{l_i}{1200 \text{ m}}\right)^{1.05} \left(1 + \frac{s_i}{30 \text{ m}}\right)^{1.35} \left(\frac{\rho_i}{1 \text{ VEM/m}^2}\right)^{-0.5} [\mu\text{s}] \quad (4.3)$$

$$\sigma_{\tau_i} = (1.56 \times 10^{-3}) \left(1 - \frac{l_i}{1200 \text{ m}}\right)^{1.05} \left(1 + \frac{s_i}{30 \text{ m}}\right)^{1.5} \left(\frac{\rho_i}{1 \text{ VEM/m}^2}\right)^{-0.3} [\mu\text{s}] \quad (4.4)$$

ここで $l = (\mathbf{r} - \mathbf{R}) \cdot \hat{\mathbf{n}}$, $s = \sqrt{|\mathbf{r}|^2 - l^2}$ である (図 4.2.1)． ρ [VEM/m²] は地表検出器の位置での粒子数密度, σ_{τ} は到来時刻の遅れ τ の不確かさである．

Geometry フィットには, 1 つ目の再構成過程で space-time cluster 選別を通過した全地表検出器の位置座標, 検出された粒子数密度 ρ_i および検出時刻 t_i が用いられる．Geometry フィットによって決定される全再構成パラメータは, 天頂角 θ_{geo} , 方位角 ϕ_{geo} , 時刻 T_0 , コア位置 $X_{\text{geo}}^{\text{core}}, Y_{\text{geo}}^{\text{core}}$ および規格定数 a である (以下パラメータの "geo" の添え字は Geometry フィットの結果であることを表す)．これらはフィッティングにより以下のカイ自乗値 χ_{geo}^2 が最小になるように決定される．

$$\chi_{\text{geo}}^2 = \sum_i \frac{(t_i - t_i^{\text{Fit}})^2}{\sigma_{t_i}^2} + \frac{(\mathbf{R} - \mathbf{R}_{\text{COG}})^2}{\sigma_{\mathbf{R}_{\text{COG}}}^2} \quad (4.5)$$

ここで, t_i は i 番目の地表検出器の検出時刻, $t_i^{\text{Fit}} = T_0 + l_i/c + \tau_i$ は (4.2) 式によって予想される i 番目の地表検出器における空気シャワーの到来時刻である． t_i^{Fit} の計算には i 番目の地表検出器で検出された粒子数密度 ρ_i が用いられる．到来時刻の不確かさ σ_{t_i} は σ_{τ_i} と波形情報の 1 ビンの時間幅 $20 \text{ ns} \equiv \sigma_e$ の二乗和の平方根 $\sigma_{t_i} = \sqrt{\sigma_{\tau_i}^2 + \sigma_e^2}$ とした．また, 2 つ目の項はコア位置が発散しないように経験的に与えられ, $\mathbf{R}_{\text{COG}}$ は粒子数密度の重心座標 $\mathbf{R}_{\text{COG}} = \sum_i \rho_i \mathbf{r}_i / \sum_i \rho_i$ である．なお, $\sigma_{\mathbf{R}_{\text{COG}}}$ は TA SD で 170 m, TA×4 SD で 150 m とした．

Geometry フィットにおける地表検出器の選別

Geometry フィットでは, フィットを悪化させている地表検出器を除外する clean cluster 選別が行われる．ここでは, 一度 Geometry フィットを行って (4.5) 式で表されるカイ自乗値を計算したのち, Geometry フィットに用いられた地表検出器から 1 台を除いて, カイ自乗値を再度計算する．これにより, その地表検出器を除いたことによるカイ自乗値の差 (以下 $\Delta\chi^2$ 値と呼ぶ) が求まり, これを全地表検出器について計算したのち, $\Delta\chi^2$ 値が 10 を超えて最大となる地表検出器を除外する．clean cluster 選別は $\Delta\chi^2$ 値が 10 を超える地表検出器がなくなるまで繰り返され, これにより, 1 つ目の再構成過程

で取り除くことができなかったランダム大気ミューオンの信号を排除する．clean cluster 選別を通過した地表検出器を用いて Geometry フィットの最終的な再構成パラメータが決定される．

4.3 空気シャワー粒子の横方向分布の再構成

3 つ目の再構成過程では、空気シャワー粒子の横方向分布を再構成し、4 つ目の再構成過程で用いられる粒子数密度パラメータ S_{800} を決定する．空気シャワー粒子の横方向分布を再現する関数である Lateral Distribution Function（以下 LDF と呼ぶ）を用いることから LDF フィットと呼ばれる．LDF としては、J. Nishimura, K. Kamata によって導出され [37], K. Greisen によって整理された [38]NKG 関数がよく用いられる．本研究では、AGASA 実験（日本、1991-2004 年）によって修正された [39] 以下の LDF を用いた．

$$\rho_i = A \left(\frac{s_i}{91.6 \text{ m}} \right)^{-1.2} \left(1 + \frac{s_i}{91.6 \text{ m}} \right)^{-\eta(\theta)+1.2} \left[1 + \left(\frac{s_i}{1000 \text{ m}} \right)^2 \right]^{-0.6} [\text{VEM/m}^2] \quad (4.6)$$

$$\eta(\theta) = 3.97 - 1.79(\sec \theta - 1) \quad (4.7)$$

LDF フィットには、1 つ目の再構成過程で space-time cluster 選別を通過し、かつ Geometry フィットにおける地表検出器の選別を通過した地表検出器のうち、コア位置から 600 m 以遠でかつサチュレーションしていない地表検出器の位置座標および検出された粒子数密度 ρ_i が用いられる．LDF フィットによって決定される全再構成パラメータは、規格化定数 A およびコア位置 $X_{\text{ldf}}^{\text{core}}, Y_{\text{ldf}}^{\text{core}}$ である（パラメータの”ldf”の添え字は LDF フィットの結果であることを表す）．これらはフィッティングにより以下のカイ自乗値 χ_{ldf}^2 が最小になるように決定される．

$$\chi_{\text{ldf}}^2 = \sum_i \frac{(\rho_i - \rho_i^{\text{Fit}})^2}{\sigma_{\rho_i}^2} + \frac{(\mathbf{R} - \mathbf{R}_{\text{COG}})^2}{\sigma_{\mathbf{R}_{\text{COG}}}^2} \quad (4.8)$$

ここで、 ρ_i は i 番目の地表検出器で検出された粒子数密度、 ρ_i^{Fit} は (4.7) 式によって計算される i 番目の地表検出器の位置における空気シャワーの粒子数密度である． ρ_i^{Fit} の計算には Geometry フィットで決定された天頂角が用いられる．粒子数密度の不確かさ σ_{ρ_i} は $\sigma_{\rho_i} = \sqrt{0.56\rho_i + 6.3 \times 10^{-3}\rho_i^2}$ とした．LDF フィットによって再度コア位置が再構成されるが、それ以外は規格化定数 A のみがフィットパラメータである．

さらに、TA $\times$ 4 SD の解析では、LDF フィットに引き続き、Geometry フィットと LDF フィットを組み合わせた Combined フィットを行いフィットの精度を向上させている．これは、地表検出器アレイの間隔がより広いことから空気シャワー事象を検出できる地表検出器の台数が少ないためである．Combined フィットによって決定される全再構成パラメータは、 $\theta_{\text{gldf}}, \phi_{\text{gldf}}, T_{0,\text{gldf}}, X_{\text{gldf}}^{\text{core}}, Y_{\text{gldf}}^{\text{core}}, a_{\text{gldf}}$ および A_{gldf} である（以下パラメータの”gldf”の添え字は Combined フィットの結果であることを表す）．これらはフィッティングにより以下のカイ自乗値 χ_{gldf}^2 が最小になるように決定される．

$$\chi_{\text{gldf}}^2 = \sum_i \left[\frac{(\rho_i - \rho_i^{\text{Fit}})^2}{(0.82)^2 \sigma_{\rho_i}^2} + \frac{(t_i - t_i^{\text{Fit}})^2}{(0.82)^2 \sigma_{t_i}^2} \right] + \frac{(\mathbf{R} - \mathbf{R}_{\text{COG}})^2}{\sigma_{\mathbf{R}_{\text{COG}}}^2} \quad (4.9)$$

この際、Geometry フィットと LDF フィットの結果は各パラメータの初期値として用いられる．図 4.3.1 に Combined フィットの再構成結果の例を示す．

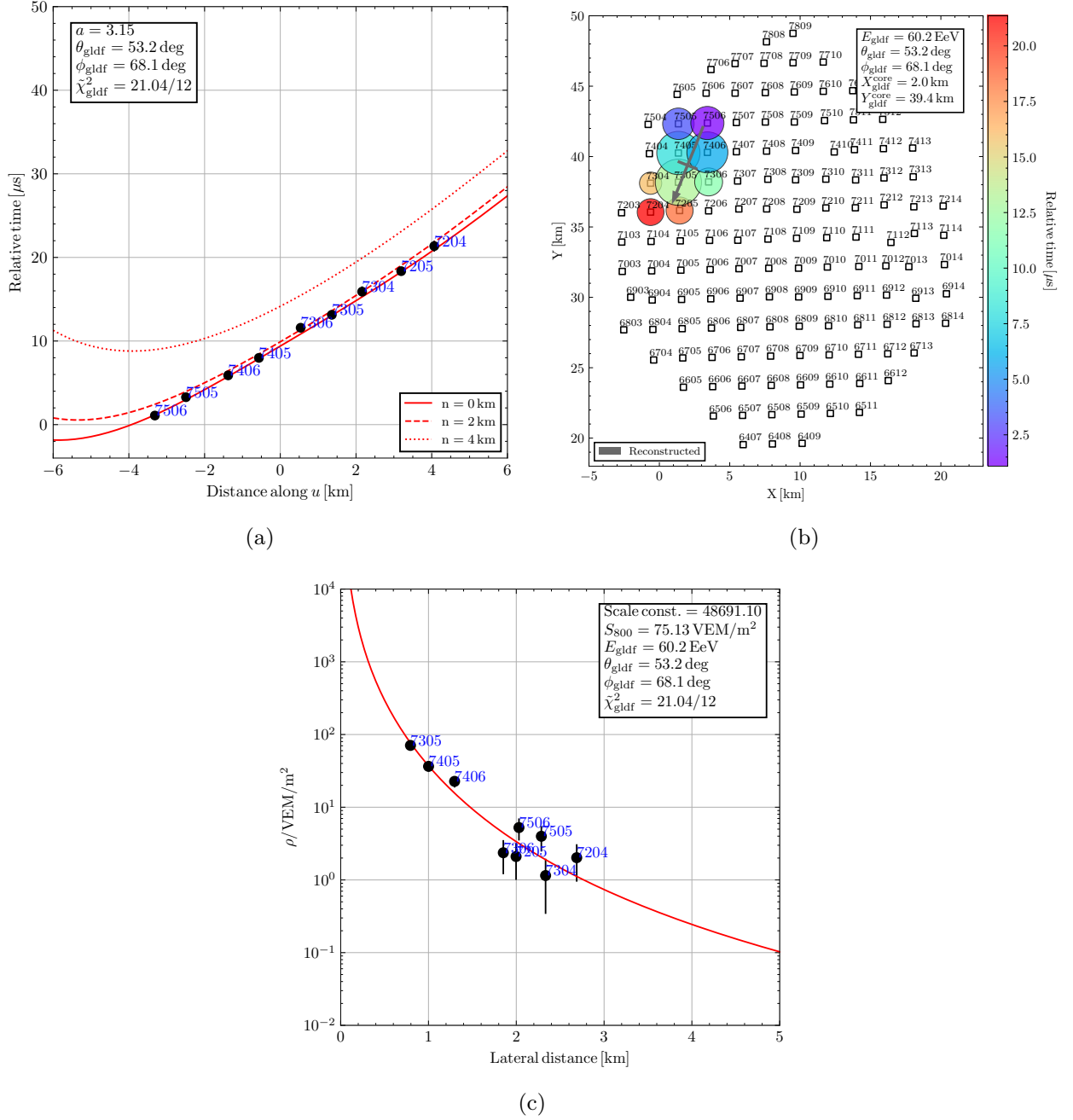


図 4.3.1 Combined フィットの再構成結果の例. (a) Combined フィットのうち, Geometry フィットの結果に相当する. 横軸が空気シャワーの進行方向に沿った距離, 縦軸が空気シャワーの相対的な到来時刻である. 黒色の点が地表検出器の検出時刻を表す. (b) 空気シャワー事象のイベントディスプレイ. 四角形が地表検出器を表し, 円は再構成に用いられた地表検出器の検出時刻 (色) と検出された粒子数密度 (大きさ) を表す. (c) Combined フィットのうち, LDF フィットの結果に相当する. 横軸がシャワー軸からの距離, 縦軸が粒子数密度である. 黒色の点が地表検出器で検出された粒子数密度を表す.

空気シャワーの到来方向の決定および空気シャワー粒子の横方向分布の再構成が終わると、決定された再構成パラメータから LDF が一意に決まる。LDF は、シャワー軸からの距離 s に対する粒子数密度の関数 $\rho(s)$ で表され、この関数からシャワー軸から 800 m の距離における粒子数密度パラメータ $S_{800} \equiv \rho(800 \text{ m})$ が計算される。 S_{800} は 4 つ目の再構成過程である 1 次宇宙線のエネルギー決定で用いられる。

4.4 1 次宇宙線のエネルギー決定

4 つ目の再構成過程では 1 次宇宙線のエネルギー決定が行われる。これには空気シャワーシミュレーションによって生成されるエネルギー決定テーブルが用いられ、再構成で求められた天頂角 θ および粒子数密度パラメータ S_{800} から 1 次宇宙線のエネルギー E_{rec} が一意に決定される。本研究では TA $\times$ 4 SD, TA SD の再構成手法の拡張および評価（第 5 章, 第 7 章）において 4 つ目の再構成過程である 1 次宇宙線のエネルギー決定の過程を大天頂角事象に拡張した。1 次宇宙線のエネルギー決定過程およびその拡張についてはそれぞれの章で詳しく述べる。

なお、ここで決定される地表検出器アレイによって測定された 1 次宇宙線のエネルギーは、空気シャワーシミュレーションで用いた相互作用モデルなどに依存した系統的なバイアスを有する可能性がある。TA SD を用いた TA 実験の従来解析では、ハイブリッド観測（2.1 節）による実データの解析からエネルギースケールに用いるスケールファクターが決定され [40], これを用いてきたが、TA $\times$ 4 SD の解析ではハイブリッド観測の事象数が少ないため、TA SD とは異なるエネルギースケールの手法 [29] が用いられてきた。本研究でも TA $\times$ 4 SD による宇宙線のエネルギースペクトルの測定に先立ち、エネルギースケールを行った。これについては第 6.2 章で詳しく述べる。以下では、単にエネルギー決定テーブルによって決定されたエネルギーを E_{rec} と表し、スケールされたエネルギーは E_{scl} と表すことでこれらを区別する。

第 5 章

TA×4 SD の再構成手法の拡張および評価

5.1 再構成手法の拡張

TA SD および TA×4 SD による空気シャワー事象の再構成手法については前の章で詳しく述べた。以下では本研究で取り組んだ TA×4 SD の再構成手法の大天頂角事象への拡張について述べる。本研究では、空気シャワー事象の再構成における 4 つ目の過程である 1 次宇宙線のエネルギー決定で用いるエネルギー決定テーブルを大天頂角側に拡張した。TA×4 SD の従来のエネルギー決定テーブル（図 5.1.1）は、空気シャワー事象の 1 次宇宙線のエネルギーを $10^{18.5}\text{eV} - 10^{20.5}\text{eV}$ の範囲で決定できる [29] が、天頂角 60 度までしか対応していない。本研究では、TA×4 SD による大天頂角空気シャワー事象の再構成を可能にするため、以下示す改良した方法により、この従来のエネルギー決定テーブルを天頂角 70 度までに対応するように拡張した。本章では、TA×4 SD の BF サブアレイを用いた 3 年間のシミュレーションデータ（3.3 節）を用いた。

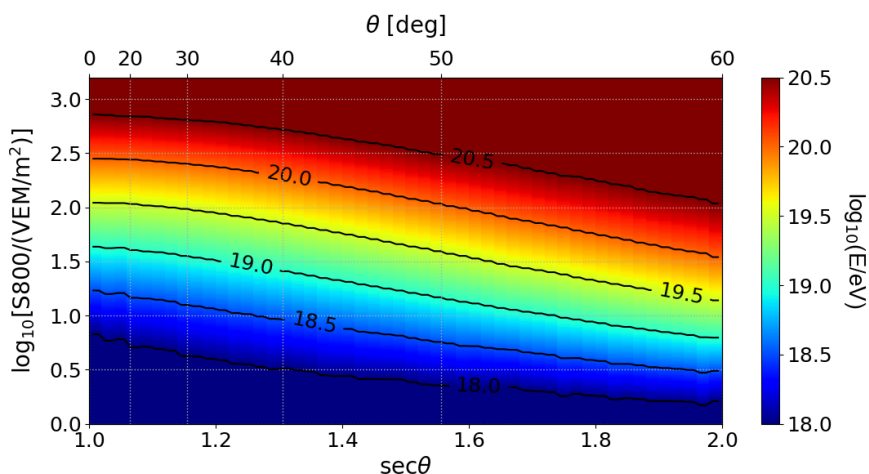


図 5.1.1 TA×4 SD の従来のエネルギー決定テーブル。天頂角 60 度までの空気シャワー事象のエネルギーを決定できる。[29] より引用。

本章の解析で用いた事象選別条件

また、本章の解析で用いた事象選別条件を以下の表 5.1 に示す。[29] で用いられたものから天頂角の条件のみ変更した。

表 5.1 本章の解析で用いた事象選別条件

パラメータ	選別条件
Geometry フィットにより決定された天頂角 (θ_{geo})	$\theta_{\text{geo}} \leq 70^\circ$
Geometry フィットに用いられた地表検出器の台数 ($N_{\text{SD, geo}}$)	$N_{\text{SD, geo}} \geq 5$
地表検出器アレイの境界からのコア位置の距離 (D_{border})	$D_{\text{border}} \geq 400 \text{ m}$
Geometry フィットにより決定された到来方向の不確かさ ($\sigma_{\text{dir, geo}} = \sqrt{\sigma_{\theta, \text{geo}}^2 + \sin^2(\theta_{\text{geo}}) \sigma_{\phi, \text{geo}}^2}$)	$\sigma_{\text{dir, geo}} \leq 6^\circ$
LDF フィットにより決定された S_{800} の相対不確かさ ($\sigma_{S_{800, \text{ldf}}} / S_{800, \text{ldf}}$)	$\sigma_{S_{800, \text{ldf}}} / S_{800, \text{ldf}} \leq 0.5$
LDF フィットの補正カイ自乗値 ($\tilde{\chi}_{\text{ldf}}^2 = \chi_{\text{ldf}}^2 / \text{ndof}$)	$\tilde{\chi}_{\text{ldf}}^2 \leq 4$

5.1.1 エネルギー決定テーブルの拡張

エネルギー決定テーブルの作成では、まず、Geometry フィットによって再構成された天頂角 $\sec(\theta_{\text{geo}})$ とモンテカルロシミュレーションの生成時に与えたエネルギー E_{gen} によって、選別された事象を細かくビン分けした。ビンの幅はそれぞれ天頂角が 0.02 刻み、エネルギーが 0.1 桁刻みである、次に、各ビンの中で Combined フィットによって決定された粒子数密度パラメータ $\log_{10}[S_{800, \text{glf}} / (\text{VEM}/\text{m}^2)]$ の平均及び標準偏差を計算した。求めた $\log_{10}[S_{800, \text{glf}} / (\text{VEM}/\text{m}^2)]$ の平均をエネルギー E_{gen} ごとに横軸を天頂角 $\sec(\theta_{\text{geo}})$ としてプロットした。エラーバーには、 $\log_{10}[S_{800, \text{glf}} / (\text{VEM}/\text{m}^2)]$ の平均推定における不確かさとして求めた標準偏差を各ビンの事象数の平方根で割った値を用いた。TA×4 SD の従来のエネルギー決定テーブルでは、 $\log_{10}[S_{800} / (\text{VEM}/\text{m}^2)]$ の平均を天頂角 $\sec(\theta_{\text{rec}})$ ごとに横軸をエネルギー E_{gen} としてプロットしており、以下で述べるその後のフィットも、 $\sec(\theta_{\text{rec}})$ ごとに横軸をエネルギー E_{gen} として行っている (図 5.1.1)。これに対して本研究では、大天頂角事象への拡張の見通しをよくするため、大天頂角側に外挿することも可能な前者の (エネルギー E_{gen} ごとに横軸を天頂角 $\sec(\theta_{\text{geo}})$ としてプロットする) 手法を用いるという改良を施した。

その後、 $\log_{10}[S_{800, \text{glf}} / (\text{VEM}/\text{m}^2)]$ の平均を $\sec(\theta_{\text{geo}})$ の関数として 4 次の多項式で図 5.1.2 のようにフィットした。ここで、青色のデータ点がそのエラーバーの大きさの範囲を超えて波打っているような構造が見られるが、これは空気シャワーシミュレーションによって再利用した空気シャワーの数が少なすぎることに由来する統計的なばらつきであると考えられる。したがって、エラーバーに $\log_{10}[S_{800, \text{glf}} / (\text{VEM}/\text{m}^2)]$ の平均推定における不確かさとして求めた標準偏差を各ビンの事象数の平方根で割った値を採用したが、これはプロットにおける各データ点の統計誤差を過小評価している可能性がある (今後空気シャワーの数を増やすとともに統計誤差の適切な評価方法を検討する)。

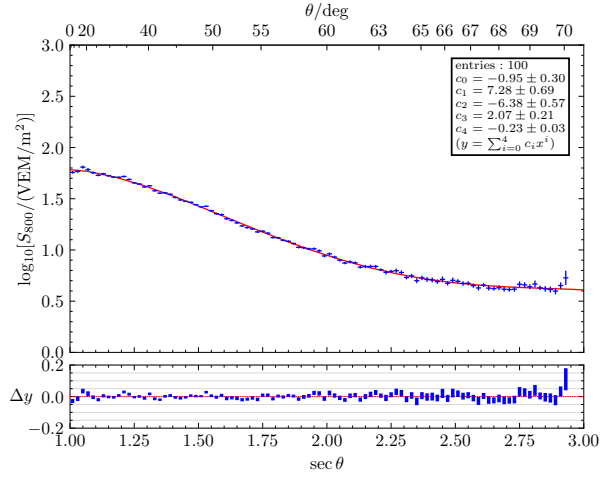
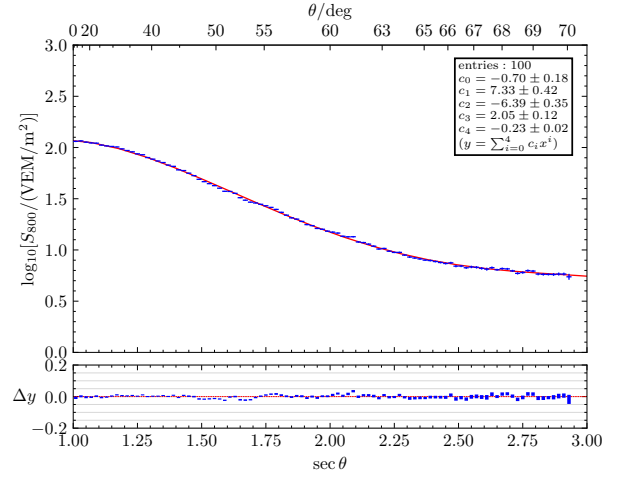
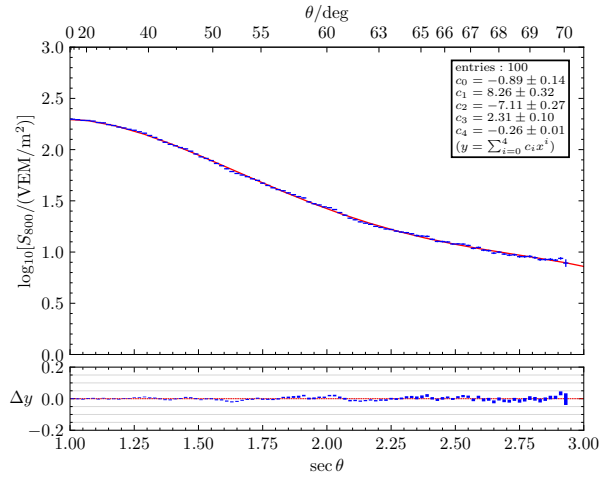
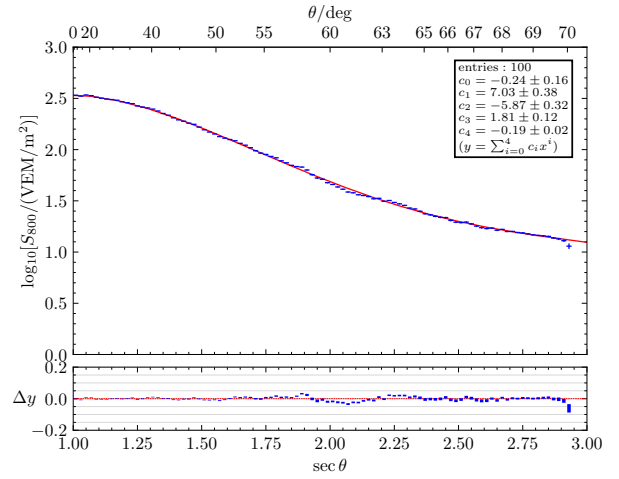
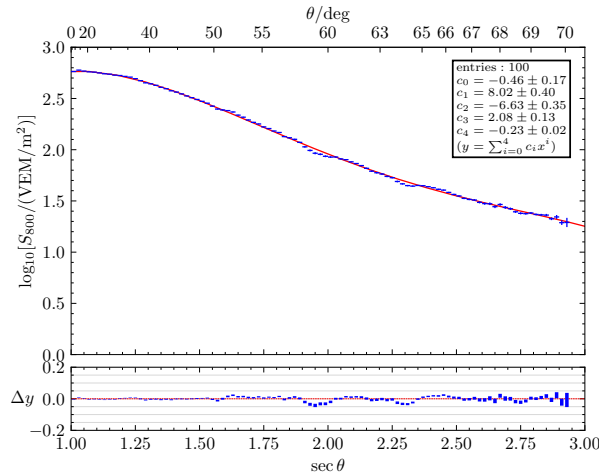
(a) $E_{\text{gen}} = 10^{19.2} \text{ eV}$ (b) $E_{\text{gen}} = 10^{19.5} \text{ eV}$ (c) $E_{\text{gen}} = 10^{19.8} \text{ eV}$ (d) $E_{\text{gen}} = 10^{20.1} \text{ eV}$ (e) $E_{\text{gen}} = 10^{20.4} \text{ eV}$

図 5.1.2 エネルギーごとの粒子数密度 $\log_{10}[S_{800} / (\text{VEM}/\text{m}^2)]$ の天頂角 $\sec \theta$ に対するプロットの場合。青色のデータ点が各ビンで計算された $\log_{10}[S_{800, \text{gldf}} / (\text{VEM}/\text{m}^2)]$ の平均であり、赤色の曲線はそれを 4 次の多項式でフィットした結果を表す。サブプロットはデータ点とフィット曲線の残差を表す。

最後に、エネルギー E_{gen} ごとのフィット曲線をまとめてプロットしてエネルギーを連続的に決定できるように 2 次元補間を行った。図 5.1.3 に完成したエネルギー決定テーブルを示す。これにより、TA×4 SD により再構成された天頂角 θ_{geo} と粒子数密度パラメータ $S_{800, \text{gldf}}$ からエネルギー E_{rec} が決定される。ここで、フィット曲線をまとめてプロットしたところ天頂角 70 度付近の大天頂角領域の低エネルギーのフィット曲線同士が交差してしまい、エネルギーの逆転が生じてしまっている。これは大天頂角領域の低エネルギーのシミュレーションデータが少なく、統計的なばらつきが大きいことが原因であると考えられる。エネルギーの逆転を補正するために、大天頂角領域で天頂角 $\sec(\theta_{\text{geo}})$ のビン幅を広げてフィットすることやフィット関数の次数を変えることを試したが、結果として、エネルギーの逆転は解消せず、次節で示すエネルギーの決定精度も向上しなかった。ここでは、エネルギーの逆転を補正せずに 2 次元補間を行いエネルギー決定テーブルを作成した。

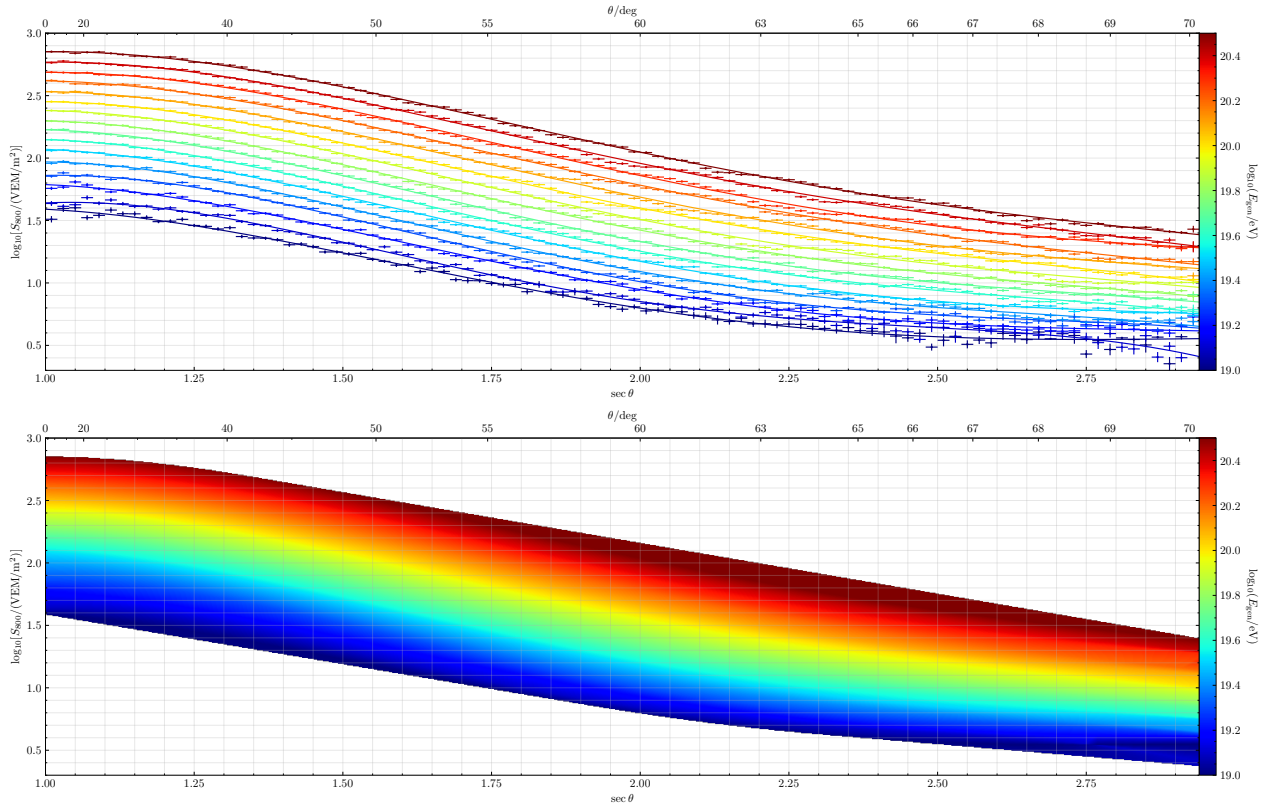


図 5.1.3 本研究で拡張した TA×4 SD のエネルギー ($E_{\text{rec}}^{\text{new}}$ の場合) の決定テーブル。天頂角 70 度まで拡張した。各ビンの中で単に $\log_{10}[S_{800} / (\text{VEM}/\text{m}^2)]$ 平均と標準偏差を計算した。上：エネルギーごとのフィット曲線をまとめてプロットした結果。色はエネルギー $E_{\text{rec}}^{\text{new}}$ を表す。下：上の図を 2 次元補間したエネルギー決定テーブル。これによりエネルギーを連続的に決定できる。

また、 $\log_{10}[S_{800, \text{gldf}} / (\text{VEM}/\text{m}^2)]$ の平均を決定する手法として、各ビンの中で単に平均および標準偏差を計算する場合と、各ビンの中で $\log_{10}[S_{800, \text{gldf}} / (\text{VEM}/\text{m}^2)]$ のヒストグラムを作成し、それをガウス分布でフィットして平均および標準偏差を求める場合、それぞれについてエネルギー決定テーブル

を作成し、次節の再構成精度の検証でそれぞれのエネルギー決定の精度を検証した。後者の場合では、各ビンで作成された $\log_{10}[S_{800, \text{gldf}} / (\text{VEM}/\text{m}^2)]$ のヒストグラムは図 5.1.4 のようになった。各ビンの中で $\log_{10}[S_{800, \text{gldf}} / (\text{VEM}/\text{m}^2)]$ のヒストグラムを作成し、それをガウス分布でフィットして平均および標準偏差を求めることで、 $\log_{10}[S_{800, \text{gldf}} / (\text{VEM}/\text{m}^2)]$ の分布における外れ値やテールの寄与を取り除くことができると期待される。

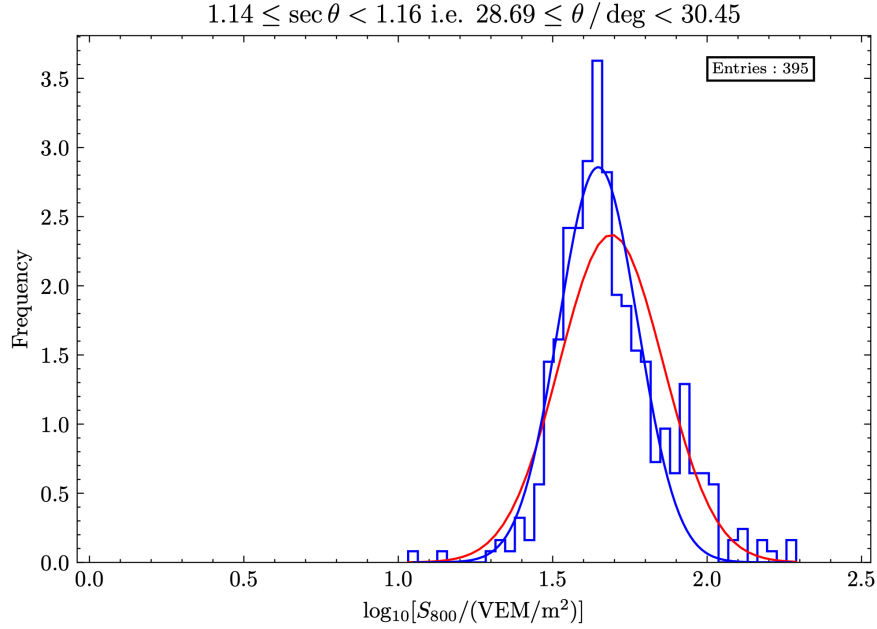


図 5.1.4 各ビンにおける粒子数密度 $\log_{10}[S_{800} / (\text{VEM}/\text{m}^2)]$ の分布とガウス分布によるフィット結果の例。青色のヒストグラムが粒子数密度 $\log_{10}[S_{800} / (\text{VEM}/\text{m}^2)]$ の分布を、曲線がガウス分布によるフィットの結果を表す。赤色の曲線は各ビンの中で単に計算された平均および標準偏差から求めたガウス分布の分布曲線。縦軸は両分布の積分が一致するように規格化してある。

この場合についても、同様にしてエネルギー E_{gen} ごとに $\log_{10}[S_{800, \text{gldf}} / (\text{VEM}/\text{m}^2)]$ の平均を横軸 $\sec(\theta_{\text{geo}})$ に対して 4 次の多項式でフィットした。その後、エネルギー E_{gen} ごとのフィット曲線をまとめてプロットして 2 次元補間を行った (図 5.1.5)。本章では、各ビンの中で単に $\log_{10}[S_{800, \text{gldf}} / (\text{VEM}/\text{m}^2)]$ 平均と標準偏差を計算した場合のエネルギー決定テーブル (図 5.1.3) によって決定されるエネルギーを $E_{\text{rec}}^{\text{new}}$ 、各ビンの中で $\log_{10}[S_{800, \text{gldf}} / (\text{VEM}/\text{m}^2)]$ のヒストグラムを作成し、それをガウス分布でフィットして平均と標準偏差を求める場合のエネルギー決定テーブル (図 5.1.5) によって決定されるエネルギーを $E_{\text{rec}}^{\text{new, fit}}$ としてこれらを区別する。

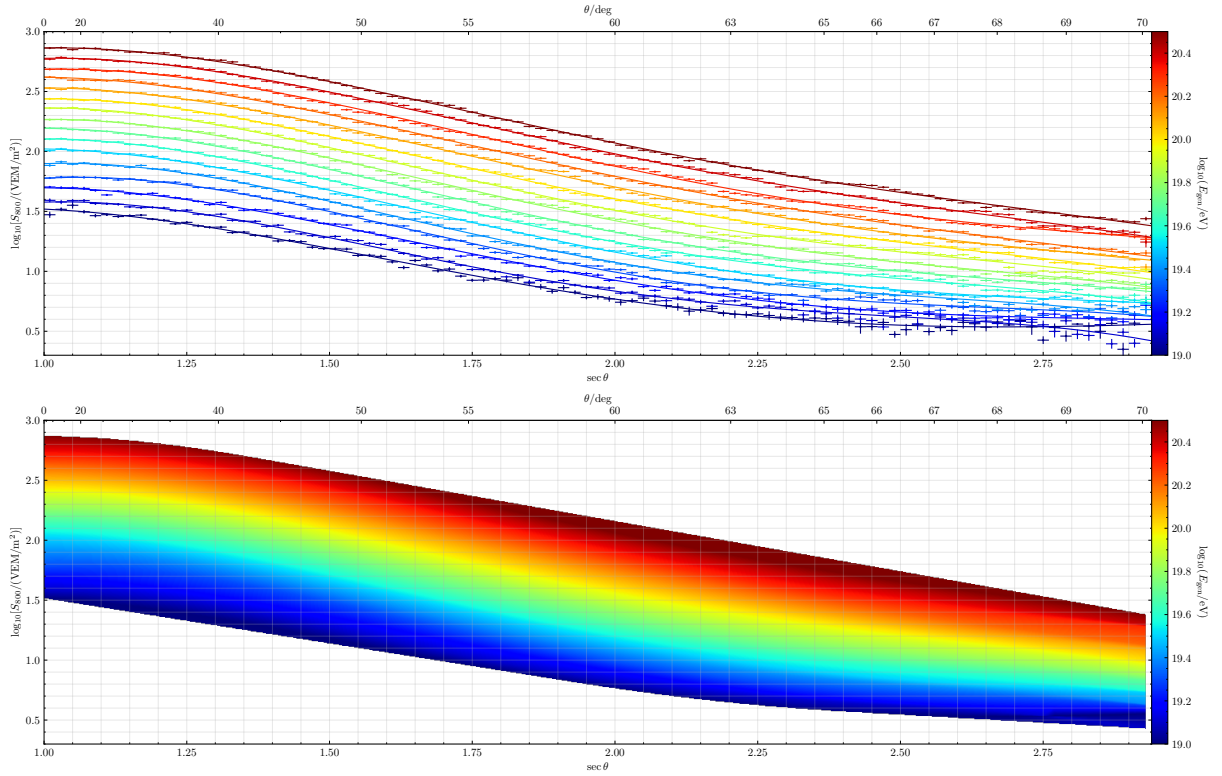


図 5.1.5 本研究で拡張した TA×4 SD のエネルギー ($E_{\text{rec}}^{\text{new, fit}}$ の場合) の決定テーブル. 各ビンの中で $\log_{10}[S_{800} / (\text{VEM}/\text{m}^2)]$ のヒストグラムを作成し, それをガウス分布でフィットして平均および標準偏差を求めた. 上: エネルギーごとのフィット曲線をまとめてプロットした結果. 色はエネルギー $E_{\text{rec}}^{\text{new, fit}}$ を表す. 下: 上の図を 2 次元補間したエネルギー決定テーブル.

5.1.2 従来のエネルギー決定テーブルとの比較

また, 本研究で拡張したエネルギー決定テーブルは, 上述のように TA×4 SD の従来のエネルギー決定テーブルとは異なる手法によって作成された. そこで, 60 度以下の天頂角領域において両エネルギー決定テーブルによって決定されるエネルギーをシミュレーション生成時に与えたエネルギー E_{gen} ごとに比較した. ここで, 本研究で拡張したエネルギー決定テーブル (図 5.1.5) によって決定されるエネルギー $E_{\text{rec}}^{\text{new, fit}}$ と TA×4 SD の従来のエネルギー決定テーブルによって決定されるエネルギー $E_{\text{rec}}^{\text{org}}$ との決定エネルギーの差を, 以下のように定義する.

$$(E_{\text{rec}}^{\text{new, fit}} - E_{\text{rec}}^{\text{org}}) / E_{\text{rec}}^{\text{org}} \quad (5.1)$$

エネルギー E_{gen} ごとの決定エネルギーの差について, それぞれの天頂角の範囲 (0° から 70° までを 5° ずつに分割) でヒストグラムを作成し, それをガウス分布でフィットして決定エネルギーの差の平均および標準偏差を求めた. 求めた平均を横軸天頂角に対してプロットすると, 図 5.1.6 のようになった. エラーバーは決定エネルギーの差の不確かさとして, 求めた標準偏差の値を用いた.

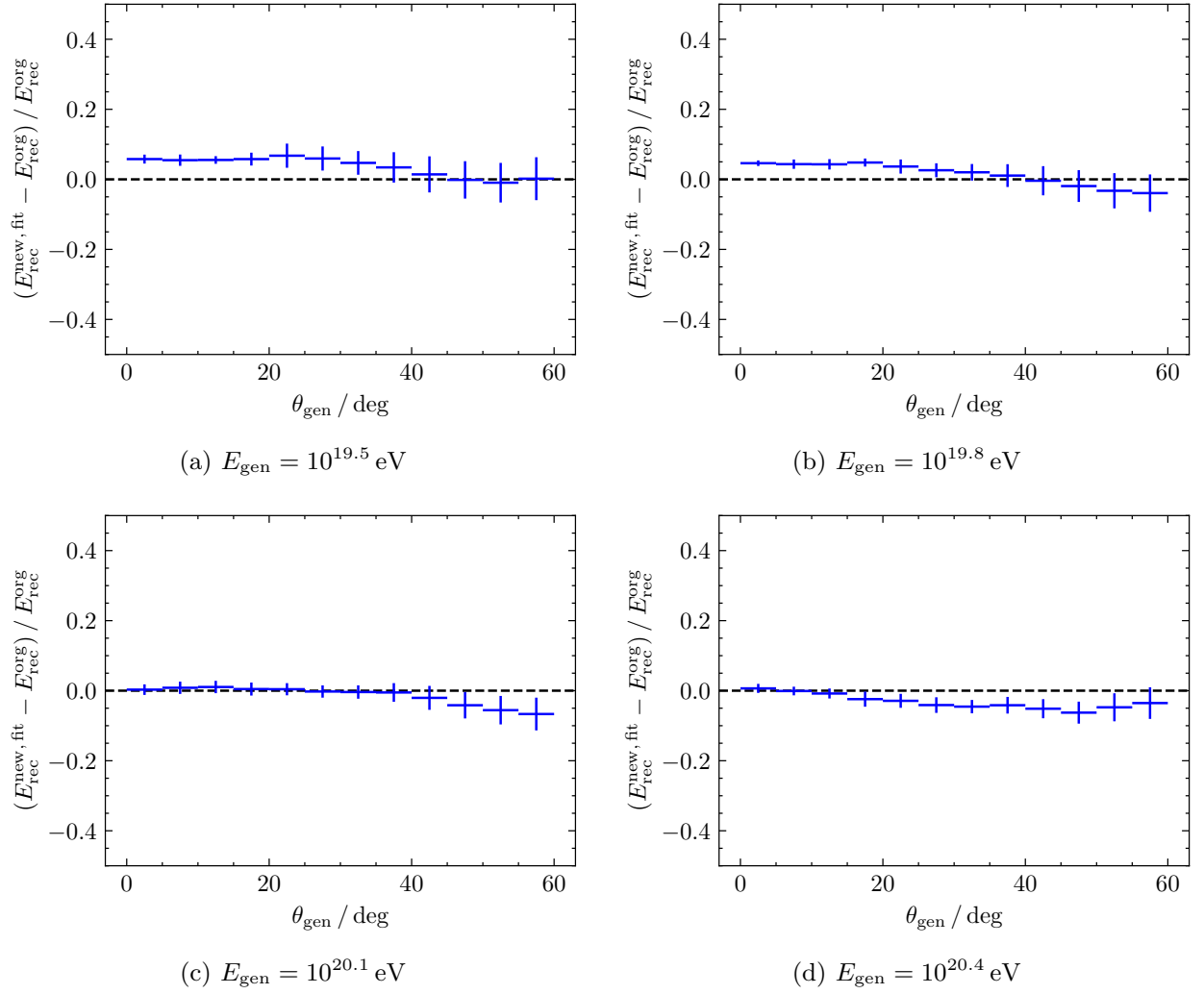


図 5.1.6 エネルギーごとのエネルギー差の天頂角に対するプロットの例. $E_{\text{rec}}^{\text{org}}$ が TA×4 SD の従来のエネルギー決定テーブル, $E_{\text{rec}}^{\text{new, fit}}$ が本研究で拡張したエネルギー決定テーブル (図 5.1.5) によってそれぞれ決定されるエネルギー.

図 5.1.6 からわかるように, どのエネルギーにおいても決定エネルギーの差は, 天頂角に対しておおむね右下がりの傾向を示しており, 全体としては両エネルギー決定テーブル間の決定エネルギーの差は 10% のバイアスにとどまっている. なお, $E_{\text{gen}} \leq 10^{19.2} \text{ eV}$ の例はいずれも事象数が十分でなく決定エネルギーの差を適切に評価できなかったため, 除外した.

5.2 再構成精度の検証

本研究では、前節で示したように、TA×4 SD のエネルギー決定テーブルを天頂角 70 度まで拡張した。ここでは、拡張した空気シャワー事象の再構成手法の精度を検証するため、拡張したエネルギー決定テーブルによって決定されるエネルギーおよびその他の TA×4 SD の各再構成パラメータについて、空気シャワー生成時に与えた値と再構成によって得られた値を比較した。以下ではその結果を示す。なお、本研究では、拡張により再構成が可能となった大天頂角事象も含めた、再構成精度の天頂角ごとの詳細な検証を TA×4 SD の解析で初めて行った。

エネルギー

まずエネルギーについて、本研究で拡張したエネルギー決定テーブルによって決定されるエネルギー $E_{\text{rec}}^{\text{new}}$ および $E_{\text{rec}}^{\text{new, fit}}$ と空気シャワー生成時に与えたエネルギー E_{gen} とのエネルギーの差を以下のように定義する。

$$(E_{\text{rec}} - E_{\text{gen}})/E_{\text{gen}} = (E_{\text{rec}}^{\text{new, (fit)}} - E_{\text{gen}})/E_{\text{gen}} \quad (5.2)$$

エネルギー E_{gen} ごとのエネルギーの差について、図 5.2.1 のように、それぞれの天頂角範囲 (0° から 70° までは 5° ずつに分割、以下全パラメータで同様) でヒストグラムを作成し、それをガウス分布でフィットしてエネルギー差の平均および標準偏差を求めた。求めた平均を横軸天頂角 θ_{gen} としてプロットすると、図 5.2.2, 5.2.3 のようになった。エラーバーはエネルギーの差の不確かさとして、求めた標準偏差の値を用いた。ここで、エネルギー差の天頂角に対するプロットにおける、平均の 0 に対するずれをエネルギー決定のバイアス、エラーバーの片側の長さをエネルギー分解能と定義する。

図 5.2.2, 5.2.3 の比較により、前者では $E_{\text{gen}} = 10^{19.2} \text{ eV} - 10^{19.8} \text{ eV}$ の従来の天頂角領域でエネルギー決定のバイアスが生じているが、後者ではそのバイアスが多くのビンで減少あるいは消滅した。後者は、エネルギー決定テーブルの作成の際に、各ビンの中で $\log_{10}[S_{800, \text{gldf}} / (\text{VEM}/\text{m}^2)]$ のヒストグラムを作成してそれをガウス分布でフィットして平均および標準偏差を求めた場合 (図 5.1.5) に対応し、フィットを行って平均を求めたことで外れ値やテールの寄与が取り除かれ、エネルギー決定のバイアスが大きく減少した。本研究では、以下 TA×4 SD の解析では決定エネルギーとして $E_{\text{rec}}^{\text{new, fit}}$ を用いた。また、TA SD の解析においてもエネルギー決定テーブルの作成においてはこの手法を用いた。

また、エネルギー $E_{\text{gen}} = 10^{20.4} \text{ eV}$ の天頂角範囲 $\theta_{\text{gen}} \in [0^\circ, 5^\circ]$ のビンでエネルギー決定における負のバイアスが大きく現れている。これはエネルギー決定テーブルの横軸における最も左のビン $\sec \theta_{\text{geo}} \in [1.00, 1.02]$ に天頂角範囲 $\theta_{\text{gen}} \in [0^\circ, 5^\circ]$ および $\theta_{\text{gen}} \in [5^\circ, 10^\circ]$ がともに含まれることが原因であると考えられたため、エネルギー決定テーブルの横軸における最も左のビン $\sec \theta_{\text{geo}} \in [1.00, 1.02]$ のビン幅を半分に分割し、再度エネルギー決定テーブルを作成したが、改善されなかった。ビン幅を分割したことで最も左の $\sec \theta_{\text{geo}} \in [1.00, 1.01]$ のビンでは粒子数密度が減少していることが分かった。この原因は調査中である。

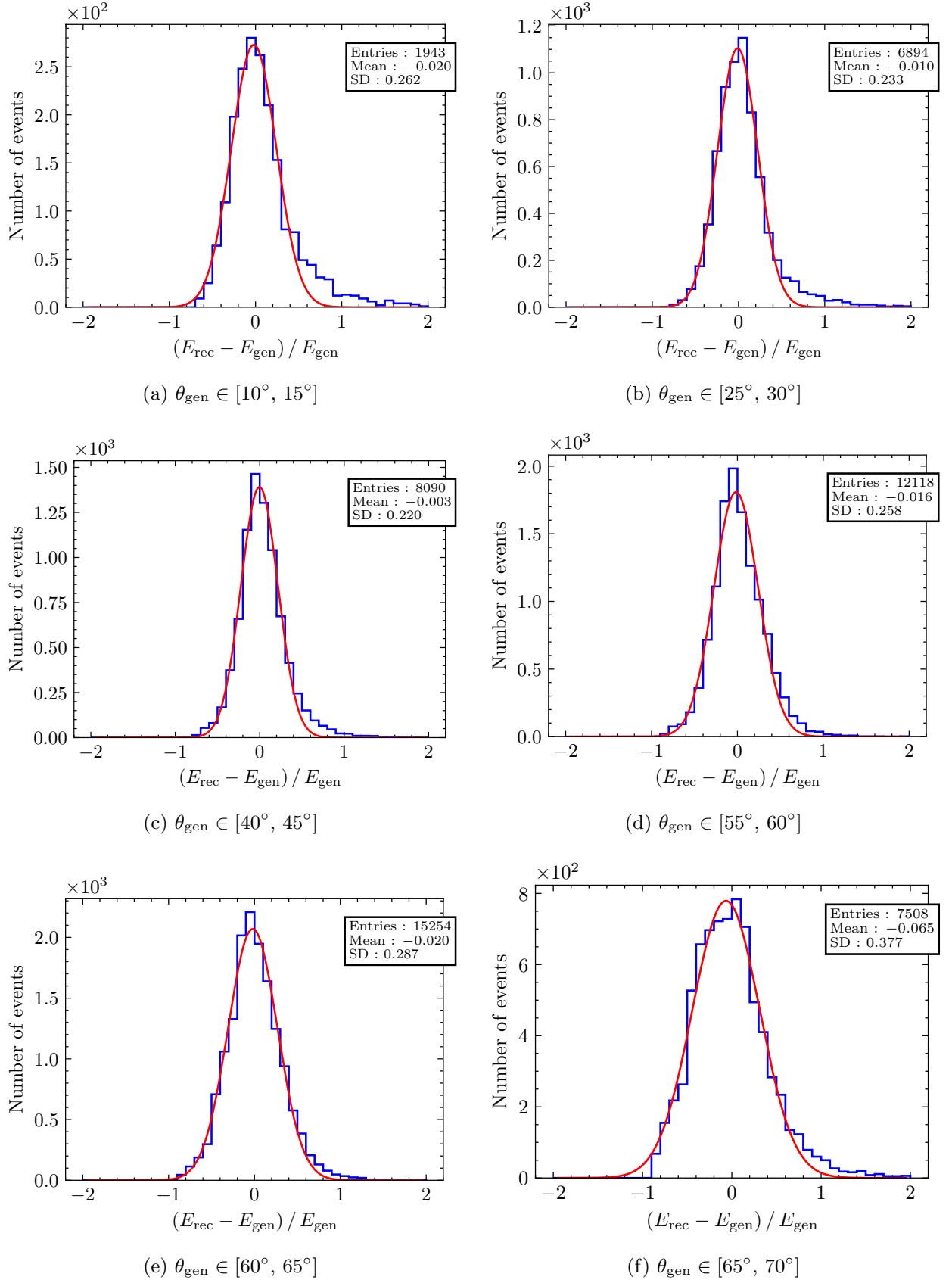


図 5.2.1 各天頂角範囲におけるエネルギー差 ($E_{\text{rec}}^{\text{new, fit}}$ の場合) のヒストグラム ($E_{\text{gen}} = 10^{19.8}$ eV の場合) の例. ここで, $E_{\text{rec}} = E_{\text{rec}}^{\text{new, fit}}$ であり, 各ビンの中で $\log_{10}[S_{800} / (\text{VEM}/\text{m}^2)]$ のヒストグラムを作成し, それをガウス分布でフィットして平均および標準偏差を求めた場合に対応する. 青色のヒストグラムは各天頂角範囲におけるエネルギー差の分布を, 赤色の曲線はヒストグラムをガウス分布でフィットした結果を表す,

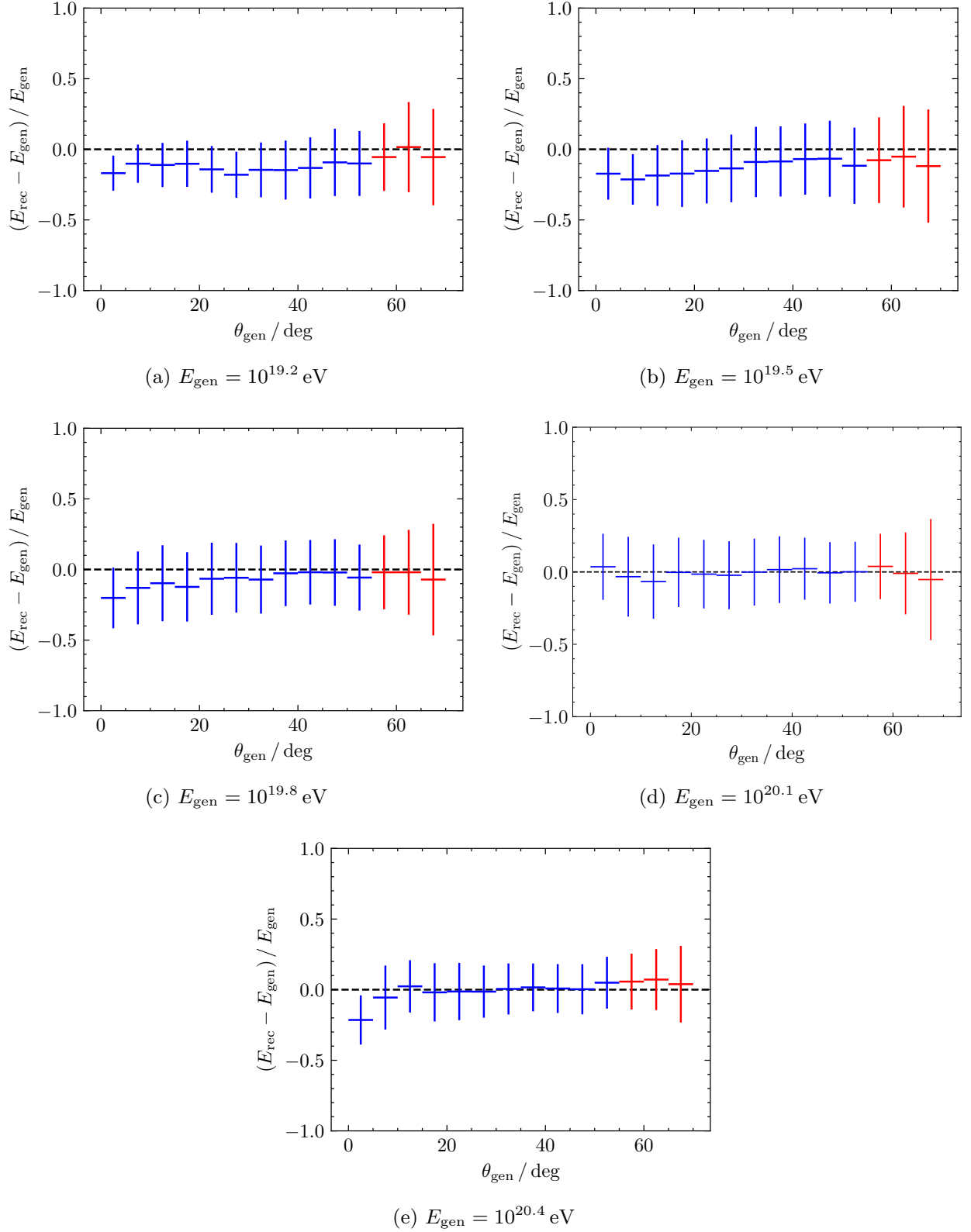


図 5.2.2 エネルギーごとのエネルギー差 ($E_{\text{rec}}^{\text{new}}$ の場合) の天頂角に対するプロットの例. ここで, $E_{\text{rec}} = E_{\text{rec}}^{\text{new}}$ であり, 各ビンの中で単に $\log_{10}[S_{800} / (\text{VEM}/\text{m}^2)]$ 平均と標準偏差を計算した場合に対応する. 各点の点線からのずれがエネルギー決定のバイアス, 縦軸のエラーバーがエネルギー分解能を表す. 天頂角 55 度以上の大天頂角領域を赤色で示した.

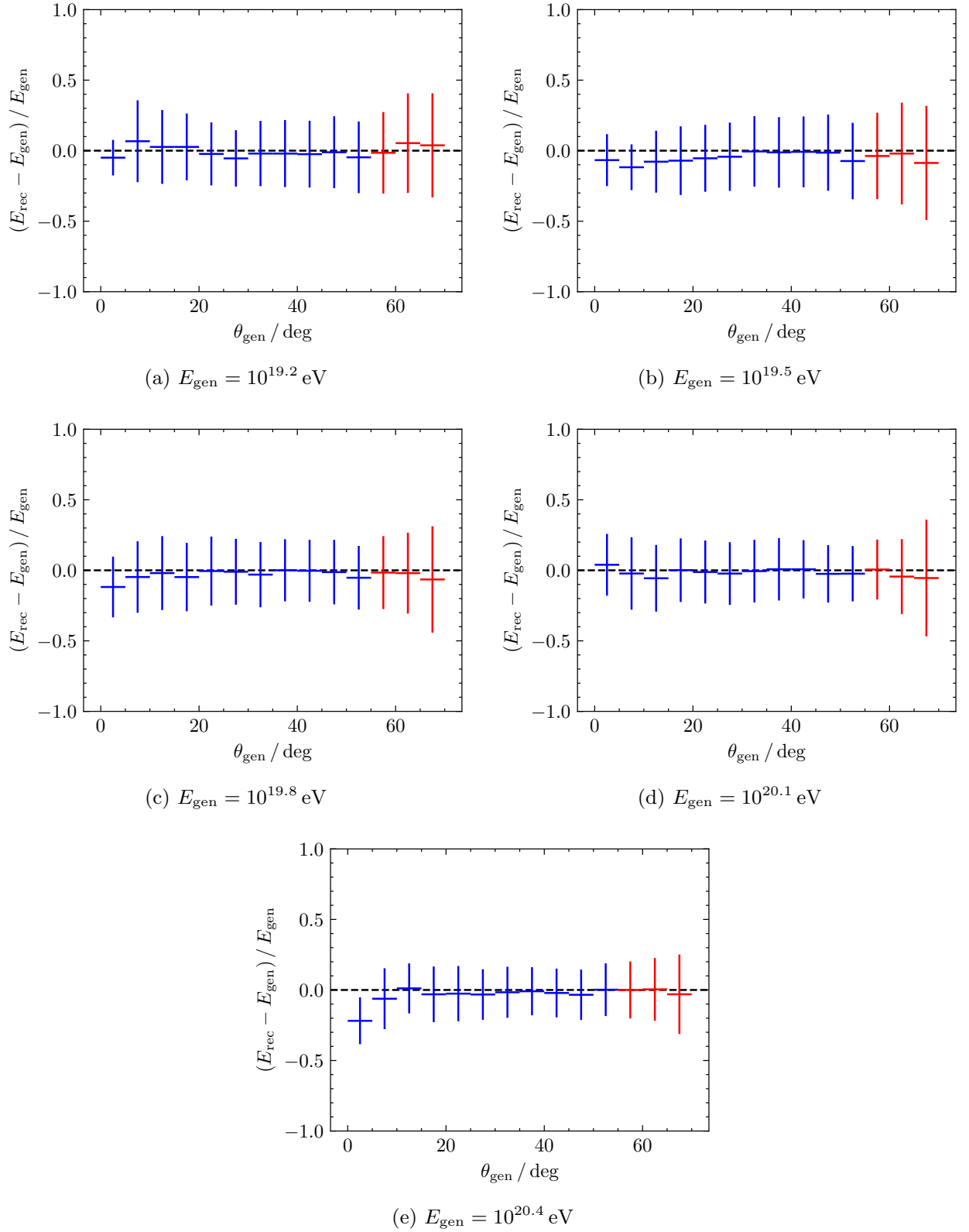


図 5.2.3 エネルギーごとのエネルギー差 ($E_{\text{rec}}^{\text{new, fit}}$ の場合) の天頂角に対するプロットの例。ここで、 $E_{\text{rec}} = E_{\text{rec}}^{\text{new, fit}}$ であり、各ビンの中で $\log_{10}[S_{800} / (\text{VEM}/\text{m}^2)]$ のヒストグラムを作成し、それをガウス分布でフィットして平均および標準偏差を求めた場合に対応する。各点の点線からのずれがエネルギー決定のバイアス、縦軸のエラーバーがエネルギー分解能を表す。天頂角 55 度以上の大天頂角領域を赤色で示した。

天頂角

天頂角についても同様に，再構成によって得られる天頂角 θ_{rec} と空気シャワー生成時に与えた天頂角 θ_{gen} との天頂角の差を以下のように定義した．

$$\theta_{\text{rec}} - \theta_{\text{gen}} = \theta_{\text{geo}} - \theta_{\text{gen}} \quad (5.3)$$

エネルギー E_{gen} ごとの天頂角の差について，図 5.2.4 のように，それぞれの天頂角範囲でヒストグラムを作成し，それをガウス分布でフィットして天頂角の差の平均および標準偏差を求めた．求めた平均を横軸天頂角 θ_{gen} に対してプロットすると，図 5.2.5 のようになった．エラーバーは天頂角の差の平均推定における不確かさとして，求めた標準偏差の値を用いた．以下では，天頂角の差の天頂角に対するプロットにおける，平均の 0 に対するずれを天頂角決定のバイアス，エラーバーの片側の長さを天頂角の分解能と定義する．

小天頂角領域では天頂角決定のバイアスは小さいものの天頂角の分解能が悪い．天頂角が大きくなると負のバイアスが生じ始め，40 度付近で最大となる．大天頂角領域で再びバイアスは減少する．TA×4 SD の従来の解析ではこの天頂角決定のバイアスを補正して到来方向の決定精度を評価している [29] が，本研究では補正は行わなかった（今後補正を行うか検討する）．一方で分解能は小天頂角領域で最も悪く，天頂角が大きくなると全体として分解能は向上する．天頂角の分解能が天頂角が大きくなるほど良くなるのは，天頂角が大きくなると地表検出器の時刻差が長くなり，タイミングフィットによって空気シャワーの到来方向がより精度良く決定されるようになるためであると考えられる．なお，この傾向はエネルギーによらず同じである．また，天頂角の分解能がエネルギーが高くなるほど良くなるのは，空気シャワーの地表での広がりが大きくなり，再構成に用いられる地表検出器の台数が増加するためであると考えられる．

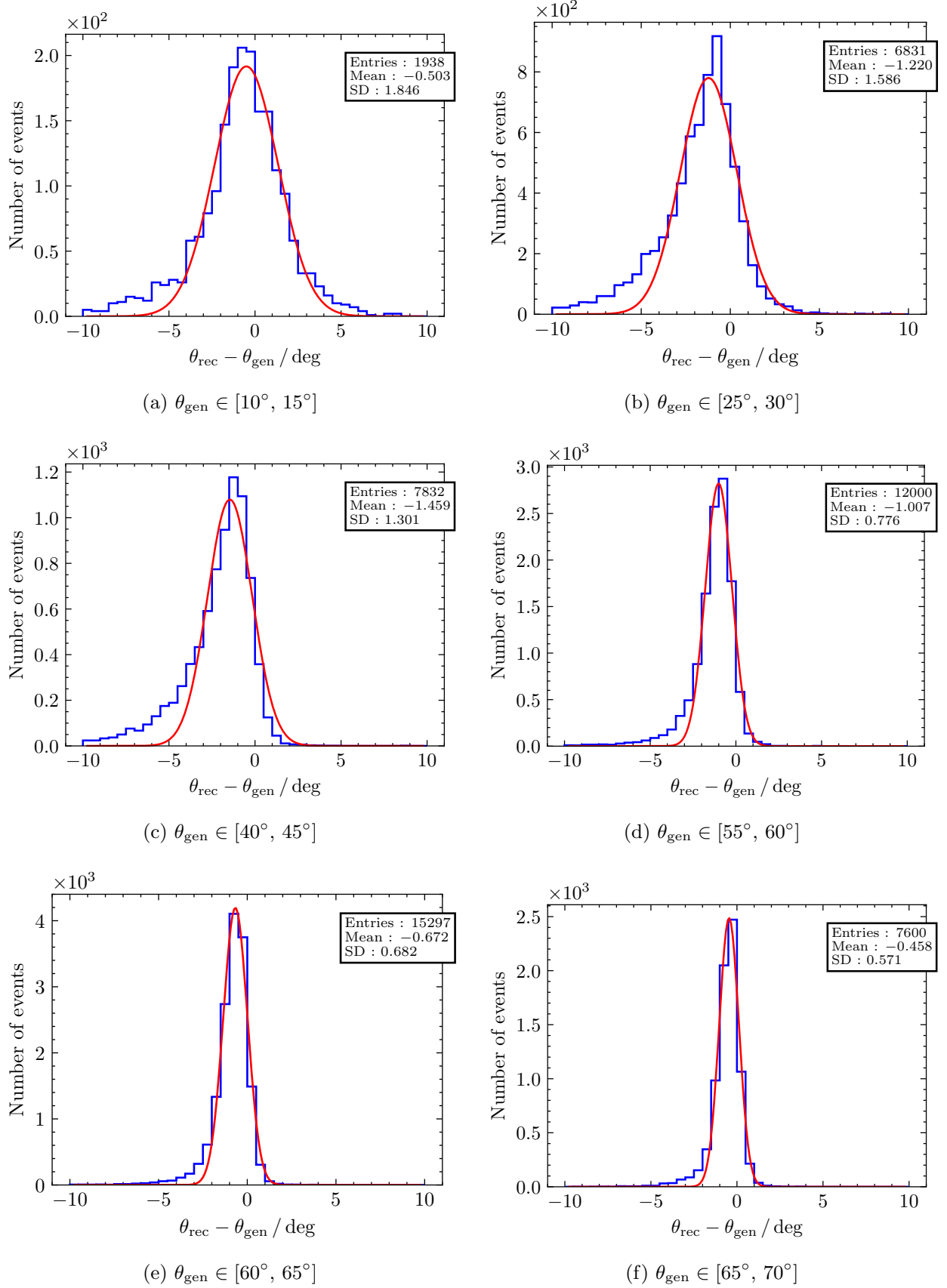


図 5.2.4 各天頂角範囲における天頂角の差のヒストグラム ($E_{\text{gen}} = 10^{19.8} \text{ eV}$ の場合) の例. 青色のヒストグラムは各天頂角範囲における天頂角の差の分布を, 赤色の曲線はヒストグラムをガウス分布でフィットした結果を表す,

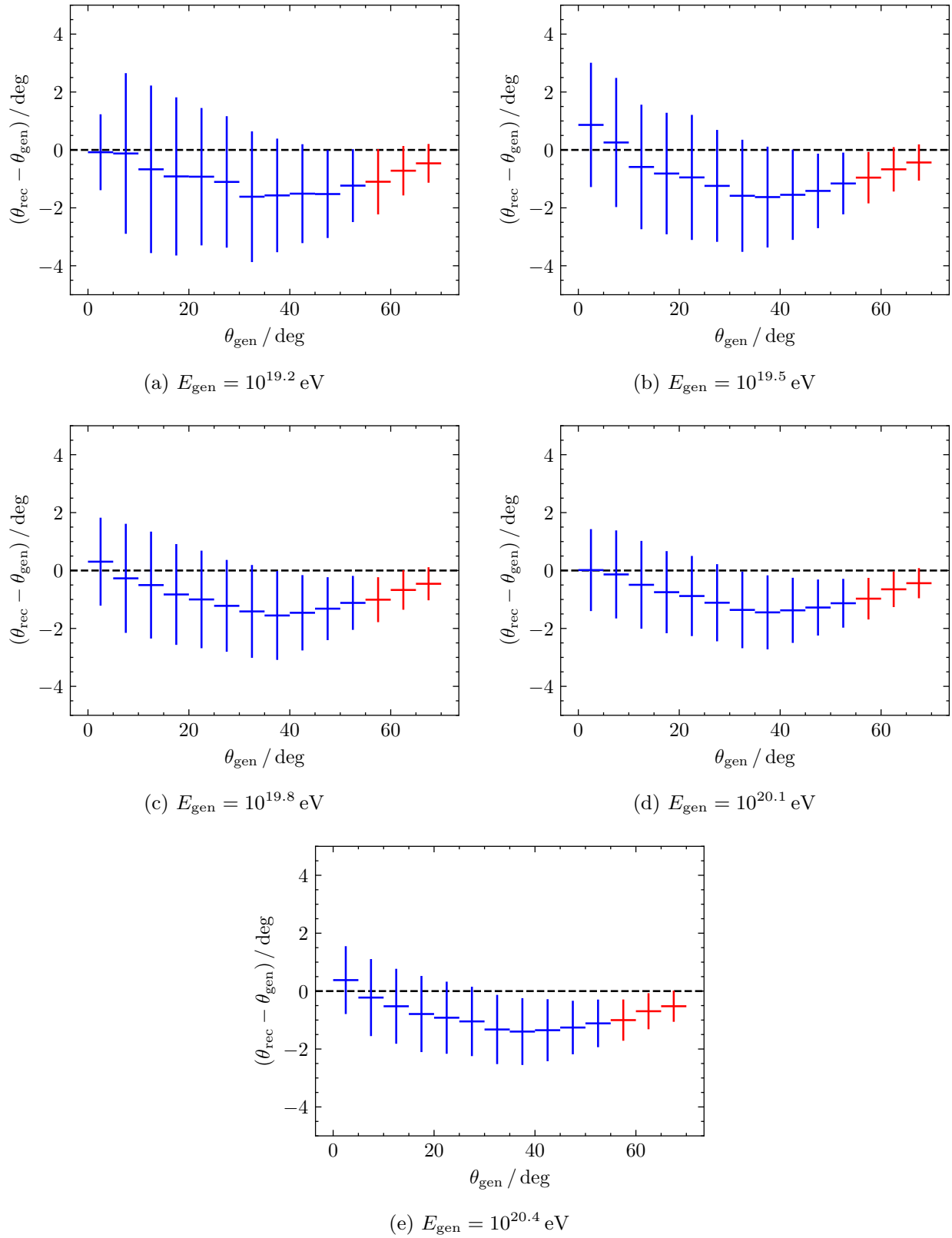


図 5.2.5 エネルギーごとの天頂角の差の天頂角に対するプロットの例。ここでは、 $E_{\text{rec}} = E_{\text{rec}}^{\text{new}}$ である。各点の点線からのずれが天頂角決定のバイアス、縦軸のエラーバーが天頂角の分解能を表す。天頂角 55 度以上の大天頂角領域を赤色で示した。

到来方向

到来方向については、再構成された空気シャワーの到来方向 $\hat{n}(\theta_{\text{rec}}, \phi_{\text{rec}})$ と空気シャワー生成時に与えた天頂角 θ_{gen} および方位角 ϕ_{gen} を用いて計算される到来方向との開き角 Opening Angle を以下のよう定義した。

$$\begin{aligned} \text{Opening Angle} &= \arccos \left[\hat{n}(\theta_{\text{rec}}, \phi_{\text{rec}}) \cdot \begin{pmatrix} -\sin(\theta_{\text{gen}}) \cos(\phi_{\text{gen}}) \\ -\sin(\theta_{\text{gen}}) \sin(\phi_{\text{gen}}) \\ \cos(\phi_{\text{gen}}) \end{pmatrix} \right] \\ &= \arccos \left[\begin{pmatrix} -\sin(\theta_{\text{geo}}) \cos(\phi_{\text{geo}}) \\ -\sin(\theta_{\text{geo}}) \sin(\phi_{\text{geo}}) \\ \cos(\phi_{\text{geo}}) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} -\sin(\theta_{\text{gen}}) \cos(\phi_{\text{gen}}) \\ -\sin(\theta_{\text{gen}}) \sin(\phi_{\text{gen}}) \\ \cos(\phi_{\text{gen}}) \end{pmatrix} \right] \end{aligned} \quad (5.4)$$

エネルギー E_{gen} ごとの Opening Angle について、図 5.2.6 のように、それぞれの天頂角範囲で累積ヒストグラムを作成し、累積度数が 68.3% になる Opening Angle の値を $\text{Opening Angle}_{68\%}$ として天頂角 θ_{gen} に対してプロットすると、図 5.2.7 のようになった。以下では、 $\text{Opening Angle}_{68\%}$ を角度分解能と定義する。

全体として天頂角が大きくなるほど角度分解能が良くなり、到来方向を精度良く決められるようになることがわかる。これは、天頂角の分解能と同様、天頂角が大きくなると地表検出器の時刻差が長くなり、タイミングフィットによって空気シャワーの到来方向がより精度良く決定されるようになるためであると考えられる。また、エネルギーが高くなるほど、全ての天頂角領域で角度分解能が良くなる傾向が見られる。これはエネルギーが高くなると空気シャワーの地表での広がりが大きくなり、再構成に用いられる地表検出器の台数が増加するためであると考えられる。

コア位置

コア位置についても同様に、再構成された空気シャワーのコア位置 $\mathbf{R}_{\text{rec}}^{\text{core}} = (X_{\text{rec}}^{\text{core}}, Y_{\text{rec}}^{\text{core}})$ の空気シャワー生成時に与えたコア位置 $\mathbf{R}_{\text{gen}}^{\text{core}} = (X_{\text{gen}}^{\text{core}}, Y_{\text{gen}}^{\text{core}})$ を用いて計算されるコア位置からのずれ Core Difference を以下のように定義する。

$$\begin{aligned} \text{Core Difference} &= |\mathbf{R}_{\text{rec}}^{\text{core}} - \mathbf{R}_{\text{gen}}^{\text{core}}| \\ &= |\mathbf{R}_{\text{geo}}^{\text{core}} - \mathbf{R}_{\text{gen}}^{\text{core}}| \end{aligned} \quad (5.5)$$

エネルギー E_{gen} ごとの Core Difference について、それぞれの天頂角の範囲で図 5.2.8 のような累積ヒストグラムを作成し、累積度数が 68.3% になる Core Difference の値を $\text{Core Difference}_{68\%}$ として天頂角 θ_{gen} に対してプロットすると、図 5.2.9 のようになった。以下では、 $\text{Core Difference}_{68\%}$ をコア位置の分解能と定義する。

天頂角が大きくなると全体としてコア位置のずれが大きくなることがわかる。再構成ではコア位置が粒子数密度の重心座標に近づくようにフィッティングを行っており ((4.5) 式)、大天頂角事象では空気シャワーの上流側と下流側での粒子数密度の非対称性から粒子数密度の重心座標がシャワーの上流側に位置するため、コア位置が真のコア位置よりシャワーの上流側に再構成されてしまうと予想される。天頂角が大きくなるとコア位置のずれが大きくなるのはこのためであると考えられる。また、コア位置の分解能は天頂角が大きくなると徐々に悪くなるが、ほぼ一定である。各天頂角範囲のヒストグラムを見ると、 $E_{\text{gen}} = 10^{19.8} \text{ eV}$ では小天頂角領域ではコア位置のずれが 1 km 以内にほとんどの事象がおさま

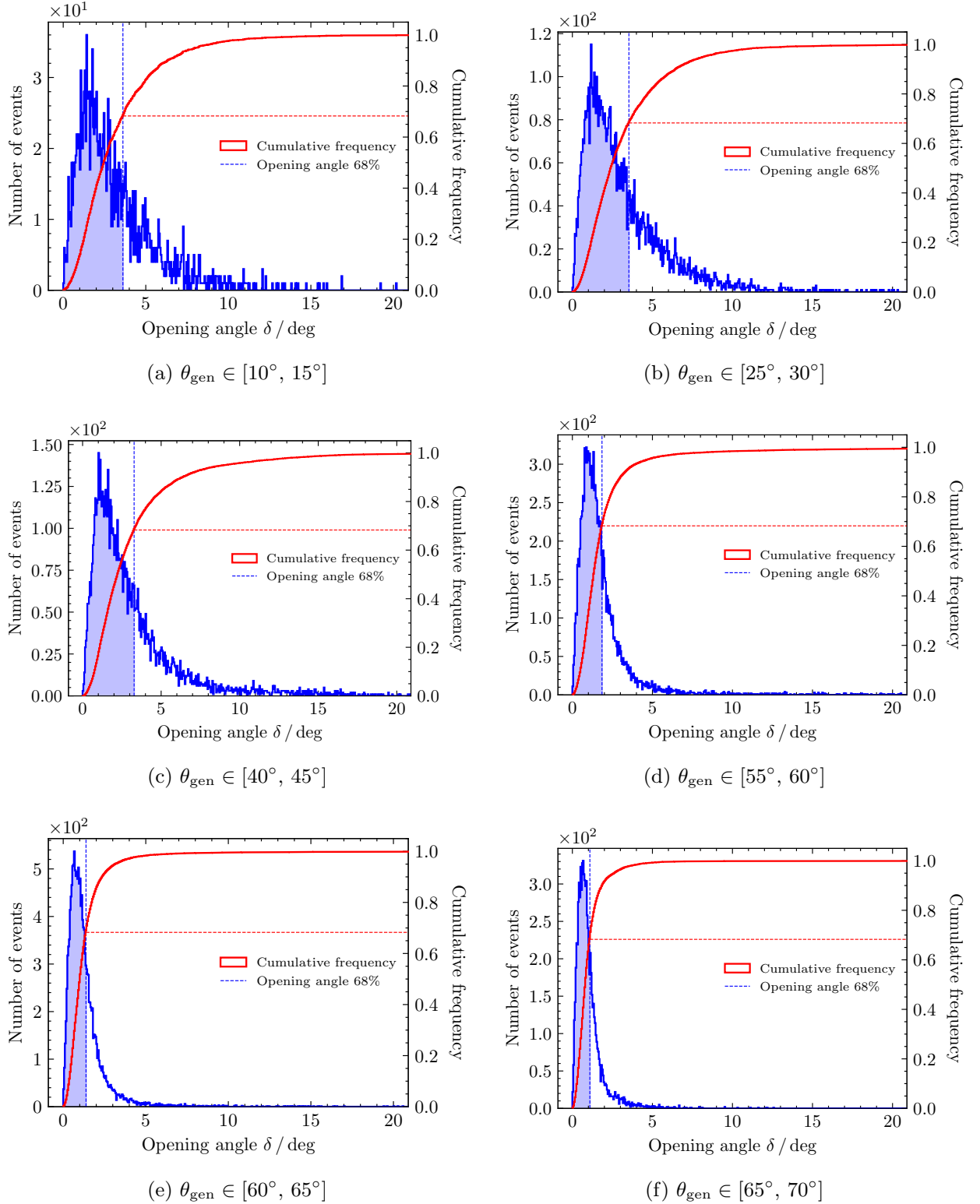


図 5.2.6 各天頂角範囲における Opening Angle のヒストグラム ($E_{\text{gen}} = 10^{19.8}$ eV の場合) の例。青色のヒストグラムは各天頂角範囲における Opening Angle のヒストグラムを、赤色のヒストグラムはその累積ヒストグラムを表す。点線が累積度数が 68.3% になる Opening Angle の値を示し、これが角度分解能 $\text{Opening Angle}_{68\%}$ である。

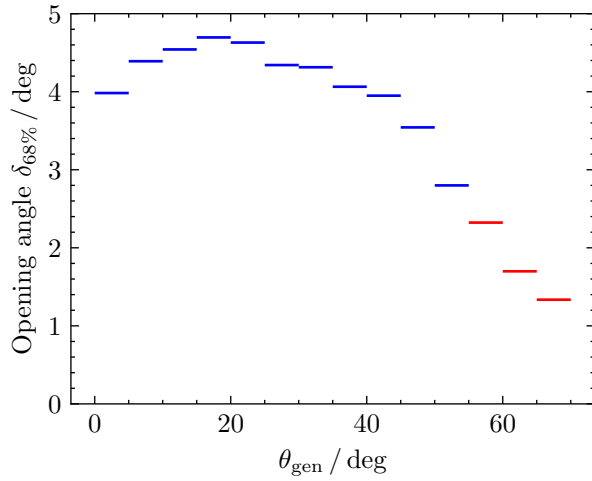
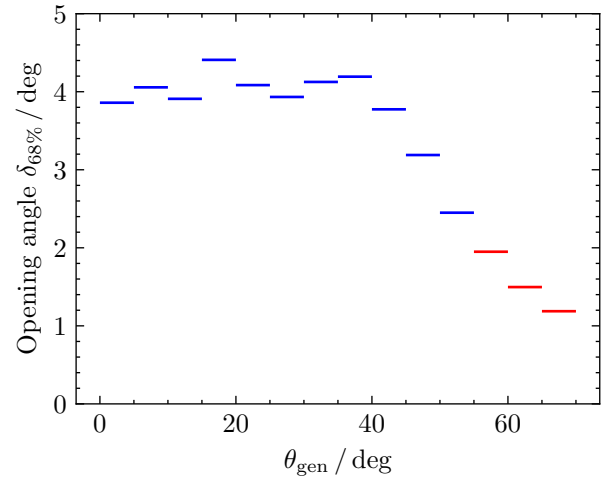
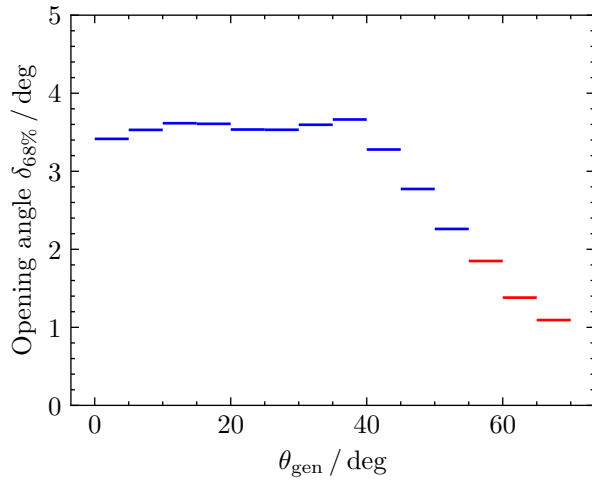
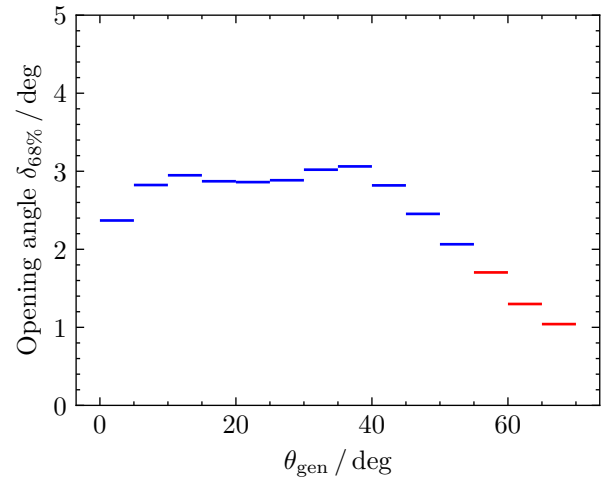
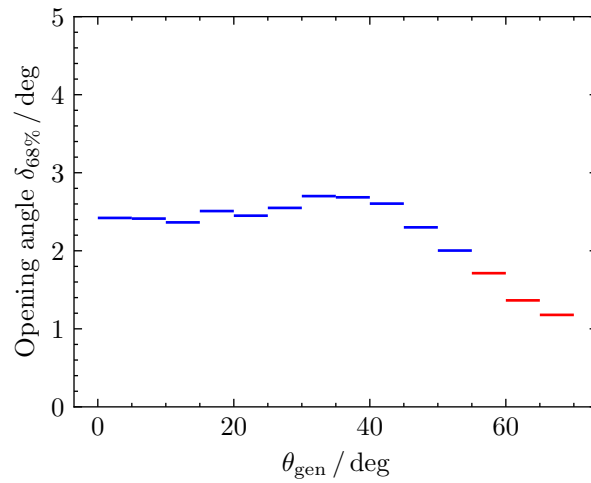
(a) $E_{\text{gen}} = 10^{19.2} \text{ eV}$ (b) $E_{\text{gen}} = 10^{19.5} \text{ eV}$ (c) $E_{\text{gen}} = 10^{19.8} \text{ eV}$ (d) $E_{\text{gen}} = 10^{20.1} \text{ eV}$ (e) $E_{\text{gen}} = 10^{20.4} \text{ eV}$

図 5.2.7 エネルギーごとの角度分解能の天頂角に対するプロットの例. 天頂角 55 度以上の大天頂角領域を赤色で示した.

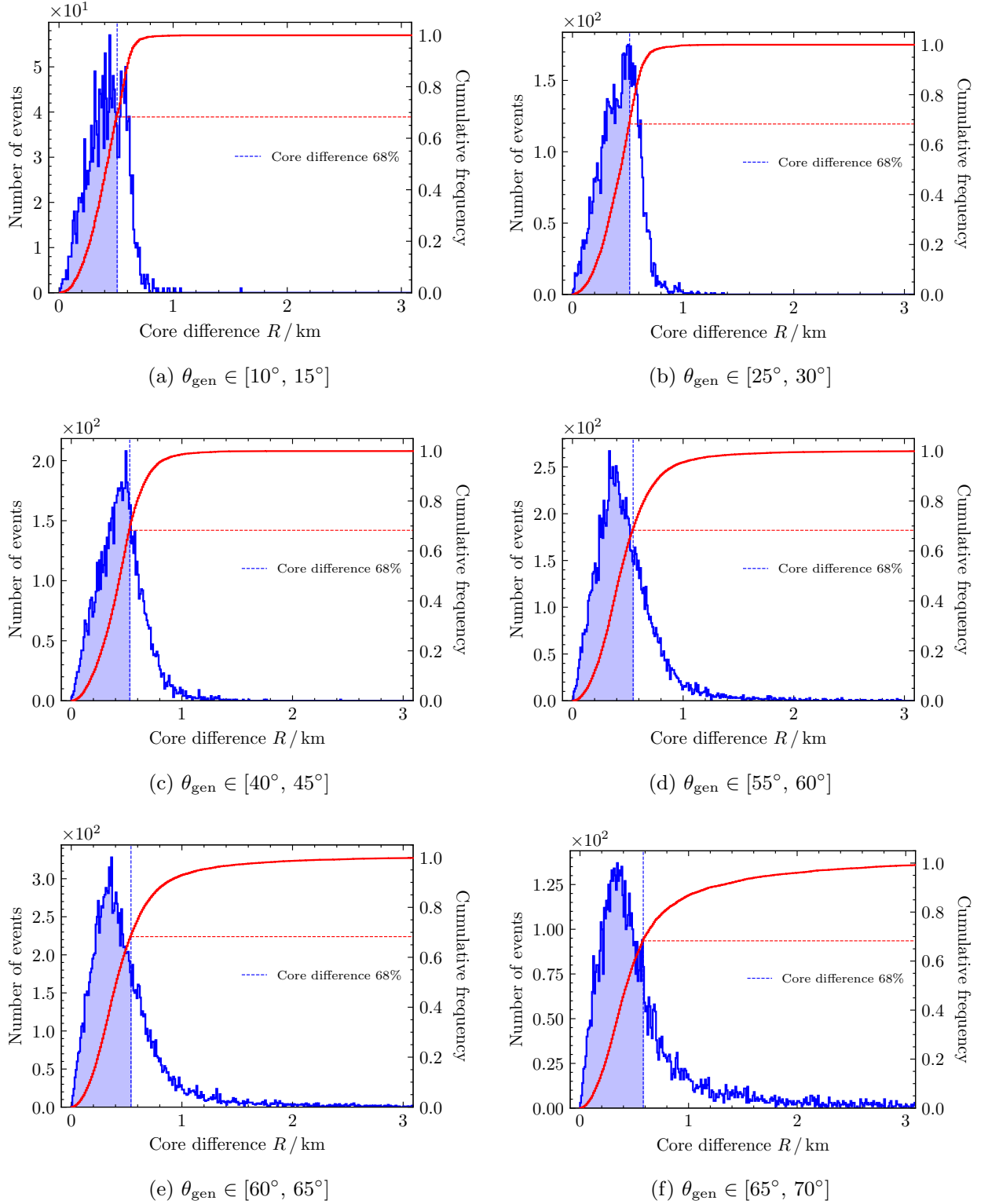


図 5.2.8 各天頂角範囲における Core Difference のヒストグラム ($E_{\text{gen}} = 10^{19.8}$ eV の場合) の例. 青色のヒストグラムは各天頂角範囲における Core Difference のヒストグラムを, 赤色のヒストグラムはその累積ヒストグラムを表す. 点線が累積度数が 68.3% になる Core Difference の値を示し, これがコア位置の分解能 $\text{Core Difference}_{68\%}$ である.

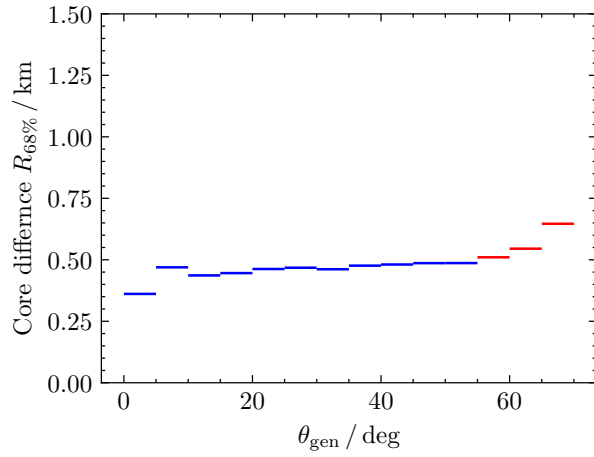
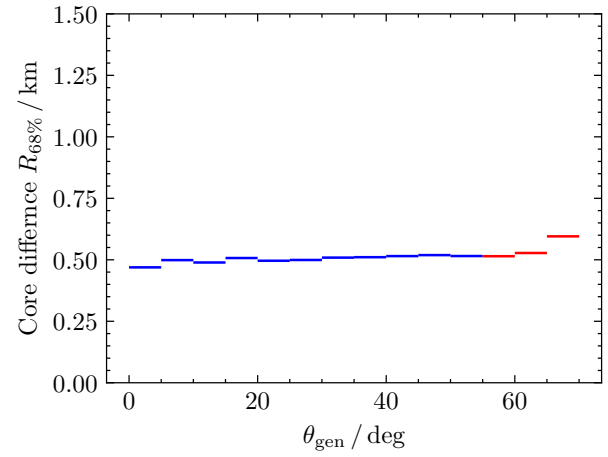
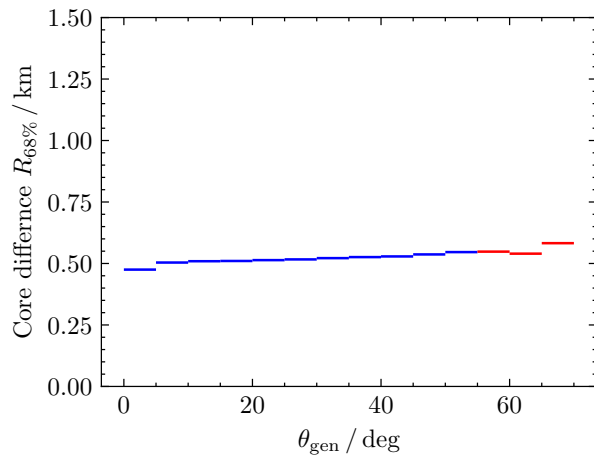
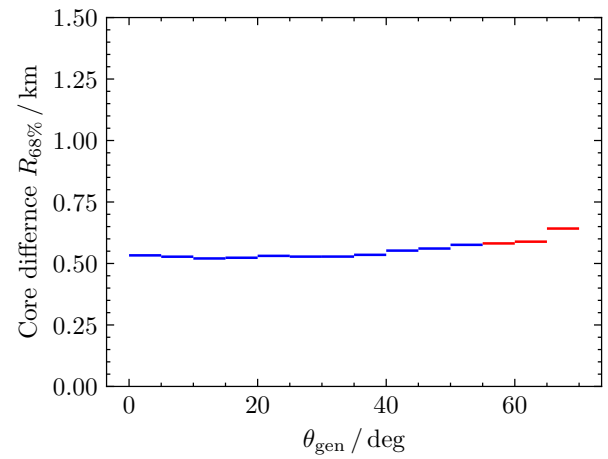
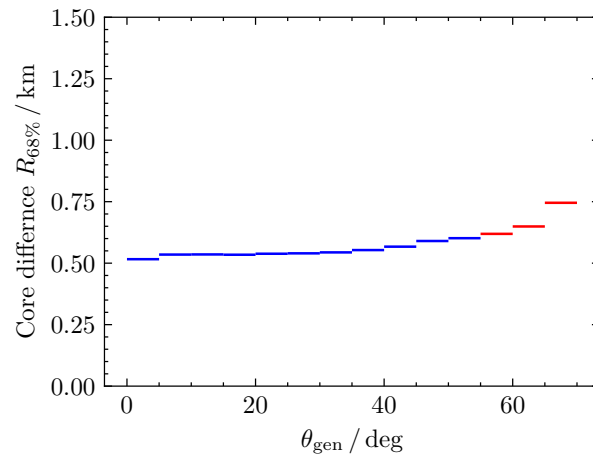
(a) $E_{\text{gen}} = 10^{19.2} \text{ eV}$ (b) $E_{\text{gen}} = 10^{19.5} \text{ eV}$ (c) $E_{\text{gen}} = 10^{19.8} \text{ eV}$ (d) $E_{\text{gen}} = 10^{20.1} \text{ eV}$ (e) $E_{\text{gen}} = 10^{20.4} \text{ eV}$

図 5.2.9 エネルギーごとのコア位置の分解能の天頂角に対するプロットの例。天頂角 55 度以上の大天頂角領域を赤色で示した。

ている一方で、大天頂角領域では長いテールを引いていることがわかる。これにより、コア位置の分解能で評価すると全ての天頂角領域でおおむね横ばいになる。なお、エネルギーに対してはコア位置の分解能はほとんど変化しない。

以上より、本研究で拡張した TA×4 SD のエネルギー決定テーブルによって決定されるエネルギーおよびその他の TA×4 SD の各再構成パラメータについて、本研究で再構成が可能となった大天頂角事象も含めて再構成精度の天頂角ごとの詳細な検証を行った結果、55 度以上の大天頂角事象の再構成が、従来の 55 度までの天頂角領域における事象再構成と同程度の精度であることを確かめた。

第 6 章

TA×4 SD のエネルギースペクトル

本研究では、前章で示したように TA×4 SD の従来の再構成手法を 70 度までの大天頂角事象へ拡張し、また、その精度が従来の天頂角領域と同程度であることを確かめた。本研究では、さらに、これにより再構成が可能となった大天頂角空気シャワー事象を含めた TA×4 SD の最初の 3 年間の観測による最高エネルギー宇宙線エネルギースペクトルを測定した。以下ではその結果を示す。本章では、TA×4 SD の最初の 3 年間の観測による実データおよび TA×4 SD の 6 つのサブアレイを用いた 3 年間のシミュレーションデータ (3.3 節) を用いた。

6.1 解析の準備

宇宙線のフラックスは、単位面積、単位立体角、単位時間あたりのあるエネルギー E_i の宇宙線の観測事象数であり、以下のように表される。

$$J(E_i) = \frac{N(E_i)}{A\Omega \cdot T \cdot \Delta E_i} \quad (6.1)$$

ここで A は地表検出器アレイの有効面積である。 Ω は宇宙線を観測する立体角、 T は観測時間であり、 ΔE_i はエネルギー E_i の宇宙線を観測するエネルギー範囲 $E_i \pm \Delta E_i$ の幅に対応する。この場合、分母の $A\Omega$ は Effective Aperture といい、検出効率を含む。また、 $A\Omega$ に時間 T がかけられた量を Exposure と呼び、検出効率を含む場合を特に Effective Exposure と呼ぶ。検出効率は、ふつう、エネルギーに依存し、空気シャワーシミュレーションを用いることで計算される。すなわち

$$A\Omega(E_i) = \frac{N_{\text{rec}}^{\text{MC}}(E_{\text{gen},i}/f)}{N_{\text{gen}}^{\text{MC}}(E_{\text{gen},i}/f)} A_{\text{gen}}\Omega_{\text{gen}} \equiv \epsilon(E_{\text{gen},i}) A_{\text{gen}}\Omega_{\text{gen}} \quad (6.2)$$

である。ここで、 $\epsilon(E_{\text{gen}}) = N_{\text{rec}}^{\text{MC}}(E_{\text{gen}}/f)/N_{\text{gen}}^{\text{MC}}(E_{\text{gen}}/f)$ が検出効率である。 $A_{\text{gen}}\Omega_{\text{gen}}$ は幾何学的な Aperture であり、空気シャワーシミュレーションを生成した面積と立体角から計算される。以下これを Geometrical Aperture と呼ぶ。なお、 f は次節で述べるエネルギーのスケールファクターである。

実際には、地表検出器アレイの有限のエネルギー分解能によるエネルギーのビン間のマイグレーション (事象の染み出しおよび染み込み) を考慮する必要がある。これは、マイグレーションの効果を取り入

れた検出効率として検出効率を以下のように定義し直すことで実現される．

$$\begin{aligned}
 \varepsilon(E_{\text{gen},i}, E_{\text{rec},i}) &\equiv \frac{N_{\text{rec}}^{\text{MC}}(E_{\text{rec},i}/f)}{N_{\text{gen}}^{\text{MC}}(E_{\text{gen},i}/f)} \\
 &= \frac{N_{\text{rec}}^{\text{MC}}(E_{\text{gen},i}/f)}{N_{\text{gen}}^{\text{MC}}(E_{\text{gen},i}/f)} \times \int d\tilde{E}_{\text{gen},i} \kappa(E_{\text{rec},i}; \tilde{E}_{\text{gen},i}) \\
 &= \epsilon(E_{\text{gen},i}) \times \int d\tilde{E}_{\text{gen},i} \kappa(E_{\text{rec},i}; \tilde{E}_{\text{gen},i})
 \end{aligned} \tag{6.3}$$

ここで，エネルギーのビン同士のマイグレーションによる効果を $\kappa(E_{\text{rec}}; \tilde{E}_{\text{gen}})$ で取り入れた．これは再構成によって決定されるエネルギー E_{rec} の確率分布であり（したがって $\int dE_{\text{rec}} \kappa(E_{\text{rec}}; \tilde{E}_{\text{gen}}) = 1$ を満たす）， E_{gen} に依存する．以下では検出効率はエネルギーのビン間のマイグレーションを考慮した (6.3) 式の $\varepsilon(E_{\text{gen},i}, E_{\text{rec},i})$ を指す．

本章の解析で用いた事象選別条件

本章の解析で用いた事象選別条件は，第 5 章で用いた事象選別条件から天頂角についての条件のみ $\theta_{\text{gldf}} \leq 65^\circ$ に変更した．エネルギー決定テーブルの天頂角の上限は 70 度であり，同時に，用いたシミュレーションデータも天頂角 70 度までしか存在しない．仮に，天頂角についての選別条件を $\theta_{\text{gldf}} \leq 70^\circ$ とすると，実データでは，真の天頂角が 70 度より大きい事象が 70 度より小さい天頂角に再構成される（大天頂角側からの染み込み）可能性がある一方で，シミュレーションデータは天頂角 70 度までしか存在しないため，そのようなことは起こらず，これは両者の矛盾を生じる．したがって，真の天頂角を知り得ない実データを用いる解析であることから，天頂角のビン間のマイグレーションを考慮して，天頂角についての選別条件を $\theta_{\text{gldf}} \leq 65^\circ$ と設定した．

表 6.1 本章の解析で用いた事象選別条件

パラメータ	選別条件
Combined フィットにより決定された天頂角 (θ_{gldf})	$\theta_{\text{gldf}} \leq 65^\circ$
Combined フィットに用いられた地表検出器の台数 ($N_{\text{SD}, \text{gldf}}$)	$N_{\text{SD}, \text{gldf}} \geq 5$
地表検出器アレイの境界からのコア位置の距離 (D_{border})	$D_{\text{border}} \geq 400 \text{ m}$
Combined フィットにより決定された到来方向の不確かさ ($\sigma_{\text{dir}, \text{gldf}} = \sqrt{\sigma_{\theta, \text{gldf}}^2 + \sin^2(\theta_{\text{gldf}}) \sigma_{\phi, \text{gldf}}^2}$)	$\sigma_{\text{dir}, \text{gldf}} \leq 6^\circ$
Combined フィットにより決定された S_{800} の相対不確かさ ($\sigma_{S_{800}, \text{gldf}}/S_{800, \text{gldf}}$)	$\sigma_{S_{800}, \text{gldf}}/S_{800, \text{gldf}} \leq 0.5$
Combined フィットの補正カイ自乗値 ($\tilde{\chi}_{\text{gldf}}^2 = \chi_{\text{gldf}}^2/\text{ndof}$)	$\tilde{\chi}_{\text{gldf}}^2 \leq 4$

6.2 エネルギースケール

まず始めにエネルギースケールについて述べる．地表検出器アレイでは空気シャワー粒子の横方向分布を再構成し，空気シャワーシミュレーションによって生成されるエネルギー決定テーブルを参照することで 1 次宇宙線のエネルギーを決定している．したがってそのエネルギー決定には空気シャワーシミュレーションで用いる相互作用モデルなどによる系統的なバイアスが生じる可能性がある．一方で，大気蛍光望遠鏡は観測する大気蛍光の光量が 1 次宇宙線のエネルギーにおおむね比例するため，相互作用モデルにほとんど依存しないエネルギー測定が可能である．そこで，TA 実験では，これまで大気蛍光望遠鏡で測定されたエネルギーにより地表検出器アレイで決定されるエネルギーを較正するエネルギースケールを行ってきた．TA SD および TA FD によるハイブリッド観測により，それぞれで測定されたエネルギーを $E_{\text{rec, TA SD}}$, $E_{\text{TA FD}}$ とすると，これらは，TA SD で決定されたエネルギーをスケールファクター $f_{\text{TA SD}}$ を用いて線形的にスケールする ($E_{\text{scl, TA SD}} = E_{\text{rec, TA SD}}/f_{\text{TA SD}}$) ことで一致し (図 6.2.1), $f_{\text{TA SD}} = 1.27$ であることが示された [40]．TA SD を用いた TA 実験の従来の解析では，このスケールファクター $f_{\text{TA SD}}$ を用いて TA SD で決定されたエネルギーのスケールリングを行っている．

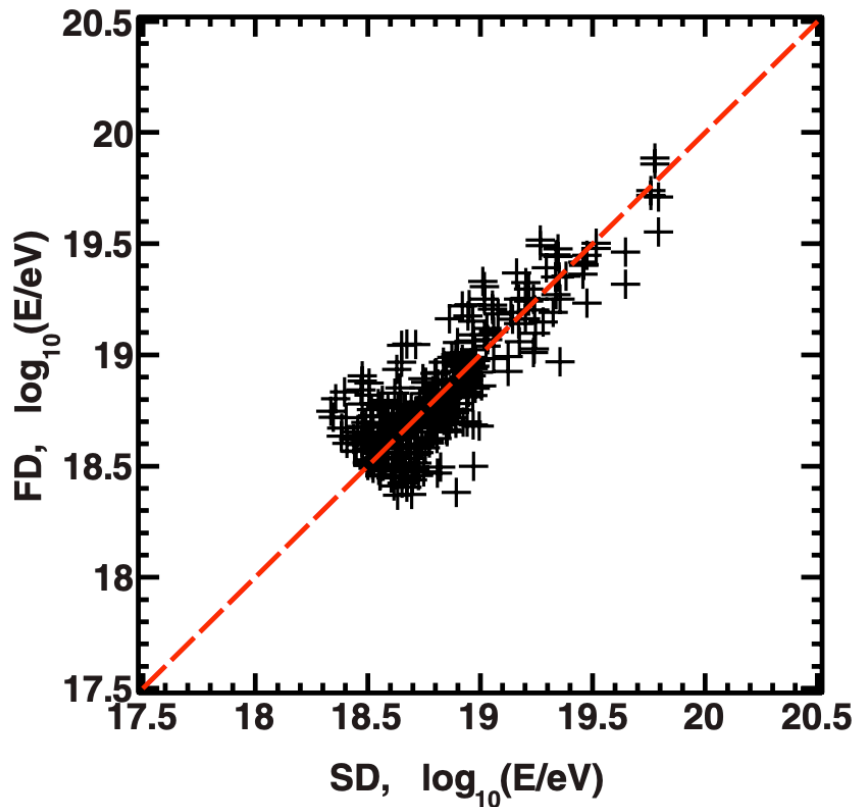


図 6.2.1 TA SD で決定されたエネルギーおよび TA FD で測定されたエネルギーとの比較．横軸が TA SD で決定され，スケールされたエネルギー $E_{\text{scl, TA SD}} = E_{\text{rec, TA SD}}/f_{\text{TA SD}}$ ，縦軸が TA FD で測定されたエネルギー $E_{\text{TA FD}}$ を表す．

一方で、これまでの TA×4 SD を用いた解析では、TA×4 SD および TA×4 FD を用いたハイブリッド観測の事象数が少ないことから、TA SD を用いた解析とは異なるエネルギースケールの手法が用いられている [29]。これはハイブリッド観測を用いずに TA×4 SD のスケールファクターである $f_{\text{TA} \times 4 \text{ SD}}$ を求めることである。本研究でも同じエネルギースケールを用いたため、ここではこの手法について述べる。以下では表 6.2 に示すようなエネルギーの表し方を用いる。

表 6.2 エネルギースケールにおけるそれぞれのエネルギーの表し方

E_{gen}	シミュレーションで与えた 1 次宇宙線のエネルギー
$E_{\text{rec, TA} \times 4 \text{ SD}}^{\text{int, } Z}$	エネルギー決定テーブルによって決定されるエネルギー (int および Z は、エネルギー決定テーブルを作成する際に仮定したハドロン相互作用モデルおよび 1 次宇宙線の原子核種)
E_{true}	1 次宇宙線の真のエネルギー
$E_{\text{scl}} = E_{\text{rec, TA} \times 4 \text{ SD}}^{\text{int, } Z} / f_{\text{TA} \times 4 \text{ SD}}^{\text{int, } Z}$	スケールファクター $f_{\text{TA} \times 4 \text{ SD}}^{\text{int, } Z}$ によりスケールされたエネルギー

以下では簡単のため、1 次宇宙線の真のエネルギーとエネルギー決定テーブルによって決定されるエネルギーとの間には線形的な関係があると仮定する。すなわち、 $E_{\text{true}} = E_{\text{rec, TA} \times 4 \text{ SD}}^{\text{int, } Z} / f_{\text{TA} \times 4 \text{ SD}}^{\text{int, } Z}$ が成り立つ。エネルギー決定テーブルはシミュレーションによって生成されるため、 $E_{\text{gen}} = E_{\text{rec, TA} \times 4 \text{ SD}}^{\text{int, } Z}$ となり、したがって

$$E_{\text{gen}} = E_{\text{rec, TA} \times 4 \text{ SD}}^{\text{int, } Z} = E_{\text{true}} \times f_{\text{TA} \times 4 \text{ SD}}^{\text{int, } Z} \quad (6.4)$$

である。このことから、シミュレーションで生成時に与えたエネルギー E_{gen} はエネルギースケールを行うべきであることが分かる。ここで、TA×4 SD のシミュレーションにおいて、 $E_{\text{rec, TA} \times 4 \text{ SD}}^{\text{int, } Z} \pm \Delta E$ のエネルギーで観測される空気シャワー事象数 $N^{\text{MC}}(E_{\text{rec, TA} \times 4 \text{ SD}}^{\text{int, } Z})$ は (6.1)-(6.3) 式を用いて

$$\begin{aligned}
N^{\text{MC}}(E_{\text{rec, TA} \times 4 \text{ SD}}^{\text{int, } Z}) &= \int_{E_{\text{rec, TA} \times 4 \text{ SD}}^{\text{int, } Z} - \Delta E}^{E_{\text{rec, TA} \times 4 \text{ SD}}^{\text{int, } Z} + \Delta E} d\tilde{E}_{\text{rec, TA} \times 4 \text{ SD}}^{\text{int, } Z} \int dA \int d\Omega \int dt J(\tilde{E}_{\text{true}}) \\
&= A\Omega T \int_{E_{\text{rec, TA} \times 4 \text{ SD}}^{\text{int, } Z} - \Delta E}^{E_{\text{rec, TA} \times 4 \text{ SD}}^{\text{int, } Z} + \Delta E} d\tilde{E}_{\text{rec, TA} \times 4 \text{ SD}}^{\text{int, } Z} J(\tilde{E}_{\text{true}}) \\
&= A_{\text{gen}}\Omega_{\text{gen}}T \int_{E_{\text{rec, TA} \times 4 \text{ SD}}^{\text{int, } Z} - \Delta E}^{E_{\text{rec, TA} \times 4 \text{ SD}}^{\text{int, } Z} + \Delta E} d\tilde{E}_{\text{rec, TA} \times 4 \text{ SD}}^{\text{int, } Z} \int d\tilde{E}_{\text{gen}} J(\tilde{E}_{\text{gen}}/f_{\text{TA} \times 4 \text{ SD}}^{\text{int, } Z}) \quad (6.5) \\
&\quad \times \epsilon(\tilde{E}_{\text{gen}}) \times \kappa(\tilde{E}_{\text{rec, TA} \times 4 \text{ SD}}^{\text{int, } Z}; \tilde{E}_{\text{gen}}) \\
&= A_{\text{gen}}\Omega_{\text{gen}}T \int_{E_{\text{rec, TA} \times 4 \text{ SD}}^{\text{int, } Z} - \Delta E}^{E_{\text{rec, TA} \times 4 \text{ SD}}^{\text{int, } Z} + \Delta E} d\tilde{E}_{\text{rec, TA} \times 4 \text{ SD}}^{\text{int, } Z} \int d\tilde{E}_{\text{gen}} J(\tilde{E}_{\text{gen}}/f_{\text{TA} \times 4 \text{ SD}}^{\text{int, } Z}) \\
&\quad \times \varepsilon(\tilde{E}_{\text{gen}}, \tilde{E}_{\text{rec, TA} \times 4 \text{ SD}}^{\text{int, } Z})
\end{aligned}$$

となる。ここで、 $J(E_{\text{true}})$ は宇宙線のフラックス、 $\varepsilon(E_{\text{gen}}, E_{\text{rec, TA} \times 4 \text{ SD}}^{\text{int, } Z})$ は検出効率である。これにより、 $N^{\text{MC}}(E_{\text{rec, TA} \times 4 \text{ SD}}^{\text{int, } Z})$ が $f_{\text{TA} \times 4 \text{ SD}}^{\text{int, } Z}$ の関数であることがわかり、したがって、 $N^{\text{MC}}(E_{\text{rec, TA} \times 4 \text{ SD}}^{\text{int, } Z})$ を実際のエネルギー $E_{\text{rec, TA} \times 4 \text{ SD}}^{\text{int, } Z}$ の宇宙線空気シャワーの観測事象数 $N^{\text{Obs}}(E_{\text{rec, TA} \times 4 \text{ SD}}^{\text{int, } Z})$ と比較することで $f_{\text{TA} \times 4 \text{ SD}}^{\text{int, } Z}$ が求まることがわかる。[29] では、宇宙線のフラックス $J(E_{\text{true}})$ として TA SD の 11 年

間の観測によるエネルギースペクトル [17] を仮定し、TA×4 SD によるタワー間トリガーが導入される前の最初の 3 年間の実データとシミュレーションデータ（ハドロン相互作用モデル：QGSJET II-04, 1 次宇宙線の原子核種：陽子）を用いて、 10^{18} eV を超えるエネルギーで $f_{\text{TA}\times 4\text{SD}}^{\text{QGSJET II-04}, p}$ が計算された。図 6.4.2 は観測事象数の比 $N^{\text{MC}}(E_{\text{rec, TA}\times 4\text{SD}}^{\text{QGSJET II-04}, p} > 10^{18} \text{ eV}) / N^{\text{Obs}}(E_{\text{rec, TA}\times 4\text{SD}}^{\text{QGSJET II-04}, p} > 10^{18} \text{ eV})$ を $f_{\text{TA}\times 4\text{SD}}^{\text{QGSJET II-04}, p}$ の関数としてプロットした結果である。これにより、 $f_{\text{TA}\times 4\text{SD}}^{\text{QGSJET II-04}, p} = 1.36 \pm 0.05$ と求められた。

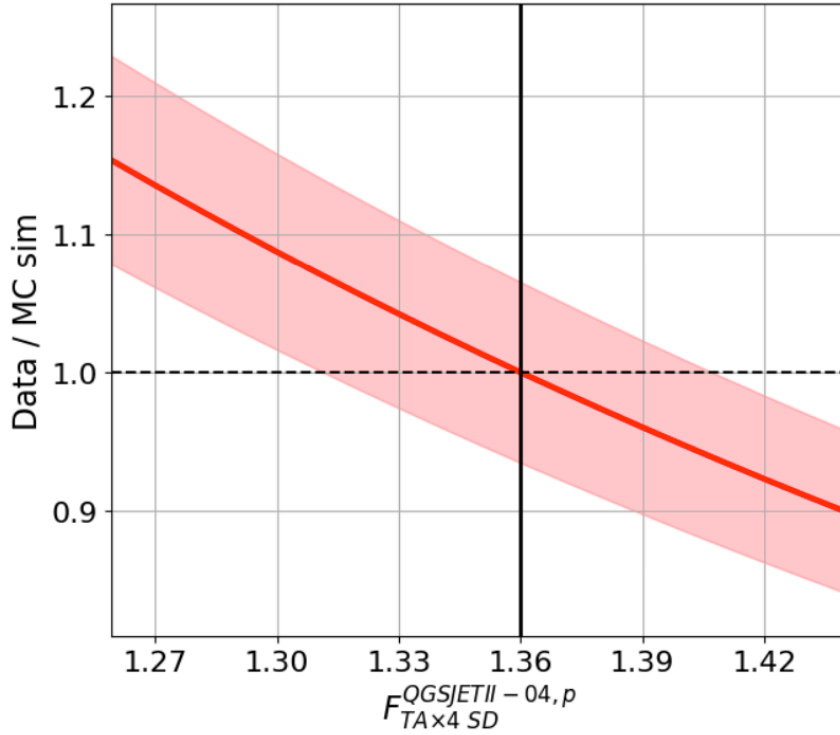


図 6.2.2 スケールファクターに対する実データおよびシミュレーションデータの観測事象数の比 [29]. 横軸がスケールファクター $f_{\text{TA}\times 4\text{SD}}^{\text{QGSJET II-04}, p}$, 縦軸がシミュレーションで観測される事象数 $N^{\text{MC}}(E_{\text{rec, TA}\times 4\text{SD}}^{\text{QGSJET II-04}, p} > 10^{18} \text{ eV})$ と実データの観測事象数 $N^{\text{Obs}}(E_{\text{rec, TA}\times 4\text{SD}}^{\text{QGSJET II-04}, p} > 10^{18} \text{ eV})$ の比である。

本研究では、エネルギースペクトルの測定を行うために、[29] によって決定されたこのスケールファクター $f_{\text{TA}\times 4\text{SD}}^{\text{QGSJET II-04}, p} = 1.36$ を用いてエネルギースケールを行った。本研究では、[29] においてスケールファクターの計算に用いたものと同じ実データおよびシミュレーションデータを用いており、したがって、エネルギー決定テーブルの拡張の際に仮定したハドロン相互作用モデルおよび 1 次宇宙線の原子核種も同じである。一方で、この値については、(6.5) 式における Geometrical Aperture $A_{\text{gen}}\Omega_{\text{gen}}$ および検出効率 $\epsilon(E_{\text{gen}}, E_{\text{rec, TA}\times 4\text{SD}}^{\text{int, Z}})$ が従来の天頂角領域で計算されたほか、エネルギー $E_{\text{rec, TA}\times 4\text{SD}}^{\text{QGSJET II-04}, p}$ の決定に用いられるエネルギー決定テーブルも本研究で拡張したものとは異なる TA×4 SD の従来のものが用いられた（エネルギー決定テーブルの違いは 5.1 節で示した）。

6.3 実データおよびシミュレーションデータの比較

前章まではシミュレーションデータを用いた解析を行ってきたが、実データを用いた解析を行うにあたり、空気シャワーシミュレーションが実際に観測される空気シャワー事象を再現できているかどうかを検証する必要がある。これは各再構成パラメータ（表 6.3）について、実データおよびシミュレーションデータの再構成結果を比較することで行われる。本研究では前節で述べたようにスケールファクター 1.36 を用いた。そこで、宇宙線のフラックスとして TA SD の 11 年間の観測によるエネルギースペクトル [17] を仮定し、さらに、大天頂角事象に対する検出効率が [29] で計算された従来の天頂角領域における検出効率と同じであると仮定することで、(6.5) 式からシミュレーションデータの予想される観測事象数を計算した。シミュレーションデータのヒストグラムは計算された観測事象数になるように規格化されている、図 6.3.1 は事象選別を通過した全事象について、実データおよびシミュレーションデータの比較を行った結果である。比較はそれぞれのサブアレイで行ったが、サブアレイごとではそれぞれの観測事象数が少ないため、ここでは全 6 つのサブアレイの観測事象数を足し合わせた結果を示す。青色のヒストグラムがシミュレーションデータ、赤色のデータ点が実データである。また、エネルギーの比較についてはエネルギースケール後の値である。ヒストグラムの下サブプロットはヒストグラムの各ビンにおける実データのイベント数とシミュレーションデータのイベント数の比を表している。また、コルモゴロフ・スミルノフ検定 (Kolmogorov-Smirnov test, KS test) の p-value も示した。

表 6.3 実データおよびシミュレーションデータの比較を行った再構成パラメータ

パラメータ	説明
E_{rec}	エネルギー決定テーブルによって決定されたエネルギー
θ_{gldf}	Combined フィットにより決定された天頂角
$N_{\text{SD, gldf}}$	Combined フィットに用いられた地表検出器の台数
ϕ_{gldf}	Combined フィットにより決定された方位角
$X_{\text{gldf}}^{\text{core}}$	Combined フィットにより決定されたコア位置の X 座標
$Y_{\text{gldf}}^{\text{core}}$	Combined フィットにより決定されたコア位置の Y 座標
$\sigma_{S_{800, \text{gldf}}}/S_{800, \text{gldf}}$	Combined フィットにより決定された S_{800} の相対不確かさ
$S_{800, \text{gldf}}$	Combined フィットにより決定された シャワー軸から 800 m の位置での粒子数密度
$\tilde{\chi}_{\text{gldf}}^2 = \chi_{\text{gldf}}^2/\text{ndof}$	Combined フィットの補正カイ自乗値

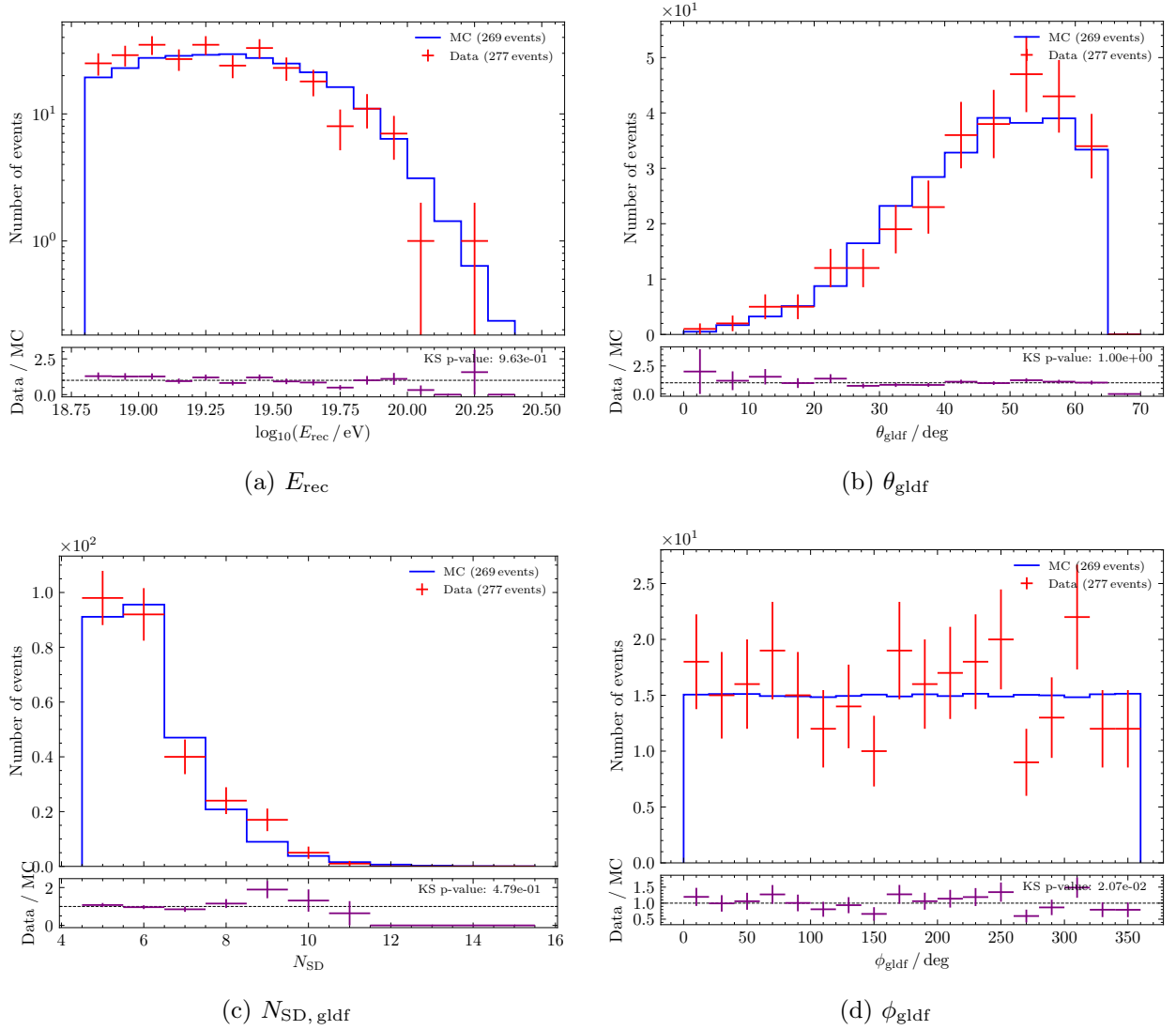


図 6.3.1 大天頂角事象を含む全事象についての実データおよびシミュレーションデータの比較。青色のヒストグラムがシミュレーションデータ，赤色のデータ点が実データを表す。サブプロットは各ビンにおける実データとシミュレーションデータの観測事象数の比を表す。

図 6.3.1 から分かるように実データとシミュレーションデータとの間に統計的に有意な違いは存在しない。このことはシミュレーションデータが実際の地表検出器アレイのステータスを反映しながら実際に観測される空気シャワー事象を正確に再現できていることを示す。特に、天頂角 θ_{gldf} の比較では実データとシミュレーションデータ有意な差が存在しないことに加え、従来の天頂角領域から大天頂角領域へと 55 度を境になめらかに繋がっている。これは 55 度以上の大天頂角事象の再構成が従来の 55 度までの天頂角領域における再構成と矛盾のないことを示している。また、シミュレーションデータの観測事象数を計算する際に、大天頂角事象に対する検出効率が従来の天頂角領域における検出効率と同じであると仮定したが、実データと規格化されたシミュレーションデータのヒストグラムで全事象数が異なるた

め、実際には大天頂角事象に対する検出効率は従来の天頂角領域に比べて大きいと予想される。これについては節で詳しく述べる。

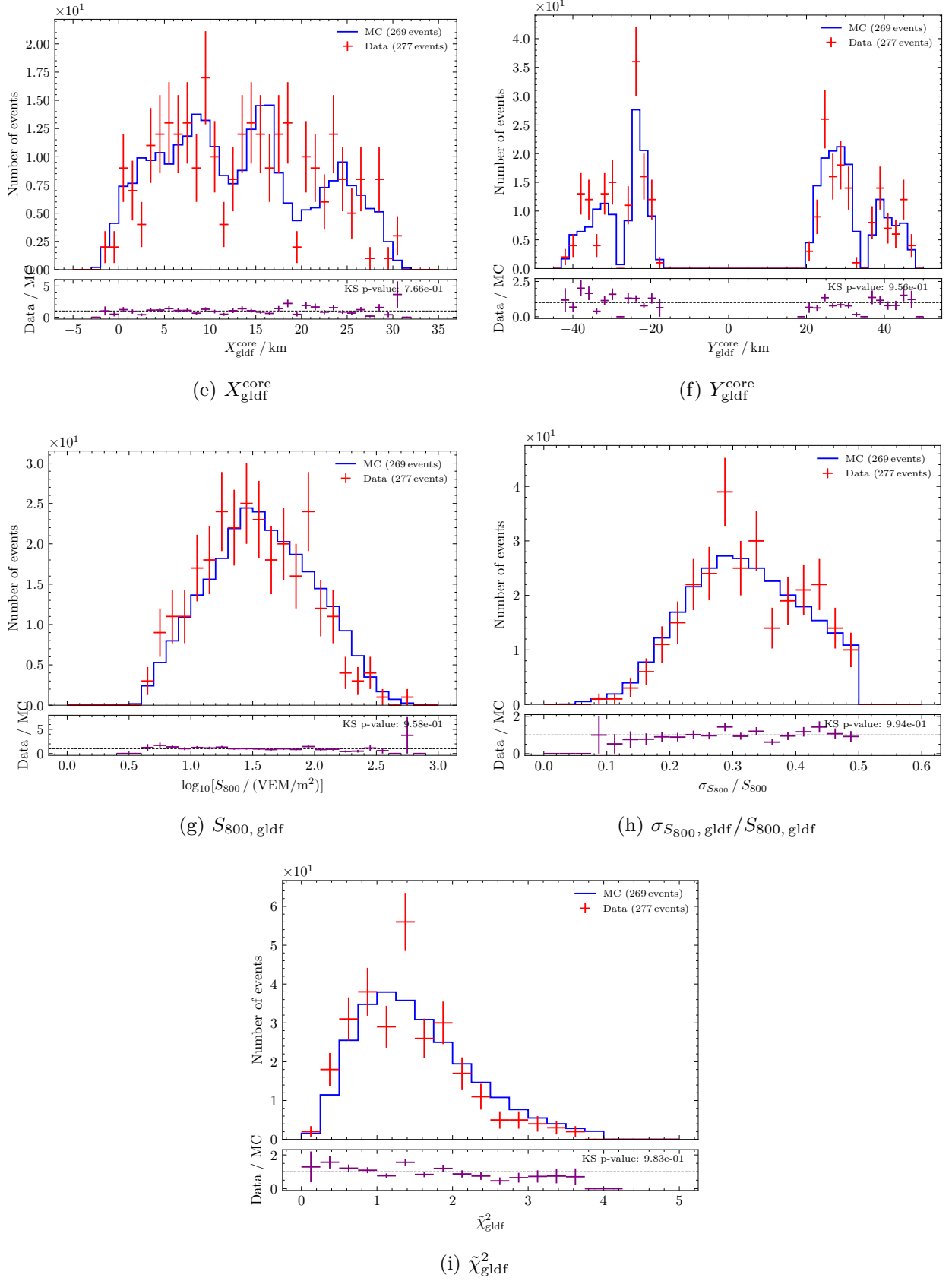


図 6.3.1 大天頂角事象を含む全事象についての実データおよびシミュレーションデータの比較. 青色のヒストグラムがシミュレーションデータ, 赤色のデータ点が実データを表す. サブプロットは各ビンにおける実データとシミュレーションデータの観測事象数の比を表す.

また、実データとシミュレーションデータの比較は TA×4 SD ではこれまで天頂角 55 度までの事象でしか行われておらず、また、シミュレーションのうち、Dethinning 過程の正しさについては、3.1 節で述べたように天頂角 60 度まででしか確かめられていない。したがって、本研究で天頂角 65 度までの大天頂角空気シャワー事象を解析するにあたり、これまで実データとシミュレーションデータの比較が行われていない 55 度以上の大天頂角事象について、実データとシミュレーションデータの比較を行い、空気シャワーシミュレーションが実際に観測される空気シャワー事象を再現できているかどうかを検証する必要がある。図 6.3.2 は、事象選別を通過した事象のうち天頂角 55 度以上の大天頂角事象について、実データおよびシミュレーションデータの比較を行った結果である。

図 6.3.2 から分かるように、天頂角 55 度以上の大天頂角事象についても同様に、実データとシミュレーションデータとの間に統計的に有意な違いは存在しない。このことは、大天頂角事象に限った場合でも、シミュレーションデータが実データを正確に再現できていることを示す。

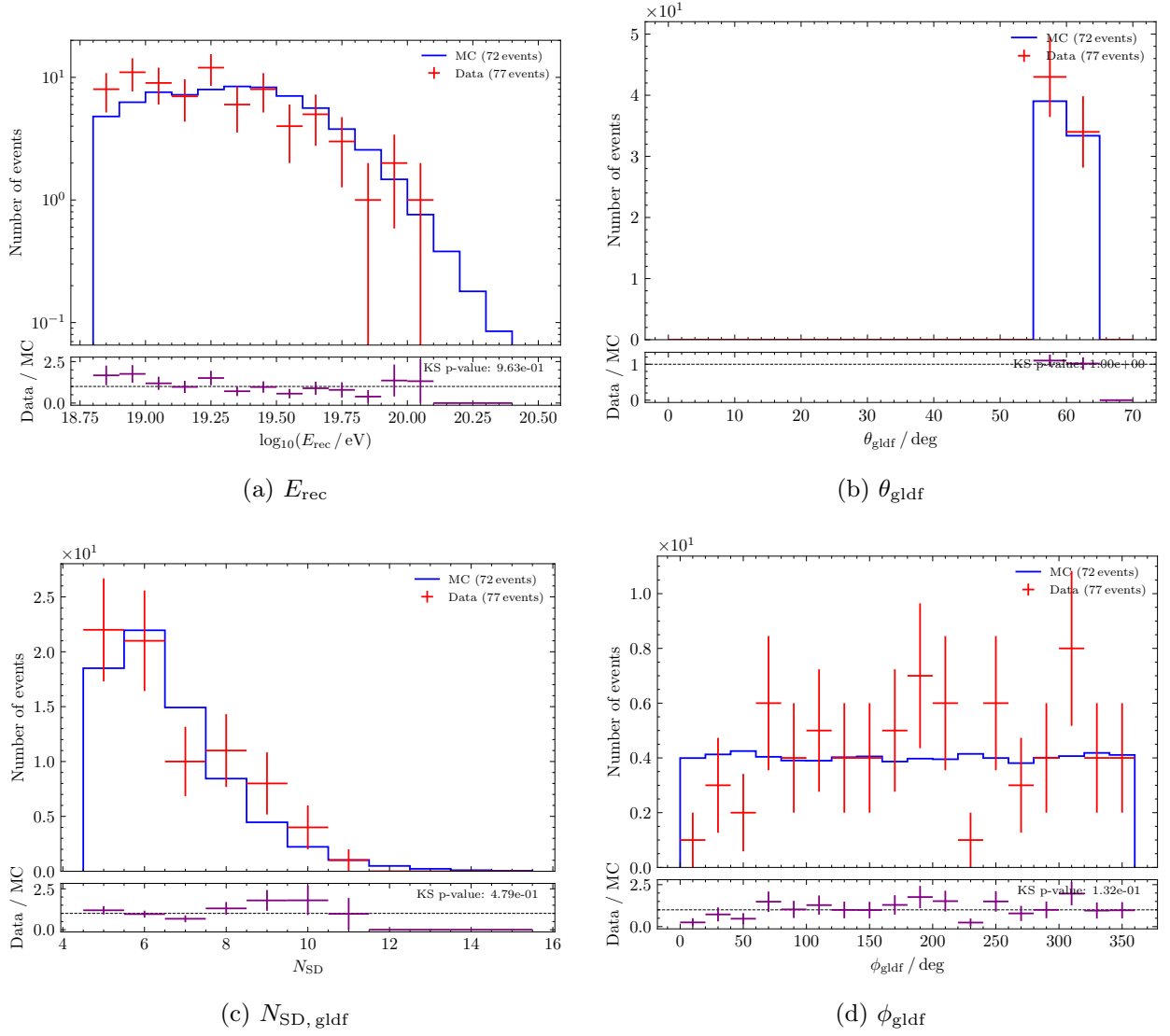


図 6.3.2 大天頂角事象についての実データおよびシミュレーションデータの比較。青色のヒストグラムがシミュレーションデータ、赤色のデータ点が実データを表す。サブプロットは各ビンにおける実データとシミュレーションデータの観測事象数の比を表す。

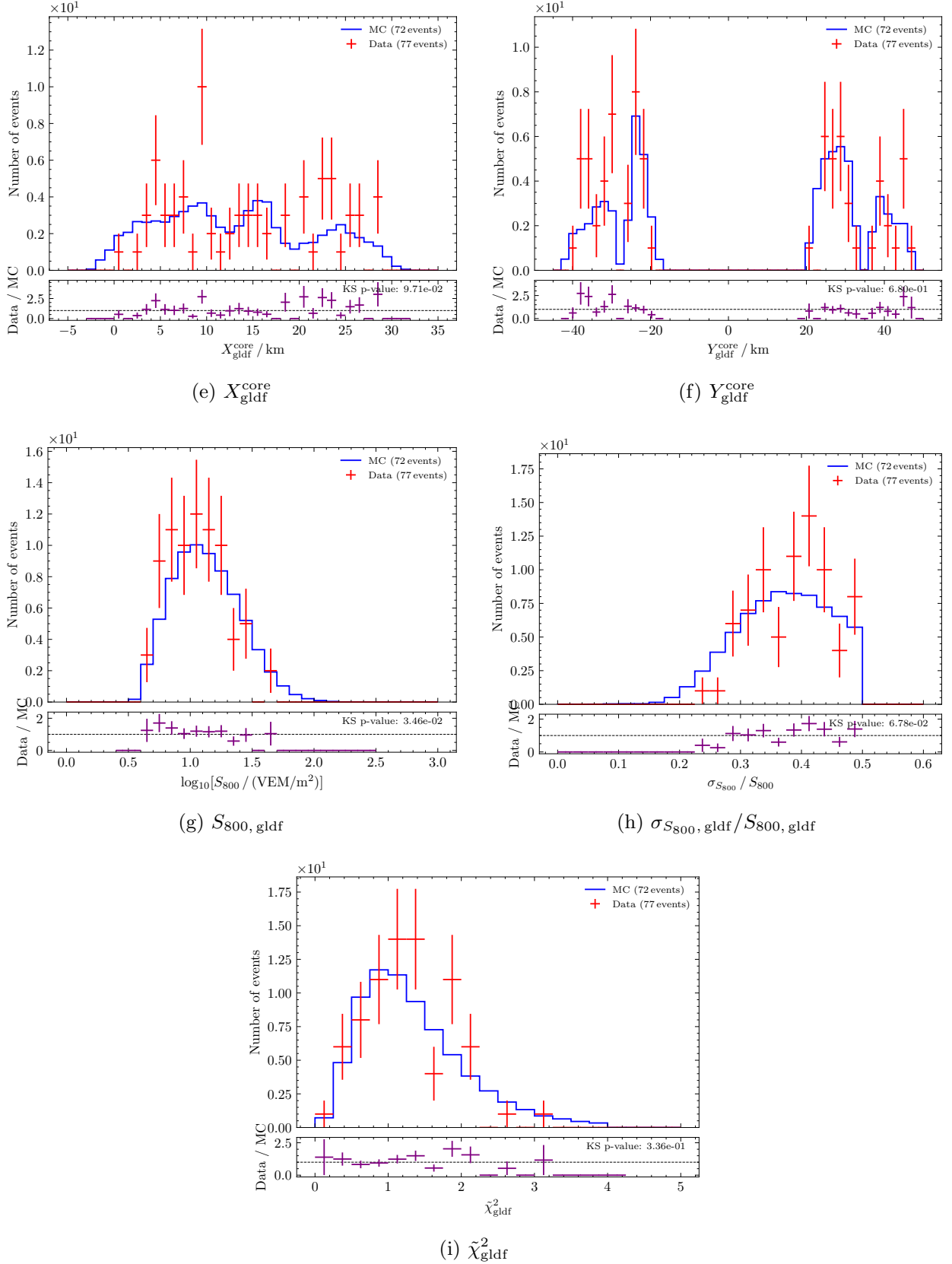


図 6.3.2 大天頂角事象についての実データおよびシミュレーションデータの比較。青色のヒストグラムがシミュレーションデータ，赤色のデータ点が実データを表す。サブプロットは各ビンにおける実データとシミュレーションデータの観測事象数の比を表す。

6.4 エネルギースペクトル

宇宙線のフラックスは (6.1)-(6.3) 式を合わせて

$$\begin{aligned} J(E_{\text{true}, i}) &= \frac{N(E_{\text{scl}, i})}{\frac{N_{\text{rec}}^{\text{MC}}(E_{\text{scl}, i})}{N_{\text{gen}}^{\text{MC}}(E_{\text{true}, i})} A_{\text{gen}} \Omega_{\text{gen}} T \Delta E_{\text{true}, i}} \\ &= \frac{N(E_{\text{scl}, i})}{\varepsilon(E_{\text{true}, i}, E_{\text{scl}, i}) A_{\text{gen}} \Omega_{\text{gen}} T \Delta E_{\text{true}, i}} \end{aligned} \quad (6.6)$$

となる。ここで、エネルギースケールによって $E_{\text{gen}}/f = E_{\text{true}}$ となるとした。また、 $E_{\text{scl}} = E_{\text{rec}}/f$ である。Effective Aperture および、それに時間 T をかけた Effective Exposure はそれぞれ、次のように表される。

$$\text{Effective Aperture} = \frac{N_{\text{rec}}^{\text{MC}}(E_{\text{scl}, i})}{N_{\text{gen}}^{\text{MC}}(E_{\text{true}, i})} A_{\text{gen}} \Omega_{\text{gen}} \quad (6.7)$$

$$\text{Effective Exposure} = \frac{N_{\text{rec}}^{\text{MC}}(E_{\text{scl}, i})}{N_{\text{gen}}^{\text{MC}}(E_{\text{true}, i})} A_{\text{gen}} \Omega_{\text{gen}} T \quad (6.8)$$

これらは空気シャワーシミュレーションによって求められる。ここで、本章の解析では天頂角 70 度までのシミュレーションデータを用いており、したがって Geometrical Aperture は

$$\begin{aligned} A_{\text{gen}} \Omega_{\text{gen}} &= \frac{A_{\text{gen}}}{2} \int_0^{\theta_{\text{max}}} 2\pi \sin \theta \cos \theta d\theta \\ &= \frac{\pi A_{\text{gen}}}{2} \sin^2(\theta_{\text{max}} = 70^\circ) \end{aligned} \quad (6.9)$$

である。本研究で拡張された事象再構成手法を用いて計算した TA×4 SD の最初の 3 年間の Effective Aperture および Effective Exposure を図 6.4.1 に示す。エネルギーが最も高いビンについて、Effective Aperture および Effective Exposure の値が、それよりエネルギーが低いビンの値に比べて小さくなった。これは本研究で拡張した TA×4 SD のエネルギー決定テーブルによって決定できる最高エネルギーが低すぎるのが原因であると考えられる。本研究で拡張した TA×4 SD のエネルギー決定テーブル (図 5.1.5) では、フィット曲線を高エネルギー側に外挿できず、したがって、エネルギースケール前で $10^{20.5}$ eV 以上のエネルギーは決定できない。これにより、最もエネルギーの高いビンで Effective Aperture および Effective Exposure の値が減少したと考えられる。

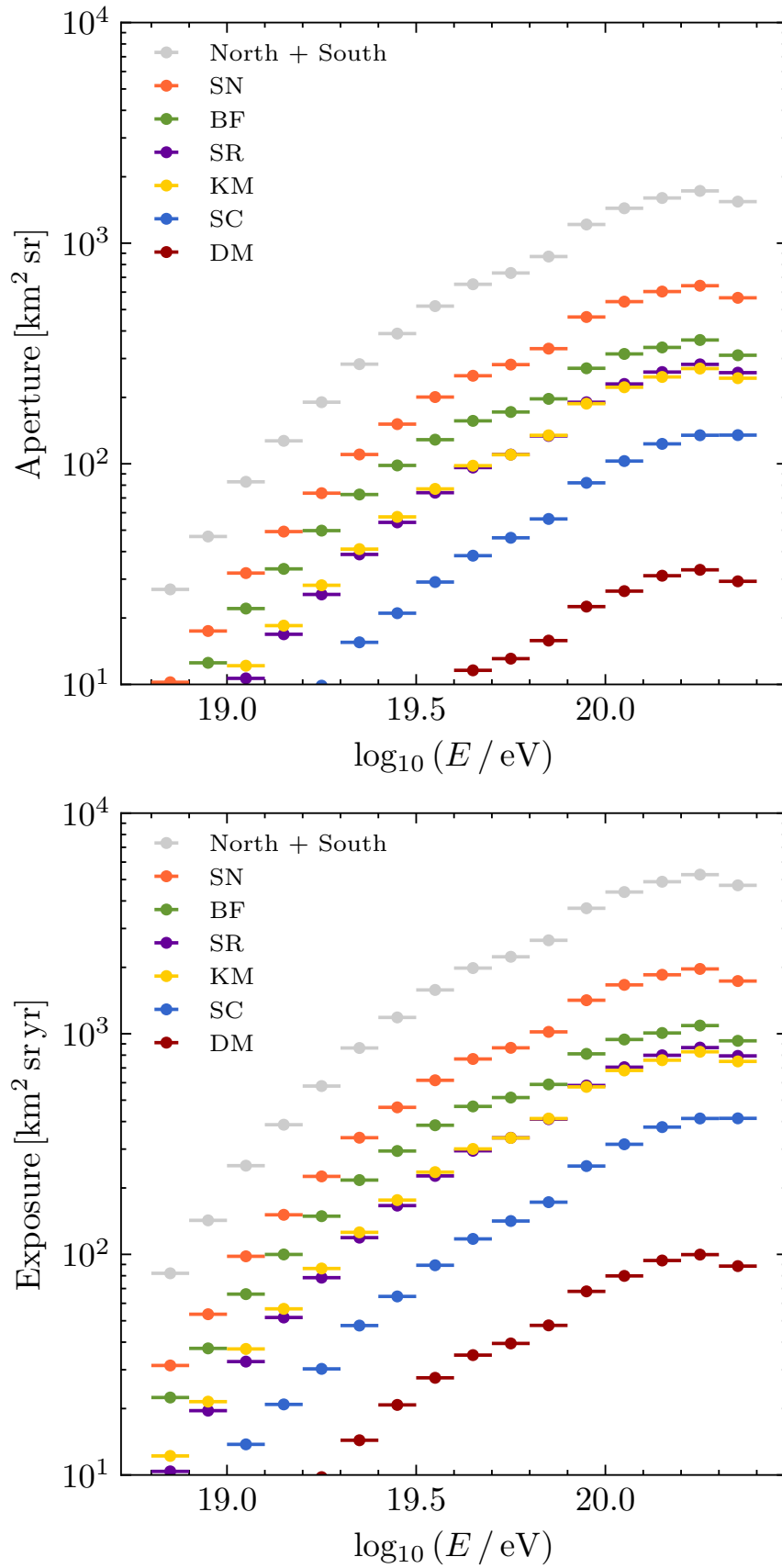


図 6.4.1 Effective Aperture および Effective Exposure. 上: Effective Aperture. 下: Effective Exposure. 色は TA×4 SD の各 6 つのサブアレイに対応している. 灰色のプロットが TA×4 SD の合計の Effective Aperture および Effective Exposure である.

以上により，TA×4 SD の最初の 3 年間の観測による 65 度までの大天頂角空気シャワー事象を含む $10^{18.8}$ eV 以上の最高エネルギー宇宙線エネルギースペクトルを測定した結果を図 6.4.2 に示す．赤色の点が本研究で測定したエネルギースペクトル，青色の点は TA×4 SD の従来の解析による同じ期間の天頂角 55 度までの宇宙線エネルギースペクトル [29] である．灰色の点は TA SD の 14 年間の観測による天頂角 45 度までの宇宙線エネルギースペクトル [41] である．エラーバーはいずれも統計誤差を表し，ポアソン分布の 68% 信頼区間を表す．矢印は本研究の解析により与えられたフラックス上限を表し，ポアソン分布の 90% 信頼区間から計算された．

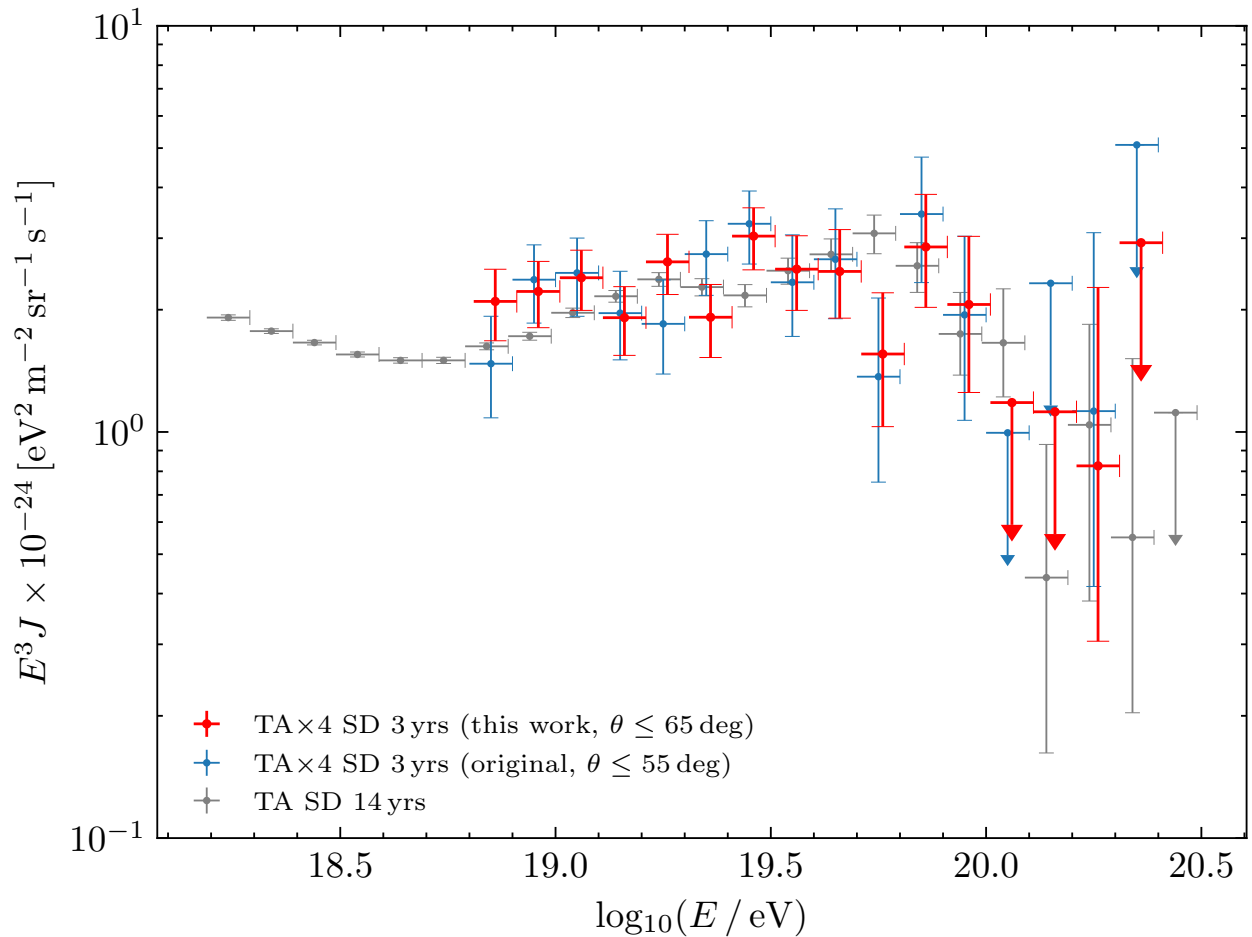


図 6.4.2 大天頂角空気シャワー事象を含む最高エネルギー宇宙線エネルギースペクトル．赤色の点が本研究で測定したエネルギースペクトル．青色の点が TA×4 SD の従来のエネルギースペクトル，灰色の点が TA SD の 14 年間の観測によるエネルギースペクトル [41]．

図 6.4.2 からわかるように，本研究で測定した大天頂角事象を含むエネルギースペクトルは統計誤差の範囲で TA SD および TA×4 SD の従来の解析と一致した．特に TA×4 SD の従来の解析とは全てのデータ点で統計誤差の範囲内で一致し，本研究による大天頂角事象の解析が従来の天頂角領域における解析と矛盾のないことを示している．なお，実データの観測事象数の増加率についての考察を次節で述

べる。

6.5 実データの観測事象数の比較

本研究によって再構成が可能となった，TA×4 SD の最初の 3 年間の観測による 65 度までの大天頂角事象を含む $10^{18.8}$ eV 以上の最高エネルギー宇宙線空気シャワーの観測事象数は，277 であった．TA×4 SD の従来の解析による同じ期間の天頂角 55 度までの $10^{18.8}$ eV 以上の最高エネルギー宇宙線空気シャワーの観測事象数は 186 であり，天頂角の範囲を 55 度から 65 度まで広げたことによる観測事象数の増加率は， $(277 \pm 17)/(186 \pm 14) = 1.49 \pm 0.14$ からおよそ 1.49 である．ここで，Geometrical Aperture の比によって予想される観測事象数の増加率は

$$\frac{A_{\text{gen}}\Omega_{\text{gen}}(\theta_{\text{max}} = 70^\circ)}{A_{\text{gen}}\Omega_{\text{gen}}(\theta_{\text{max}} = 60^\circ)} = \frac{\sin^2(\theta_{\text{max}} = 70^\circ)}{\sin^2(\theta_{\text{max}} = 60^\circ)} = 1.18 \quad \because \quad A_{\text{gen}}\Omega_{\text{gen}}(\theta_{\text{max}}) \propto \sin^2(\theta_{\text{max}}) \quad (6.10)$$

より，1.18 となる．ここで，Geometrical Aperture はそれぞれの解析で用いたシミュレーションデータの天頂角の上限から計算される．したがって，天頂角の範囲を 55 度から 65 度まで広げたことによる観測事象数の増加率 1.49 ± 0.14 は，Geometrical Aperture の比によって予想される観測事象数の増加率 1.18 に対して有意に大きく， $(1.49 \pm 0.14)/1.18 = 1.26 \pm 0.12$ より，およそ 1.26 倍である．ただ，これは $10^{18.8}$ eV 以上のエネルギー領域で地表検出器アレイの検出効率が 100% であると仮定した場合の観測事象数の増加率であり，実際に大天頂角事象に対する検出効率が従来の天頂角領域に比べて大きい場合には，Geometrical Aperture の比から予想される観測事象数の増加率を上回る可能性がある．

図 6.5.1 は，本研究で天頂角領域を拡張した後の大天頂角事象を含む検出効率と TA×4 SD の従来の解析による従来の天頂角領域における検出効率の比をプロットした結果を示す．仮に各ビンで観測事象数が 1.49 倍となるためには，各ビンの検出効率の比が 1.26 となる必要がある．実際に計算された検出効率の比も平均的には 1.26 に近い値をとっており，観測事象数が 1.49 倍となることはこれにより説明できる．加えて，このことは，天頂角領域の拡張による実データの観測事象数の増加率がシミュレーションデータでも再現されていることを示している．大天頂角事象に対する検出効率が従来の天頂角領域に比べて大きくなるのは，大天頂角事象では地表での空気シャワーの広がりが大きくなり，さらに大天頂角事象に対して地表検出器アレイの実効的な間隔がより狭くなるためであると考えられる．また，エネルギーの低い領域では，従来の天頂角領域では空気シャワー事象が地表検出器アレイの間に落ちやすいため再構成されにくく，大天頂角事象では地表での空気シャワーの広がりが大きくなるためより再構成されやすくなると考えられる．これにより，検出効率が 100% となっていない低エネルギー領域で検出効率の比がより大きくなった．エネルギーが高くなるほど検出効率が 100% に近づき，検出効率の比は少し小さくなる．なお， $10^{19.0}$ eV 以下では低エネルギー領域であるにもかかわらず，大天頂角事象に対する検出効率が従来の天頂角領域に比べ大きくなっていないが，これは TA×4 SD の従来のエネルギー決定テーブルと本研究で拡張した TA×4 SD のエネルギー決定テーブルによって決定できる最低エネルギーの違いが原因であると考えられる．TA×4 SD の従来のエネルギー決定テーブル（図 5.1.1）ではエネルギースケール前で $10^{18.5}$ eV 以上のエネルギーを決定できる一方で，本研究で拡張した TA×4 SD のエネルギー決定テーブル（図 5.1.5）では，フィット曲線を低エネルギー側に外挿できず，したがって，エネルギースケール前で $10^{19.0}$ eV 以下のエネルギーは決定できない．これにより， $10^{19.0}$ eV 以下では大天頂角事象に対する検出効率が従来の天頂角領域に比べ大きくならなかったと考えられる．

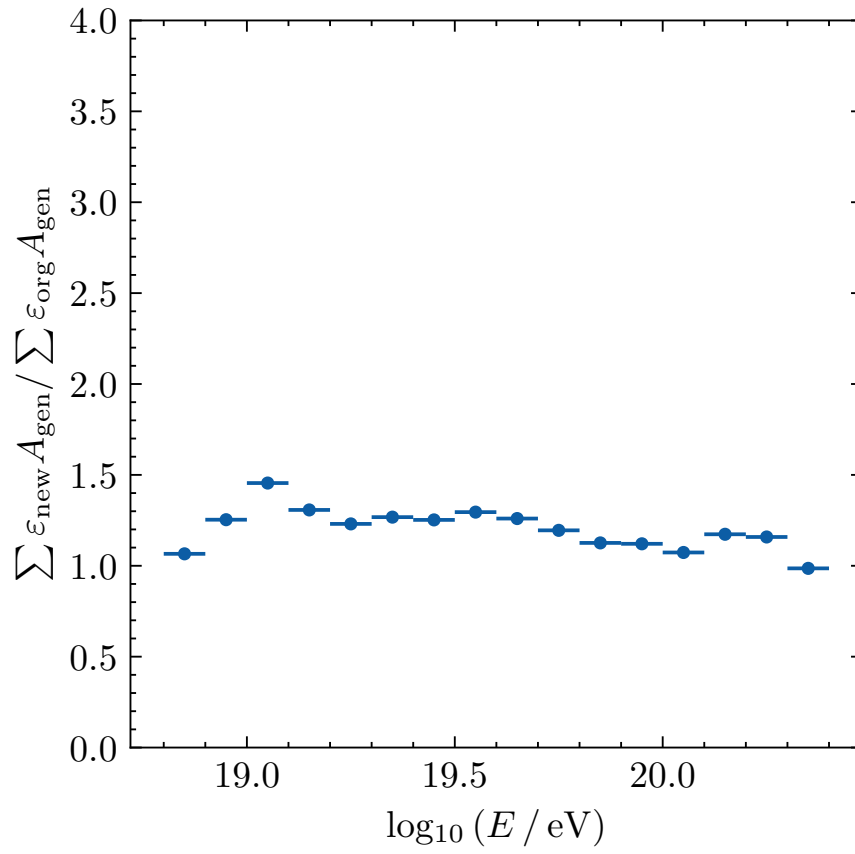


図 6.5.1 大天頂角事象を含む検出効率および従来の天頂角領域における検出効率の比. 各サブアレイの検出効率に面積をかけた積を合計して比を計算した. 分母が TA×4 SD の従来の解析による検出効率, 分子が本研究で天頂角領域を拡張した後の検出効率を表す.

第 7 章

TA SD への適用

7.1 再構成手法の拡張

本研究では、さらなる観測事象数の増加を目的に、第 5 章で述べた TA $\times$ 4 SD の再構成手法の大天頂角事象への拡張の手法を TA SD の解析に適用した。TA $\times$ 4 SD と同じ手法を用いて TA SD の新しいエネルギー決定テーブルを作成した。TA SD の従来のエネルギー決定テーブル（図 7.1.1）は、空気シャワー事象の 1 次宇宙線のエネルギーを $10^{17.8}\text{eV} - 10^{20.5}\text{eV}$ の範囲で決定できるが、天頂角 60 度までしか対応していない。本研究では、TA SD による大天頂角空気シャワー事象の再構成を可能にするため、従来とは異なるハドロン相互作用モデルを用いて、天頂角 70 度までに対応する新しいエネルギー決定テーブルを作成した。本章では、TA SD の 8 年間のシミュレーションデータ（3.3 節）を用いた。

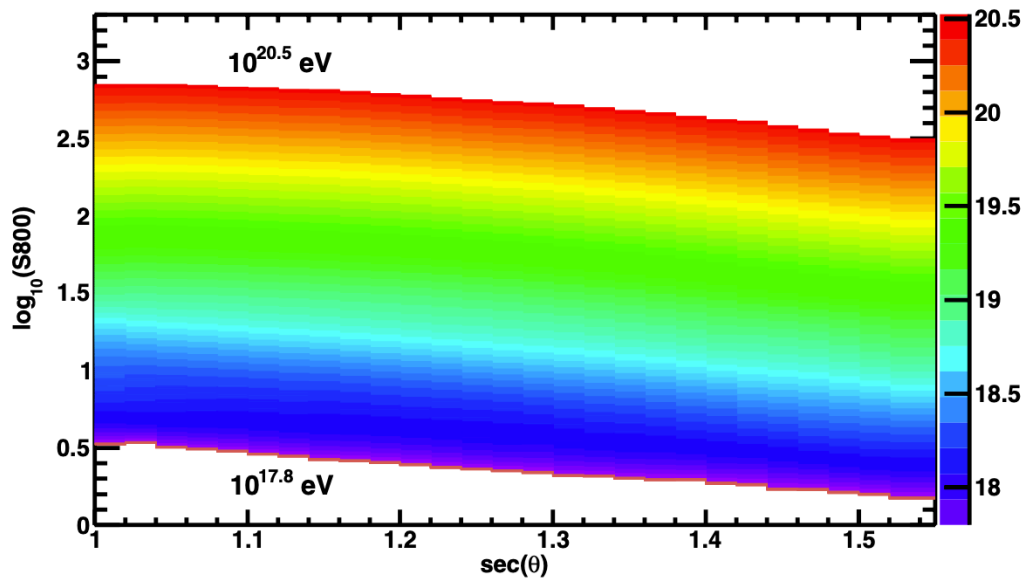


図 7.1.1 TA SD の従来のエネルギー決定テーブル [28]. 天頂角 60 度までの空気シャワー事象の 1 次宇宙線のエネルギーを決定できる。

本章の解析で用いた事象選別条件

また、本章の解析で用いた事象選別条件を以下の表 7.1 に示す。[28] で用いられたものから天頂角の条件のみ変更した。

表 7.1 本章の解析で用いた事象選別条件

パラメータ	選別条件
Geometry フィットにより決定された天頂角 (θ_{geo})	$\theta_{\text{geo}} \leq 70^\circ$
Geometry フィットに用いられた地表検出器の台数 ($N_{\text{SD, geo}}$)	$N_{\text{SD, geo}} \geq 5$
地表検出器アレイの境界からのコア位置の距離 (D_{border})	$D_{\text{border}} \geq 1200 \text{ m}$
Geometry フィットにより決定された到来方向の不確かさ ($\sigma_{\text{dir, geo}} = \sqrt{\sigma_{\theta, \text{geo}}^2 + \sin^2(\theta_{\text{geo}}) \sigma_{\phi, \text{geo}}^2}$)	$\sigma_{\text{dir, geo}} \leq 5^\circ$
LDF フィットにより決定された S_{800} の相対不確かさ ($\sigma_{S_{800, \text{ldf}}} / S_{800, \text{ldf}}$)	$\sigma_{S_{800, \text{ldf}}} / S_{800, \text{ldf}} \leq 0.25$
Geometry フィットおよび LDF フィットの補正カイ自乗値 ($\tilde{\chi}_{\text{geo}}^2, \tilde{\chi}_{\text{ldf}}^2$)	$\tilde{\chi}_{\text{geo}}^2 \leq 4$ かつ $\tilde{\chi}_{\text{ldf}}^2 \leq 4$

7.1.1 エネルギー決定テーブルの作成

エネルギー決定テーブルの作成では、TA×4 SD の解析（第 5 章）と同様に、まず、再構成された天頂角 $\sec(\theta_{\text{geo}})$ とモンテカルロシミュレーションの生成時に与えたエネルギー E_{gen} によって、選別された事象を細かくビン分けした。ビンの幅はそれぞれ天頂角が 0.02 刻み、エネルギーが 0.1 桁刻みである、次に、各ビンの中で $\log_{10}[S_{800, \text{ldf}} / (\text{VEM}/\text{m}^2)]$ のヒストグラムを作成し、それをガウス分布でフィットして $\log_{10}[S_{800, \text{ldf}} / (\text{VEM}/\text{m}^2)]$ の平均および標準偏差を計算した。求めた $\log_{10}[S_{800, \text{ldf}} / (\text{VEM}/\text{m}^2)]$ の平均をエネルギー E_{gen} ごとに横軸を天頂角 $\sec(\theta_{\text{geo}})$ としてプロットした。エラーバーには、 $\log_{10}[S_{800, \text{ldf}} / (\text{VEM}/\text{m}^2)]$ の平均推定における不確かさとして求めた標準偏差をビン分けされた事象数の平方根で割った値を用いた。

その後、 $\log_{10}[S_{800, \text{ldf}} / (\text{VEM}/\text{m}^2)]$ の平均を $\sec(\theta_{\text{geo}})$ の関数として 4 次の多項式で図 7.1.2 のようにフィットし、最後にエネルギー E_{gen} ごとのフィット曲線をまとめて 2 次元補間を行った。ここでも TA×4 SD と同様、青色のデータ点がそのエラーバーの大きさの範囲を超えて波打っているような構造が見られる。これは空気シャワーシミュレーションによって再利用した空気シャワーの数が少なすぎることによる統計的なばらつきであると考えられる。図 7.1.3 に完成したエネルギー決定テーブルを示す。これにより、TA SD により再構成された天頂角 θ_{geo} と粒子数密度パラメータ $S_{800, \text{ldf}}$ からエネルギー $E_{\text{rec}}^{\text{new, fit}}$ が決定される。

7.1.2 従来のエネルギー決定テーブルとの比較

また、本研究で新しく作成したエネルギー決定テーブルは、上述のように TA SD の従来のエネルギー決定テーブルとは異なるハドロン相互作用モデルを仮定し作成された。そこで、これらのエネルギー

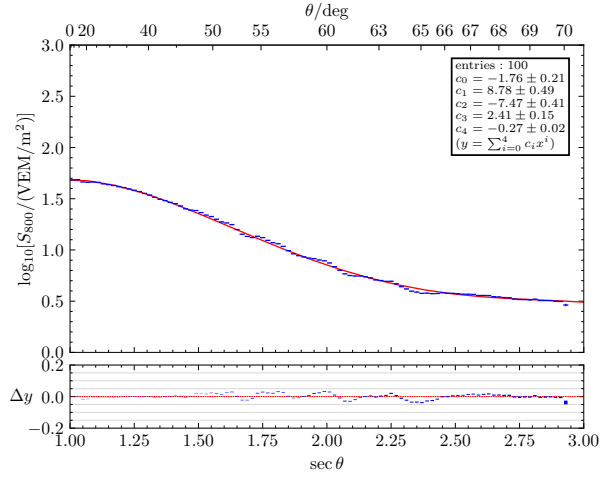
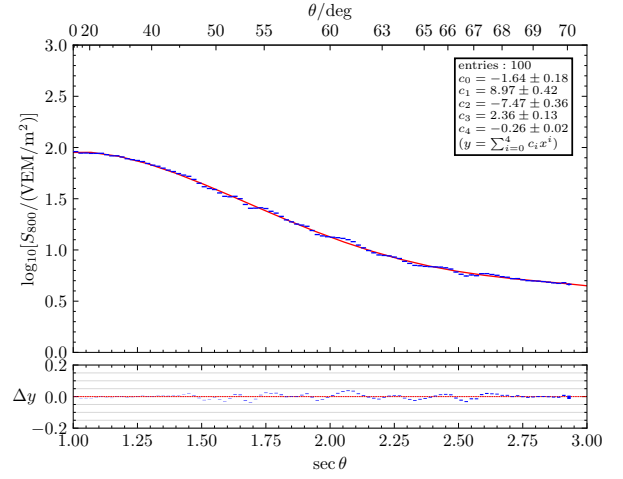
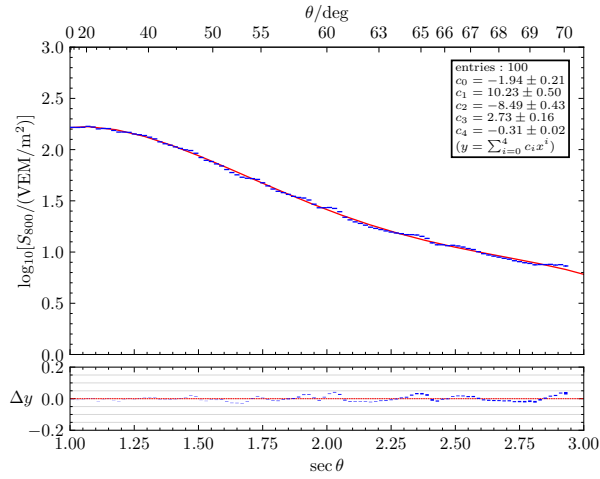
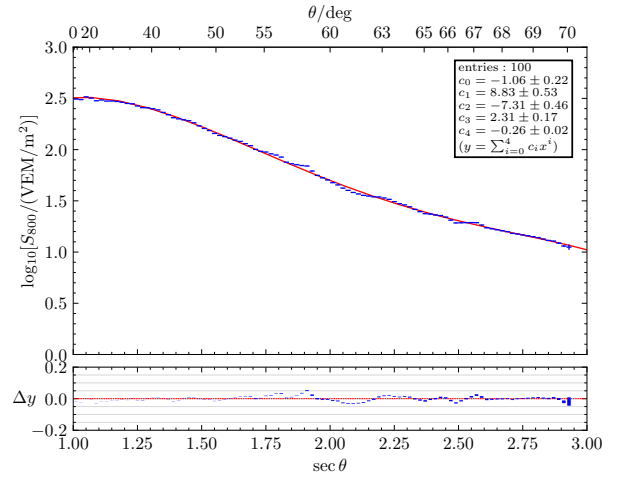
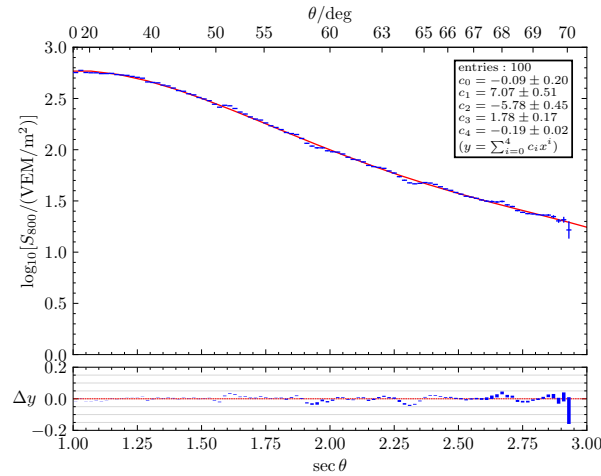
(a) $E_{\text{gen}} = 10^{19.2} \text{ eV}$ (b) $E_{\text{gen}} = 10^{19.5} \text{ eV}$ (c) $E_{\text{gen}} = 10^{19.8} \text{ eV}$ (d) $E_{\text{gen}} = 10^{20.1} \text{ eV}$ (e) $E_{\text{gen}} = 10^{20.4} \text{ eV}$

図 7.1.2 エネルギーごとの粒子数密度 $\log_{10}[S_{800} / (\text{VEM}/\text{m}^2)]$ の天頂角 $\sec \theta$ に対するプロットの場合。青色のデータ点が各ビンで計算された $\log_{10}[S_{800, \text{gldf}} / (\text{VEM}/\text{m}^2)]$ の平均であり、赤色の曲線はそれを 4 次の多項式でフィットした結果を表す。サブプロットはデータ点とフィット曲線の残差を表す。

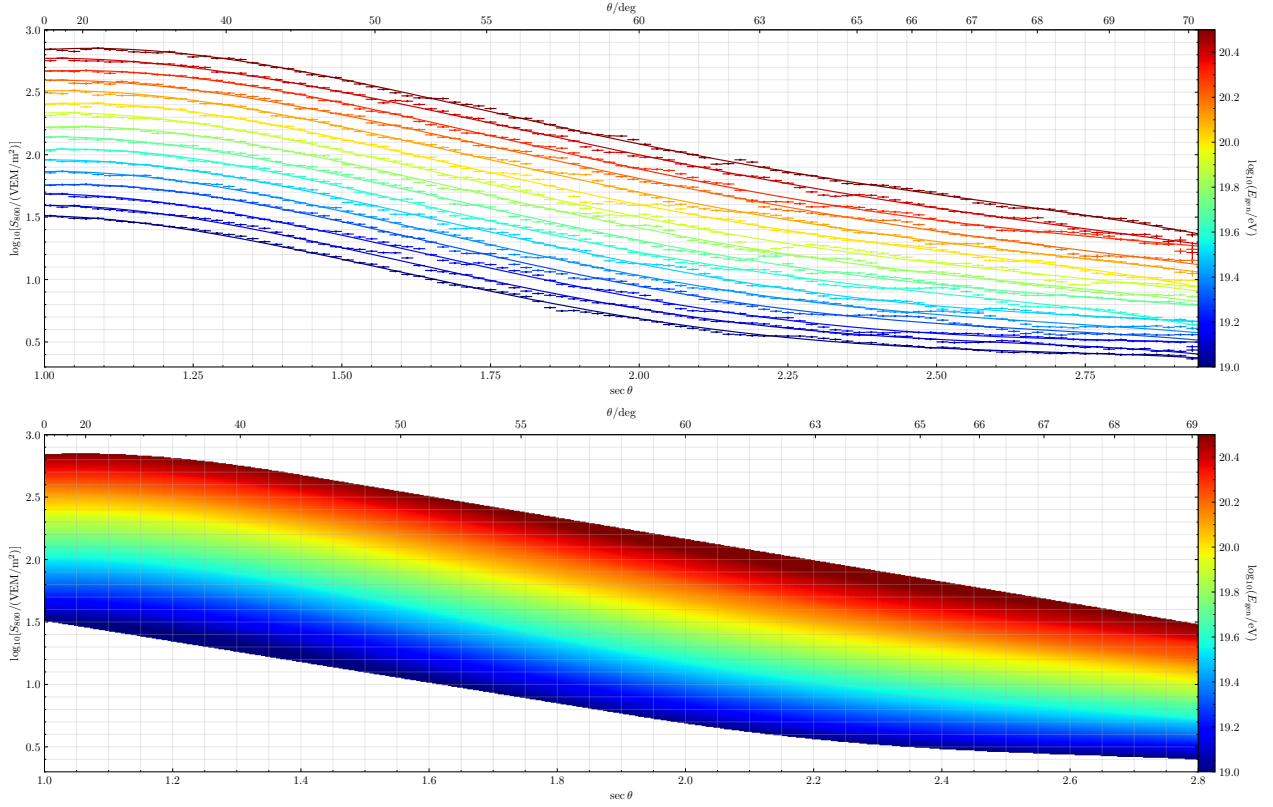


図 7.1.3 本研究で新しく作成した TA SD のエネルギー決定テーブル. 上: エネルギーごとのフィット曲線をまとめてプロットした結果. 色はエネルギーを表す. 下: 上の図を 2 次元補間したエネルギー決定テーブル.

ギー決定テーブルを比較することでハドロン相互作用モデル間の違いを調べることができる. 60 度以下の天頂角領域において, 両エネルギー決定テーブルによって決定されるエネルギーをシミュレーション生成時に与えたエネルギー E_{gen} ごとに比較した. ここで, 本研究で新しくハドロン相互作用モデルとして QGSJET II-04 を仮定して作成したエネルギー決定テーブルによって決定されるエネルギー $E_{\text{rec}}^{\text{QGSJET II-04}} = E_{\text{rec}}^{\text{new fit}}$ とハドロン相互作用モデルとして QGSJET II-03 を仮定して作成された TA SD の従来のエネルギー決定テーブルによって決定される 1 次宇宙線のエネルギー $E_{\text{rec}}^{\text{QGSJET II-03}}$ との決定エネルギーの差を, 以下のように定義する.

$$(E_{\text{rec}}^{\text{QGSJET II-04}} - E_{\text{rec}}^{\text{QGSJET II-03}})/E_{\text{rec}}^{\text{QGSJET II-03}} = (E_{\text{rec}}^{\text{new fit}} - E_{\text{rec}}^{\text{QGSJET II-03}})/E_{\text{rec}}^{\text{QGSJET II-03}} \quad (7.1)$$

エネルギー E_{gen} ごとの決定エネルギーの差について, それぞれの天頂角の範囲 (TA×4 SD の解析と同様) でヒストグラムを作成し, それをガウス分布でフィットして決定エネルギーの差の平均を求めた. 求めた平均を横軸天頂角 θ_{gen} としてプロットすると, 図 7.1.4 のようになった. エラーバーは決定エネルギーの差の不確かさとして, 求めた標準偏差の値を用いた.

図 7.1.4 からわかるように, どのエネルギーにおいても, 決定エネルギーの差は負のバイアスをもつ, すなわち, $E_{\text{rec}}^{\text{QGSJET II-04}} > E_{\text{rec}}^{\text{QGSJET II-03}}$ となる傾向を示している, また, 大天頂角領域ではその

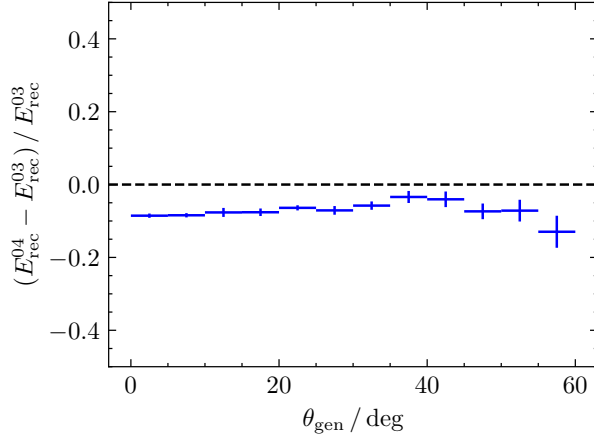
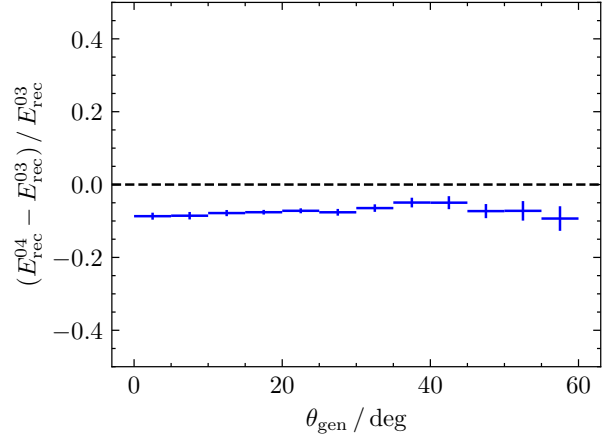
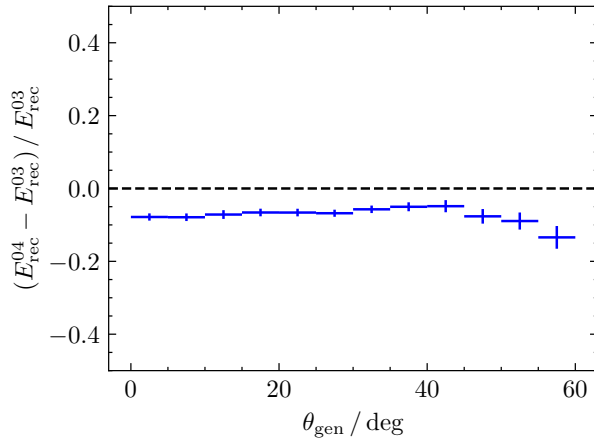
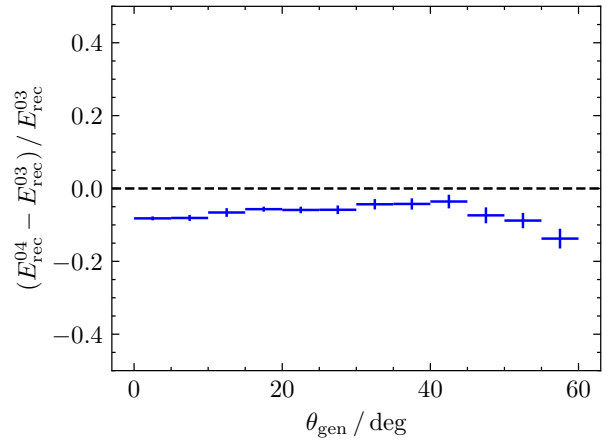
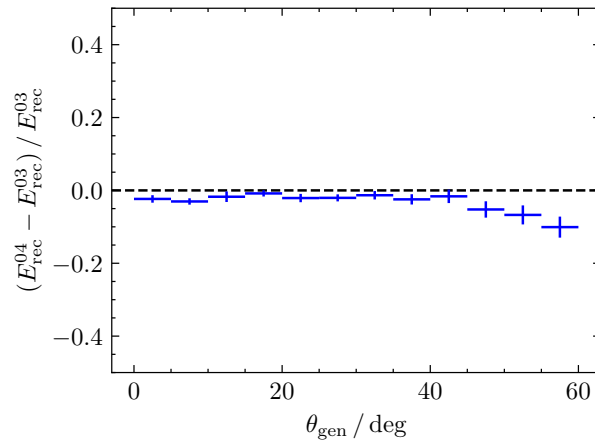
(a) $E_{\text{gen}} = 10^{19.2} \text{ eV}$ (b) $E_{\text{gen}} = 10^{19.5} \text{ eV}$ (c) $E_{\text{gen}} = 10^{19.8} \text{ eV}$ (d) $E_{\text{gen}} = 10^{20.1} \text{ eV}$ (e) $E_{\text{gen}} = 10^{20.4} \text{ eV}$

図 7.1.4 エネルギーごとのエネルギー差の天頂角に対するプロットの例. $E_{\text{rec}}^03 = E_{\text{rec}}^{\text{QGSJET II-03}}$ が TA SD の従来のエネルギー決定テーブル (ハドロン相互作用モデル: QGSJET II-03), $E_{\text{rec}}^04 = E_{\text{rec}}^{\text{QGSJET II-04}}$ が本研究で新しく作成したエネルギー決定テーブル (ハドロン相互作用モデル: QGSJET II-03, 図 7.1.3) によってそれぞれ決定されるエネルギー.

バイアスがより減少する．全体としては両エネルギー決定テーブル間の決定エネルギーの差は 20% のバイアスにとどまっている．

7.2 再構成精度の検証

本研究では，前節で示したように，TA SD の天頂角 70 度までのエネルギー決定テーブルを新しく作成した．ここでは，拡張した空気シャワー事象の再構成手法の精度を検証するため，拡張したエネルギー決定テーブルによって決定されるエネルギーおよびその他の TA SD の各再構成パラメータについて，空気シャワー生成時に与えた値と再構成によって得られた値を比較した．以下ではその結果を示す．なお，本研究では，再構成精度の天頂角ごとの詳細な検証を TA SD の解析で初めて行った．

エネルギー

まずエネルギーについて，本研究で拡張したエネルギー決定テーブルによって決定されるエネルギー $E_{\text{rec}}^{\text{new, fit}}$ と空気シャワー生成時に与えたエネルギー E_{gen} とのエネルギーの差を以下のように定義する．

$$(E_{\text{rec}} - E_{\text{gen}})/E_{\text{gen}} = (E_{\text{rec}}^{\text{new, fit}} - E_{\text{gen}})/E_{\text{gen}} \quad (7.2)$$

エネルギー E_{gen} ごとのエネルギーの差について，図 7.2.1 のように，それぞれの天頂角範囲 (0° から 70° までを 5° ずつに分割，以下全パラメータで同様) でヒストグラムを作成し，それをガウス分布でフィットしてエネルギー差の平均および標準偏差を求めた．求めた平均を横軸天頂角 θ_{gen} としてプロットすると，図 7.2.2 のようになった．エラーバーはエネルギーの差の不確かさとして，求めた標準偏差の値を用いた．ここで，エネルギー差の天頂角に対するプロットにおける，平均の 0 に対するずれをエネルギー決定のバイアス，エラーバーの片側の長さをエネルギー分解能と定義する．

また，TA $\times$ 4 SD と同様，エネルギー $E_{\text{gen}} = 10^{20.4}$ eV の天頂角範囲 $\theta_{\text{gen}} \in [0^\circ, 5^\circ]$ のビンでエネルギー決定における負のバイアスが大きく現れている．エネルギー決定テーブルの横軸における最も左のビン $\sec \theta_{\text{geo}} \in [1.00, 1.02]$ のビン幅を半分に分割し，再度エネルギー決定テーブルを作成したが，改善されなかった．さらに，最も左の $\sec \theta_{\text{geo}} \in [1.00, 1.01]$ のビンでは粒子数密度が減少していることが分かった．これも TA $\times$ 4 SD と同様である．TA SD および TA $\times$ 4 SD の解析で再利用したもとの空気シャワーは同じであり，ある特定の空気シャワーに起因する問題であるかも含め原因を調査中である．

天頂角

天頂角についても同様に，再構成によって得られる天頂角 θ_{rec} と空気シャワー生成時に与えた天頂角 θ_{gen} との天頂角の差を (5.3) 式のように定義し，エネルギー E_{gen} ごとの天頂角の差について，図 7.2.3 のように，それぞれの天頂角範囲でヒストグラムを作成し，それをガウス分布でフィットして天頂角の差の平均および標準偏差を求めた．求めた平均を横軸天頂角 θ_{gen} に対してプロットすると，図 7.2.4 のようになった．エラーバーは天頂角の差の平均推定における不確かさとして，求めた標準偏差の値を用いた．以下では，天頂角の差の天頂角に対するプロットにおける，平均の 0 に対するずれを天頂角決定のバイアス，エラーバーの片側の長さを天頂角の分解能と定義する．TA $\times$ 4 SD と同様に，小天頂角では天頂角決定のバイアスが小さいが天頂角が大きくなると負のバイアスが増加し，大天頂角領域で再びバイアスは減少する傾向が見られた．本研究では TA $\times$ 4 SD 同様，天頂角決定のバイアスの補正は行わな

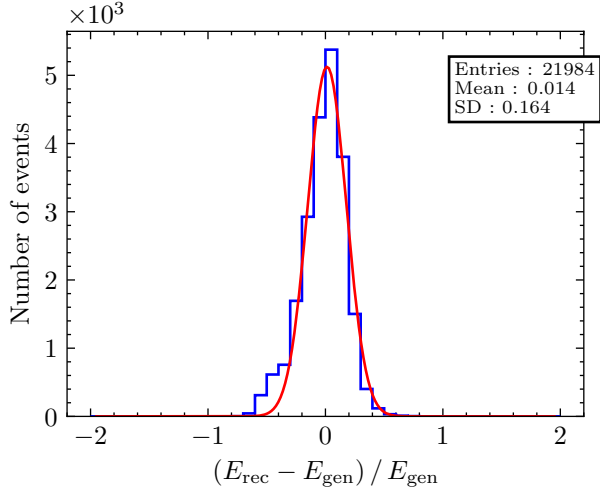
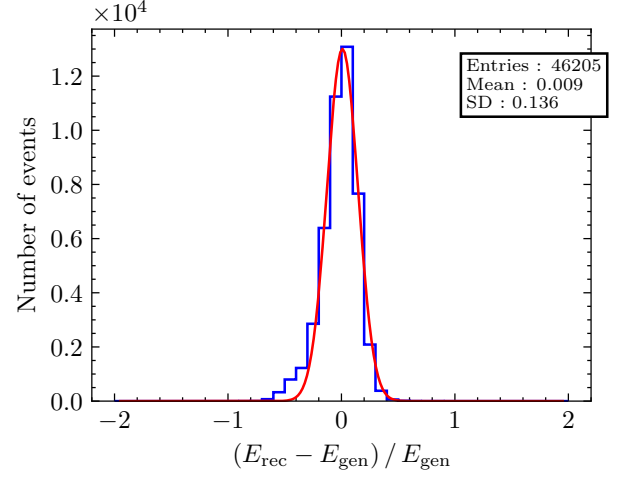
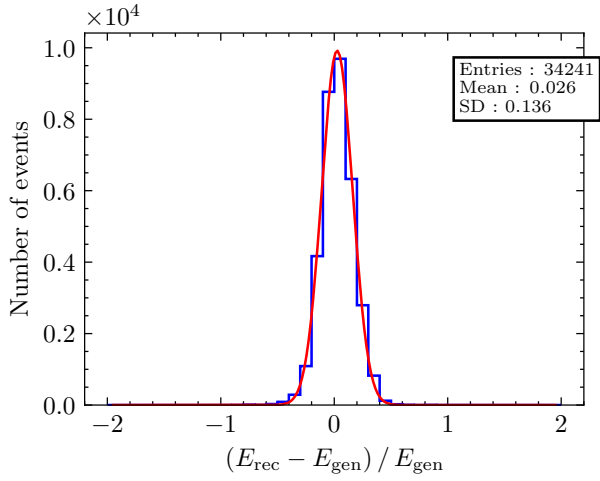
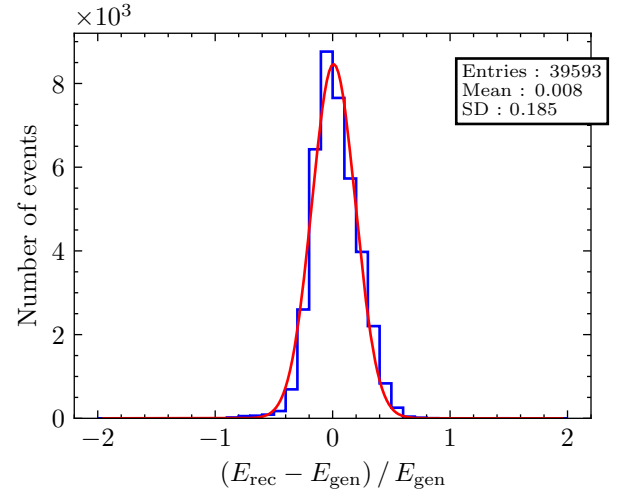
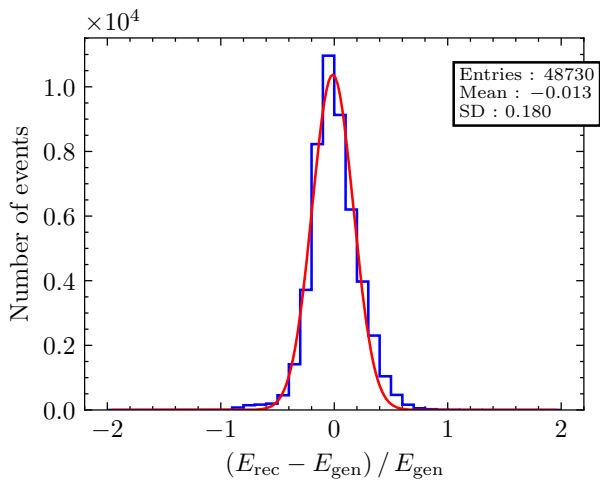
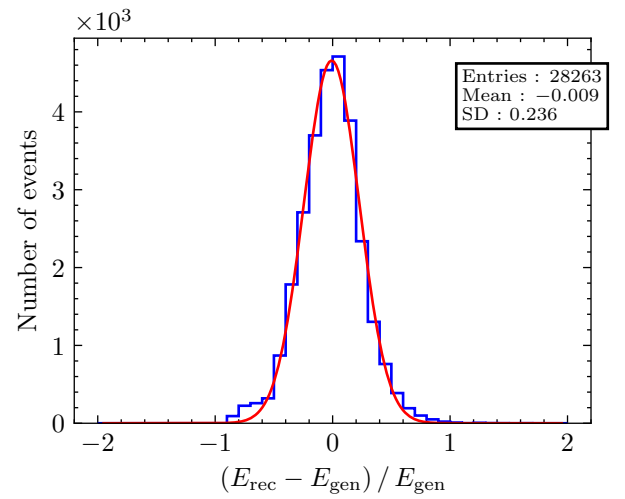
(a) $\theta_{\text{gen}} \in [10^\circ, 15^\circ]$ (b) $\theta_{\text{gen}} \in [25^\circ, 30^\circ]$ (c) $\theta_{\text{gen}} \in [40^\circ, 45^\circ]$ (d) $\theta_{\text{gen}} \in [55^\circ, 60^\circ]$ (e) $\theta_{\text{gen}} \in [60^\circ, 65^\circ]$ (f) $\theta_{\text{gen}} \in [65^\circ, 70^\circ]$

図 7.2.1 各天頂角範囲におけるエネルギー差 ($E_{\text{rec}}^{\text{new, fit}}$ の場合) のヒストグラム ($E_{\text{gen}} = 10^{19.8}$ eV の場合) の例. 青色のヒストグラムは各天頂角範囲におけるエネルギー差の分布を, 赤色の曲線はヒストグラムをガウス分布でフィットした結果を表す,

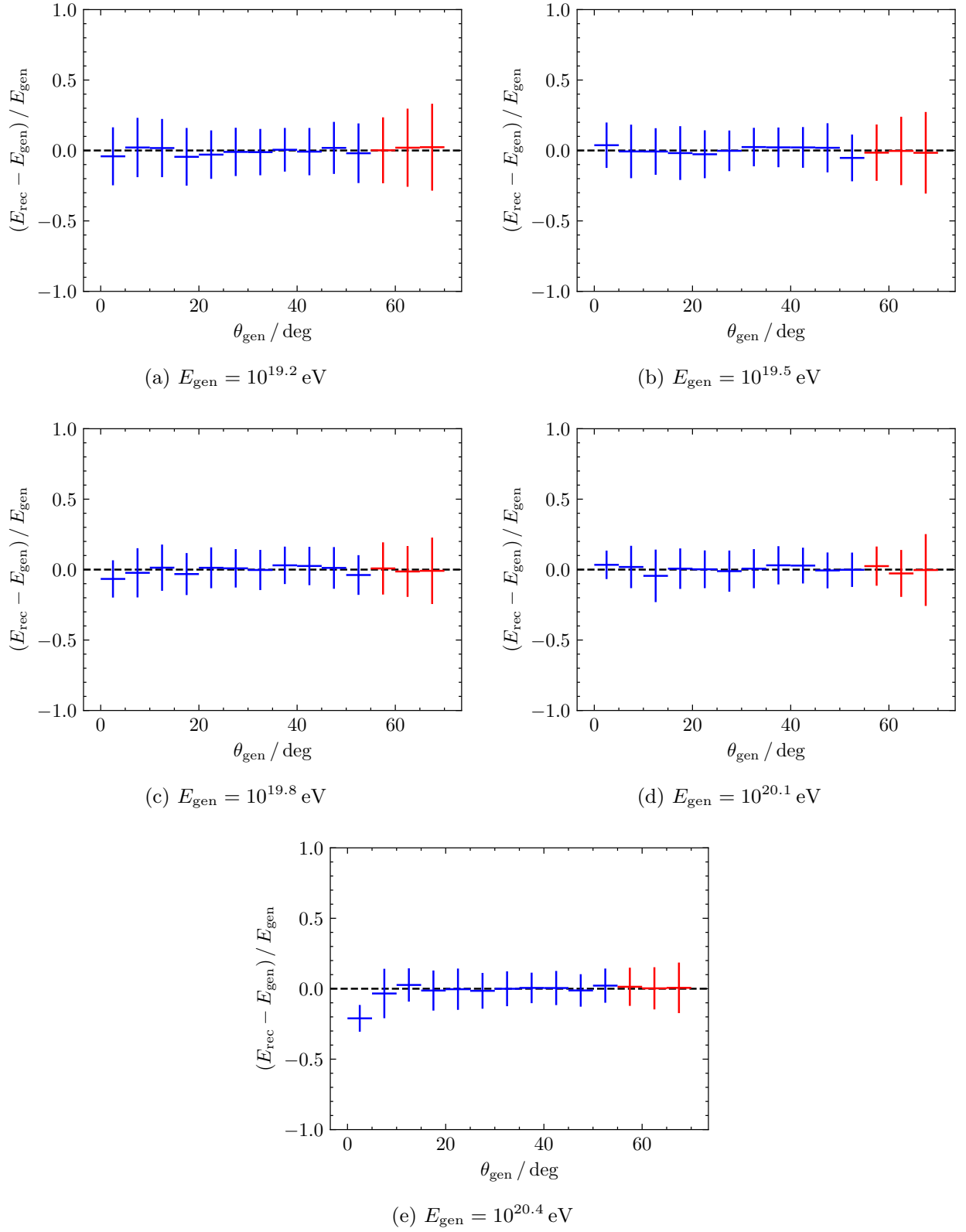


図 7.2.2 エネルギーごとのエネルギー差の天頂角に対するプロットの例. 各点の点線からのずれがエネルギー決定のバイアス, 縦軸のエラーバーがエネルギー分解能を表す. 天頂角 55 度以上の大天頂角領域を赤色で示した.

かった．なお，この傾向はエネルギーによらず同じである．一方で，天頂角の分解能はエネルギーが高くなるほど良くなることがわかる．これもまた TA×4 SD と同様の傾向である．

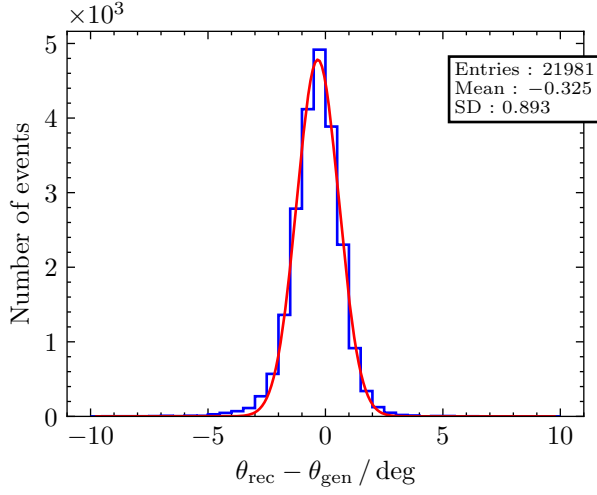
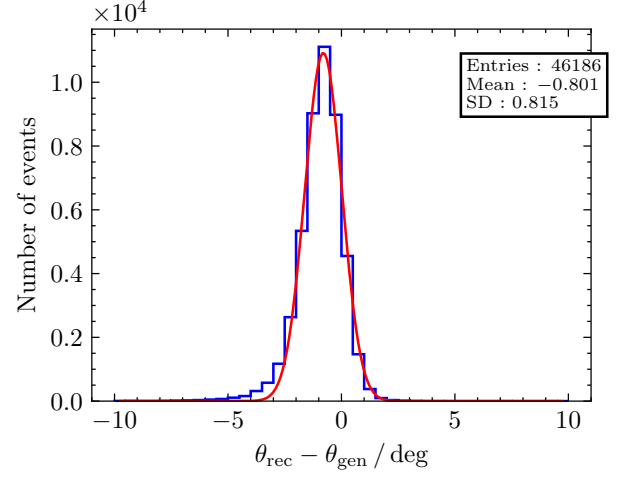
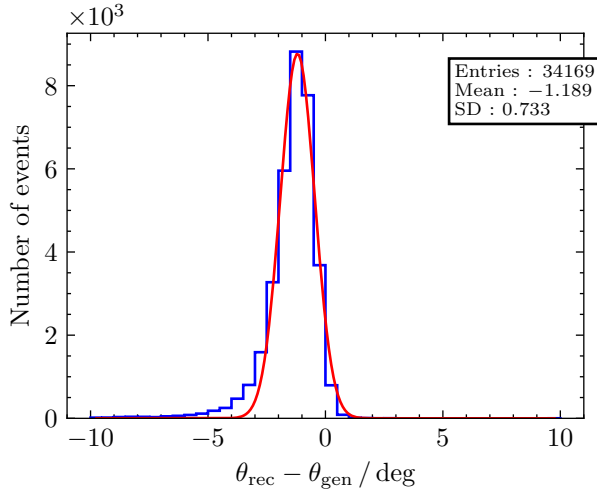
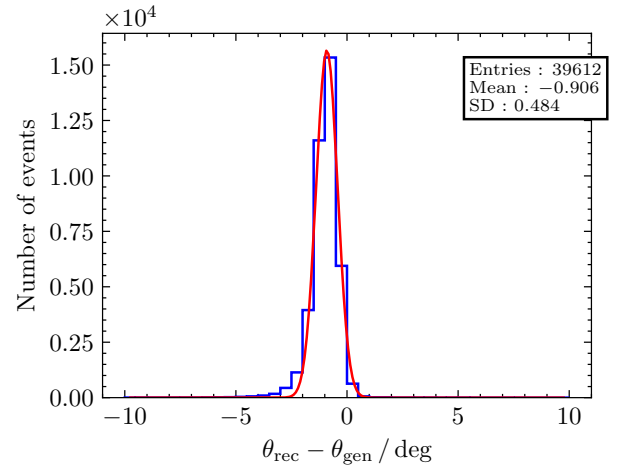
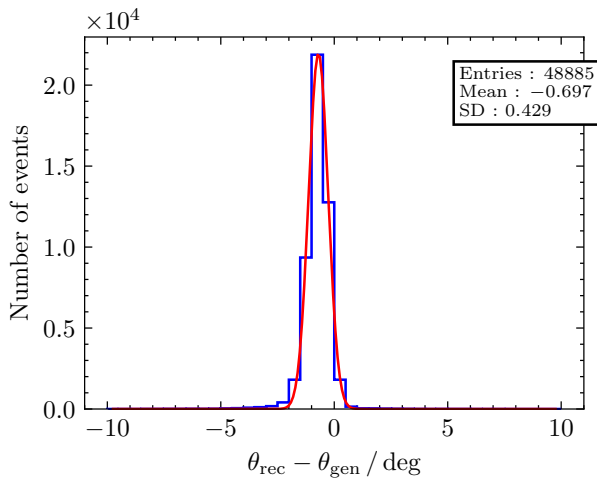
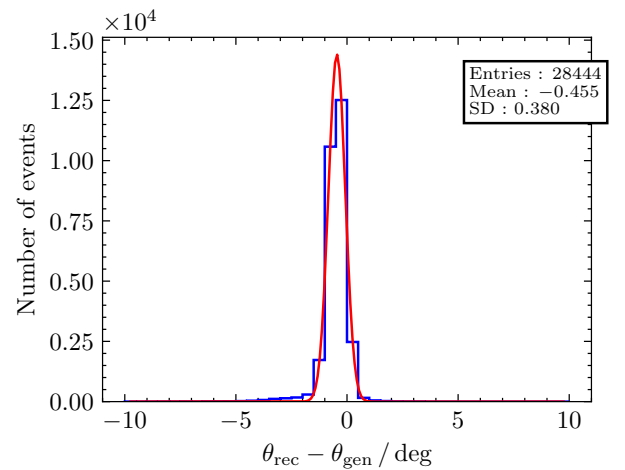
(a) $\theta_{\text{gen}} \in [10^\circ, 15^\circ]$ (b) $\theta_{\text{gen}} \in [25^\circ, 30^\circ]$ (c) $\theta_{\text{gen}} \in [40^\circ, 45^\circ]$ (d) $\theta_{\text{gen}} \in [55^\circ, 60^\circ]$ (e) $\theta_{\text{gen}} \in [60^\circ, 65^\circ]$ (f) $\theta_{\text{gen}} \in [65^\circ, 70^\circ]$

図 7.2.3 各天頂角範囲における天頂角の差のヒストグラム ($E_{\text{gen}} = 10^{19.8}$ eV の場合) の例。青色のヒストグラムは各天頂角範囲における天頂角の差の分布を、赤色の曲線はヒストグラムをガウス分布でフィットした結果を表す、

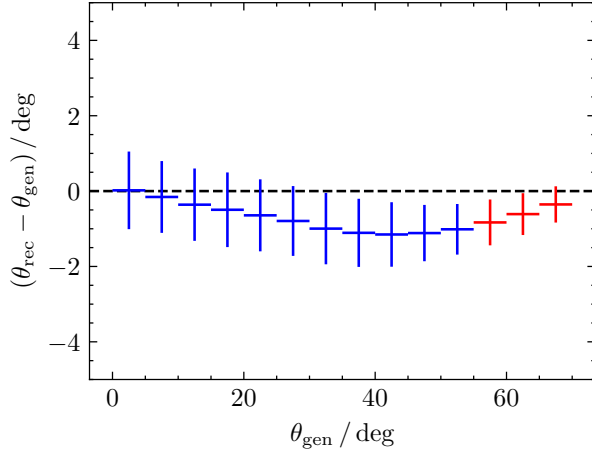
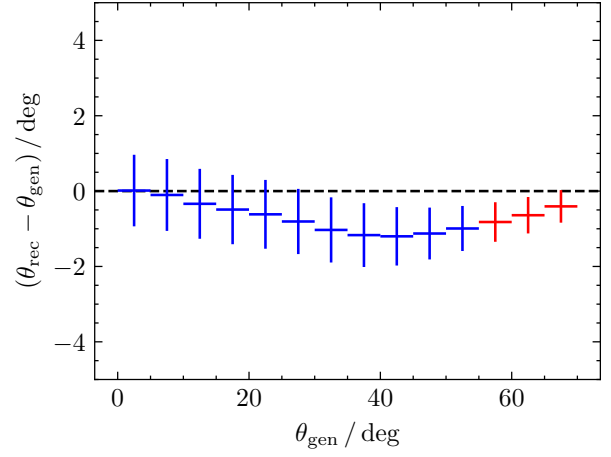
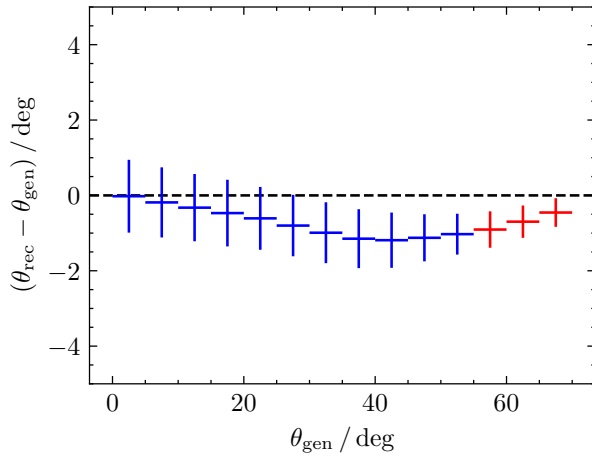
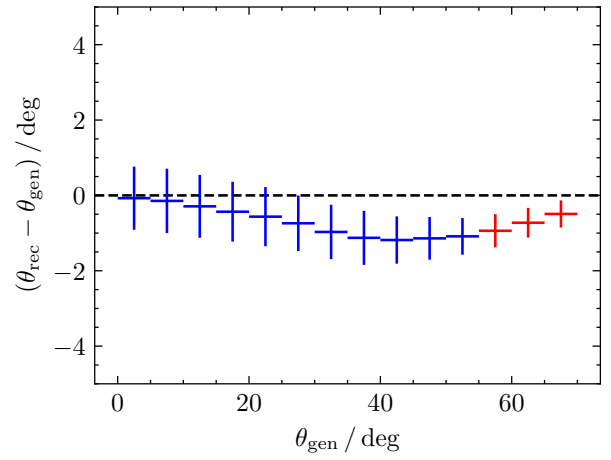
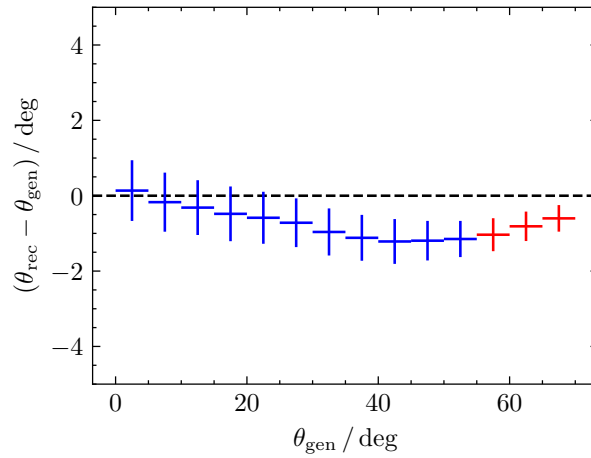
(a) $E_{\text{gen}} = 10^{19.2} \text{ eV}$ (b) $E_{\text{gen}} = 10^{19.5} \text{ eV}$ (c) $E_{\text{gen}} = 10^{19.8} \text{ eV}$ (d) $E_{\text{gen}} = 10^{20.1} \text{ eV}$ (e) $E_{\text{gen}} = 10^{20.4} \text{ eV}$

図 7.2.4 エネルギーごとの天頂角の差の天頂角に対するプロットの例. ここでは, $E_{\text{rec}} = E_{\text{rec}}^{\text{new}}$ である. 各点の点線からのずれが天頂角決定のバイアス, 縦軸のエラーバーが天頂角の分解能を表す. 天頂角 55 度以上の大天頂角領域を赤色で示した.

到来方向

到来方向については、再構成された空気シャワーの到来方向 $\hat{n}(\theta_{\text{rec}}, \phi_{\text{rec}})$ と空気シャワー生成時に与えた天頂角 θ_{gen} および方位角 ϕ_{gen} を用いて計算される到来方向との開き角 Opening Angle を (5.4) のように定義し、エネルギー E_{gen} ごとの Opening Angle について、図 7.2.5 のように、それぞれの天頂角範囲で累積ヒストグラムを作成した。累積度数が 68.3% になる Opening Angle の値を $\text{Opening Angle}_{68\%}$ として天頂角 θ_{gen} に対してプロットすると、図 7.2.6 のようになった。以下では、 $\text{Opening Angle}_{68\%}$ を角度分解能と定義する。

TA×4 SD と同様に、全体として天頂角が大きくなるほど角度分解能が良くなり、到来方向を精度良く決められるようになることがわかる。また、エネルギーが高くなるほど、全ての天頂角領域で角度分解能が良くなる傾向が見られる。

コア位置

コア位置についても同様に、再構成された空気シャワーのコア位置 $\mathbf{R}_{\text{rec}}^{\text{core}} = (X_{\text{rec}}^{\text{core}}, Y_{\text{rec}}^{\text{core}})$ の空気シャワー生成時に与えたコア位置 $\mathbf{R}_{\text{gen}}^{\text{core}} = (X_{\text{gen}}^{\text{core}}, Y_{\text{gen}}^{\text{core}})$ を用いて計算されるコア位置からのずれ Core Difference を (5.5) のように定義し、エネルギー E_{gen} ごとの Core Difference について、それぞれの天頂角の範囲で図 7.2.7 のような累積ヒストグラムを作成した。累積度数が 68.3% になる Core Difference の値を $\text{Core Difference}_{68\%}$ として天頂角 θ_{gen} に対してプロットすると、図 7.2.8 のようになった。以下では、 $\text{Core Difference}_{68\%}$ をコア位置の分解能と定義する。

TA×4 SD と同様に、天頂角が大きくなると全体としてコア位置のずれが大きくなることがわかる。また、コア位置の分解能は天頂角が大きくなると徐々に悪くなるが、ほぼ一定である。なお、エネルギーに対してもコア位置の分解能はほとんど変化しない。これらの傾向も TA×4 SD と同様である。

以上より、本研究で新しく作成した TA SD のエネルギー決定テーブルによって決定されるエネルギーおよびその他の TA SD の各再構成パラメータについて、本研究で再構成が可能となった大天頂角事象も含めて再構成精度の天頂角ごとの詳細な検証を行った結果、55 度以上の大天頂角事象の再構成が、従来の 55 度までの天頂角領域における事象再構成と同程度の精度であることを確かめた。

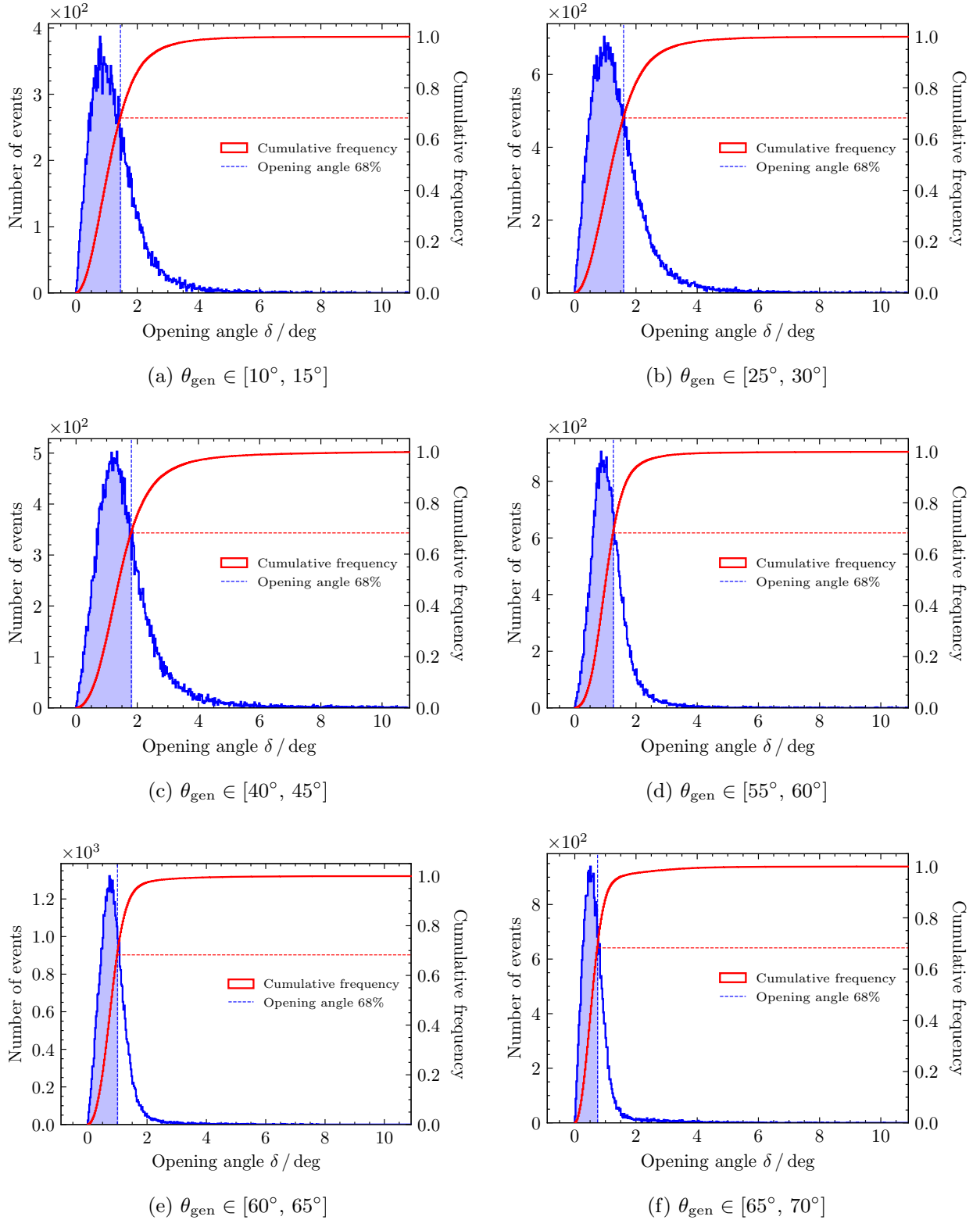


図 7.2.5 各天頂角範囲における Opening Angle のヒストグラム ($E_{\text{gen}} = 10^{19.8}$ eV の場合) の例. 青色のヒストグラムは各天頂角範囲における Opening Angle のヒストグラムを, 赤色のヒストグラムはその累積ヒストグラムを表す. 点線が累積度数が 68.3% になる Opening Angle の値を示し, これが角度分解能 $\text{Opening Angle}_{68\%}$ である.

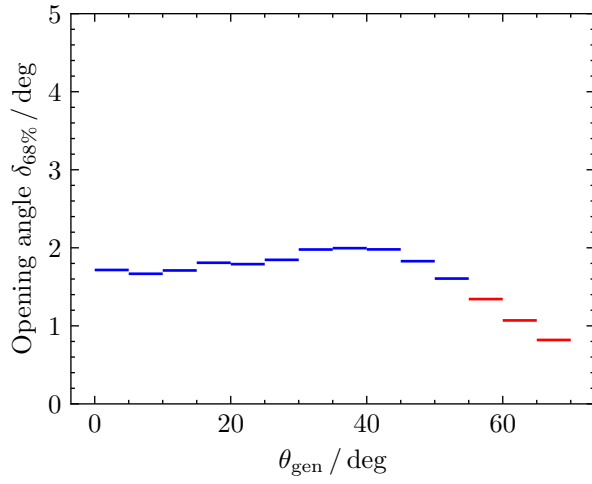
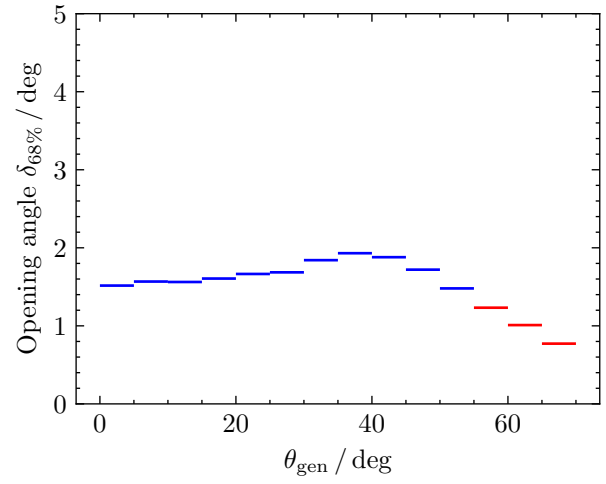
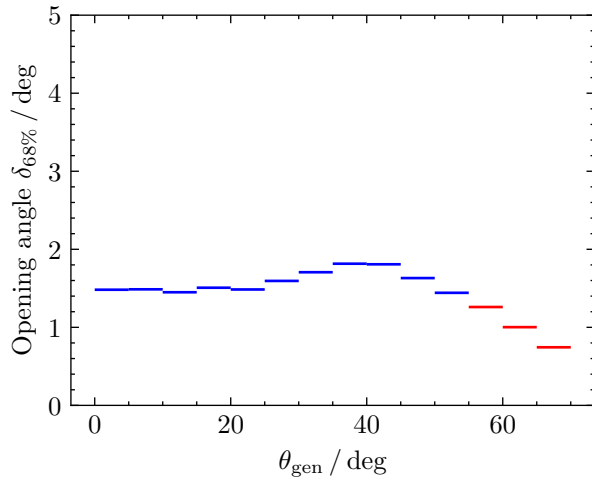
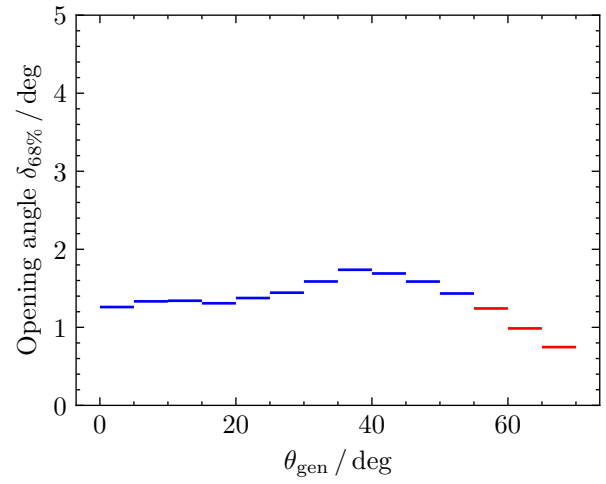
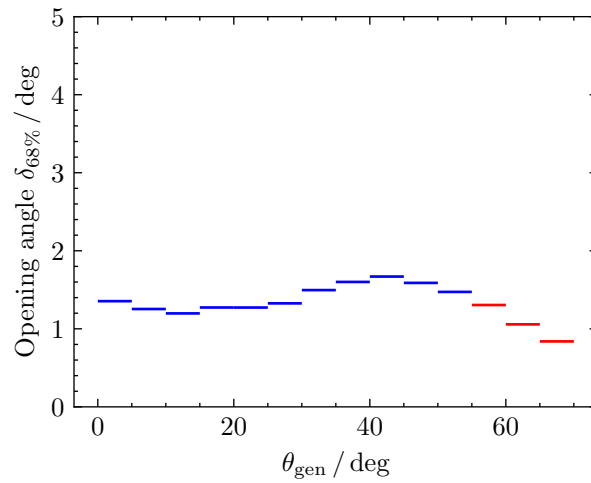
(a) $E_{\text{gen}} = 10^{19.2} \text{ eV}$ (b) $E_{\text{gen}} = 10^{19.5} \text{ eV}$ (c) $E_{\text{gen}} = 10^{19.8} \text{ eV}$ (d) $E_{\text{gen}} = 10^{20.1} \text{ eV}$ (e) $E_{\text{gen}} = 10^{20.4} \text{ eV}$

図 7.2.6 エネルギーごとの角度分解能の天頂角に対するプロット
の例. 天頂角 55 度以上の大天頂角領域を赤色で示した.

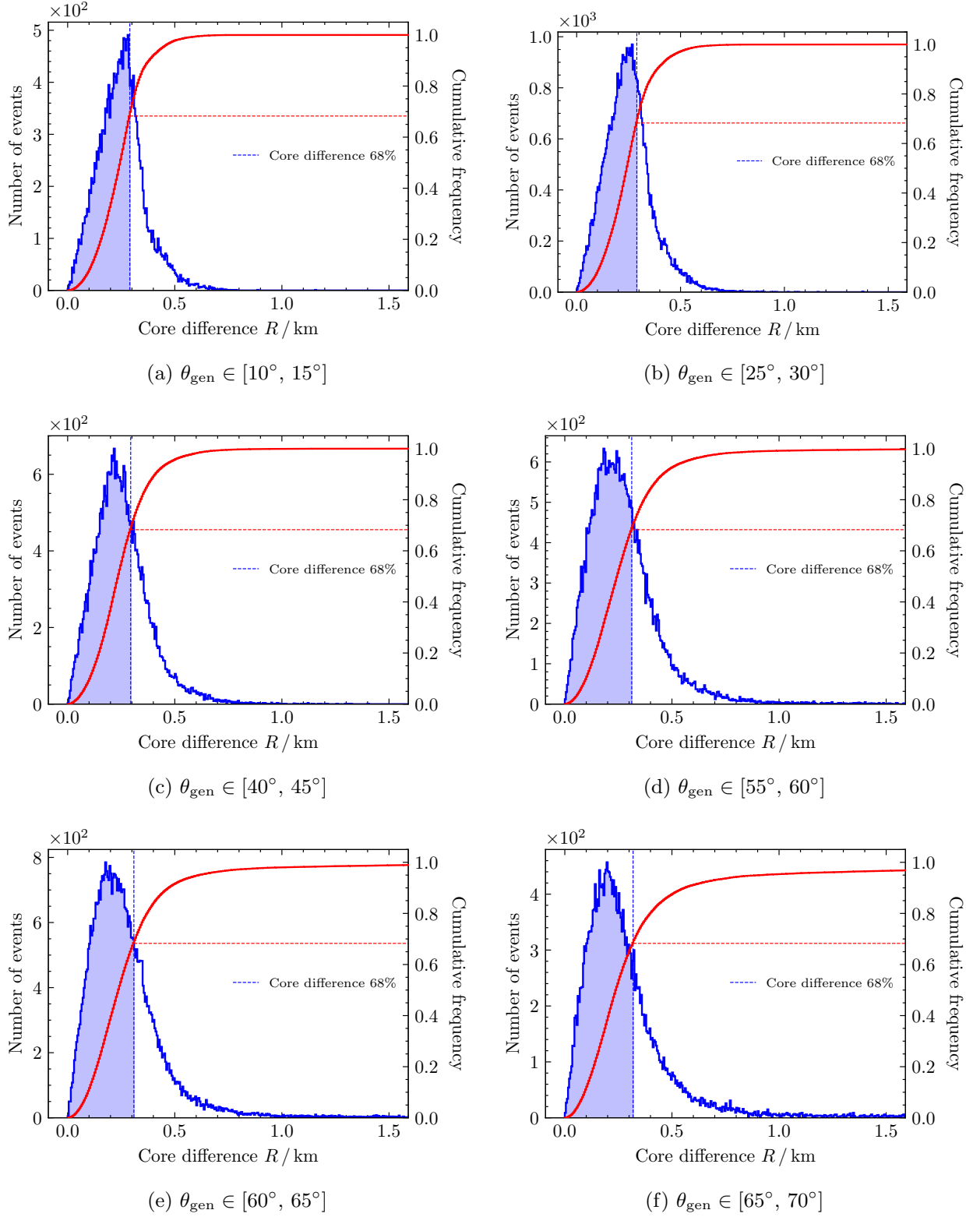


図 7.2.7 各天頂角範囲における Core Difference のヒストグラム ($E_{\text{gen}} = 10^{19.8}$ eV の場合) の例. 青色のヒストグラムは各天頂角範囲における Core Difference のヒストグラムを, 赤色のヒストグラムはその累積ヒストグラムを表す. 点線が累積度数が 68.3% になる Core Difference の値に対応し, これがコア位置の分解能 $\text{Core Difference}_{68\%}$ である.

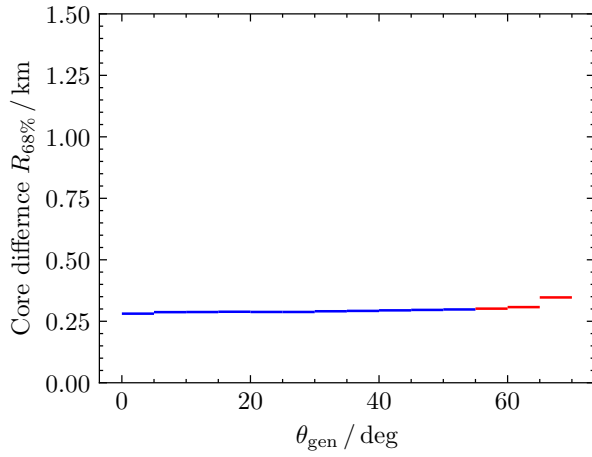
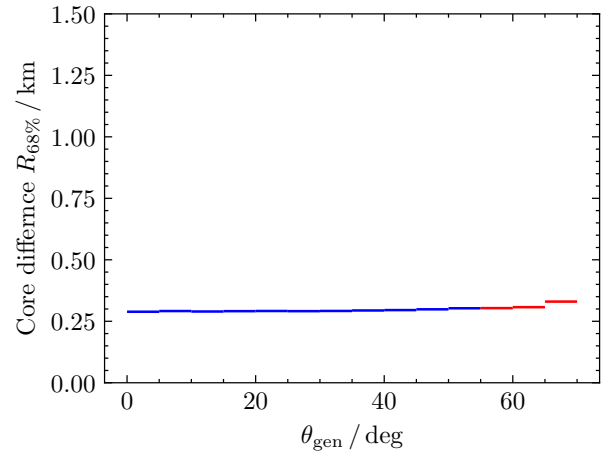
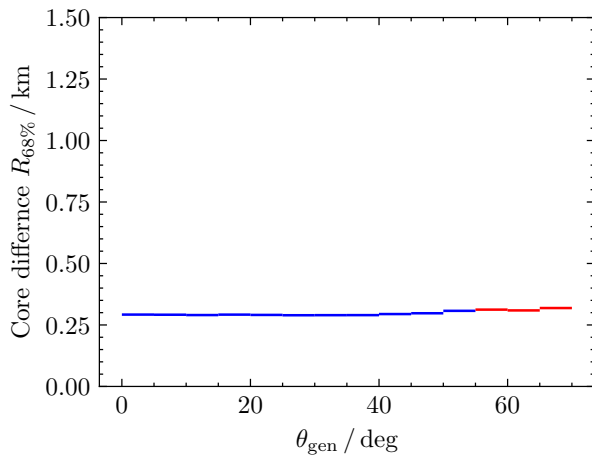
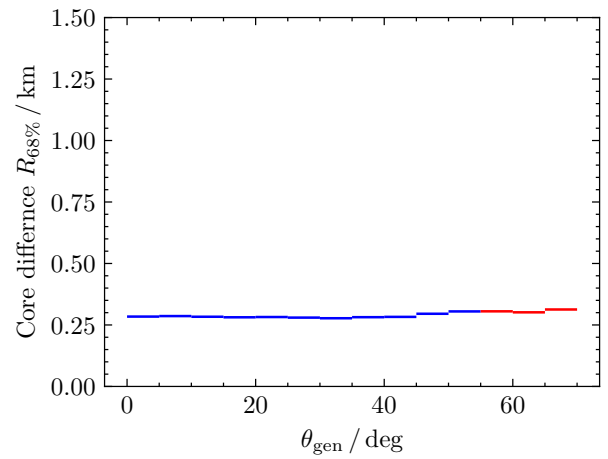
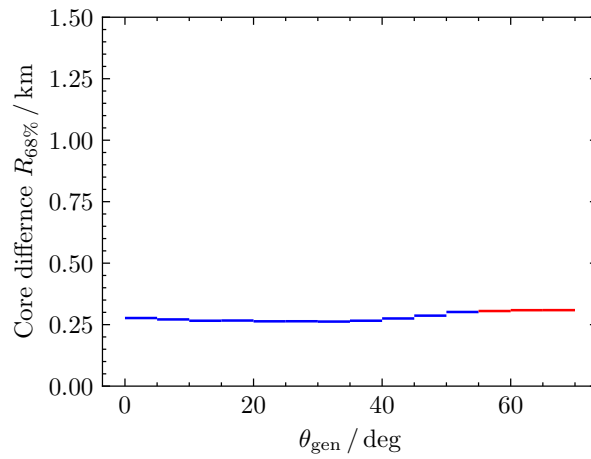
(a) $E_{\text{gen}} = 10^{19.2} \text{ eV}$ (b) $E_{\text{gen}} = 10^{19.5} \text{ eV}$ (c) $E_{\text{gen}} = 10^{19.8} \text{ eV}$ (d) $E_{\text{gen}} = 10^{20.1} \text{ eV}$ (e) $E_{\text{gen}} = 10^{20.4} \text{ eV}$

図 7.2.8 エネルギーごとのコア位置の分解能の天頂角に対するプロットの例. 天頂角 55 度以上の大天頂角領域を赤色で示した.

第 8 章

結論および展望

本研究では、まず、TA×4 SD の空気シャワー事象の再構成手法を大天頂角事象へと拡張した。TA×4 SD の事象再構成におけるエネルギー決定の過程で用いるエネルギー決定テーブルを、改良した方法によって天頂角 70 度まで拡張した。また、TA×4 SD の従来のエネルギー決定テーブルとの決定エネルギーの差がバイアスにして 10% 以内であることを確かめた。続いて、本研究で拡張したエネルギー決定テーブルによって決定されるエネルギーおよびその他の各再構成パラメータについて、再構成精度の検証を行い、55 度以上の大天頂角事象の再構成が、従来の 55 度までの天頂角領域における事象再構成と同程度の精度であることを確かめた。その後、本研究によって再構成が可能となった大天頂角事象を含む全事象および大天頂角事象のみのそれぞれについて実データおよびシミュレーションデータの各再構成パラメータの再構成結果を比較し、シミュレーションデータが実データを正確に再現していることを確かめた。さらに、TA×4 SD の最初の 3 年間の観測による実データから、本研究により解析が可能となった大天頂角事象を含む $10^{18.8}$ eV 以上の最高エネルギー宇宙線のエネルギースペクトルを初めて測定し、従来の観測と一致していることを示した。実データの観測事象数は、本研究の天頂角領域の拡張によりおよそ 1.5 倍となり、最高エネルギー宇宙線の観測統計量を大幅に増加させた。また、TA×4 SD の天頂角領域を拡張した手法を TA SD に適用し、TA SD のエネルギー決定テーブルを新しく作成した。その後、TA×4 SD と同様、エネルギーを含む各再構成パラメータについて再構成精度の検証を行い、55 度以上の大天頂角事象の再構成が、従来の 55 度までの天頂角領域と同程度の精度であることを確かめた。

今後は、まず、TA SD のおよそ 17 年間の観測による実データを解析し、TA SD による大天頂角事象を含めた最高エネルギー宇宙線エネルギースペクトルを初めて測定する。TA×4 SD による直近 2.5 年間の実データも合わせて解析し、さらに観測事象数を増加させる。また、本研究では、事象再構成におけるエネルギー決定過程のみを大天頂角事象へと拡張したが、今後はエネルギー分解能や角度分解能を向上させるため、大天頂角領域における他の事象再構成の過程も見直していく。同時に、目標である天頂角 80 度までのさらなる天頂角領域の拡張を試みる。その際は、空気シャワー生成における Dethinning 過程の検証が必要となる。さらに、本研究の天頂角領域の拡張によって観測事象数が大幅に増加し、天球上の観測できる領域が拡大した。これらを活かして、異方性解析やエネルギースペクトルのより詳細な解析を行うとともに、機械学習により地表検出器アレイのデータから 1 次宇宙線の原子核種を推定する手法を開発する。最高エネルギー宇宙線の到来方向とエネルギーだけでなく、原子核種の情報を用いることで、これらを組み合わせた解析により最高エネルギー宇宙線の起源に迫る。

謝辞

本論文を完成させるにあたり、多くの方々にご支援とご指導をいただきました。この場を借りて、皆様に心より感謝申し上げます。私の指導教員である、東京大学宇宙線研究所教授、同所長の荻尾彰一先生には、2年間大変お世話になりました。荻尾さんには、特に研究の進め方や方向性について沢山のアドバイスをいただき、本研究をここまで進めることができました。また、物理のことや解析の方法だけでなく、日頃の身の回りのことまで温かく教えてくださり、研究者としてのあるべき姿勢をその背中ですべてしてくださいました。博士課程に進学することを決めたのも荻尾さんの言葉がきっかけです。本当にありがとうございます。そして、これからもよろしくお願いします。台湾中央研究院物理研究所特任研究員の藤末紘三さんには、博士課程在学中に特にお世話になりました。TA×4 SD の解析の方法を一から教えていただき、また、解析結果についてたくさん議論を交わしていただきました。藤末さんが本研究の土台を築いてくださいました。博士課程2年の高橋薫さんには、同じ研究室の先輩として、ゼミや解析報告で数々のアドバイスをいただき、大天頂角事象の解析の方法もひとつひとつ丁寧に教えていただきました。また、どんな質問をしても「やってみよう」と言って一緒に考えてくださいました。楽しく研究することは薫さんに教えていただきました。東京大学宇宙線研究所特任研究員の藤田慧太郎さんと大島仁さんには、データ解析のより詳細な方法や計算機の使い方を教えていただいただけでなく、観測シフトや現地での作業の際には、実験装置の仕組みや観測でそれらがどのように動作しているかについて、実験的な観点から詳しく、そして楽しく教えていただきました。おかげさまで、実際に宇宙線の空気シャワーを観測しているという実感を得ることができました。また、お二人がいつも仲良く研究をされている姿はとても印象的でした。東京大学宇宙線研究所准教授の埴隆志先生には、ゼミや解析報告をはじめ様々な場面で有意義な質問やコメントをいただき、鍛えていただきました。また、東京大学宇宙線研究所准教授の川田和正先生、東京大学宇宙線研究所助教の竹田成宏先生、東京大学宇宙線研究所教授佐川宏行先生にも日々の解析報告で活発な議論をしていただきました。皆さんに解析結果に興味を持って聞いていただけることが日頃の研究のモチベーションにもつながっていました。大阪公立大学修士課程2年の河内祐輔さん、中原美紅さん、大阪電気通信大学修士課程2年の楠森優貴さん、信州大学修士課程2年の佐藤大輝さん、水野航太さんには、コラボレーションミーティングなどでお世話になりました。皆さんのおかげでとても楽しく研究を進めることができました。東京大学宇宙線研究所技術職員の岡崎奈緒さん、下平英明さん、関野幸市さん、東京大学宇宙線研究所事務職員の木次敦子さん、井戸村貴子さん、白神良子さんにも大変お世話になりました。ありがとうございます。また、ここに書ききれなかったTA実験のコラボレーターの皆さんにも心から感謝しております。最後になりましたが、日頃から研究生活を支えてくださる父の小山文夫さん、母の小山智子さんに最大限の感謝の意を表します。お二人の理解と応援がなければ本研究を行うことはできませんでした。また、いつも心の支えとなってくれる石井初実さんにも心から感謝しています。本当にありがとうございます。

参考文献

- [1] V. F. Hess. “Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten”. In: *Phys. Z.* 13 (1912), pp. 1084–1091.
- [2] A. M. Hillas. “The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays”. In: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 22. Volume 22, 1984 (1984), pp. 425–444. ISSN: 1545-4282. DOI: <https://doi.org/10.1146/annurev.aa.22.090184.002233>. URL: <https://www.annualreviews.org/content/journals/10.1146/annurev.aa.22.090184.002233>.
- [3] E. Tiesinga et al. “CODATA recommended values of the fundamental physical constants: 2018”. In: *Rev. Mod. Phys.* 93 (2 June 2021), p. 025010. DOI: 10.1103/RevModPhys.93.025010. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.93.025010>.
- [4] C. Grupen. *Astroparticle Physics*. 2nd ed. Undergraduate Texts in Physics. Springer Cham, 2020. ISBN: 978-3-030-27339-2. DOI: <https://doi.org/10.1007/978-3-030-27339-2>.
- [5] R. L. Workman et al. “Review of Particle Physics”. In: *PTEP* 2022 (2022), p. 083C01. DOI: 10.1093/ptep/ptac097.
- [6] K. Greisen. “End to the Cosmic-Ray Spectrum?” In: *Phys. Rev. Lett.* 16 (17 Apr. 1966), pp. 748–750. DOI: 10.1103/PhysRevLett.16.748. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.16.748>.
- [7] G. T. Zatsepin and V. A. Kuzmin. “Upper limit of the spectrum of cosmic rays”. In: *JETP Lett.* 4 (1966), pp. 78–80.
- [8] A. Addazi et al. “Quantum gravity phenomenology at the dawn of the multi-messenger era—A review”. In: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 125 (2022), p. 103948. ISSN: 0146-6410. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2022.103948>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0146641022000096>.
- [9] E. Fermi. “On the Origin of the Cosmic Radiation”. In: *Phys. Rev.* 75 (8 Apr. 1949), pp. 1169–1174. DOI: 10.1103/PhysRev.75.1169. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.75.1169>.
- [10] A. R. Bell. “The acceleration of cosmic rays in shock fronts – I”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 182.2 (Feb. 1978), pp. 147–156. ISSN: 0035-8711. DOI: 10.1093/mnras/182.2.147. eprint: <https://academic.oup.com/mnras/article-pdf/182/2/147/3710138/mnras182-0147.pdf>. URL: <https://doi.org/10.1093/mnras/182.2.147>.
- [11] R. Aloisio et al. “A dip in the UHECR spectrum and the transition from galactic to extragalactic cosmic rays”. In: *Astroparticle Physics* 27.1 (2007), pp. 76–91. ISSN: 0927-6505.

- DOI: <https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2006.09.004>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0927650506001368>.
- [12] P. M. Bauleo and J. R. Martino. “The dawn of the particle astronomy era in ultra-high-energy cosmic rays”. In: *Nature* 458.7240 (2009), pp. 847–851. DOI: 10.1038/nature07948. URL: <https://doi.org/10.1038/nature07948>.
 - [13] R. U. Abbasi et al. “INDICATIONS OF INTERMEDIATE-SCALE ANISOTROPY OF COSMIC RAYS WITH ENERGY GREATER THAN 57 EeV IN THE NORTHERN SKY MEASURED WITH THE SURFACE DETECTOR OF THE TELESCOPE ARRAY EXPERIMENT”. In: *The Astrophysical Journal Letters* 790.2 (July 2014), p. L21. DOI: 10.1088/2041-8205/790/2/L21. URL: <https://dx.doi.org/10.1088/2041-8205/790/2/L21>.
 - [14] J. Kim et al. “Anisotropies in the arrival direction distribution of ultra-high energy cosmic rays measured by the Telescope Array surface detector”. In: *38th International Cosmic Ray Conference*. Sept. 2024, 244, p. 244.
 - [15] J. Kim et al. “Filaments of galaxies as a clue to the origin of ultrahigh-energy cosmic rays”. In: *Science Advances* 5.1 (2019), eaau8227. DOI: 10.1126/sciadv.aau8227. eprint: <https://www.science.org/doi/pdf/10.1126/sciadv.aau8227>. URL: <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/sciadv.aau8227>.
 - [16] The Telescope Array Collaboration et al. *Indications of a Cosmic Ray Source in the Perseus-Pisces Supercluster*. 2021. DOI: <https://doi.org/10.48550/arXiv.2110.14827>. arXiv: 2110.14827 [astro-ph.HE]. URL: <https://arxiv.org/abs/2110.14827>.
 - [17] D. Ivanov. “Energy Spectrum Measured by the Telescope Array”. In: July 2019, p. 298. DOI: 10.22323/1.358.0298.
 - [18] R. U. Abbasi et al. *Evidence for Declination Dependence of the Ultrahigh Energy Cosmic Ray Spectrum in the Northern Hemisphere*. 2021. DOI: <https://doi.org/10.48550/arXiv.1801.07820>. arXiv: 1801.07820 [astro-ph.HE]. URL: <https://arxiv.org/abs/1801.07820>.
 - [19] The Pierre Auger Collaboration. “The Pierre Auger Cosmic Ray Observatory”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 798 (2015), pp. 172–213. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.06.058>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900215008086>.
 - [20] The Pierre Auger Collaboration et al. “Observation of a large-scale anisotropy in the arrival directions of cosmic rays above 8×10^{18} eV”. In: *Science* 357.6357 (2017), pp. 1266–1270. DOI: 10.1126/science.aan4338. eprint: <https://www.science.org/doi/pdf/10.1126/science.aan4338>. URL: <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.aan4338>.
 - [21] P. Plotko et al. “Differences between the Pierre Auger Observatory and Telescope Array Spectra: Systematic Effects or Indication of a Local Source of Ultra-high-energy Cosmic Rays?”. In: *The Astrophysical Journal* 953.2 (Aug. 2023), p. 129. DOI: 10.3847/1538-4357/acdf59. URL: <https://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/acdf59>.

- [22] R. Engel, D. Heck, and T. Pierog. “Extensive Air Showers and Hadronic Interactions at High Energy”. In: *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 61. Volume 61, 2011 (2011), pp. 467–489. ISSN: 1545-4134. DOI: <https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.012809.104544>. URL: <https://www.annualreviews.org/content/journals/10.1146/annurev.nucl.012809.104544>.
- [23] The Pierre Auger Collaboration. “Reconstruction of inclined air showers detected with the Pierre Auger Observatory”. In: *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2014.08 (Aug. 2014), pp. 019–019. ISSN: 1475-7516. DOI: 10.1088/1475-7516/2014/08/019. URL: <http://dx.doi.org/10.1088/1475-7516/2014/08/019>.
- [24] H. Kawai et al. “Telescope Array Experiment”. In: *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* 175-176 (2008). Proceedings of the XIV International Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions, pp. 221–226. ISSN: 0920-5632. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2007.11.002>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0920563207007992>.
- [25] *The Japanese website of the TA $\times$ 4 experiment*. URL: <https://www.icrr.u-tokyo.ac.jp/~hsagawa/TAx4/index.html>.
- [26] The Telescope Array Collaboration. “Surface detectors of the TA $\times$ 4 experiment”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 1019 (2021), p. 165726. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2021.165726>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900221007117>.
- [27] T. Abu-Zayyad et al. “The surface detector array of the Telescope Array experiment”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 689 (2012), pp. 87–97. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2012.05.079>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900212005931>.
- [28] D. Ivanov. “Energy spectrum measured by the telescope array surface detector”. PhD thesis. Rutgers, The State University of New Jersey, 2012. DOI: <https://doi.org/doi:10.7282/T3K35SG3>.
- [29] K. Fujisue. “The measurement of the highest-energy cosmic ray energy spectrum with the extended surface detector array of the Telescope Array experiment”. PhD thesis. The University of Tokyo, 2023.
- [30] D. Heck et al. *CORSIKA: a Monte Carlo code to simulate extensive air showers*. 1998.
- [31] B. Stokes et al. “Dethinning extensive air shower simulations”. In: *Astroparticle Physics* 35.11 (2012), pp. 759–766. ISSN: 0927-6505. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2012.03.004>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0927650512000576>.
- [32] J. Allison et al. “Geant4 developments and applications”. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 53.1 (2006), pp. 270–278. DOI: 10.1109/TNS.2006.869826.

- [33] T. Miyata. “Performance Evaluation of Telescope Array Surface Particle Detector”. MA thesis. Tokyo University of Science, 2007.
- [34] R. U. Abbasi et al. “First Observation of the Greisen-Zatsepin-Kuzmin Suppression”. In: *Phys. Rev. Lett.* 100 (10 Mar. 2008), p. 101101. DOI: 10.1103/PhysRevLett.100.101101. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.100.101101>.
- [35] J. Linsley and L. Scarsi. “Arrival Times of Air Shower Particles at Large Distances from the Axis”. In: *Phys. Rev.* 128 (5 Dec. 1962), pp. 2384–2392. DOI: 10.1103/PhysRev.128.2384. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.128.2384>.
- [36] T. Teshima et al. “Properties of $10^9 - 10^{10}$ GeV extensive air showers at core distances between 100 and 3000 m”. In: *Journal of Physics G: Nuclear Physics* 12.10 (Oct. 1986), p. 1097. DOI: 10.1088/0305-4616/12/10/017. URL: <https://dx.doi.org/10.1088/0305-4616/12/10/017>.
- [37] K. Kamata and J. Nishimura. “The Lateral and the Angular Structure Functions of Electron Showers”. In: *Progress of Theoretical Physics Supplement* 6 (Feb. 1958), pp. 93–155. ISSN: 0375-9687. DOI: 10.1143/PTPS.6.93. eprint: <https://academic.oup.com/ptps/article-pdf/doi/10.1143/PTPS.6.93/5270594/6-93.pdf>. URL: <https://doi.org/10.1143/PTPS.6.93>.
- [38] K. Greisen. “Cosmic Ray Showers”. In: *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 10. Volume 10, (1960), pp. 63–108. ISSN: 1545-4134. DOI: <https://doi.org/10.1146/annurev.ns.10.120160.000431>. URL: <https://www.annualreviews.org/content/journals/10.1146/annurev.ns.10.120160.000431>.
- [39] S. Yoshida et al. “Lateral distribution of charged particles in giant air showers above 1 EeV observed by AGASA”. In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 20.4 (Apr. 1994), p. 651. DOI: 10.1088/0954-3899/20/4/011. URL: <https://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/20/4/011>.
- [40] T. Abu-Zayyad et al. “THE COSMIC-RAY ENERGY SPECTRUM OBSERVED WITH THE SURFACE DETECTOR OF THE TELESCOPE ARRAY EXPERIMENT”. In: *The Astrophysical Journal Letters* 768.1 (Apr. 2013), p. L1. DOI: 10.1088/2041-8205/768/1/L1. URL: <https://dx.doi.org/10.1088/2041-8205/768/1/L1>.
- [41] J. Kim et al. “Energy Spectrum Measured by the Telescope Array Surface Detectors”. In: *EPJ Web Conf.* 283 (2023), p. 02005. DOI: 10.1051/epjconf/202328302005. URL: <https://doi.org/10.1051/epjconf/202328302005>.