

2024 年度 修士論文

TALE-infill SD アレイによる knee 領域以上の宇宙線エネルギー  
スペクトルの測定

(Measurement of the energy spectrum of cosmic rays with  
energies down to the knee region with the TALE-infill SD array)

大阪公立大学大学院 理学研究科 物理学専攻  
宇宙線物理学研究室

前期博士課程 2 年  
学籍番号 BHB23043

河内 祐輔

2025 年 3 月 26 日

## 概要

宇宙線は、宇宙空間を飛び交う高エネルギーの荷電粒子であり、発見から 100 年以上が経った今日でも、その起源は未だ解明されていない。しかし、これまでに様々な実験で宇宙線の観測は行われ、 $10^9$  eV から  $10^{20}$  eV に及ぶエネルギースペクトルが測定されてきた。このエネルギースペクトルは概ね  $E^{-3}$  のべき乗型で記述されるが、いくつかの折れ曲がりが存在することが知られている。そのうち、 $10^{15.6}$  eV 付近および  $10^{17}$  eV 付近にみられる急激な宇宙線強度の変化は、それぞれ knee、2nd knee とよばれ、宇宙線の起源を解明する手がかりとして注目されている。Knee や 2nd knee を説明する有力な仮説として、銀河系内の起源天体での宇宙線加速の限界が見えているという説がある。具体的には、knee は宇宙線陽子の加速限界、2nd knee は鉄原子核の加速限界に対応すると考えられている。

このエネルギー領域におけるエネルギースペクトルや原子核組成の測定によって宇宙線起源を解明するために、Telescope Array Low-energy Extension (TALE) 実験が実施されている。TALE 実験は、Telescope Array (TA) 実験の低エネルギー拡張実験であり、アメリカ・ユタ州に設置された 10 基の大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector, FD) と 78 基の地表検出器 (Surface Detector, SD) を用いて、 $10^{16.5}$  eV 以上の宇宙線を観測している。さらに、TALE 実験で観測できるエネルギーしきい値を 1 PeV まで引き下げるため、100 m 間隔で格子状に 50 基の SD (TALE-infill SD アレイ) が新設され、2023 年 11 月より観測を開始した。TALE-infill SD アレイは 24 時間 365 日稼働することができ、現在は 1 日あたり 2 万以上の宇宙線イベントを収集している。この拡張により、knee および 2nd knee 周辺のエネルギースペクトルや質量組成の測定、到来方向異方性を解析を行い、knee および 2nd knee の原因を解明することを目指している。

本研究では、TALE-infill SD アレイで得られたデータから宇宙線のエネルギーや到来方向を決定する再構成プログラムを開発した。これらの物理量から宇宙線のエネルギースペクトルや質量組成、到来方向異方性の解析を行うことができる。また、プログラムの性能評価やエネルギースペクトル解析に用いる MC シミュレーションの改良を行った。この改良により、PeV 領域の宇宙線イベントを高精度に生成することが可能になった。開発した再構成プログラムの性能は、到来方向決定精度が約  $1.5^\circ$ 、エネルギー決定精度が 40% 程度である。

最後に、データ収集を始めた 2023 年 11 月からの 7 ヶ月間で TALE-infill SD アレイで得られたデータを、上記の再構成プログラムを用いて解析し、 $10^{15.3}$  eV から  $10^{16.7}$  eV までの宇宙線エネルギースペクトルを決定した。この結果は、TALE 実験の FD のみを用いて決定されたエネルギースペクトルと桁の範囲内で一致している。本研究の手法をそのままに、解析するエネルギー範囲を拡張すれば、TA 実験やその拡張実験と合わせておよそ 5 桁にもわたるエネルギー範囲を同じ検出器と手法で解析できるようになる。同一の観測装置を使用して広いエネルギー範囲をカバーすることで、宇宙線の銀河外遷移やその起源などに関する理解が一層深まることが期待される。

# 目次

第 1 章	イントロダクション	1
1.1	宇宙線	1
1.1.1	宇宙線の歴史	1
1.1.2	エネルギースペクトル	1
1.1.3	質量組成	3
1.2	空気シャワー	4
1.2.1	ハドロンカスケード	4
1.2.2	電磁カスケード	5
1.2.3	空気シャワーの縦方向発達	5
1.2.4	空気シャワーの横方向分布	6
1.2.5	空気シャワー面の構造	7
1.2.6	Knee 領域宇宙線のエネルギースペクトル解析の現状	8
	IceCube 実験	8
	LHAASO 実験	8
第 2 章	TALE-infill SD アレイ	11
2.1	Telescope Array (TA) 実験	11
2.2	Telescope Array Low-energy Extension (TALE) 実験	11
2.3	TALE-infill SD アレイ	12
2.4	地表粒子検出器 (Surface Detector, SD)	12
2.4.1	部品構成	13
2.4.2	エレクトロニクスの構成	13
2.4.3	通信等の基本構成	14
2.4.4	データ収集システム	16
2.4.5	SD のモニター情報	17
2.5	大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector, FD)	20
第 3 章	モンテカルロシミュレーション	23
3.1	TALE-infill SD アレイ用モンテカルロシミュレーションパッケージ	23
3.2	CORSIKA による空気シャワーシミュレーション	23
3.2.1	デシンドシャワー (De-thinned shower)	24
	シニング (Thinning)	24
	デシニング (Dethinning)	24

3.3	GEANT4 を用いた検出器応答シミュレーション . . . . .	27
3.3.1	空気シャワー粒子のエネルギー損失 . . . . .	27
3.3.2	TALE-infill SD アレイ応答シミュレーション . . . . .	30
第 4 章	TALE-infill SD アレイによる空気シャワーイベント再構成	33
4.1	空気シャワーイベントの再構成手法 . . . . .	33
4.1.1	空気シャワー粒子到来時刻および粒子数の決定 . . . . .	33
4.1.2	解析に使用しない SD の除去 . . . . .	35
	不調な SD . . . . .	35
	バックグラウンドミュオンでトリガーされた SD . . . . .	35
4.1.3	空気シャワーイベントのジオメトリ決定 . . . . .	35
	空気シャワーイベントのジオメトリ初期値決定 . . . . .	36
	フィッティングに使用しない SD の除去 . . . . .	36
	空気シャワーの到来方向の決定 . . . . .	37
	空気シャワーイベントの粒子数密度横方向分布の決定 . . . . .	38
4.1.4	宇宙線のエネルギーの決定 . . . . .	39
	エネルギー推定テーブル作成に用いた MC データセットおよびクオリティカット . . . . .	40
第 5 章	TALE-infill SD アレイの性能評価	43
5.1	クオリティカット . . . . .	43
	検出器台数カット . . . . .	43
	天頂角カット . . . . .	43
	ボーダーカット . . . . .	43
	$ R_{LDF} - R_{COG} $ によるカット . . . . .	44
	$D_{SD}$ カット . . . . .	44
	シャワーエッジカット . . . . .	44
	カイスクエアカット . . . . .	44
	Pointing Direction Uncertainty によるカット . . . . .	44
5.2	データ解析のための MC データセット . . . . .	44
5.3	空気シャワーコア位置および到来方向、宇宙線エネルギーの決定精度 . . . . .	44
5.3.1	空気シャワーコア位置の決定精度 . . . . .	45
5.3.2	到来方向の決定精度 . . . . .	46
	実データのみで求まる到来方向の決定精度 . . . . .	46
	到来方向決定精度の時間依存 . . . . .	48
5.3.3	エネルギー決定精度とバイアス . . . . .	48
5.4	実データと MC データセットとの比較 . . . . .	48
第 6 章	TALE-infill SD アレイによるエネルギースペクトル解析	51
6.1	TALE-infill SD アレイで観測された実データイベント . . . . .	51
6.2	TALE-infill SD アレイの Aperture および Exposure . . . . .	52
6.3	エネルギースペクトル解析 . . . . .	53
第 7 章	議論	57

---

7.1	到来方向決定精度 . . . . .	57
	天頂角依存の曲面パラメーター $a(\theta)$ のフリーパラメーター化 . . . . .	57
	$\chi^2$ を著しく悪くする SD の除去 . . . . .	58
	フィッティングの重み付け . . . . .	59
7.2	実データと MC データの検出器台数分布 . . . . .	59
7.3	エネルギースペクトル . . . . .	62
第 8 章	結論 . . . . .	65
付録	. . . . .	67
A	TALE-infill SD アレイにおける再構成の決定精度 . . . . .	67
B	TALE-infill SD アレイによって決定されたエネルギースペクトル . . . . .	68
C	設置された検出器の座標 . . . . .	68
謝辞	. . . . .	71
引用文献	. . . . .	75



# 目次

1.1	様々な実験で測定された宇宙線のスペクトル . . . . .	2
1.2	様々な実験で測定された宇宙線のスペクトルで見られる折れ曲がり構造 . . . . .	3
1.3	様々な実験で測定された $\langle \ln A \rangle$ の比較 . . . . .	3
1.5	$10^{19}$ eV の陽子および鉄による空気シャワーシミュレーションの縦方向発達 . . . . .	6
1.6	$10^{16}$ eV の天頂角 $30^\circ$ から到来した陽子による空気シャワーシミュレーションの横方向分布 . . . . .	7
1.7	空気シャワー面の概略図 . . . . .	7
1.8	IceCube の全体配置図 . . . . .	8
1.9	IceTop で測定された全粒子における宇宙線のエネルギースペクトル . . . . .	9
1.10	LHAASO の検出器配置図 . . . . .	9
1.11	LHAASO で測定された全粒子における宇宙線のエネルギースペクトル . . . . .	10
2.1	TA 実験の検出器配置 . . . . .	11
2.2	TALE 実験の検出器配置 . . . . .	12
2.3	TALE-infill SD の外観 . . . . .	13
2.4	TALE-infill SD の部品構成 . . . . .	14
2.5	TALE-infill SD のシンチレータボックス内部の概略図 . . . . .	15
2.6	SD に搭載されているエレクトロニクスブロック図 . . . . .	15
2.7	TALE-infill SD アレイ用のデータ通信塔 . . . . .	15
2.8	Low energy trigger を導入したアレイ . . . . .	18
2.9	Low energy trigger パターン . . . . .	18
2.10	TALE-infill SD のモニター情報の一例 . . . . .	19
2.11	TALE-FD の外観 . . . . .	20
2.12	TALE-FD の正面図 . . . . .	21
2.13	TALE-FD の側面図 . . . . .	21
3.1	シニングおよびデシニングのアルゴリズムの模式図 . . . . .	24
3.2	シミュレーションした陽子による空気シャワー粒子の横方向分布におけるシニング・デシニングの影響 . . . . .	25
3.3	デシンドシャワーとシニングしていないシャワーの、SD で記録される粒子分布の違い . . . . .	26
3.4	GEANT4 を用いて検出器の応答をシミュレーションする際に用いた検出器およびその周囲の概略図 . . . . .	27
3.5	シミュレーションで使用した SD の形状とシンチレータボックスの構成 . . . . .	28
3.6	シンチレータ内でのエネルギー損失の 2 次元ヒストグラムの例 . . . . .	29
3.7	SD で使用する一般的な PMT の出力電源の非線形性 . . . . .	31
3.8	エレクトロニクスの応答関数 . . . . .	31

4.1	SD で記録された波形の一例 . . . . .	34
4.2	地表に到達した空気シャワーの模式図 . . . . .	36
4.3	空気シャワーの到来方向決定を行うフィッティングのパラメーター $R_m$ . . . . .	38
4.4	TALE-infill SD アレイ再構成の空気シャワー粒子数密度分布の決定で用いる、横方向分布関数のエイジ依存性 . . . . .	39
4.5	空気シャワーの到来方向決定するフィッティングの例 . . . . .	39
4.6	空気シャワー粒子の横方向分布を決定するフィッティングの例 . . . . .	39
4.7	TALE-infill SD アレイのためのエネルギー推定テーブル . . . . .	40
4.8	$s_d$ ( $d = 50, 60, \dots, 150$ ) 分布の例 . . . . .	41
5.1	MC シミュレーションで生成した空気シャワーのコア位置分布と再構成されたコア位置分布 . . . . .	45
5.2	本研究で使用した再構成プログラムのコア位置および到来方向の決定精度 . . . . .	46
5.3	TALE-infill SD アレイの even サブアレイおよび odd サブアレイ . . . . .	47
5.5	本研究で使用した再構成プログラムのエネルギー決定精度およびバイアス . . . . .	48
5.4	実データを even-odd 法で解析し得られた角度決定精度および角度決定精度の日付変動 . . . . .	49
5.6	実データと MC データセットとの再構成結果の比較 . . . . .	50
6.1	TALE-infill SD アレイの 2023 年 11 月から 2024 年 8 月までの稼働状況 . . . . .	51
6.2	2023 年 11 月 1 日から 2024 年 6 月 28 日までの間に TALE-infill SD アレイで観測されたイベントの一次宇宙線エネルギー分布 . . . . .	52
6.3	MC シミュレーションを用いて決定した TALE-infill SD アレイの Aperture . . . . .	53
6.4	MC シミュレーションを用いて決定した TALE-infill SD アレイの Exposure . . . . .	54
6.5	2023 年 11 月 1 日から 2024 年 6 月 28 日までのデータを用いて TALE-infill SD アレイで決定した宇宙線のエネルギースペクトルと TALE FD によって決定されたエネルギースペクトルの比較 . . . . .	54
7.1	到来方向を決定するフィッティング関数 $\tau$ の天頂角依存性 . . . . .	58
7.2	SD で検出される粒子数密度に関する分布の実データと MC データセットとの再構成結果の比較 . . . . .	59
7.3	TA SD の PMT と同じ非線形性を仮定した検出器応答シミュレーションで生成された MC データセットと実データの比較 . . . . .	61
7.4	MC シミュレーションと実データにおける、空気シャワー軸からの距離ごとの検出器台数分布の違い . . . . .	62
7.5	本解析で決定したエネルギースペクトルと様々な実験で測定された knee 領域宇宙線スペクトルの比較 . . . . .	63
C.1	SD メンテナンスの様子 . . . . .	73

# 表目次

2.1	記録される SD のモニター情報 . . . . .	18
3.1	シンチレーターボックスの構成要素の色分け . . . . .	28
3.2	GEANT4 によるルックアップテーブル作成における一次粒子ごとの、シミュレーションを行うエネルギー . . . . .	29
3.3	モンテカルロシミュレーションに使用されるキャリブレーションデータ . . . . .	32
4.1	エネルギー推定テーブルを作成するため、作成した MC データセット . . . . .	41
5.1	データ解析を行うために作成した MC データセット . . . . .	45
A.1	TALE-infill SD アレイのコア位置、到来方向およびエネルギーの決定精度 . . . . .	67
B.2	TALE-infill SD アレイで観測された宇宙線エネルギースペクトル . . . . .	68
C.3	TALE-infill SD アレイの検出器座標 . . . . .	69



# 第 1 章

## イントロダクション

宇宙線は、宇宙を飛び交う高エネルギーの放射線である。しかし、その起源は未だ知られていない。

### 1.1 宇宙線

#### 1.1.1 宇宙線の歴史

宇宙線の研究は 20 世紀とともにはじまった。十分よく充電している電離箱が、絶縁しているにも関わらず放電し、厚い物質で囲むと放電度合いが減ることから、原因は近傍の空気を電離する地表からでてくる自然放射線であると考えられていた。しかし、この測定結果はエッフェル塔の頂上でも海の上でも変わらなかったため、原因を大地に求めることができなくなった。1912 年、オーストリアの物理学者である Hess は電離箱を気球に載せ、上空での放射線強度を計測した。高度 1000 m 以上では上空へ行くにつれて放射線の検出頻度が増加した。この結果は地球外からきわめて透過力の高い放射線が到来していることを示唆し、これが宇宙線の発見とされている [1]。また、放射線計測器を物質で囲み、物質の厚みを大きくしていくことで放射線強度を測定し、宇宙線の透過力を調べた。その結果、厚みが 10 cm くらいまでは急激に放射線の検出頻度が低下し、それ以降は検出頻度の減り具合が緩やかになった。このことから、宇宙線には二つの成分があることが発見された。

#### 1.1.2 エネルギースペクトル

宇宙線の発見から現在まで、図 1.1 に示すような宇宙線スペクトルが様々な実験で測定されてきた [2]。そのエネルギー範囲は 10 桁以上にも及ぶにも関わらず、 $10^{10}$  eV から  $10^{20}$  eV までのスペクトルは概ね  $E^{-3}$  で記述できる。しかし、実際はこの範囲の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存在することが知られている。折れ曲がりを見やすくするためにエネルギースペクトルに  $E$  の正のべき乗  $E^n$  をかけ（ここでは  $n = 2.6$ ）、起き上がらせたのが図 1.2 である [3]。いくつかあるスペクトルの折れ曲がり構造は、宇宙線がエネルギーを獲得するメカニズムや伝播する過程を解き明かす手がかりになると期待されており、各折れ曲がりの起源や成因についての仮説が立てられている。これらの折れ曲がりのうち  $10^{15.6}$  eV および  $10^{17}$  eV 付近にみられる宇宙線強度が急激に減少する折れ曲がり、それぞれ knee [4]、2nd knee とよばれている。Knee や 2nd knee を説明する有力な仮説は 2 つある。

1 つ目は、銀河系内における宇宙線の起源天体での加速限界が見えているという説である。この仮説では、knee は宇宙線陽子の加速限界であると考えられている。起源天体で加速できるエネルギーの上限値は宇宙線の電荷で決まるため、原子番号  $Z$  に比例する。そのため knee を超えるエネルギーでは、軽い原子核の宇宙線から順に系内での加速限界を迎えていき、宇宙線強度も減少していくと説明できる。天体での元素合成の終着点である鉄原子核

( $Z=26$ ) の加速限界は、陽子の 26 倍となる。そのため、knee のエネルギーのおよそ 30 倍である、2nd knee のエネルギーは鉄原子核の加速限界であるという考えは矛盾なく説明できる。

2 つ目は、銀河系からの宇宙線の漏れ出しが見えているというものである。銀河系内には  $\mu\text{G}$  オーダーの銀河磁場が存在しており、電荷粒子である宇宙線はその磁場に巻きつくらせん運動（ラーモア運動）をして伝播する。このように銀河磁場によるラーモア運動で宇宙線は銀河系内に閉じ込められているが、宇宙線のエネルギーが高くなるとらせん運動の半径（ラーモア半径）が長くなり、銀河系から逃げ出しやすくなる。ラーモア半径は次式で求められる。

$$R \sim \frac{1}{Z} \left( \frac{\mu\text{G}}{B} \right) \left( \frac{E}{10^{15} \text{ eV}} \right) [\text{pc}] \quad (1.1)$$

この式から、knee 付近の宇宙線のラーモア半径はおよそ 4 pc となる。銀河円盤の厚みが 100 pc 程度であることに比べれば、このラーモア半径は十分小さく、銀河系外への逃げ出しは困難であると考えられる。一方、2nd knee 付近の宇宙線陽子のラーモア半径は、銀河円盤の厚みと同等であるため、系内からの宇宙線の漏れ出しが 2nd knee の原因である可能性はある。しかし、鉄原子核の場合、2nd knee 付近の宇宙線のラーモア半径はおよそ 4 pc であるため、系外へ閉じ込められる可能性が高いと考えられる。

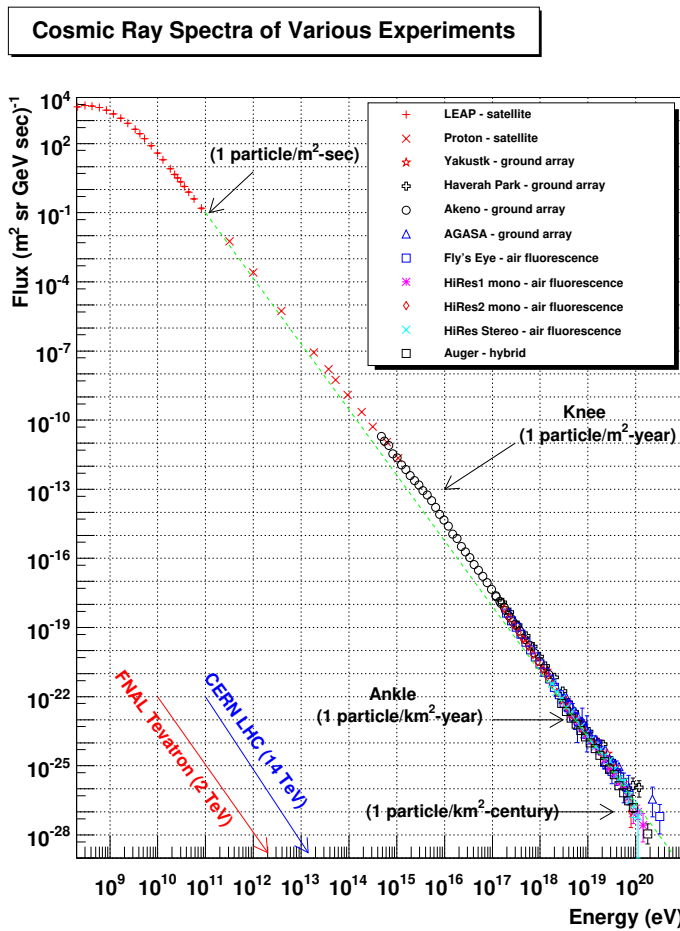


図 1.1: 様々な実験で測定された宇宙線のスペクトル [2]。

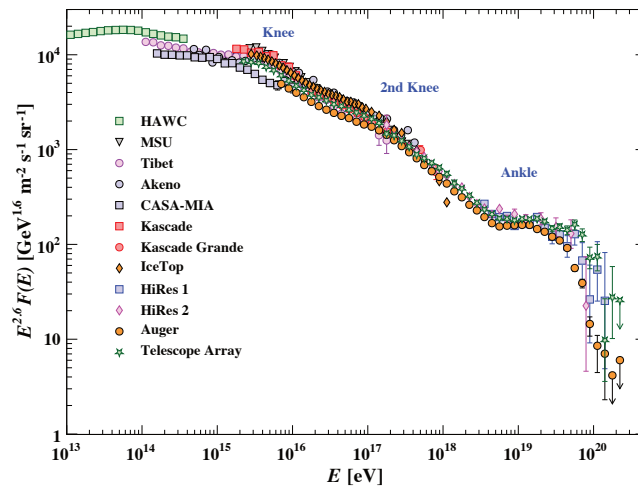


図 1.2: 様々な実験で測定された宇宙線のスペクトルで見られる折れ曲がり構造 [3]。スペクトルの折れ曲がり構造を見やすくするため、縦軸に  $E^{2.6}$  が掛けられている [3]。

### 1.1.3 質量組成

宇宙線は核種によって、磁場による曲げられやすさや相互作用長が変わるので、宇宙線の核種を求めることは、伝搬過程や加速限界が決まる。そのため、宇宙線の核種やその存在比を示す質量組成とエネルギースペクトルの両方を用いて解析することは、宇宙線の起源や加速メカニズム、さらにはその伝播過程を理解するうえで重要である。宇宙線の質量組成は、しばしば平均対数質量数  $\langle \ln A \rangle$  で表される。図 1.3 に、様々な実験で測定された  $\langle \ln A \rangle$  の分布を示す。

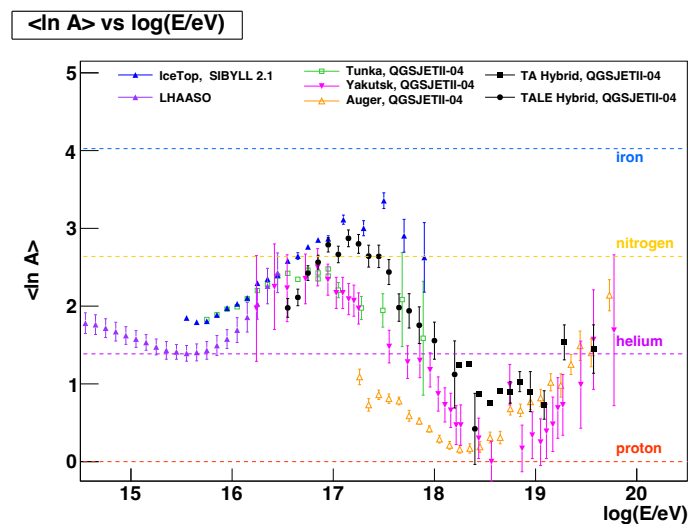


図 1.3: 様々な実験で測定された  $\langle \ln A \rangle$  の比較。TALE ハイブリッド観測 [5]、LHAASO [6]、IceTop [7]、Tunka [8]、Yakutsk [9]、Auger [10]、および 8.5 年間の TA BRM/LR ハイブリッド観測 [11] の結果を示している。各測定に使用された相互作用モデルは、図中の実験名の横に記載されている。LHAASO による結果では、相互作用モデルへの依存性を含む系統誤差をエラーバーとしている。

図から  $(\ln A)$  は knee 付近を境に増加し、2nd knee 周辺で減少に転じることがわかる。この結果は前述した、knee は陽子の加速限界、2nd knee は鉄原子核の加速限界により生じるという仮説で自然に説明できる。

## 1.2 空気シャワー

一次宇宙線のエネルギーが高くなればなるほど、宇宙線の到来頻度は急激に減少する。低エネルギーの宇宙線は到来頻度が高いが、地表に到達する前にエネルギーを消失してしまう。そのため、気球や人工衛星に搭載された観測装置によって宇宙空間で直接観測される。一方、高エネルギーの宇宙線は到来頻度が低いため、検出面積や観測時間が制限される気球や人工衛星などでの観測は難しい。しかし、そのような宇宙線は上空で消失せずに地表に到達することができる。そのため、 $10^{14}$  eV 以上のエネルギーを持つ宇宙線は地表に大きな検出面積をもつ観測装置を用いて観測される。

地球に到来した宇宙線は、大気中の原子核と相互作用し二次粒子を生成する。生成された粒子がさらに大気中の原子核と相互作用する。この過程を繰り返すことにより一次宇宙線が大気中で生成する粒子群を空気シャワーとよぶ。空気シャワーは 1938 年にフランスの物理学者 P. Auger によって発見された [12]。一次宇宙線が陽子と仮定すると、地球の大気厚さ  $X = 1000$  g/cm<sup>2</sup> を通過するときの反応確率は相互作用長  $\lambda$  を用いて、以下のように求められる。

$$P = 1 - \exp(-X/\lambda) \sim 1 \quad (1.2)$$

$$\lambda = \frac{M}{N_A \sigma}$$

$$M = 28.8 \text{ g/mol}, \quad N_A = 6.0 \times 10^{23} / \text{mol}, \quad \sigma = 0.5 \times 10^{-24} \text{ cm}^2$$

ここで、 $M$  は大気の実平均分子量、 $N_A$  はアボガドロ定数、 $\sigma$  は陽子と大気の実相互作用断面積を表す。上式より、地球に到来した宇宙線は大気中の原子核と必ず相互作用し二次粒子を生成する。空気シャワーは、ハドロン相互作用によって広がるハドロンカスケードと電磁相互作用によって広がる電磁カスケードの重ね合わせで構成される。

### 1.2.1 ハドロンカスケード

陽子やその他のハドロンが大気中の原子核と相互作用しハドロンである  $\pi$  中間子や  $K$  中間子などの二次粒子を生成する。その後もハドロン相互作用を繰り返して連鎖的に粒子が増えていく。これをハドロンカスケードとよぶ。生成される粒子の大半である  $\pi$  中間子は電荷をもつ荷電  $\pi$  中間子  $\pi^\pm$  と電荷をもたない中性  $\pi$  中間子  $\pi^0$  に分けられる。このうち  $\pi^0$  は寿命がおおよそ  $10^{-16}$  s と短く、すぐに  $\gamma$  線に崩壊し電磁カスケード (1.2.2 節) を形成する。一方、 $\pi^\pm$  の寿命はおおよそ  $10^{-8}$  s であるが、エネルギーが高い場合また原子核と相互作用し、さらに粒子を生成する。十分エネルギーが小さくなった  $\pi^\pm$  は以下のように崩壊する。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.3)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.4)$$

生成された  $\mu^\pm$  の寿命が約  $10^{-6}$  s 程度であり、ほとんどがそのまま地表に到達する。エネルギー損失をし、エネルギーが小さくなった  $\mu^\pm$  は

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (1.5)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (1.6)$$

のように電子 (陽電子) とニュートリノに崩壊する。

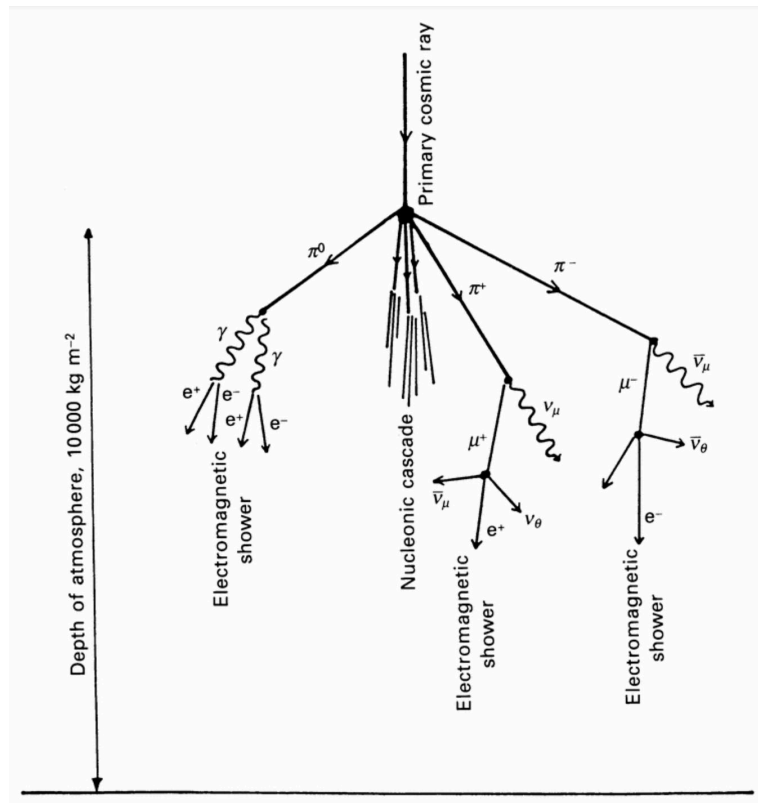


図 1.4: 空気シャワーの模式図。[13]

### 1.2.2 電磁カスケード

大気中の高エネルギー  $\gamma$  線は電子対生成を起こし、電子・陽電子が生じる。また、電子や陽電子は制動放射で  $\gamma$  線を生成する。

$$\gamma \rightarrow e^+ + e^- \quad (1.7)$$

$$e^\pm \rightarrow e^\pm + \gamma \quad (1.8)$$

$$(1.9)$$

これらの相互作用が繰り返されることで、大量の  $e^\pm, \gamma$  が生成され、これを電磁カスケードとよぶ。一次宇宙線が  $\gamma$  線の場合、これらの反応だけが起き、純粋な電磁カスケードとなる。また、ハドロンカスケード中の  $\pi^0$  の崩壊によって生まれた  $\gamma$  線からも電磁カスケードは生じる。

### 1.2.3 空気シャワーの縦方向発達

粒子が連鎖的に増加するカスケード現象では、粒子数が増加するごとに 1 粒子あたりのエネルギーは減少する。粒子のエネルギーが高いうちは粒子数が増え続けるが、個々の粒子が、あるエネルギー  $E_c$  以下になるとそれ以上粒子は生成されず、総粒子数は減少していく。この通過した大気厚さに対する空気シャワー粒子数の増減の様子を空気シャワーの縦方向発達とよぶ。この境目のエネルギー  $E_c$  は臨界エネルギーとよばれ、地球大気中ではおよそ 80 MeV である。これは、電子が制動放射を行うまでに進む平均的な大気厚さ（放射長）である  $37 \text{ g/cm}^2$  で、電子が電離損失で失うエネルギー（単位厚さあたり 2 MeV）に相当する。空気シャワーの縦方向発達は、Gaisser と

Hillas による以下の関数でよく表すことができる [14]。

$$N(X) = N_{\max} \left( \frac{X - X_0}{X_{\max} - X_0} \right)^{\frac{X_{\max} - X_0}{\lambda}} \exp \left( -\frac{X_{\max} - X}{\lambda} \right) \quad (1.10)$$

ここで、 $N(X)$  は大気深さ  $X$  での粒子数、 $X_0$  は宇宙線が最初に相互作用した地点の大気深さ、 $X_{\max}$  は空気シャワーが最大発達を迎える大気深さ、 $N_{\max}$  は  $X_{\max}$  での粒子数、 $\lambda$  は大気中での空気シャワー粒子の相互作用長である。

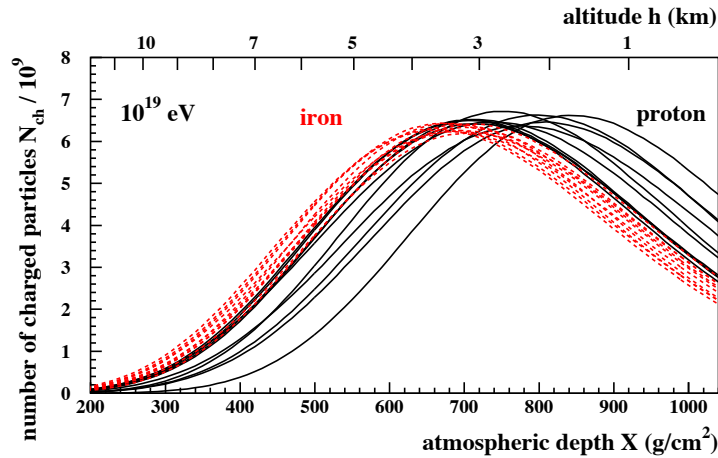


図 1.5:  $10^{19}$  eV の陽子および鉄による空気シャワーシミュレーションの縦方向発達 [15]。黒実線は陽子、赤破線は鉄の結果はである。

質量組成は主に  $X_{\max}$  の結果から求められる。一次宇宙線によって  $X_{\max}$  に差が生じる主な理由は 2 つある。1 つ目は、相互作用断面積の違いによるものである。例えば、核子が 56 個である  $\text{Fe}^{56}$  は、陽子 (p) 56 個の集団と考えられる。原子核相互作用は短距離力であるため、 $\text{Fe}^{56}$  の相互作用断面積は p の  $56^{\frac{2}{3}} \sim 20$  倍である。そのため、 $\text{Fe}^{56}$  の方が p より上空で相互作用し、空気シャワーの発達がはじまり、最大発達を早く迎える。2 つ目は、核子あたりのエネルギーが小さいことである。このような原理で、 $X_{\max}$  の平均値は一次宇宙線の核種に依存するため、 $X_{\max}$  から一宇宙線の核種を求めることができる。

#### 1.2.4 空気シャワーの横方向分布

空気シャワー現象において、宇宙線の到来方向の直線を空気シャワー軸という。一次宇宙線が大気中で相互作用すると、生成された粒子はシャワー軸に垂直方向の運動量をもつので空気シャワーの発達に伴って粒子の分布する範囲は円盤状に広がっていく。空気シャワー粒子は、シャワー軸に近いほど密に、遠くなるほど疎に分布する。この分布を、空気シャワーの横方向分布という。空気シャワーの横方向分布は、一定の高度で観測した場合、天頂角が大きくなれば通過する大気の厚さが大きくなるため、同エネルギー空気シャワーの横方向分布は全体的に下にシフトする。天頂角を固定した場合は、分布はエネルギーに依存する。横方向分布は、以下の Nishimura-Kamata-Greisen 関数 (NKG 関数) でよく表される [16, 17]。

$$f(r) = C(s) \left( \frac{r}{r_0} \right)^{s-2} \left( 1 + \frac{r}{r_0} \right)^{s-4.5} \quad (1.11)$$

ここで、 $r$  はシャワー軸からの距離を示す。 $C(s)$  は  $x = r/r_0$  としたときの  $\int_0^\infty 2\pi r f(r) dr$  が 1 となるように定めた規格化定数である。 $r_0$  はモリエール半径とよばれる、 $E_c$  をもつ電子が 1 放射長進んだ際に多重クーロン散乱によって横方向へずれる平均的な距離である。 $s$  はシャワーエイジとよばれるパラメーターで、空気シャワーの発達具合を表す量である。 $s = 1$  のときシャワーの最大発達を示し、発達が進むにつれて値が大きくなる。シャワー軸からの距離  $r$  での粒子数の面密度  $\rho(r)$  は、NKG 関数を用いて以下のように表すことができる。

$$\rho(r) = \frac{N_e}{r_0^2} f(r) \quad (1.12)$$

ここで、 $N_e$  はシャワー中の全粒子数である。

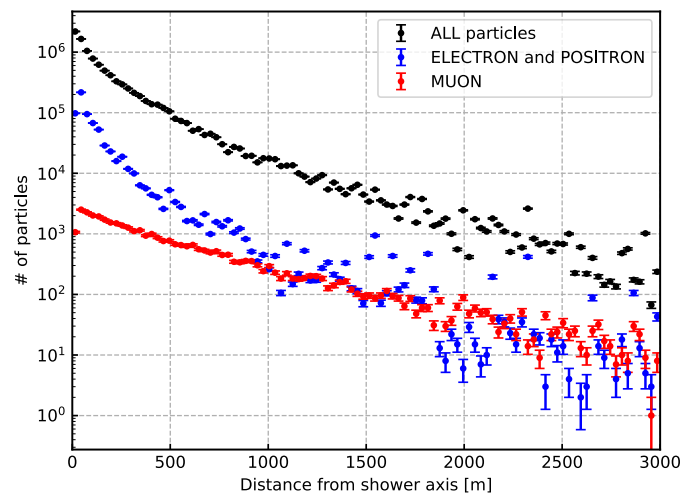


図 1.6:  $10^{16}$  eV の天頂角  $30^\circ$  から到来した陽子による空気シャワーシミュレーションの横方向分布。

### 1.2.5 空気シャワー面の構造

空気シャワーの前面は実際は図 1.7 のようにお椀型になって地表に到達する。これは空気シャワー軸から遠い粒子は、軸に近い粒子に比べ進む距離が長くなるからである。また、シャワー軸から遠い位置の空気シャワー面は、軸周辺に比べ厚みもある。

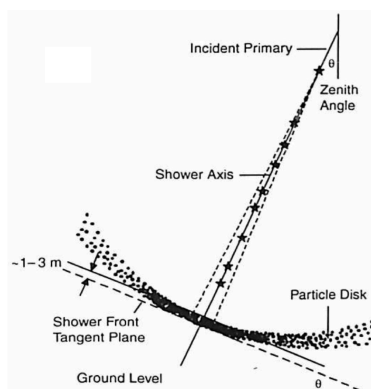


図 1.7: 空気シャワー面の概略図 [18]。

## 1.2.6 Knee 領域宇宙線のエネルギースペクトル解析の現状

近年、宇宙線エネルギースペクトルの knee の成因を解明するため、この領域の宇宙線を観測する実験は複数ある。本節では、そのなかで IceCube 実験と LHAASO 実験について説明し、それぞれの実験で報告された knee 領域 (1 PeV から 10 PeV) 周辺のエネルギースペクトルを紹介する。

### IceCube 実験

IceCube は、南極のアムンゼン・スコット基地周辺に建設されたニュートリノ観測施設である。球形の光検出器 (DOM) が、氷の深さ 1450 m から 2450 m の間に 60 個取り付けられたストリングが 86 本埋め込まれている。各ストリングは 120 m 間隔で配置され、全体の有効検出体積は  $1 \text{ km}^3$  に及ぶ。IceCube は、ニュートリノが水中で相互作用した際に放射されるチェレンコフ光を DOM によって観測する。

さらに、氷上には 162 台の水チェレンコフ検出器が設置され、空気シャワーの観測を行っている。これらの検出器は 2 台 1 組で 81 のステーションを構成し、各ステーションは 125 m 間隔で設置されている。これにより、 $1 \text{ km}^2$  の空気シャワーアレイが形成される。IceCube および IceTop の検出器配置を図 1.8 に示す。

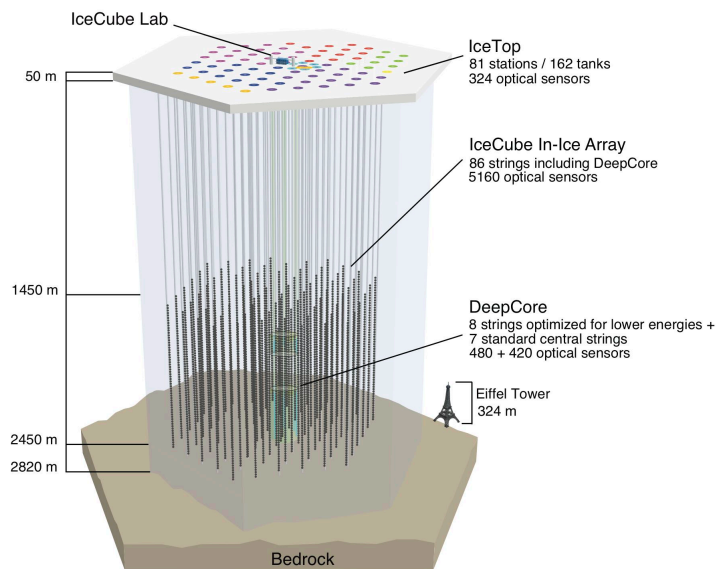


図 1.8: IceCube の全体配置図 [19]。水中には約 5000 個の DOM がストリング状に設置されており、 $1 \text{ km}^3$  の有効検出体積をもつ。氷上には宇宙線による空気シャワーを観測するために 162 台の水チェレンコフ検出器 IceTop が設置されている。

IceTop にとって測定されたエネルギースペクトルを図 1.9 に示す [20]。

### LHAASO 実験

Large High Altitude Air Shower Observatory (LHAASO) 実験は、中国四川省に建設された検出器を用いて 2019 年より  $\gamma$  線および宇宙線の観測を行っている。観測所は海拔 4410 m に位置し、以下の 4 種類の観測装置で構成されている (図 1.10) :

- 空気シャワーアレイ (Kilometer Square Array, KM2A)

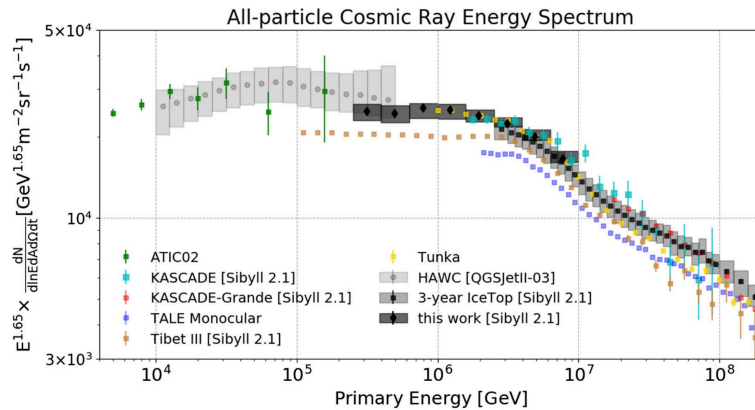


図 1.9: IceTop で測定された全粒子における宇宙線のエネルギースペクトル [20]。IceTop の 2016 年の観測データから決められた宇宙線フラックスを  $E^{-1.65}$  でスケーリングし、他実験と比較している。影付きの領域は系統誤差を示す。比較のため、HAWC [21]、ATIC-02 [22]、KASCADE [23]、KASCADE-Grande [24]、TALE [25]、Tibet-III [26]、Tunka [27] の結果を併せてプロットしている。

- 水チェレンコフ検出器アレイ (Water Cherenkov Detector Array, WCDA)
- 大気チェレンコフ望遠鏡アレイ (Wide Field-of-view Cherenkov Telescope Array, WFCTA)
- 電子・中性子検出器アレイ (Electron Neutron Detector Array, ENDA)

このうち KM2A は、内側  $1 \text{ km}^2$  の範囲に  $15 \text{ m}$  間隔、外側  $0.3 \text{ km}^2$  の範囲に  $30 \text{ m}$  間隔で設置された 5216 台の電磁粒子検出器 (Electromagnetic Particle Detector, ED) と、 $30 \text{ m}$  間隔で設置された 1188 台のミュオン検出器 (Muon Detector, MD) から構成されている。これにより、空気シャワー中の電磁成分とミュオン成分を識別することが可能である。

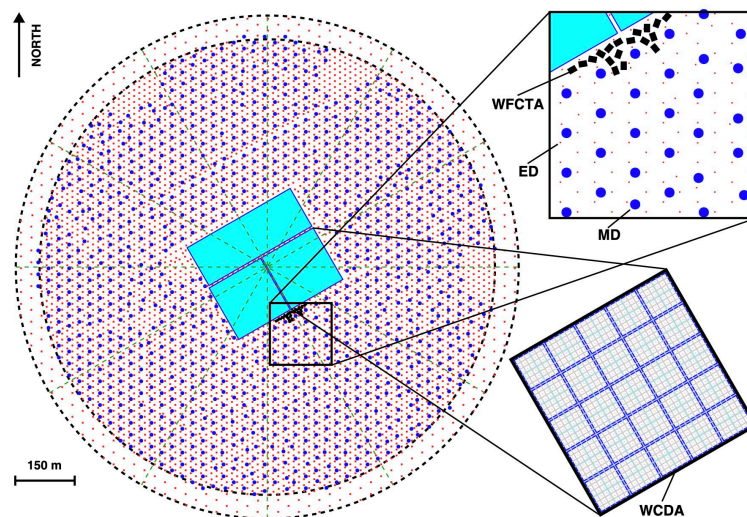


図 1.10: LHAASO の検出器配置図 [28]。赤点は ED、青点は MD であり、3 つの水色の四角は WCDA、黒の長方形は WFCTA を示す。

KM2A によって、測定された全粒子における宇宙線エネルギースペクトルを図 1.11 に示す [29]。

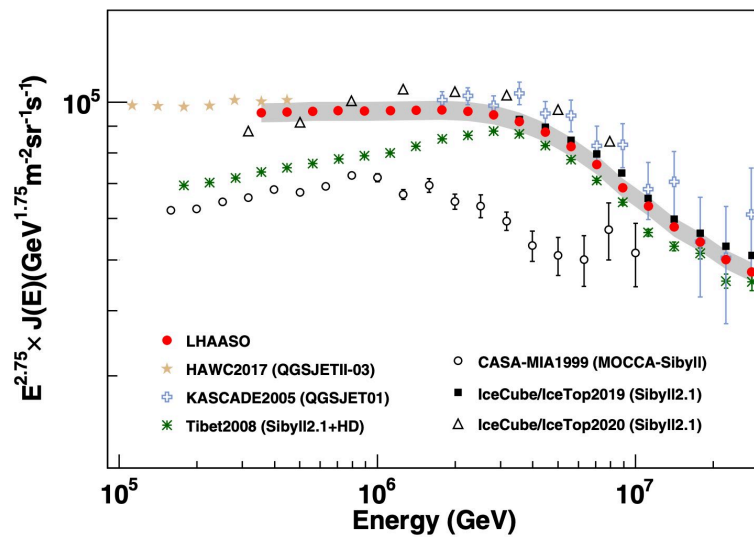


図 1.11: LHAASO の全粒子フラックスを  $E^{2.75}$  でスケーリングしたエネルギースペクトル [29]。灰色の影付きの帯は、推定された系統誤差を表す。HAWC [21]、CASA-MIA [30]、Tibet-III [26]、KASCADE [23]、IceCube/IceTop [20, 31] の結果を比較のためにプロットしている。エラーバーは統計誤差を表す。

## 第2章

# TALE-infill SD アレイ

Telescope Array Low-energy Extension (TALE) 実験 [32] は Telescope Array (TA) 実験 [33] で観測する宇宙線のエネルギー範囲を低エネルギーに拡張することを目的とした実験である。TALE 実験は、78 台の地表検出器 (Surface Detector, SD) からなる TALE SD アレイと 10 基の大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector, FD) から構成されている。また、TALE 実験のしきい値を  $10^{15}$  eV まで下げるべく、新たに 50 台の SD からなる TALE-infill SD アレイが設置された。これにより、TALE 実験は現在、10 基の FD を有する 1 箇所の FD ステーションと、計 128 台の SD から構成される 2 つのアレイ (TALE SD アレイおよび TALE-infill SD アレイ) を用いて宇宙線観測を行っている。

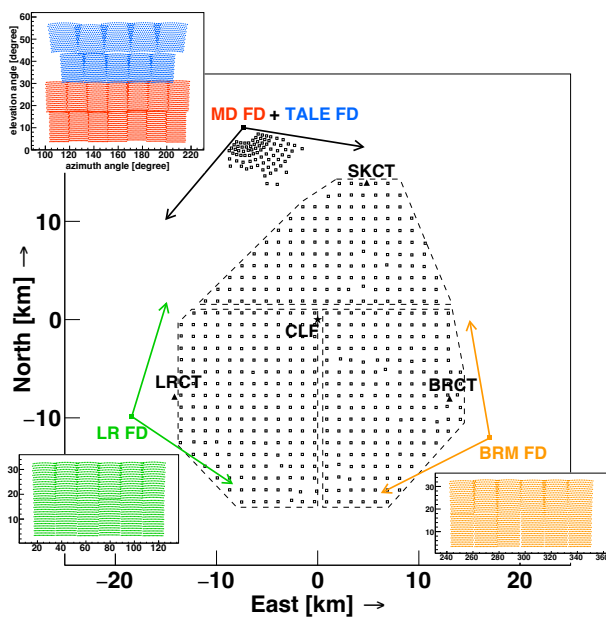


図 2.1: TA 実験の検出器配置。白抜き四角は SD [34] を示す。中央にあるのが TA SD アレイ、その北西にあるのが TALE SD アレイである。塗りつぶされた四角はそれぞれ FD ステーションを表し、矢印は視野境界である。各 FD ステーション近くのボックスに、望遠鏡の [35] 視野を示しており、各点はカメラを構成する PMT の視野中心の方向を表している。黒い三角は通信塔、星は FD の校正に使用する CLF (Central Laser Facility) である。

### 2.1 Telescope Array (TA) 実験

TA 実験は北半球最大の有効検出面積で宇宙線観測を行う国際共同実験である [33]。アメリカ合衆国ユタ州にて、約  $700 \text{ km}^2$  の有効面積をもつ 1.2 km 間隔に設置された 507 台の SD [34] と、それを囲むように設置された 3 箇所の FD ステーションにある計 38 基の FD [35] を用いて、空気シャワーを観測している。TA 実験の検出器配置を図 2.1 に示す。SD アレイの北西部に位置する Middle Drum (MD) [36] ステーションには 14 基の FD が、南東部の Black Rock Mesa (BRM)、南西部の Long Ridge (LR) ステーションにはそれぞれ 12 基の FD が設置されている。これらの 2 種類の観測装置を用いて、2008 年 5 月から定常観測を行っている。

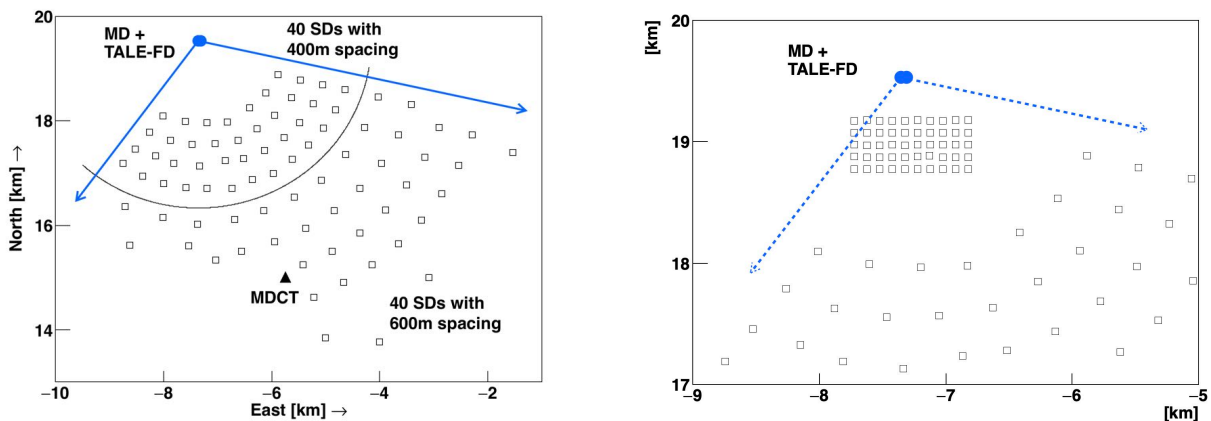
### 2.2 Telescope Array Low-energy Extension (TALE) 実験

TALE 実験は TA 実験の低エネルギー拡張実験で、 $10^{16.5}$  eV 以上の宇宙線を  $21 \text{ km}^2$  の面積をもつ SD アレイとその北西に設置された FD ステーションで、2018 年から観測している。TALE SD アレイは

図 2.2a に示すように、400 m 間隔 40 台、600 m 間隔 38 台の計 78 台の SD が扇型に配置されている。TA 実験がターゲットとしている  $10^{18}$  eV 以上の宇宙線により引き起こされる空気シャワーに比べて低エネルギー、つまり到来頻度が高く横方向の広がりが小さな空気シャワーを観測するため、TA SD アレイより狭い間隔で SD が配置されている。

## 2.3 TALE-infill SD アレイ

TALE 実験の観測範囲をより低エネルギーへ拡張し、knee 領域の宇宙線を観測するため、より密度の高い SD アレイ (TALE-infill SD アレイ) が新設された。TALE-infill SD アレイは、TALE FD と TALE SD アレイの間に位置しており、50 台の SD が 100 m 間隔の正方形グリッドに配置されている (図 2.2b 参照)。TALE-infill SD アレイの運用は 2023 年 11 月に開始した。TALE-infill SD は、TALE FD と組み合わせてハイブリッド観測・解析を行うことができる。もしハイブリッド解析のしきい値を 1 PeV まで下げることができれば、TA 実験やその拡張実験と合わせると、同じ検出器と手法を使用して、5 桁にわたるエネルギー範囲を解析できるようになる。同じ観測装置を使用して広いエネルギー範囲をカバーすることで、銀河系外起源宇宙線への遷移やその源などに関する理解が深まることが期待される。



(a) TALE SD の検出器配置。四角は TALE SD を示す。実線の境界より北は 400 m 間隔、南は 600 m 間隔で配置されている。三角は通通信塔、青点は TALE FD および隣接している TA MD である。青矢印は TALE FD の視野境界を表す。

(b) TALE-infill SD の検出器配置。四角は SD を示す。中央より少し北の長方形のアレイは TALE-infill SD アレイ、南の扇型のアレイが TALE SD アレイである。青点、青矢印は図 2.2a と同様に FD とその視野境界である。

図 2.2: TALE 実験の検出器配置。(a) に TALE SD、(b) に TALE-infill SD の検出器配置を示す。四角は SD、三角は TALE SD 用の通通信塔を、青点と矢印はそれぞれ TALE FD および TA MD、TALE FD の視野境界を示す。

## 2.4 地表粒子検出器 (Surface Detector, SD)

TALE-infill SD アレイは 50 台の SD からなる。TALE-infill SD の外観を図 2.3a に、整列している様子を図 2.3b に示す。本節では主に、TALE-infill SD の部品構成、エレクトロニクスの構成、データ収集システムについて述べる。



(a) TALE-infill SD の外観。奥に見えるの白い建物は TALE FD である。



(b) 100 m 間隔で配置された TALE-infill SD。図中は、アレイ内から東向きにみた図である。

図 2.3: (a) TALE-infill SD の外観。 (b) 整列している TALE-infill SD のようす。

### 2.4.1 部品構成

図 2.4a に TALE-infill SD の主な構成要素を示す。SD は大きく分けてシンチレーターボックス、データ収集用エレクトロニクスやバッテリーを収納するステンレスボックス、ソーラーパネル、通信用アンテナ、GPS アンテナによって構成されている。ステンレスボックス内には、図 2.4b のようにエレクトロニクスやバッテリーが入っている。天候や盗難による被害を防ぐため普段は厳重に施錠されている。

シンチレーターとは荷電粒子が通ると発光する物質で、発光量は粒子が通過した距離に依存する。シンチレーターボックスには、厚さ 1.2 cm、面積 3.0 m<sup>2</sup> のプラスチックシンチレーター (CI 工業社製、CIMS-G2) が 2 層設置されている。各層のシンチレーターは 0.25 m × 1.5 m のシンチレーター 8 枚からなる。荷電粒子が通過し生じた各層のシンチレーション光は、各層 28 本ずつの波長変換ファイバー (Kuraray 社製、Y-11) を通じて光電子増倍管 (HAMAMATSU 社製、R8619) に収集される。これらを集光率を上げるための白色のタイベックシートで覆い、ブラックシートで遮光し、厚さ 1.2 mm のステンレスボックスに収納している。TALE-infill SD のシンチレーターボックス内のシンチレーター、光電子増倍管および波長変換ファイバーの配置は図 2.5 のとおりである。光電子増倍管からの出力信号は SD のエレクトロニクスに送られ、ビット数 12 bit、サンプリング周波数 50 MHz の FADC (Analog Devices 社製、AD9235RU-65) で各層ごとにデジタル化され記録される。これは 20 ns ごとに電圧値をサンプリングすることを意味する。各 SD の時刻は、GPS アンテナ (SYNERGY SYSTEMS 社製、ANT-15S) で受信された 1 PPS 信号を用いて GPS モジュール (i-Lotus 社製、ILGPS-0030-B) によって同期される。生成されるタイムスタンプの精度は 9.4 ns である。

エレクトロニクスを駆動するための電力源として 120 W のソーラーパネル (京セラ社製、KD145SX-UFU) および電圧 12 V、容量 100 Ah のバッテリー (C&D Technologies 社製、DC100) を用いている。このような、耐久性のある設計と太陽光による電力供給が、砂漠で 24 時間 365 日自立稼働することを可能にする。

### 2.4.2 エレクトロニクスの構成

TALE-infill SD のエレクトロニクスの外観およびブロック図をそれぞれ図 2.4c、図 2.6 に示す。エレクトロニクスは以下の要素で構成されている。

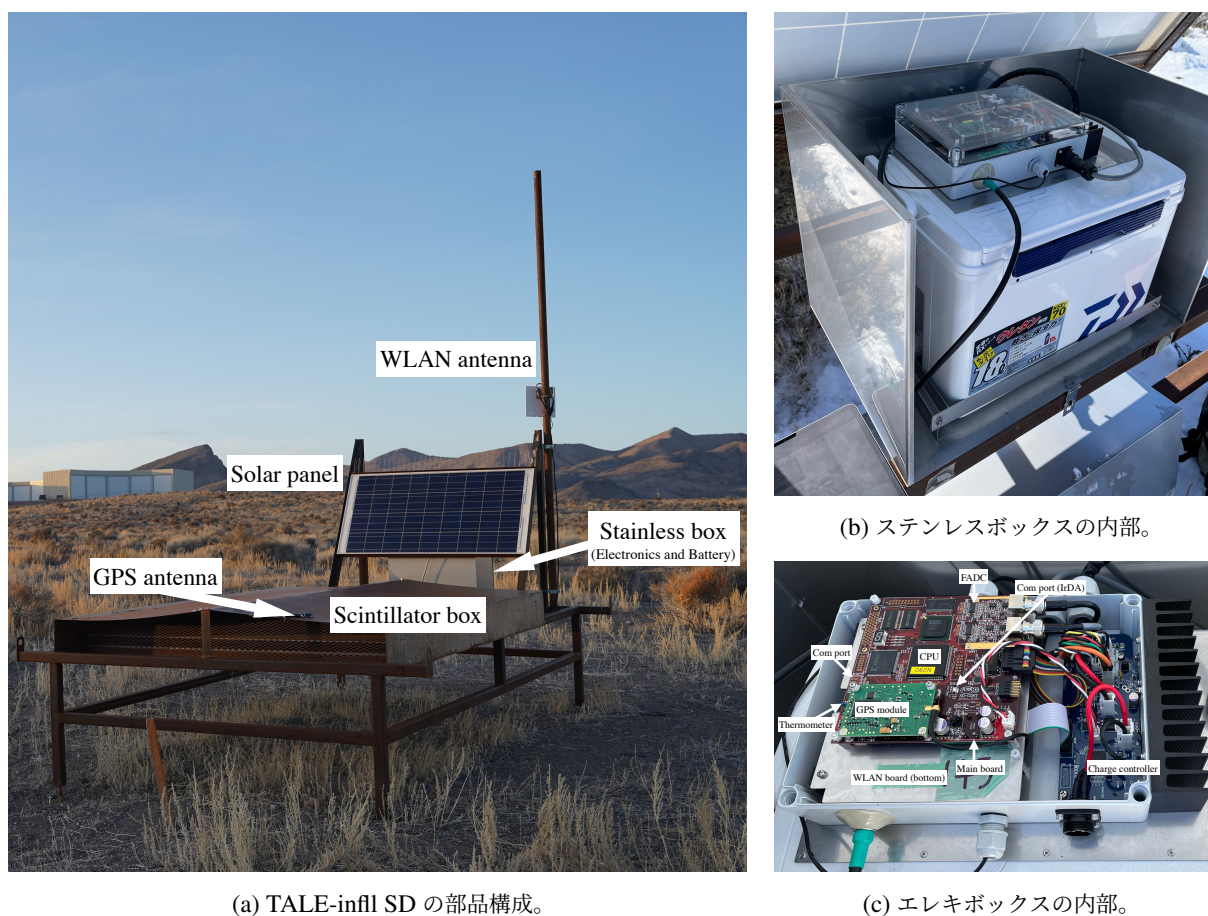


図 2.4: (a) TALE-infill SD の部品構成。(b) ステンレスボックスの内部。ソーラーパネル裏に設置されているステンレスボックス内には、バッテリーボックス（下）とエレクトロニクス（上）が格納されている。(c) エレキボックスの内部。

- PMT で得られた信号をデジタル化する FADC。ビット数は 12 bit、サンプリング周波数は 50 MHz であり、上下 2 層にそれぞれ 1 本ずつ設置された PMT の信号が、1 つの FADC 内の 2 チャンネルでサンプリングされる。
- 高速信号処理用の FPGA (Xilinx 社製、XC3S1000)。ゲート数は 100 万である。主に PMT の波形信号の処理や保存、PMT への印加電圧の制御に用いられる。
- エレクトロニクス全体を制御するための CPLD (Xilinx 社製、XC2C256)。
- 複雑な処理を行うための CPU (ルネサステクノロジ社製、SH7750)。動作周波数は 150 MHz であり、大半の処理はこれを用いて行っている。
- 位置情報および絶対時刻を取得するための GPS モジュール (i-Lotus 社製、ILGPS-0030-B)。
- 無線 LAN 通信モジュール (Redpine Signals 社製、RS9110-N-11-02)。

### 2.4.3 通信等の基本構成

TALE-infill SD アレイ用の通信塔は TALE FD サイトに設置されている。通信塔の主な構成要素は以下のとおりである。

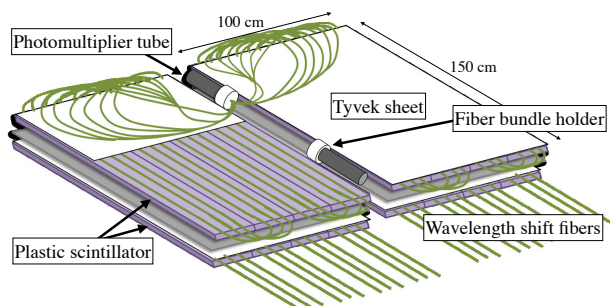


図 2.5: TALE-infill SD のシンチレータボックス内部の概略図。

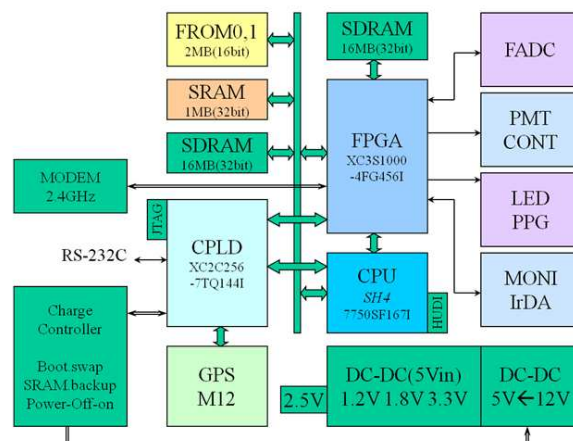


図 2.6: SD に搭載されているエレクトロニクスブロック図 [37]。

- SD と通信するための無指向性アンテナ (Cisco 社製、AIR-ANT2480V-N) およびアクセスポイント (Cisco 社製、AIR-AP1572E-Q-K9)。各 SD とは 2.4 GHz の電波で通信を行い、トリガー用の通信では 2.0 Mbps、データ収集の際は 1.0 Mbps で通信している。この周波数で通信を行うのは、通信塔同士の通信 (5.7 GHz 帯) をはじめとする他の通信と干渉するのを防ぐためである。
- GPS アンテナ (SYNERGY SYSTEMS 社製、ANT-15S) と GPS モジュール (i-Lotus 社製、ILGPS-0030-B)。
- データ収集用 PC (Raspberry Pi 2 model B)。
- 電気供給用のソーラーパネルと、12 V のバッテリー。充電の管理をするチャージコントローラー。



図 2.7: TALE-infill SD アレイ用のデータ通信塔。中央に写る鉄塔の頂点に取り付けてあるのが無指向性アンテナ、中腹にある白い箱がアクセスポイントである。右手前の建物が TA MD、奥の少し背が高い建物が TALE FD である。

## 2.4.4 データ収集システム

TALE-infill SD アレイは、各 SD と通信塔間との交信によってデータを収集する。これを Data Acquisition (DAQ) とよぶ。DAQ は、レベル 0 トリガー、レベル 1 トリガー、レベル 2 トリガーとよばれる 3 種類のトリガーによって動作する。このうちレベル 0 トリガーおよびレベル 1 トリガーは、一定の強度を超える信号を検出すると、各 SD のエレクトロニクスによって発行される。SD はレベル 1 トリガーのタイミング情報をまとめ、通信塔に毎秒送信する。通信塔の DAQ PC は、各 SD から送られるレベル 1 トリガーのタイミング情報を受信し、レベル 2 トリガーを判定する。本節では、DAQ の流れおよび各トリガーについて説明する。

### Minimum Ionizing Particle (MIP)

荷電粒子が物質を通過する際、電離によって失うエネルギーには最小値が存在する。この電離によるエネルギー損失が最小となる状態に進む粒子を、Minimum Ionizing Particle (MIP) とよぶ。シンチレータを通過する粒子の多くはミューオンであるため、1 MIP のミューオンが生成する信号を測定することで、各 SD の応答を較正することができる。

### レベル 0 トリガー

空気シャワー粒子の多くは 10 MeV 程度のエネルギーをもち、シンチレータの上下層を通過する。そのため、バックグラウンドとなる自然放射線由来の信号を取り除くためには上下層でコインシデンスを取ればよい。レベル 0 トリガーを用いて自然放射線によるバックグラウンド信号を低減し、しきい値を超える信号を記録する。レベル 0 トリガーの判定を行う手順を以下に示す。

1. 直前の 1 秒間の波形から、8 bin (160 ns) の FADC 値の積分値  $S_8$  を 8 bin ずつ移動しながら求め、最頻値をペDESTAL の値とする。この計算を上下層で記録した信号に対して行う。
2.  $S_8$  を 1 bin ずつ移動しながら求め、 $S_8$  からペDESTAL を引いた値が上下層ともに 15 FADC カウント (およそ 0.3 MIP) よりも大きければレベル 0 トリガーを発行する。もしトリガー発行から 1280 ns 以内に、次のトリガー条件を満たす事象が発生した場合は、後者の事象は無視される。
3. レベル 0 トリガーが発行されると、その波形を波形記録専用の SDRAM (Synchronous Dynamic Random Access Memory) に転送する。トリガー時刻の 640 ns 前から 1920 ns 後までの 2.56  $\mu$ s 間の波形が保存される。トリガー時刻の 1280 ns 後から 2560 ns 後までの間に次のトリガー条件を満たす事象が発生した場合は波形の重複を防ぐため、その事象のトリガー時刻を手順 2 で発行されたトリガー時刻の 2560 ns 後に遅延させる。波形の保存と同時に、波形の情報を 10 ms ごとに CPU に共有する SDRAM へ転送される。

レベル 0 トリガーは 1 秒間に約 750 回発生する。1 回のトリガーで記録される波形フレームの長さは 2.56  $\mu$ s であり、これよりも長い信号は連続した複数フレームの波形として記録される。これは、一度に送信するパケットサイズを大きくしないためである。

### レベル 1 トリガー

レベル 0 トリガー発行後、保持された波形の積分値からペDESTAL を差し引いた値が 3 MIP に相当する 150 FADC カウントを超えた場合にはレベル 1 トリガーを発行する。通信塔の DAQ PC へレベル 1 トリガー情報を送信する手順を示す。以下の手順はすべて各 SD の CPU で行われる。

1. 記録された  $2.56\ \mu\text{s}$  間の FADC カウントの積分値からペDESTALを差し引いた値が、しきい値である 150 FADC カウントよりも大きいかどうか確認し、大きければレベル 1 トリガーを発行する。
2. レベル 1 トリガーが発行された場合、トリガー時刻を記録し、毎秒通信塔の DAQ PC に送信する。

レベル 1 トリガーの典型的なトリガーレートは約 20 Hz である。

#### レベル 2 トリガー

通信塔に送信された各 SD のレベル 1 トリガー時刻情報を用いて、空気シャワーイベントの判定をする。空気シャワーが到来した場合、時間的および空間的にまとまって複数の SD に信号が記録されるはずである。通信塔にある DAQ PC は、各 SD から収集したレベル 1 トリガーの時刻をスキャンし、 $3\ \mu\text{s}$  以内の時間幅で隣接する 5 台以上の SD でレベル 1 トリガーが発行されていれば、これを空気シャワーイベントとみなしてレベル 2 トリガーを発行する。空気シャワーイベントのトリガー時刻は、レベル 2 トリガー判定に使用したレベル 1 トリガー時刻のうち最も早いものと最も遅いものとの平均で記録される。以下に 1 秒間のサイクルで行われるレベル 2 トリガーの判定と記録の手順について述べる。

1. 通信塔の DAQ PC は、直前の 1 秒間でレベル 1 トリガーを発行したすべての SD から送信されるレベル 1 トリガー時刻を取得する。この処理は、サイクルのはじめの  $60\ \text{ms}$  で行われる。
2. レベル 1 トリガーを発行した SD の時刻情報と座標番号とを組み合わせ、さらに時系列で並び替えてアレイ全体のトリガーテーブルを生成する。
3. 手順 2 で作成したトリガーテーブルを  $3\ \mu\text{s}$  のゲート幅で走査し、5 台以上の隣り合った SD でレベル 1 トリガーが発行されていた場合はレベル 2 トリガーを発行する。レベル 2 トリガーの判定に使用したレベル 1 トリガー時刻のうち、最も早いものと最も遅いものとの平均をレベル 2 トリガーのトリガー時刻とする。
4. レベル 2 トリガーが発行されると、通信塔の DAQ PC はレベル 2 トリガー時刻から  $\pm 32\ \mu\text{s}$  以内にレベル 0 トリガーを発行したすべての SD に波形送信を依頼し、依頼された SD は波形を送信し、それを DAQ PC が受信して記録装置に保存する。

## Low energy trigger

SD のみを用いる解析でのエネルギーしきい値をさらに 1 PeV まで下げるため、TALE-infill SD アレイでは Low energy trigger を実装した。上記のレベル 2 トリガー ( $3\ \mu\text{s}$  の時間幅で隣接する 5 台以上の SD がレベル 1 トリガーを発行) を満たさない場合、アレイの中心部に位置する特定の 12 台の SD を用いて Low energy trigger のトリガー判定を行う。判定基準は次の通りである。中央部の特定の 12 台の SD のうち 3 台以上の隣接した SD が、 $3\ \mu\text{s}$  以内にレベル 1 トリガーを発行している場合、Low energy trigger を発行する。このときトリガー時刻は、Low energy trigger の判定に使用された SD のうち、レベル 1 トリガー時刻が最も早いものと最も遅いものとの平均を取ることによって計算される。トリガー時刻の  $\pm 32\ \mu\text{s}$  以内にレベル 0 トリガーを発行した、TALE-infill SD アレイ内すべての SD について波形収集が行われ保存される。

### 2.4.5 SD のモニター情報

各 SD の状態を正常に保つため、すべての SD で表 2.1 のモニター情報が記録される。これらの情報を元に図 2.10 のようなモニタープロットが作成され、遠隔作業・現地作業によって SD の運用保守を行う。

TALE-infill SD Array

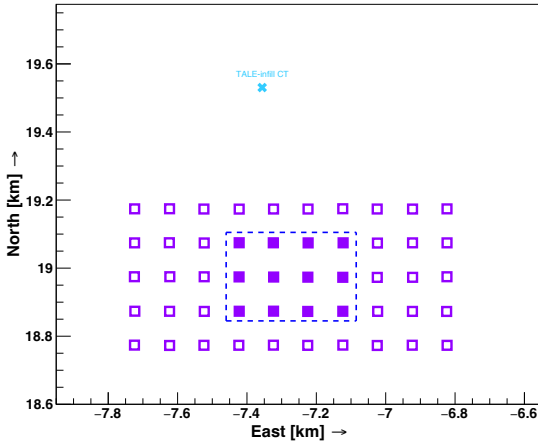


図 2.8: Low energy trigger を導入したアレイ。□ は TALE-infill SD を、× は TALE-infill アレイ用の通信塔を示す。■ で示すアレイ中央の 12 台の SD でトリガー判定を行う。

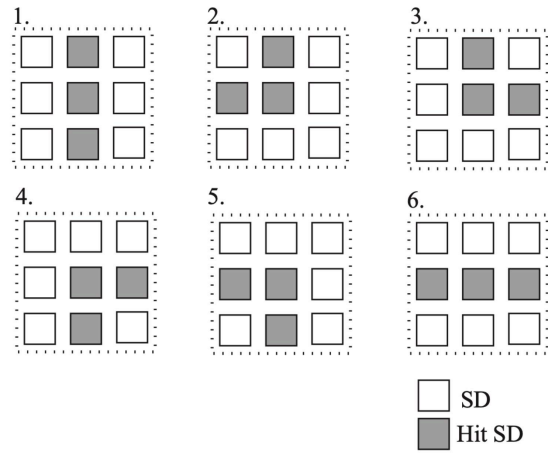


図 2.9: Low energy trigger パターン。3  $\mu$ s の時間幅で、隣接する 3 台の SD でレベル 1 トリガーが発行されると、レベル 2 トリガーが発行される。上記の 6 つのパターンの形を移動させるとすべてのトリガーパターンに対応する。

表 2.1: 記録される SD のモニター情報 [38]。

記録される SD のモニター情報	記録される頻度
レベル 1 トリガーのトリガーレート	
GPS 信号によるタイムスタンプ	1 秒ごとに記録
1 秒間でのクロックカウント	
レベル 0 トリガーのトリガーレート	
バッテリーの電圧および電流	
ソーラーパネルの電圧	1 分ごとに記録
エレキボックス内部の温度	
エレクトロニクス本体	
ステンレスボックス内の温度	
ミューオン信号のヒストグラム	
ペDESTALのヒストグラム	10 分ごとに記録
GPS モジュールのステータス	
GPS 衛星数	

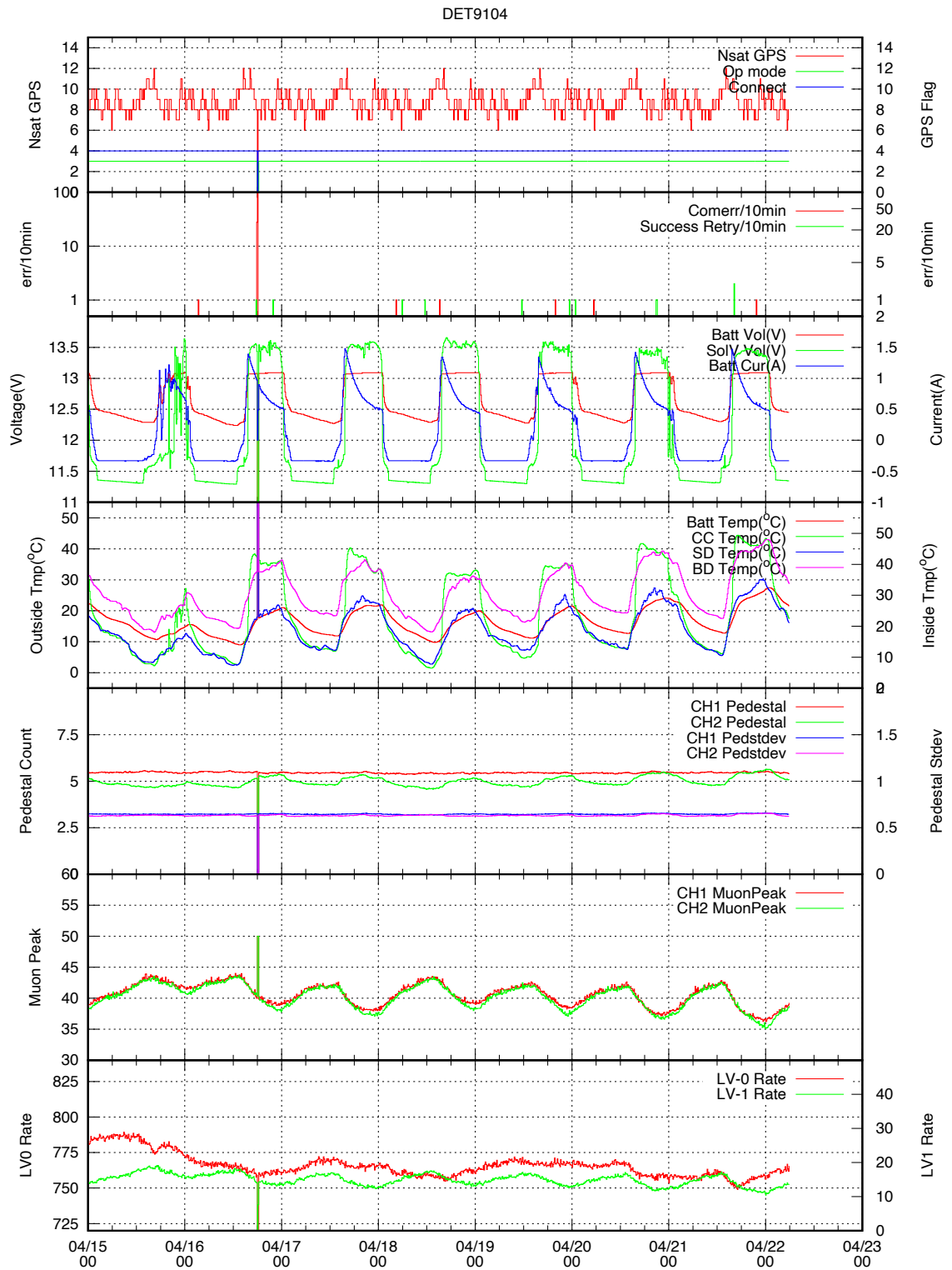


図 2.10: TALE-infill SD のモニター情報の一例。上段から順に GPS ステータス・衛星数、SD-通信塔間の通信状況、バッテリー電圧および電流・ソーラーパネルの電圧、SD 各部の温度、上下層のペDESTALとその標準偏差、上下層のミュオン信号のヒストグラムのピーク値、レベル0・レベル1 トリガーのトリガーレートを示す。

## 2.5 大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector, FD)

TALE FD は図 2.2a の青点で示す通り、TALE SD アレイの北側に位置する TA FD の MD ステーションに隣接して設置されている。図 2.11 に TALE FD ステーションの外観を示す。TALE FD で用いられる望遠鏡とエレクト



図 2.11: TALE FD の外観。TA MD に隣接している。

ロニクスは、以前 HiRes 実験で使用されていた部品を再調整したものを使用している [38]。5.2 m<sup>2</sup> のクローバー型の鏡をもつ望遠鏡に、256 (16 × 16) ピクセルの光電子増倍管が搭載されており、8 ビット 10 MHz の FADC 読み出しシステムで動作している。TALE FD を横からみた図 2.13 では、右に鏡、その焦点となる左上に PMT で構成されるカメラが写っている。図 2.12 の左は 45° から 59°、右は仰角 31° から 45° の視野をもつ望遠鏡であり、それぞれ 5 基ずつ計 10 基の望遠鏡で仰角 31° から 59°、方位角方向 115° (図 2.2a 青矢印) の範囲をカバーしている。TA MD と TALE FD を組み合わせることで仰角 3° から 59° の範囲の空を観測することができる。TA MD (仰角 3° から 31°) に対して TALE FD の視野がその上方に位置するのは、TALE FD が狙う低エネルギーの宇宙線による空気シャワーは最大発達をより上空で迎えるからである。



図 2.12: TALE-FD の正面図 [38]。図中左が高仰角（仰角  $31^\circ$  から  $59^\circ$ ）、右が低仰角（ $31^\circ$  から  $45^\circ$ ）を観測する望遠鏡である



図 2.13: TALE-FD の側面図。奥が高仰角、手前が低仰角を観測する望遠鏡である。図中左上に PMT からなるカメラ、右に鏡がある。



## 第3章

# モンテカルロシミュレーション

地表に到達した空気シャワー粒子の分布は、一次宇宙線のエネルギーや天頂角、核種などのパラメーターに依存する。そのため、TALE-infill SD アレイの各 SD で記録された信号の大きさや時刻の情報と宇宙線のパラメーターとの関係を知ることで、SD が持つ情報から一次宇宙線のエネルギーなどのパラメーターを原理的には逆算することができる。また、単位面積当たりの到来頻度に相当するエネルギースペクトルを観測データから決定するには TALE-infill SD アレイの有効検出面積を求め、さらにエネルギー決定の精度を知る必要がある。しかし、有効検出面積は一次宇宙線の核種やエネルギー、SD の稼働率などに依存し、解析的に決定することは困難である。もちろん実イベントの宇宙線の真のエネルギーを知ることは不可能であり、アレイの性能を評価することも難しい。そのため本研究では、モンテカルロシミュレーションを用いてこれらを求めた。

この章では本研究で使用したモンテカルロシミュレーションパッケージの詳細について述べる。

### 3.1 TALE-infill SD アレイ用モンテカルロシミュレーションパッケージ

TALE-infill SD アレイ用のモンテカルロシミュレーションパッケージは、大きく分けて以下の3つの手順で空気シャワーイベントを生成する。

1. 空気シャワーシミュレーション (3.2 節)
2. 検出器応答シミュレーション (3.3 節)
3. 検出器アレイ応答シミュレーション (3.3.2 節)

空気シャワーシミュレーションには、CORSIKA (COsmic Ray SIMulations for KAscade) [39] (ver 7.35000) を使用した。ハドロン相互作用モデルは 80 GeV 以上の高エネルギー領域では、QGSJETII-04 [40] を、それ以下の低エネルギー領域では FLUKA [41] を適用し、電磁成分のシミュレーションについては EGS4 [42] を用いた。また、TALE-infill SD アレイの検出器応答については GEANT4 (GEometry ANd Tracking) [43] を使用した。

### 3.2 CORSIKA による空気シャワーシミュレーション

CORSIKA は高エネルギー宇宙線による空気シャワーをシミュレートするプログラムである。陽子や鉄の原子核、光子など様々な一次粒子について、原子核やハドロン、ミューオン、電子、光子などの粒子の大気中での運動を追跡し、各粒子のエネルギー損失、散乱、崩壊、粒子生成をシミュレートできる。本研究では、TALE-infill SD アレイの観測高度や観測対象となる宇宙線のエネルギーを考慮し、CORSIKA シミュレーションを用いて空気シャワーを生成した。TA グループでは従来、計算コストを削減するためにシニング/デシニング処理を施した空気シャワー (Dethinned shower) を用いて解析を行っていた。しかし、本研究では、TALE-infill SD が観測する宇宙線の

特性を考慮し、シニング/デシニングを行わずに、観測サイトの高度である海拔 1580 m までの発達をシミュレーションした空気シャワーを使用した。

### 3.2.1 デシンドシャワー (De-thinned shower)

以下で、従来使用されていたシニング・デシニング手法について説明する。

#### シニング (Thinning)

空気シャワーの発達の過程で生成される粒子数は、一次宇宙線のエネルギーが高いほど多くなる。空気シャワーが最大発達を迎えた時点での粒子数はおおよそ (一次宇宙線のエネルギー / 1 eV) /  $10^9$  の値になる。つまり  $10^{18}$  eV の宇宙線による空気シャワーでは、最大発達地点で約  $10^9$  個もの粒子がある。これらの粒子をすべて追いかけてシミュレーションするには、非常に大きな計算コストや記録用のストレージ容量が必要になる。そのため、このような高エネルギー宇宙線をシミュレーションするには、計算時間を削減するためシニング (Thinning) とよばれる、二次粒子の中から 1 つの粒子を選び、複数の粒子を代表させ、追跡する手法が用いられる [44, 45]。

図 3.1 左はシニングの模式図である。空気シャワーが発達し、粒子数が多くなり、個々の粒子のエネルギーがあらかじめ決められた値 (一次宇宙線のエネルギー  $\times$  Thinning level) より小さくなると、それらをまとめて粒子数に相当する重み  $\omega$  をもった 1 粒子として扱う。

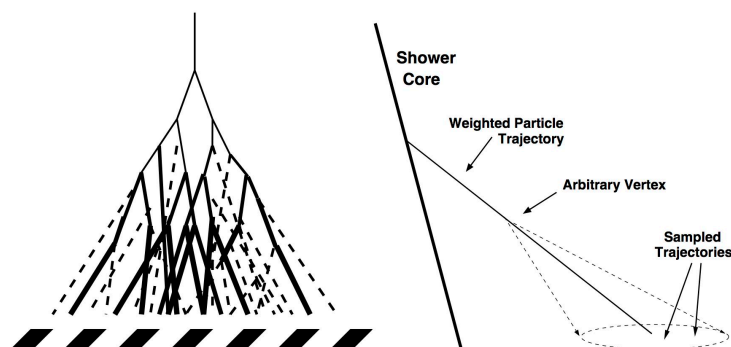


図 3.1: 左: シニングの模式図。実践は空気シャワー粒子、破線はシニングで間引かれた粒子、太線は重み付けされた粒子を示す。右: デシニングのアルゴリズムの模式図 [46]。

#### デシニング (Dethinning)

しかし、図 3.1 左からわかるように、実際の空気シャワーを観測した際に検出器で検出される粒子数とシニング後のシャワーを観測した際の粒子数とで大きな差が生じてしまう。このことから、シニングは粒子数密度の分布、到来時刻や方向、さらにはそれらを用いて求めた宇宙線のエネルギーに影響を及ぼしてしまう。これらの問題を解決するため、シニングされた空気シャワーから地表での実際の粒子分布を復元する手法をデシニング (Dethinning) とよぶ。

シニングによりまとめられた粒子は、まとめた粒子数分の重み  $\omega$  をもつ。デシニングの手順は、以下のとおりである。

1. デシニングプロセスの開始点を決定する。重み付けされた粒子の飛跡上の一点 (図 3.1 右の Arbitrary Vertex) を選択する。この際、地表から Arbitrary Vertex までの最大距離  $D_{\max}$  は、デシニング対象の粒子が空気シャ

ワ一面の到来時刻より早く地表に到達しないよう以下の条件で決められる。

$$D_{\max} = \frac{c^2(t_i - t_0)^2 - |\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_0|^2}{2(c(t_i - t_0) - (\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_0) \cdot \hat{\mathbf{p}}_i)} \quad (3.1)$$

ここで  $c$  は光速、 $t_i$  は地表に到来する粒子の到来時刻、 $t_0$  は宇宙線の最初の相互作用の時刻、 $\mathbf{x}_i$  は地表に到来する粒子の位置、 $\mathbf{x}_0$  は宇宙線の最初の相互作用位置、 $\hat{\mathbf{p}}_i$  は地表に到来する粒子の軌道方向である。

2. 間引かれていた粒子の飛跡を決定する。手順 1 で決定したデシニングの開始点から、重み付け粒子の進行方向を中心とする半頂角  $\psi$  の円錐内で、間引かれていた  $\omega - 1$  個の粒子の飛跡が 2 次元ガウス分布に従うように決定される。

$$\psi(d) = \beta \times d \quad (3.2)$$

$$\beta = \begin{cases} 3^\circ/\text{km} & (\text{if electromagnetic particles}) \\ 1^\circ/\text{km} & (\text{if muons and hadrons}) \end{cases} \quad (3.3)$$

ここで、 $\beta$  は粒子種によって決まる定数、 $d$  は重み付き粒子と空気シャワーコアとの横方向距離である。空気シャワー粒子は電磁成分ほど広がりやすく、シャワー中心から遠い粒子ほど広がる傾向を表している。

3. 間引かれていた粒子をそれぞれ地表まで投影する。
4. 間引かれていた各粒子の到来時刻を決定する。重み付けされた粒子の地表到来時刻を基に、粒子種や軌跡に依存するガウス分布に従うずれが加えられる。
5. 間引かれていた各粒子のエネルギー決定する。重み付けされた粒子のエネルギーを中心として  $\pm 10\%$  の範囲内でガウス分布に従うように計算される。

図 3.2 左にシニングを行った空気シャワーとシニングを行っていないシャワーとの横方向粒子数密度分布の比較を、図 3.2 右にデシニングを行ったシャワーとシニングを行っていないシャワーとの横方向粒子数密度分布の比較を示す。これらの図からデシニングによって粒子数の横方向分布が平均値、RMS (Root Mean Square) とともによく再現されていることがわかる [47]。さらに、空気シャワー粒子のエネルギースペクトルや密度、到来時刻も一致することが確認されている。

このようにシニング・デシニングを行いシミュレーションされた空気シャワーをデシンドシャワー (Dethinned shower) とよぶ。

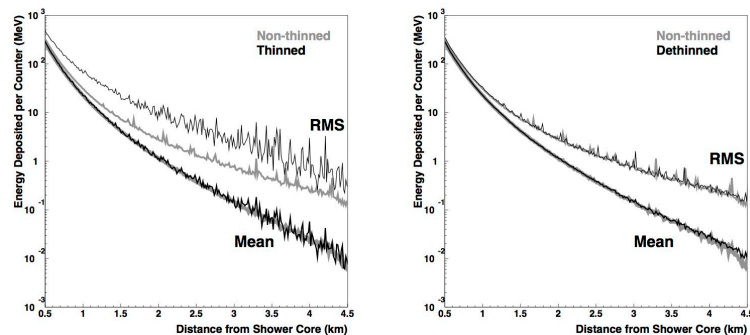


図 3.2: エネルギー  $10^{19}$  eV、天頂角  $45^\circ$  の条件でシミュレーションした陽子による空気シャワー粒子の横方向分布 [47]。左: シニングされたシャワー (黒) とシニングを行っていないシャワー (灰) との横方向粒子数密度分布の比較。右: シニング後にデシニングを行ったシャワー (黒) とシニングを行っていないシャワー (灰) との横方向粒子数密度分布の比較。

TA SD アレイによって観測される  $10^{18}$  eV 以上の宇宙線が起こす空気シャワーについて、粒子数が多くなる空気シャワーのコア位置付近では、デシニングに多く時間を要する。また、コア位置周辺の粒子数分布はふらつきが大きい上に、高い頻度で SD が記録できる信号の上限を上回る荷電粒子が入射し、SD がサチュレーションを起こしてしまう。これらの影響を受けた SD は解析の精度を悪くしてしまうため、TA SD アレイの解析ではコア位置から半径 500 m 以内にある SD は使用されない。そのため TA 実験で用いるデシンドシャワーでは、再構成でほとんど使用されないシャワーコア位置から半径 300 m の範囲はデシニングを行わない。

これに対し、TALE-infill SD アレイは検出面積が小さく、空気シャワーのコア位置周辺のより正確な情報が必要になる。また、TALE-infill SD アレイがターゲットとするエネルギーの空気シャワーの最大発達での粒子数は、TA 実験がターゲットとするものに比べ 1/1000 程度であり計算量も比較的少ない。そのため、TALE-infill SD アレイのための CORSIKA シミュレーションではシニング・デシニングを行わずに空気シャワーをシミュレートし、ハドロン、ミュオン、電子、光子をそれぞれ 50 MeV、10 MeV、50 keV、50 keV まで追跡する。これにより、空気シャワーのコア位置周辺の粒子を正確に再現することができる。

図 3.3 に、およそ  $30^\circ$  の天頂角から到来した  $10^{15.4}$  eV の空気シャワーシミュレーションによるデシンドシャワーとシニングしていないシャワーを TALE-infill SD アレイで観測した際の粒子数分布を示す。各 SD 上に示す色付きの円の大きさ、色がそれぞれ SD で記録された信号の粒子数、時刻情報を表す。黒の矢印とその交点は真の到来方向とコア位置を、マゼンタは再構成された到来方向とコア位置を示す。デシニングされない範囲（グレーの円内）をみると、コア位置周辺で粒子が多量に存在するにも関わらず、デシンドシャワーでは粒子分布がまばらになっていることがわかる。一方、シニングしていないシャワーではコア位置周辺も粒子が滑らかに分布していることから、シニングしていないシャワーではうまく空気シャワーコア付近の粒子分布をシミュレーションできていることがわかり、コア位置をうまく推定できている。

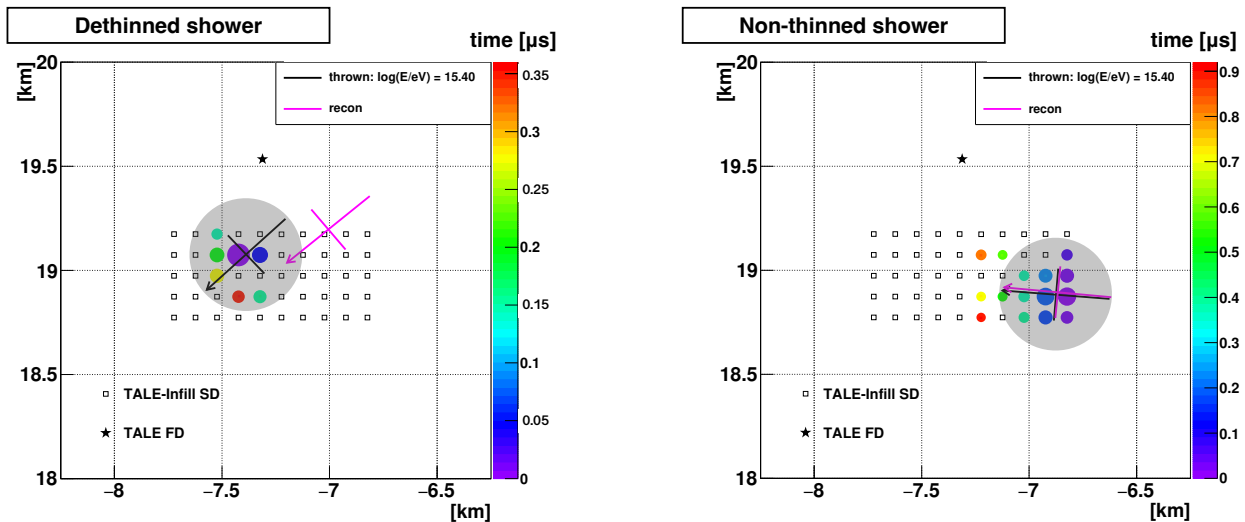


図 3.3: デシンドシャワー（左）とシニングしていないシャワー（右）の SD で記録される粒子分布の違い。四角が TALE-infill SD、星が TALE FD を示す。グレーの円はデシニングを行わない範囲である。色付きの円は粒子を検出した SD を表す。円の大きさは各 SD に入射した粒子数を表し、色は最も早く信号を記録した SD に対する時間差を表す。黒、マゼンタの矢印はそれぞれ、真の到来方向、再構成された到来方向を示す。矢印の交点はそれぞれのコア位置である。

### 3.3 GEANT4 を用いた検出器応答シミュレーション

CORSIKA によってシミュレートされた空気シャワー粒子を TALE-infill SD で検出した際の応答を調べるため、SD 内部で起こる相互作用およびエネルギー損失を GEANT4 を用いてシミュレーションした。本節では GEANT4 を用いた検出器応答シミュレーションに加え、エレクトロニクスの応答や DAQ システムのシミュレーションについて述べる。

GEANT4 は粒子が物質を通過する際の相互作用をシミュレーションするためのツールキットである。指定した素材や形状で構成される検出器を構築でき、電磁相互作用やハドロン相互作用を含む様々な物理過程を、250 eV から TeV までの広いエネルギー範囲でシミュレーション可能である。

#### 3.3.1 空気シャワー粒子のエネルギー損失

CORSIKA で生成された空気シャワー粒子すべてについて、検出器内でのエネルギー損失を各検出器で都度計算すると膨大な時間がかかってしまう。そのため、事前に GEANT4 を用いてルックアップテーブルを作成し、短時間で計算できるようにしている。ルックアップテーブルを作成するためにシミュレーションプログラム内に記述した SD およびその周囲の概略図を図 3.4 に示す [48]。

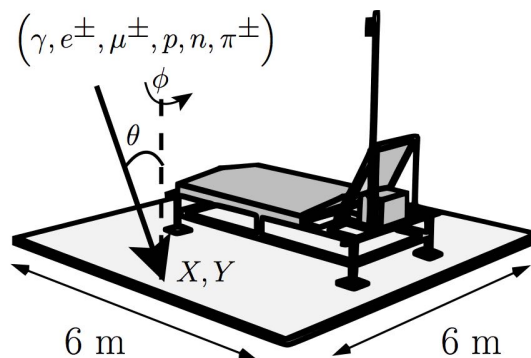


図 3.4: GEANT4 を用いて検出器の応答をシミュレーションする際に用いた検出器およびその周囲の概略図 [48]。矢印は入射粒子の到来方向を示している。X、Y は 6m × 6m の範囲内で一様ランダムに与えられた座標、 $\theta$  は事前に与えられた天頂角、 $\phi$  は一様ランダムに選ばれた方位角である。

シミュレーションで使用した SD の形状は図 3.5 左のようになっている。図 3.5 右は、シンチレータボックス周辺の構成要素をずらして描き、見やすくしたものである。各構成要素は表 3.1 に示すように色分けされている。ルックアップテーブル作成のためのシミュレーションの手順は次のとおりである。

1. 図 3.4 のように、6m × 6m のタイル上の位置  $(X, Y)$  を一様ランダムに選択する。
2. 方位角  $\phi$  を一様ランダムに選択する。
3. 点  $(X, Y)$  へ、与えられた天頂角  $\theta$  およびランダムに選択された方位角  $\phi$  で一次粒子を入射し、検出器内部や周囲の物質との相互作用をシミュレーションする。
4. 一次粒子や生成された二次粒子の、上下のシンチレータ内でのエネルギー損失を記録する。
5. この手順を  $1.2 \times 10^6$  回繰り返す。

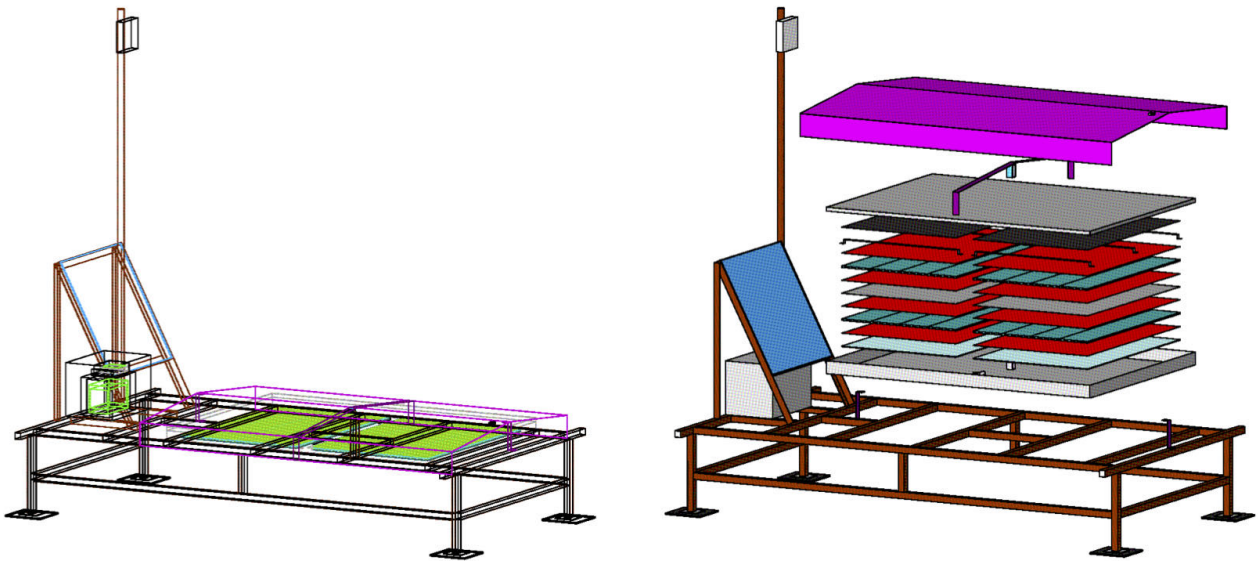


図 3.5: シミュレーションで使用した SD。左：シミュレーション内での SD の形状。右：シンチレーターボックスの構成 [49]。各要素の説明を表 3.1 に示す。

表 3.1: シンチレーターボックスの構成要素の色分け [49]

色	シンチレーターボックスの構成要素 (厚さ)
紫	鉄製の屋根および屋根の支持具 (1.4 mm)
灰	シンチレーターボックスのステンレス製の上蓋 (1.5 mm) および下蓋 (1.2 mm) 上下層を分離するステンレス板 (1.0 mm)
黒	ブラックシート (0.8 mm)
赤	タイベックシート (0.4 mm) 4 層
青緑	プラスチックシンチレーター 2 層 各層は 250 mm × 1500 mm のシンチレーター (12 mm) 8 枚
水	発泡スチロール (5.0 mm)

これを  $\sec\theta \in [1.0, 4.0]$  ( $\Delta\sec\theta = 0.5$ ) および一次粒子ごとに表 3.2 で与えられるエネルギーに対して行う。SD 付近の地面で相互作用した粒子により生成された二次粒子がシンチレーターに入射する後方散乱効果を含めるため、シンチレーターの大きさ (1.5 m × 2 m) よりも 12 倍広い (6 m × 6 m) 範囲でシミュレーションを行っている。この手順により得られたエネルギー損失結果の一例を図 3.6 のヒストグラムに示す。横軸は上層でのエネルギー損失量、縦軸は下層でのエネルギー損失量を表す。図 3.6(a)、(b) は 1 GeV のミューオンが入射した場合の結果である。図 3.6(a) の  $0^\circ$  のミューオンの結果は上下層ともに  $\log(E_{\text{DEP}}/\text{MeV}) \sim 0.3$  すなわち  $E_{\text{DEP}} \sim 2 \text{ MeV}$  あたりに強いピークを示す。一方、図 3.6(b) に示す  $60^\circ$  ミューオンでは  $E_{\text{DEP}} \sim 4 \text{ MeV}$  にピークが見られる。これは天頂角  $60^\circ$  で入射した粒子が垂直に入射した粒子に比べて、シンチレーター内で  $2 (= 1/\cos 60^\circ)$  倍の距離を通過するからである。また、両層において 4 MeV 付近に 2 本の帯状の分布が見られるが、これは天頂角が大きいがために片

方の層のみを完全に通過し、もう一方の層をかすめた粒子によるものである。図 3.6(c)、(d) はそれぞれ天頂角  $0^\circ$  および  $60^\circ$ 、1 GeV の  $\gamma$  線によるエネルギー損失ヒストグラムを示している。ピークはそれぞれ 4 MeV と 8 MeV にあり、これらはミュオンの値より 2 倍大きい。これは、 $\gamma$  線がシンチレーターボックスの屋根や内部で相互作用し、電子対生成を引き起こし、生成された電子対がシンチレーターを通過するからである。また、下層に見られる帯状の分布は、上層で生成された電子対が下層でエネルギー損失したからである。さらに、0.3 MeV あたりに見られる分布は検出器のフレームや地面で相互作用した  $\gamma$  線による二次粒子に対応する。

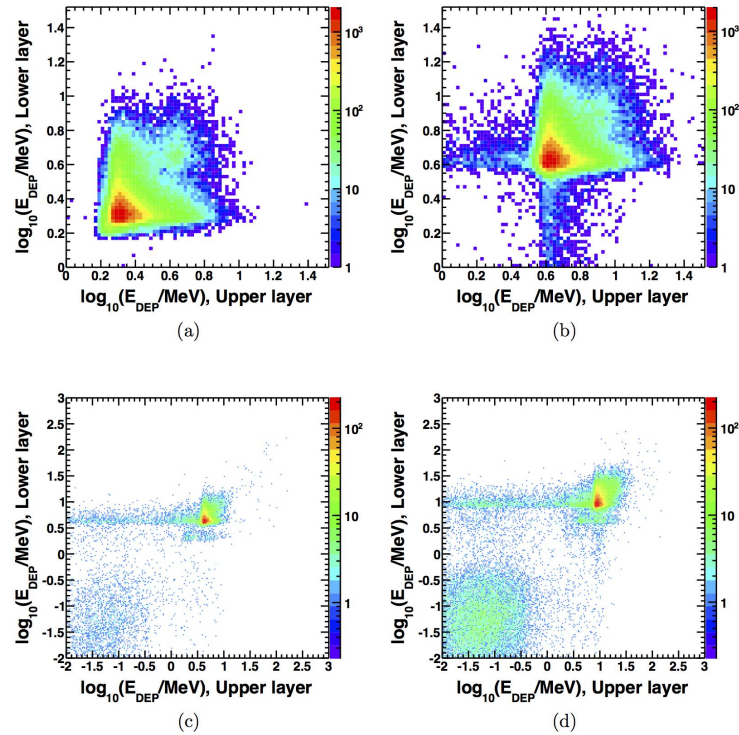


図 3.6: シンチレーター内でのエネルギー損失の 2 次元ヒストグラムの場合 [48]。横軸は上層でのエネルギー損失量、縦軸は下層でのエネルギー損失量を表す。カラーは損失量の絶対値に対応する。4 つのヒストグラムはそれぞれ、(a) :  $\theta = 0^\circ$ , 1 GeV の  $\mu^+$ 、(b) :  $\theta = 60^\circ$ , 1 GeV の  $\mu^+$ 、(c) :  $\theta = 0^\circ$ , 1 GeV の  $\gamma$ 、(d) :  $\theta = 60^\circ$ , 1 GeV の  $\gamma$  を入射したものである。

表 3.2: GEANT4 によるルックアップテーブル作成における一次粒子ごとの、シミュレーションを行うエネルギー

一次粒子	エネルギー $E$
$\gamma$	$10^{4.7}$ eV から $10^{11.0}$ eV まで $\log_{10}(E/\text{eV}) = 0.1$ 刻み
$e^\pm, \mu^\pm, p, n$	$10^{6.0}$ eV から $10^{11.0}$ eV まで $\log_{10}(E/\text{eV}) = 0.1$ 刻み
$\pi^\pm$	$10^{6.0}$ eV から $10^{10.9}$ eV まで $\log_{10}(E/\text{eV}) = 0.1$ 刻み

### 3.3.2 TALE-infill SD アレイ応答シミュレーション

3.3.1 節で作成したルックアップテーブルを用いて、CORSIKA でシミュレーションした空気シャワー粒子の SD でのエネルギー損失量を計算する。このステップでは地表面を  $6\text{ m} \times 6\text{ m}$  のタイル (図 3.4) に分割し、空気シャワーのコア位置から  $8.4\text{ km}$  までの  $2800 \times 2800$  タイルについて空気シャワー粒子のエネルギー損失を計算する。その後、空気シャワーのコア位置と TALE-infill SD アレイとの位置関係をランダムに決定し、 $2800 \times 2800$  タイルから TALE-infill SD に対応するタイルをピックアップする。コア位置とアレイの位置関係を変更しながらこの手順を繰り返すことで、CORSIKA シミュレーションで生成した一つの空気シャワーに対して、様々なコア位置、到来する方位角を仮定した際の TALE-infill SD アレイの応答を調べることができる。

各 SD での空気シャワー粒子のエネルギー損失は、実際のモニター情報 (2.4.5) から生成されたキャリブレーションデータを使用して、FADC カウントとして記録される。このキャリブレーションデータは表 3.3 に示す 26 項目で構成される。以下に各 SD で得られるエネルギー損失から FADC カウントに変換する手法を示す。

#### 1. 総エネルギー損失量を決定

ルックアップテーブルから計算されたエネルギー損失量に加え、モニター情報から得られるレベル 0 トリガー率に基づき環境放射線などのバックグラウンド信号が追加される。この作業で得られた総エネルギー損失量は、PMT 内の光電子のゆらぎを記述するポアソン分布でスミアリングされる。さらに、PMT の非線形性を考慮して、PMT が出力するエネルギー損失量を計算する。図 3.7 に示すとおり、TALE-infill SD に用いられる PMT は FADC カウントの上限まで良好な線形性をもつため、本シミュレーションでは考慮しない。

#### 2. エネルギー損失量を FADC カウントに変換

手順 1 で決定した PMT の出力は、1 MIP ピークの値を使用して FADC カウントに変換される。この際、キャリブレーションデータから得られるガウス分布に従うベダスタルを追加する。

#### 3. FADC カウントへのエレクトロニクスの応答関数を畳み込み

FADC カウント  $S_i$  をエレクトロニクスの応答関数  $R_i$  (図 3.8 参照) と畳み込む。畳み込まれた FADC カウント  $\tilde{S}_i$  は以下の式で記述される：

$$\tilde{S}_i = \sum_{j=0}^i S_{i-j} R_j \quad (3.4)$$

#### 4. サチュレーションの処理

1 つの時間ビンでの FADC カウントが上限の 4095 を超える場合、その FADC カウントは 4095 に設定される。

このようにして各 SD の上下層それぞれについて空気シャワー粒子の情報が分解能 12 bit、サンプリング周波数 50 MHz の FADC カウントとして記録される。各 SD で記録された信号は実データと同じトリガー条件で判定され、実データと同じフォーマットで空気シャワーイベントごとに波形情報が記録される。

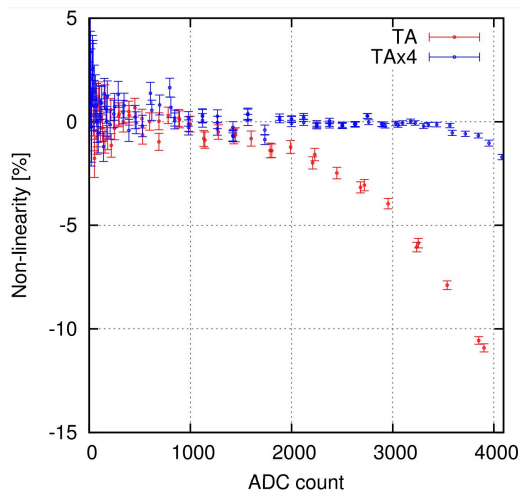


図 3.7: SD で使用する一般的な PMT の出力電源の非線形性 [50]。これらの非線形性は LED を用いて測定され、ADC カウントは 0.01 mA に相当する。TALE-infill SD の PMT は、TA SD アレイの 4 倍の検出面積を目指す TA×4 実験で用いられる PMT と同じである。

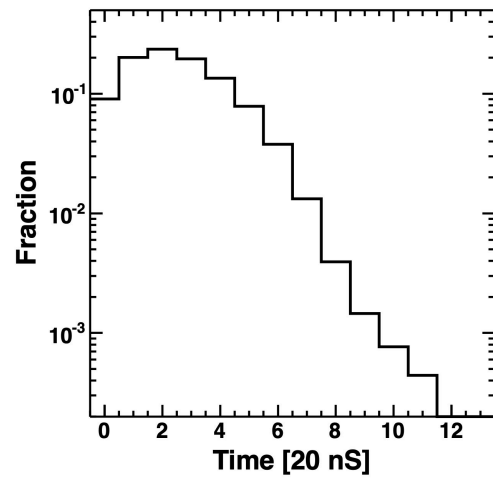


図 3.8: エレクトロニクス の 応 答 関 数 [48]。1 つ の 時 間ビンでの FADC カウントは、12 ビンにわたってスミアリングされる。

表 3.3: モンテカルロシミュレーションに使用されるキャリブレーションデータ [49,51]、10 分ごとに更新される。

---

1	時刻情報
2	検出器番号
3	検出器の状態を表すフラグ
4	上層におけるエネルギー損失から光電子数への変換係数
5	下層におけるエネルギー損失から光電子数への変換係数
6	上層におけるエネルギー損失から FADC カウントへの変換係数
7	下層におけるエネルギー損失から FADC カウントへの変換係数
8	上層の 10 分間でのバックグラウンドミュオンヒストグラムをフィットした結果のピーク値
9	下層の 10 分間でのバックグラウンドミュオンヒストグラムをフィットした結果のピーク値
10	上層の 10 分間でのペDESTALの平均値
11	下層の 10 分間でのペDESTALの平均値
12	上層の 10 分間でのペDESTALの標準偏差
13	下層の 10 分間でのペDESTALの標準偏差
14	上層の 10 分間でのペDESTALのヒストグラムをフィットした結果のピーク値
15	下層の 10 分間でのペDESTALのヒストグラムをフィットした結果のピーク値
16	上層の 10 分間でのペDESTALのヒストグラムをフィットした結果の左半値幅
17	下層の 10 分間でのペDESTALのヒストグラムをフィットした結果の左半値幅
18	上層の 10 分間でのペDESTALのヒストグラムをフィットした結果の右半値幅
19	下層の 10 分間でのペDESTALのヒストグラムをフィットした結果の右半値幅
20	上層の 10 分間でのバックグラウンドミュオンヒストグラムのフィッティングの自由度
21	下層の 10 分間でのバックグラウンドミュオンヒストグラムのフィッティングの自由度
22	上層の 10 分間でのバックグラウンドミュオンヒストグラムをフィットした結果の $\chi^2$
23	下層の 10 分間でのバックグラウンドミュオンヒストグラムをフィットした結果の $\chi^2$
24	GPS 衛星数
25	上層の PMT の線形性
26	下層の PMT の線形性

---

## 第 4 章

# TALE-infill SD アレイによる空気シャワーイベント再構成

高エネルギー宇宙線のエネルギースペクトルや質量組成、到来方向異方性の解析を行うためには、地表に設置された検出器に入射した空気シャワー粒子の情報から、一次宇宙線の到来方向やエネルギーを求める必要がある。そのため、TALE-infill SD アレイで得られる波形信号と時刻情報を用いて、空気シャワーのコア位置や到来方向、さらに一次宇宙線のエネルギーを求めるソフトウェアを開発した。この章では、その手法について述べる。

### 4.1 空気シャワーイベントの再構成手法

宇宙線の到来方向、エネルギーなどのパラメーターを観測データから決定するイベント再構成の手法は、おおまかに以下の手順で構成される。

1. 各 SD に入射した空気シャワー粒子の到来時刻と粒子数を決定
2. 解析に使用しない SD を除去
3. 手順 1 で求めたシャワー粒子の到来時刻、粒子数を用いて空気シャワーの到来方向およびコア位置の暫定値を決定
4. 手順 3 で求めた到来方向、コア位置を初期値とし、空気シャワー曲面のフィッティングを行い、シャワーコアの到来時刻および到来方向を決定
5. 手順 3 のコア位置、手順 4 で求めた到来方向を初期値として粒子数密度のフィッティングを行い、空気シャワーのコア位置および、地表での空気シャワーの粒子数密度の横方向分布を決定
6. 手順 5 の結果を初期値とした、手順 3 のフィッティング
7. 手順 6 の結果を初期値とした、手順 4 のフィッティング
8. 横方向分布密度と天頂角を用いて、TALE-infill SD アレイ用に開発したルックアップテーブルから一次宇宙線のエネルギーを決定

以下では、まず空気シャワー粒子の到来時刻と粒子数の決定方法を詳しく説明した後、一次宇宙線のパラメーター決定のためのフィッティングの流れとその詳細について説明する。

#### 4.1.1 空気シャワー粒子到来時刻および粒子数の決定

各 SD で記録された波形から粒子数および到来時刻を決定する手法について述べる。各 SD に記録されている波形情報は、レベル 0 トリガーの 640 ns 前から 1920 ns 後までである。キャリブレーションデータとして 10 分ごと

に記録されている上下層のペDESTALの平均値 ( $\mu_{\text{ped}}$ ) 及び標準偏差 ( $\sigma_{\text{ped}}$ ) を用いて波形の立ち上がり・立ち下がり時刻を決定する。この間の信号の積分値を空気シャワーによる信号とする。以下の手順で立ち上がり・立ち下がり時刻を決定する。

1. 記録された信号の先頭 bin から 8 bin (160 ns) 分の FADC カウントの合計からペDESTALの平均値を差し引いた値  $S_8$  を計算する。
2. 1 bin (20 ns) ずつ移動しながら  $S_8$  を計算し、 $S_8$  が 7.0 カウントを超えれば後尾の bin を立ち上がり時刻の候補とする。
3. 立ち上がり時刻候補の bin よりも 1 bin 手前の FADC 値が  $(\mu_{\text{ped}} + 1.5 \times \sigma_{\text{ped}})$  以上であればその bin を新たな立ち上がり時刻候補とする。
4. 手順3を、条件を満たさなくなるまで繰り返す。
5. 手順4で決まった立ち上がり時刻候補の bin と 1 つ手前 bin を結ぶ直線の傾きを  $a$  とする。
  - (a)  $a$  が正のとき、その直線と  $(\mu_{\text{ped}} + \sigma_{\text{ped}})$  の交点を立ち上がり時刻として決定する。
  - (b)  $a$  が正でないとき、手順4で決まった立ち上がり時刻候補を立ち上がり時刻として決定する。
6. 決定した立ち上がり時刻以降で、最初に FADC カウントがペDESTALの  $1.5\sigma$  以下になる bin を波形の立ち下がり時刻とする。
7. これらの手順を繰り返し、ペDESTALの  $1.5\sigma$  以上を記録した信号すべての立ち上がり・立ち下がり時刻を求める。

この手順を、上下層それぞれに対して行う。手順5で、FADC のサンプリング周波数に基づく分解能 (20 ns) よりも高い精度で立ち上がり時間を求められるようにした。図 4.1 に波形の一例を示す。

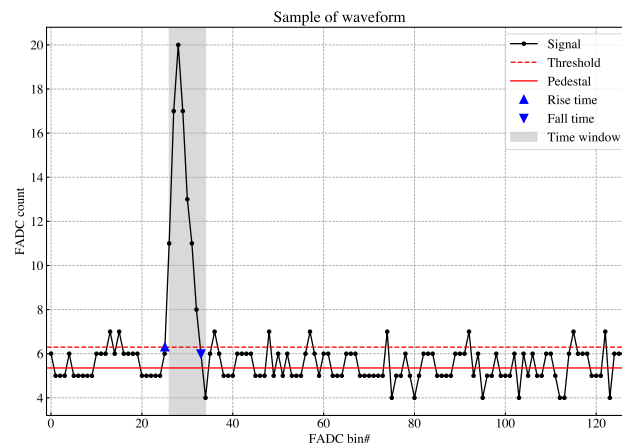


図 4.1: SD で記録された波形の一例。実線はペDESTALを、破線はペDESTAL +  $1.5\sigma$  を示す。▲ は立ち上がり時刻を、▼ は立ち下がり時刻を表している。■ は  $S_8$  を走査するゲートである。

FADC カウントからペDESTALを引いた値を立ち上がり時刻から立ち下がり時刻まで積分した値が粒子数に対応する。積分値から粒子数への変換係数は、3.3 節で述べたキャリブレーションデータに含まれている。

本解析では、上下層の立ち上がり時刻の差が  $\pm 240$  ns 以内かつ、粒子数が上下層ともに 0.3 MIP 以上であった場合、それらの平均を空気シャワー粒子の到来時刻として用いた。また、到来時刻の 240 ns 前から 5000 ns 後までに各層ごとに記録された粒子数の総和を計算し、その平均を空気シャワーの粒子数とした。

### 4.1.2 解析に使用しない SD の除去

不調を抱えた SD やバックグラウンドミュオンでトリガーされた SD は、解析に悪影響を及ぼすため解析前に判定し取り除く必要がある。

この節では解析に使用しない SD の判定方法について述べる。

#### 不調な SD

本研究では、下記の 6 つの条件を不調な SD の判定基準として使用した。

- エネルギー損失から FADC カウントへの変換係数が 6 未満もしくは 57 より大きい (典型値 17)
- エネルギー損失から粒子数への変換係数が 1 未満 (典型値 10)
- FADC のペDESTAL が 1 未満もしくは 20 より大きい (典型値 5)
- レベル 0 トリガーレートが 500 Hz 未満もしくは 1000 Hz より大きい (典型値 750 Hz)
- 1 PPS 間のクロック数のばらつきによる時刻の不定性が 100 ns より大きい
- 通信エラーが発生している

これらの条件を一つでも満たす SD は、典型値から大きく外れている SD として解析から除外される。

#### バックグラウンドミュオンでトリガーされた SD

SD には空気シャワー粒子以外に、バックグラウンドミュオンが常時ランダムに入射している。TA サイトの高度ではおよそ 700 Hz でバックグラウンドミュオンが入射しており、レベル 2 トリガーで収集されるデータのうち  $700 \text{ Hz} \times 64 \mu\text{s} \sim 4.5\%$  を占めている。

バックグラウンドミュオンでトリガーされた SD を取り除くため、時間的または空間的に離れている SD をサーチする。まず、トリガーされた SD が隣接しているクラスターを探し、クラスターの大きさが最大のものを記録する。隣接するすべての SD がトリガーされていない場合、その SD は解析から除外する。同じ大きさのクラスターが複数ある場合は、クラスター内すべての SD で検出した粒子数の合計が最も大きいクラスターを選ぶ。

次に、空間的に離れた SD の除去を免れ、記録されたクラスターの SD について、次の式を用いて時間的に離れている SD を調べた。

$$|t_i^{\text{hit}} - t_j^{\text{hit}}| < \frac{R_{ij}}{c} \quad (4.1)$$

ここで、 $t^{\text{hit}}$  は各 SD での粒子の到来時刻、 $R_{ij}$  は  $i$  番目の SD と  $j$  番目の SD との距離、 $c$  は光速である。トリガーされた SD 同士について式 4.1 を計算し、2 台以上の SD に対して式 4.1 を満たさない SD はバックグラウンドミュオンでトリガーされた SD とみなして解析から除外した。

この操作の後に残った SD の台数が 4 台以下であった場合、このイベントは再構成をしない。

### 4.1.3 空気シャワーイベントのジオメトリ決定

図 4.2 に空気シャワーが地表に到達した際の空気シャワーの模式図を示す。図中  $R$  で示される空気シャワーコア位置と  $n$  で示される到来方向を決定する方法を以下で述べる。

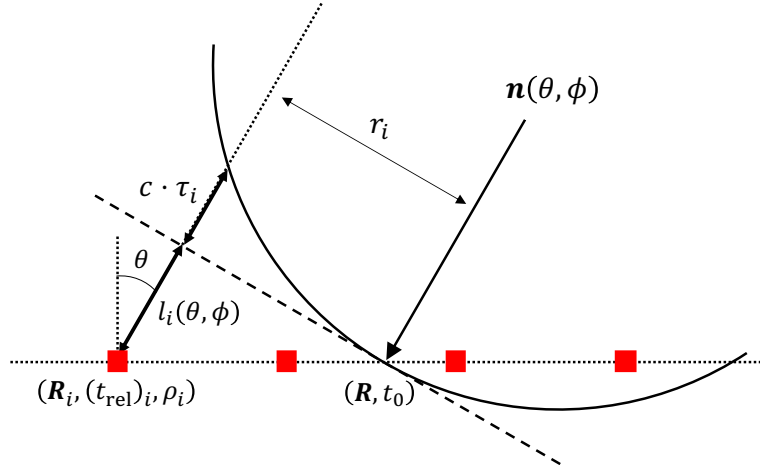


図 4.2: 地表に到達した空気シャワーの模式図。■はSD、破線は空気シャワー平面、実曲線は空気シャワー曲面を示す。 $\mathbf{n}$ は空気シャワー軸、 $\mathbf{R}$ はコア位置の座標を表し、 $t_0$ は空気シャワーコアの到来時刻である。 $\theta, \phi$ はそれぞれ空気シャワー到来方向の天頂角、方位角を示し、 $c$ は光速である。 $\mathbf{R}_i, t_{rel}, \rho_i, \tau_i, r_i$ はそれぞれ*i*番目のSDの座標、空気シャワー到来時刻からの時間差、粒子数密度、シャワー平面からの到来時刻の遅れ、シャワー軸からの距離を示す。

#### 空気シャワーイベントのジオメトリ初期値決定

空気シャワーイベントのジオメトリを求める際のフィッティング初期値を決定する。空気シャワーコア位置の初期値は、空気シャワー粒子を検出したSDの座標の加重平均を用いて決定する。コア位置の初期値 $\mathbf{R}_{COG}$ は次の式で決定される。

$$R_{COG}^i = \frac{\sum_{k=1}^n \sqrt{\rho_k} r_k^i}{\sum_{k=1}^n \sqrt{\rho_k}} \quad (4.2)$$

ここで、 $R_{COG}^i (i=1,2,3)$ は $\mathbf{R}_{COG}$ の*i*成分、 $n$ は空気シャワー粒子を検出したSDの台数、 $\rho_k$ は*k*番目のSDで記録された空気シャワー粒子の粒子数密度、 $r_k^i$ は*k*番目のSDの位置ベクトルの*i*成分である。

式 4.2 で求めた空気シャワーのコア位置および空気シャワー粒子の到来時刻の時間差を用いて、空気シャワーの到来方向の初期値を決定する。この際、図 4.2 の破線のように空気シャワーフロントが平面であると仮定し、フィッティングを行う。空気シャワー軸を地上に投影した単位ベクトル $\hat{\mathbf{n}}(\theta, \phi)$ を用いると、空気シャワー粒子がコア位置に到来した時刻と*k*番目のSDに到来した時刻との時間差 $\Delta t_k$ は

$$\Delta t_k = \frac{l_k}{c} = \frac{(\mathbf{R}_k - \mathbf{R}) \cdot \hat{\mathbf{n}}(\theta, \phi) \sin \theta}{c} \quad (4.3)$$

となる。ここで $l_k$ はシャワー平面から*k*番目のSDまでの距離、 $\mathbf{R}$ はコア位置の座標、 $\mathbf{R}_k$ は*k*番目のSDの位置ベクトル、 $\theta$ は天頂角、 $\phi$ は方位角、 $c$ は光速である。式 4.3 の $\mathbf{R}$ に $\mathbf{R}_{COG}$ を代入して解くことで、 $\theta, \phi$ の暫定値を得る。

#### フィッティングに使用しないSDの除去

求められた初期値を用いて、空気シャワーのコア位置や到来方向をより正確に求めるフィッティングを行う。その際、信号の大きさや相対到来時刻差のふらつきが大きなSDの情報はフィッティングの $\chi^2$ を著しく大きくし悪

影響である。そのため、このような SD を解析から除くために以下のような条件でフィッティングに使用する SD を選定した。

- SD がサチュレーションしていない (FADC カウントが 4095 のピンを一つも含まない)
- SD に記録された粒子数密度が 0.3 MIP 以上
- SD と空気シャワー軸との距離が 30 m 以上

以上の条件を満たす SD はフィッティングの精度を悪くしないとして、フィッティングに使用する。

#### 空気シャワーの到来方向の決定

4.1.3 節で決定した空気シャワーのコア位置および到来方向の初期値を用いて、空気シャワーフロントを図 4.2 の実曲線で示すような曲面でフィッティングし、空気シャワーの到来方向をより精度良く決定する。空気シャワー粒子の、シャワー平面からの到来時刻の遅れ  $\tau$  を表す式として、以下の式を用いてフィッティングを行う。これらの式は、Linsley による空気シャワー粒子到来時刻の遅れの関数 [52,53] を、TA 実験用に天頂角  $\theta$  [°] の関数としてパラメーター化したものである [48]。

$$\tau = (8 \times 10^{-10}) a(\theta) \left(1.0 + \frac{r}{30 \text{ m}}\right)^{1.5} \rho^{-0.5} \text{ [s]} \quad (4.4)$$

$$\sigma_\tau = (7 \times 10^{-10}) a(\theta) \left(1.0 + \frac{r}{30 \text{ m}}\right)^{1.5} \rho^{-0.3} \text{ [s]} \quad (4.5)$$

$$a(\theta) = \begin{cases} 3.3836 - 0.01848\theta & (\theta < 25^\circ) \\ c_0 + c_1\theta + c_2\theta^2 + c_3\theta^3 & (25^\circ \leq \theta \leq 35^\circ) \\ \exp(-3.2 \times 10^{-2}\theta + 2.0) & (35^\circ < \theta) \end{cases} \quad (4.6)$$

$$c_0 = -7.76168 \times 10^{-2}, \quad c_1 = 2.99113 \times 10^{-1}$$

$$c_2 = -8.79358 \times 10^{-3}, \quad c_3 = 6.51127 \times 10^{-5}$$

ここで、 $r$  [m] はシャワー軸から SD までの距離、 $\rho$  [m<sup>-2</sup>] は空気シャワー粒子数の面密度、 $\sigma_\tau$  は  $\tau$  の標準偏差、 $a(\theta)$  は空気シャワーの曲率を示すパラメーターである。

これらを用いて、 $\chi_{\text{geom}}^2$  を最小にするパラメーターの値を求める。 $\chi_{\text{geom}}^2$  は次式で与えられる。

$$\chi_{\text{geom}}^2(t_0, \theta, \phi, \mathbf{R}_m; t_k) = \sum_{k=1}^n \frac{(t_k - t_k^{\text{fit}})^2}{\sigma_{t_k}^2} + \frac{(\mathbf{R}_m - \mathbf{R}_{\text{init}})^2}{\sigma_{\mathbf{R}_{\text{init}}}^2} \quad (m = 1, 2, \dots, 100) \quad (4.7)$$

$$t_k^{\text{fit}} = t_0 + \frac{l_k}{c} + \tau_k$$

$$\sigma_{t_k} = \frac{2}{3}\sigma_\tau + 10^{-18} \text{ s}$$

ここで  $t_0$  は空気シャワーのコアが地表に到来した時刻、 $t_k$  は  $k$  番目の SD で記録された空気シャワー粒子の到来時刻、 $l_k$  は空気シャワー平面から  $k$  番目の SD までの距離、 $\theta$  は天頂角、 $\phi$  は東を 0° とし反時計回りを正とした方位角である。 $\sigma_{t_k}$  は上の式を使用しているが、エレクトロニクスの変動性  $\sigma_e$  も考慮すべきである。そのため、今後の解析では以下の式を用いる。

$$\sigma_{t_k} = \sqrt{\sigma_\tau + \sigma_e} \quad (4.8)$$

$$\sigma_e = 20 \text{ ns}$$

$\mathbf{R}_{\text{init}}$  は初期値で与えられるコア位置であり、 $\sigma_{\mathbf{R}_{\text{init}}}$  は暫定的に  $2\sqrt{2} \times 10^2$  m としている。 $\mathbf{R}_m$  はコア位置座標で、図 4.3 に示す  $10 \times 10$  のグリッド点の中から選ばれる。

図 4.5 は、フィッティング結果の一例である。横軸に空気シャワー軸からの距離、縦軸には SD に到来した粒子のシャワー平面からの遅れを示す。縦軸に光速度をかけると、図 4.2 の実曲線で示すようなシャワー曲面となる。

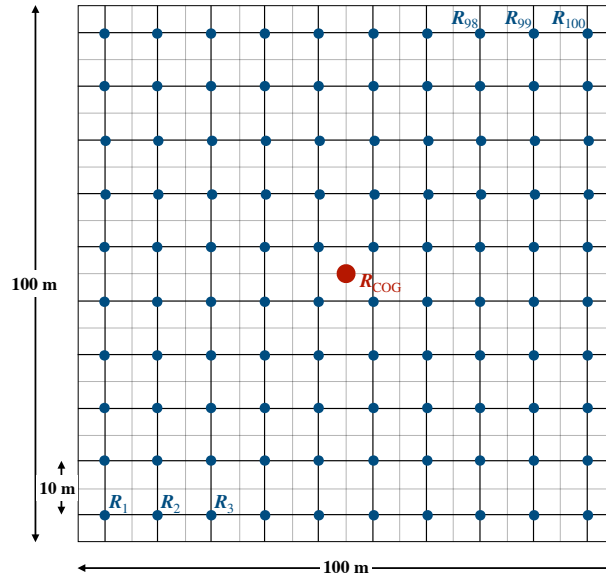


図 4.3: 空気シャワーの到来方向決定を行うフィッティングのパラメーター  $R_m$ 。粒子を検出した SD の加重平均で求められたコア位置の初期値 (赤丸) を中心とした  $10 \times 10$  の 100 点の中から、式 (4.7) の  $\chi_{\text{geom}}^2$  を最小にする点を選ばれる。

#### 空気シャワーイベントの粒子数密度横方向分布の決定

各 SD で検出した粒子数密度を横方向分布関数  $f_{\text{LDF}}$  でフィットすることで、空気シャワーのコア位置および空気シャワー粒子数密度の横方向分布を決定した。 $f_{\text{LDF}}$  として、NKG 関数を用いた。

$$f_{\text{LDF}}(r) = N \left( \frac{r}{R_M} \right)^{s-2} \left( 1 + \frac{r}{R_M} \right)^{s-4.5} \quad [\text{m}^{-2}] \quad (4.9)$$

$$N = A \times \frac{1}{R_M^2} \quad [\text{m}^{-2}]$$

$$R_M = 9.3 / (1.205 \times 10^{-5}) \text{ m}$$

ここで、 $r$  は各 SD のシャワー軸からの距離、 $R_M$  は Molière 半径、 $s$  はシャワーエイジ、 $A$  はスケールファクターである。シャワーエイジの取りうる範囲は、0 から 2 であり、フィッティングで用いる NKG 関数のエイジ依存性を図 4.4 に示す。エイジが大きいくほど、空気シャワーの発達が進んでいる。

式 (4.9) を用いて、以下の  $\chi_{\text{LDF}}^2$  が最小になるパラメーターの値を求める。

$$\chi_{\text{LDF}}^2(R_x, R_y, s, N; \rho_i) = \sum_{i=1}^n \left( \frac{\rho_i - f_{\text{LDF}}(r_i)}{\sigma_{\rho_i}} \right)^2 \quad (4.10)$$

$$\sigma_{\rho} = \sqrt{\sigma_{\text{MIP}}^2 + \rho_i(1 + 0.0049 + 0.01)}$$

ここで、 $R_x, R_y$  はコア位置の  $x, y$  座標、 $\rho_i$  は各 SD で記録された粒子数密度、 $\sigma_{\text{MIP}}$  は補正前の粒子数密度の標準偏差である。

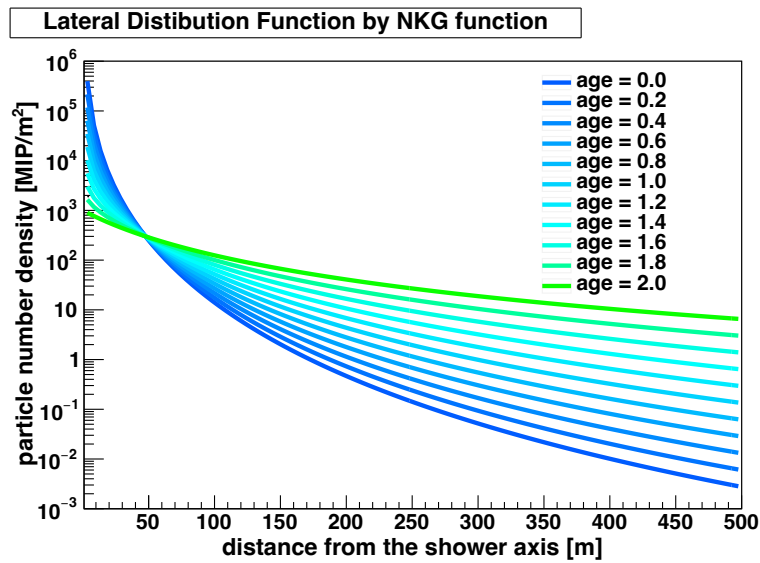


図 4.4: TALE-infill SD アレイ再構成の空気シャワー粒子数密度分布の決定で用いる、横方向分布関数のエイジ依存性。横軸はシャワー軸からの距離  $r$  [m]、縦軸は粒子数密度  $\rho$  [MIP/m<sup>2</sup>] を表す。エイジによる横方向分布の変化を見るため、 $N = 1000$  とした。

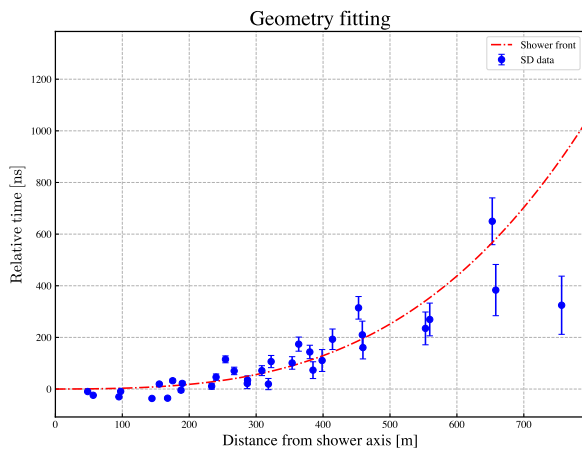


図 4.5: 空気シャワーの到来方向決定するフィッティングの例。青点は各 SD のトリガー時刻を表し、赤の破線はフィッティングの結果を示す。

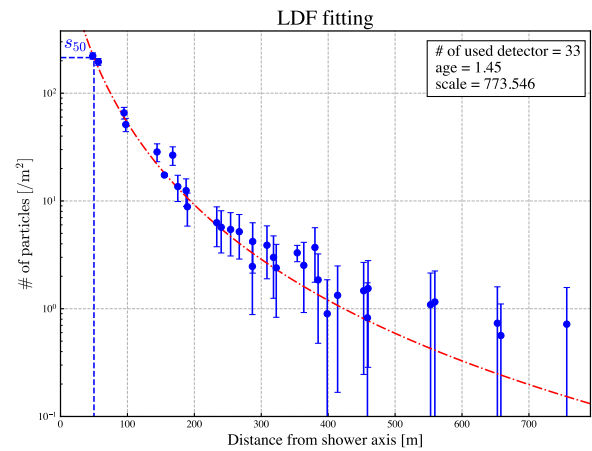


図 4.6: 空気シャワー粒子の横方向分布を決定するフィッティングの例。青点は各 SD で記録された信号の大きさを表し、青の破線はフィッティングの結果を示す。

#### 4.1.4 宇宙線のエネルギーの決定

宇宙線のエネルギー  $E$  を決定するため、天頂角  $\theta$  およびシャワー軸からの距離が 50 m の位置での横方向分布関数の粒子数密度  $s_{50}$  を用いる。図 4.7 に  $\theta$  および  $s_{50}$  と、一次宇宙線のエネルギーとの関係を表すルックアップテーブル（エネルギー推定テーブル）を示す。横軸は上側に天頂角  $\theta$ 、下側に  $\sec\theta$  を示す。縦軸は  $\log(s_{50})$ 、カラーバーは  $\log(E/\text{eV})$  である。この表から再構成された  $\theta$  および  $s_{50}$  に対応するエネルギーを取得し、一次宇宙線

のエネルギーが求まる。ここでシャワー軸からの距離が 50 m での粒子数密度をエネルギー決定に使用する理由を以下で説明する。

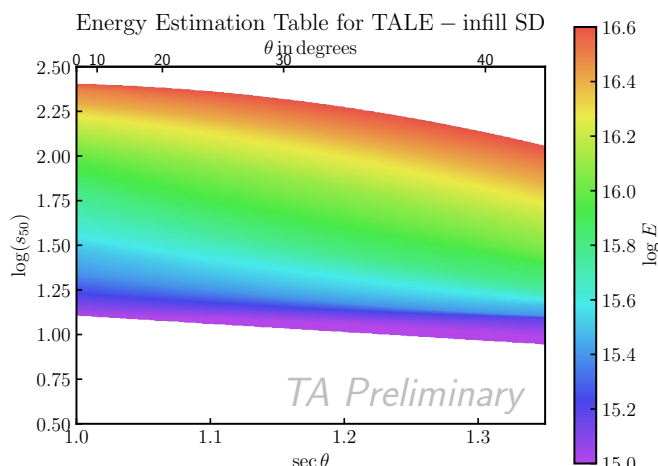


図 4.7: TALE-infill SD アレイのためのエネルギー推定テーブル。本研究では一次宇宙線が全て陽子であるという仮定の下エネルギー推定テーブルを作成している。

上記のエネルギー推定テーブルはエネルギーと天頂角を固定した空気シャワーの MC シミュレーションを再構成し、求めた天頂角と  $s_{50}$  の値から作成された。エネルギー推定テーブルを作成するために用意した MC データセットの条件は、表 4.1 のとおりである。

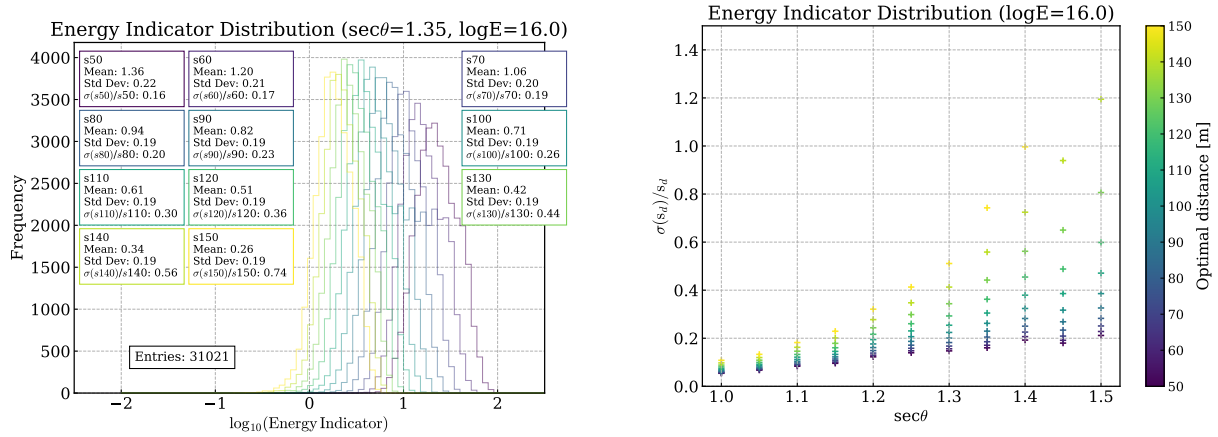
各エネルギー、各天頂角ごとの再構成で得られる天頂角と  $s_d$  (シャワー軸から  $d$  m での粒子数密度) の平均値と、真のエネルギーからエネルギー推定テーブルが作成されるため  $s_d$  の分布幅は小さくなるのが好ましい。また、TALE-infill SD アレイの検出器間隔が 100 m であることからターゲットとする空気シャワーの地表での広がり方も数百 m である。そのため、50 m から 150 m まで 10 m 間隔で、 $s_d$  の分布幅が最小になる距離を調べた。このとき、50 m よりシャワー軸の近くでは、検出器に入射する粒子数のふらつきが大きいことから、それより近い距離は考慮していない。

結果を図 4.8 に示す。全てのエネルギーで図 4.8b ( $10^{16}$  eV の結果) の様に、全ての角度において 50 m で  $s_d$  の分布幅が最小になった。各点の一例として、 $10^{16}$  eV、 $\sec\theta = 1.35$  の空気シャワーを再構成して得られる  $s_d$  分布を図 4.8a に示す。50 m で分布幅が最小になるのは、横方向分布関数が距離の減少関数であり、中心に近い方が密度が高く、よって粒子数のふらつきが相対的に小さくなるからである。本研究では 50 m をエネルギー推定の距離に採用したが、今後最適化する必要がある。また、エネルギー推定テーブルを作成する際の  $s_{50}$  のヒストグラムに非対称なテールがあると、 $s_{50}$  の平均値はそのテールに影響されてしまい、本来  $s_{50}$  の分布が多い値からずれてしまう。そのため、最頻値を使いエネルギー推定テーブル作成することを検討している。

#### エネルギー推定テーブル作成に用いた MC データセットおよびクオリティカット

エネルギー推定テーブルを作成するため、以下の表のような条件で MC データセットを作成した。

また、再構成された天頂角、 $s_d$  などのパラメーターの質を保証するために使用したクオリティカットは、5.1 節に後述するクオリティカットのうち天頂角カット (5.1) の条件を  $\theta \leq 40^\circ$  から  $\theta \lesssim 42.2^\circ$  ( $\sec\theta \leq 1.35$ ) に変更したものである。



(a)  $\sec\theta = 1.35$  の天頂角から到来した  $10^{16}$  eV の空気シャワーシミュレーションを再構成して得られた  $s_d$  分布。各色のヒストグラムは、対応する色の統計ボックスに示されている  $s_d$  の分布である。各ボックス一番下の行に示される値がヒストグラムの幅を表す。  
 (b)  $10^{16}$  eV の空気シャワーを再構成して得られる  $s_d$  分布幅。横軸は  $\sec\theta$ 、縦軸は  $s_d$  ヒストグラムの分布幅を示す。

図 4.8:  $s_d$  ( $d = 50, 60, \dots, 150$ ) 分布の例。色は粒子数密度を求める、空気シャワー軸からの距離を示す。(a) $\sec\theta = 1.35$ 、 $10^{16}$  eV の空気シャワーシミュレーションによる  $s_d$  の分布。(b) $10^{16}$  eV の空気シャワーシミュレーションから求められた  $s_d$  の分布幅。この結果からシミュレーションされた天頂角において、空気シャワー軸から 50 m での再構成された粒子数密度の分布幅が最小になることがわかる。

表 4.1: エネルギー推定テーブルを作成するため、作成した MC データセット

宇宙線核種	陽子
エネルギー	$10^{15.0}$ eV から $10^{16.5}$ eV まで $\log_{10}(E/\text{eV}) = 0.1$ 刻み
天頂角	$1.00 \leq \sec\theta \leq 1.50$ まで $\sec\theta = 0.1$ 刻み ( $10^{15.5}$ eV から $10^{16.0}$ eV までは $\sec\theta = 0.05$ 刻み)
方位角	$0^\circ \sim 360^\circ$ で一様ランダム
コア位置	半径 1 km に円内で一様ランダム
期間	2023/11/01 ~ 2023/11/19



## 第 5 章

# TALE-infill SD アレイの性能評価

エネルギースペクトル測定をはじめとする宇宙線の物理解析を行うには、再構成の精度やバイアスを知ることが重要である。一次宇宙線パラメーターの再構成結果に生じるバイアスを明らかにすることで、測定結果の補正が可能となり、決定精度から測定結果の信頼性を示すことができる。この章では、4 章で説明したイベント再構成手法の性能を評価する。

### 5.1 クオリティカット

再構成された空気シャワーイベントのうち一次宇宙線のエネルギーが精度良く求まっているもののみを解析に使用するため、複数の条件のカットをかけて最終的に解析に用いるイベントの再構成精度を向上させる。本研究のデータ解析のイベントセレクションで使用するカット条件について以下で説明する。

#### 検出器台数カット

再構成に使用する SD の数が少ない場合、4.1.2 節の手順で取り除くことができなかった「本来再構成に使うべきでない SD」が存在すると、フィッティングを悪化させる SD の割合が高くなる。また、フィッティングに使用するデータ点 (SD 数) が多いほどフィッティングの精度は向上する。そのため、解析では再構成に使用した SD の台数  $N_{SD}$  が 10 台以上であるイベントのみを使用する。

#### 天頂角カット

天頂角が大きな空気シャワーは地表に到達するまでに大気をより長い距離進むため、多くの大気中の物質と相互作用する。結果として SD で記録される信号の大きさが小さくなるため再構成が難しくなる。このようなイベントを除くため、再構成された天頂角  $\theta$  が  $40^\circ$  以下であるイベントのみを解析で使用する。

#### ボーダーカット

コア位置が検出器アレイの境界付近や外側にある空気シャワーイベントはアレイの外側の粒子情報を使わずに再構成を行っているので、求まる一次宇宙線パラメーターの決定精度が悪くなってしまう。これらの影響を減らすため、以下の二つの条件を満たすイベントのみを解析で使用する。

- 再構成で求められたコア位置がアレイの内側にある
- 信号を記録した全ての検出器のうち、一番大きな信号を保持する検出器がアレイの外枠に位置しない

### $|R_{LDF} - R_{COG}|$ によるカット

$R_{COG}$  は再構成に使用する SD の信号重心で決まるため、真の空気シャワーのコア位置から大きく離れないと考えられる。フィッティングの初期値となるコア位置  $R_{COG}$  と、横方向分布のフィッティングで得られたコア位置  $R_{LDF}$  との距離が大きい場合、フィッティングの精度が良くないと考えられるので、この距離が 200 m より大きなイベントは解析から除いた。

### $D_{SD}$ カット

4.1.3 節に示すフィッティングに使用する SD の選定で、空気シャワー軸と SD との距離が 30 m 以下の SD を省く。シャワー軸から 30 m 以内に SD があったとき、その SD はフィッティングに使われないため、フィッティングに使われる最もシャワー軸に近い SD はコア位置から大きく離れてしまうことがある。この場合、粒子が密なコア位置周辺の情報を再構成に使用できないため、粒子の横方向分布や到来方向の決定精度が悪くなってしまう。このような、シャワーコアから離れた SD のみの情報で再構成するイベントを減らすため、空気シャワー軸と最も近い SD との距離が 70 m 以内であるイベントのみを解析に使用した。

### シャワーエッジカット

4.1.3 節で行う横方向分布のフィッティングにおいて、傾きを決定するパラメーターであるシャワーエッジ ( $s$ ) は、図 4.4 に示すように、0 から 2 の範囲の値を取ると想定されている。しかし、フィッティングに失敗するとパラメーターの上・下限値である 0 付近や 2 付近の値に集中してしまう。フィッティングの精度を保証するため、シャワーエッジが 0.2 以上 1.9 以下のイベントを使用する。

### カイスクエアカット

再構成の際に行うフィッティングの精度が悪いイベントを取り除くため、式 (4.7) の初項  $\chi_{\text{Geom1st}}^2$  と式 (4.10) に示す  $\chi_{LDF}^2$  について、 $\chi_{\text{Geom1st}}^2/\text{d.o.f} \leq 15$ ,  $\chi_{LDF}^2/\text{d.o.f} \leq 1$  を満たすイベントのみ解析に使用した。

### Pointing Direction Uncertainty によるカット

方位角の再構成結果の不確かさが大きなイベントを取り除くため、Pointing Direction Uncertainty ( $\sqrt{\sigma_\theta^2 + \sin^2\theta\sigma_\phi^2}$ ) が 0.5 以下のイベントのみ解析に使用する。

## 5.2 データ解析のための MC データセット

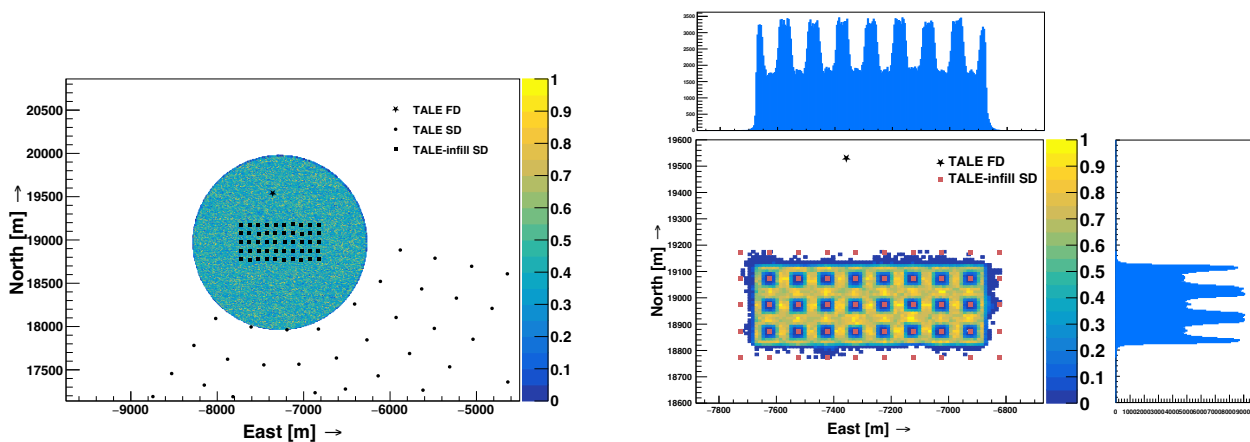
TALE-infill SD アレイを用いたイベント再構成の精度の評価およびエネルギースペクトル解析のため、データ解析用の MC データセットを作成した。シミュレーションの条件は表 5.1 のとおりである。

## 5.3 空気シャワーコア位置および到来方向、宇宙線エネルギーの決定精度

5.2 節で作成した MC データセットを用い、再構成結果とシミュレーションの真値を比較することによって再構成の精度を評価した。

表 5.1: データ解析を行うために作成した MC データセット

宇宙線核種	陽子
エネルギー	$10^{15.35}\text{eV}$ から $10^{16.75}\text{eV}$
天頂角	$0^\circ \leq \theta \leq 65^\circ$ ( $\propto \sin \theta$ )
方位角	$0^\circ \sim 360^\circ$ で一様ランダム
コア位置	半径 1 km の円内で一様ランダム (図 5.1a 参照)
期間	2023/11/01 ~ 2024/06/28



(a) MC シミュレーションで生成した空気シャワーのコア位置分布。  
 (b) シミュレーションにて生成した  $10^{16}$  eV の空気シャワーを再構成し、決定した空気シャワーのコア位置の密度分布。

図 5.1: (a) MC シミュレーションで生成した空気シャワーのコア位置分布。黒四角と黒丸はそれぞれ TALE-infill SD、TALE SD を、星は TALE FD を示す。シミュレーションの空気シャワーコア位置は、TALE-infill SD アレイの中心を基準とした半径 1 km の範囲内に一様に分布する。カラーバーはシャワーコアが到来した回数を 0 から 1 で規格化したものに対応する。(b) シミュレーションにて生成した  $10^{16}$  eV の空気シャワーを再構成し、決定した空気シャワーのコア位置の密度分布。5.1 節のクオリティカットを用いてイベントセレクションを行った。2次元ヒストグラムの上と右に、それぞれ東西方向と南北方向のコア位置分布のヒストグラムをつけている。

### 5.3.1 空気シャワーコア位置の決定精度

空気シャワーコア位置の決定精度は、横方向分布の決定に大きな影響を及ぼす。本解析の宇宙線のエネルギー推定には横方向分布から得られるパラメーターを使用するので、コア位置の決定精度とエネルギーの決定精度には正の相関がある。

本解析では、コア位置の決定精度の評価に、シミュレーションで与えられる真のコア位置と再構成によって得られるコア位置の距離を用いる。 $\log E=0.1$  で区切られる、 $10^{15.35}\text{eV}$  から  $10^{16.75}$  の各エネルギー bin ごとに全イベントの 68% が含まれるコア位置間の距離を求め、この値を各エネルギー bin でのコア位置決定精度とした。図 5.2a にエネルギー bin ごとのコア位置決定精度を示す。図のとおり、 $10^{15.4}\text{eV}$  から  $10^{16.7}\text{eV}$  までのエネルギーをもつ宇宙線による空気シャワーのコア位置は、数 m の決定精度で求めることができる。TALE SD アレイにおける

$10^{16}$  eV の宇宙線による空気シャワーのコア位置決定精度である 70 m に比べると、TALE-infill SD アレイではコア位置を精度良く推定できている。

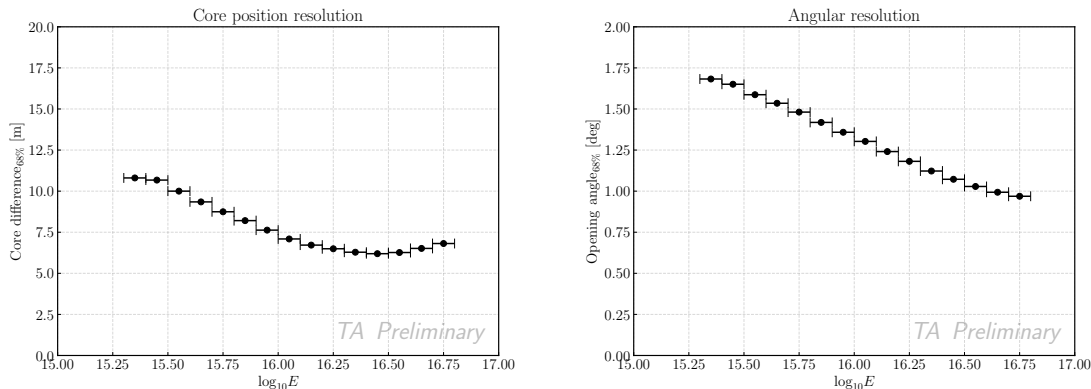
$10^{16}$  eV の空気シャワーシミュレーションの再構成されたコア位置分布を図 5.1b に示す。これらのイベントは、5.1 節のクオリティカットを通ったもので、カラーバーはシャワーコアが到来した回数を 0 から 1 で規格化した値を表す。東西、南北方向の分布を、それぞれ 2 次元ヒストグラムの上と右にある 1 次元ヒストグラムに示す。凸凹構造は、 $D_{SD}$  カット (5.1 節) が原因である。このカットは空気シャワー軸と最も近い SD との距離に関するカットで、SD の付近 30m 以内と SD グリッドの真ん中に落ちるイベントを省くものであるため、その範囲のイベント数が著しく減少している。

### 5.3.2 到来方向の決定精度

角度決定精度については、シミュレーションの真の到来方向  $\mathbf{n}_{sim}$  と再構成された到来方向  $\mathbf{n}_{rec}$  との開き角  $\delta$  を用いて評価した。 $\delta$  は次式で定義される。

$$\delta = \cos^{-1}(\mathbf{n}_{sim} \cdot \mathbf{n}_{rec}) \quad (5.1)$$

全イベントの 68% が含まれる  $\delta$  を角度決定精度と定義した。TALE-infill SD アレイの角度決定精度と一次宇宙線エネルギーとの関係を図 5.2b に示す。エネルギーが高くなればなるほど、角度決定精度は良くなる。 $10^{15.3}$  eV では  $1.7^\circ$  程度、 $10^{16.7}$  eV では  $1^\circ$  程度となった。TALE SD の観測できる最低エネルギーである  $10^{16.5}$  eV での角度決定精度がおよそ  $3^\circ$  であることに比べると、角度決定精度を大きく向上することができた。宇宙線のエネルギー推定には再構成された天頂角を使用するため、エネルギー決定精度は到来方向の決定精度に大きく依存する。低エネルギー側の角度決定精度を  $1^\circ$  まで向上させるための試みについて、7.1 節で議論する。



(a) TALE-infill SD アレイのコア位置決定精度。すべてのエネルギー bin でコア位置の決定精度は数 m である。

(b) TALE-infill SD アレイの角度決定精度。

図 5.2: (a) コア位置決定精度。再構成で得られた値と真の値との距離の累積ヒストグラムで全イベントの 68% が含まれる距離を評価した。(b) 角度決定精度。開き角の累積ヒストグラムで全イベントの 68% が含まれる角度を評価した。

#### 実データのみで求まる到来方向の決定精度

角度決定精度は実データのみを用いて検証することができるため、even-odd 法を用いて MC シミュレーションを使わずに角度決定精度を求めた。even-odd 法とは、全体のアレイを odd サブアレイと even サブアレイに半数ずつ

つ分け、それぞれのサブアレイで別々に解析する手法である。このとき分割されたサブアレイの検出器台数は元のアレイの半分になり間隔が  $\sqrt{2}$  倍になるため、求まる到来方向の誤差の大きさ  $\sigma_{\text{half}}$  は以下の大きさになる。

$$\sigma_{\text{half}} = \sigma_{\text{odd}} = \sigma_{\text{even}} \quad (5.2)$$

$$\sigma_{\text{half}} = \sqrt{2}\sigma_{\text{all}} \quad (5.3)$$

各サブアレイで求められたそれぞれの到来方向の開き角の誤差  $\sigma_{\delta_{\text{even-odd}}}$  は、

$$\sigma_{\delta_{\text{even-odd}}} = \sqrt{\sigma_{\text{odd}}^2 + \sigma_{\text{even}}^2} = \sqrt{2}\sigma_{\text{half}} \quad (5.4)$$

で得られるため、式 (5.2) を用いると

$$\sigma_{\text{all}} = \frac{1}{2}\sigma_{\delta_{\text{even-odd}}} \quad (5.5)$$

となる。同じ分布の誤差が定数倍になるとき、分布の広がりもそれに従うので、全ての SD を用いた解析の角度決定精度  $\delta_{68\%}^{\text{all}}$  は

$$\delta_{68\%}^{\text{all}} = \frac{1}{2}\delta_{68\%}^{\text{even-odd}} \quad (5.6)$$

となる。よって、各サブアレイで求められたそれぞれの到来方向の開き角の  $\frac{1}{2}$  の値が、全ての SD を用いた解析の角度決定精度になることがわかる。本解析では、odd サブアレイと even サブアレイを図 5.3 のように分けた。

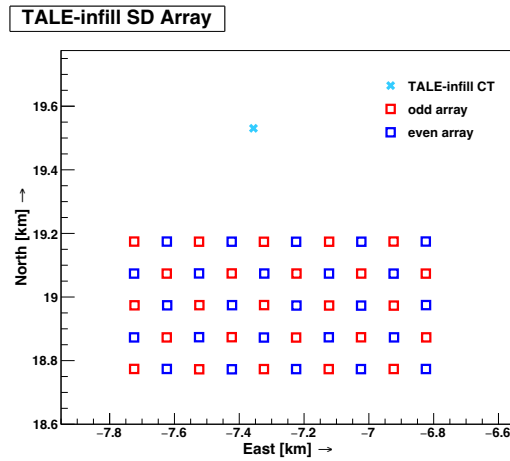


図 5.3: TALE-infill SD アレイの even-odd 法解析。□ は odd サブアレイ、□ は even サブアレイを示す。それぞれのサブアレイは、元のアレイの  $\sqrt{2}$  倍の間隔で並ぶ半数の SD で構成される。× は通信塔に対応する。

図 5.4 に実データのみから得られた TALE-infill SD アレイの角度決定精度を示す。図 5.4a は、2023 年 11 月 1 日から 2024 年 6 月 28 日までのデータで odd、even サブアレイそれぞれで求めた到来方向の開き角  $\delta_{\text{even-odd}}$  の分布である。赤の破線は分布の 68% が含まれる角度  $\delta_{68\%}^{\text{even-odd}}$  であり、 $3.15^\circ$  となった。全 SD による再構成の角度決定精度はこの値の半分になるので、 $1.6^\circ$  であり、MC シミュレーションから得られた角度決定精度と一貫性がある。このことから、実際に設置した検出器が期待通りの性能をもっていることが確認できた。詳細な実データと MC の比較を 5.4 節で述べる。また、実データを再構成して求めたエネルギーと  $\delta_{68\%}^{\text{even-odd}}$  の関係を図 5.4b に示す。 $10^{16.4}$  eV あたりで  $\delta_{68\%}^{\text{even-odd}}$  の値が最も小さくなる、つまり角度決定精度が良くなることがわかる。

### 到来方向決定精度の時間依存

さらに、図 5.4c のように  $\delta_{68\%}^{\text{even-odd}}$  の日付変動を調べることでアレイの稼働状況を確認した。本解析では、2023 年 11 月 1 日から 2024 年 6 月 28 日までの約 7 ヶ月間の実データを用いた。日付は 1 日 1 bin で分けられており、カラーバーは 2 次元ヒストグラムの各 bin に含まれるイベント数を示す。悪天候により DAQ PC がシャットダウンしていたため、2 月中旬にイベント数が少ない期間がある。赤の十字は日毎の  $\delta_{68\%}^{\text{even-odd}}$  の値を示しており、その値は約 7 ヶ月間  $3.15^\circ$  で安定している。このことから、アレイはおおよそ安定して動いており、不調な SD による影響が解析に現れていないことが示される。

### 5.3.3 エネルギー決定精度とバイアス

本解析では、再構成されたエネルギー  $E_{\text{rec}}$  とシミュレーションで生成した空気シャワーの真のエネルギー  $E_{\text{sim}}$  の相対誤差  $(E_{\text{rec}} - E_{\text{sim}})/E_{\text{sim}}$  を評価し、求められた平均値をエネルギー決定バイアスとした。またこの標準偏差をエネルギー決定精度とする。このように評価したエネルギー決定精度およびバイアスを図 5.5 に示す。 $10^{15.6}$  eV から  $10^{16.7}$  eV まですべての bin でエネルギー決定バイアスが数 % で、決定精度は 40% 程度である。それ以下のエネルギーでは、バイアスが正の方向に大きくなっていき、決定精度は悪化する。 $10^{15.3}$  eV では、エネルギー決定バイアスがおおよそ 10%、決定精度は 50% ほどである。

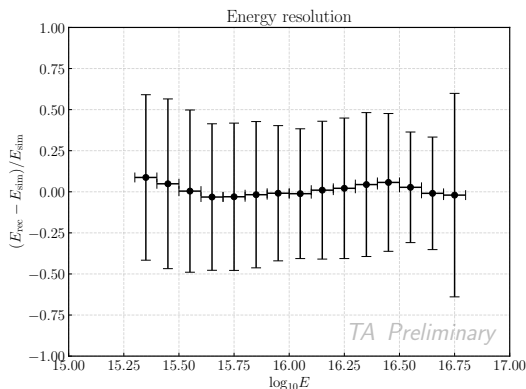
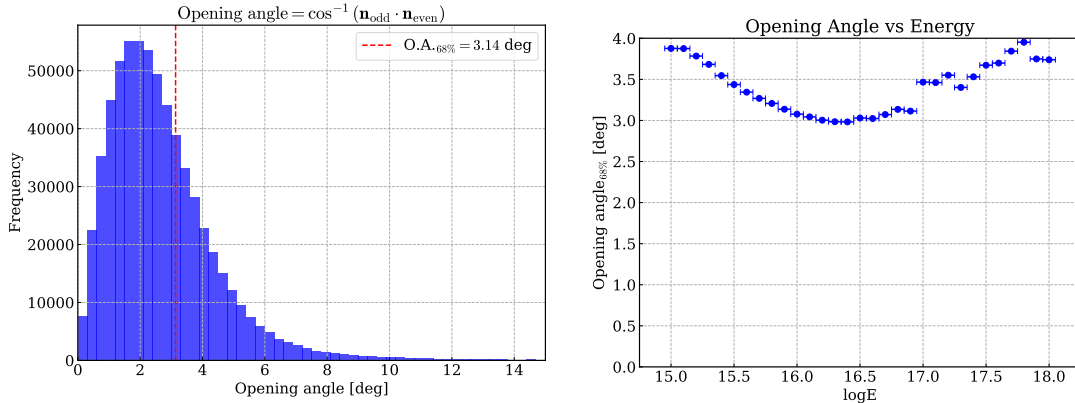


図 5.5: 5.1 節で述べたクオリティカットを適用し求められたエネルギー決定精度および決定バイアス。点はエネルギー決定バイアスを、エラーバーは決定精度を示す。各エネルギー bin ごとに、一次宇宙線のエネルギーと再構成されたエネルギーとのずれを評価した。点はずれの平均値、エラーバーは平均二乗誤差で得られた標準偏差である。

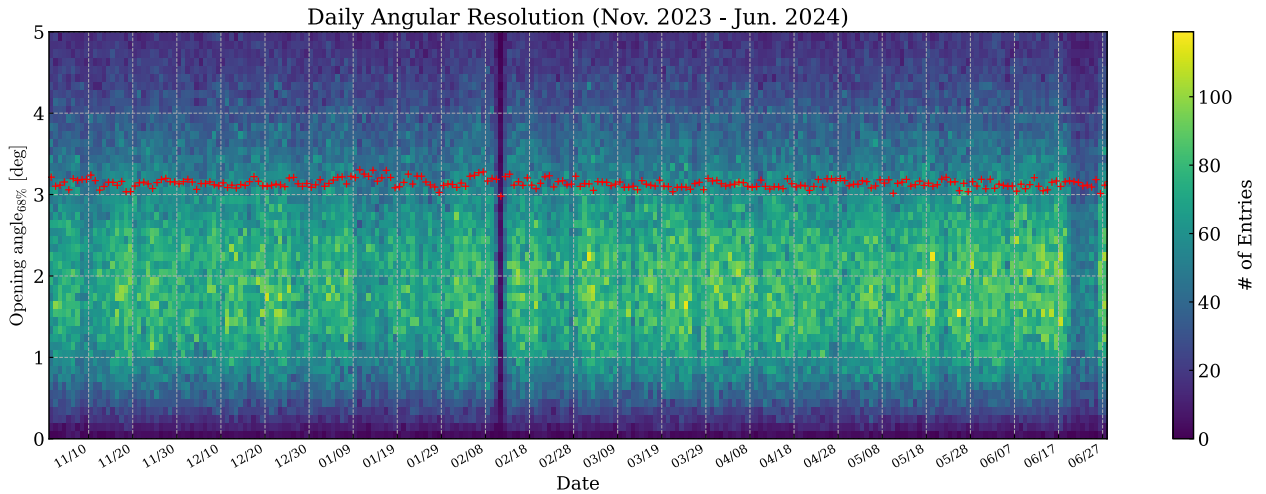
## 5.4 実データと MC データセットとの比較

作成した MC データセットが TALE-infill SD アレイで観測する空気シャワーを正しく再現できているかを確認するため、実データと MC データセットの再構成結果を比較した。4 節の再構成手法および 5.1 節に記述したクオリティカットを使用し、実データと MC データセットの解析で同じものを使った。図 5.6 に再構成結果の比較を示す。黒の点は実データの再構成結果、赤のヒストグラムは MC データセットの再構成結果を表している。また、MC のヒストグラムの面積は実データに合わせて規格化されている。

各グラフで比較されている値はそれぞれ、再構成に使用した検出器台数 (図 5.6a)、天頂角 (図 5.6b)、方位角 (図 5.6c)、コア位置の  $x$  座標 (図 5.6d)、コア位置の  $y$  座標 (図 5.6e)、 $s_{50}$  (図 5.6f)、一次宇宙線のエネルギー



(a) 実データを even-odd 法を用いて解析し検証した角度 (b) 実データから得られる角度決定精度のエネルギー依存性。



(c) 実データから得られる角度決定精度の日付変動。

図 5.4: 実データのみを使用して得られた角度決定精度。MC シミュレーションを用いずに求められた結果なので、MC シミュレーションの不正確性を考慮する必要がない。(a) 実データの  $\delta_{68\%}^{\text{even-odd}}$  分布。赤の破線は、全データの 68% が含まれる値  $\delta_{68\%}^{\text{even-odd}}$  を示す。アレイ全体を用いて再構成した際の角度決定精度は、この値の  $\frac{1}{2}$  の値になることが知られている。(b) 実データを even-odd 法を用いて解析し、検証した角度決定精度のエネルギー依存性を示す。(c) 実データから得られる角度決定精度の日付変動。カラーバーはそれぞれの bin のイベント数を表す。赤の十字は日毎のデータについて、even-odd 法によって求められる開き角の 68% の値を示す。この値が 8 ヶ月を通してほぼ一定であることから、アレイがおおよそ安定して稼働していることがわかる。

(図 5.6g) である。

方位角は、東を  $0^\circ$  として反時計回りを正とする数え方をする。方位角分布には、 $0^\circ$  ( $360^\circ$ )、 $90^\circ$ 、 $180^\circ$ 、 $270^\circ$  にピークがみられる。これは、入射する粒子から地表に配置された SD アレイをみたとき、入射する方位角により SD のみかけの間隔が変化することが原因である。例えば、方位角が  $45^\circ$  のとき、検出器のみかけの間隔は元の間隔の  $1/\cos\theta = \sqrt{2}$  倍になる。また、天頂角は  $\sin\theta \cos\theta$  分布になる。これは、到来する空気シャワーの数が、立体角および入射するシャワーからみたアレイのみかけの大きさによるからである。コア位置分布の凸凹構造は、5.3.1 節で

図 5.1b について説明したとおりである。実データと MC データセットの再構成結果の分布は、検出器台数と天頂角を除いて一致している。天頂角分布に違いが出るのは、MC をすべて陽子と仮定し生成したことが原因である可能性があるため、他の核種の MC で確認する必要がある。再構成に使用した検出器台数分布の実データと MC 間にある不一致の原因については、7.2 節で考察する。

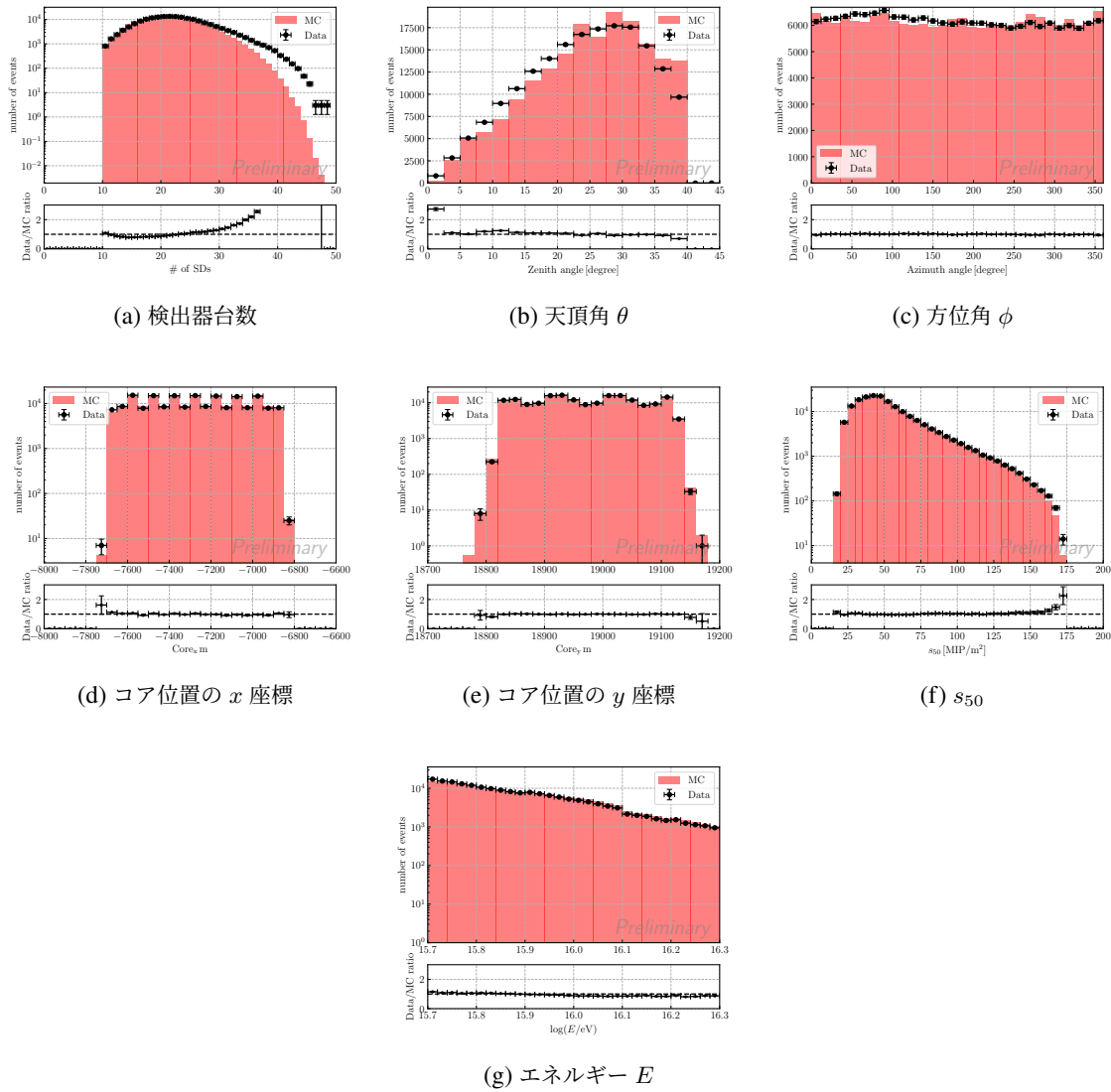


図 5.6: 実データと MC データセットとの再構成結果の比較。各図の上段が実データおよび MC データセットを再構成して得られた値のヒストグラムであり、黒点が実データの結果、赤のヒストグラムが MC データセットの結果である。それぞれのヒストグラムの面積が同じになるように MC データセットの分布を規格化している。下段は実データの値と MC データセットの値との比である。

## 第 6 章

# TALE-infill SD アレイによるエネルギースペクトル解析

2023 年 11 月 1 日から 2024 年 6 月 28 日までの 241 日間に TALE-infill SD アレイで観測されたイベントを用いて、宇宙線エネルギースペクトルを決定した。SD は、ほぼ 100% のデューティサイクルで稼働可能であるため、多くの統計数を稼ぐことができる。これより、同期間の FD によるものに比べ、統計誤差の小さなエネルギースペクトル解析が可能となる。本章では、TALE-infill SD アレイで観測されたイベントの再構成結果およびエネルギースペクトルの計算方法、他実験で測定されたエネルギースペクトルとの比較について述べる。

### 6.1 TALE-infill SD アレイで観測された実データイベント

図 6.1 に 2023 年 11 月から 2024 年 8 月までの TALE-infill SD アレイの稼働状況を示す。左側の縦軸は SD の DAQ 参加率を、右側の縦軸はレベル 2 トリガーで記録された空気シャワーイベント数を表す。Duty cycle は 90% 以上で、トリガーされたイベント数は単調に増加していることがわかる。本解析に使用したデータの期間は、灰色の破線で挟まれる領域であり、約 600 万イベントが解析に使われた。

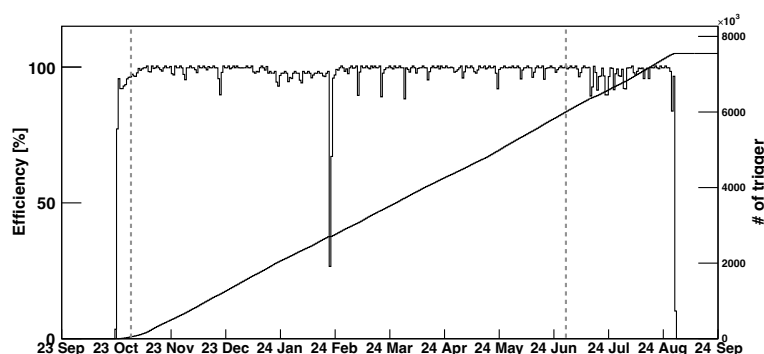


図 6.1: TALE-infill SD アレイの 2023 年 11 月から 2024 年 8 月までの稼働状況。灰色の破線は、本解析に用いた期間の両端を示す。縦軸は左側が SD の DAQ 参加率、右側がトリガーされたイベント数をそれぞれ表している。

2023 年 11 月 1 日から 2024 年 6 月 28 日までの間に観測された空気シャワーイベントの宇宙線エネルギー分布を図 6.2 に示す。再構成手法およびクオリティーカットの条件は 4 章、5 章のとおりである。

TALE-infill SD アレイのエネルギー決定精度は図 5.5 のとおりであり、再構成されたエネルギーは真のエネルギーに対して 40% 程度のばらつきをもつ。その結果、真のエネルギーに対応する bin と異なる bin のイベントとし

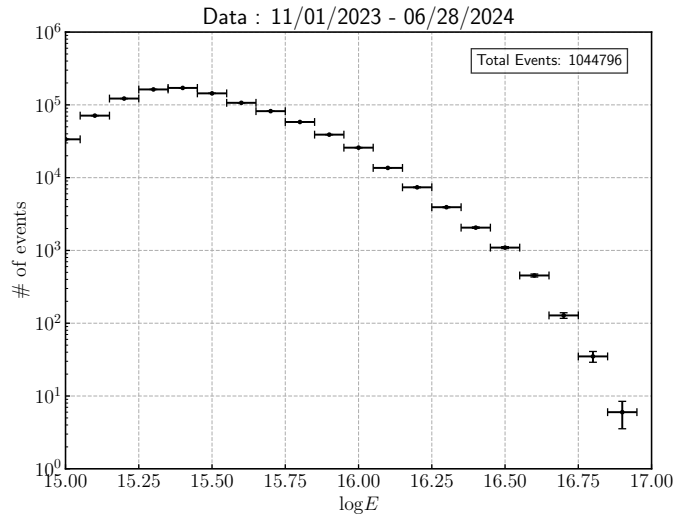


図 6.2: 2023 年 11 月 1 日から 2024 年 6 月 28 日までの間に TALE-infill SD アレイで観測されたイベントの一次宇宙線エネルギー分布。およそ 100 万イベントが再構成され、クオリティカットを通過した。

てカウントされてしまう。このような、異なるエネルギー bin への染み出しが起きる分、同様に異なるエネルギー bin からの染み込みが起き、ある程度相殺される。しかし、MC データセットでは生成した空気シャワーのエネルギー範囲に限りがある。エネルギー範囲の下端の bin では低エネルギーの bin からの染み込みがなく、エネルギー範囲の上端でも同じである。そのため、上下端の 4 bin 程度のエネルギースペクトルは MC のエネルギー範囲を広げることで変動する可能性がある。

## 6.2 TALE-infill SD アレイの Aperture および Exposure

単位時間あたりの単位面積・単位立体角に到来する宇宙線の数を測定するため、TALE-infill SD アレイの Aperture および Exposure を決定する。Aperture とは、観測装置が検出可能な宇宙線の流入領域のことを表す。一方 Exposure は、観測期間中に観測装置が検出可能な総観測量のことである。幾何学的に、Aperture および Exposure は以下の式で求められる。

$$\text{Aperture} = A \times \Omega \quad (6.1)$$

$$\text{Exposure} = \text{Aperture} \times T \quad (6.2)$$

ここで、 $A$  は TALE-infill SD アレイの検出面積、 $\Omega$  は TALE-infill SD アレイの観測する立体角、 $T$  は観測時間である。

しかし、空気シャワーのトリガー効率は一次宇宙線のエネルギーに大きく依存する。そのため、トリガー効率が低くなる低エネルギーの空気シャワーに対する有効検出面積は実際の TALE-infill SD アレイの幾何学的な検出面積よりも小さくなる。また、TALE-infill SD アレイの有効検出面積は検出器の稼働状況によっても変化する。これらの影響を考慮するため、5.2 節で示した MC データセットを用いて Aperture および Exposure を求めた。

$10^{15.7}$  eV から  $10^{16.6}$  eV までを  $\log_{10}(E/\text{eV}) = 0.1$  刻みの bin に分割し、各エネルギー bin での Aperture を次

式で求めた。

$$\text{Aperture}(E_i) = A_{\text{GEN}} \times \Omega_{\text{GEN}} \times \frac{N_{\text{REC}}^{\text{all cut}}(E_i)}{N_{\text{GEN}}(E_i)} \quad (6.3)$$

$$A_{\text{GEN}} = \pi \times 1000^2 \quad (6.4)$$

$$\Omega_{\text{GEN}} = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{65^\circ} d\theta \sin\theta \sin\theta \quad (6.5)$$

ここで、 $A_{\text{GEN}}$  [ $\text{m}^2$ ] および  $\Omega_{\text{GEN}}$  [sr] はそれぞれシミュレーションで空気シャワーを生成した面積 (図 5.1a) および立体角である。また、 $N(E_i)$  は、エネルギーヒストグラムの  $i$  番目の bin に含まれるイベント数を示す。そして、 $N_{\text{GEN}}(E_i)$  は MC シミュレーションで生成した空気シャワーの真のエネルギーのヒストグラムの  $i$  番目の bin に含まれるイベント数、 $N_{\text{REC}}^{\text{all cut}}(E_i)$  は再構成されすべてのクオリティカットを通過したイベントの再構成されたエネルギーのヒストグラムの  $i$  番目の bin に含まれるイベント数である。求められた Aperture のグラフが図 6.3 である。図中の破線は、検出面積を TALE-infill SD アレイの端から 50 m 以上内側の面積、天頂角を  $0^\circ$  から  $40^\circ$  までとして式 6.1 を用いて求めた Geometrical aperture である。

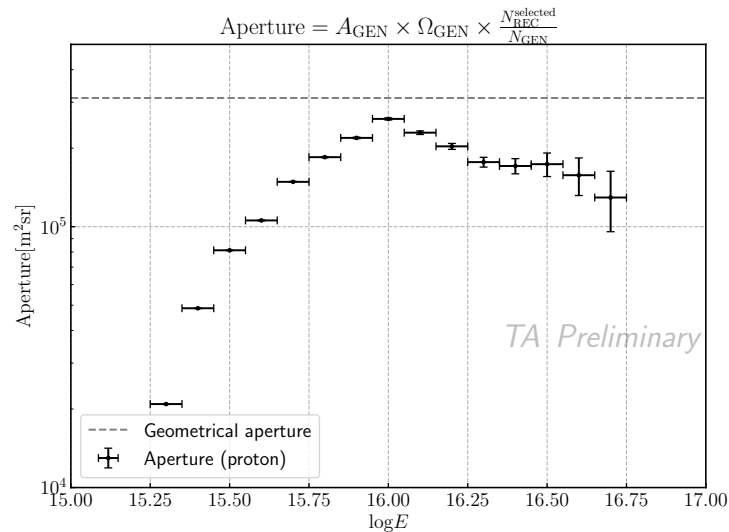


図 6.3: MC シミュレーションを用いて決定した TALE-infill SD アレイの Aperture。破線は式 6.1 を用いて求めた幾何学的な Aperture である。

Exposure は Aperture に観測時間  $T (= 241 \text{ days})$  を掛け合わせたものであるため、次式で求められる。

$$\text{Exposure}(E_i) = \text{Aperture}(E_i) \times T \quad (6.6)$$

上式から得られた Exposure を図 6.4 に示す。

### 6.3 エネルギースペクトル解析

TALE-infill SD アレイで観測された実データのエネルギー分布 (図 6.2) および TALE-infill SD アレイの Exposure (図 6.4) を用いて宇宙線のエネルギースペクトルを決定する。エネルギースペクトル  $J(E_i)$  は次式で求められる。

$$J(E_i) = \frac{N(E_i)}{\text{Exposure}(E_i) \cdot dE_i} \quad (6.7)$$

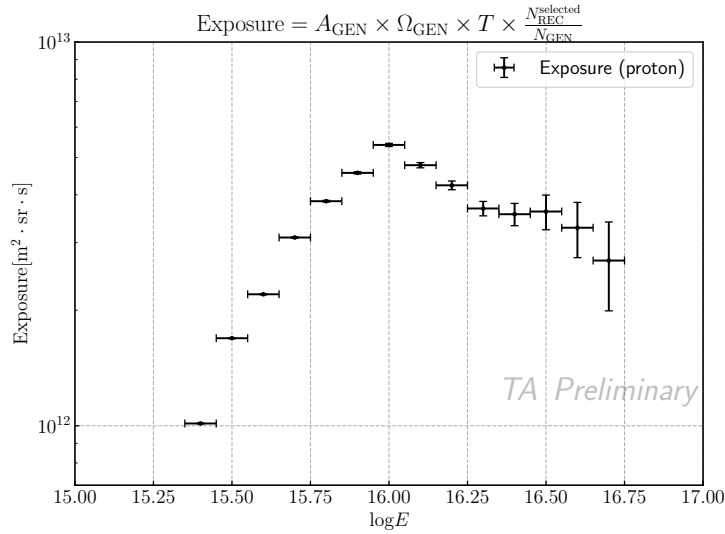


図 6.4: MC シミュレーションを用いて決定した TALE-infill SD アレイの Exposure。

ここで、 $N(E_i)$  は TALE-infill SD アレイで観測されたイベントのうち  $i$  番目の bin に対応するエネルギーで再構成されたイベント数、 $\text{Exposure}(E_i)$  は式 (6.6) で求めた Exposure、 $dE_i$  は  $i$  番目の bin の bin 幅である。得られたエネルギースペクトルは図 6.5 のとおりである。ここでエネルギー上下端 4 bin 程度は、スペクトル解析およびエネルギー推定テーブル作成に使用する MC のエネルギー範囲を拡張することで変化する。

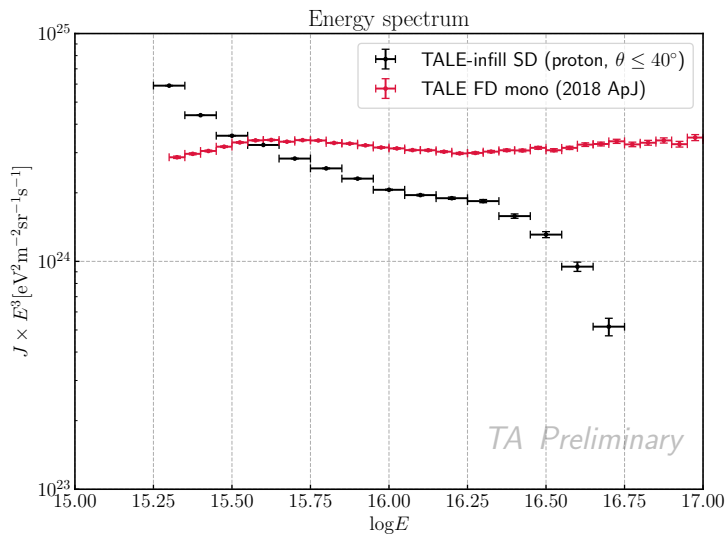


図 6.5: 2023 年 11 月 1 日から 2024 年 6 月 28 日までのデータを用いて TALE-infill SD アレイで決定した宇宙線のエネルギースペクトルと TALE FD によって決定されたエネルギースペクトルの比較。スペクトルの折れ曲がり構造を見やすくするために縦軸に  $E^3$  をかけている。赤でプロットされているのは、TALE FD によって測定されたエネルギースペクトルである [25]。

この結果は、TALE FD によって観測されたデータのみを用いて求められたエネルギースペクトル [25] と同じ

オーダーである。本解析で使用した MC シミュレーションは一次宇宙線がすべて陽子と仮定して作成されたものである。宇宙線陽子は他の原子核の宇宙線に比べて、大気と初めて相互作用するまでにより長い距離を進むため、 $X_{\max}$  の値も大きくなる。このことから、トリガーされる効率が最も高くなる宇宙線陽子由来の空気シャワーは、TALE-infill SD アレイの Aperture の値を最大にする。この結果エネルギースペクトルの値は小さく見積もられる。様々な原子核が混ざっていると仮定し、生成された MC データセットを用いて解析を行えば、TALE-infill SD アレイを用いて決定したエネルギースペクトルと TALE FD を用いて決定したエネルギースペクトルはさらに近づく可能性が高い。



## 第7章

### 議論

#### 7.1 到来方向決定精度

イベント再構成における最後のステップで、空気シャワーが到来した天頂角と  $s_{50}$  から一次宇宙線のエネルギーを求めている。そのため、天頂角の決定精度がエネルギー決定精度にも影響してしまう。このことから、空気シャワーの到来方向をより精度良く求めることが、エネルギー決定精度の向上につながると考えられる。この節では、4.1.3 節の空気シャワーの到来方向決定について、決定精度を上げるための改善点を提案する。

式 (4.4) で与えられる到来方向を決定するフィッティングで用いる式を再度示す。式 (7.1) がフィッティング関数であり、シャワー粒子の到来時刻の遅れを表す。

$$\tau = (8 \times 10^{-10}) a(\theta) \left(1.0 + \frac{r}{30 \text{ m}}\right)^{1.5} \left(\frac{\rho}{\text{m}^{-2}}\right)^{-0.5} \text{ [s]} \quad (7.1)$$

$$\sigma_\tau = (7 \times 10^{-10}) a(\theta) \left(1.0 + \frac{r}{30 \text{ m}}\right)^{1.5} \left(\frac{\rho}{\text{m}^{-2}}\right)^{-0.3} \text{ [s]} \quad (7.2)$$

$$a(\theta) = \begin{cases} 3.3836 - 0.01848\theta & (\theta < 25^\circ) \\ c_0 + c_1\theta + c_2\theta^2 + c_3\theta^3 & (25^\circ \leq \theta \leq 35^\circ) \\ \exp(-3.2 \times 10^{-2}\theta + 2.0) & (35^\circ < \theta) \end{cases} \quad (7.3)$$

$$c_0 = -7.76168 \times 10^{-2}, \quad c_1 = 2.99113 \times 10^{-1}$$

$$c_2 = -8.79358 \times 10^{-3}, \quad c_3 = 6.51127 \times 10^{-5}$$

これらのフィッティングのパラメーターは、式 (7.4) の  $\chi_{\text{Geom}}^2$  を最小にするように決定される。

$$\chi_{\text{geom}}^2(t_0, \theta, \phi, \mathbf{R}_m; t_k) = \sum_{k=1}^n \frac{(t_k - t_k^{\text{fit}})^2}{\sigma_{t_k}^2} + \frac{(\mathbf{R}_m - \mathbf{R}_{\text{init}})^2}{\sigma_{\mathbf{R}_{\text{init}}}^2} \quad (m = 1, 2, \dots, 100) \quad (7.4)$$

$$t_k^{\text{fit}} = t_0 + \frac{l_k}{c} + \tau_k$$

$$\sigma_{t_k} = \frac{2}{3}\sigma_\tau + 10^{-18} \text{ s}$$

天頂角依存の曲面パラメーター  $a(\theta)$  のフリーパラメーター化

現在、到来方向を決定するフィッティングには式 (7.1) に示す、粒子の空気シャワー平面からの到来時刻の遅れ  $\tau$  を表す関数を用いている。この関数のうち、 $a(\theta)$  は式 (7.3) のように天頂角  $\theta$  [°] によって一意に値が決まる、空気シャワー面の曲率パラメーターである。 $\tau$  と  $\theta$  との関係を図 7.1 に示す。

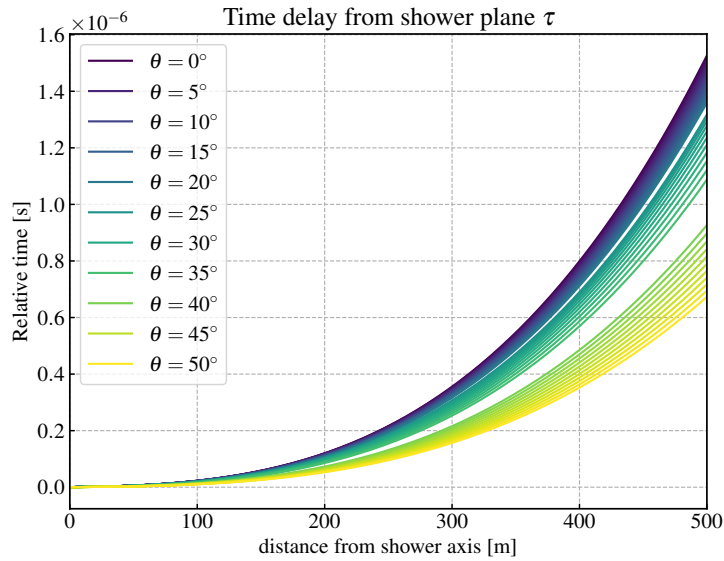


図 7.1: 到来方向を決定するフィッティング関数  $\tau$  の天頂角依存性。横軸はシャワー軸からの距離、縦軸は空気シャワー粒子の、シャワー平面からの到来時刻の遅れを表す。 $\rho$  は式 (4.9) の NKG 関数とした。天頂角による関数の変化を見るため、NKG 関数はすべて同一のスケールファクター (=1000) とエイジ (=1.5) を用いた。

ある固定された天頂角における空気シャワー曲面の形が、同じエネルギーのシャワー同士であれば必ず単一の形状で表現できるとは考えられにくい。また、図 7.1 でみられるように、 $a(\theta)$  の 3 つの場合分けのせいで決まるシャワー曲面の形が不連続になってしまっている。 $a(\theta)$  をフリーパラメーター  $a$  に変更し、フィッティングの自由度を増やすことで、より柔軟な到来方向の決定ができると考えている。

### $\chi^2$ を著しく悪くする SD の除去

空気シャワー面の粒子はシャワー軸から遠くなればなるほど、シャワー平面から遅れ、シャワー面の厚みも大きくなる。また分布も疎になるため、検出器に入射する粒子がシャワー前面の粒子でない確率が高くなる。このような、シャワー前面に位置しない粒子によってトリガーされた SD は、他の SD のトリガー時刻に比べ相対的に大きく遅れ、シャワー前面の形を想定したフィッティングの精度を悪化させる。このような SD に加えて、バックグラウンドミュオンでトリガーされたが、4.1.2 節で述べた手法では取り除けなかった SD を、以下の手順でフィッティングから除去する。

1. まず、通常どおり到来方向を決定するフィッティングをする。このフィッティングにより最小になった  $\chi^2$  の値を  $\chi_{\text{Geom}}^2$  とする。
2. フィッティングに使用した  $k$  台の SD のうち  $i$  番目の SD を抜いて、到来方向を決定するフィッティングを行う。このフィッティング結果の  $\chi^2$  を  $\chi_i^2$  とする。
3. 手順 2 を  $k$  台すべての SD について行い、 $\chi_{\text{Geom}}^2 - \chi_i^2$  が 1 番大きい SD が  $\chi^2$  を最も悪くする SD とタグ付けされる。
4. 最も  $\chi^2$  を悪くする SD について、 $\chi_{\text{Geom}}^2 - \chi_i^2 \geq 10$  ならこの SD を到来方向を決定するフィッティングから取り除く。
5. 手順 2 と手順 3、手順 4 のループを繰り返して、残った SD が  $\chi_{\text{Geom}}^2 - \chi_i^2 < 10$  を満たす SD のみになるま

で繰り返す。

これにより、到来方向を決定するフィッティングの精度が、シャワー前面に位置しない粒子から受ける影響を小さくすることができる。

### フィッティングの重み付け

直前の項目のとおり、空気シャワーコアから離れた位置に到来するシャワー粒子の到来時刻は大きな不確かさをもっている。そのため、シャワー軸に近い粒子を重視したフィッティングを行えば、より正確に到来方向を決定できる可能性がある。よって、データ点の誤差  $\sigma_\tau$  に以下のような重み付けを行い、フィッティングすることを提案する。

$$\sigma_\tau^{\text{weighted}} = \sigma_\tau \times \frac{1}{\omega} \quad (7.5)$$

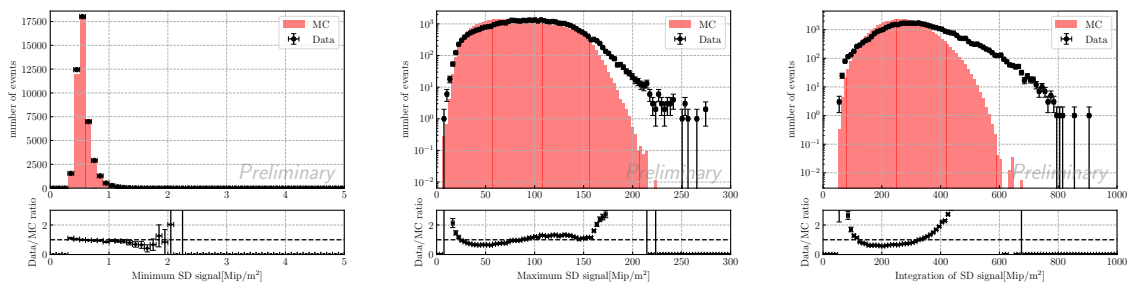
$$\omega = \frac{1}{r_i + \epsilon} \quad (\epsilon \neq 0) \quad (7.6)$$

$\sigma_\tau^{\text{weighted}}$  は重み付けされた誤差で、シャワー軸に近いほど値は小さくなる。 $\omega$  は重み、 $r_i$  は  $i$  番目の SD のシャワー軸からの距離  $\epsilon$  は  $\omega$  が 0 で割られた値になるのを防ぐ定数である。

## 7.2 実データと MC データの検出器台数分布

5.4 節で述べたとおり、MC は実データをおおよそ再現しているにも関わらず、再構成に使用した検出器台数の分布に差がある。その原因のひとつにすべての MC が一次宇宙線を陽子と仮定し作られたことが挙げられる。陽子（水素原子核）より重い原子核は、より上空で最大発達を迎えるため減衰しきったシャワーが地表に到達する。これにより、地表で粒子を観測する検出器の数が宇宙線陽子の空気シャワーよりも少なくなる。

加えて、検出器応答シミュレーションが現実の応答を再現できていない可能性について考える。SD で検出される粒子数密度に関する分布を実データと MC シミュレーションで比較した結果が図 7.1 である。



(a) イベントごとの最小信号。

(b) イベントごとの最大信号。

(c) 1 イベントで検出された粒子数密度の総和。

図 7.2: SD で検出される粒子数密度に関する分布の実データと MC データセットとの再構成結果の比較。各図の上段が実データおよび MC データセットを再構成した結果のヒストグラムであり、黒点が実データの結果、赤のヒストグラムが MC データセットの結果である。それぞれのヒストグラムの面積が同じになるように MC データセットの分布を規格化している。下段は実データの値と MC データセットの値との比である。(a) イベント内最小信号を記録した SD に入射した粒子の数密度分布。(b) イベント内最大信号を記録した SD に入射した粒子の数密度分布。(c) 各 SD で検出された粒子数密度の総和の分布。

図 7.2a はイベントごとの各 SD で検出された粒子の数密度のうち最小のものを累積したヒストグラムを比較したもので、実データと MC の間で概ね一致している。図 7.2b、図 7.2c はそれぞれイベントごとの各 SD で検出された粒子の数密度のうち最大のものを累積したヒストグラム、イベントごとの検出した粒子数密度の和を累積したヒストグラムであり、粒子数が大きい側で実データと MC データセットの間に差異が生じている。この差が原因で、実データと MC 間の検出器台数分布の違いが現れていると考えられる。

そのため、MC シミュレーション内で SD で記録される粒子数を決定する手法に欠点があると考えた。3.3.2 節で述べた TALE-infill SD アレイ応答シミュレーションの手順を再掲する。

#### 1. 総エネルギー損失量を決定

ルックアップテーブルから計算されたエネルギー損失量に加え、モニター情報から得られるレベル 0 トリガー率に基づき環境放射線などのバックグラウンド信号が追加される。この作業で得られた総エネルギー損失量は、PMT 内の光電子のゆらぎを記述するポアソン分布でスミアリングされる。さらに、PMT の非線形性を考慮して、PMT が出力するエネルギー損失量を計算する。図 3.7 に示すとおり、TALE-infill SD に用いられる PMT は FADC カウントの上限まで良好な線形性をもつため、本シミュレーションでは考慮しない。

#### 2. エネルギー損失量を FADC カウントに変換

手順 1 で決定した PMT の出力は、1 MIP ピークの値を使用して FADC カウントに変換される。この際、キャリブレーションデータから得られるガウス分布に従うペDESTAL を追加する。

#### 3. FADC カウントへのエレクトロニクスの応答関数を畳み込み

FADC カウント  $S_i$  をエレクトロニクスの応答関数  $R_i$  (図 3.8 参照) と畳み込む。畳み込まれた FADC カウント  $\tilde{S}_i$  は以下の式で記述される：

$$\tilde{S}_i = \sum_{j=0}^i S_{i-j} R_j \quad (7.7)$$

#### 4. サチュレーションの処理

1 つの時間ビンでの FADC カウントが上限の 4095 を超える場合、その FADC カウントは 4095 に設定される。

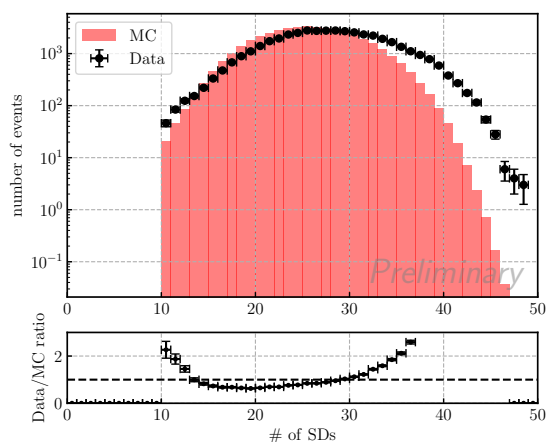
手順 1 で決定される SD でのエネルギー損失量について、PMT の出力値を決定する際に PMT の非線形性を考慮する。図 3.7 に示されるように、TALE-infill SD で使用される PMT (TA×4 用と同じ) の非線形性は、FADC カウントの上限まで 0% に近い値を示す。一方、TA SD で使用される PMT の非線形性は、FADC カウント上限の半分あたりから負の値をとりはじめる。このため、同じ大きさの信号がそれぞれの種類の PMT に入力された場合、TALE-infill SD 用の PMT からの出力はサチュレーションしてしまうが、TA SD 用の PMT ではサチュレーションしないことがある。

ここで一度、TALE-infill SD の PMT が実際には TA SD と同じ非線形性をもつと仮定し、シミュレーションでは 2000 FADC カウントまで線形性を保ち、それ以上では非線形性が図 3.7 中赤点のように負の値を取ると設定した。

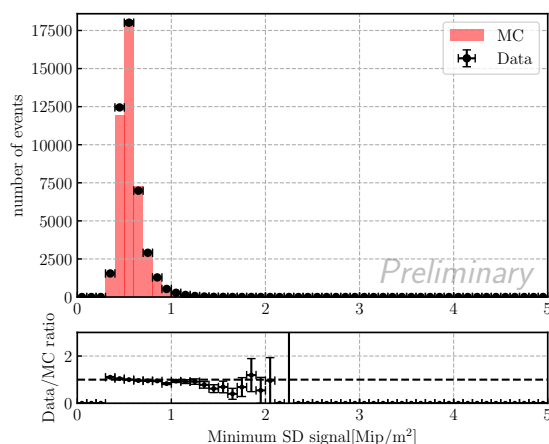
この設定を適用し、表 5.1 と同じ条件でシミュレーションされた空気シャワーを再構成した分布と実データの分布の比較は図 7.3 のとおりである。

TA SD の PMT と同じ非線形性を仮定した検出器応答シミュレーションで生成された MC データセットと実データの比較について図 7.3 に示す。各グラフで比較されている値はそれぞれ、再構成に使用した検出器台数 (図 7.3a)、イベント内最小信号を記録した SD に入射した粒子の数密度分布 (図 7.3b)、イベント内最大信号を記録した SD に入射した粒子の数密度分布 (図 7.3c)、各 SD で検出された粒子数密度の総和の分布 (図 7.3d) である。すべての分布において、PMT にの線形性の値を変更する前後で、有意な変化はみられなかった。

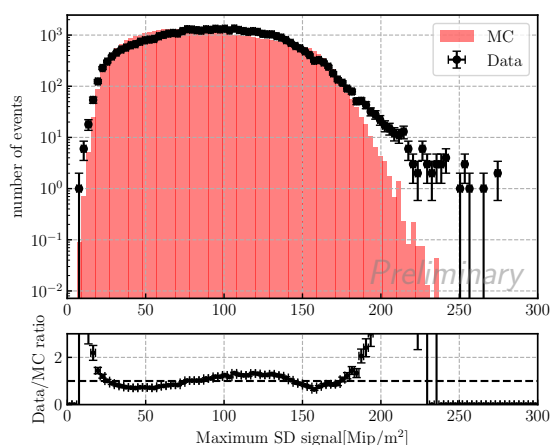
次に原因として考えられる手順は、FADC カウントをエレクトロニクスの応答関数と畳み込む手順 3 である。



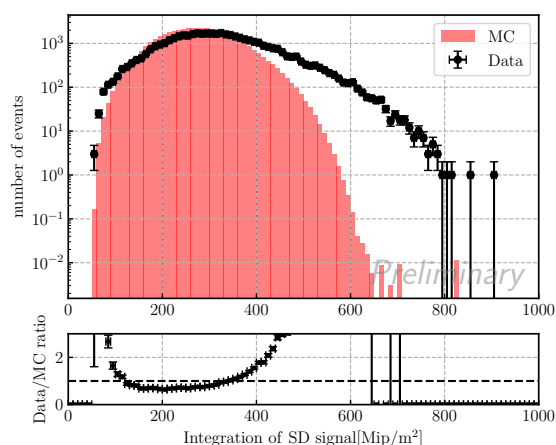
(a) 再構成に使用した検出器台数。



(b) イベントごとの最小信号。



(c) イベントごとの最大信号。



(d) 1 イベントで検出された粒子数密度の総和。

図 7.3: TA SD の PMT と同じ非線形性を仮定した検出器応答シミュレーションで生成された MC データセットと実データの比較。

TALE-infill SD のシミュレーションでは、TA SD の実データから求められた応答関数 (図 3.8) を用いて畳み込みを行っている。しかし、TA SD と TALE-infill SD では PMT や波長変換ファイバーの種類が異なる。そのため、エレクトロニクスの応答に違いがある可能性があり、この点については共同研究者によって調査されたが、TA SD と TALE-infill SD 間で大きな違いはないと報告された。

次のステップでは、シャワー軸からの距離と検出器台数分布の関係を調べた。その結果が図 7.4 である。図中央に空気シャワーの横方向分布の概形を示す。シャワー軸から遠ざかるほど、粒子数密度が低くなる。図 7.4 a, b, c, d はそれぞれ、シャワー軸からの距離が 0 m から 100 m、100 m から 300 m、300 m から 500 m、500 m から 700 m の範囲に位置する検出器台数の分布である。データと MC の比較を行ったエネルギー範囲では 1 MIP 相当以上の信号を記録する割合が高い、シャワー軸から 300 m までのフィッティングに用いた検出器台数の分布は一致した (図 7.4 a, b)。一方で、300 m より遠い場所に位置するフィッティングに使用した検出器台数分布に明らかな違いがみられた (図 7.4 c, d)。この結果は、CORSIKA で生成した空気シャワーについて、中心から離れた場所で粒子分

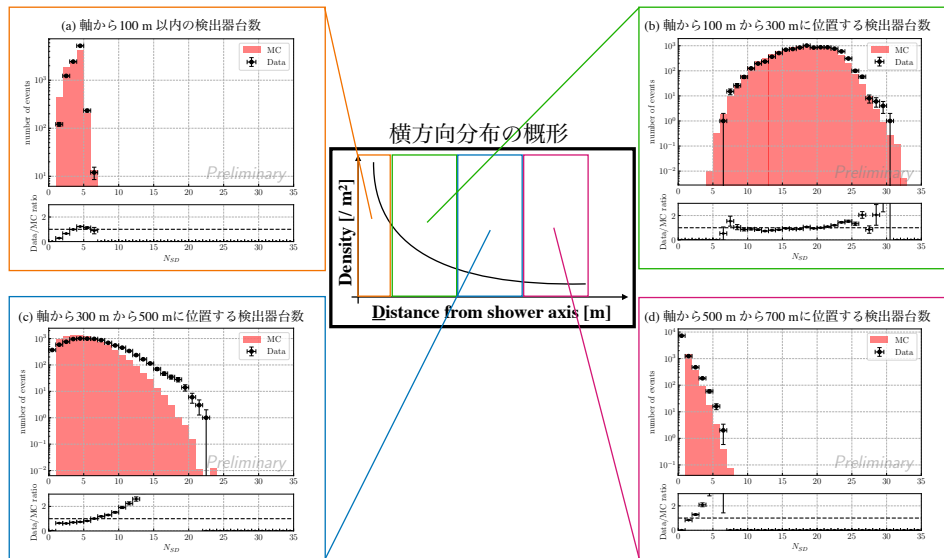


図 7.4: 空気シャワー軸からの距離ごとのフィッティングに使用した検出器台数分布の MC シミュレーションと実データの比較。(a) シャワー軸から 100 m 以内に位置する検出器台数。(b) シャワー軸からの距離が 100 m から 300 m の範囲に位置する検出器台数。(c) シャワー軸からの距離が 300 m から 500 m の範囲に位置する検出器台数。(d) シャワー軸からの距離が 500 m から 700 m の範囲に位置する検出器台数。

布が現実と一致していないことを示唆する。

### 7.3 エネルギースペクトル

6 章で決定したエネルギースペクトルを TALE FD の測定結果のみならず、1.2.6 節で紹介した IceCube 実験および LHAASO 実験で測定されたスペクトルと比較した。6 章で示したエネルギースペクトルのエネルギー上下端の 4 bin は、本解析で作成した表 5.1 に示す MC シミュレーションのエネルギー範囲外からの染み込みを考慮していない。この効果の影響を避けるため、エネルギースペクトルの比較は  $10^{15.7}$  eV から  $10^{16.3}$  eV の範囲で行う。本解析で決定した TALE-infill SD アレイのエネルギースペクトルと他の実験で報告されたエネルギースペクトルとの比較を図 7.5 に示す。

本解析で決定した宇宙線エネルギースペクトルは他の実験で測定されたスペクトルとも同じオーダーの結果となった。さらに、他の実験で見られている  $10^{16}$  eV 付近のスペクトルのべき乗の変化も、TALE-infill SD アレイの結果において確認されつつある。空気シャワー中の粒子は、加速器実験の結果をもとに構築されたハドロン相互作用モデルを用いてシミュレーションされる。しかし、加速器では到達できないエネルギー領域においては、これらのモデルが実際の相互作用を完全には再現できておらず、シミュレーションで予測されるミューオン数が測定値よりも少なくなることが知られている。(ミューオンパズル [55]) つまり、ミューオン成分に感度の高い氷チェレンコフ検出器は、電磁成分を観測する大気蛍光望遠鏡と比較して、より大きなフラックスを観測する傾向にある。LHAASO と同様にシンチレーション検出器を用いる TALE-infill は、ミューオン・電磁成分の両方を観測してお

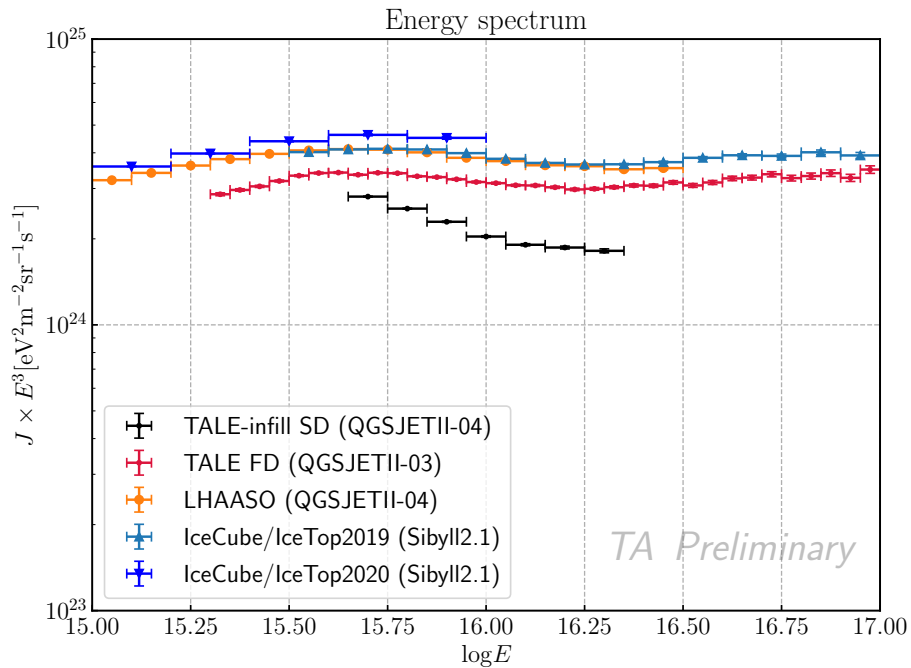


図 7.5: 本研究で決定したエネルギースペクトルと様々な実験で測定された knee 領域宇宙線スペクトルの比較。比較のため、TALE FD [25]、IceCube および IceTop [20, 31]、LHAASO [29, 54] で測定された結果を示す。縦軸のエラーバーは統計誤差を示す。

り、その測定結果は IceTop と TALE FD の中間に位置すると期待された。しかし、実際には TALE FD よりも低い値となった。この原因として、検出器の台数や、検出器で記録される信号の大きさなどに見られる実データと MC の不一致が影響している可能性がある。これらを改善することで、エネルギーの系統的なずれがどの程度影響を受けるのか、さらなる検討が必要である。また、FD による再構成エネルギーとの比較を行っていないことも一因と考えられるため、今後の解析で検討していく予定である。



## 第 8 章

# 結論

TALE 実験の観測エネルギーしきい値を下げるため、新設された TALE-infill SD アレイで観測された空気シャワーイベントのデータから、一次宇宙線の到来方向やエネルギーなどのパラメーターを求める解析プログラムを開発した。この解析プログラムにより、宇宙線エネルギースペクトルや質量組成、到来方向異方性の解析が可能となった。解析プログラムの性能は観測の効率や物理結果に大きく影響を与えるため、実験全体のパフォーマンスを左右する重要な要素である。

また、本研究では、プログラムの性能評価やエネルギースペクトル解析に用いる TA 実験で使用している MC シミュレーションパッケージの改良も行った。この改良により、PeV 領域の宇宙線イベントを高精度に生成できるようになった。特に従来の MC シミュレーションパッケージでは正確にシミュレーションできていなかったコア位置付近を精度良くシミュレーションできるようになった。

開発した再構成プログラムの性能を、MC シミュレーションを用いて評価した結果、コア位置決定精度は 7.5 m、到来方向決定精度は  $1.25^\circ$ 、エネルギー決定精度は 40% であることが確認された。さらに、even-odd 法を用いた解析により、実データのみを用いて求められた到来方向の決定精度が、シミュレーションから得られる結果と矛盾がないことを検証した。

TALE-infill SD アレイは 24 時間 365 日稼働可能であり、現在 1 日あたり 2 万以上の宇宙線イベントを収集している。SD アレイの安定稼働を維持するため、現地作業およびオンライン作業を通じて保守運用を行った。

さらに、2023 年 11 月のデータ収集開始から 7 か月間にわたり取得したデータを、開発した再構成プログラムを用いて解析し、 $10^{15.3}$  eV から  $10^{16.7}$  eV の宇宙線エネルギースペクトルを、TALE-infill SD アレイを用いて初めて測定した。この結果は、TALE 実験の FD のみを用いて決定されたエネルギースペクトルと、桁の範囲内で一致している。

本研究の手法をそのまま適用し、解析するエネルギー範囲を拡張することで、TA 実験およびその拡張実験と組み合わせて、およそ 5 桁にわたるエネルギー範囲を同一の検出器と手法で解析することが可能となる。同一の観測装置を用いて広いエネルギー範囲をカバーすることで、宇宙線の銀河外遷移やその起源に関する理解が一層深まることが期待される。



# 付録

## A TALE-infill SD アレイにおける再構成の決定精度

5章で評価したコア位置、到来方向およびエネルギーの決定精度を表 A.1 に示す。

表 A.1: TALE-infill SD アレイのコア位置、到来方向およびエネルギーの決定精度。

$\log(E/\text{eV})$	コア位置決定精度 [m]	到来方向決定精度 [ $^{\circ}$ ]	エネルギー決定バイアス	エネルギー決定精度
15.35	10.80	1.68	0.09	0.503
15.45	10.67	1.65	0.05	0.516
15.55	10.00	1.59	0.00	0.494
15.65	9.35	1.53	-0.03	0.446
15.75	8.75	1.48	-0.03	0.448
15.85	8.21	1.42	-0.02	0.445
15.95	7.63	1.36	-0.01	0.411
16.05	7.09	1.30	-0.01	0.395
16.15	6.72	1.24	0.01	0.419
16.25	6.49	1.18	0.02	0.428
16.35	6.28	1.12	0.04	0.438
16.45	6.19	1.07	0.06	0.419
16.55	6.27	1.03	0.03	0.337
16.65	6.52	0.99	-0.01	0.342
16.75	6.81	0.97	-0.02	0.619

## B TALE-infill SD アレイによって決定されたエネルギースペクトル

6章で、TALE-infill SD アレイによって観測されたデータから決定された宇宙線のエネルギースペクトルを表 B.2 に示す。

表 B.2: TALE-infill SD アレイで観測された宇宙線エネルギースペクトル。

$\log(E/\text{eV})$	イベント数	$J(E) \times E^3 [\text{eV}^2\text{m}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}]$	bin 幅	$\sigma_{\text{stat.}} \times E^3 [\text{eV}^2\text{m}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}]$
15.3	162906	5.553048e+24	0.1	1.375824e+22
15.4	170844	4.260184e+24	0.1	1.030691e+22
15.5	143900	3.512450e+24	0.1	9.259334e+21
15.6	106664	3.216100e+24	0.1	9.847379e+21
15.7	81977	2.810604e+24	0.1	9.816432e+21
15.8	58179	2.551309e+24	0.1	1.057743e+22
15.9	38988	2.294722e+24	0.1	1.162156e+22
16.0	25817	2.037637e+24	0.1	1.268160e+22
16.1	13607	1.906696e+24	0.1	1.634558e+22
16.2	7365	1.864629e+24	0.1	2.172732e+22
16.3	3926	1.815721e+24	0.1	2.897837e+22
16.4	2057	1.559658e+24	0.1	3.438841e+22
16.5	1094	1.288441e+24	0.1	3.895435e+22
16.6	453	9.370881e+23	0.1	4.402824e+22
16.7	128	5.120847e+23	0.1	4.526232e+22

## C 設置された検出器の座標

GPS で測量された TALE-infill SD アレイの各 SD の座標を表 C.3 に示す。

表 C.3: TALE-infill SD アレイの検出器座標。GPS で測量された各検出器の緯度、経度、標高を示す。

LID	緯度 [°]	経度 [°]	標高 [m]
9001	39.4695617874	-112.9984813437	1591.26
9002	39.4695700633	-112.9973189334	1587.86
9003	39.4695376393	-112.9961519257	1586.64
9004	39.4695624544	-112.9949739486	1584.15
9005	39.4695670094	-112.9938416707	1584.71
9006	39.4695697069	-112.9926776449	1579.07
9007	39.4695701954	-112.9915165184	1578.00
9008	39.4695679174	-112.9903557348	1577.62
9009	39.4695735495	-112.9891968347	1577.10
9010	39.4695729274	-112.9880300213	1577.10
9101	39.4686556073	-112.9984836755	1590.79
9102	39.4686562197	-112.9973069769	1589.20
9103	39.4686475648	-112.9961818195	1585.30
9104	39.4686549812	-112.9949935613	1583.60
9105	39.4686632686	-112.9938396229	1583.72
9106	39.4686783834	-112.9926749692	1582.15
9107	39.4686683611	-112.9915161633	1578.09
9108	39.4686547894	-112.9903580457	1576.37
9109	39.4686704743	-112.9891910262	1575.17
9110	39.468673503	-112.9880252482	1574.82
9201	39.4677563744	-112.9984774789	1592.37
9202	39.4677430581	-112.9973314805	1588.85
9203	39.4677404501	-112.9961651206	1585.57
9204	39.4677613561	-112.9950000887	1581.67
9205	39.4677015984	-112.9938513334	1581.53
9206	39.4677668629	-112.9926764301	1578.76
9207	39.4677688463	-112.9915166464	1577.04
9208	39.4677722862	-112.9903520992	1576.10
9209	39.4677684784	-112.9891904278	1574.54
9210	39.4677706592	-112.9880215608	1573.63
9301	39.466875878	-112.9984750293	1594.48
9302	39.4668459712	-112.9973463658	1591.45
9303	39.4668391839	-112.9961706237	1589.57
9304	39.4668622593	-112.9950005306	1587.66
9305	39.466860576	-112.993841358	1581.97
9306	39.4668693716	-112.9926789072	1577.93
9307	39.4669344078	-112.9915586704	1577.78
9308	39.4668683177	-112.9903504565	1575.39
9309	39.4668703917	-112.989187282	1574.43
9310	39.4668695361	-112.9880302756	1572.78
9401	39.4659628752	-112.9984733998	1592.36
9402	39.4659478842	-112.9973265413	1589.49
9403	39.4659470653	-112.9961722855	1589.14
9404	39.4659624148	-112.9949970342	1587.92
9405	39.4659631629	-112.9938371535	1587.55
9406	39.4659649217	-112.9926756247	1584.25
9407	39.4659643979	-112.9915157612	1583.24
9408	39.465969314	-112.9903489896	1581.17
9409	39.4659697854	-112.9891862532	1577.52
9410	39.4659723733	-112.9880263032	1573.34



## 謝辞

本研究に携わる機会を与えてくださり、研究を進めるにあたり数多くの丁寧かつ熱心なご助言、ご指摘をいただきました大阪公立大学の常定芳基教授に、心より感謝申し上げます。常定先生は、いつでも研究者として真剣に話を聞いてくださり、鋭い指摘をいただきました。また、先生の言葉遣いや表現の使い方を大切にす姿勢に感銘を受け、多くの学びを得ました。先生の言葉が、私を研究者として大きく成長させてくださいました。私の要望にも真摯に向き合ってくださいましたこと、深く感謝申し上げます。さらに、ふと気づけば「切られている」ようなユーモア溢れる話や、生死をさまようようなエピソードには、いつも楽しませていただきました。

日頃の研究活動において、様々な視点から多くの助言をいただきました大阪公立大学の藤井俊博准教授に深く感謝申し上げます。どんなにお忙しい時でも、研究や発表内容の相談をすると快く時間を作ってくださいました。俊さんの積極的なコミュニケーション、エネルギー感、そしてフレンドリーな姿勢を尊敬しています。また、俊さんが宇宙線の魅力を楽しそうに語る姿のおかげで、私も楽しく研究に取り組むことができました。2024年夏、札幌のフロアをぶち上げた夜は、忘れられません。

本研究と出会うきっかけを与えてくださった東京大学宇宙線研究所の荻尾彰一所長に深く感謝申し上げます。私の宇宙線研究の原点は、荻尾さんとの出会いでした。何も期待せずに参加した入学者説明会で、荻尾さんの Telescope Array に関するお話に惹かれ、宇宙線物理学研究室を志望しました。また、会議や研究会では、多くのご指摘やご助言をいただきました。飲み会の場で、緊張してなかなか話しかけられなかった私に、荻尾さんが声をかけてくださったときは、とても嬉しかったです。

東京大学宇宙線研究所の藤田慧太郎特任研究員とは、幾度となく研究の議論を交わしました。研究内容にとどまらず、スライドの魅せ方や話し方に関しても多くの助言をいただきました。私は藤田さんの研究に対する姿勢に憧れ、「一緒に研究できる時間がずっと続けばいいのに」と何度も思いました。どんな時でもすぐに返信をくださるため、藤田さんは一人ではないと思っております。この場を借りて、改めてお礼申し上げます。藤田慧太郎さん、藤田慧次郎さん、藤田慧三郎さん、大変お世話になりました。

東京大学宇宙線研究所の佐川宏行名誉教授、宍谷隆志准教授、川田和正准教授、野中敏幸助教、木戸英治特任助教、高橋薫氏、信州大学の富田孝幸助教、大阪電気通信大学の多米田裕一郎准教授、神奈川大学の有働慈治教授、理学研究所の樋口諒研究員、Academia Sinica の藤末紘三特別研究員には、会議や研究会で多くのご指摘をいただきましたこと、感謝申し上げます。また食事の場でも、研究やプライベートについてフレンドリーに話していただき、そのたびに研究へのモチベーションを高めることができました。

ユタでの SD メンテナンスでは、東京大学の島田仁特任研究員に大変お世話になりました。初めての渡米時、空港でバックルームに連れて行かれた私を 30 分以上も待ってくださり、その後も初の海外生活の不安を、島田さんとサンボマスターが吹き飛ばしてくれました。約 45 日間ふたりで共同生活をするという経験はじめてで不安でしたが、今では過酷な SD メンテナンスも楽しい思い出ばかりです。次ユタにご一緒する機会があれば、国立公園やラスベガス、ニューヨークへでもドライブに行きましょう。

Telescope Array 実験グループの学生は、いつも私の原動力でした。同期である、東京大学の小山千里氏、信州大学の佐藤大輝氏、水野航太氏、大阪電気通信大学の楠森優貴氏。それぞれの研究で活躍する皆さんを尊敬し、「負け

たくない」と思いながら日々励んできました。学会や研究会で成長した姿で会えること、変わらぬ面白さで語り合えることが楽しみでした。他学年の学生からも多くの刺激と笑いをいただきましたこと感謝致します。

大阪電気通信大学の楠森優貴氏は、2年以上ともに研究を行い、多くのグループミーティングや研究会で活発な意見交換をしました。それだけにとどまらず、毎週のように我研究室に現れ非常に楽しい研究生生活を行えました。また、飲み会にもよく現れ楽しい日々を過ごせました。感謝感謝！（以上は、楠森氏による記述であり、著者の意思とは一切関係ない。）

日々の研究生生活を支えてくださった研究室の皆さまに感謝致します。有村龍平氏、岩崎葵氏のお二方が、研究とお笑いの両面で切磋琢磨する姿は、今でも私にとって憧れの存在です。お二方のいる研究室に行くのが毎日楽しみでした。研究室に配属されたばかりで西も東もわからなかった私に、研究への取り組み方や飲み会での振る舞い方を丁寧に教えてくださいました。櫻井駿介特任研究員、申興秀特任助教には、日頃の研究でご指導いただきました。また、食事をご一緒させていただいた際には、毎回知らない話に驚いたり、笑わせていただいたりと、楽しい時間を過ごすことができました。Fraser William Bradfield 氏からは、英語やオーストラリアの文化について多くのことを教えていただきました。私の拙い英語にも真剣に耳を傾け、発表の場や日常生活で使える表現を丁寧に教えてくださいました。また、深層学習を用いた解析に取り組んだ際には、参考書以上に分かりやすく教えていただき、大変感謝しております。また、文化の違いを酒のアテにしてお酒を飲みましょう。古前壱郎博士とは、研究内容が近かったこともあり、日付が変わる頃までパソコンとホワイトボードを行き来しながら議論を重ねました。今振り返ると、最もワクワクした瞬間だったかもしれません。また、研究活動の中で決断に迷った際には、いつもの確かな助言をくださり、おかげで自信を持って研究に取り組むことができました。敷田淳氏、松下治斗氏、そして加藤晴香氏とは、TALE-infill について多くの議論を交わす機会をいただきました。チーム「いんふいる」として、少しずつ成果が出るのを実感できたことが大変嬉しかったです。石井達希氏、遠藤康平氏、太田新一郎氏、能勢幸弘氏、橘春花氏、中川心媛氏には、常に友好的に接していただきました。皆さまの面白い話や予測不能な行動のおかげで、研究生生活が一層楽しいものとなりました。秘書として研究活動を支えてくださった横田晴香氏、東京大学宇宙線研究所の木次敦子氏には、心より感謝申し上げます。出張のたびに手続きをサポートしていただき、お二人のおかげで安心して国内外へ赴くことができました。

研究室、そして研究グループの同期である中原美紅氏には、大変お世話になりました。いろいろな場面で頼りにしていました。空気シャワー研究会では、マイク係でありながら寝ている私の代わりに、会場の端から端まで走り回ってくれた姿が印象的です。C-3PO 級に頼れる相棒でした。また、ノーガードで果敢にボケてくる古坊龍一氏には、たくさん笑わせていただきました。古坊のおかげで場の雰囲気はぱっと良くなることが度々あり、楽しい研究生生活を送るうえで必要不可欠な存在でした。そして、小林拓郎もありがとう。

本研究は Telescope Array 実験なしには成り立ちませんでした。様々な場面で支えていただいた Telescope Array 実験の共同研究者の皆様に、心より感謝申し上げます。私の研究生生活が楽しく、充実したものになったのは、皆様のおかげです。

最後に、研究生生活を支えてくださった家族、友人に深く感謝致します。



(a) メンテナンス作業を終えた SD との記念撮影



(b) メンテナンス対象の SD へと向かう様子

図 C.1: SD メンテナンスの様子。(a) メンテナンス作業を終えた TALE-infill SD との記念撮影。念願の TALE-infill SD との対面で満面の笑みをみせるのが著者である。(b) メンテナンス作業を行う次の SD へと向かう大島氏。一台、また一台と直す。



## 引用文献

- [1] V.F. Hess, *Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten*, *Phys. Z.* **13** (1912) 1084.
- [2] W.F. Hanlon, *Updated cosmic ray spectrum*, Accessed Jan. 28, 2024,  
URL: <https://web.physics.utah.edu/~whanlon/spectrum.html>.
- [3] PARTICLE DATA GROUP, *Review of Particle Physics*, *PTEP* **2022** (2022) 083C01.
- [4] G. Kulikov and G. Khristiansen, *The cosmic ray energy spectrum between  $10^{14}$  and  $10^{16}$  eV*, *Soviet Physics JETP* **35** (1959) 441.
- [5] K. Fujita, , *Private communication* .
- [6] LHASSO collaboration, , *Phys. Rev. Lett.* **132** (2024) 131002 [arXiv:2403.10010].
- [7] ICECUBE collaboration, , *Phys. Rev. D* **100** (2019) 082002 [arXiv:1906.04317].
- [8] V.P. et al., , *EPJ Web Conf.* **121** (2016) 03004.
- [9] S. Knurenko and I. Petrov, , *Adv. Space Res.* **64** (2019) 2570 [arXiv:1908.01508].
- [10] A. Yushkov, , *PoS ICRC2019* (2019) 482.
- [11] TELESCOPE ARRAY collaboration, , *Astrophys. J.* **865** (2018) 76 [arXiv:1801.09784].
- [12] P. Auger, R. Maze and T. Grivet-Mayer, *Grandes gerbes cosmiques atmosphériques contenant des corpuscules ultrapénétrants*, *Compt. Rend. Hebd. Seances Acad. Sci.* **206** (1938) 1721.
- [13] C. University, *High energy astrophysics*, .
- [14] T. Gaisser and A. Hillas, *Reliability of the method of constant intensity cuts for reconstructing the average development of vertical showers*, *15th International Cosmic Ray Conference* **8** (1977) 353.
- [15] M. Risse, *Properties of extensive air showers*, *Acta Phys. Polon. B* **35** (2004) 1787 [arXiv:astro-ph/0402300].
- [16] K. Kamata and J. Nishimura, *The Lateral and the Angular Structure Functions of Electron Showers*, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **6** (1958) 93.
- [17] K. Greisen, *End to the cosmic ray spectrum?*, *Phys. Rev. Lett.* **16** (1966) 748.
- [18] P. Grieder, *Extensive Air Showers*, .
- [19] ICECUBE collaboration, *Cosmic ray spectrum from 250 tev to 10 pev using icetop*, *NIM A* **700** (2013) 188.
- [20] ICECUBE collaboration, *Cosmic ray spectrum from 250 tev to 10 pev using icetop*, *Phys. Rev. D* **102** (2020) 122001.
- [21] HAWC collaboration, *All-particle cosmic ray energy spectrum measured by the hawc experiment from 10 to 500 tev*, *Phys. Rev. D* **96** (2017) 122001.
- [22] A.D.P. et al., *Energy spectra of abundant nuclei of primary cosmic rays from the data of atic-2 experiment: Final results*, *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **73** (2009) 564.
- [23] T.A. et al., *Kascade measurements of energy spectra for elemental groups of cosmic rays: Results and open*

- problems, *Astropart. Phys.* **24** (2005) 1.
- [24] KASCADE-GRANDE collaboration, *Kascade-grande energy spectrum of cosmic rays interpreted with post-lhc hadronic interaction models*, *PoS ICRC2015* (2016) 359.
- [25] TELESCOPE ARRAY collaboration, *The Cosmic-Ray Energy Spectrum between 2 PeV and 2 EeV Observed with the TALE detector in monocular mode*, *Astrophys. J.* **865** (2018) 74 [arXiv:1803.01288].
- [26] TIBET AS $\gamma$  collaboration, *The all-particle spectrum of primary cosmic rays in the wide energy range from  $10^{14}$  to  $10^{17}$  ev observed with the tibet-iii air-shower array*, *Astrophys. J.* **678** (2008) 1165.
- [27] V.V.P. et al., *Tunka-133: Results of 3 year operation*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **756** (2014) 94.
- [28] LHAASO collaboration, *Ultrahigh-energy photons up to 1.4 petaelectronvolts from 12  $\gamma$ -ray galactic sources*, *nature* **594** (2021) 33.
- [29] LHAASO collaboration, *Measurements of all-particle energy spectrum and mean logarithmic mass of cosmic rays from 0.3 to 30 pev with lhaaso-km2a*, *Phys. Rev. Letters* **132** (2024) 131002.
- [30] HAWC collaboration, *The cosmic ray energy spectrum between  $10^{14}$  and  $10^{16}$  ev*, *Astropart. Phys.* **10** (1999) 291.
- [31] ICECUBE collaboration, *Cosmic ray spectrum and composition from pev to eev using 3 years of data from icetop and icecube*, *Phys. Rev. D* **100** (2019) 082002.
- [32] TELESCOPE ARRAY collaboration, *Telescope Array Low energy Extension(TALE) Hybrid*, *PoS ICRC2019* (2020) 375.
- [33] TELESCOPE ARRAY collaboration, *Telescope array experiment*, *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **175-176** (2008) 221.
- [34] TELESCOPE ARRAY collaboration, *The surface detector array of the Telescope Array experiment*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **689** (2013) 87 [arXiv:1201.4964].
- [35] H. Tokuno et al., *New air fluorescence detectors employed in the Telescope Array experiment*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **676** (2012) 54 [arXiv:1201.0002].
- [36] R.U. Abbasi et al., *The hybrid energy spectrum of Telescope Array's Middle Drum Detector and surface array*, *Astropart. Phys.* **68** (2015) 27.
- [37] Y. Takahashi, *Development of a new data acquisition system for the tale surface detector array*, Master's thesis, Osaka City University (2016).
- [38] K. Fujita, *Cosmic Ray Energy Spectrum and Mass Composition Measurement with the Telescope Array Low energy Extension Detector in Hybrid Mode*, Ph.D. thesis, Osaka City University (2021). DOI: 10.24544/ocu.20220603-006.
- [39] D. Heck, J. Knapp, J.N. Capdevielle, G. Schatz and T. Thouw, *CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air showers*, Tech. Rep. FZKA-6019 (1998).
- [40] S. Ostapchenko, *Monte Carlo treatment of hadronic interactions in enhanced Pomeron scheme: I. QGSJET-II model*, *Phys. Rev. D* **83** (2011) 014018 [arXiv:1010.1869].
- [41] A. Ferrari, P.R. Sala, A. Fasso and J. Ranft, *FLUKA: A multi-particle transport code (Program version 2005)*, Tech. Rep. (2005), DOI: 10.2172/877507.
- [42] W.R. Nelson, H. Hirayama and D.W. Rogers, *EGS4 code system*, (1985).
- [43] GEANT4 collaboration, *GEANT4—a simulation toolkit*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **506** (2003) 250.
- [44] PIERRE AUGER collaboration, *A thinning method using weight limitation for air-shower simulations*, *Astropart. Phys.* **15** (2001) 259.

- [45] D.S. Gorbunov, G.I. Rubtsov and S.V. Troitsky, *Air-shower simulations with and without thinning: Artificial fluctuations and their suppression*, *Phys. Rev. D* **76** (2007) 043004 [arXiv:astro-ph/0703546].
- [46] B.T. Stokes, R. Cady, D. Ivanov, J.N. Matthews and G.B. Thomson, *Dethinning Extensive Air Shower Simulations*, *Astropart. Phys.* **35** (2012) 759 [arXiv:1104.3182].
- [47] TELESCOPE ARRAY collaboration, *CORSIKA Simulation of the Telescope Array Surface Detector*, [arXiv:1403.0644] (2014).
- [48] D. Ivanov, *Energy spectrum measured by the telescope array surface detector*, Ph.D. thesis, Rutgers University (2012). DOI: 10.7282/T3K35SG3.
- [49] K. Miyata, テレスコープアレイ実験における地表粒子検出器の性能評価, Master's thesis, Tokyo University of Science (2007).
- [50] T.T.A. Collaboration, *Surface detectors of the TA×4 experiment*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **1019** (2021) 165726.
- [51] A. Taketa, *The measurement of extremely high energy cosmic ray energy spectrum by Telescope Array surface detector*, Ph.D. thesis, Tokyo University (2012).
- [52] J. Linsley and L. Scarsi, *Arrival times of air shower particles at large distances from the axis*, *Phys. Rev.* **128** (1962) 2384.
- [53] M. Teshima et al., *Properties of  $10^9$  GeV -  $10^{10}$  GeV Extensive Air Showers at Core Distances Between 100 m and 3000 m*, *J. Phys. G* **12** (1986) 1097.
- [54] LHAASO collaboration, *Supplemental material for all-particle energy spectrum and mean logarithmic mass of cosmic rays with lhaaso*, .
- [55] J. Albrecht et al., *The Muon Puzzle in cosmic-ray induced air showers and its connection to the Large Hadron Collider*, *Astrophys. Space Sci.* **367** (2022) 27 [arXiv:2105.06148].