

TALE 地表検出器による  
2nd knee 領域宇宙線の化学組成解析  
(Measurement of cosmic ray mass-composition  
at the 2nd knee region with the TALE surface detectors)

理学研究科

数物系専攻

有村 龍平

## 概要

宇宙線物理学の研究分野で興味深いトピックの1つが2nd kneeである。2nd kneeとは宇宙線のエネルギースペクトルの $10^{17}$  eV付近に見られる折れ曲がり構造である。 $10^{17}$  eV付近のエネルギー領域では宇宙線の主成分は重い原子核であると、これまでのさまざまな観測から推定されているが、一方でより高エネルギーの $10^{18.2}$  eV –  $10^{19.5}$  eV領域では、Telescope Array (TA) 実験によると宇宙線の主成分は陽子100%と矛盾がなく、そうでなくとも軽い原子核が主成分であると結論づけている。銀河系内の天体で生成・加速が可能な宇宙線のエネルギーは $10^{17}$  eV程度であると考えられていること、2nd kneeを境として宇宙線の化学組成が異なっているのではないかと考えられていることから、2nd kneeは、宇宙線の起源の銀河系内から銀河系外への遷移を示しているのではないかと考えられている。

この2nd knee領域宇宙線のエネルギースペクトルと化学組成の精密観測のため、Telescope Array Low-energy Extension (TALE) 実験はTA実験の北西部に隣接され、2018年2月から定常観測を続けている。TALE実験は $21\text{ km}^2$ の面積に400 m間隔と600 m間隔でそれぞれ40台ずつ配置している80台の地表検出器 (Surface Detector, SD) と、10基の大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector, FD) から構成される。FD・SDアレイは宇宙線を直接観測するのではなく、宇宙線が大気中の原子核と相互作用し粒子の多重発生を起こすことで発生する二次粒子群である、空気シャワーを観測する。

今日までの宇宙線化学組成解析では、FDを用いて空気シャワーの縦方向発達を観測する手法が用いられてきた。しかし、FDの稼働時間は地表検出器の約10%であり、多くの統計数を得るためには非常に長い時間の測定が必要になる。TALE-SDアレイは、FDの10倍以上の統計量を持ち、さらに高い到来方向一様感度を持つ。

本研究ではTALE-SDアレイによる宇宙線化学組成解析に向け、現行のTALE-SD再構成ソフトウェアとMCシミュレーションによる一次宇宙線核種が陽子・鉄原子核の宇宙線を用いて、一次宇宙線核種に依存するパラメータを探索・抽出した。そしてこれらのパラメータとニューラルネットワークを用いて、一次宇宙線核種判別モデルを開発した。開発した機械学習モデルの核種判別精度は72.3%であり、このモデルにTALE-SDアレイで観測された宇宙線データを適用した。TALE-SDで観測される天頂角が約30度、エネルギーが約 $10^{18}$  eVの宇宙線の化学組成は鉄、もしくはそれよりも重い原子核が支配的である結果となった。



# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>宇宙線</b>	<b>2</b>
1.1	宇宙線の発見	2
1.2	宇宙線のエネルギースペクトル	3
1.3	宇宙線の化学組成	4
1.4	空気シャワーと宇宙線観測	5
1.5	空気シャワー現象	5
1.5.1	ハドロン・ミューオン成分	5
1.5.2	電磁成分	6
1.5.3	空気シャワーの縦方向発達	7
1.5.4	空気シャワーの横方向分布	8
1.5.5	空気シャワーフロント構造	9
1.5.6	空気シャワーの観測方法	10
1.6	2nd knee 領域宇宙線	11
1.6.1	銀河系内宇宙線から銀河系外宇宙線への遷移	11
1.6.2	2nd knee 宇宙線の観測結果の現状	12
1.6.3	2nd knee 領域のエネルギースペクトル	16
1.6.4	2nd knee 領域の化学組成	17
1.6.5	ミューオン・パズル	19
<b>第 2 章</b>	<b>TA Low energy Extension (TALE) 実験</b>	<b>20</b>
2.1	Telescope Array (TA) 実験	20
2.2	TA Low-energy Extension (TALE) 実験	21
2.3	TALE 実験の目的	21
2.4	TALE 実験の検出器構成	21
2.5	大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector)	22
2.6	地表検出器 (Surface Detector)	23
2.6.1	部品構成	23
2.6.2	エレクトロニクス構成	25
2.6.3	通信塔基本構成	25
2.6.4	SD データ収集システム	25
<b>第 3 章</b>	<b>モンテカルロシミュレーション</b>	<b>30</b>
3.1	空気シャワーシミュレーション CORSIKA	30
3.1.1	シニング (thinning)	30
3.1.2	デシニング (dethinning)	30
3.2	検出器応答シミュレーション Geant4	31
3.2.1	空気シャワー粒子のエネルギー損失	31
3.2.2	エレクトロニクスの応答とトリガー条件・DAQ システム	34

3.3	TALE-SD アレイ用モンテカルロシミュレーションパッケージ	35
3.3.1	モンテカルロシミュレーション (MC) データセット	36
<b>第 4 章</b>	<b>TALE-SD による宇宙線化学組成解析</b>	<b>38</b>
4.1	TALE-SD イベント再構成	38
4.1.1	粒子到来時刻・粒子数密度の決定	38
4.1.2	空気シャワーイベント初期値の決定 (Rough fit)	40
4.1.3	空気シャワーコアの到来時刻・到来方向の決定 (Geometry fit)	41
4.1.4	横方向分布・コア位置の決定 (Lateral distribution fit)	42
4.1.5	一次宇宙線エネルギーの決定	42
4.1.6	イベントセレクション	43
4.2	空気シャワーの形状に現れる一次宇宙線原子核種の違い	44
4.3	横方向分布のパラメータ	45
4.3.1	横方向分布関数の定数・べき $A_{\text{scale}}, \eta_{\text{slope}}$	45
4.3.2	フィッティングのばらつき $S_b \cdot L_{\text{ldf}}$	45
4.3.3	粒子数密度 $S_{200}, S_{600}, S_{1000}$	46
4.3.4	横方向分布確率 $P_{\text{LT}} = \text{lateral trigger}$	47
4.4	曲率のパラメータ	50
4.4.1	曲率パラメータ $a_{\text{linsley}}$	50
4.4.2	シャワー平面からの粒子の遅れ $t_{\text{delay}}$	50
4.5	厚みのパラメータ	53
4.5.1	risetime、middletime、falltime $t_{\text{rise}} \cdot t_{\text{middle}} \cdot t_{\text{fall}}$	53
4.5.2	粒子の到来時間差のパラメータ $t_{\text{width45}} \cdot t_{\text{width15}}$	56
4.5.3	Area-over-Peak	57
4.5.4	厚みパラメータ条件付き平均	60
<b>第 5 章</b>	<b>深層学習による TALE-SD 一次宇宙線核種判別</b>	<b>63</b>
5.1	ニューラルネットワーク	63
5.1.1	機械学習	63
5.1.2	活性化関数	64
5.1.3	最適化アルゴリズム	65
5.1.4	損失関数	66
5.1.5	深層学習	66
5.2	一次宇宙線核種判別機械学習モデル	66
5.2.1	機械学習モデルの種類	67
5.2.2	入力値	67
5.2.3	出力値	69
5.2.4	ネットワーク構造	69
5.2.5	使用したアルゴリズム・関数	69
5.3	二値分類機械学習モデルの性能評価	71
5.3.1	テストデータに対する応答結果	71
5.3.2	各パラメータの核種判別精度	72
5.4	一次宇宙線核種判別モデルへの観測データの適用	72
5.4.1	TALE-SD で観測された宇宙線イベント	73
5.4.2	エネルギー $E_{\text{rec.}}$ のセレクション	73
5.4.3	$S_{600}$ のセレクション	75

5.4.4 他実験との比較・考察 . . . . .	78
<b>第 6 章 結論</b>	<b>79</b>
謝辞	80
付録	81
A MC キャリブレーションセット . . . . .	81
B 厚みのパラメータ (下層) . . . . .	81
C 機械学習入力値の上限値 . . . . .	85

# 第1章 宇宙線

## 1.1 宇宙線の発見

宇宙線とは宇宙空間を飛び交う高エネルギーの放射線であり、その成分は約90%が陽子、約9%が $\alpha$ 粒子、残りはそれより重い原子核である。宇宙線は1912年、オーストリア出身のアメリカの物理学者V. F. Hess [1]によって発見された。Hessは、地球の高度と放射線の強さとの関係を調べるため気球に自ら乗り、高度に比例して放射線の強度が増すことを発見した。そしてこの放射線が宇宙から来ていること、つまり宇宙線の存在を初めて示した。

この1912年の宇宙線の発見以来、宇宙線を観測しようと多くの直接・間接観測実験が行われてきた。現在これらの観測結果から、 $10^9$  eV から  $10^{20}$  eV までの範囲での宇宙線のエネルギースペクトルが測定されている。図 1.1 に示すように宇宙線の微分フラックスは、およそ  $E^{-3}$  に比例して急激に減少することが分かっている。

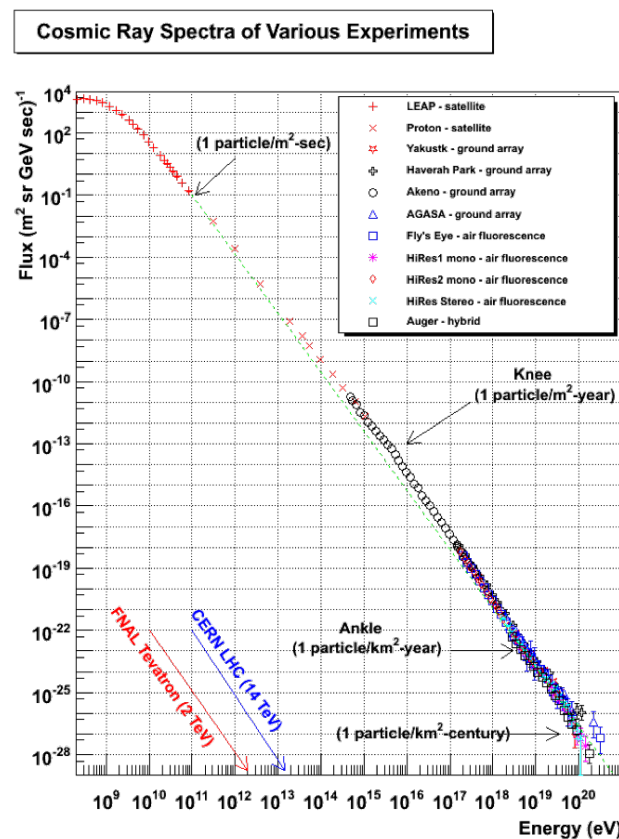


図 1.1: 様々な実験による宇宙線のエネルギースペクトル。横軸はエネルギー、縦軸は宇宙線のフラックスを表す。エネルギーが1桁上がると、宇宙線の微分フラックスは約3桁減少する [2]。

## 1.2 宇宙線のエネルギースペクトル

現在、宇宙線のエネルギーが  $10^{15}$  eV 以上のエネルギー領域ではエネルギースペクトルに複数の折れ曲がり構造が存在していることが知られている。図 1.2 に様々な実験結果のエネルギースペクトルを示す。この図にあるように、 $10^{15.5}$  eV、 $10^{17.0}$  eV、 $10^{18.5}$  eV、 $10^{19.6}$  eV に折れ曲がり構造が存在する。これらはそれぞれ、knee、2nd knee、ankle、cut off と呼ばれており、これらの折れ曲がり構造を説明するための有力なモデルがいくつか考えられている。

knee については 2 つの有力なモデルが存在する。1 つ目は、knee よりも低いエネルギーの宇宙線は超新星

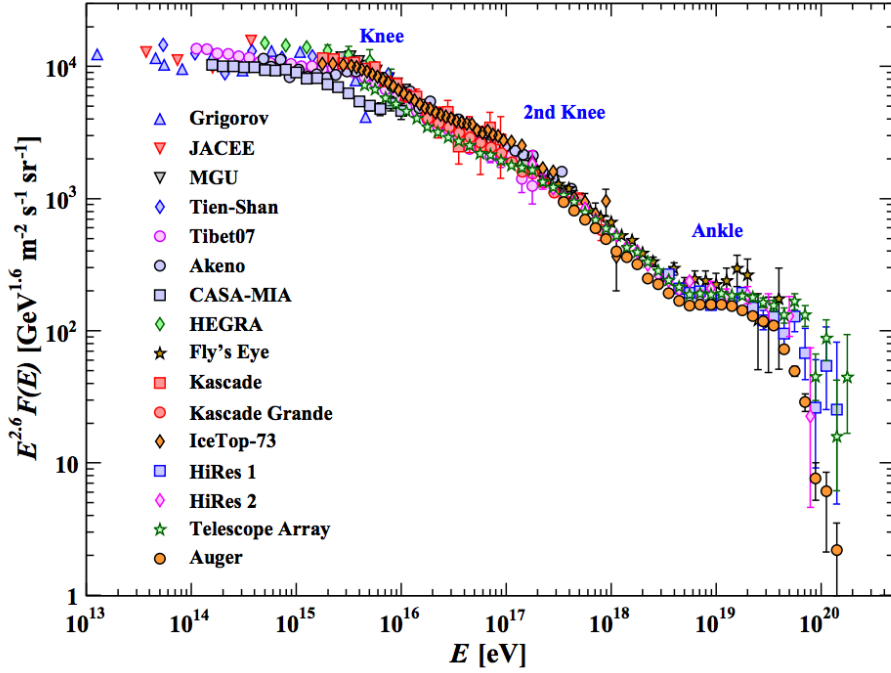


図 1.2: 様々な実験による宇宙線のエネルギースペクトル。フラックスの微細構造を見やすくするため、縦軸に  $E^{2.6}$  をかけている [3]。

残骸によって加速され、その超新星残骸が加速できるエネルギー領域の限界が knee に対応し、より高エネルギーの宇宙線は他の天体によって加速されるという起源の違いによって折れ曲がり構造が起こるモデルである。2 つ目は、宇宙線の伝播領域すなわち銀河、または銀河 Halo からの漏れ出し、あるいは宇宙線の加速領域からの漏れ出しによって説明されるというモデルである。

ankle についても 2 つの有力なモデルが存在する。1 つ目は、knee と同様に銀河磁場による宇宙線の閉じ込めが困難になり、銀河系内起源の宇宙線が系外へと逃げ出していき、代わりに銀河系外起源の宇宙線が到来し支配的になっているというモデルである。この場合、エネルギー  $10^{18.5}$  eV を境に主要な宇宙線起源が系内から系外へと遷移するため、宇宙線の化学組成が銀河系内で作られた重い原子核から、銀河系外で作られた軽い原子核へと変化することが期待される。2 つ目は、宇宙線のエネルギーが  $10^{18.0}$  eV から  $10^{19.0}$  eV 程度を超えると、式 1.1 に示すような宇宙線陽子と宇宙背景放射 (Cosmic Microwave Background, CMB) との相互作用で電子対生成が発生しエネルギー損失するため、宇宙線フラックスが減少するというモデル [4] である。

$$p + \gamma_{\text{CMB}} \longrightarrow p + e^+ + e^- \quad (1.1)$$

このモデルならば、ankle 付近の宇宙線の化学組成は純粋な陽子で、 $10^{18.5}$  eV 前後で化学組成の変化は起こらない。

cut off については、"GZK カットオフ (Greisen Zatsepin Kuzmin cutoff)" と呼ばれるモデルがある。GZK カットオフのアルファベットにある通り、K. Greisen [5]、G. T. Zatsepin、V. A. Kuzmin [6] が独立に予測したもので、エネルギーが  $6 \times 10^{19.0}$  eV を超える宇宙線陽子は、宇宙背景放射と相互作用し、式 1.2 または 1.3 で示される光パイオン生成過程でエネルギーを失うと考えられている。

$$p + \gamma_{\text{CMB}} \longrightarrow \Delta_+ \longrightarrow p + \pi^0 \quad (1.2)$$

$$p + \gamma_{\text{CMB}} \longrightarrow \Delta_+ \longrightarrow n + \pi^+ \quad (1.3)$$

超高エネルギー宇宙線 (UHECR) の陽子は、星間物質中を伝播し、連続的に上記の相互作用を起こす。UHECR の伝播距離の理論的な平均自由行程は約 50 Mpc と見積もられている。

### 1.3 宇宙線の化学組成

低エネルギー宇宙線の化学組成は、気球や人工衛星に搭載された実験装置による直接測定で観測される。一方、高エネルギー宇宙線は、低エネルギー宇宙線に比べ到来頻度が急激に減少するため、直接測定は現実的でない。そこで、地表検出器や大気蛍光望遠鏡を用いて、宇宙線が大気中の原子核と相互作用してできる空気シャワーを間接的に観測することで、宇宙線の化学組成を推定することが行われている。地上での実験では、空気シャワー粒子が最大発達を迎えるときの大気深さ、 $X_{\text{max}}$  を観測することが可能である。一次宇宙線が陽子の場合、1つの核子が地球大気に入射・大気中の原子核と相互作用し、空気シャワーを生成する。この最初の相互作用で生じた二次粒子群がさらに新たな粒子を生成し、空気シャワーは発達する。電離損失が二次粒子群の生成よりも優勢になると、シャワーの発達は最大となり、その後、空気シャワー粒子の数は減少する。一次粒子のエネルギーを  $E_0$  とすると、質量数  $A$  の核子からなる原子核の1核子あたりのエネルギーは  $E_0/A$  となる。この場合空気シャワーの発生は、 $E_0/A$  のエネルギーを持つ核子によって引き起こされる個々のシャワーの重ね合わせとして取り扱うことができる。結果として、単純なモデルを仮定すると  $X_{\text{max}} \propto \ln(E_0/A)$  となることが予想されている。宇宙線のエネルギーが大きくなるとシャワーの最大深度が深くなるので、陽子より重い原子核の平均的な  $X_{\text{max}}$  は同じエネルギーの陽子1次粒子より相対的に小さくなる。また、重い原子核の相互作用断面積は陽子より大きいため、最初の相互作用を起こす深さも陽子より小さくなる。その差は図 1.3 に示すように、シャワー極大の深さに現れる。このような原理から、 $X_{\text{max}}$  測定により宇宙線の質量数を間接的に評価することができる。

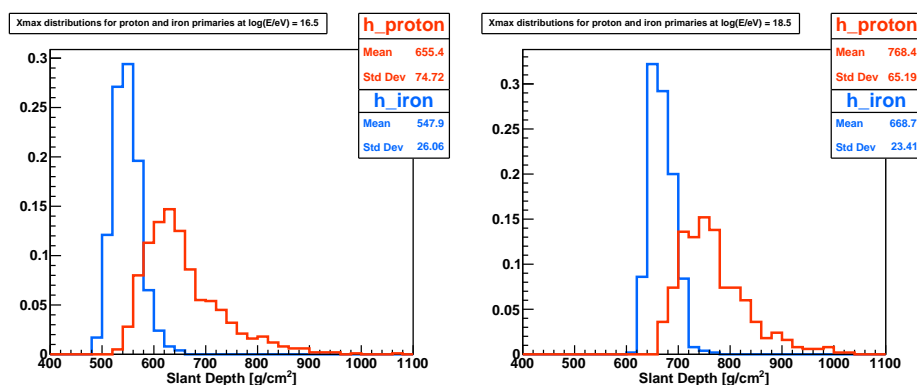


図 1.3: CORSIKA によってシミュレーションされた  $E = 10^{16.5}$  eV(左) と  $E = 10^{18.5}$  eV(右) の宇宙線の  $X_{\text{max}}$  分布。赤は陽子による空気シャワー、青は鉄原子核による空気シャワーによる分布をそれぞれ表す。陽子の方が鉄よりも分布の広がりが大きく、 $X_{\text{max}}$  の平均が大きいことが分かる [7]。

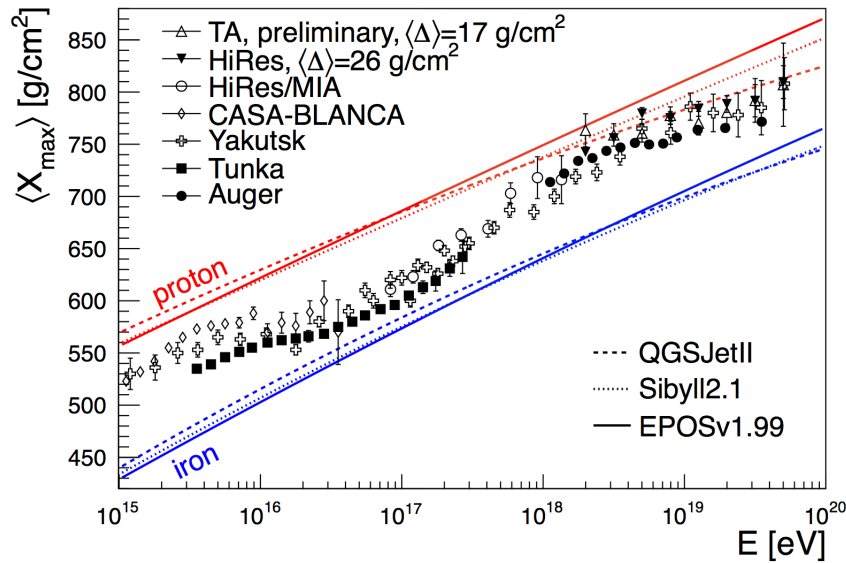


図 1.4: 様々な実験による宇宙線の  $X_{\max}$  の変化と、様々なハドロン相互作用モデルによるシミュレーションとの比較。横軸がエネルギー、縦軸が  $\langle X_{\max} \rangle$  を表す [8]。

## 1.4 空気シャワーと宇宙線観測

宇宙線のフラックスはほぼ  $E^{-3}$  に比例して減少する。そのため、エネルギーが高くなるほど到来頻度が急激に減少する。フラックスの大きい、概ねエネルギーが  $10^{14}$  eV 以下の宇宙線は気球や人工衛星などに搭載された観測装置で直接観測することができる。しかし、エネルギーが  $10^{14}$  eV 以上の宇宙線は到来頻度が少なく、観測には大きな検出面積と観測時間が必要となるので、搭載できる観測装置の大きさが制限される気球や人工衛星などでは直接観測することが難しい。そこで、このエネルギー以上の宇宙線に対しては、一次宇宙線が大気と相互作用して生成する二次粒子群、通称「空気シャワー」を、大きな検出面積を持つ検出器アレイを用いて間接的に測定される。

## 1.5 空気シャワー現象

一次宇宙線が大気圏に突入し、窒素や酸素などの大気中の原子核と相互作用して二次粒子群を生成する。この過程が何度も繰り返されることで、一次宇宙線から膨大な数の粒子群が発生する。この粒子群のことを空気シャワー (Extensive Air Shower, EAS) と呼ぶ。この空気シャワーは 1938 年にフランスの物理学者 P. Auger によって発見された [9]。空気シャワーはハドロン成分・ミューオン ( $\mu^\pm$ ) 成分・電磁成分から構成される。

### 1.5.1 ハドロン・ミューオン成分

宇宙線の主成分である陽子やその他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し、さらにこれを繰り返すことで粒子数が増加する。この一連をカスケード現象という。二次粒子の大部分は  $\pi$  中間子であり、そのうち  $\pi^0$  は寿命が短く ( $\approx 8.4 \times 10^{-17}$  s)、2つの  $\gamma$  線

に崩壊し、電磁カスケードを生成する出発点となる。一方、 $\pi^\pm$  の寿命は  $\pi^0$  に比べて長く ( $\approx 2.6 \times 10^{-8}$  s)、



と崩壊する。 $\mu^\pm$  の寿命はさらに2桁長く ( $\approx 2.2 \times 10^{-6}$  s)



と崩壊する。この  $\mu^\pm$  は相対論的な粒子であるため、地表付近でもそのほとんどが崩壊せずに生き残る。一方、大気の厚さは核相互作用の平均自由行程の約10倍であるため、相互作用を繰り返すことで最終的に多数の粒子が生成される。図1.5はこの様子を模式的に表した図である。

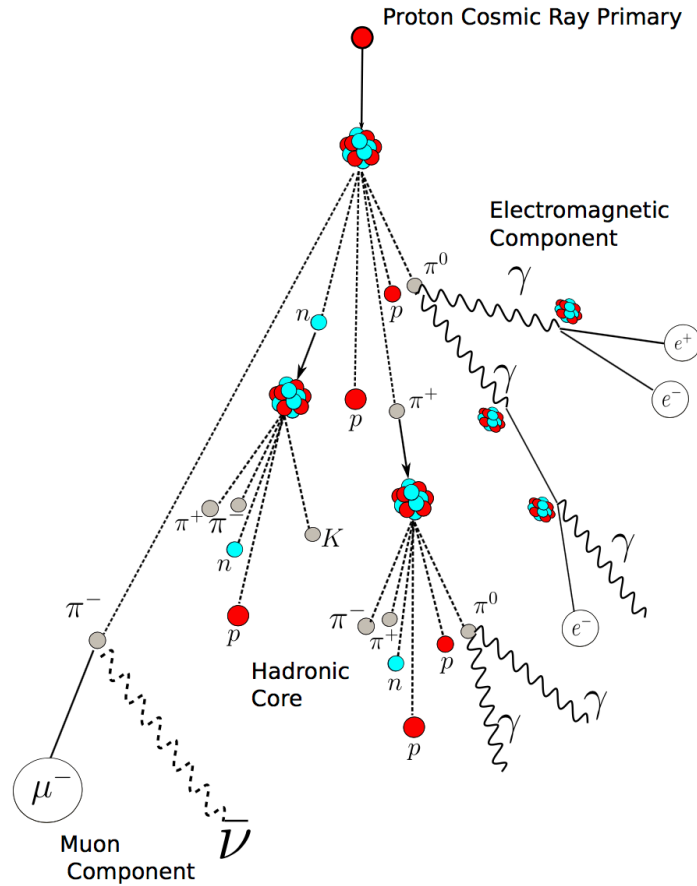


図 1.5: 宇宙線陽子から生成される二次粒子群 (空気シャワー) の模式図。

### 1.5.2 電磁成分

電磁カスケードは、 $\pi^0$  の崩壊から発生するガンマ ( $\gamma$ ) 線から始まる。 $\gamma$  線は電子対生成により電子と陽電子を生成する。これらの電子と陽電子は制動放射によって  $\gamma$  線を生成する。高エネルギーの光子による



電子対生成の相互作用長は

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{pair}} \approx -\frac{7}{9} \frac{E}{X_0} \quad (1.8)$$

である。ここで、 $X_0$  [g/cm<sup>2</sup>] は制動放射によってエネルギーが最初のエネルギーから  $1/e$  になる厚さのことであり、“輻射長”と呼ばれる。大気では  $X_0 \sim 38$  g/cm<sup>2</sup> である。制動放射では、この輻射長は Bethe と Heitler [10] によって以下のように計算される。

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{brems}} = \frac{4N_A Z \alpha r_e E}{A} \left[ \ln \left( 183 Z^{-\frac{1}{3}} \right) + \frac{1}{18} \right] \quad (1.9)$$

ここで、 $\alpha$  は微細構造定数、 $N_A$  はアボガドロ定数、 $A$  は質量数、 $Z$  は原子番号、 $r_e$  は古典電子半径である。式 1.9 から電子の輻射長を用いて変換すると、

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{brems}} \approx -\frac{E}{X_0} \quad (1.10)$$

となり、制動放射の輻射長と電子対生成の相互作用長は同程度であることが分かる。制動放射と電子対生成を繰り返し、最終的に大量の  $\gamma$  線、電子、陽電子からなる電磁カスケードが生じる。粒子数が増加する毎に 1 粒子あたりのエネルギーは減少するので、電子成分については大気中での電離損失が支配的となる。制動放射よりも電離損失が支配的になると、それ以上粒子が生成されなくなり、総粒子数が減少に転じる。この境目のエネルギーを臨界エネルギー  $E_c$  と呼び、空気中では  $E_c \approx 85$  MeV である [11]。図 1.7 の右図は、各成分の高度に対する二次粒子数の推移を示したものである。ほとんどの粒子が電磁成分 ( $e^\pm, \gamma$ ) で占められていることが分かる。

### 1.5.3 空気シャワーの縦方向発達

空気シャワーの通過した物質質量に対する粒子数の変化は、縦方向発達 (longitudinal development) と呼ばれる。個々の粒子のエネルギーが臨界エネルギー  $E_c$  より小さくなると粒子は生成されなくなり、総粒子数は減少に転じる。エネルギー  $E_0$  のガンマ線が大気中に入射した際に生じる空気シャワーの縦方向発達、つまり電子・陽電子数  $N_e$  の変化については以下の近似式が用いられる。

$$N_e(t) \approx \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp \left[ t \left( 1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right] \quad (1.11)$$

$$s(t) = \frac{3t}{t + 2y} \quad (1.12)$$

$$y = \ln \left( \frac{E_0}{E_c} \right) \quad (1.13)$$

ここで、 $t$  は電子の大気中での輻射長 38 g/cm<sup>2</sup> を単位とする空気シャワーが通過した大気厚さに相当する無次元量であり、 $s$  は空気シャワーの発達を表すパラメータでエイジパラメータと呼ばれる。このエイジパラメータは  $s = 1$  のとき、全電子・陽電子数  $N_e$  が最大となる。陽子による空気シャワーについては、Gaisser と Hillas [12] の提案に基づく以下の式が用いられることが多い。

$$N(X) = N_{\text{max}} \left( \frac{X - X_0}{X_{\text{max}} - X_0} \right)^{\frac{X_{\text{max}} - X_0}{\lambda}} \exp \left( -\frac{X_{\text{max}} - X}{\lambda} \right) \quad (1.14)$$

ここで、 $N_{\text{max}}$  は空気シャワーの最大発達時の総粒子数、 $X_{\text{max}}$  は空気シャワーの最大発達深さ、 $X_0$  は一次宇宙線の最初の相互作用点の深さ、 $\lambda$  は縦方向発達の減衰長 (attenuation length) であり、およそ  $N_{\text{max}} \approx 2 \times (E_0/\text{eV}) \times 10^{-9}$  ( $E_0$  は一次宇宙線のエネルギー、単位は eV) の関係となる。また、一次宇宙線のエネルギーが同一である場合、図 1.6 の縦方向発達曲線のグラフにあるように、一次宇宙線の核種の違い

は  $X_0, X_{\max}$  に現れ、重い原子核ほど  $X_0, X_{\max}$  の値が小さくなる傾向がある。これは、重い原子核ほど大気との相互作用断面積が大きいため、より上空で発達が始まること、さらに1核子あたりのエネルギーが小さいため、エネルギーの細分化が早く進むことが原因である。単純なモデル計算から、 $X_{\max} \propto \ln(E_0/A)$  ( $A$  は一次宇宙線の質量数) の関係があることが示される。

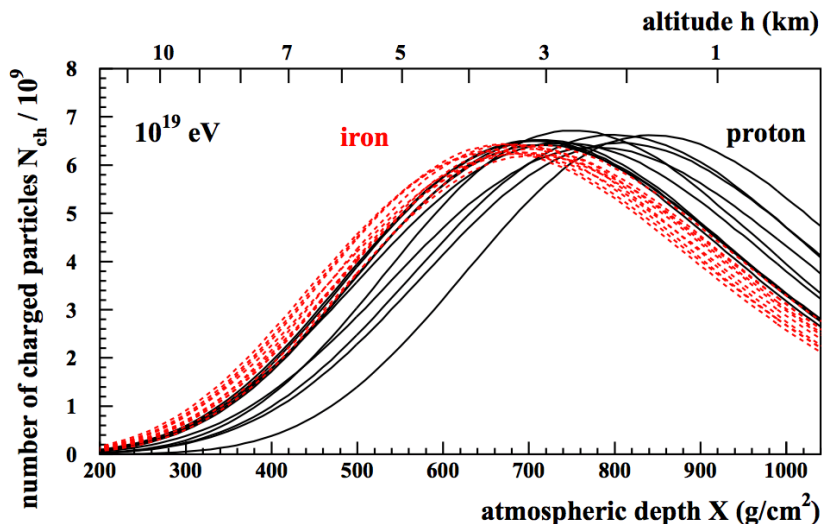


図 1.6: 大気深さの関数としてシミュレーションされた空気シャワーの縦方向発達曲線。赤の破線は鉄原子核による空気シャワー、黒の実線は陽子による空気シャワーによるもの。横軸は  $X_{\max}$  [ $\text{g}/\text{cm}^2$ ]、縦軸は空気シャワーの粒子数を表す。鉄の曲線の変動は陽子よりも小さいが、これは鉄の原子核の断面積が陽子よりも大きいことと、電磁カスケードの発生が陽子よりも大きいためである [13]。

#### 1.5.4 空気シャワーの横方向分布

空気シャワーのシャワー軸 (shower axis) と垂直方向の粒子数密度分布を横方向分布 (lateral distribution) という。空気シャワーの横方向分布は電磁シャワーとハドロンシャワーで異なる。電磁カスケードは大気中での電磁成分の多重クーロン散乱によってシャワー軸に垂直な横方向へ広がっていく。電磁カスケードの横方向分布については解析的に求められており、西村 純、鎌田 甲一によって導かれ [14]、Greisen [15] によって整理された西村-鎌田-Greisen (Nishimura-Kamata-Greisen, NKG) 関数が一般的に使われる。空気シャワー軸からの垂直距離  $r$  [m] での電子数密度  $\rho_e(r)$  [ $\text{m}^{-2}$ ] は次式で表される。

$$\rho_e(r) = C(s) \frac{N_e}{r_M^2} \left( \frac{r}{r_M} \right)^{s(t)-2} \left( 1 + \frac{r}{r_M} \right)^{s(t)-4.5} \quad (1.15)$$

$$C(s) = \frac{\Gamma(4.5 - s)}{2\pi\Gamma(s)\Gamma(4.5 - 2s)} \quad (1.16)$$

$$s(t) = \frac{3t}{t + 2y} \quad (1.17)$$

$$y = \ln \left( \frac{E_0}{E_c} \right) \quad (1.18)$$

ここで、 $N_e$  は総荷電粒子数、 $C(s)$  は規格化定数、 $s(t)$  はエイジパラメータ、 $r_M$  はモリエールユニット、 $t$  は  $X_0$  を単位とした大気厚さ (無次元) である。 $r_M$  は、電子が厚さ  $X_0$  進む間にクーロン散乱により最初の進行方向とは垂直の方向にずれた距離 (厚さ) であり、 $r_M \sim 9.3 \text{ g}/\text{m}^2$  である。電磁シャワーは電磁カスケードのみで構成されるのでこれで良いが、ハドロンシャワーも含む一般的な空気シャワーでは描像が異なる。

ハドロンにより引き起こされる空気シャワーの電磁成分は、核相互作用によって生成された多世代の  $\pi^0$  の崩壊からの電磁カスケードの重ね合わせである。空気シャワーの中心部は核カスケードが発達する過程で次々に生成される  $\pi^0$  の崩壊による発達途上の電磁カスケードが主成分であるが、空気シャワー軸から離れたところでは核カスケードの初期段階で生成された  $\pi^0$  の崩壊による粒子の増殖が終わった電磁カスケードが主成分となる。これにより、空気シャワー軸から遠く離れた場所での横方向分布は、NKG 関数の外挿により得られる分布よりフラットになることが予想される。この空気シャワー軸から遠方での横方向分布を考慮した式が Linsley [16] により与えられており、次式で表される。

$$\rho_e(r) \propto \left(\frac{r}{r_M}\right)^{-\alpha} \left(1 + \frac{r}{r_M}\right)^{-(\eta-\alpha)} \quad (1.19)$$

AGASA (Akeno Giant Air Shower Array) グループの研究結果 [17] から、電磁成分の横方向分布は 1000 m より遠いところで粒子数密度が減少しているため、式 1.19 ではその構造を十分に表すことが出来ず、横方向分布に以下のように補正項を加えるべきであることを示した。

$$\rho_e(r) = C(s) \frac{N_e}{r_M^2} \left(\frac{r}{r_M}\right)^{-\alpha} \left(1 + \frac{r}{r_M}\right)^{-(\eta(\theta)-\alpha)} \left[1 + \left(\frac{r}{1000 \text{ m}}\right)^{-\delta}\right] \quad (1.20)$$

$$C(s) = \frac{\Gamma(\eta(\theta) - \alpha)}{2\pi\Gamma(2 - \alpha)\Gamma(\eta(\theta) - 2)} \quad (1.21)$$

$$\eta(\theta) = (3.97 \pm 0.13) - (1.79 \pm 0.62)(\sec \theta - 1) \quad (1.22)$$

$$\alpha = -1.2, \delta = 0.6 \pm 0.1 \quad (1.23)$$

図 1.8 に示すように、エイジパラメータが小さければ、遠方での粒子数の減少の度合いが大きくなる事が分かる。

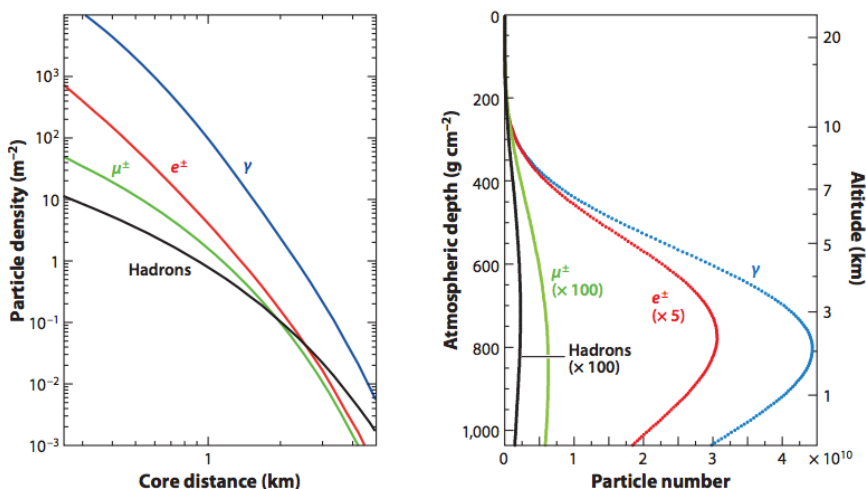


図 1.7:  $10^{19}$  eV の陽子による空気シャワーの、地上での横方向分布 (左) と、各成分の縦方向発達の平均的な振る舞い (右) [18]。

### 1.5.5 空気シャワーフロント構造

地表への空気シャワー粒子は空気シャワー前面 (シャワーフロント、shower front) がお椀型のように湾曲しているため、空気シャワー軸から離れるほど遅れて到来する。さらに、この空気シャワーフロントは厚みを持っているため、その厚みも考慮する必要がある。空気シャワー軸と垂直をなす仮想的なシャワー平面

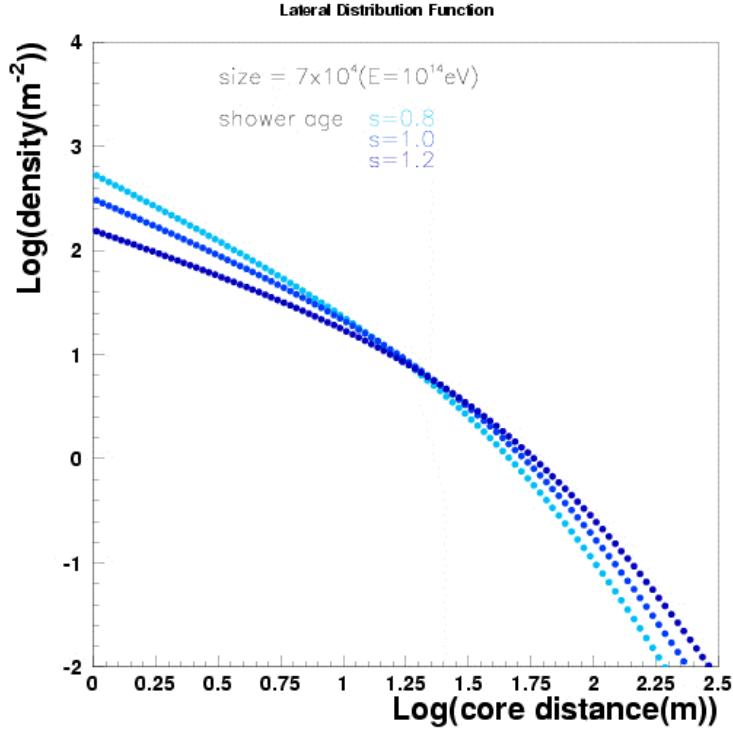


図 1.8: 様々なエイジパラメータによる NKG 関数の振る舞い。横軸が空気シャワー軸からの垂直距離 [m]、縦軸が粒子数密度 [m<sup>-2</sup>] を表す。

(shower plane) を考える。この空気シャワー平面に対する空気シャワー粒子の遅れの平均  $\langle\sigma_t\rangle$  は、Linsley により実験的に求められており、空気シャワー軸からの垂直距離を  $r$ 、空気シャワーの天頂角を  $\theta$ 、一次宇宙線のエネルギーを  $E$  として以下の式で表される [19]。

$$\langle\sigma_t\rangle = \sigma_{t_0} \left(1 + \frac{r}{r_t}\right)^{b(\theta, E)} \quad (1.24)$$

$$b(\theta, E) = (2.08 \pm 0.08) - (0.40 \pm 0.06) \sec \theta + (0.00 \pm 0.06) \log_{10} (E/10^{17} \text{ eV}) \quad (1.25)$$

ここで、 $\sigma_{t_0} = 1.6 \text{ ns}$ 、 $r_t = 30 \text{ m}$  である。上記の関数を AGASA グループが以下のように改良した [20, 21]。

$$\langle t_{\text{delay}} \rangle (\rho, r) = 2.6 \left(1 + \frac{r}{30 \text{ m}}\right)^{1.5} (\rho/\text{m}^{-2})^{-0.5} \times 10^{-9} \text{ [s]} \quad (1.26)$$

$$t_{\text{stDev}} (\rho, r) = 2.6 \left(1 + \frac{r}{30 \text{ m}}\right)^{1.3} (\rho/\text{m}^{-2})^{-0.5} \times 10^{-9} \text{ [s]} \quad (1.27)$$

ここで、 $\langle t_{\text{delay}} \rangle$  は空気シャワー平面に対する粒子の遅れの平均、 $t_{\text{stDev}}$  はその標準偏差である。それぞれ空気シャワー軸からの垂直距離  $r$  と、粒子数密度  $\rho$  の関数としている。

### 1.5.6 空気シャワーの観測方法

現在の空気シャワーの観測によく使われる手法は 2 種類ある。1 つ目は地表検出器で空気シャワー粒子を捉える方法で、2 つ目は空気シャワーが発する大気蛍光を望遠鏡を用いて観測する方法である。

## 地表検出器を用いた観測方法

多数の粒子検出器を地表に配置して空気シャワー粒子を検出することで宇宙線を間接観測する装置は空気シャワーアレイと呼ばれている。地表検出器としてよく使われるものは、シンチレーション検出器、水チェレンコフ検出器であるが、特にミュオン成分のみを選択的に検出する場合は、コンクリート・鉛にシールドされたシンチレーション検出器を用いることもある。

空気シャワーアレイによる観測法では一次宇宙線の到来方向を次のように定める。空気シャワー粒子群が形成する空気シャワー曲面は、ある程度の厚みを持った曲面で地表に到来する。この厚みと曲面を考慮し、各検出器の到来時刻差から幾何学的に空気シャワーの到来方向を求めることができる。また、一次宇宙線のエネルギーは各検出器で検出された粒子数密度から粒子数横方向分布と空気シャワーの全粒子数を推定することで得られる。しかし、粒子数横方向分布からエネルギーを決定するためには、後述するモンテカルロシミュレーションでエネルギーと横方向分布の関係を予め推定する必要があり、その際に使用するハドロン相互作用モデルに依存する。また、シミュレーションで再現するそれぞれの空気シャワー発達の違いによる揺らぎも影響する。

## 大気蛍光による観測方法

大気蛍光法と呼ばれるこの方法は、高エネルギー荷電粒子が大気を通過した際に、大気中の窒素などの大気分子を励起させ、それら分子が基底状態に戻ると同時に発光する蛍光を観測する手法である。巨大な集光鏡を用いて蛍光を集め、その焦点に光電子増倍管 (Photo-Multiplier Tube, PMT) のような光センサーを並べて空気シャワーを観測する [22]。大気蛍光の放射方向は等方的であるため、一次宇宙線の到来方向に依らず空気シャワーの縦方向発達を観測でき、空気シャワーをカロリメトリックに観測するのでエネルギーの決定精度が良いなどの様々な利点がある。

## 1.6 2nd knee 領域宇宙線

宇宙線物理学の研究分野の中で、現在最も興味深く重要な課題の 1 つは宇宙線のエネルギースペクトルの  $10^{17}$  eV 付近に見られる折れ曲がり構造の解明である。この折れ曲がりとは 2 番目の knee という意味でしばしば 2nd knee と呼ばれる。この節では 2nd knee 領域宇宙線を観測する意義と、現在の 2nd knee 領域宇宙線の観測結果について述べる。

### 1.6.1 銀河系内宇宙線から銀河系外宇宙線への遷移

knee 以上のエネルギー領域の宇宙線による空気シャワー観測が数多く行われ、その結果から一次宇宙線の平均質量数はエネルギーの上昇とともに大きくなることが分かっている。つまり、宇宙線の化学組成の主成分が軽い原子核から重い原子核に遷移していることを示している。様々な実験から得られた宇宙線のエネルギーと質量数の自然対数の平均 ( $\ln A$ ) の関係を図 1.9 に示す。図 1.9 を見ると、 $10^{15.5}$  eV 付近の knee から  $2 \times 10^{17.0}$  eV 付近の 2nd knee 手前まで、 $\langle \ln A \rangle$  が増加していることが分かる。これは前節で述べたように、電荷の小さな軽い原子核ほど磁場によって閉じ込められにくく、閉じ込め領域の外に逃げ出していくためにエネルギー増加と共に重い原子核が主になる、ということで説明できる。この場合  $10^{15.5}$  eV の knee で主成分が陽子であれば knee よりも 26 倍高いエネルギー、すなわち  $10^{17}$  eV 付近では、主成分は鉄原子核となる。

さらに上のエネルギー領域では、宇宙線の起源が銀河系内から銀河系外へと遷移しているエネルギー領域で、宇宙線の主成分が重い原子核から軽い原子核へ極端に変化すると期待される。図 1.9 を見ると、 $2 \times 10^{17}$  eV 付近の 2nd knee 以上のエネルギーでは、エネルギーが高くなるにつれ宇宙線の質量数が軽い原子核へと変

化していく傾向があることが分かる。そのため、この遷移領域では空気シャワーの最大発達深さがエネルギーと共に急激に変化すること、重い原子核成分と軽い原子核成分を両方含まれているため、最大発達深さの分布は非常に広がると期待される。このような変化から、宇宙線の銀河系内から銀河系外への遷移の決定的な証拠を見つけることを目的として、現在 2nd knee 領域の宇宙線が観測されている。

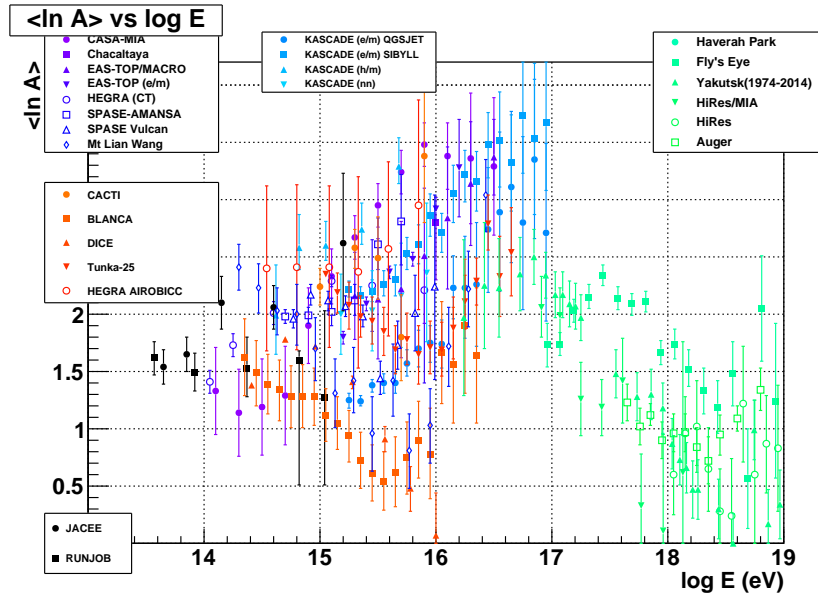


図 1.9: 様々な実験による一次宇宙線のエネルギーと宇宙線の平均の化学組成の関係。横軸がエネルギー、縦軸が  $\langle \ln A \rangle$  を表す。  $10^{14.0}$  eV から  $10^{17.0}$  eV にかけて、組成が重くなり、それ以降は軽い組成に変化していることが分かる [23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 34, 35, 36, 37, 38, 39, 40, 41, 42, 43, 44]。

### 1.6.2 2nd knee 宇宙線の観測結果の現状

ここでは、2nd knee 宇宙線を観測している実験として、Tunka 実験、Yakutsk 実験、IceCube、IceTop 実験、KASCADE、KASCADE-Grande 実験、LOFAR 実験、Pierre Auger 実験を挙げる。本節ではこれらの実験について紹介する。

#### Tunka 実験

Tunka 実験はロシア北東部のバイカル湖付近に展開されている実験である。  $3 \text{ km}^2$  の面積に、7 台のチェレンコフ光検出器 (鉛直上方に向けた 8 インチ光電子増倍管 1 本からなる) で構成されるクラスターを 85 m 間隔で 19 クラスター円形に配置し、その中心から周囲半径 1 km の地点にさらに 6 クラスターを配置する。これらの検出器で  $10^{15}$  eV から  $10^{18}$  eV のエネルギー範囲の宇宙線を観測している [45]。

#### Yakutsk 実験

Yakutsk 実験はロシア北東部のヤクーツクで展開されている実験である。  $8.2 \text{ km}^2$  の面積に、58 個の地表シンチレータ検出器 (大きさは  $2 \text{ m}^2$ ) と 6 個のミュオン検出器 (大きさは  $20 \text{ m}^2$ ) が地下に埋設された空気シャワーアレイが設置されている。これに加えて、チェレンコフ光検出器も 48 基設置されている。チェレンコフ光検出器と空気シャワーアレイの配置図を図 1.10 に示す。これらの検出器で  $10^{15}$  eV 以上のエネルギーの宇宙線を観測している [46]。

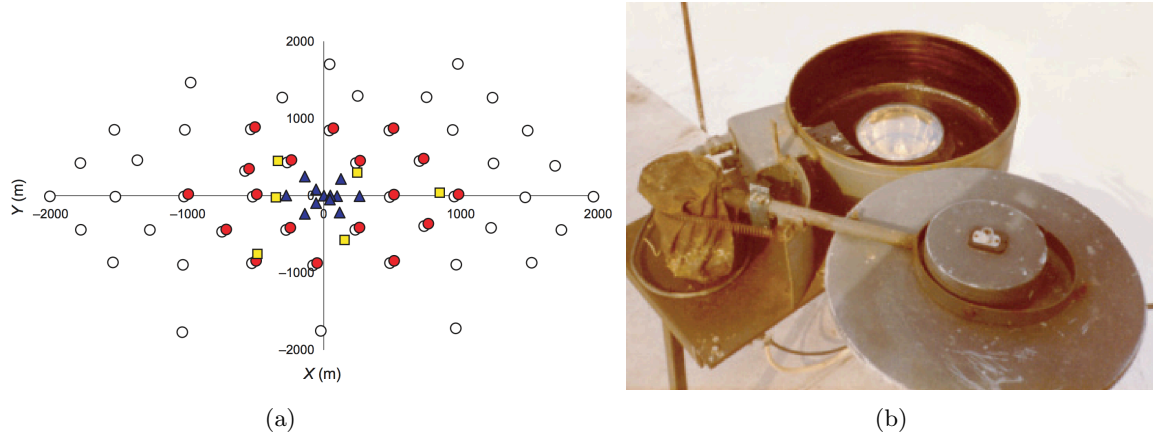


図 1.10: (a)Yakutsk 実験の検出器配置図。○は地表シンチレータ検出器、▲と●はチェレンコフ光検出器、■はミュオン検出器をそれぞれ表す。(b) チェレンコフ光検出器の写真 [46]。

### IceCube、IceTop 実験

IceCube 実験は南極点のアムゼン・スコット基地の近くに展開されている。検出器は球型の光検出器をストリング状に 17 m 間隔で 60 個並べたものを 1 本とし、これを南極の氷の中、地表から 1450 m から 2450 m の深さまで沈める。これを 120 m 間隔で 86 本埋め、約  $1 \text{ km}^3$  の有効検出体積を持つ 1 つの巨大な「氷チェレンコフ光検出器」を構成する。これらに加え IceCube の上部の地表に、氷チェレンコフ検出器 2 台で構成されたステーションを 81 基設置し、IceTop と呼ばれる約  $1 \text{ km}^2$  の有効検出面積を持つ空気シャワーアレイを展開している [47]。IceCube と IceTop の検出器配置をそれぞれ図 1.11 に示す。これらによって、およそ  $10^{15.0} \text{ eV}$  から  $10^{18.0} \text{ eV}$  のエネルギー領域の宇宙線を観測している [48]。

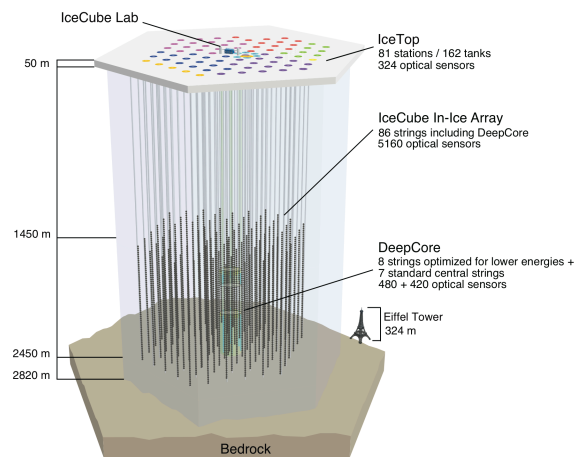


図 1.11: IceCube 全体配置図。1  $\text{km}^2$  の長さをもつ string 状の検出器を 86 本沈めている。地表に配置されているのは、IceTop と呼ばれる空気シャワーアレイ [47, 49]。

### KASCADE、KASCADE-Grande 実験

KASCADE (Karlsruhe Shower Core and Array DETector) 実験は、ドイツのカールスルーエ工科大学に展開されていた空気シャワー観測実験である。検出器の構成は、 $20 \text{ m} \times 16 \text{ m} \times 4 \text{ m} = 1280 \text{ m}^3$  の大きさを



持つ1台のミュオントラッキング検出器1台と、13 m 間隔で設置された  $3.2 \text{ m}^2$  のシンチレータ検出器 252 台からなる。KASCADE アレイの検出器配置図を図 1.12 に示す。この KASCADE アレイの南西側に  $10 \text{ m}^2$  のシンチレータ検出器を 137 m 間隔で 37 台設置し、検出面積を  $700 \text{ m} \times 700 \text{ m} = 490000 \text{ m}^2$  に拡張した実験が KASCADE-Grande 実験である [50]。KASCADE-Grande アレイの検出器配置図を図 1.12 に示す。この拡張実験によって約  $10^{16.0} \text{ eV}$  から  $10^{18.0} \text{ eV}$  のエネルギー領域の宇宙線を 2003 年から 2012 年にかけて観測していた [51]。KASCADE, KASCADE-Grande 実験は 2013 年に運用を停止している。

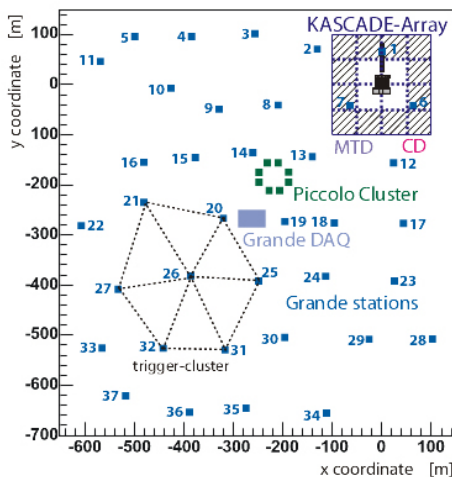
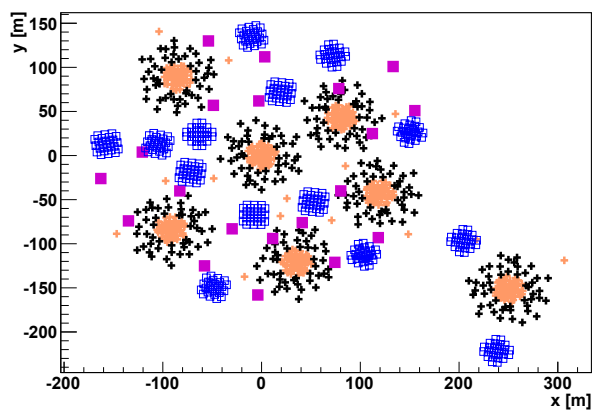


図 1.12: KASCADE, KASCADE-Grande 実験の配置図。右上の細かいアレイが KASCADE アレイ。■がシンチレータ検出器、■が DAQ ステーションの位置をそれぞれ表す [52]。

## LOFAR 実験

LOFAR (Low Frequency ARray) 実験は、多数の電波望遠鏡をひとつの巨大な電波望遠鏡として用いる実験であり、オランダの天文学研究組織 ASTRON によって建設されている。LOFAR の主目的は高い空間分解能と感度で宇宙からの電波放射を観測することであるが、 $10^{16.5} \text{ eV}$  から  $10^{18.5} \text{ eV}$  の宇宙線から生成される電磁波を検出可能である [53]。図 1.13 に LOFAR の望遠鏡とその配置図を示す [54]。



(a)



(b)

図 1.13: (a)LOFAR 実験の検出器配置図。(b)LOFAR の中心部に設置されたローバンドアンテナ [54]。



## Pierre Auger 実験

Pierre Auger 実験は、アルゼンチン西部のマラルグエの近くで行われている南半球で最大の規模を誇る宇宙線観測実験である。図 1.14b に Pierre Auger 実験の検出器配置を示す。検出器構成は図 1.14a に示す水チェレンコフ検出器を 1500 m 間隔で 1509 台、750 m 間隔で 61 台、それぞれ 3000 km<sup>2</sup>、23 km<sup>2</sup> の面積をカバーするよう設置されている。また大気蛍光望遠鏡が 4 箇所それぞれ 6 基ずつ設置されており、1 基で 30° × 30° をカバーしている。また 750 m 間隔の水チェレンコフ検出器の地下に、図 1.14c に示すミュオン検出器を図 1.14d に示す配置で設置されている。これらを用いておよそ 10<sup>16.5</sup> eV から 10<sup>20.0</sup> eV のエネルギー領域の宇宙線を観測している [55]。

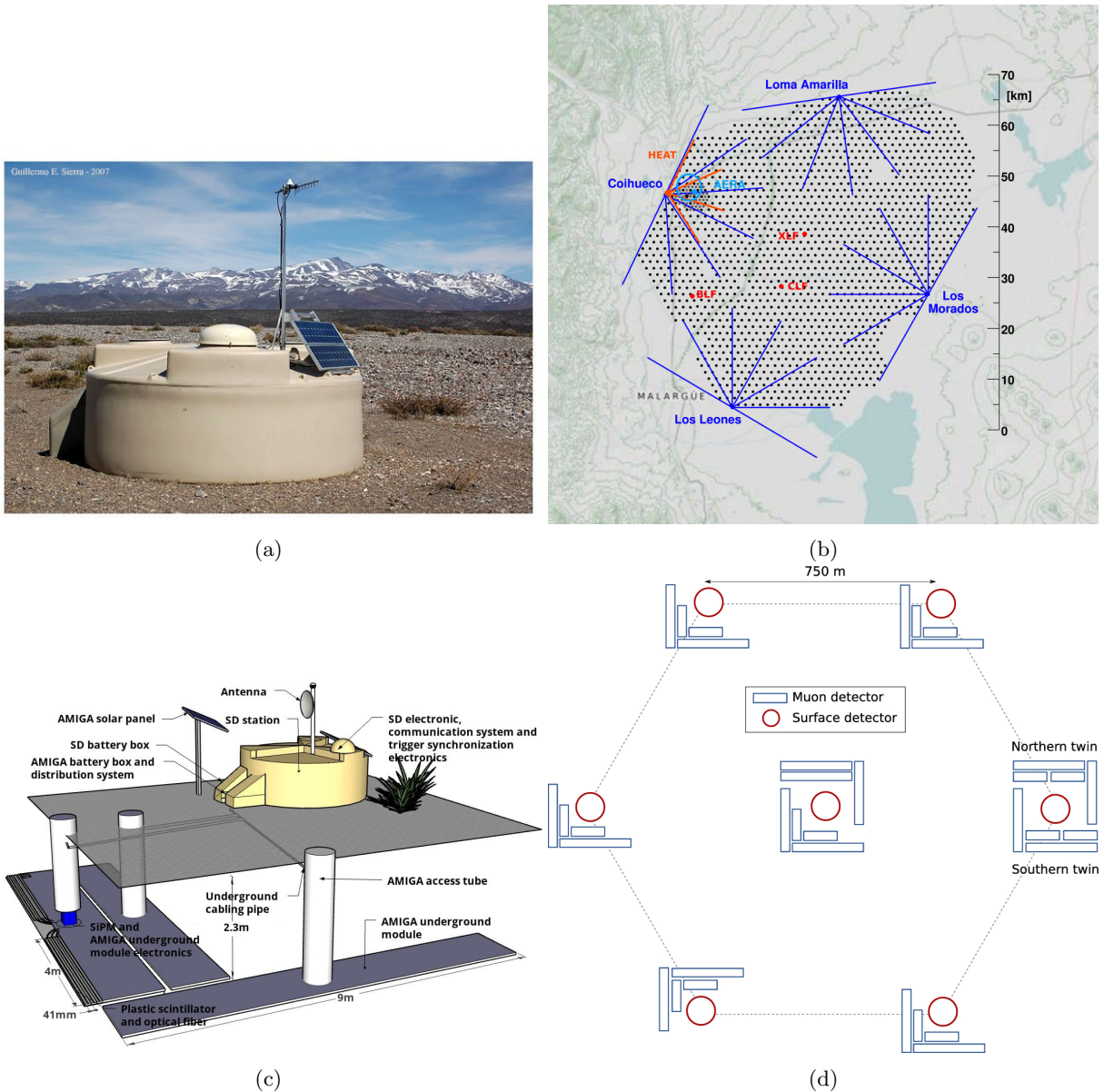
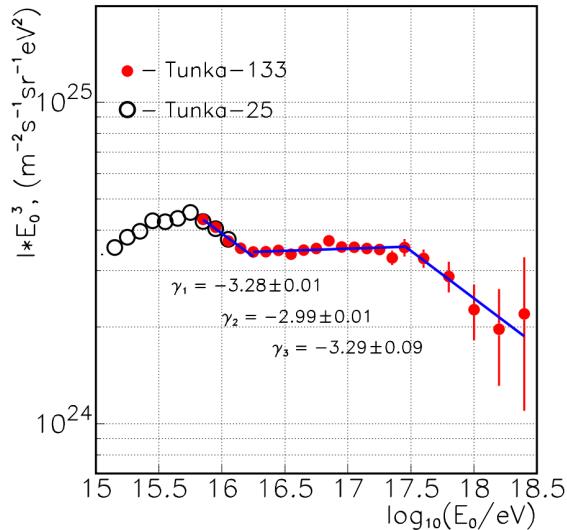


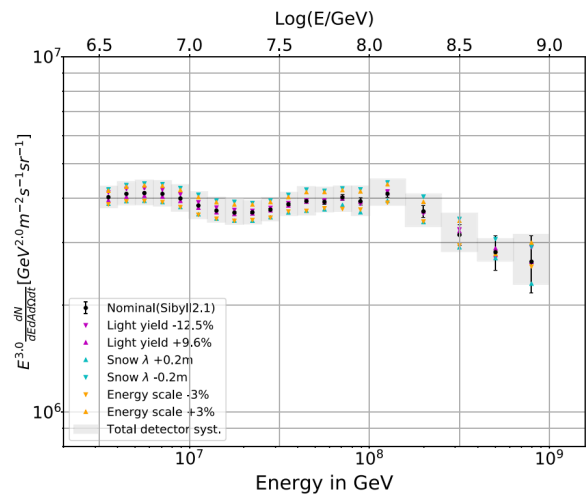
図 1.14: (a) Pierre Auger 実験の水チェレンコフ検出器。(b) 検出器配置図。黒丸で示されるのが水チェレンコフ検出器、青の線で表されるのが、大気蛍光望遠鏡の視野範囲 [55]。(c) 750 m 間隔の水チェレンコフ検出器の地下に配置されたミュオン検出器。(d) 地下ミュオン検出器の配置図 [56]。

### 1.6.3 2nd knee 領域のエネルギースペクトル

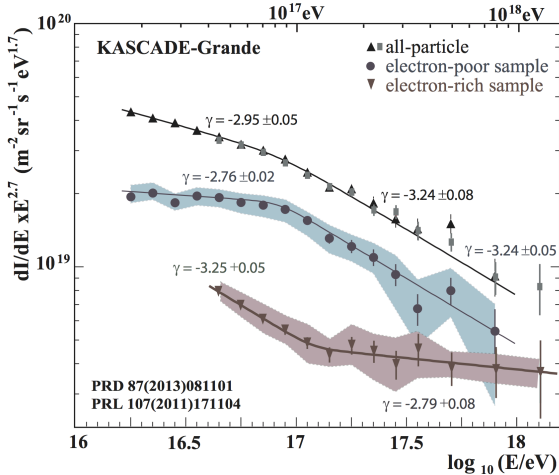
図 1.15 に Tunka 実験、IceCube 実験の IceTop、KASCADE-Grande 実験、Pierre Auger 実験によるエネルギースペクトルの観測結果を示す [45, 49, 57, 58]。異なった4つの実験結果を比較すると、 $10^{17.0}$  eV 前後にスペクトルの折れ曲がりが見られる。もしくは  $10^{17.0}$  eV 以上のエネルギーでスペクトルのべきが急になる傾向が見られることが分かる。これらの実験結果から、2nd knee の存在は実験的に示されたと言って良いが、折れ曲がりが存在するエネルギーや宇宙線のフラックスの絶対量が一致していない。そのためこれらの実験結果からの統一的な見解は得られていない。



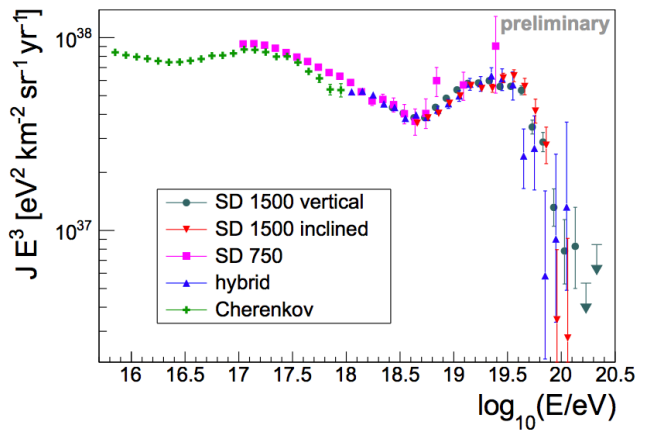
(a) Tunka 実験



(b) IceCube 実験の IceTop 検出器



(c) KASCADE-Grande 実験

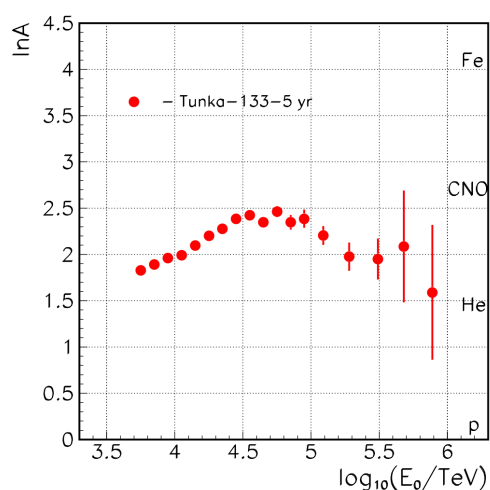


(d) Pierre Auger 実験

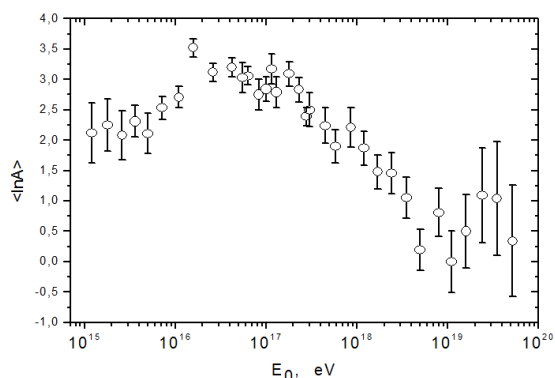
図 1.15: それぞれの実験で観測されたエネルギースペクトル。(a)、(b)、(c)、(d) はそれぞれ Tunka 実験、IceCube 実験の IceTop、KASCADE-Grande 実験、Pierre Auger 実験で観測された結果である。横軸はエネルギーであり、縦軸にはフラックスの微細構造が見えやすいようにそれぞれ  $E^{3.0}$ ,  $E^{3.0}$ ,  $E^{2.7}$ ,  $E^{3.0}$  がかかっている [49, 57, 58]。

#### 1.6.4 2nd knee 領域の化学組成

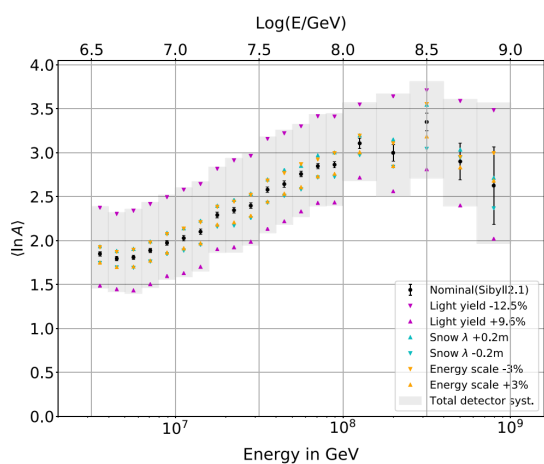
図 1.16 に Tunka 実験、Yakutsk 実験、IceCube 実験の IceTop、Pierre Auger 実験、LOFAR 実験で報告されている化学組成の変化を示す。スペクトルにおける 2nd knee の存在は実験的に確立されているが、2nd knee 領域の宇宙線化学組成の観測結果は各実験で異なる。Tunka、Yakutsk は  $10^{16}$  eV から  $10^{17}$  eV までのエネルギー領域ではエネルギーの増加と共に重い原子核へと変化していき、それ以降では軽い原子核に変化している。IceTop では、 $10^{17.5}$  eV あたりまではエネルギーの増加と共に重い原子核へ変化し、それ以降で軽い原子核に変化している。地表検出器で測定された LOFAR は  $10^{17.6}$  eV のエネルギー領域で、重い原子核から軽い原子核に変化している。スペクトルと同様に化学組成の変化が起こるエネルギーや質量数の対数平均の絶対値が一致していないため、これらの実験結果からの統一的な見解は得られていない。2nd knee 領域のエネルギー帯で、エネルギーが上がる毎に化学組成が重い原子核から軽い原子核に変化していれば、2nd knee は銀河系内宇宙線から銀河系外宇宙線への遷移を示し、ankle は宇宙背景放射と一次宇宙線との相互作用による電子対生成によるものであると考えられる。2nd knee 領域のエネルギー帯より上で化学組成が重い原子核のままであると、ankleこそ銀河系内起源の宇宙線から銀河系外起源の宇宙線へ遷移している箇所であるかもしれず、2nd knee については別の要因を考える必要がある。このように、2nd knee 領域のエネルギー帯の宇宙線化学組成は大変興味深いトピックである。



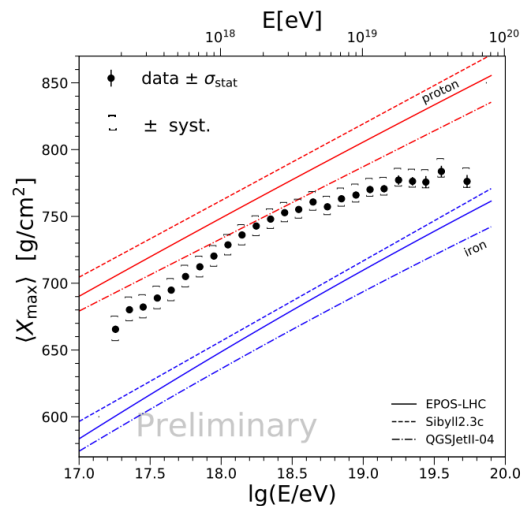
(a) Tunka 実験



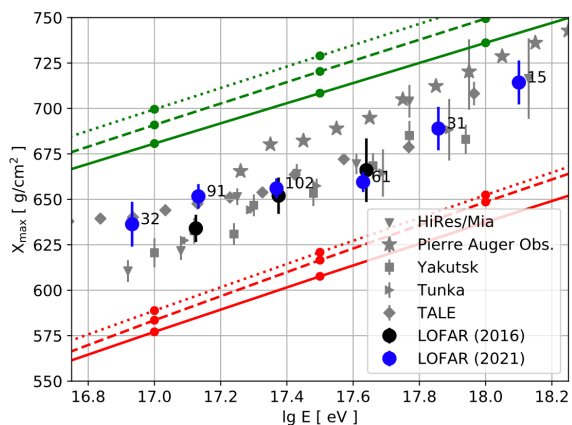
(b) Yakutsk 実験



(c) IceCube 実験の IceTop 検出器



(d) Pierre Auger 実験



(e) LOFAR 実験

図 1.16: それぞれの実験で観測された化学組成の変化。(a)、(b)、(c)、(d)、(e) はそれぞれ Tunka 実験、Yakutsk 実験、IceCube 実験の IceTop、Pierre Auger 実験、LOFAR 実験で観測された結果をそれぞれ表す。横軸はエネルギー、縦軸は (a)、(b)、(c) が質量数の対数の平均、(d)、(e) が  $X_{\max}$  の平均を表す。[45, 46, 49, 53, 58]。

### 1.6.5 ミューオン・パズル

宇宙線の質量数を間接的に評価する方法として  $X_{\max}$  の他に、空気シャワー中のミューオン数の測定がある。空気シャワーのミューオン成分は節 1.5.1 にあるように  $\pi$  中間子や  $K$  中間子から生成される。これはハドロン成分が主成分であることから、一次宇宙線の質量数に比例する。しかし観測結果から、特に高エネルギー領域では  $X_{\max}$  から推定される質量数とミューオン数から推定される質量数が一致しないことが分かっている。これは空気シャワーシミュレーションで予測されるミューオンの数が異なることが原因である。H. P. Dembinski らは観測結果とシミュレーションを比較するため、式 1.28 に示す  $z$  ファクターを導入した [59]。

$$z = \frac{\ln N_{\mu} - \ln N_{\mu}^{\text{proton}}}{\ln N_{\mu}^{\text{iron}} - \ln N_{\mu}^{\text{proton}}} \quad (1.28)$$

ここで、 $N_{\mu}$  は観測された空気シャワー中のミューオン数、 $N_{\mu}^{\text{proton}}$ ,  $N_{\mu}^{\text{iron}}$  はシミュレーションによる陽子宇宙線と鉄宇宙線のミューオン数である。図 1.17 に、異なるハドロン相互作用モデルによる空気シャワーシミュレーションと、様々な観測結果との  $z$  ファクターの比較を示す。 $\ln N_{\mu}^{\text{iron}}$  とエネルギーが  $10^{17}$  eV 以上のミューオン数は  $X_{\max}$  による予測値よりも重い質量組成を示唆しており、ミューオン測定値からの平均的な宇宙線の化学組成は鉄よりも重いことを示している。この観測結果とシミュレーションのミューオン数の不一致はミューオン・パズルと呼ばれている。

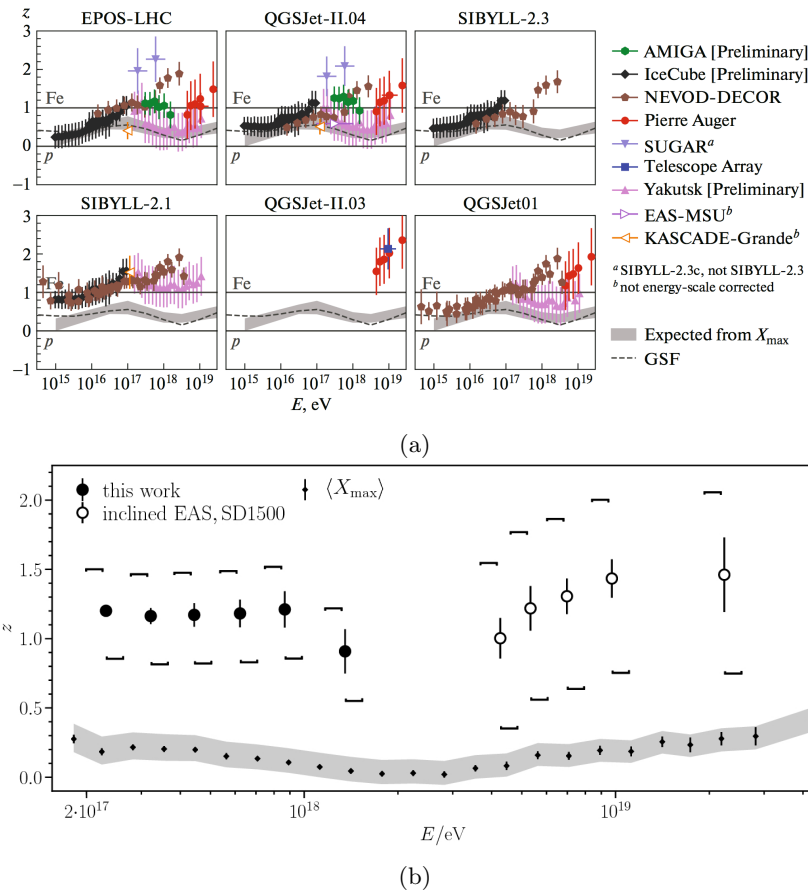


図 1.17: (a) 様々な実験と MC シミュレーションによる、式 1.28 で表される  $z$  ファクターで変換したミューオン成分の測定結果。(b) Pierre Auger 実験の地下ミューオン検出器で測定された  $z$  の測定結果。横軸はエネルギーを、縦軸は  $z$  ファクターをそれぞれ表す [56, 60]。



## 第2章 TA Low energy Extension (TALE) 実験

### 2.1 Telescope Array (TA) 実験

Telescope Array (TA) 実験は日米露韓ベルギーチェコの研究者らによる国際共同研究である。アメリカ合衆国ユタ州の砂漠に約 700 km<sup>2</sup> の有効検出面積を持つ、稼働時間が長く大きい統計量の蓄積が見込める地表検出器 (Surface Detector, SD) 507 台からなる空気シャワーアレイと、一次宇宙線エネルギーの決定にハドロン相互作用のモデル依存性が少ない、38 基の大气蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector, FD) のお互いの利点を活かし、 $10^{18.0}$  eV 以上の極高エネルギー宇宙線の空気シャワーを観測する実験である。図 2.1 に TA 実験の衛星地図を示す。赤で示されるものが TA-SD アレイ、3箇所青で示されるものが FD ステーションである。図 2.2 に TA 実験で測定されたエネルギースペクトル、宇宙線の化学組成の変化を表す  $X_{\max}$  の平均を示す。

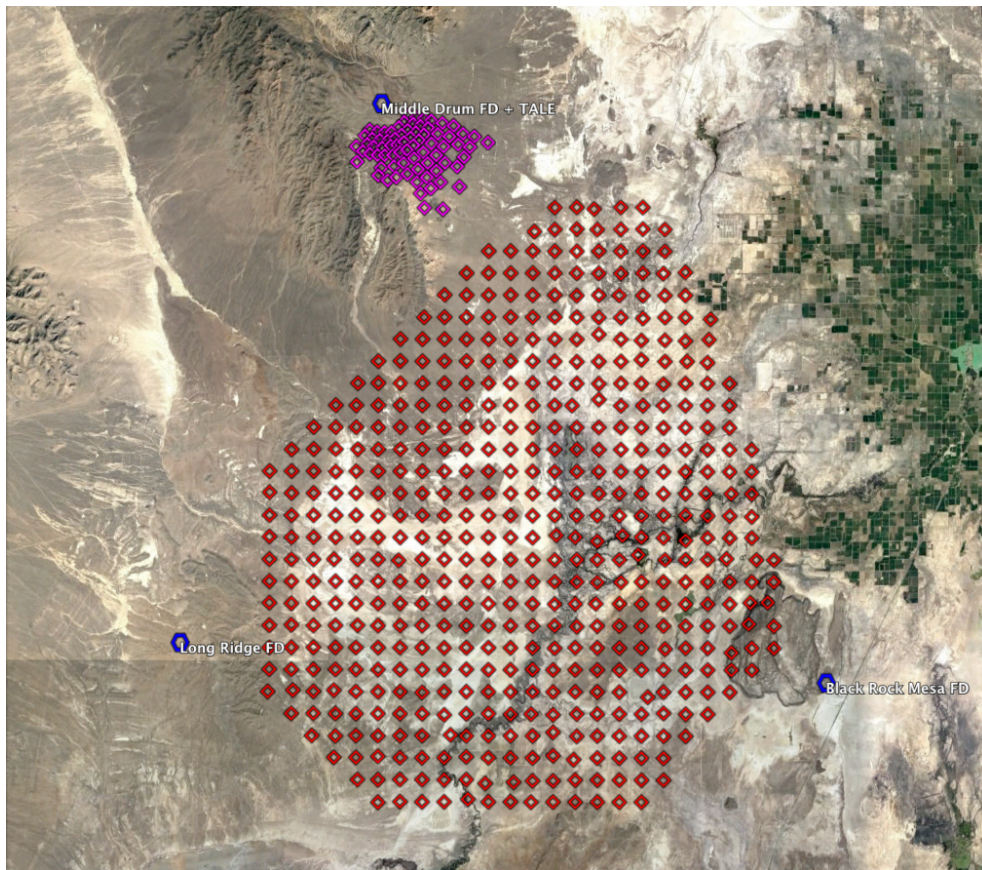


図 2.1: TA・TALE 実験の衛星地図。◇は TA-SD アレイ、◇は TALE-SD アレイ、正六角形は FD ステーションをそれぞれ表す。

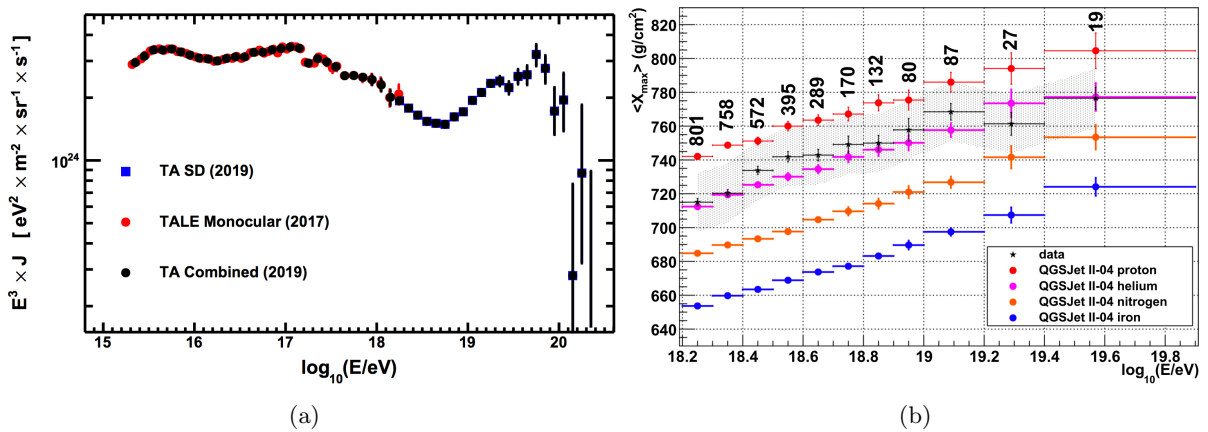


図 2.2: (a)TA 実験で測定されたエネルギースペクトル。横軸はエネルギー、縦軸はフラックスを表す。フラックスの微細構造を見やすくするために縦軸に  $E^3$  がかかっている [61]。 (b)TA 実験で測定された  $X_{\max}$  の平均の分布。黒が観測データ、青、橙、ピンク、赤はそれぞれシミュレーションによる一次宇宙線核種が鉄・窒素・ヘリウム・陽子の場合を表す。  $10^{18.2}$  eV 以上のエネルギー領域での観測データは、100%陽子であると仮定したときの組成と矛盾しない [62]。

## 2.2 TA Low-energy Extension (TALE) 実験

TALE 実験は TA 実験の拡張実験であり、観測するエネルギー領域を低エネルギー側に拡張することで、TA 実験と合わせて  $10^{15.3}$  eV から  $10^{20.5}$  eV までの 5 桁のエネルギー領域を、大気蛍光望遠鏡と地表検出器によるハイブリッド観測で空気シャワーを観測する。このエネルギー領域は、銀河系内宇宙線から銀河系外宇宙線のへの遷移、銀河系外宇宙線の GZK 機構によるエネルギースペクトルの終端までの全てを含む領域である。TALE 実験はこのエネルギー領域の図 2.2 に示すようなエネルギースペクトルと化学組成の変化を小さい系統誤差で精度良く測定する。本研究では TALE 地表検出器に焦点を当てているため、TALE 大気蛍光望遠鏡については簡単な説明に留める。図 2.1 の TA 実験の衛星地図の北西側の紫で表されるものが TALE-SD アレイである。

## 2.3 TALE 実験の目的

TALE 実験の目的は 2nd knee のエネルギー領域の宇宙線を観測し、宇宙線が銀河系内から銀河系外へと遷移する決定的な証拠を見つけることである。この 2nd knee 領域で宇宙線起源が遷移している場合、銀河系内起源の重い原子核と銀河系外の軽い原子核成分が両方宇宙線に含まれるため、空気シャワーの最大発達深さ  $X_{\max}$  の分布は広がりを持ち、 $X_{\max}$  を  $\log_{10} E$  の関数としてプロットしたときの傾き (elongation rate と呼ばれる) が小さくなると考えられている [63]。TALE 実験では大気蛍光望遠鏡と地表検出器の 2 種類の検出器を用いたハイブリッド観測を行い、 $X_{\max}$  を高精度で測定することで、 $X_{\max}$  の分布と elongation rate にエネルギーに依存した変化を見つける。さらに 2nd knee 領域の一次宇宙線エネルギースペクトルの詳細な測定を行い、これらの結果から宇宙線起源の遷移の決定的な証拠を見つける。

## 2.4 TALE 実験の検出器構成

TALE 実験は、10 基の大気蛍光望遠鏡と 80 台の地表検出器で構成される。図 2.3 に TALE 実験の検出器配置図を示す。TALE 実験の FD は 1 つのステーションに 10 基が設置されており、TALE-FD ステーションは TA 実験の Middle Drum (MD) ステーションに隣接して建設され、TA 実験の望遠鏡よりも高仰角

( $30^\circ - 57^\circ$ ) で空気シャワーを観測する。また、TALE-FD ステーションの前方視野内に 80 台のシンチレーター検出器から構成される地表検出器アレイを設置している。 $10^{16.0}$  eV ほどの宇宙線に対する TALE-FD の感度はステーションから半径 3 km 以内に限定されるため、TALE-FD ステーションに一番近い部分の 1.5 km から 3 km は 400 m 間隔で 40 台、その外側の 5 km までは 600 m 間隔で 40 台と密に設置されている。また、TALE-FD とのハイブリッド観測に最適化するため、SD アレイを扇形に配置している。TALE-FD では 2013 年 9 月から定常観測を開始しており、TALE-SD アレイでは 2013 年 4 月に 35 台で観測を開始し、2018 年 2 月から 80 台で定常観測を続けている。

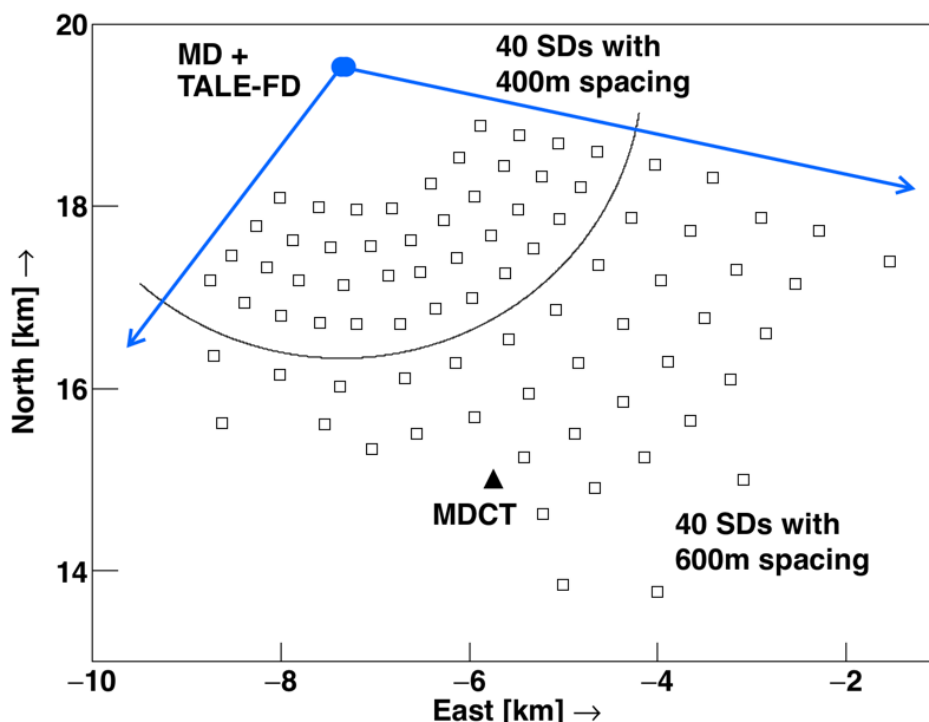


図 2.3: TALE 実験の検出器配置図。TA 実験の北西部に  $21 \text{ km}^2$  の面積で、SD アレイが 400 m 間隔で 40 台、600 m 間隔で 40 台の合計 80 台展開されている。●が TALE-FD (MD) を、□は TALE-SD を、■は TA-SD を、▲が MDCT をそれぞれ表す。

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

前節で述べたように、TALE-FD ステーションは、TA 実験の MD ステーションに隣接して建設されている。TALE-FD、TA-MD ステーションの外観を図 2.4a に示す。TALE-FD で用いられる望遠鏡とエレクトロニクスは HiRes 実験で使用されたものを再調整して使用している。望遠鏡は半径 630 mm の 4 枚の鏡を持つ四葉のクローバー型に取り付けた面積  $4.18 \text{ m}^2$  のものを 1 基の FD として、TALE-FD ステーションには計 10 基の FD が設置されている。1 基の FD の視野は  $14^\circ \times 14^\circ$  であり、仰角方向  $30^\circ$  から  $44^\circ$  の視野を向いたものが 5 基、 $44^\circ$  から  $57^\circ$  の視野を向いたものが 5 基からなり、全体としては方位角方向に  $114^\circ$ 、仰角方向に  $30^\circ$  から  $57^\circ$  の範囲をカバーしている。TA 実験の FD は全体で仰角  $3^\circ$  から  $33^\circ$  の範囲を観測しているが、TALE-FD はより高仰角を観測することで、より高い高度で最大発達を迎える空気シャワー、すなわち低エネルギーの一次宇宙線による空気シャワーを観測できるように最適化されている。



## 2.6 地表検出器 (Surface Detector)

TALE 実験には、80 台の SD が設置されている。80 台のうち 35 台は TA 実験で用いられている SD と全く同じである。残り 45 台の SD は、シンチレーション検出器部分は新規に設計され、TA×4 実験 (TA-SD アレイの 4 倍の検出面積を目指すことが計画されている実験) のシンチレーション検出器部分と共通の仕様である [64]。TA 実験の SD は 1.2 km 間隔で配置されているが、TALE-SD はより密に配置することで、地上での広がり小さい空気シャワー、すなわち低いエネルギーの一次宇宙線による空気シャワーを観測するように最適化されている。図 2.4b に TALE-SD の外観を示す。



図 2.4: (a)FD ステーションの外観。左奥に見えるのが TA-FD、右手前に見えるのが TALE-FD である。(b) 現地に設置された TALE-SD の外観 (右)。茶色の屋根の下にシンチレータボックスが格納されている。写真中央左より近くに MD/TALE-FD ステーションが見える。

### 2.6.1 部品構成

SD は厚さ 1.2 cm、面積 2.0 m × 1.5 m のプラスチックシンチレータ (CI 工業社製、CIMS-G2) を 2 層重ねたものが用いられている。2 枚からのシンチレータからの信号のコインシデンスを取ることで、バックグラウンド信号と空気シャワー荷電粒子由来の信号を効果的に識別する。図 2.5 に SD シンチレータの構成を示す。シンチレータで発生した光は、各層毎に 104 本 (TA×4-SD と同じ仕様の SD は 56 本) の波長変換ファイバー (Kuraray 社製、Y-11) を通して PMT (Electron tubes 社製 9124SA、TA×4-SD と同じ仕様の SD は HAMAMATSU 社製 R8619) で電気信号に変換される。これらはシートで遮光して外部の光が入らないようにした上で、厚さ 1.2 mm のステンレス製の箱に収納されている。PMT の出力は FADC (AD9235BRU-65) によって各層のチャンネルごとに 12 bit、50 MHz のサンプリング周波数でデジタル化され記録される。各検出器の動作タイミングは GPS 受信機 (Motorola M12+, TA×4-SD と同じ仕様の SD は、i-Lotus 社製 ILGPS-0030-B) によって 1 秒毎に発行される信号 (1 Pulse Per Second、PPS) で同期されており、検出期間のタイミングのズレは 14 ns 以内である [65]。

電力源として、120 W の太陽光電池パネル (京セラ社製 KC120J、TA×4-SD と同じ仕様の SD は、京セラ社製 KD145SX-UFU) とバッテリー (DYNASTY 社製 DCS-100L、TA×4-SD と同じ仕様の SD は、CD Technologies 社製 DC100) を用いており、外部からの電力供給を必要とせず、365 日 24 時間の完全自立稼働をしている。図 2.6 にソーラーパネルの裏側に設置されているエレクトロニクスボックスの外観を示す。この中にバッテリーとエレクトロニクスが格納されている。

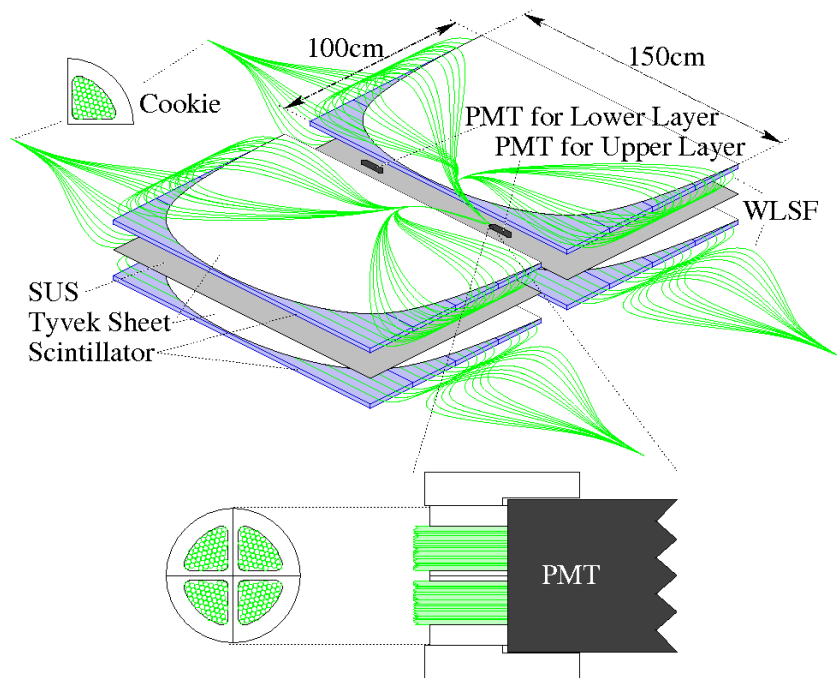


図 2.5: TALE-SD のシンチレータボックスの内部構造。2 枚のシンチレータの信号のコインシデンスを取ることで、バックグラウンド信号と空気シャワー荷電粒子由来の信号を効果的に識別することが可能である。



図 2.6: SD のエレクトロニクスボックスの外観。蓋を開けた状態である。クーラーボックスの中にバッテリーが、その上にエレクトロニクスが格納されている。

## 2.6.2 エレクトロニクス構成

図 2.7 に示すように、TALE-SD のエレクトロニクスは主に以下の要素で構成されている。

- PMT で得られた波形をデジタル化する FADC (Flash Analog to Digital Converter)。12 bit、50 MHz のサンプリング周波数のものが上下層用に 2 チャンネル搭載されている。
- 高速信号処理用の FPGA(Field Programmable Gate Array)(Xilinx 社製、XC3S1000)。ゲート数は 100 万。
- エレクトロニクス全体を制御する CPLD(Complex Programmable Logic Device)(Xilinx 社製、XC2C256)
- 複雑な処理を行うための CPU(ルネサスエレクトロニクス社製、SH7750)
- 位置情報と絶対時刻取得のための GPS(Motorol 社製、M12+)
- 無線 LAN 通信モジュール (Redpine Signals 社製、RS9110-N-11-02)

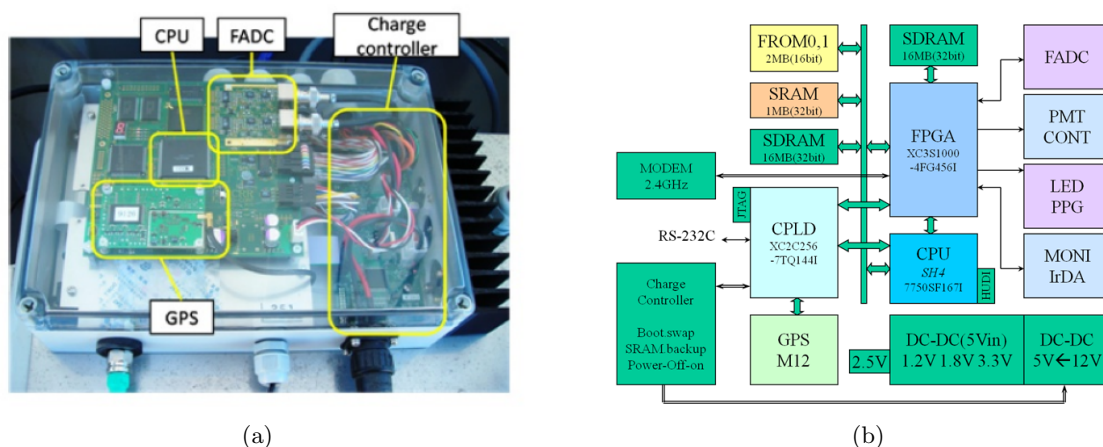


図 2.7: (a)TALE-SD のエレクトロニクス。TA 実験の SD アレイと同型のものを用いている。(b)SD エレクトロニクスのブロック図 [66]。

## 2.6.3 通信塔基本構成

図 2.8 に通信塔の外観を示す。通信塔は主に SD と通信するための無指向性アンテナとエレクトロニクス、トリガー用エレクトロニクス、データ収集 (Data Acquisition、DAQ) 用の産業用 PC、通信塔同士が通信するための指向性アンテナとエレクトロニクス、太陽光電池パネルとバッテリーで構成されている。通信塔と各 SD との通信には無線 LAN が用いられている。現在 TALE-SD に設置されているエレクトロニクスは TA 実験と同型のもので、2.4 GHz 帯の電波を用いて、トリガー用の通信は 2.0 Mbps、DAQ は 1.0 Mbps で通信している。通信等間士の通信には、上記の通信との干渉を避けるために 5.7 GHz 帯の電波が使われる。

## 2.6.4 SD データ収集システム

TALE-SD では、通信塔のエレクトロニクスと各 SD が通信を行うことでデータを収集している [66]。このことを Data Acquisition (DAQ) と呼ぶ。またトリガーは 3 種類あり、それぞれレベル 0 トリガー、レベル 1 トリガー、レベル 2 トリガーと呼ばれる。この節では DAQ の流れと、トリガーについて詳しく述べる。





図 2.8: TALE 実験用のデータ通信塔の外観 (MDCT)。電力源は太陽光パネルによる発電である。中央の右奥に MD/TALE-FD ステーションがある。

### Minimum Ionizing Particle (MIP)

物質中での荷電粒子の電離によるエネルギー損失には最小値があり、最小エネルギー損失のときの粒子は Minimum Ionizing Particle (MIP) と呼ばれている。MIP は後述するトリガー条件のしきい値の単位として用いられる。また、シンチレータを通過する粒子の大半はミュオンであり、ミュオンの単位長さあたりのエネルギー損失量の下限値は決まっていることから、このエネルギー量 (1 MIP) を用いて、各 SD の応答を較正し、規格化する。

### レベル 0 トリガー

信号の大きさがある一定のレベルを超えているかどうかを判断して「レベル 0 トリガー」を定義する。空気シャワー由来の荷電粒子の多くは、上下 2 層のシンチレータを貫通する。よって、上下層でコインシデンスをかけ空気シャワー由来の荷電粒子を判別する。レベル 0 トリガーの波形積分時間は 8 bin (1 bin = 20 ns) であり、しきい値はおよそ 0.3 Mip に対応する 15 FADC カウントである。トリガー条件を満たした波形の記録長はおよそ 2.56  $\mu$ s で、継続時間の長い信号は連続した複数の波形として保存される。レベル 0 トリガーは以下のような手順で判定される。

1. 8 bin の FADC 値の積算値 (=  $S_8$ ) を 8 bin ずつ移動しながら計算し、GPS の 1 PPS 信号間の 1 秒間における  $S_8$  の最頻値を計算する。この値を次の 1 秒のペDESTAL 値とする。
2.  $S_8$  を 1 bin ずつ移動しながら計算し、 $S_8$  からペDESTAL を引いた値が上下層共にしきい値 (15 FADC カウント、およそ 0.3 Mip 相当) よりも大きければ、レベル 0 トリガーを発行する。なお、トリガーから 1280 ns 以内に次のトリガーが発生した場合は無視する。
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。波形はトリガーの 640 ns 以前から 1920 ns 以後まで保存される。

トリガーの 1280 ns 以後から 2560 ns 以後の間に 2 つ目のトリガーが発行された場合、波形の重複を防ぐために 2 つ目のトリガータイミングは 1 つ目のトリガータイミングの 2560 ns 後に遅延させる。データの SDRAM への転送と同時に、波形の積分値、波形の最大値、1 PPS 間のクロック数、波形番号を保存する。レベル 0 トリガーテーブルと呼ばれるこれらの情報は、10 ms 毎に CPU と共有する SDRAM へ DMA (Direct Memory Access) 転送される。

### レベル 1 トリガー

8 bin の FADC 積分値からペDESTAL レベルを引いた値が 150 FADC (およそ 3MIP 相当) より大きい場合を「レベル 1 トリガー」と定義する。レベル 0 トリガーテーブルを基に、通信塔のエレクトロニクスへと送信するレベル 1 トリガーテーブルを作成する手順について以下に示す。

1. GPS の 1 PPS の発行と同時に CPU に割り込みがかかり、割り込み処理と同時にレベル 0 トリガーテーブルを FPGA から読み込む。
2. DMA 転送中であれば、それが終了するまで待機した後、レベル 0 トリガーの処理を開始する。それと同時に、上下層共に波形の積分値からペDESTAL を引いた値がしきい値である 150 FADC カウントよりも大きければレベル 1 トリガーを発行する。
3. レベル 1 トリガーに対して、トリガータイミングを表すクロック数を  $\mu\text{s}$  単位の時間に変換したもの (20 bit) と波形の積分値の上下層の平均 (4 bit) を組み合わせて、3 byte のデータとして記録する。このまとまりをレベル 1 トリガーテーブルと呼ぶ。

### レベル 2 トリガー

通信塔のエレクトロニクスは各 SD からレベル 1 トリガーテーブルを収集し、レベル 1 トリガーが  $8 \mu\text{s}$  の時間内に 4 台以上の SD で発行される状態を「レベル 2 トリガー」と定義する。最終的には、このレベル 2 トリガーをもって空気シャワーイベントが到来したと判定する。レベル 2 トリガーが存在するとき、レベル 2 トリガーの判定に用いられた SD のうち、最も早くレベル 0 トリガーを発行した SD のトリガー時刻が DAQ リストに登録される。レベル 2 トリガーの判定手順を以下に示す。

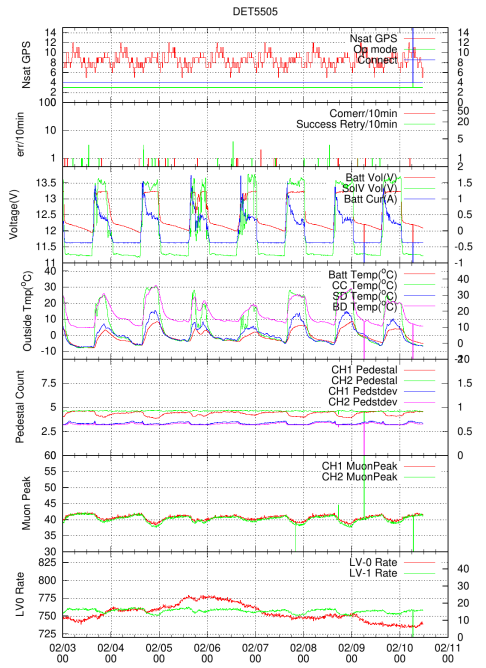
1. レベル 1 トリガーテーブルを SD から取得する。これと同時に後述するモニターデータも取得する。DAQ リストが空でない場合は最も古い DAQ リストの送信も行う。
2. GPS の 1 PPS の発行と同時に CPU に割り込みがかかり、レベル 1 トリガーテーブルの  $\mu\text{s}$  単位の時間 (20 bit) と SD 座標番号 (12 bit) を組み合わせ、さらに時系列順に並び替えてアレイ全体のトリガーテーブルを生成する。
3. このトリガーテーブルを  $8 \mu\text{s}$  のゲート幅で走査し、4 台以上の SD でレベル 1 トリガーが見つかった場合、レベル 2 トリガーを発行し、DAQ リストへ登録する。
4. レベル 2 トリガーが発行されると、通信塔のエレクトロニクスは全ての SD に波形送信命令を発行し、SD はレベル 2 トリガーの時刻から  $\pm 32 \mu\text{s}$  の範囲に波形が見つかったとき、すなわちレベル 0 トリガーがあったとき、それに対応する波形を通信塔のエレクトロニクスへと送信する。

## SD のモニター情報

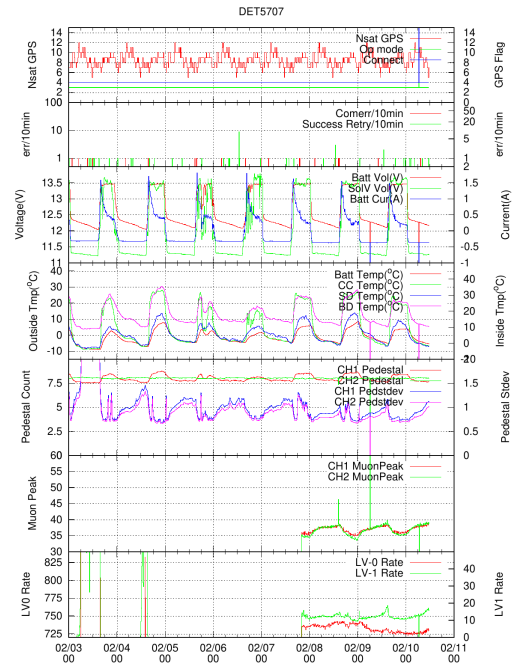
全ての SD で、個々に、以下のモニター情報が常時 (特に明示されていない場合は 10 分毎に計測される) 記録されており、これらのデータを集めてモニターグラフとしてプロットして、データの解析・運用管理に利用している。

- 通信 (捕捉) できている GPS の衛星数
- GPS の operation mode (通常は位置固定モード、プロットでは 3 がこのモードに対応)
- GPS の状態を表すフラグ
- 10 分あたりの通信エラー回数
- 10 分あたりのリトライ通信回数
- 1 分毎のバッテリーとソーラーパネルの出力電圧、バッテリーの出力電流値
- 1 分毎のバッテリー・チャージコントローラー・SD・メインボードの温度
- シンチレータ上下層それぞれのペDESTALヒストグラム
- シンチレータ上下層それぞれのミュオン信号ヒストグラム
- 1 分毎のレベル 0・1 のトリガーレート

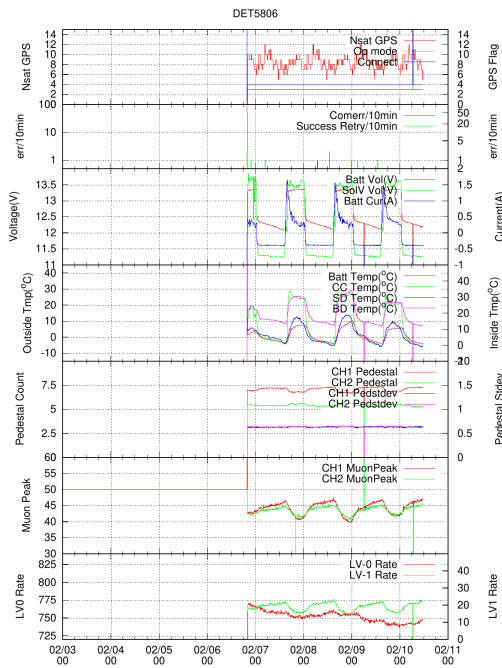
これらのモニター情報を確認し、必要に応じて SD をメンテナンスする。正常な場合 (図 2.9a)、ペDESTALのふらつきが大きい場合 (図 2.9b)、通信に問題がある場合 (図 2.9c)、GPS に問題がある場合 (図 2.9d) の SD のモニターグラフを図 2.9 にそれぞれ示す。



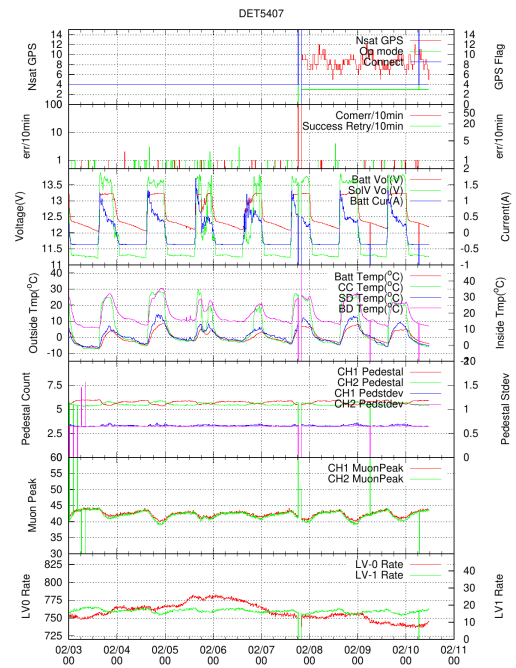
(a) 正常な SD



(b) ペDESTALのふらつきが大きい SD



(c) 通信に問題がある SD



(d) GPS に問題がある SD

図 2.9: TALE-SD の 2023 年 2 月 3 日から 2022 年 2 月 11 日までの 8 日間のモニタープロットの例。それぞれのグラフの上から順に、通信できている GPS 衛星数、通信状態、バッテリー電圧、気温、各チャンネルのペDESTALと標準偏差、各チャンネルのミュオンピーク、トリガーレートを示す。横軸は協定世界時 (Coordinated Universal Time, UTC) を用いた時刻であり、日本標準時 (Japan Standard Time, JST) より 9 時間遅れている。

## 第3章 モンテカルロシミュレーション

SD アレイによる宇宙線観測では、各 SD で検出された空気シャワーの粒子数と時間差から宇宙線の到来方向と空気シャワーのコア位置を決定する。また宇宙線のエネルギーは、各 SD の粒子数密度から推定した空気シャワーの横方向分布と宇宙線の到来方向の天頂角から決定される。しかし横方向分布と天頂角を使ってエネルギーを決定するには、ハドロン相互作用を考慮したモンテカルロシミュレーションで横方向分布と天頂角、エネルギーの関係を事前に求める必要がある。

この節では本研究で使用したモンテカルロシミュレーションとハドロン相互作用モデルについて説明する。空気シャワーシミュレーションには CORSIKA (ver 7.35000) [67] を用い、TALE-SD アレイの検出器応答については GEANT4 [68] を使用した。ハドロン相互作用モデルは QGSJETII-04 [69] を、電磁成分のシミュレーションについては EGS4 [70] を使用した。

### 3.1 空気シャワーシミュレーション CORSIKA

CORSIKA (COsmic Ray Simulations for KAscade) は様々な種類の宇宙線によって発生する二次粒子群をフルシミュレートできる空気シャワーシミュレーションプログラムである。プログラムは FORTRAN で書かれ、原子核、ハドロン、ミューオン、電子、光子の大気中での運動と散乱、エネルギー損失、相互作用、崩壊をシミュレートできる。本研究では、実際の観測サイトであるアメリカユタ州に合わせて、海拔高度を 1430 m として空気シャワーを CORSIKA シミュレーションで作成した。

#### 3.1.1 シニング (thinning)

TALE 実験で対象としている宇宙線のエネルギーは  $10^{16.5}$  eV を超え、エネルギーが増えるに従って生成される二次粒子数も大きくなる。空気シャワーの二次粒子群をフルシミュレートすると非常に多くの時間がかかってしまう。そこで、一般的にこのエネルギー領域の空気シャワーのシミュレーションでは、図 3.1 に示すように、シニング (thinning) と呼ばれる簡素化手法が用いられる [71, 72]。この手法では、大量の二次粒子群が生成されるときに粒子を「間引いて」生成数を減らす。そして生成されなかった粒子数に相当する重みを生成された粒子に持たせることで、情報の損失をある程度防ぐ。

しかし、この手法は粒子数や粒子の到来時刻に大きな揺らぎを生み出し、シニングしていないシャワーとは異なる数密度を与えてしまう場合もある。この問題を図示したのが図 3.1 である。実線で表された粒子が入射した検出器のみが粒子を検出しこの検出器では粒子数が大きくなる一方で、点線で表されるシニングによって破棄された粒子の射線上にある検出器からは粒子が検出されないという問題が生じる。そこで以下に述べるデシニングが必要になる。

#### 3.1.2 デシニング (dethinning)

シニング情報を持った粒子から地表での粒子情報を復元する方法をデシニング (dethinning) という。TALE-SD アレイのモンテカルロシミュレーションでも TA-SD アレイ用に開発されたデシニング手法を用いる [73]。はじめに、最終的に得られる情報の正確さと CPU の処理速度の兼ね合いから、シニングレベル



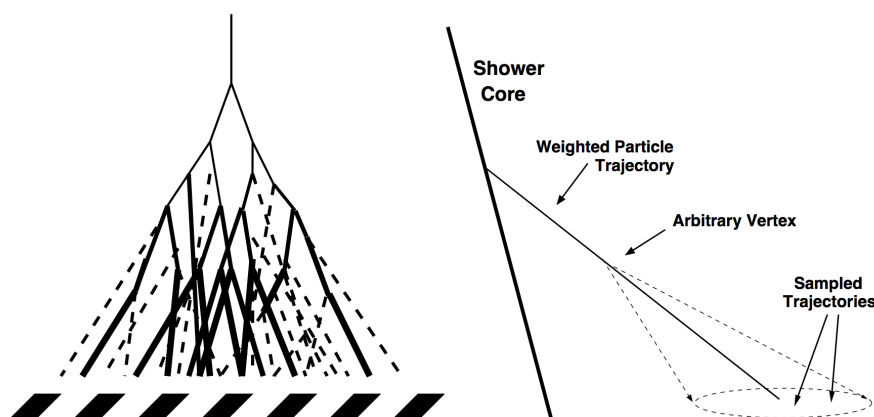


図 3.1: シニングによって発生する問題を表す図 (左) とシニングのアルゴリズム (右)。左図において、点線は実際のシャワーでは存在するが、シニングによって破棄された粒子を表す [73]。

を決定する。

本研究ではシニングレベルを  $10^{-6}$  に設定した。シニングレベルが  $10^{-6}$  の意味は、二次粒子のエネルギーが一次粒子のエネルギーの  $10^{-6}$  を下回ったときシニングする、ということである。(例えば、一次粒子のエネルギーが  $10^{19.0}$  eV の場合では、二次粒子のエネルギーが  $10^{13.0}$  eV ( $= 10^{-6} \times 10^{19.0}$  eV) 以下になったとき初めてシニングされる。) そのエネルギーを下回ると、いくつかの粒子をまとめた 1 粒子が新たに生成される。この粒子は、まとめた粒子分の重み  $w$  を持つ。このようにしてシニングする。

次にデシニングを行う。シニングによってまとめられた重み  $w$  を持つ 1 粒子から、ガウス分布を用いて確率的に軌道方向とエネルギーを決める。このときのガウス分布の中心はそれぞれシニングによってまとめられた重み  $w$  を持つ 1 粒子の軌道方向とエネルギーであり、またガウス分布の幅については、デシニングされた空気シャワーがフルモンテカルロシミュレーションで生成された空気シャワーをよく再現できるように最適化された幅を用いる。

図 3.2 にシニングされた (Thinned) 空気シャワーと、フルモンテカルロシミュレーションで作成された (Non-thinned) 空気シャワーの粒子数の横方向分布の比較と、シニングされた後デシニングによって復元された (Dethinned) 空気シャワーと、フルモンテカルロシミュレーションで作成された (Non-thinned) 空気シャワーの粒子数の横方向分布の比較を示す [74]。ここで、一次粒子は  $10^{19.0}$  eV の陽子で空気シャワーの天頂角は  $45^\circ$  である。この図を見ると、デシニングによって粒子数の横方向分布が平均値・二乗平均平方根 (Root Mean Square, RMS) 共によく再現されることが分かる。

## 3.2 検出器応答シミュレーション Geant4

本研究では、空気シャワー粒子が検出器に入射した際に、SD で起こる相互作用とエネルギー損失をモンテカルロシミュレーションで計算するために GEANT4 を用いた。本節ではこれについてと、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も述べる。

### 3.2.1 空気シャワー粒子のエネルギー損失

GEANT4 は様々な (素) 粒子の物質中での相互作用をシミュレートすることのできるソフトウェアである。シミュレーションは C++ で記述でき、物理プロセスや検出器のジオメトリ・データ生成やその保存、シミュレーションの視覚化などの多くのツールキットで構成される。そのため、検出器の素材や形状を自

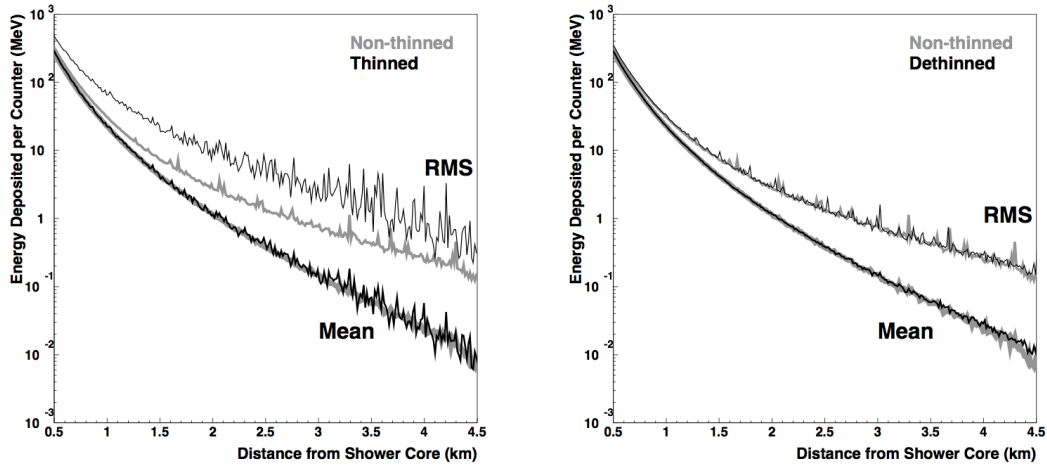


図 3.2: 一次宇宙線核種が陽子、エネルギーが  $10^{18.0}$  eV、天頂角が  $45^\circ$  の空気シャワーの TA-SD 内での粒子数横方向分布。左図はシンングレベル  $10^{-6}$  でシンングされた (Thinned) 空気シャワー、右図はシンングされた後デシンングによって復元された (Dethinned) 空気シャワーの粒子数横方向分布をそれぞれ示す。比較のため、両図共にフルモンテカルロで作られた (Non-thinned) 空気シャワーの結果を灰色で重ね書きしている。

由に設定することができ、ユーザーの目的に沿ったシミュレーションが可能である。CORSIKA によって生成された空気シャワー粒子の検出器中でのエネルギー損失の計算をその都度 GEANT4 でシミュレートすることは計算時間が大幅にかかってしまうため、その代わりとして本研究では GEANT4 シミュレーションで事前に作成されたルックアップテーブルを用いることで計算を簡略化した。

図 3.3 にルックアップテーブルを作るための GEANT4 シミュレーションで設定した SD の形状と、SD のステンレスボックス内の構成を示す。ここで、ステンレスボックスの構造は見やすくするために各構成要素を上にならして配置している。各構成要素は以下のように色で種類分けされている。

- ■ : 屋根 (鉄、1.4 mm)、屋根の指示具 (鉄)。
- ■ : ステンレスボックスの上蓋 (1.5 mm) と下蓋 (1.2 mm)、上下層を分離するためのステンレス板 (1.0 mm)
- ■ : ブラックシート (0.8 mm)
- ■ : タイベックシート 4 層 (各層 0.4 mm)
- ■ : プラスチックシンチレータ 2 層 (各層は厚さ 12 mm、1500 mm × 2000 mm) で、1 層は 8 枚の部分シンチレータ (厚さ 12 mm、1500 mm × 250 mm を組み合わせて構成されている。)
- ■ : 発泡スチロール (5.0 mm)

実際の SD では、ブラックシートは 0.2 mm のものを 4 枚重ねたもの、タイベックシートは 0.2 mm のものを 2 枚重ねたものを使用しているが、シミュレーションではこれらを 1 層として扱っている。様々な粒子種、エネルギー、天頂角の粒子を SD に入射することで、シンチレータの上下層でのエネルギー損失を計算できる。しかし、空気シャワー毎に GEANT4 シミュレーションを毎回行くと膨大な時間がかかる。そこで、本研究では荷電粒子と SD のエネルギー損失の関係をルックアップテーブルとして事前に計算したものをを用いた。このルックアップテーブル作成の際に GEANT4 シミュレーションプログラム内に記述する SD 周囲の状況の概略図を図 3.4 に示す。ここで地面の密度は  $2.0 \text{ g/cm}^2$ 、厚みは 2.3 m としている。以下にルックアップテーブル作成のための一次粒子とその二次粒子のエネルギー損失を計算する手順を示す。

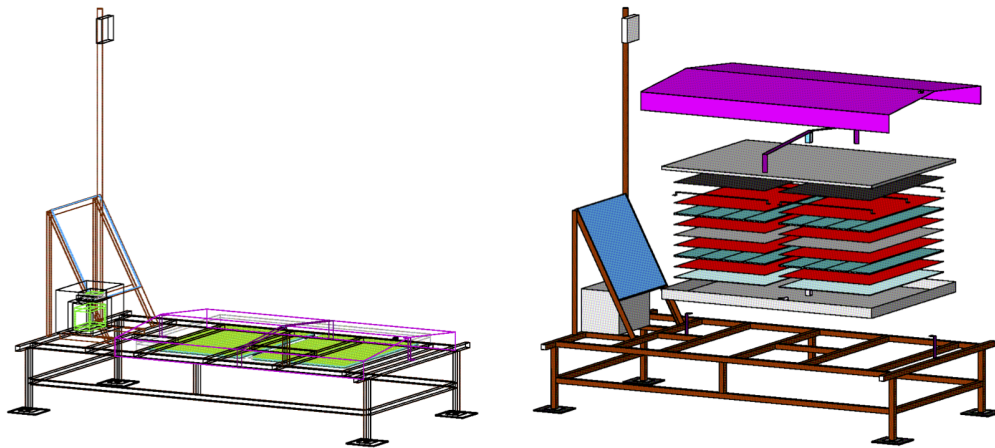


図 3.3: シミュレーションプログラム内に記述した SD の外観 (左) と、SD のステンレスボックス部分の構成 (右) [75]。

1. SD を中心として、 $6 \text{ m} \times 6 \text{ m}$  の範囲にランダムに一次粒子の到来点を決定する。
2. 一次粒子の到来方向にランダムな方位角を与える。
3. 一次粒子を入射し、SD の各層ごとのエネルギー損失を求め、記録する。
4. これらの作業を  $1.2 \times 10^6$  回行う。

ここで、一次粒子の到来点を SD の面積 ( $1.5 \text{ m} \times 2 \text{ m}$ ) よりも 12 倍大きい  $6 \text{ m} \times 6 \text{ m}$  としたのは、検出器の縁での一次粒子の相互作用や、SD 付近の地表に落ちた一次粒子によって生成される二次粒子の影響を考慮に入れるためである。そして、一次粒子の  $E, \theta$  を変化させて上の手順を繰り返し、粒子種毎に粒子の  $E, \theta$  からシンチレータ中でのエネルギー損失を求めるルックアップテーブルを作成した。

このシミュレーションで得られたエネルギー損失の 2 次元ヒストグラムを図 3.5 に示す。横軸は上層でのエネルギー損失、縦軸は下層でのエネルギー損失を表す。このヒストグラムは、両層ともにエネルギー損失がゼロである場合は含んでいない。図 3.5a はエネルギーが  $1 \text{ GeV}$ 、天頂角が  $0^\circ$  のミュオンが入射した場合のヒストグラムである。上下層共におよそ  $2 \text{ MeV}$  ( $\log_{10} E \sim 0.3$ ) に強いピークを持つことが分かる。図 3.5b はエネルギーが  $1 \text{ GeV}$ 、天頂角が  $60^\circ$  のミュオンが入射した場合のヒストグラムである。上下層共におよそ  $4 \text{ MeV}$  に強いピークを持つことが分かる。

これは天頂角が  $60^\circ$  で入射した荷電粒子は天頂角が  $0^\circ$  で入射した荷電粒子に比べて、検出器内で 2 倍の物質質量を通過するからである。また、片方の層のエネルギー損失が  $4 \text{ MeV}$  の部分に帯状の分布が見える。これは粒子が片方の層を通過し、もう片方の層をかすめる、または全く通過しない場合によるものであると考えられる。

図 3.5c はエネルギーが  $1 \text{ GeV}$ 、天頂角が  $0^\circ$  のガンマ線が入射した場合のヒストグラムである。上下層共におよそ  $4 \text{ MeV}$  に強いピークを持つことが分かる。エネルギー損失がミュオンの 2 倍となるのは、ガンマ線は SD の屋根や内部で電子陽電子対生成を発生させるためである。上層のエネルギー損失に帯状の分布が見える。これは上層のシンチレーション内で対生成された電子や陽電子が仮装を通過するケースを示している。図 3.5a と図 3.5b の上下層共に  $0.3 \text{ MeV}$  以下の領域に見える分布は、検出器の縁での相互作用や、SD 付近の地表に落ちたガンマ線によって生成される二次粒子の影響によるもので、SD 付近の地表に落ちたガンマ線によって生成される二次粒子の影響は天頂角  $0^\circ$  の場合と比べて天頂角  $60^\circ$  の方が大きくなる。TALE 実験のためのモンテカルロシミュレーションでは、こうして得られたルックアップテーブルを利用

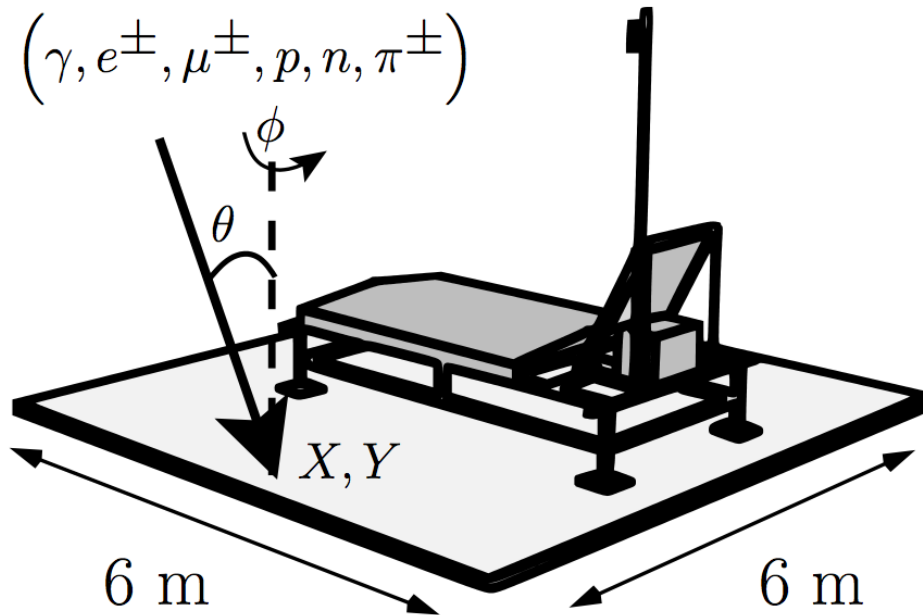


図 3.4: SD の応答を GEANT4 を用いて計算する際に、シミュレーションプログラム内に記述する SD 周囲の状況の概念図。ある核種・天頂角  $\theta$ ・エネルギー  $E$  を与えた粒子を  $6 \times 6 = 36\text{ m}^2$  の範囲にランダムに降らせて、方位角  $\phi$  もランダムに与える。矢印は入射粒子のジオメトリ例を表す [74]。

して、デシニングされた空気シャワー粒子によるシンチレータ中でのエネルギー損失を計算する。シミュレーションでは、 $6\text{ m} \times 6\text{ m}$  のタイルで仕切られた地表面を用意し、空気シャワーのコア位置から  $8.4\text{ km}$  までの各タイルのエネルギー損失を計算している。(この方法は TA 実験のためのモンテカルロシミュレーションと同様である。)

### 3.2.2 エレクトロニクスの応答とトリガー条件・DAQ システム

TALE-SD では分解能 12 bit、サンプリング周波数 50 MHz の FADC が使われており、上下層シンチレータでのエネルギー損失はそれぞれ FADC カウント値として記録される。また、各 SD で記録された信号は第 2 章で述べたようにレベル 0 トリガー、レベル 1 トリガー、レベル 2 トリガーと呼ばれる 3 種類のトリガー条件で判定され、収集される。TALE 実験のモンテカルロシミュレーションでは、SD アレイの配置や実際に SD で記録されているキャリブレーションデータを考慮に入れて各 SD のエレクトロニクスの応答がシミュレートされている。また、実際の検出器と同じトリガー条件・DAQ システムのアルゴリズムを使い、実データと同じフォーマットで信号波形データを記録している。

用いられるキャリブレーションデータは実データのモニターデータから生成されたもので、実データ解析に対しても同様のものを使う。キャリブレーションデータの詳細は付録 A に記載する。

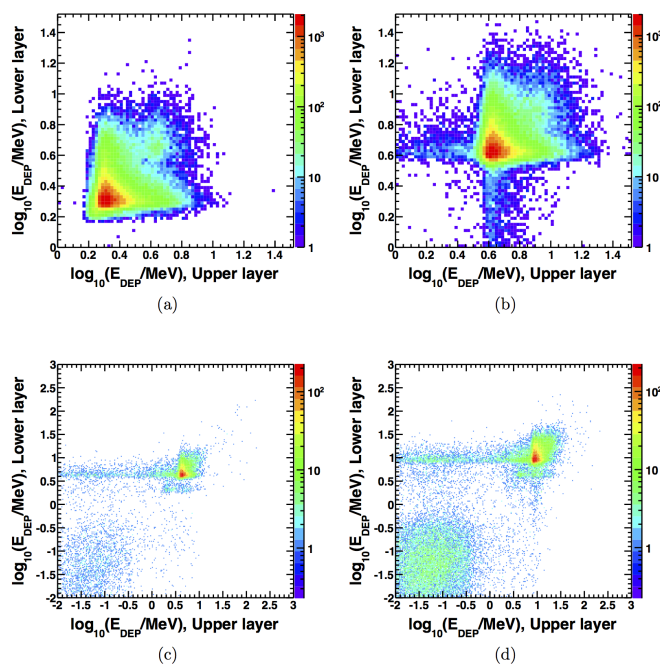


図 3.5: SD 内でのエネルギー損失の 2 次元ヒストグラムの例 [74]。横軸は上層でのエネルギー損失、縦軸は下層でのエネルギー損失を表し、色は頻度を表す。(a) : エネルギー 1 GeV、天頂角  $0^\circ$  の  $\mu^+$  が入射した場合、(b) : エネルギー 1 GeV、天頂角  $60^\circ$  の  $\mu^+$  が入射した場合、(c) : エネルギー 1 GeV、天頂角  $0^\circ$  の  $\gamma$  が入射した場合、(d) : エネルギー 1 GeV、天頂角  $60^\circ$  の  $\gamma$  が入射した場合をそれぞれ表す。

### 3.3 TALE-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-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以下の手順で宇宙線イベントデータを生成する。

1. CORSIKA シミュレーションでシニング (thinned) した空気シャワーを生成する。
2.  $6\text{ m} \times 6\text{ m}$  のタイルで仕切られた  $16.8\text{ m} \times 16.8\text{ m}$  の面積を持つ地表面を用意し、そこにシニングされた空気シャワーを地表面の中心に入射させる。このとき、シニングされた空気シャワー粒子をデシニングによって復元する。事前に GEANT4 シミュレーションで計算したルックアップテーブルを用いて、空気シャワーのコア位置を中心とした  $8.4\text{ km}$  までの各タイルの SD 内の上下層シンチレータでのエネルギー損失を計算する。
3. 手順 2 のタイル状の地表面上で TALE-SD アレイをランダムに移動させて空気シャワーのコア位置をランダムに決定する。またアレイをランダムに方位角方向に回転させ、空気シャワーの方位角をランダムに決定する。いつの TALE-SD アレイを使用するかをランダムに決めることで、イベントの到来時間もランダムに決定している。空気シャワーの天頂角については、1 つの空気シャワーに 1 つの天頂角を決めており固定の値である。
4. 手順 2, 3 で決まった値から実際の TALE-SD アレイの配置に最も近いタイルを選択し、その SD でのエネルギー損失を求める。次にキャリブレーションデータを用いてエネルギー損失を FADC の波形信号に変換する。このとき、シングルミュオンなどのアクシデンタル信号やノイズなどのバックグラウンドも考慮してシミュレートする。



5. 実際の実験と同じトリガー条件と DAQ のアルゴリズムを用いて各 SD の波形を実際のデータと同じフォーマットで記録する。
6. 手順 4, 5, 6 をシミュレートしたいイベント数に相当する回数繰り返す。

### 3.3.1 モンテカルロシミュレーション (MC) データセット

本研究で用いた MC データセットを表 3.1 に示す。コア位置は、図 3.7 に示すようにランダムに分布させた。本研究では独立な空気シャワーイベントを陽子・鉄でそれぞれ 100 個ずつ用意し、それらの空気シャワーコア位置と方位角を上記で述べた条件下でランダムに分布させ 3,800 回ずつ再利用することで、合計で陽子と鉄でそれぞれ 380,000 個ずつの空気シャワーを生成した。さらにシャワーの再利用の過程で、TALE-SD アレイの実際のキャリブレーションデータの中からランダムに日時を取り出し、イベントの日時を再現している。5.9 にあるように、天頂角や方位角は実際の観測データの分布を再現できている。

表 3.1: モンテカルロシミュレーションデータセット

相互作用モデル	QGSJETII-04
一次宇宙線原子核種	陽子・鉄
エネルギー	$E = 10^{18.0}$ eV (固定)
天頂角 $\theta$	$\theta = 30^\circ$ (固定)
方位角 $\phi$	$0^\circ \leq \phi \leq 360^\circ$ (一様ランダム)
TALE-SD アレイ	78 台、2019/10/01 - 2022/09/30
生成イベント数	陽子・鉄ともに 380,000 イベント

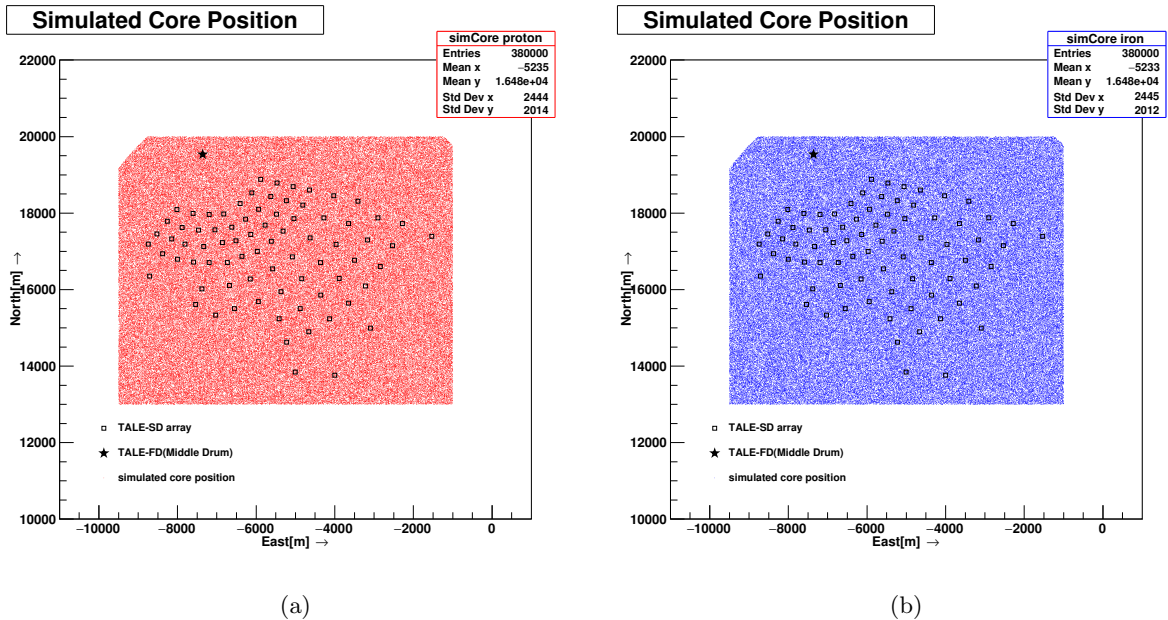


図 3.6: シミュレートした空気シャワーのコア位置分布。(a) 陽子、(b) 鉄宇宙線をそれぞれ表す。★が TALE-FD(MD) を、□が TALE-SD アレイを、赤が陽子、青が鉄宇宙線空気シャワーのコア位置をそれぞれ表す。Entries はそれぞれ生成した空気シャワー数を表す。



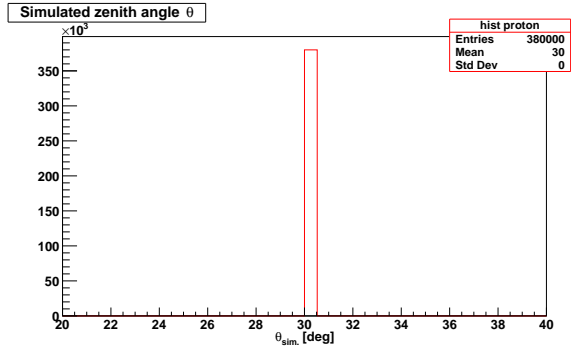
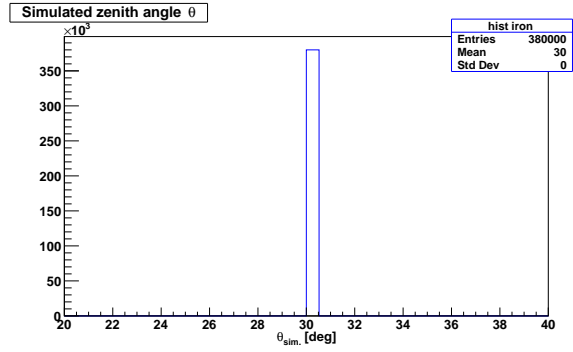
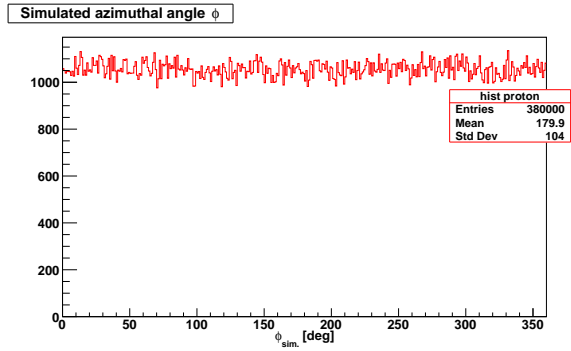
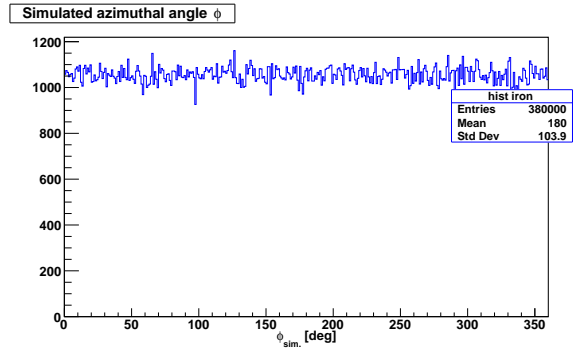
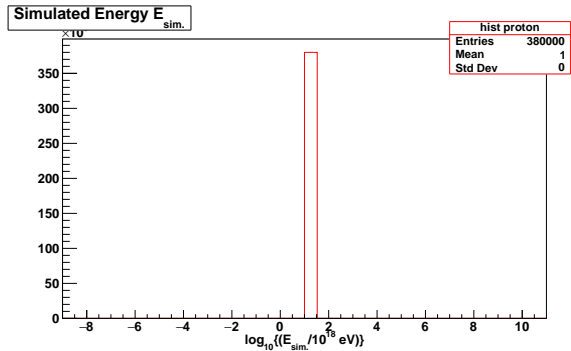
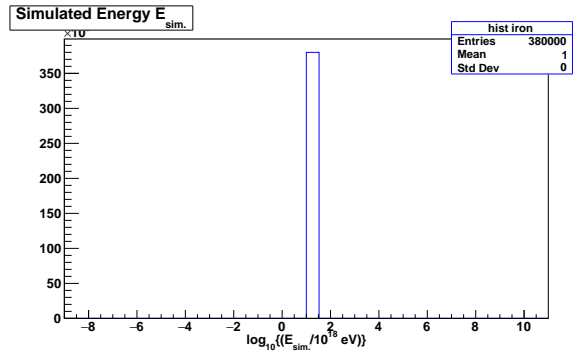
(a)  $\theta_{\text{sim.}}$ (b)  $\theta_{\text{sim.}}$ (c)  $\phi_{\text{sim.}}$ (d)  $\phi_{\text{sim.}}$ (e)  $\log_{10}(E_{\text{sim.}}/10^{18} \text{ eV})$ (f)  $\log_{10}(E_{\text{sim.}}/10^{18} \text{ eV})$ 

図 3.7: シミュレートした空気シャワーの各パラメータのヒストグラム。左列は陽子宇宙線、右列は鉄宇宙線をそれぞれ表し、(a)(b) は天頂角、(c)(d) は方位角、(e)(f) はエネルギーをそれぞれ表す。Entries はそれぞれ生成した空気シャワーのイベント数を表す。

## 第4章 TALE-SDによる宇宙線化学組成解析

地表検出器 (以下 SD) アレイで宇宙線化学組成を解析する利点は2つある。1つ目は統計量である。24時間 365日稼働による大統計量の蓄積が見込めるので、小さな統計誤差での解析が可能である。2つ目は異方性解析への応用である。TALE-SD アレイを用いたエネルギースペクトル [77] や異方性解析 [78] には一次宇宙線の化学組成が考慮されていない。大気蛍光望遠鏡が全天の一部のみ観測するのに対して、SDは全天から到来する空気シャワーイベントを捉えるため、将来的にはこれらの解析への応用が期待できる。本研究では現行の TALE-SD イベント再構成ソフトウェア [77] と、モンテカルロシミュレーションによる一次宇宙線核種が陽子/鉄 (以降陽子宇宙線、鉄宇宙線) の空気シャワーを用いて、一次宇宙線核種に依存するパラメータを探索・抽出した。また、後述する機械学習への入力パラメータとして用いるために全てのパラメータを1イベントごとのパラメータとして求めた。以下ではまず TALE-SD アレイで観測される空気シャワーイベントの再構成手法について述べ、その後各パラメータの抽出・計算方法について述べる。

### 4.1 TALE-SD イベント再構成

図 4.1 に TALE-SD アレイによって観測されたイベントの一例を示す。TALE-SD によって観測された空気シャワーイベントは以下の手順で再構成される。

1. 空気シャワーの各 SD に入射した粒子到来時刻  $(t_{\text{hit}})_i$  と粒子数密度  $\rho_i$  の決定
2. 1. の各 SD の粒子数密度  $\rho_i$  と座標  $(x_i, y_i, z_i)$  を用いた空気シャワーの到来方向  $(\theta, \phi)$  とコア位置  $(C_x, C_y)$  の仮決定 (Rough fit)
3. 2. のコア位置  $(C_x, C_y)$  と 1. の各 SD の到来時刻  $(t_{\text{hit}})_i$  を用いた空気シャワーコア位置の到来時刻  $t_0$  と方向  $(\theta, \phi)$  の決定 (Geometry fit)
4. 1. の各 SD の粒子数密度  $\rho_i$  と 3. の到来方向  $(\theta, \phi)$  を用いた空気シャワーのコア位置  $(C_x, C_y)$  の決定 (Lateral distribution fit)
5. 4. で求めたコア位置を用いて、再び Geometry fit
6. 5. で求めた到来方向を用いて、再び Lateral distribution fit
7. Geometry fit・Lateral distribution fit が成功した空気シャワーイベントの一次宇宙線のエネルギーの決定

以下に各手順の詳細を示す。

#### 4.1.1 粒子到来時刻・粒子数密度の決定

粒子の到来時刻について、各 SD はレベル 0 トリガーが発行される以前の 640 ns から以後 1940 ns までの範囲の FADC 値を記録しており、データの先頭時刻は必ずしも信号波形の位置を表していないので、これをそのまま粒子の到来時刻として用いてはならない。そこで波形の FADC 値から信号の立ち上がり時刻

2022/11/28 11:25:37

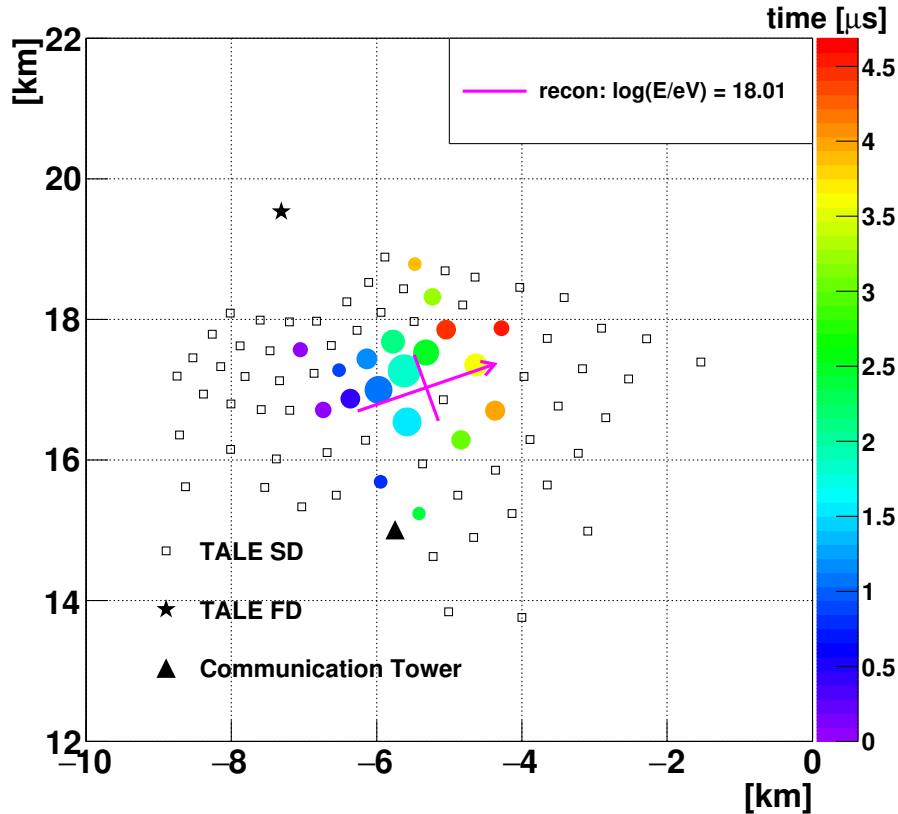


図 4.1: 2022 年 11 月 28 日 11 時 25 分 37 秒 (協定世界時、UTC) に TALE-SD アレイで観測された空気シャワーイベント。 $\square$ は TALE-SD アレイを、 $\star$ は TALE-FD を、 $\blacktriangle$ はコミュニケーションタワーを、 $\bullet$ はヒットした TALE-SD をそれぞれ表す。円の大きさは各 SD に入射した粒子数を表し、色は時間差を表す。 $\rightarrow$ は再構成後の空気シャワーの到来方向を表し、矢印の交点は再構成後の空気シャワーコア位置を表す。この空気シャワーイベントの再構成後のエネルギーは  $\log_{10}(E_{\text{rec.}}/\text{eV}) = 18.01$  である。

と立ち下がり時刻を求め、その立ち上がり時刻を空気シャワー粒子が入射した到来時刻として用いる。粒子数密度は以下のように求める。まず求めた立ち上がり時刻から立ち下がり時刻までの間を空気シャワー粒子による信号の範囲とし、ペDESTALを差し引いた FADC 値の積分値を計算する。次に FADC 値からエネルギー損失への変換係数 (17 FADC  $\approx$  1 MeV) を用いて変換する。最後にエネルギー損失から粒子数への変換係数 (2 MeV  $\approx$  1 MIP) を用いて、エネルギー損失から粒子数密度へと変換する。複数の波形が存在する場合は記録された全波形に対してこの手順を行う。

### 不調な SD の除去

一部の SD はいくつかの原因により、まれに解析に用いることができない。このような SD のデータをそのまま解析に用いると、再構成に悪影響を及ぼす。それを未然に防ぐため、不調な SD の除去を行った。

1. SD の FADC 値からエネルギー損失への変換係数が 6 以上 54 以下 (典型値: 17)
2. SD のエネルギー損失から粒子数への変換係数が 1 以上 (典型値: 10)
3. FADC のペDESTAL値が 1 以上 20 以下 (典型値: 5)

4. レベル0 トリガーレートが 500 Hz 以上 1000 Hz 以下 (典型値：740 Hz)
5. 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 以下
6. 通信エラーが発生していない

1. の変換係数の値に上下限を設けている理由は、劣化した SD を取り除くためである。

#### バックグラウンドミュオンでトリガーされた SD の除去

SD には観測対象の空気シャワーによる粒子以外にも、バックグラウンドミュオン (以降  $\mu_{BG}$ ) もランダムに入射している。これらのミュオンの頻度は TA サイトの高度ではおよそ 700 Hz で、レベル2 トリガーで収集されたデータのうち、700 Hz  $\times$  64  $\mu$ s  $\sim$  4.5% がこの  $\mu_{BG}$  である。 $\mu_{BG}$  による信号かどうかを判断するために以下の式を用いた。

$$\left| (t_{\text{hit}})_i - (t_{\text{hit}})_j \right| < \frac{R_{ij}}{c} \quad (4.1)$$

$$R_{ij} = |\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j| \quad (4.2)$$

$$\mathbf{R}_i = (x_i, y_i, z_i) \quad (4.3)$$

ここで  $(t_{\text{hit}})_i$  は各 SD の粒子到来時刻、 $R_{ij}$  は  $i$  番目と  $j$  番目の SD 間の距離、 $c$  は光速である。式 4.1 の計算をトリガーされた全ての SD に対して行う。式 4.1 を満たさない SD の台数を各 SD において計算する。そしてその台数が 2 台以上である SD は  $\mu_{BG}$  によるものとして再構成解析から取り除く。次に、各 SD について隣接する SD がトリガーされているか確認する。トリガーされているが、その SD の隣接する全ての SD がトリガーされていない場合、その SD も  $\mu_{BG}$  によるものとして再構成解析から取り除く。

#### 4.1.2 空気シャワーイベント初期値の決定 (Rough fit)

空気シャワーイベントの到来時間・到来方向・コア位置を再構成に要する時間を短縮するため、Geometry fit の前に大まかに決定する。以下の式から空気シャワーコア位置  $\mathbf{R}_{\text{cog}}$  (cog = Center Of Gravity) を決定する。

$$\mathbf{R}_{\text{cog}} = (C_{x,\text{cog}}, C_{y,\text{cog}}, C_{z,\text{cog}}) \quad (4.4)$$

$$C_{x,\text{cog}} = \frac{\sum_{i=0}^{N_{\text{SD}}} \rho_i \cdot x_i}{\sum_{i=0}^{N_{\text{SD}}} \rho_i}, C_{y,\text{cog}} = \frac{\sum_{i=0}^{N_{\text{SD}}} \rho_i \cdot y_i}{\sum_{i=0}^{N_{\text{SD}}} \rho_i}, C_{z,\text{cog}} = \frac{\sum_{i=0}^{N_{\text{SD}}} \rho_i \cdot z_i}{\sum_{i=0}^{N_{\text{SD}}} \rho_i} \quad (4.5)$$

式 4.5 で求まるコア位置は、 $N_{\text{SD}}$  台のそれぞれの SD で測定された粒子数密度から計算された空気シャワーコアの重心位置である。なお  $C_{z,\text{cog}}$  は式 4.5 で計算された値で固定し、以降の再構成手順でも変化しない。空気シャワーのコア位置と方向ベクトル  $\mathbf{n}(\theta, \phi)$  を地表に射影した単位ベクトルを  $\mathbf{u}(\phi)$  とすると、空気シャワーを板状と仮定したときのある SD の粒子到来時刻は式 4.6 で表される。

$$(t_{\text{rel}})_i = t_0 + \frac{l_i}{c} = t_0 + \frac{1}{c} \{ (\mathbf{R}_i - \mathbf{R}) \cdot \mathbf{u}(\phi) \} \sin \theta \quad (4.6)$$

ここで  $\mathbf{R} = \mathbf{R}_{\text{cog}}$  として、 $\theta, \phi$  について解くことで、方向ベクトル  $\mathbf{n}(\theta, \phi)$  の簡易決定値を得る。図 4.2 に空気シャワーが地表へ到来したときの模式図を示す。

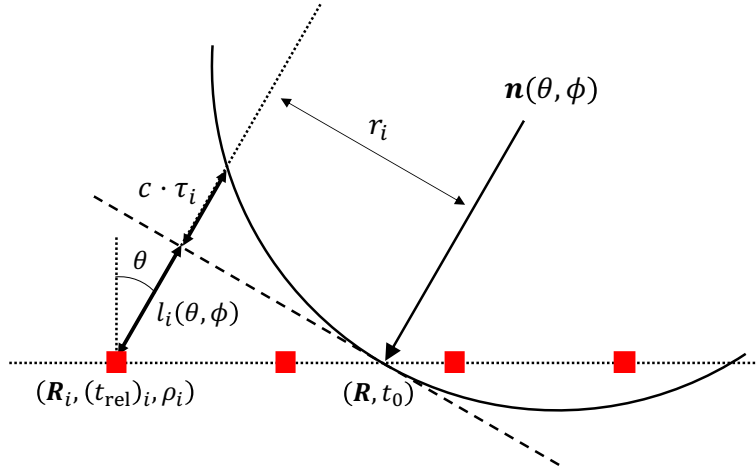


図 4.2: 空気シャワーコアが地表へ時間  $t_0$  に到来した時点の模式図。 $\mathbf{n}(\theta, \phi)$  は空気シャワー軸の方向ベクトルを、 $\mathbf{R}$  は空気シャワーコアの位置ベクトルを、 $\tau_i$  は空気シャワーの曲率による粒子のシャワー平面からの遅れを、 $l_i$  は時間  $t_0$  でのシャワー平面と各 SD との距離を、 $r_i$  は各 SD からシャワー軸までの距離を、 $\mathbf{R}_i$ ,  $(t_{\text{rel}})_i$ ,  $\rho_i$  はそれぞれ各 SD の位置ベクトル、空気シャワー粒子の到来時刻、粒子数密度を、■ は SD を、 $c$  は光速度をそれぞれ表す。

#### 4.1.3 空気シャワーコアの到来時刻・到来方向の決定 (Geometry fit)

TALE-SD 再構成ソフトウェアでは空気シャワーの到来方向を精度良く決定するため、粒子到来時刻の空気シャワー面へのフィッティングによって到来方向を決定する。空気シャワーの曲率による粒子のシャワー平面からの到来時刻の遅れを表す関数  $\tau$  に以下に示す式 4.7, 4.8 を用いている [21, 76]。

$$\tau(r, \rho, \theta) = (8 \times 10^{-10}) a(\theta) \left(1.0 + \frac{r}{30 \text{ m}}\right)^{1.5} (\rho/\text{m}^{-2})^{-0.5} \text{ [s]} \quad (4.7)$$

$$\sigma_\tau(r, \rho, \theta) = (7 \times 10^{-10}) a(\theta) \left(1.0 + \frac{r}{30 \text{ m}}\right)^{1.5} (\rho/\text{m}^{-2})^{-0.3} \text{ [s]} \quad (4.8)$$

$$a(\theta) = \begin{cases} 3.3836 - 0.01848\theta & (\theta < 25^\circ) \\ c_3\theta^3 + c_2\theta^2 + c_1\theta + c_0 & (25^\circ \leq \theta \leq 35^\circ) \\ \exp(-3.2 \times 10^{-2}\theta + 2.0) & (\theta > 35^\circ) \end{cases} \quad (4.9)$$

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

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

ここで、 $r$  [m] はシャワー軸から SD までの垂直距離、 $\rho$  [ $\text{m}^{-2}$ ] は粒子数密度である。 $\tau$  とその標準偏差  $\sigma_\tau$  は Linsley が求めたシャワーの曲率による粒子のシャワー平面からの到来時刻の遅れの関数を TA 実験用に天頂角  $\theta$  [deg] の関数としてパラメータ化したものである [74]。 $a(\theta)$  は”linsley curvature”と呼ばれるもので、空気シャワーの曲率を表すパラメータである。

これらを用いて、式 4.10, 4.11, 4.12 に示す  $\chi_{\text{geometry}}^2$  を最小にする  $t_0, \theta, \phi$  を求める。ここで  $t_0$  は空気シャワーコアが地表に到来した時刻、 $\phi$  は南を  $0^\circ$  として時計回りを正とした方位角である。

$$\chi_{\text{geometry}}^2(t_0, \theta, \phi, (t_{\text{rel}})_i) = \sum_{i=0}^{N_{\text{SD}}} \frac{[(t_{\text{rel}})_i - (t_{\text{fit}})_i]^2}{(\sigma_{\text{fit}})_i^2} \quad (4.10)$$

$$(t_{\text{fit}})_i = t_0 + \frac{l_i}{c} + \tau(r_i, \rho_i, \theta) \quad (4.11)$$

$$(\sigma_{\text{fit}})_i = \frac{2}{3} \cdot \sigma_\tau + 10^{-18} \text{ [s]} \quad (4.12)$$

#### 4.1.4 横方向分布・コア位置の決定 (Lateral distribution fit)

各SDで得られた粒子数密度を、式 4.13, 4.14 に示す横方向分布関数  $f_{\text{ldf}}(r)$  でフィットする。なお  $f_{\text{ldf}}(r)$  は AGASA 実験で得られた経験式を用いている [17]。

$$f_{\text{ldf}}(r) = A_{\text{scale}} \left( \frac{r}{91.6 \text{ m}} \right)^{-1.2} \left( 1.0 + \frac{r}{91.6 \text{ m}} \right)^{-\eta(\theta)+1.2} \left[ 1 + \left( \frac{r}{1000 \text{ m}} \right)^2 \right]^{-0.6} \quad [/\text{m}^2] \quad (4.13)$$

$$\eta(\theta) = 3.97 - 1.79(\sec \theta - 1) \quad (4.14)$$

$r$  は各SDからシャワー軸までの垂直距離、 $\theta$  は天頂角、 $A_{\text{scale}}$  は定数、 $\eta(\theta)$  はべきである。これらを用いて、以下に示す  $\chi_{\text{ldf}}^2$  を最小にする空気シャワーのコア位置  $C_x, C_y$  と  $A_{\text{scale}}$  を求める。

$$\chi_{\text{ldf}}^2(C_x, C_y, A_{\text{scale}}) = \sum_{i=0}^{N_{\text{SD}}} \frac{\{\rho_i - f_{\text{ldf}}(r_i)\}^2}{\sigma_{\rho_i}^2} \quad (4.15)$$

$$\sigma_{\rho_i} = \sqrt{\sigma_{\text{MIP}}^2 + \rho_i \cdot (1 + 0.0049 + 0.01)} \quad (4.16)$$

#### 4.1.5 一次宇宙線エネルギーの決定

Geometry・Lateral distribution fit に成功した空気シャワーイベントは、シャワー軸から 600 m 離れた地点での粒子数密度  $S_{600} \equiv f_{\text{ldf}}(r = 600 \text{ m})$  と再構成後の天頂角  $\theta_{\text{rec}}$  を用いて、一次宇宙線のエネルギーを決定する。一次宇宙線核種への依存が比較的少ないエネルギー推定量である  $S_{600}$  [79]、再構成後の天頂角  $\theta_{\text{rec}}$  と、シミュレーションで指定した一次宇宙線のエネルギーの関係を表したテーブル (エネルギーテーブルと呼ぶ) を図 4.3 に示す。

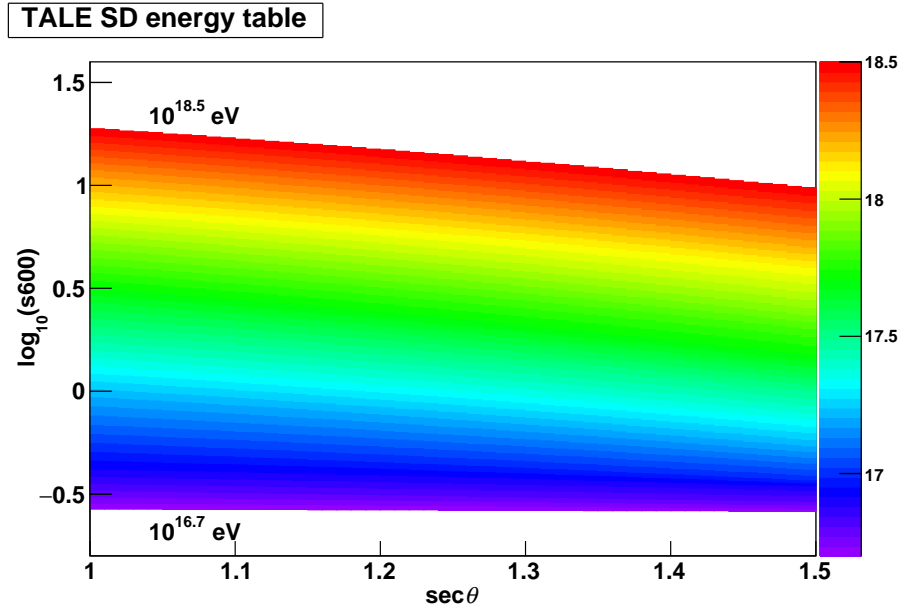


図 4.3: TALE-SD アレイのためのエネルギー推定テーブル。横軸は  $\sec \theta$  を、縦軸は  $S_{600}$  の対数を表す。虹色で示される領域は宇宙線の一次エネルギーを表す。紫は  $10^{16.7} \text{ eV}$  を、赤は  $10^{18.5} \text{ eV}$  を表す。



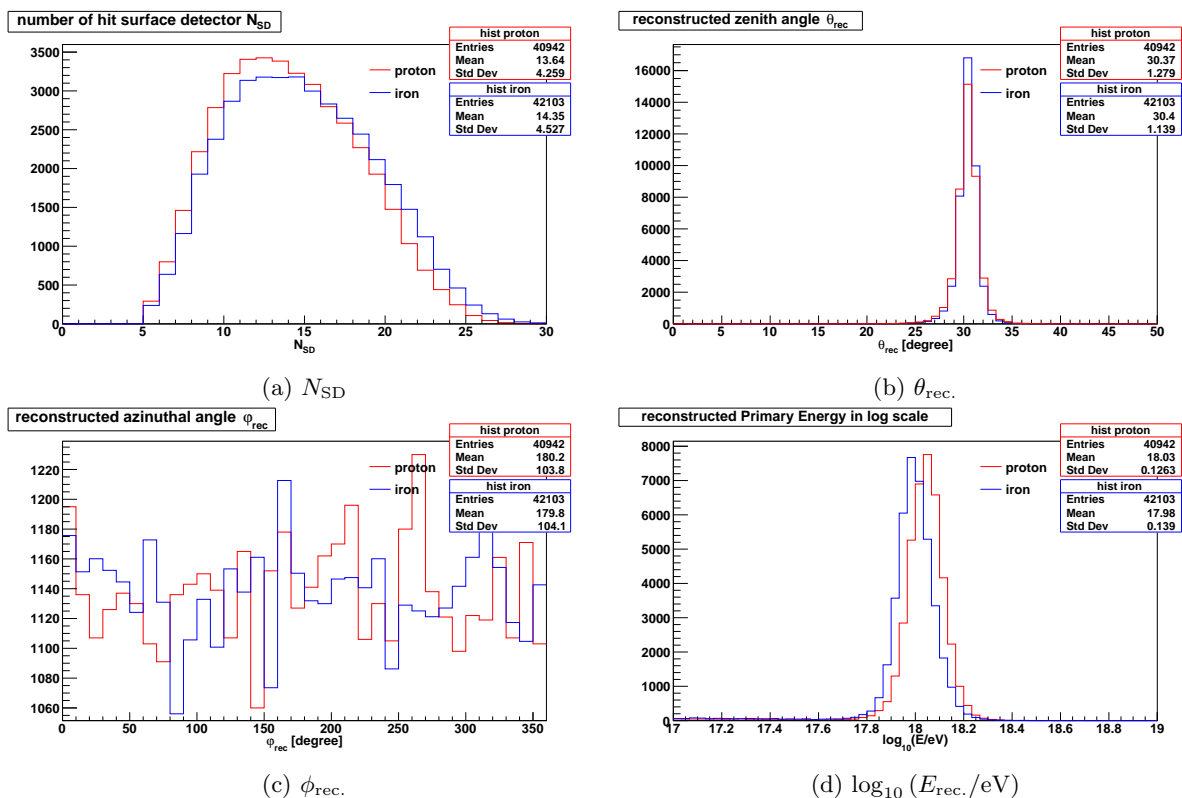


図 4.4: (a) ヒットした SD 台数  $N_{SD}$ , 再構成後の (b) 天頂角  $\theta_{rec.}$ , (c) 方位角  $\phi_{rec.}$ , (d) エネルギー  $\log_{10}(E_{rec.}/eV)$  のヒストグラム。赤が陽子、青が鉄宇宙線を表す。Entries は宇宙線のイベント数を表す。

#### 4.1.6 イベントセレクション

上記の再構成を通過したイベントの中には、うまく再構成されていないイベントが存在する。そのようなイベントを取り除くために表 4.1a に示すセレクションを通過したイベントのみを解析に使用した。ここ

表 4.1: (a)1 宇宙線イベントに対するセレクション。(b)SD に対するセレクション。

(a)	(b)
$N_{SD} \geq 5, N_{thickness} \geq 1$	波形の記録時間が $2.56 \mu s$ (128 bin) 以内
$\chi_{geometry}^2/d.o.f. \leq 4, \chi_{ldf}^2/d.o.f. \leq 2$	波形のうち、15 FADC を満たす時間ビンの数が 2 つ以上
$(\sigma_{\theta}^2 + \sin^2 \theta \sigma_{\phi}^2)^{0.5} \leq 2.5 \text{ deg.}$	波形のうち、45 FADC を満たす時間ビンの数が 1 つ以上
$\sigma_{S_{600}}/S_{600} \leq 0.25$	波形信号が saturate していない
$0^\circ \leq \theta_{rec.} \leq 45^\circ$	SD が $400 \text{ m} \leq r \leq 700 \text{ m}$ の範囲にある

で、 $N_{SD}$  はヒットした SD の台数を、 $\chi_{geometry}^2$ ,  $\chi_{ldf}^2$  はそれぞれ Geometry fit、Lateral distribution fit のカイ二乗を、 $\sigma_{\theta}$ ,  $\sigma_{\phi}$ ,  $\sigma_{S_{600}}$  は天頂角  $\theta$ 、方位角  $\phi$ 、 $S_{600}$  のエラーを、 $N_{thickness}$  はヒットした SD のうち、表 4.1b を満たす SD の台数をそれぞれ表す。

## 4.2 空気シャワーの形状に現れる一次宇宙線原子核種の違い

空気シャワーは板状に到来せず、シャワー軸に対して垂直方向に広がり(縦方向発達に対して横方向分布と呼ぶ)、曲率と厚みを持って地表に到来する。図 4.5 に一次宇宙線核種が陽子である場合と鉄である場合の空気シャワーの地表での振る舞いの違いのイメージ図を示す。本研究では空気シャワーの以下の3つの特徴に焦点を当てた。

- 横方向分布への広がり
- 地表付近での曲率
- シンチレータで記録される波形に現れる厚み

軽い原子核由来の宇宙線は重い原子核由来のものと比較して1核子あたりの持つエネルギーが大きくその相互作用断面積が小さいため、より大気深くまで突入して相互作用を起こす。地表近く(大気深く)で発達を迎えるほど横方向へは広がりにくく、曲率半径が小さいため大きな曲率を持って地表に到来すると考えられる。

また軽い原子核由来の宇宙線は前述の理由から、大気中の粒子との相互作用によって地表まで届かない粒子の数が比較的少ない。よって比較的電磁成分とミュオン成分を両方持った状態で地表に到来する。これに対し重い原子核由来の宇宙線は、軽い原子核由来の宇宙線と比較するとミュオン成分が多い。したがって軽い原子核由来の宇宙線によって引き起こされる空気シャワーはより厚みを持っていると考えられる。これらの特徴に一次宇宙線核種の違いが現れると考え、本研究ではそれぞれの特徴を引き出すパラメータを陽子/鉄宇宙線を用いて探索・抽出した。以降の節ではこれらの特徴に着目したパラメータの抽出・計算方法について述べる。

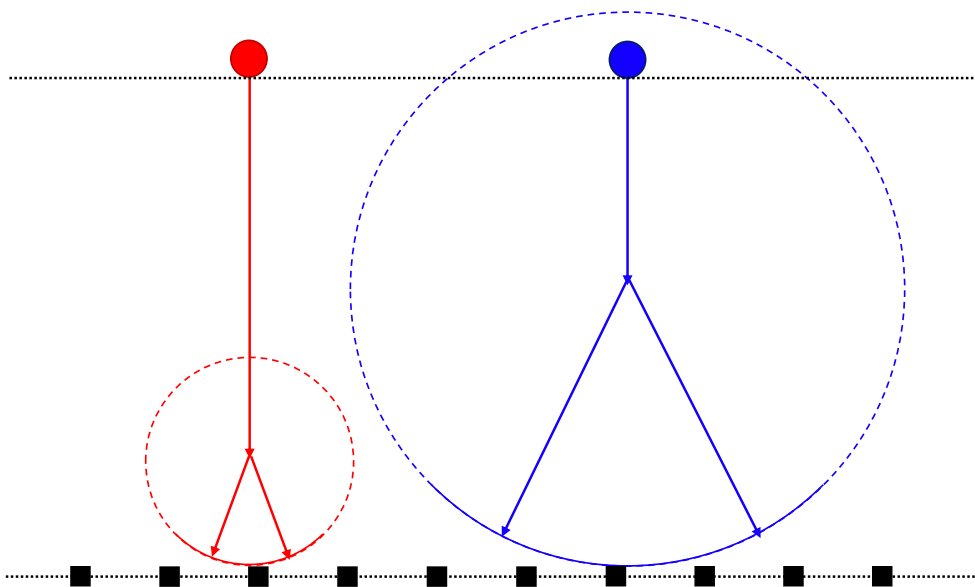


図 4.5: 一次宇宙線核種の違いによる空気シャワーの発達の違い。●は一次宇宙線核種が陽子の場合を、●は一次宇宙線核種が鉄原子核の場合を、■はSDをそれぞれ表す。一次エネルギーが同じであれば、陽子よりも鉄のほうが1核子あたりの持つエネルギーが小さく、相互作用断面積は大きいため、比較的上空で最大発達を迎える。図の実線で示される円は粒子の到来範囲を表し、鉄原子核の方が陽子よりも大きい。

### 4.3 横方向分布のパラメータ

横方向分布に関する9パラメータを式 4.13 に示す横方向分布関数と、ヒットしたSDの2種類に着目し探索・抽出した。これらのパラメータは現行の再構成ソフトウェア [77] に影響が出ないように、全て再構成後の値を用いて計算している。

#### 4.3.1 横方向分布関数の定数・べき $A_{\text{scale}}, \eta_{\text{slope}}$

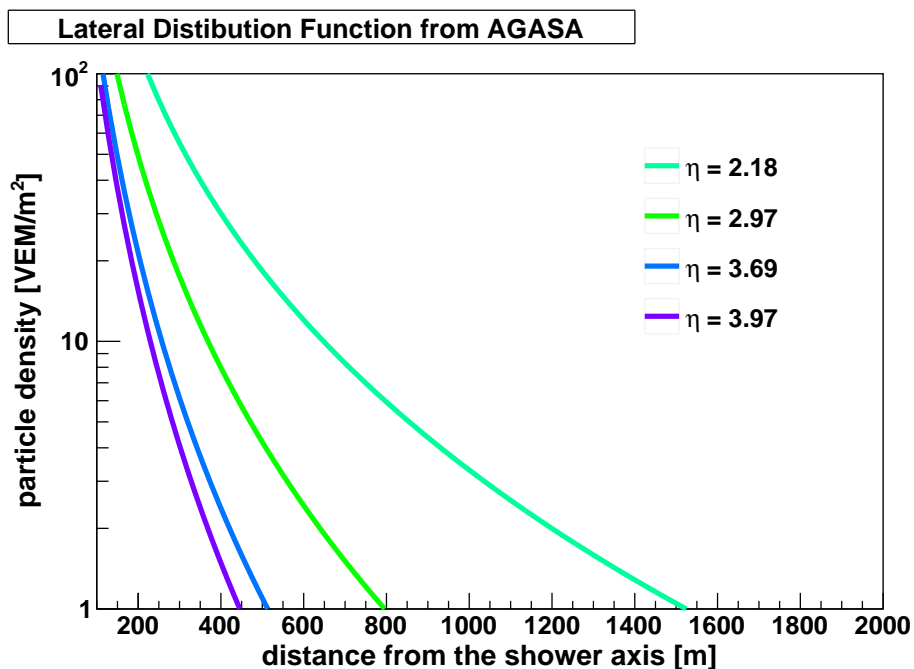


図 4.6: TALE-SD 再構成の Lateral distribution fit で用いている横方向分布関数のべき  $\eta$  依存性。横軸はシャワー軸からの距離  $r$  [m]、縦軸は粒子数密度  $\rho$  [VEM/m<sup>2</sup>] を表す。べきによる横方向分布の変化を見るために、定数  $A_{\text{scale}} = 1000$  とした。

現行の再構成ソフトウェアでは式 4.14, 図 4.6 にあるように、天頂角  $\theta$  が決まれば  $\eta(\theta)$  が 1 つ求まる。しかし、軽い原子核由来の宇宙線は重い原子核由来の宇宙線と比較して地表付近で最大発達を迎えるため、このべきに違いが現れると考えられる。そこで本解析では各 SD からシャワー軸までの距離  $r$  [m] と、粒子数密度  $\rho$  [VEM/m<sup>2</sup>] を用いて、横方向分布関数の定数とべき  $A_{\text{scale}}, \eta_{\text{slope}}$  を、カイ二乗フィッティングを用いてイベントごとに求めた。求めた  $A_{\text{scale}}, \eta_{\text{slope}}$  のヒストグラムを図 4.7a, 4.7b に示す。

#### 4.3.2 フィッティングのばらつき $S_b \cdot L_{\text{ldf}}$

空気シャワーの横方向分布のフィッティングのばらつきは核種によって異なる。大気上空で最大発達を迎えれば、それだけ地表では粒子が分散するため、フィッティングが難しくなる。本解析ではこの空気シャワーの「ばらつき」に焦点を当て、各 SD からシャワー軸までの距離  $r$  [m] と、粒子数密度  $\rho$  [VEM/m<sup>2</sup>] に

よって求まるパラメータ  $S_b$  と  $L_{\text{ldf}}$  を、式 4.17, 4.18 に示すように定義した [80, 81]。

$$S_b \equiv \frac{1}{N_{\text{SD}}} \sum_i^{N_{\text{SD}}} \rho_i \times \left( \frac{r_i}{r_0} \right)^b \quad (4.17)$$

$$L_{\text{ldf}} \equiv \frac{1}{N_{\text{SD}}} \sum_i^{N_{\text{SD}}} \frac{\rho_i}{f_{\text{ldf}}(r_i)} \quad (4.18)$$

ここで、 $N_{\text{SD}}$  はヒットした SD の台数、 $\rho_i, r_i$  は各 SD の粒子数密度、シャワー軸からの距離を表す。 $r_0$  は参照距離であり、本解析では  $r_0 = 400$  m とした。 $b$  はセパレーションパラメータで、横方向分布関数のべきから  $b = 2$  とした。 $f_{\text{ldf}}(r_i)$  は式 4.13 に示す横方向分布関数である。図 4.7c 4.7d に  $S_b, L_{\text{ldf}}$  のヒストグラムを示す。

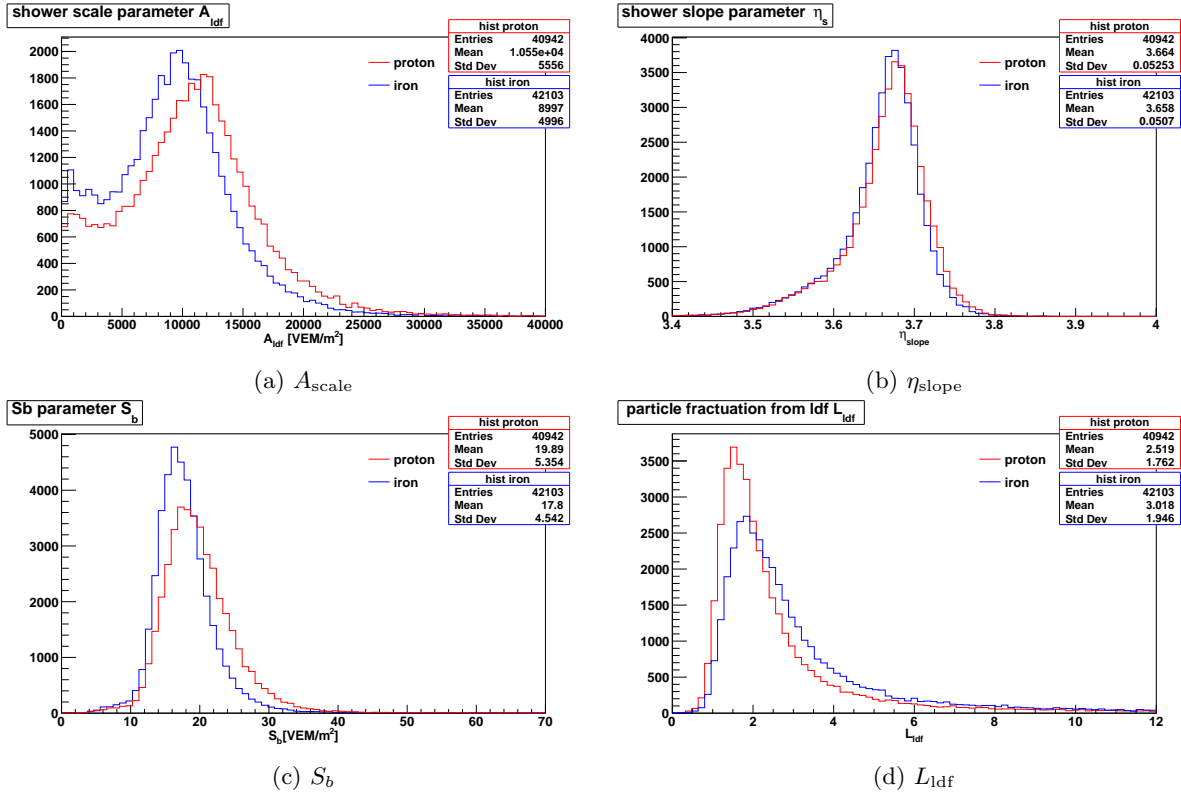


図 4.7: (a) 横方向分布関数の定数  $A_{\text{slope}}$ , (b) 横方向分布関数のべき  $\eta_{\text{slope}}$ , (c)  $S_b$ , (d)  $L_{\text{ldf}}$  のヒストグラム。赤が陽子宇宙線、青が鉄宇宙線を表す。Entries は宇宙線のイベント数を表す。

### 4.3.3 粒子数密度 $S_{200}, S_{600}, S_{1000}$

以下に示す横方向分布関数の  $r = 200, 600, 1000$  m のそれぞれにおける粒子数密度にも核種の違いが現れる。それぞれのヒストグラムを図 4.8 に示す。

$$S_{200} = f_{\text{ldf}}(r = 200 \text{ m}) \quad (4.19)$$

$$S_{600} = f_{\text{ldf}}(r = 600 \text{ m}) \quad (4.20)$$

$$S_{1000} = f_{\text{ldf}}(r = 1000 \text{ m}) \quad (4.21)$$

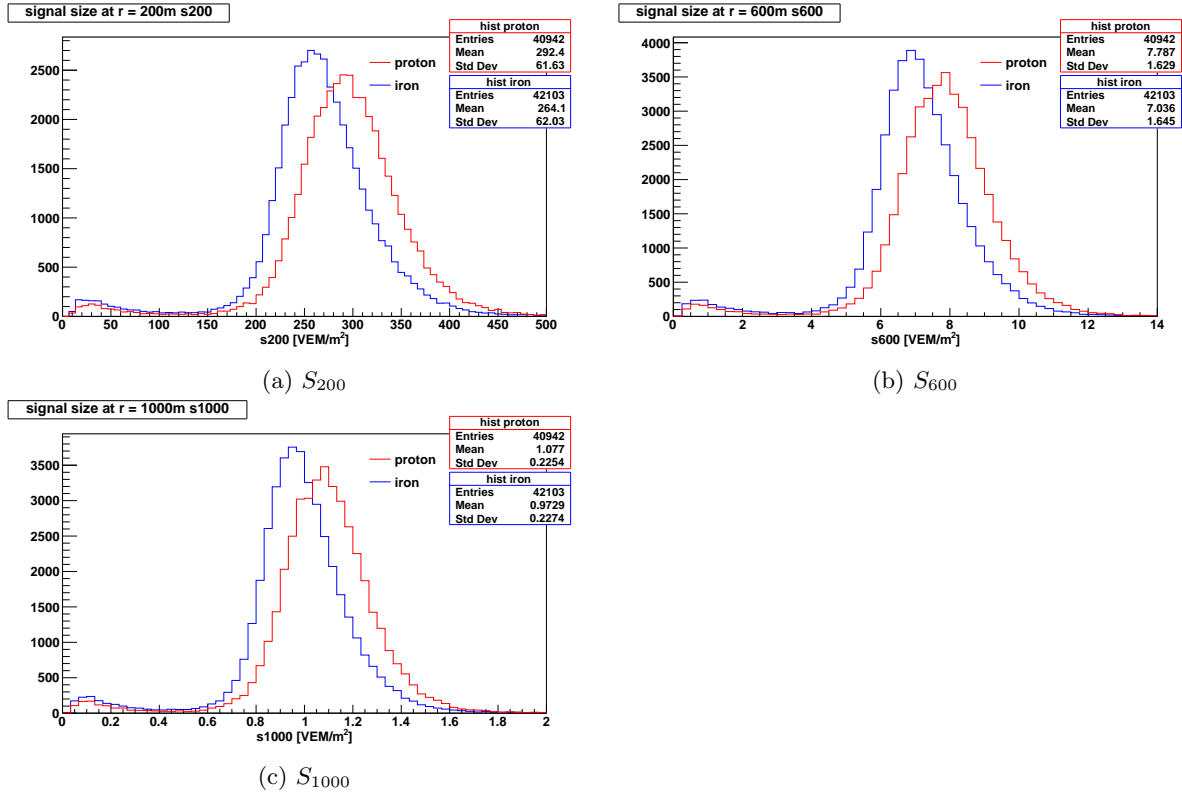


図 4.8: (a) $S_{200}$ , (b) $S_{600}$ , (c) $S_{1000}$  のヒストグラム。赤が陽子宇宙線、青が鉄宇宙線を表す。Entries は宇宙線のイベント数を表す。

#### 4.3.4 横方向分布確率 $P_{LT} = \text{lateral trigger}$

軽い原子核ほど 1 核子あたりのエネルギーが大きく、相互作用断面積が小さいため、大気の深くまで突入する。そして大気中の原子核と相互作用を起こし空気シャワーを生成する。これに対し、重い核種は比較的上空で相互作用を起こし空気シャワーを生成する。したがって地表での空気シャワー粒子の広がり方は一次宇宙線核種によって異なると思われる。空気シャワーの横方向分布確率 Lateral Trigger Probability  $\equiv P_{LT}(r_L)$  を式 4.22 で定義する [82]。

$$P_{LT}(r_L) \equiv \frac{N_{\text{trig.}}(r_L)}{N_{\text{trig.}}(r_L) + N_{\text{non-trig.}}(r_L)} \quad (4.22)$$

ここで  $r_L$  [m] は再構成後の空気シャワーコア位置  $\mathbf{R}_{\text{core}} = (C_x, C_y)$  からそれぞれの SD までの  $xy$  平面における距離、 $N_{\text{trig.}}$  は半径  $r_L$  の円内に存在するヒットした SD の台数、 $N_{\text{non-trig.}}$  は半径  $r_L$  の円内に存在するヒットしなかった SD の台数である。  $r_L \neq r$  である。

図 4.9 は MC シミュレーションによる TALE-SD アレイで観測された空気シャワーイベントを示す。一次宇宙線核種は陽子、 $\theta = 30^\circ$ ,  $E = 10^{18.0}$  eV である。表 4.2 に図 4.9 の場合の  $r_L = 500, 1000, 1500, 2000$  m の  $N_{\text{trig.}}$ ,  $N_{\text{non-trig.}}$ ,  $P_{LT}$  のそれぞれの値を示す。表 4.2 に計算例を示す。  $P_{LT}$  は  $r_L$  によって変化する。空気シャワーの最大発達深さ ( $X_{\text{max}}$ ) は一次宇宙線原子核種に依存する。その結果として地表での粒子の到来する面積に差が生じる。  $P_{LT}$  と  $r_L$  の関係を示すグラフを図 4.10 に示す。陽子/鉄宇宙線を比較した場合、

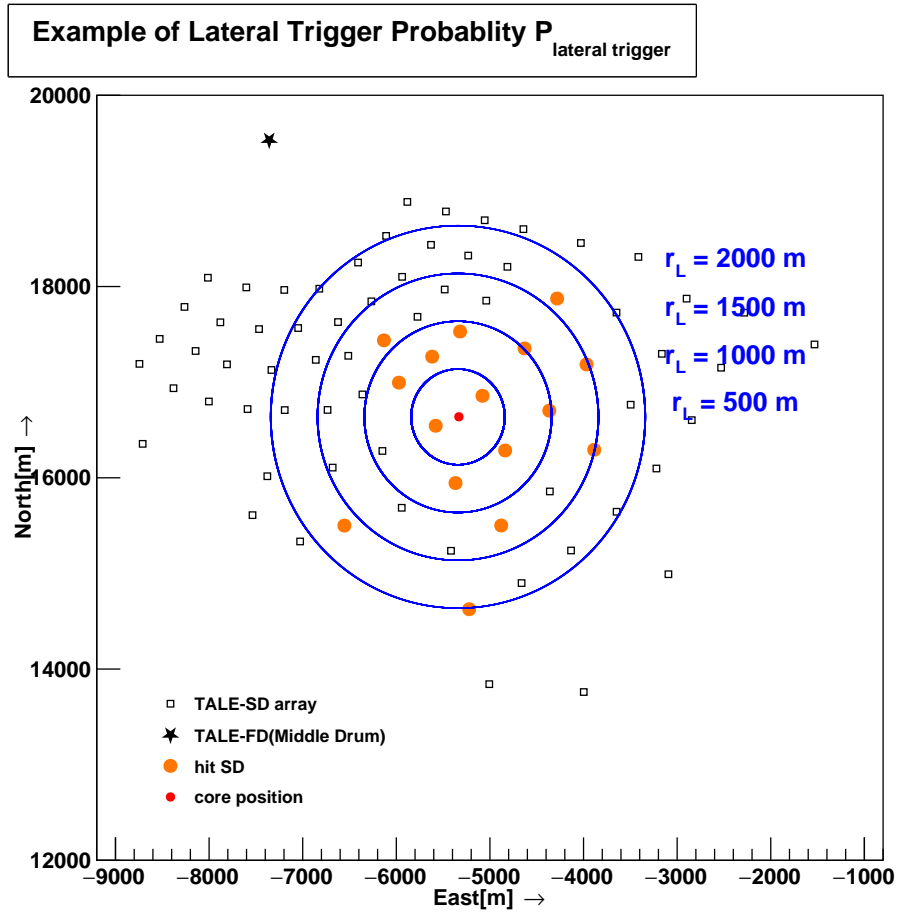


図 4.9: TALE-SD アレイで観測されたイベントディスプレイ。■は TALE-SD アレイ、★は TALE-FD(MD)、●はヒットした TALE-SD、●は再構成された空気シャワーコア位置を、○はそれぞれ再構成されたコア位置を中心とした、半径が内側の円から  $r_L = 500, 1000, 1500, 2000$  m の円をそれぞれ表す。

$300 \text{ m} \leq r_L \leq 800 \text{ m}$  では陽子の方が鉄よりも値が大きく、 $1100 \text{ m} \leq r_L$  で鉄の方が陽子よりも値が大きくなる。図 4.10 から、式 4.23 に示す  $P_{LT}$  を再定義し、式 4.24 に示す  $S_{LT}$  を定義する。

$$P_{LT} \equiv P_{LT} (1200 \text{ m} \leq r_L \leq 3000 \text{ m}) \quad (4.23)$$

$$S_{LT} \equiv \sum_{r_L=1300 \text{ m}}^{3000 \text{ m}} P_{LT}(r_L) \quad (4.24)$$

式 4.24 に関して、図 4.10 で  $r_L \sim 1300 \text{ m}$  から核種による違いが見られるため、 $S_{LT}$  の初項を  $r_L = 1300 \text{ m}$  とした。図 4.11 にそれぞれのグラフを示す。



表 4.2:  $r_L = 500, 1000, 1500, 2000$  m の場合の  $P_{LT}$  の計算例

$r_L$ [m]	$N_{\text{trig.}}$	$N_{\text{non-trig.}}$	$N_{\text{all}} = N_{\text{trig.}} + N_{\text{non-trig.}}$	$P_{LT} = N_{\text{trig.}}/N_{\text{all}}$
500	2	0	2	1.000
1000	8	1	9	0.889
1500	12	12	24	0.500
2000	13	27	40	0.325

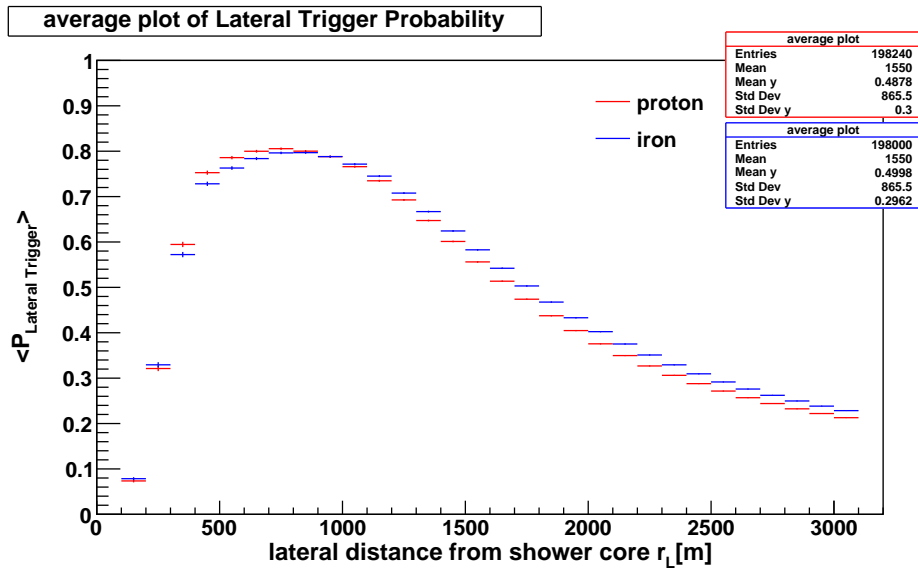


図 4.10:  $r_L$  を 100 m から 3100 m まで変化させた場合の  $P_{LT}$  の変化。横軸は  $r_L$  [m]、縦軸は  $\langle P_{LT} \rangle$  を表す。赤が陽子宇宙線、青が鉄宇宙線のイベントの平均をそれぞれ表す。

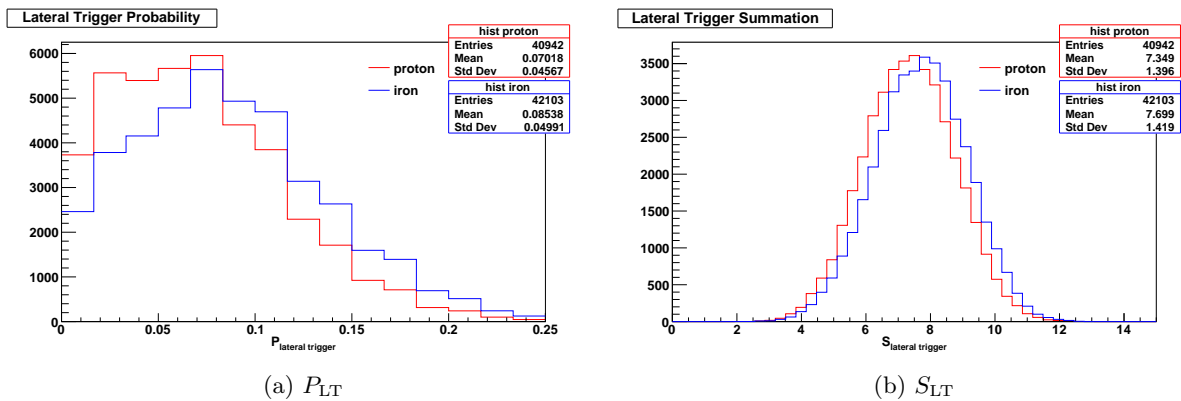


図 4.11: (a)  $1200 \text{ m} \leq r_L \leq 3000 \text{ m}$  の横方向分布確率  $P_{LT}$ , (b) 確率の和  $S_{LT}$  のヒストグラム。赤が陽子宇宙線、青が鉄宇宙線を表す。Entries は宇宙線のイベント数を表す。

## 4.4 曲率のパラメータ

曲率に関するパラメータを Geometry フィットtingに用いるシャワー平面からの遅れを表す関数から2つ抽出した。これらのパラメータは横方向分布のパラメータと同じく、現行の再構成ソフトウェア [77] に影響が出ないよう、全て再構成後の値を用いて計算している。

### 4.4.1 曲率パラメータ $a_{\text{linsley}}$

現行の再構成ソフトウェアでは式 4.9 にあるように、天頂角  $\theta$  が決まれば  $a(\theta)$  が一つ求まる。しかし、軽い原子核由来の宇宙線は重い原子核由来の宇宙線と比較して地表付近で最大発達を迎えるため、曲率が大きくなると考えられる。そこで本解析では、空気シャワーの曲率を示す  $a_{\text{linsley}}$  をフリーパラメータとして、式 4.9 にさらに空気シャワーの曲率を考慮した式 4.25, 4.26 を用いてカイ二乗フィッティングでイベントごとに求めた [83, 86]。

$$\tau_l = a_{\text{linsley}} \left(1.0 - \frac{l_{\text{plane}}}{12000 \text{ m}}\right)^{1.05} \left(1.0 + \frac{r}{30 \text{ m}}\right)^{1.35} \left(\frac{\rho}{\text{m}^{-2}}\right)^{-0.5} [\mu\text{s}] \quad (4.25)$$

$$\sigma_{\tau_l} = 1.56 \times 10^{-3} \left(1.0 - \frac{l_{\text{plane}}}{12000 \text{ m}}\right)^{1.05} \left(1.0 + \frac{r}{30 \text{ m}}\right)^{1.5} \left(\frac{\rho}{\text{m}^{-2}}\right)^{-0.3} [\mu\text{s}] \quad (4.26)$$

ここで、 $t_l$  は曲率を考慮したシャワー平面からの粒子の遅れを、 $l_{\text{plane}}$  はシャワー平面から各 SD までの距離 (図 4.12 に示す  $c \cdot t_{\text{plane}}$ ) を、 $r, \rho$  はそれぞれ各 SD からシャワー軸までの距離を、粒子数密度である。図 4.15a に  $a_{\text{linsley}}$  のヒストグラムを示す。

### 4.4.2 シャワー平面からの粒子の遅れ $t_{\text{delay}}$

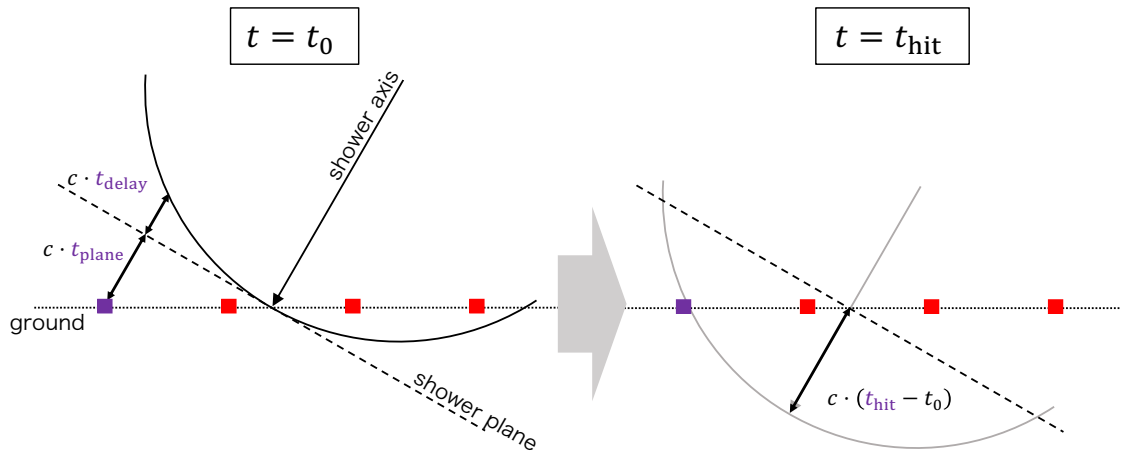


図 4.12: 空気シャワーが地表に到来した際の概念図。斜めの点線はシャワー平面を表し、斜めの矢印は空気シャワー軸を表す。■、■は各 SD を表す。空気シャワーコア位置が時刻  $t_0$  (左) に地表に到来し、その後■の SD に、時刻  $t_{\text{hit}}$  (右) に粒子が入射した場合を表している。  $c$  は光速である。

空気シャワー粒子は曲率を持って地表に到来する [87] ので、シャワー平面から遅れて各 SD に入射する。図 4.12 に空気シャワーが地表に到来したときの概念図を示す。このシャワー平面からの遅れの時間を  $t_{\text{delay}}$

とすると、図より幾何的に計算できる。

$$t_{\text{delay}} = t_{\text{hit}} - t_0 \pm t_{\text{plane}} \quad (4.27)$$

ここで、 $t_{\text{hit}}$  は各 SD に粒子が入射した時刻である。 $t_0$  は空気シャワーコアが地表に到来した時刻、 $t_{\text{plane}}$  は図 4.12 で示されるシャワー平面から各 SD までの時間である。

式 4.27 により定義された  $t_{\text{delay}}$  の、各 SD からシャワー軸までの距離  $r$  との関係を示すグラフが図 4.13 である。(a) は陽子宇宙線、(b) は鉄宇宙線による  $t_{\text{delay}}$  を表す。黒点は各 SD を表す。重い原子核ほど大気上空で最大発達を迎えるので、陽子よりも鉄の方が曲率が小さく、その違いは (a)(b) の平均的な値を重ね書きした図 4.14 から、 $r \sim 800$  m 辺りから現れる。本解析では SD ごとのパラメータである  $t_{\text{delay}}$  を用いて、以下に示す  $M_{\text{delay}}$  を定義した。

$$M_{\text{delay}} = \frac{1}{N_{\text{SD}}} \sum_i^{N_{\text{SD}}} (t_{\text{delay}})_i \quad (4.28)$$

ここで  $N_{\text{SD}}$  は 1 宇宙線イベントでヒットした SD のうち、 $800 \text{ m} \leq r \leq 1800 \text{ m}$  を満たす SD の台数である。本解析では、条件を満たしたもののだけの平均値をとることでイベントごとのパラメータを定義した。なおこの範囲は図 4.14 による、核種による違いが現れる  $r$  の範囲である。以上の計算方法で計算した  $M_{\text{delay}}$  のヒストグラムを図 4.15b に示す。

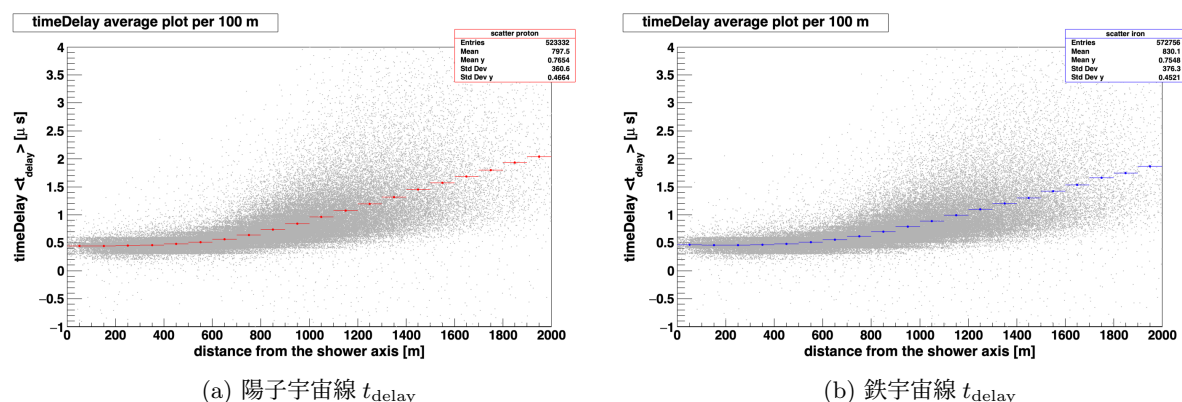


図 4.13:  $t_{\text{delay}} - r$  のグラフ。横軸は各 SD からシャワー軸までの距離  $r$  [m]、縦軸は  $t_{\text{delay}}$  [ $\mu\text{s}$ ] をそれぞれ表す。(a) は陽子宇宙線、(b) は鉄宇宙線によるものを表す。黒点は各 SD を、赤、青はそれぞれ 100 m ごとのパラメータ (黒点) の平均を表す。

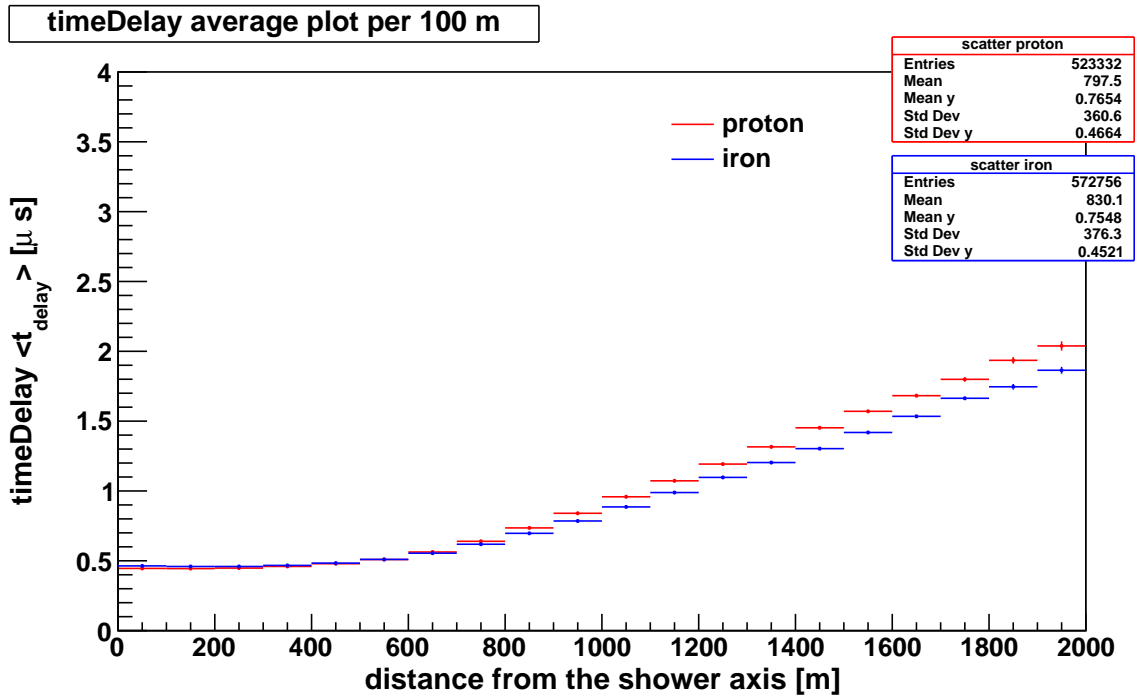


図 4.14: 図 4.13 の陽子/鉄宇宙線のシャワー軸からの距離が 100 m ごとの timedelay の平均点  $\langle t_{\text{delay}} \rangle$  を重ね書きしたグラフ。横軸は各 SD からシャワー軸までの距離  $r$  [m]、縦軸は  $t_{\text{delay}}$  [ $\mu\text{s}$ ] を表す。赤が陽子宇宙線、青が鉄宇宙線をそれぞれ表す。 $r \sim 800$  m 辺りから原子核種による違いが見える。

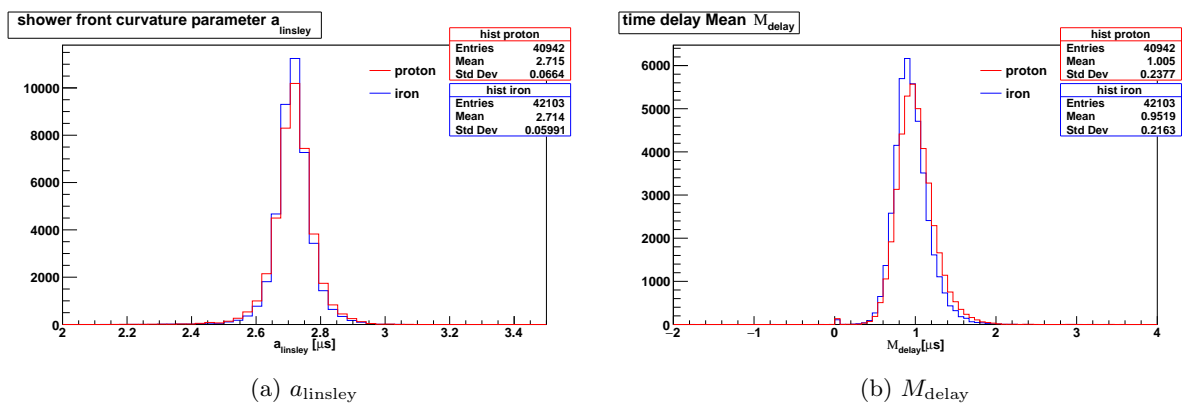


図 4.15: (a) 空気シャワーの曲率を表す関数の定数  $a_{\text{linsley}}$ , (b) シャワー平面からの粒子の遅れの平均  $M_{\text{delay}}$  のヒストグラム。赤が陽子宇宙線、青が鉄宇宙線を表す。Entries は宇宙線のイベント数を表す。

## 4.5 厚みのパラメータ

この節では、各 SD で記録される波形信号から定義可能である厚みのパラメータについて述べる。

### 4.5.1 risetime、middletime、falltime $t_{\text{rise}} \cdot t_{\text{middle}} \cdot t_{\text{fall}}$

空気シャワー粒子は主に電磁成分 (電子、陽電子、光子) とミューオン成分から構成される。ミューオン成分は、同じ一次宇宙線から生成された電磁成分より相対的に早く地表に到来する。またこれらの組成は一次宇宙線核種で異なるため、粒子の立ち上がり時刻、すなわち「空気シャワーの厚み」に核種の違いが現れると考えられる。この特徴を示す risetime、middletime、falltime は式 4.29, 4.30, 4.31 で定義される [87]。

$$t_{\text{rise}} \equiv t_{50\%} - t_{10\%} \quad (4.29)$$

$$t_{\text{middle}} \equiv t_{70\%} - t_{30\%} \quad (4.30)$$

$$t_{\text{fall}} \equiv t_{90\%} - t_{50\%} \quad (4.31)$$

ここで、 $t_{x\%}$  は、SD で記録された信号の積分値が  $x\%$  となるときの時間ビンである。risetime、middletime、falltime は波形信号のある検出器において定義可能である。図 4.16 に SD に入射した波形の積分値の一例を

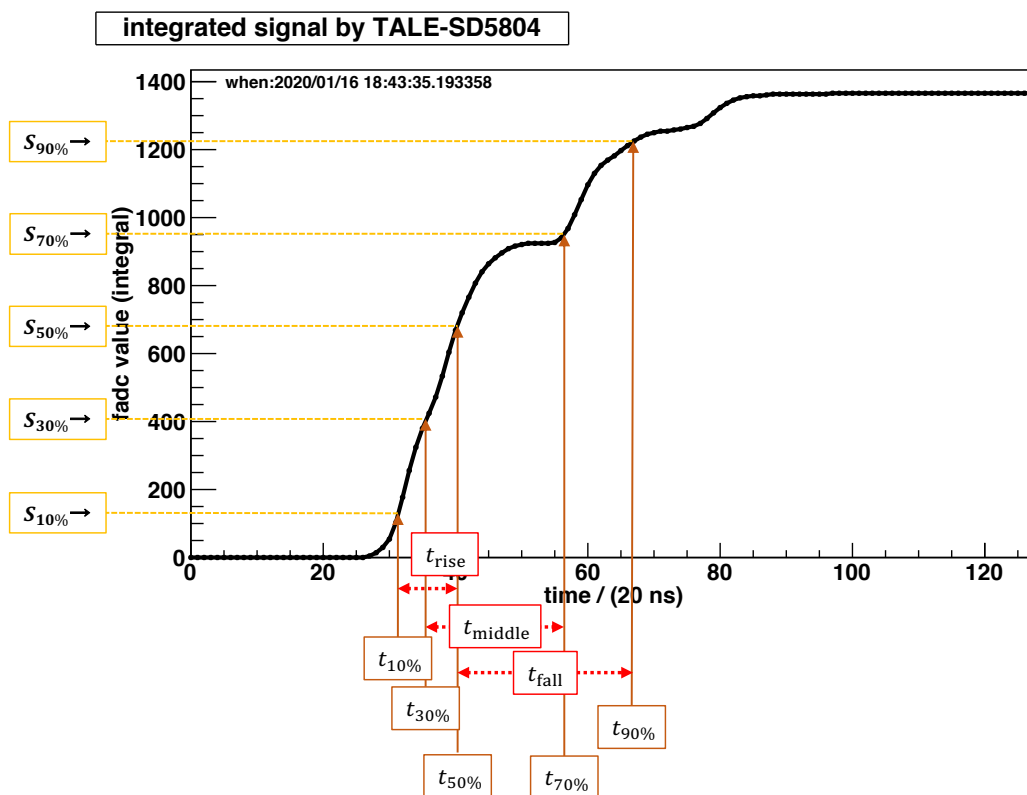


図 4.16: TALE-SD 5804 に入射し、シンチレータ上層で記録された波形の積分信号。横軸は時間ビン (1 bin = 20 ns)、縦軸はその時間ビン時点での波形の積分信号 (integral signal =  $S$ ) をそれぞれ表す。黄は積分値がそれぞれ 10%、30%、50%、70%、90%のときの線を、↑は積分値に対応する時間ビンを表す。この場合、 $t_{\text{rise}} = 180$  ns、 $t_{\text{middle}} = 420$  ns、 $t_{\text{fall}} = 540$  ns である。

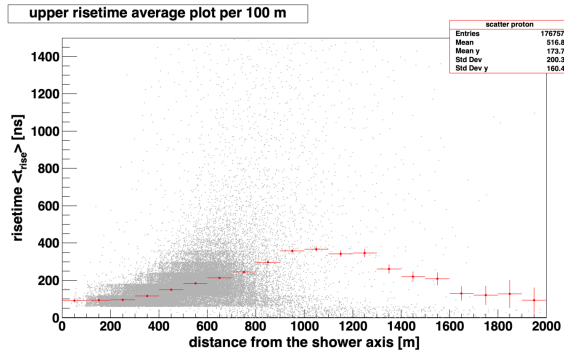
示す。この波形において、各時間ビンはそれぞれ  $t_{10\%} = 32$ 、 $t_{30\%} = 36$ 、 $t_{50\%} = 41$ 、 $t_{70\%} = 57$ 、 $t_{90\%} = 68$

であるので、 $t_{\text{rise}}$ 、 $t_{\text{middle}}$ 、 $t_{\text{fall}}$  はそれぞれ

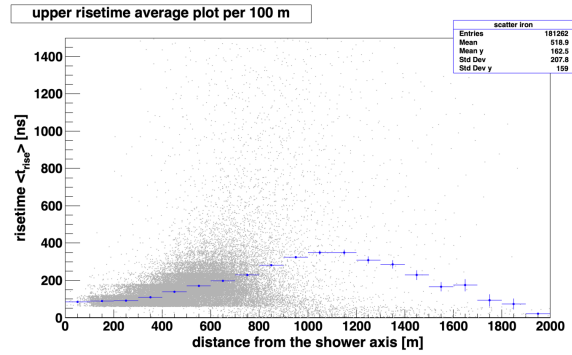
$$\begin{aligned}t_{\text{rise}} &= (41 - 32) \times 20 \text{ ns} = 180 \text{ ns} \\t_{\text{middle}} &= (57 - 36) \times 20 \text{ ns} = 420 \text{ ns} \\t_{\text{fall}} &= (68 - 41) \times 20 \text{ ns} = 540 \text{ ns}\end{aligned}$$

と計算される。risetime, middletime, falltime は各 SD からシャワー軸までの距離  $r$  に応じて変化することが分かっている [87]。その関係を示したのが図 4.17 のグラフである。risetime に関して、 $r \leq 1000$  m では  $r$  に対応して  $t_{\text{rise}}$  の値が大きくなり、それ以降は減衰している。これはシャワー軸から遠い検出器に入射した粒子の数が少ないことが原因であると考えられる。middletime、falltime もそれぞれ  $r \sim 800$  m、 $r \sim 700$  m から減衰し始める。

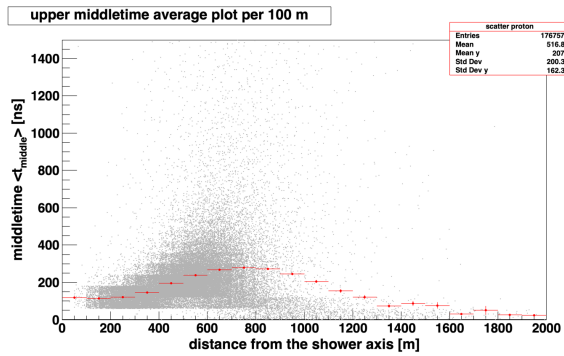




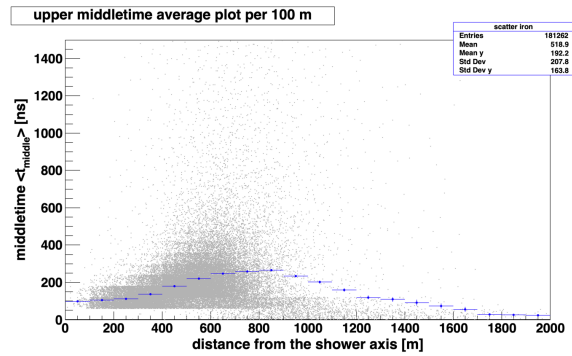
(a) 陽子宇宙線  $t_{\text{rise}}$



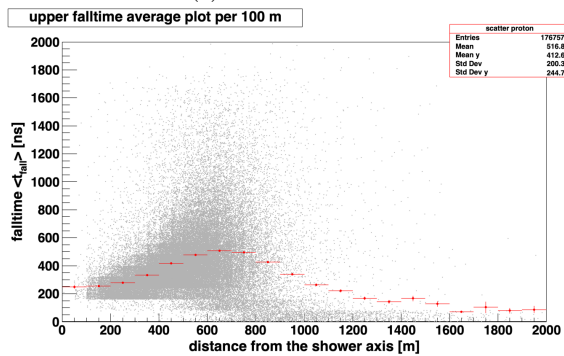
(b) 鉄宇宙線  $t_{\text{rise}}$



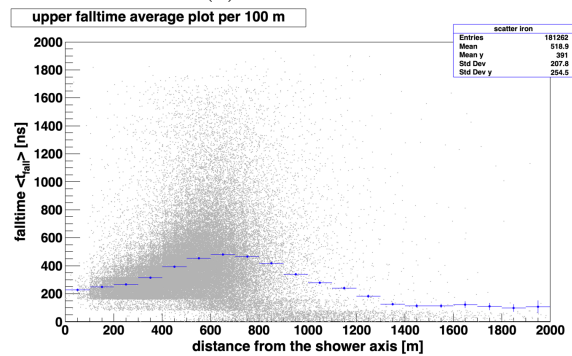
(c) 陽子宇宙線  $t_{\text{middle}}$



(d) 鉄宇宙線  $t_{\text{middle}}$



(e) 陽子宇宙線  $t_{\text{fall}}$



(f) 鉄宇宙線  $t_{\text{fall}}$

図 4.17: シンチレータ上層で記録された (a), (b)  $t_{\text{rise}} - r$ , (c), (d)  $t_{\text{middle}} - r$ , (e), (f)  $t_{\text{fall}} - r$  のグラフ。横軸は各 SD からシャワー軸までの距離  $r$  [m]、縦軸は (a), (b)  $t_{\text{rise}}$  [ns], (c), (d)  $t_{\text{middle}}$  [ns], (e), (f)  $t_{\text{fall}}$  [ns] をそれぞれ表す。(a), (c), (e) は陽子宇宙線、(b), (d), (f) は鉄宇宙線によるものを表す。黒点は各 SD を、赤、青はそれぞれ 100 m ごとのパラメータ (黒点) の平均を表す。シンチレータ下層の分布は付録 B に記載する。

#### 4.5.2 粒子の到来時間差のパラメータ $t_{\text{width}45} \cdot t_{\text{width}15}$

空気シャワーは前節で述べたように電磁成分とミューオン成分から構成され、その組成は一次宇宙線核種で異なる。前節のパラメータは入射する全粒子がシンチレータに入射するまでの時間に焦点を当てているのに対し、この節では検出器に最初に入射した粒子と最後に入射した粒子の時間差に焦点を当てたパラメータである time width について述べる。time width を式 4.32, 4.33 で定義する。

$$t_{\text{width}45} \equiv t_{\text{last}}^{45} - t_{\text{first}}^{15} \quad (4.32)$$

$$t_{\text{width}15} \equiv t_{\text{last}}^{15} - t_{\text{first}}^{15} \quad (4.33)$$

ここで、 $t_{\text{last}}^n$  は SD で最後に記録された  $n$  FADC 相当の時間、 $t_{\text{first}}^n$  は SD で最初に記録された  $n$  FADC 相当の時間である ( $n$  は自然数)。time width は  $t_{\text{first}}^{15}$ 、 $t_{\text{last}}^{45}$ 、 $t_{\text{last}}^{15}$  が存在する波形に限り、定義可能である。図 4.18

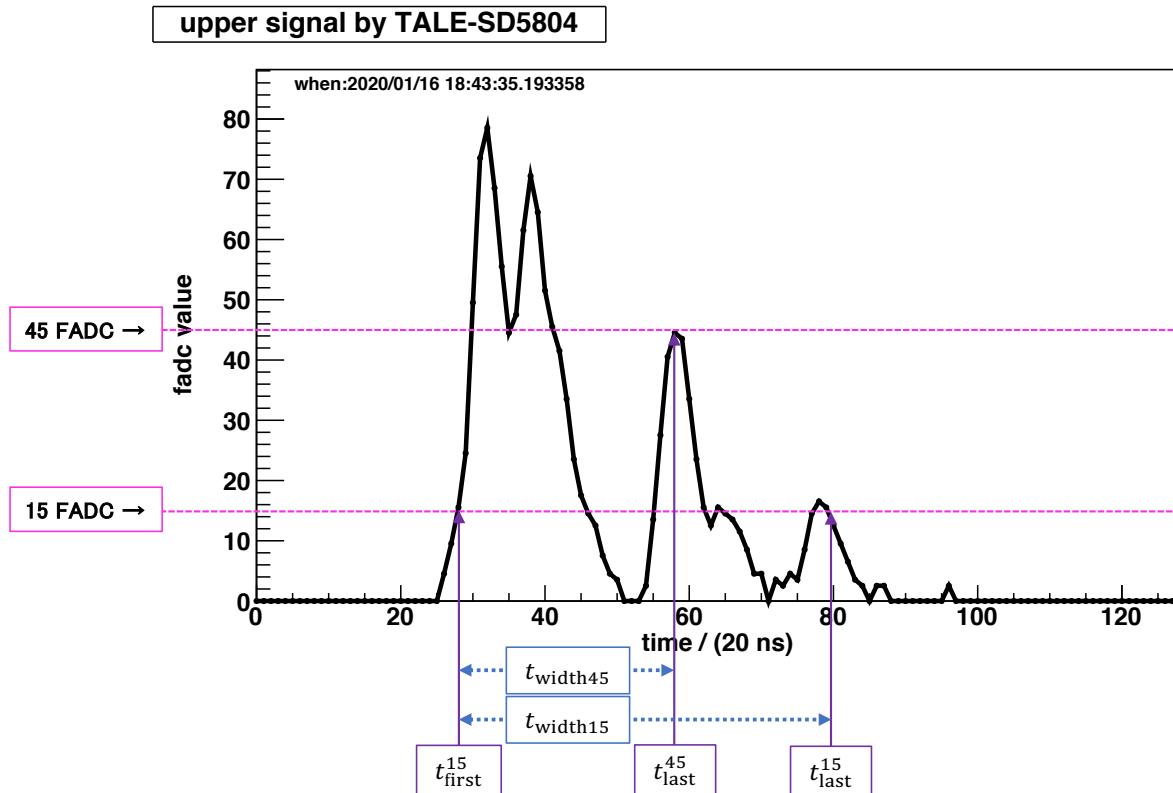


図 4.18: TALE-SD 5804 に入射し、シンチレータ上層で記録された波形。横軸は時間ビン (1 bin = 20 ns)、縦軸は FADC 値をそれぞれ表す。ピンクはそれぞれ 45 FADC、15 FADC の線を、↑はそのそれぞれの時間ビンを表す。この場合、 $t_{\text{width}45} = 640$  ns、 $t_{\text{width}15} = 1080$  ns となる。

に SD に入射した波形の一例を示す。この場合、各時間ビンはそれぞれ  $t_{\text{first}}^{15} = 27$ 、 $t_{\text{last}}^{45} = 59$ 、 $t_{\text{last}}^{15} = 81$  であるので、 $t_{\text{width}45}$ 、 $t_{\text{width}15}$  はそれぞれ

$$t_{\text{width}45} = (59 - 27) \times 20 \text{ ns} = 640 \text{ ns}$$

$$t_{\text{width}15} = (81 - 27) \times 20 \text{ ns} = 1080 \text{ ns}$$

と計算される。timewidth45, timewidth15 と各 SD からシャワー軸までの距離  $r$  の関係を図 4.19 に示す。

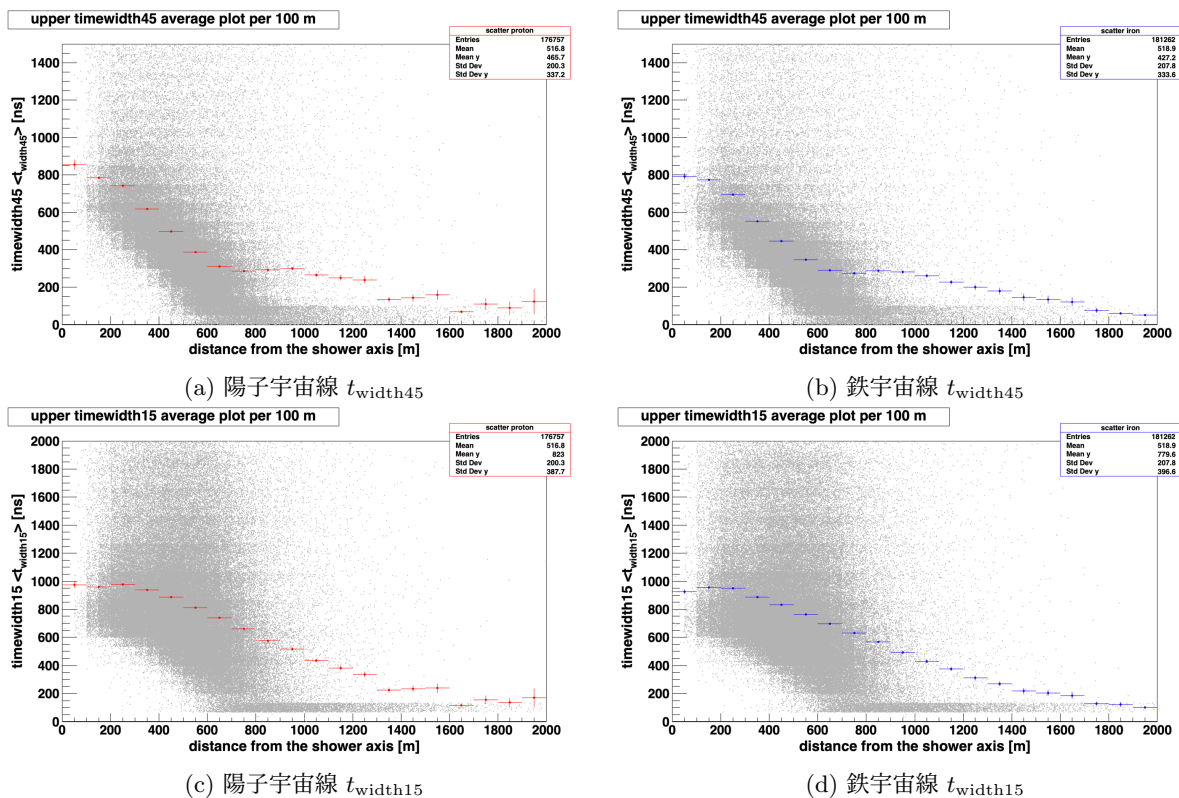


図 4.19: シンチレータ上層で記録された (a), (b)  $t_{width45} - r$ , (c), (d)  $t_{width15} - r$  のグラフ。横軸は各 SD からシャワー軸までの距離  $r$  [m]、縦軸は (a), (b)  $t_{width45}$  [ns], (c), (d)  $t_{width15}$  [ns] をそれぞれ表す。(a), (c) は陽子宇宙線、(b), (d) は鉄宇宙線によるものを表す。黒点は各 SD を、赤、青はそれぞれ 100 m ごとのパラメータ (黒点) の平均を表す。シンチレータ下層の分布は付録 B に記載する。

### 4.5.3 Area-over-Peak

Area-over-Peak は式 4.34 で定義される。

$$AoP \equiv \frac{\text{Area}}{\text{Peak}} \quad (4.34)$$

ここで、Area は SD で記録された信号の積分値で、Peak は SD で記録された最も大きな時間ビンあたりの信号である (saturate している SD の場合、Peak は各 SD で測定できる FADC の最大値 4095 からペDESTアルを引いた値となる)。図 4.20 に SD に入射した波形・ペDESTアル・積分信号の一例を示す。この場合 Area = 1366、Peak = 78 であるので、AoP は

$$AoP = \frac{1366}{78} \times 20 \text{ ns} = 350 \text{ ns}$$

と計算される。Area-over-Peak, AoP と各 SD からシャワー軸までの距離  $r$  の関係が図 4.21 に示すグラフである。

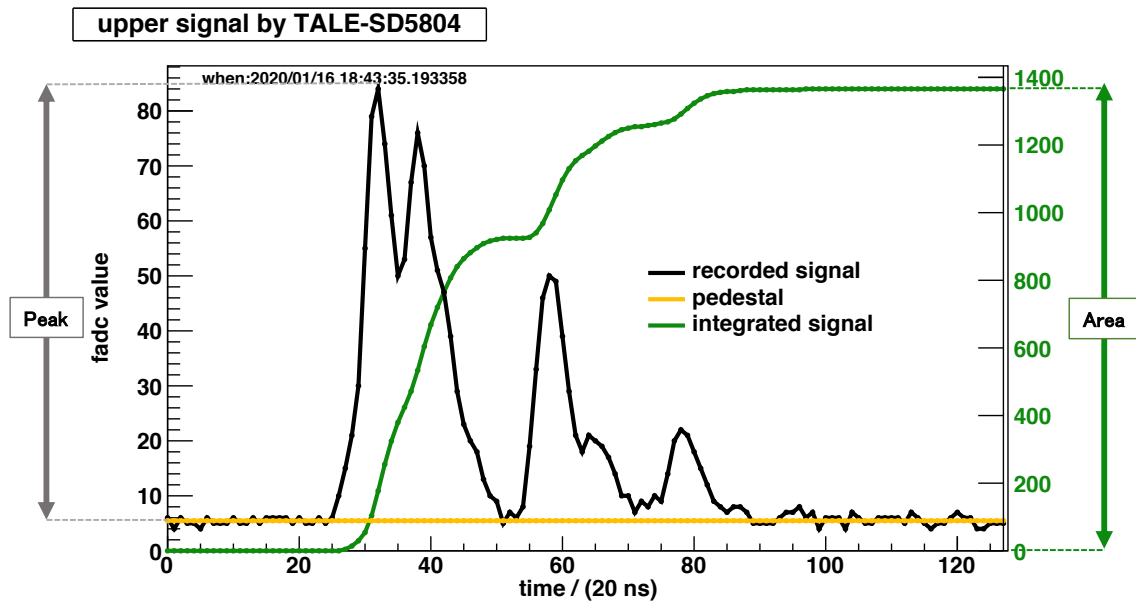


図 4.20: TALE-SD 5804 に入射し、シンチレータ上層で記録された波形・ペDESTAL・積分信号。横軸は時間ビン (1 bin = 20 ns)、縦軸左は FADC 値を、縦軸右はその時間ビン時点での波形の積分信号 (FADC 値) をそれぞれ表す。黒は記録された波形 (recorded signal) を、黄はペDESTAL (pedestal) を、緑は積分信号をそれぞれ表す。この場合、AoP = 350 ns である。

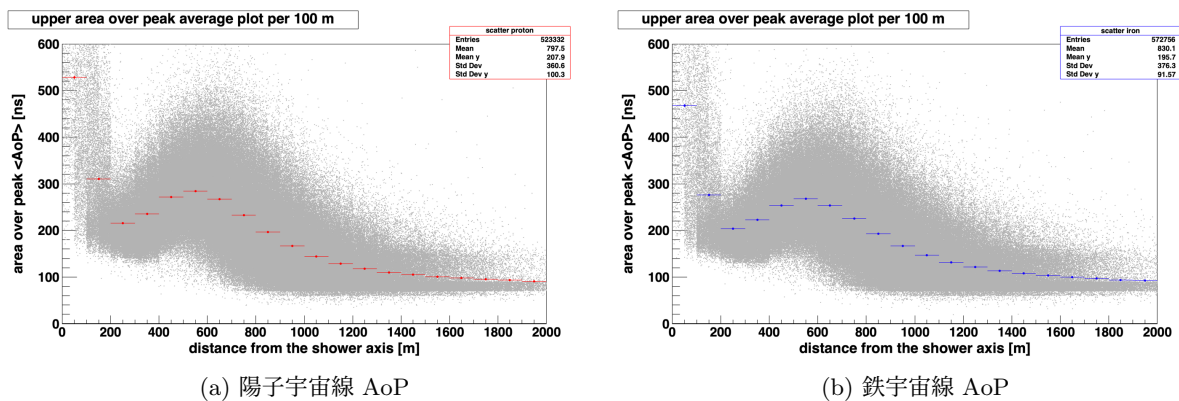


図 4.21: シンチレータ上層で記録された AoP -  $r$  のグラフ。横軸は各 SD からシャワー軸までの距離  $r$  [m]、縦軸は AoP [ns] をそれぞれ表す。(a) は陽子宇宙線、(b) は鉄宇宙線によるものを表す。黒点は各 SD を、赤、青はそれぞれ 100 m ごとのパラメータ (黒点) の平均を表す。シンチレータ下層の分布は付録 B に記載する。

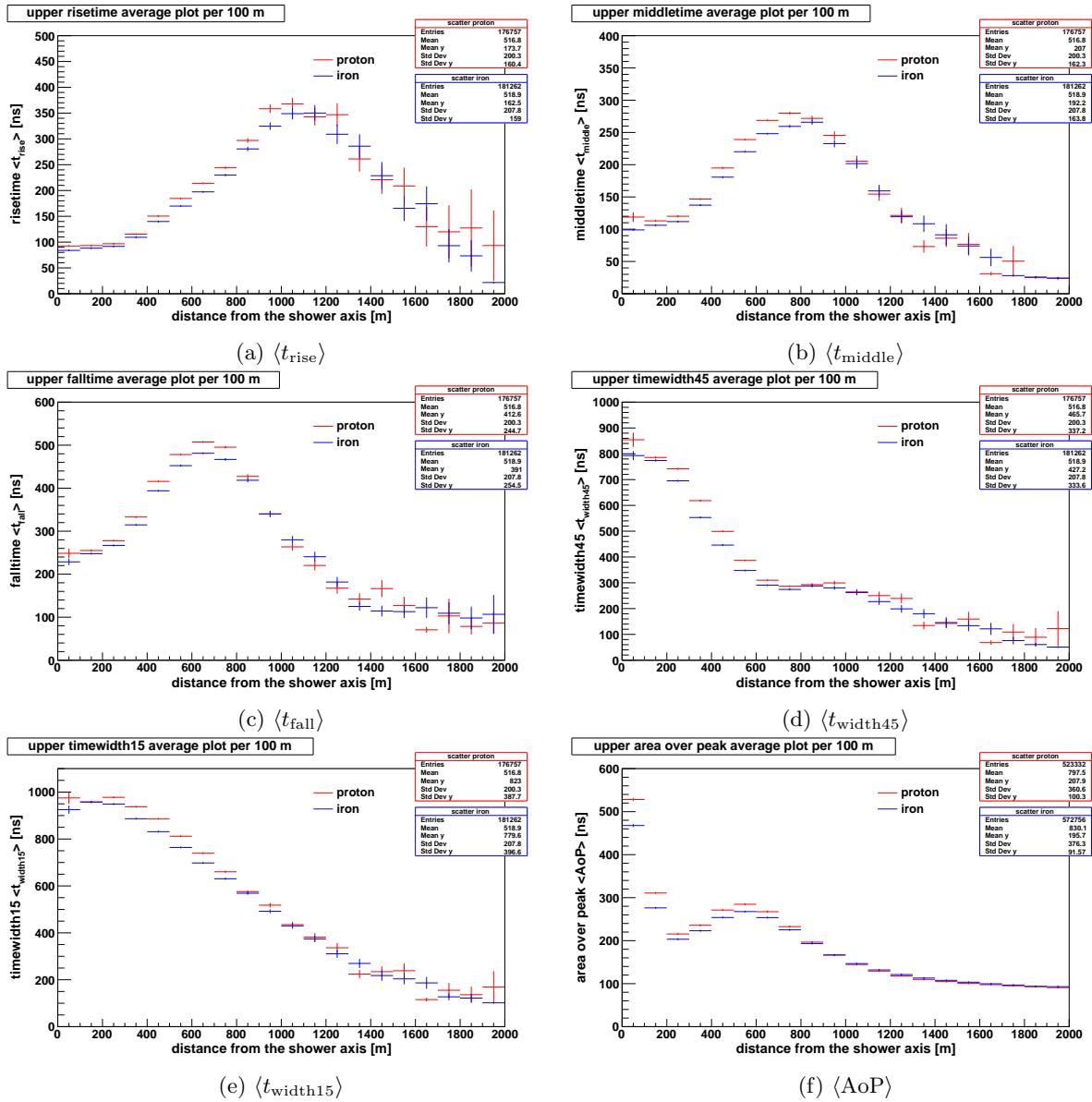


図 4.22: 図 4.17, 4.19, 4.21 の陽子/鉄宇宙線の各パラメータの平均を重ね書きしたグラフ。(a) $\langle t_{\text{rise}} \rangle - r$ , (b) $\langle t_{\text{middle}} \rangle - r$ , (c) $\langle t_{\text{fall}} \rangle - r$ , (d) $\langle t_{\text{width45}} \rangle - r$ , (e) $\langle t_{\text{width15}} \rangle - r$ , (f) $\langle \text{AoP} \rangle - r$ である。横軸は各 SD からシャワー軸までの距離  $r$  [m]、縦軸は各パラメータの平均を表す。赤、青はそれぞれ 100 m ごとのパラメータの平均を表す。シンチレータ下層の分布は付録 B に記載する。

#### 4.5.4 厚みパラメータ条件付き平均

4.5.1 節から 4.5.3 節までの各 SD ごとに計算した 6 パラメータをイベントごとに評価するために、式 4.35 で示されるパラメータを定義した。

$$\begin{aligned}
 M_{\text{rise}} &\equiv \frac{1}{N_{\text{rise}}} \sum_i^{N_{\text{rise}}} (t_{\text{rise}})_i \\
 M_{\text{middle}} &\equiv \frac{1}{N_{\text{middle}}} \sum_i^{N_{\text{middle}}} (t_{\text{middle}})_i \\
 M_{\text{fall}} &\equiv \frac{1}{N_{\text{fall}}} \sum_i^{N_{\text{fall}}} (t_{\text{fall}})_i \\
 M_{\text{width45}} &\equiv \frac{1}{N_{\text{width45}}} \sum_i^{N_{\text{width45}}} (t_{\text{width45}})_i \\
 M_{\text{width15}} &\equiv \frac{1}{N_{\text{width15}}} \sum_i^{N_{\text{width15}}} (t_{\text{width15}})_i \\
 M_{\text{AoP}} &\equiv \frac{1}{N_{\text{AoP}}} \sum_i^{N_{\text{AoP}}} (\text{AoP})_i
 \end{aligned} \tag{4.35}$$

$(t_{\text{rise}})_i, (t_{\text{middle}})_i, (t_{\text{fall}})_i, (t_{\text{width45}})_i, (t_{\text{width15}})_i, (\text{AoP})_i$  は  $i$  番目の SD で記録された波形信号から計算された各パラメータ、 $N_{\text{rise}}, N_{\text{middle}}, N_{\text{fall}}, N_{\text{width45}}, N_{\text{width15}}$  は、1 宇宙線イベントでヒットした SD のうち、表 4.3, 4.4 に示す  $r$  の範囲を満たす SD の台数である。本解析では、条件を満たしたもののみの平均値をとることでイベントごとのパラメータを定義した。 $N_{\text{AoP}}$  に関しては、表 4.3 のセレクションを満たす SD の台数とした。表 4.3, 4.4 の条件を通過した SD と、その波形信号 (上層、下層) を用いて計算した 12

表 4.3: SD からシャワー軸までの距離  $r$  に関するセレクション

$N_{\text{rise}}$	$400 \text{ m} \leq r \leq 1000 \text{ m}$
$N_{\text{middle}}$	$0 \text{ m} \leq r \leq 800 \text{ m}$
$N_{\text{fall}}$	$0 \text{ m} \leq r \leq 800 \text{ m}$
$N_{\text{width45}}$	$100 \text{ m} \leq r \leq 700 \text{ m}$
$N_{\text{width15}}$	$100 \text{ m} \leq r \leq 800 \text{ m}$
$N_{\text{AoP}}$	$0 \text{ m} \leq r \leq 800 \text{ m}$

表 4.4: シンチレータに入射した波形信号に関するセレクション

シンチレータで記録された波形の記録時間が $2.56 \mu\text{s}$ (128 bin) 以内 記録された波形のうち、15 FADC を満たす時間ビンの数が 2 つ以上 記録された波形のうち、45 FADC を満たす時間ビンの数が 1 つ以上 波形信号が saturate していない (4095 FADC を記録した時間ビンの数が 1 つ以下)
---

(= 6 × 上下 2 層) パラメータの分布を図 4.23, 4.24 に示す。

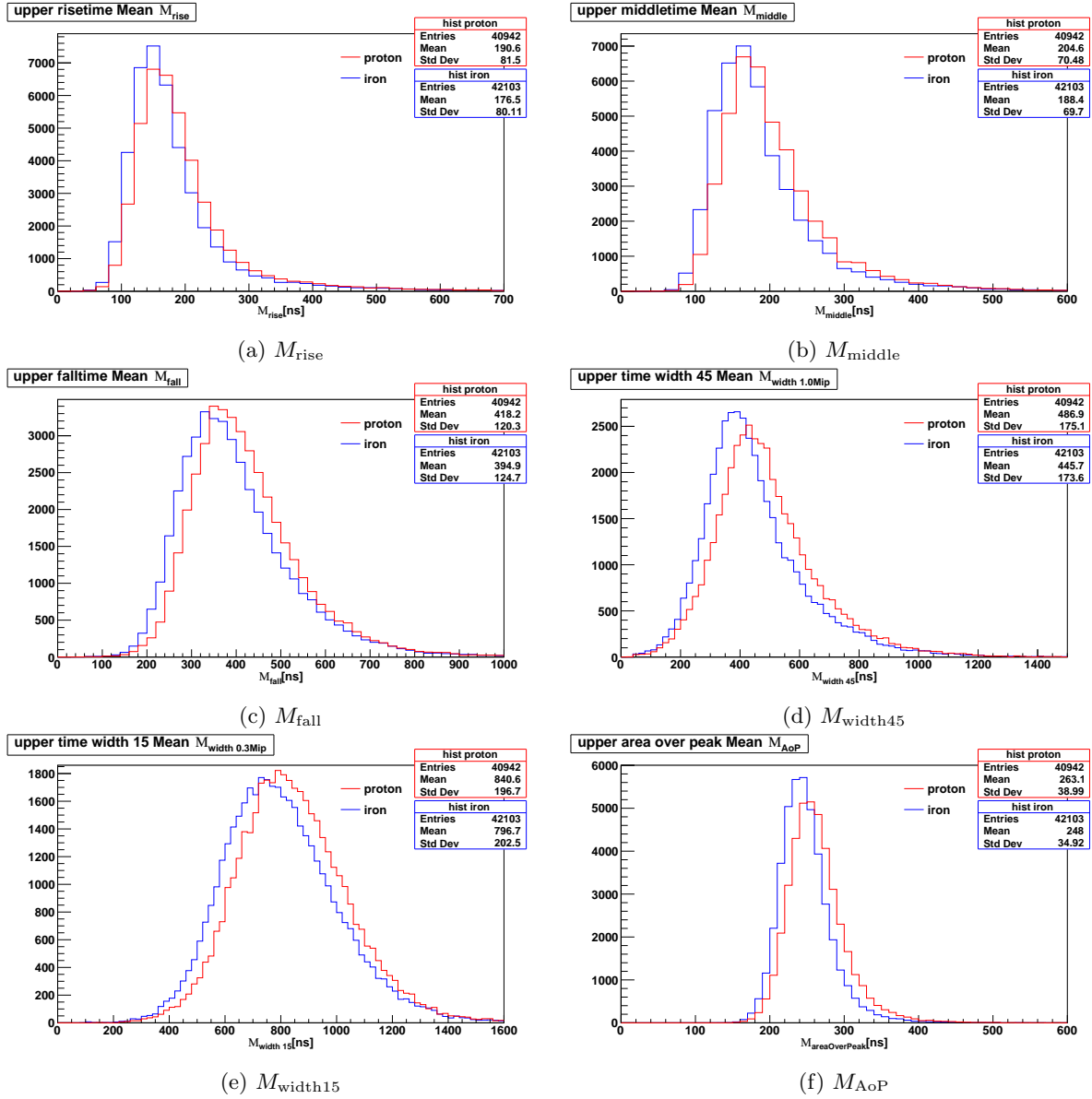


図 4.23: シンチレータ上層で記録された波形を用いて計算した (a) $M_{\text{rise}}$ , (b) $M_{\text{middle}}$ , (c) $M_{\text{fall}}$ , (d) $M_{\text{width45}}$ , (e) $M_{\text{width15}}$ , (f) $M_{\text{AoP}}$  のヒストグラム。Entries は宇宙線のイベント数を表す。赤が陽子宇宙線、青が鉄宇宙線によるものをそれぞれ表す。



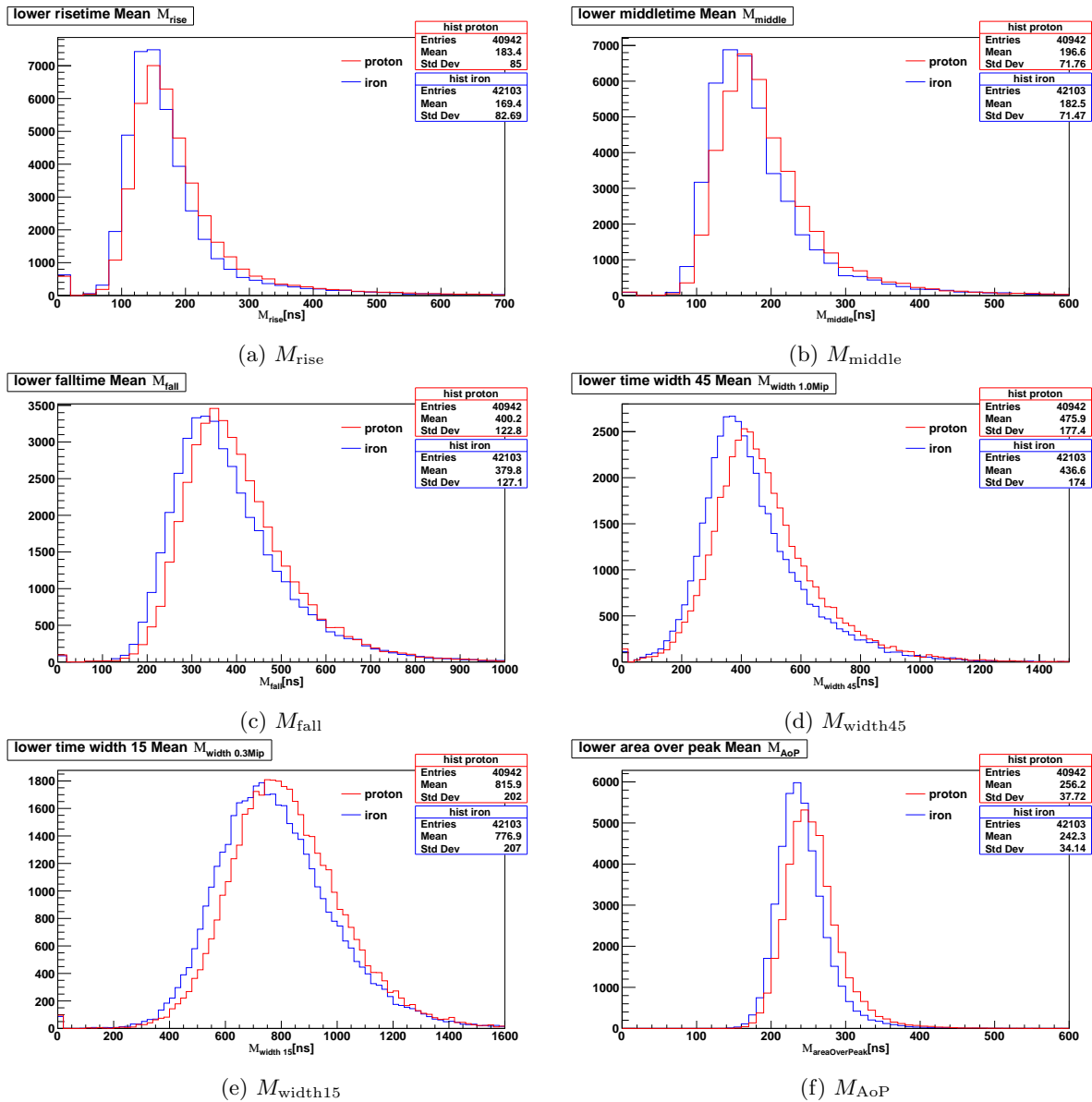


図 4.24: シンチレータ下層で記録された波形を用いて計算した (a) $M_{rise}$ , (b) $M_{middle}$ , (c) $M_{fall}$ , (d) $M_{width45}$ , (e) $M_{width15}$ , (f) $M_{AoP}$  のヒストグラム。Entries は宇宙線のイベント数を表す。赤が陽子宇宙線、青が鉄宇宙線によるものをそれぞれ表す。

# 第5章 深層学習による TALE-SD 一次宇宙線核種判別

本解析では TALE-SD によって記録された波形信号データと第 4 章で述べたパラメータを用いて、一次宇宙線の核種判別を行った。手法として機械学習の中の深層学習を使用した。本章ではその結果について述べる。

## 5.1 ニューラルネットワーク

### 5.1.1 機械学習

機械学習 (Machine Learning) とは、人間がこなすような様々な学習や知的作業を計算機に実行させるためのアプローチの研究、あるいはその手法そのものを指す。知識を人間が直接アルゴリズムに書き込んだり教え込んだりするのではなく、データという具体例の集まりから自動的に学習させる方法をとる。機械学習と呼ばれる手法は多く存在し、そのうちの 1 つにニューラルネットワークを用いた手法がある。ニューラルネットワーク (Neural Network, NN) は入力層、中間層、出力層と呼ばれる 3 種類の層から構成される。1 つ 1 つの層はニューロンと呼ばれる最小単位によって形成される。入力層ではデータを入力値として受け取り、中間層で特徴量を抽出し、その演算結果を出力層に出力値として出力する。中間層は隠れ層とも呼ばれる。隠れ層を複数持つことで複雑な問題、計算を行うことが可能になった。

パーセプトロン (単層ニューラルネットワーク) は 60 年以上前に考案された演算アルゴリズムである。パーセプトロンは複数の入力から 1 つの値を出力する関数であり、多数のパーセプトロンによりニューラルネットワークは構成される。このとき出力値  $y$  は

$$y = \begin{cases} 0 & (w_1x_1 + w_2x_2 + b \leq 0) \\ 1 & (w_1x_1 + w_2x_2 + b > 0) \end{cases} \quad (5.1)$$

のように計算される。一般化し、入力値を  $n$  個とすると、パーセプトロンでの計算は

$$f(x) = \sum_{i=1}^n w_i x_i + b \quad (5.2)$$

$$y = \begin{cases} 0 & (f(x) \leq 0) \\ 1 & (f(x) > 0) \end{cases} \quad (5.3)$$

と書くことができる。ここで、 $w$  は「重み」と呼ばれるパラメータで、入力信号の出力に対応する重要性や影響の大きさを調整する。また  $b$  は「バイアス」と呼ばれるパラメータである。 $f(x)$  が 0 以上となり出力値  $y$  が 1 になることをニューロンの発火という。バイアスはニューロンの発火させやすさを調整する。パーセプトロンでは入力値と重みそれぞれの積の和を取り、バイアスを加えた後、さらに活性化関数  $h(a)$  による処理を行う。活性化関数は  $f(x)$  を別の数値に変換して出力する関数である。上記の計算を活性化関

数を明示して書くと、

$$a = b + w_1x_1 + w_2x_2 \quad (5.4)$$

$$h(a) = \begin{cases} 0 & (a \leq 0) \\ 1 & (a > 0) \end{cases} \quad (5.5)$$

$$y = h(a) \quad (5.6)$$

となる。この場合、活性化関数  $h$  としてステップ関数 (Step Function) が採用されている。ステップ関数はニューラルネットワークが開発される以前のパーセプトロンの活性化関数としてよく使用された。

## 5.1.2 活性化関数

前節で活性化関数の 1 つであるステップ関数について記述したが、この節では本解析で深層学習モデルを作成する際に使用した活性化関数についてそれぞれ説明する。

### tanh 関数 (Hyperbolic tangent)

ハイパボリックタンジェント (双曲線正接) 関数  $\tanh(x)$  は式 5.7 で定義される。

$$\tanh(x) = \frac{e^x - e^{-x}}{e^x + e^{-x}} \quad (5.7)$$

シグモイド関数に比べて微分の値の上限が大きいと、学習を高速化させることができ、シグモイド関数に変わって採用されるようになった。値域は  $-1 < \tanh(x) < 1$  であり、シグモイド関数同様に出力層で用いられることが多い活性化関数である。

### シグモイド関数 (Sigmoid)

シグモイド関数  $\sigma(x)$  は式 5.8 で定義される。

$$\sigma(x) = \frac{1}{1 + e^{-x}} = \frac{1}{2} \left\{ \tanh\left(\frac{x}{2}\right) + 1 \right\} \quad (5.8)$$

値域は  $0 < \sigma(x) < 1$  であり、二値分類モデルの出力層で頻繁に使用される。シグモイド関数は入力値に対して連続であるため微分可能である。この微分ができるという点は、誤差逆伝播法による学習を伴うニューラルネットワークにおいて重要である。一方で入力値が極限に大きく、または小さくなると勾配が消える。また誤差逆伝播によるパラメータの更新において、入力層に近づくほど、学習量が小さくなり、学習が進まなくなってしまうことや、微分値の最大値が 0.25 であり、学習の収束が遅いといった欠点がある。

### ReLU 関数 (Rectified Linear Unit)

ニューラルネットワークにおける ReLU 関数は式 5.9 で定義される。

$$h(x) = \begin{cases} 0 & (x \leq 0) \\ x & (x > 0) \end{cases} \quad (5.9)$$

この関数は別名ランプ関数とも呼ばれる。入力が 0 より大きいなら入力値をそのまま、0 以下なら 0 を返す関数である。微分の値  $f'(x)$  が  $x < 0$  で 0、 $x > 0$  で 1 と定数であるため計算時間が短く、微分の値が層が深くなるにつれて勾配が消失してしまう問題を解決することができる。 $x = 0$  において非連続で微分不可能

であるが、その他の領域では微分可能なので、微分可能な活性化関数として扱われることが多い。微分値が定数なので、計算量を圧倒的に減らせ、誤差逆伝播の計算効率が良いことと、誤差逆伝播による勾配の消失問題を防ぐことができるといった利点がある。一方で、入力値が負の時、微分値が0なので、重みパラメータの更新がされないといった欠点がある。図 5.1 に式 5.7, 5.8, 5.9 で示したそれぞれの活性化関数のグラフを示す。

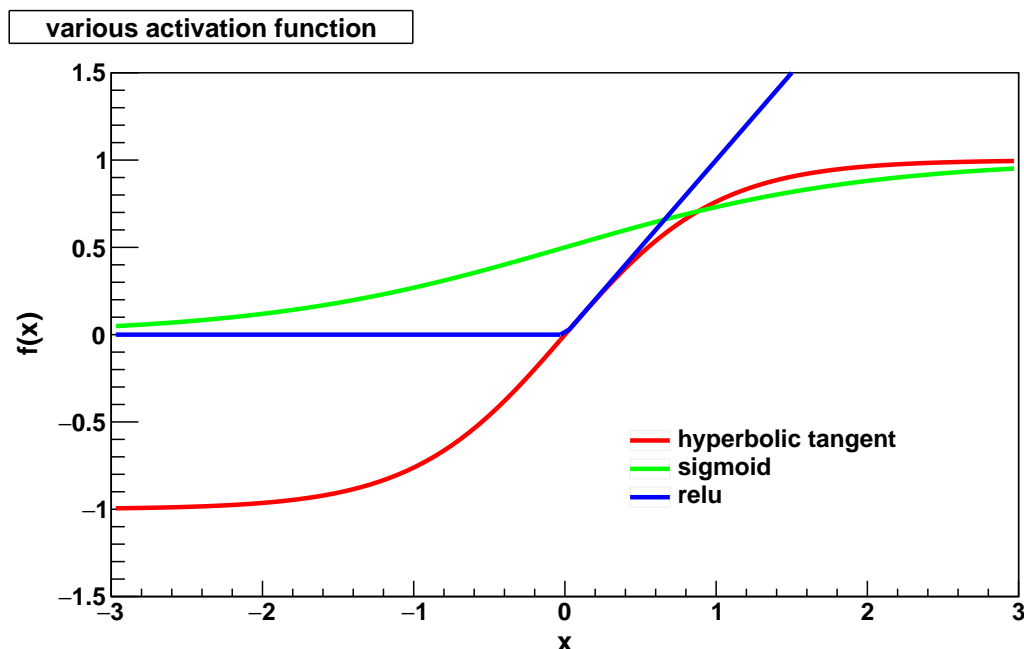


図 5.1: 様々な活性化関数。

### 5.1.3 最適化アルゴリズム

学習 (トレーニング) とは与えた入力から、より優れた値を得るためにパラメータの重み・バイアスを更新する作業のことである。優れた値とは正解値に極力近い値であり、出力値と正解値との差は「損失関数」により計算される「損失」を参照することで知ることができる。本解析で使用した損失関数については次節で触れる。

損失の値は出力値に依存し、出力値は前節で記述したように各層でのパラメータの重み・バイアスにより決まる。すなわち損失は、重みやバイアスの関数であり、損失を最小にするように重みやバイアスを更新することで、正解に近い値を出力するニューラルネットワークを獲得することができる。このパラメータ更新の作業を「最適化」、そのアルゴリズムのことを「最適化アルゴリズム」という。

最適化アルゴリズムには様々な種類が存在する。ここでは本解析でのモデル作成に使用した最適化アルゴリズム”Adam”についてのみ記述する。Adam は現在あらゆる深層学習モデルでも最も幅広く使われているスタンダードな最適化アルゴリズムである。Adam の更新式を式 5.10, 5.11, 5.12 に示す。

$$\nu_i = \beta_1 \nu_{t-1} + (1 - \beta_1) \nabla_w L(w) \quad (5.10)$$

$$s_t = \beta_2 s_{t-1} + (1 - \beta_2) (\nabla_w L(w))^2 \quad (5.11)$$

$$w_t = w_{t-1} - \alpha \frac{\nu_t}{\sqrt{s_t + \epsilon}} \quad (5.12)$$

ここで、 $w$  は重み、 $\nu$  は勾配  $\nabla_w L(w)$  の移動平均、 $s$  は  $\nabla_w L(w)$  の分散の移動平均で学習中随時更新される。 $L$  は損失関数であり、学習を行う前に決定する。 $\alpha$  は学習率、 $\beta_1$  は  $\nabla_w L(w)$  の移動平均算出の際の重

み、 $\beta_2$  は  $\nabla_w L(w)$  の分散の移動平均算出の際の重み、 $\epsilon$  は式 5.12 の第二項の分散の分母を 0 にしないための微量であり、これらの値も学習を行う前に人為的に決定する必要がある。これらのパラメータをハイパーパラメータと呼ぶ。本解析で Adam を用いる際の各ハイパーパラメータの値はそれぞれ以下の値で統一した。

$$\alpha = 1.0 \times 10^{-3}, \beta_1 = 0.9, \beta_2 = 0.999, \epsilon = 1.0 \times 10^{-7}$$

#### 5.1.4 損失関数

損失関数は出力値と正解値の差を算出する。前節で述べた通り、パラメータ更新に利用される。損失関数にもモデルの目的により様々な種類があり、ここでは本解析でのモデル作成に使用した損失関数「交差エントロピー誤差」についてのみ記述する。

##### 交差エントロピー誤差 (Cross-entropy Loss)

交差エントロピー誤差は 2 つの確率分布によって定義される。真の確率分布  $p$ , 出力した確率分布  $q$  に対して交差エントロピー誤差関数  $H(p, q)$  は式 5.13 で表される。

$$H(p, q) = -\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n [p_i \log q_i + (1 - p_i) \log (1 - q_i)] \quad (5.13)$$

値域は  $H(p, q) \geq 0$  である。出力が正解から離れたとき、交差エントロピー誤差は大きな値を取る。入力データをあらかじめ定められた複数のクラスに分けるためのモデルを分類モデルと呼び、クラスの数  $k$  が 2 のときを特に二値分類モデルと呼ぶが、二値分類モデルの損失関数としてよく使用される。

このモデルのために用意したデータ (訓練データ) を繰り返し学習させる回数のことを epoch 数と呼ぶが、1 epoch ごとの損失の値を確認することで学習の進行や停滞を確認することもできる。(この場合、損失関数ではなく評価関数と呼ぶ。) 交差エントロピー誤差の値は二値分類モデルの出力層で評価関数に頻繁に使用される。

#### 5.1.5 深層学習

深層学習 (Deep Learning) は音声の認識や画像の特定、識別、予測など、人間が行うタスクをコンピューターに学習させる機械学習の手法の一つである。本解析では人間や動物の脳神経回路をモデルにしたアルゴリズムを用い、パターン認識をするように設計されたニューラルネットワーク (Neural Network, NN) を多層に結合した構造を持つディープニューラルネットワーク (Deep Neural Network, DNN) を用いる。ディープラーニングには画像認識分野に強みを持つ畳み込みニューラルネットワーク (Convolutional Neural Network)、グラフとして表すことができるデータに強みを持つグラフニューラルネットワーク (Graph Neural Network) など様々な手法がある。

## 5.2 一次宇宙線核種判別機械学習モデル

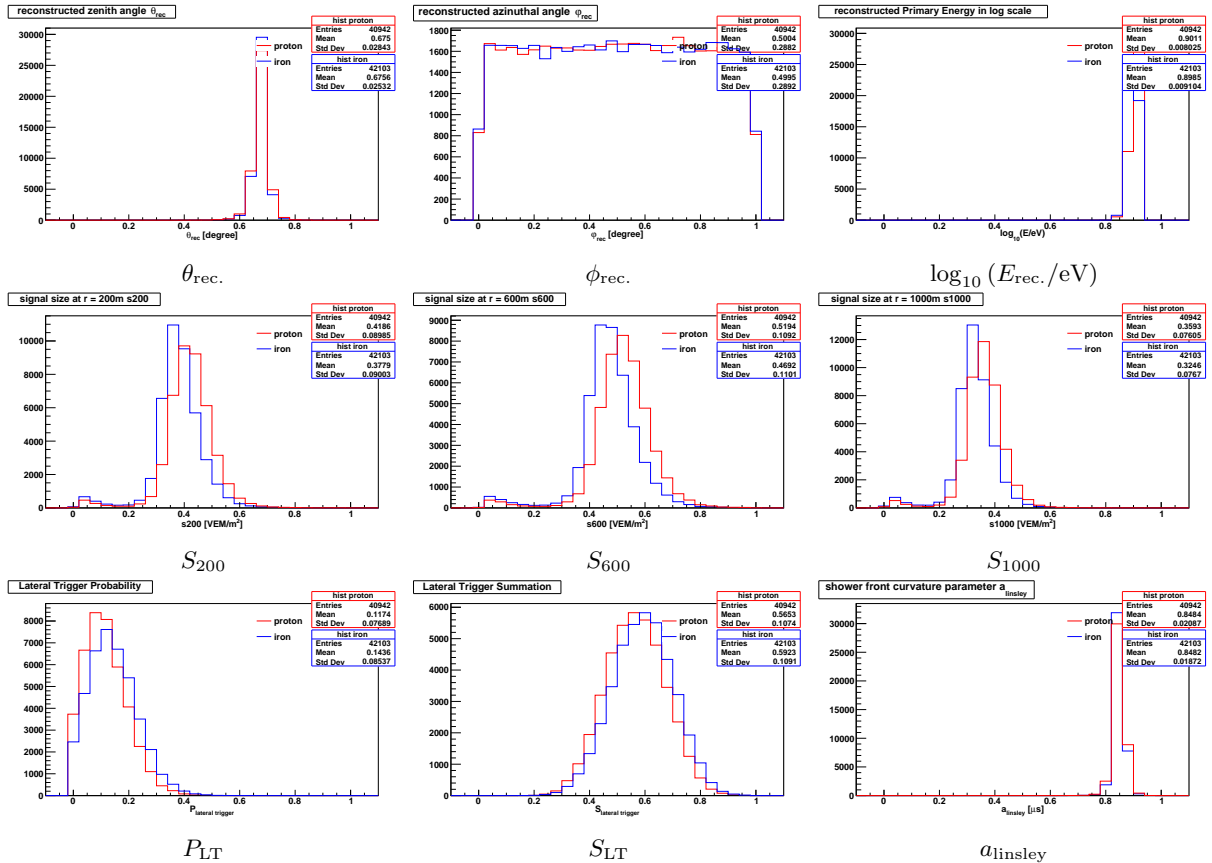
この節では本解析で TALE-SD 宇宙線イベント核種判別のために開発した機械学習モデルの種類やその詳細について述べる。

## 5.2.1 機械学習モデルの種類

深層学習モデルは目的により、大きく2種類に分類可能である。分類モデルと回帰モデルである。分類モデルとは、入力されたデータをあらかじめ用意されたクラスのどれに属するかを推定するモデルである。一方、回帰モデルでは入力された値を元に具体的な値を推定するモデルである。角度やエネルギー、座標などの連続した値を持つものを使用される。一次宇宙線核種の分類は元々核種に選択肢があるため、分類モデルを用いて分類する。本研究ではDNNを用いた分類モデルを使用する。

## 5.2.2 入力値

機械学習への入力値は、1宇宙線イベントで求められる27のパラメータと、SD1台分の上下層の波形信号である。27のパラメータの構成は、空気シャワーの特徴を示す23のパラメータと、1宇宙線イベントでヒットしたSDの台数 $N_{SD}$ 、再構成後の天頂角 $\theta_{rec}$ 、方位角 $\phi_{rec}$ 、エネルギー $\log_{10}(E/eV)$ である。波形信号には、 $N_{SD}$ 台のSDのうち表4.4を満たす、最も大きな粒子数密度を持つSDを用いた。ニューラルネットワークに学習させる際には全ての入力値と出力値の次元は等しくしなければならない。そのため波形信号として用いるSDの台数は1台に統一した。なおこの波形信号はSD毎の個体差を無くすため、ペダスタルを引いた値を用いている。全てのパラメータを0から1の値に収まるように規格化した。これは各パラメータをそのまま入力値とすると、絶対値の大きいパラメータが計算結果に与える影響が大きくなり、特定のパラメータへの依存が大きくなることを防ぐためである。図5.3に規格化された27のパラメータのヒストグラムを、図5.4にSD1台分の上下層の波形信号の一例をそれぞれ示す。波形信号はそれぞれ128の数値で表される。そしてこれが上下2層あるので256の数値が入力値となる。27のパラメータと合わせると1宇宙線イベントあたりの持つ次元は $(27 + 128 \times 2 = 283,)$ となる。規格化の際に使用した各パラメータの上限値は付録Cに記載する。



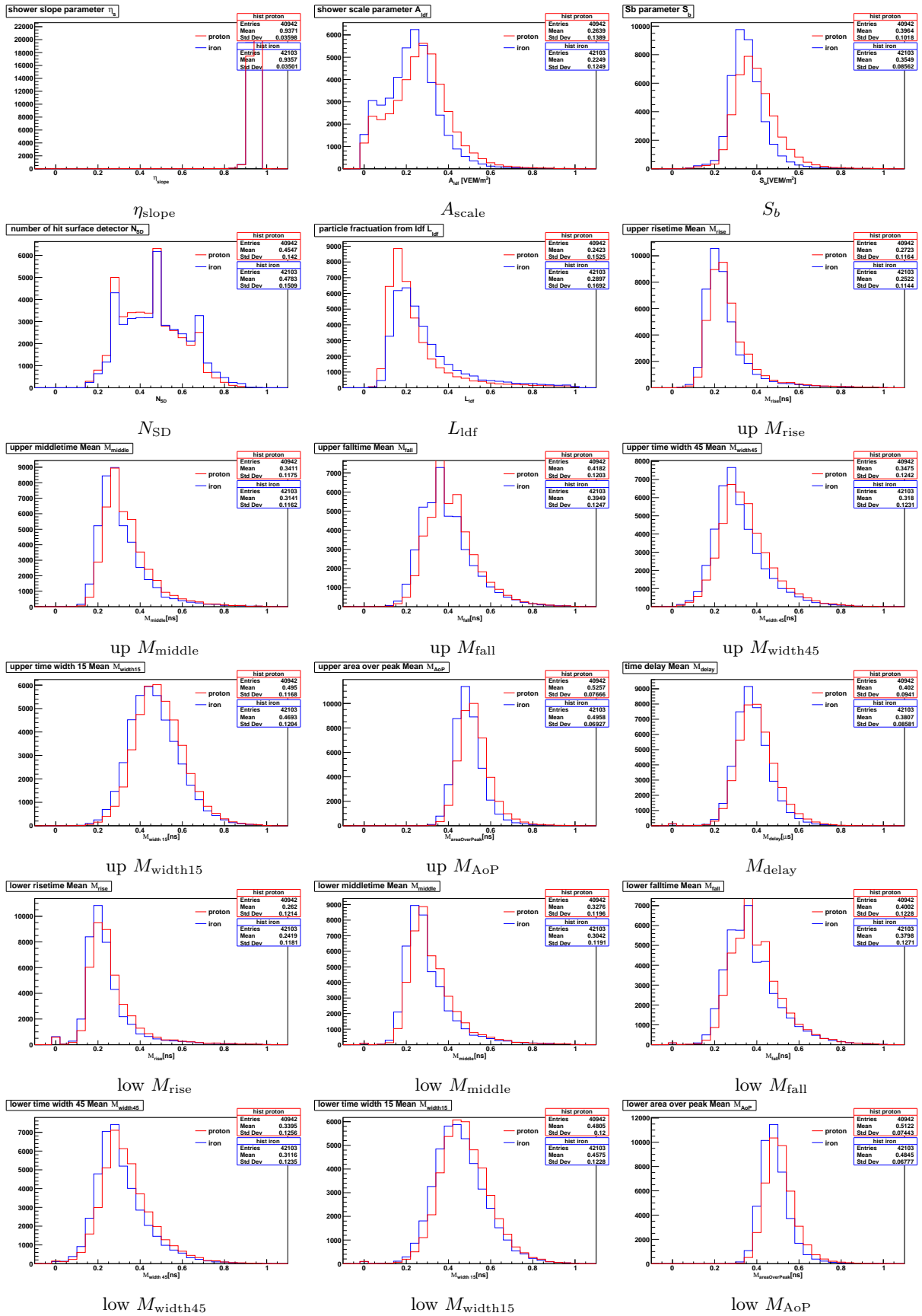


図 5.3: 入力値として用いた 27 パラメータのヒストグラム。赤が陽子宇宙線を、青が鉄宇宙線をそれぞれ表す。各パラメータは 0 から 1 に収まるように、それぞれ規格化されている。



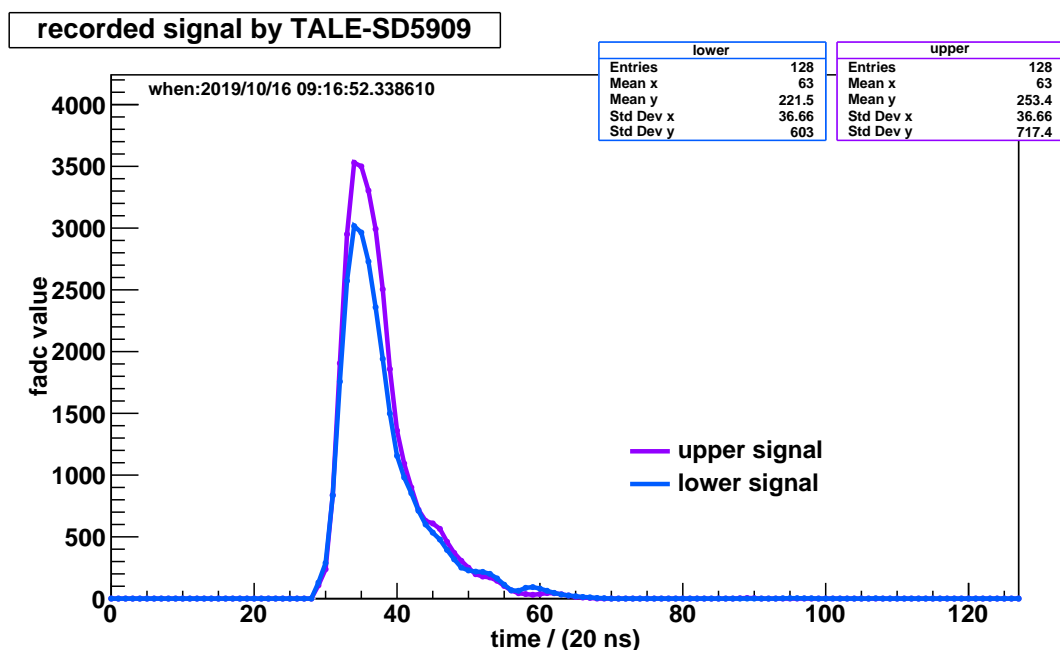


図 5.4: 入力値として用いた信号の一例。TALE-SD 5909 に入射し、シンチレータ上下層で記録された信号。横軸は時間ビン (1 bin = 20 ns)、縦軸は FADC 値をそれぞれ表す。紫は上層で記録された波形信号、青は下層で記録された波形信号をそれぞれ表す。SD 固有の値であるペダスタルは引いてある。入力の際は 4095 で割って規格化している。

### 5.2.3 出力値

MC シミュレーションで生成した空気シャワーの核種は陽子と鉄の 2 種類である。分類モデルを作成し、本解析でニューラルネットワークを用いる目的は、TALE-SD で観測された宇宙線イベントの核種を判別することである。よって出力値には陽子または鉄を判断するため、0 から 1 までの数値が一つ出力される。出力値  $\beta$  に対し、 $\beta$  が核種が鉄である確率、 $1 - \beta$  が核種が陽子である確率となる。0 は 100% 陽子、1 は 100% 鉄と推定したことに対応する。今回は開発した機械学習モデルの精度を確認するために、出力が 0.5 未満なら陽子に分類、0.5 以上なら鉄に分類したと判断した [88]。

### 5.2.4 ネットワーク構造

機械学習モデルの構造は、入力層、隠れ層、出力層をこの順に重ねたものである。入力層で入力値を与え、隠れ層でパラメータ間の特徴を学習し、出力層に出力される。図 5.5 に本解析で用いた機械学習モデルの構造を示す。

### 5.2.5 使用したアルゴリズム・関数

本解析では機械学習モデルの作成にあたり、python3 のライブラリである Keras を使用した。機械学習モデルの開発には、同じイベント数の陽子/鉄宇宙線イベントを使用した。これは学習させるイベント数がバイアスになることを防ぐためである。最適化アルゴリズムには Adam を、損失関数・評価関数には交差エントロピー誤差をそれぞれ使用した。表 5.1 に本解析で作成した機械学習モデルの詳細を示す。機械学

習では学習データセットを訓練、検証、テストデータの3種類に分類して使用する。各データの説明は以下の通りである。

- 訓練データ (training data)  
ニューラルネットワークの重みを更新する学習データ。モデルの学習に使用される。
- 検証データ (validation data)  
ハイパーパラメータのチューニングのために使われるデータ。モデルの学習には使用されない。
- テストデータ (test data)  
作成したモデルの精度評価のために使われるデータ。モデルの学習には使用されない。

全データを訓練・検証・テストデータに8:1:1の割合で分割して使用した。

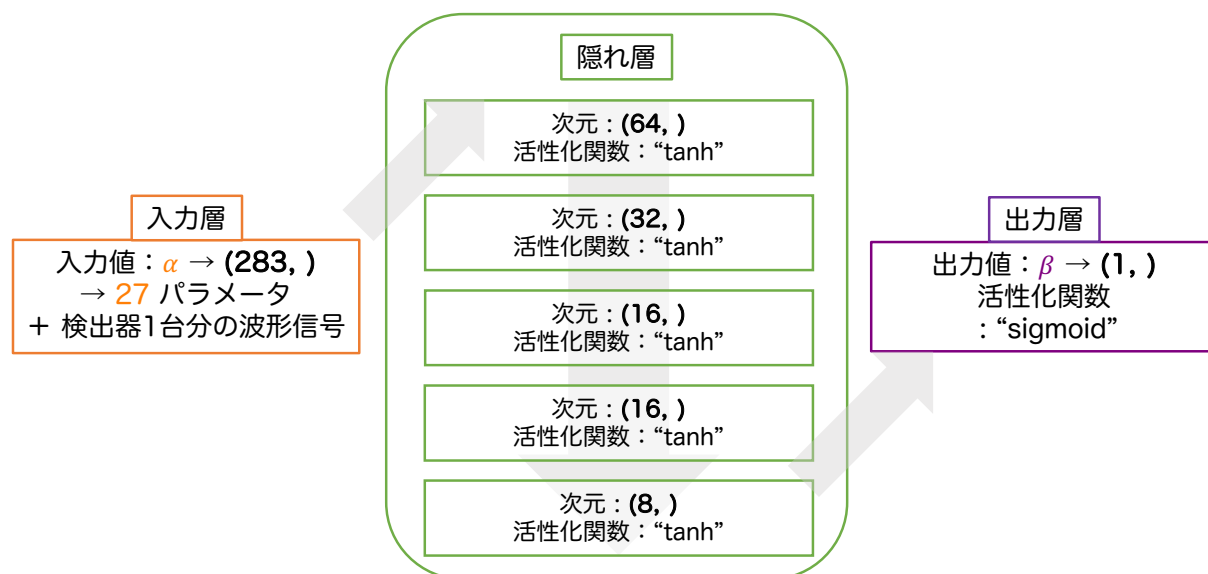


図 5.5: 本解析で用いた機械学習モデルの構造。橙の枠が入力層を、緑の枠が隠れ層を、紫の枠が出力層をそれぞれ表す。 $\alpha, \beta$  はそれぞれ入力値、出力値を示す。隠れ層・出力層の活性化関数にはそれぞれ tanh 関数とシグモイド関数を使用した。

表 5.1: 機械学習モデル詳細

一次宇宙線核種	陽子 (proton)	鉄 (iron)
全イベント (全データ)	40940	40940
訓練データ (Training data)	32752	32752
検証データ (Validation data)	4094	4094
テストデータ (Test data)	4094	4094
最適化アルゴリズム (Optimizer)	Adam	
損失・評価関数	交差エントロピー誤差 (Cross-Entropy Error)	

## 5.3 二値分類機械学習モデルの性能評価

この節では、陽子/鉄宇宙線を用いて開発した機械学習モデルの性能について述べる。

### 5.3.1 テストデータに対する応答結果

訓練データを用いて機械学習モデルへの学習を行った後、テストデータを用いて機械学習モデルの性能評価を行った。学習途中のモデルへの訓練・検証データに対する loss、accuracy の推移を図 5.6 に示す。epochs(学習回数) に比例して accuracy が増加、loss が減少している。また学習が進むにつれて訓練データと検証データの差が開いている。学習後の機械学習モデルに対し、テストデータを適用した応答結果を図 5.7 に示す。またそれをまとめた分類結果を表 5.2 に示す。

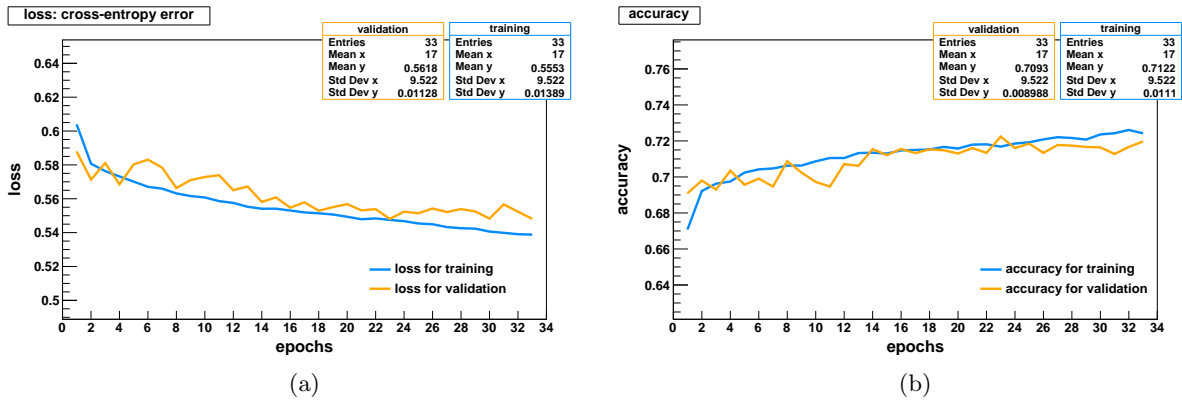


図 5.6: 機械学習モデルの (a)loss、(b)accuracy の推移。橙は検証データ、水色は訓練データに対してのそれぞれの loss, accuracy を表す。横軸は共に epochs を表す。

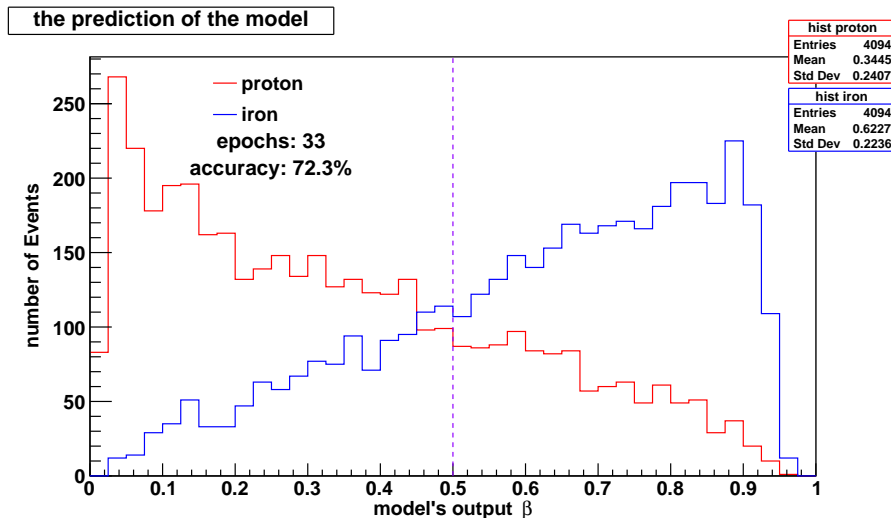


図 5.7: テストデータに対する機械学習モデルの出力値  $\beta$  の応答分布。赤が答えが陽子 ( $\beta_{\text{answer}} = 0$ )、青が答えが鉄 ( $\beta_{\text{answer}} = 1$ ) であるものをそれぞれ表す。

表 5.2: 図 5.7 の分布の核種分類結果表。数字はテストデータ数を表す。括弧はそれぞれの割合を示す。

正答 \ 予測	陽子 ( $0 \leq \beta_{\text{predict}} < 0.5$ )	鉄 ( $0.5 \leq \beta_{\text{predict}} \leq 1$ )	合計
陽子 ( $\beta_{\text{answer}} = 0$ )	2999 (73.3%)	1095 (26.7%)	4094
鉄 ( $\beta_{\text{answer}} = 1$ )	1169 (28.6%)	2925 (71.4%)	4094
合計	4168	4020	8188

機械学習モデル全体の精度は、陽子/鉄のテストデータを正しく判別できた割合を平均して求める。表 5.2 より陽子宇宙線を正しく陽子であると判別できた割合 True Negative (= TN) と、鉄宇宙線を正しく鉄であると判別できた割合 True Positive (= TP) の平均を Accuracy とすると、この機械学習モデルの核種判別精度は式 5.14 に示すように 72.3%と求まる。

$$\text{Accuracy} = \frac{1}{2} \times (\text{TN} + \text{TP}) = \frac{1}{2} \times \left( \frac{2999}{4094} + \frac{2925}{4094} \right) = \frac{1}{2} \times (0.733 + 0.714) = 0.723 = 72.3\% \quad (5.14)$$

### 5.3.2 各パラメータの核種判別精度

各パラメータの核種判別精度を評価するために、入力値を 1 つのみ (波形は 128 または 256) として学習させたときの機械学習モデルの核種判別精度一覧を表 5.3 に示す。最も核種判別への寄与が大きいのは波形信号 (上層) であった。

表 5.3: それぞれのパラメータのみを入力値として学習させた場合の判別精度表。

パラメータ	Accuracy(%)	パラメータ	Accuracy(%)
$\theta_{\text{rec.}}$	50.0	up $M_{\text{rise}}$	55.8
$\phi_{\text{rec.}}$	50.0	up $M_{\text{middle}}$	56.4
$\log_{10}(E/\text{eV})$	50.0	up $M_{\text{fall}}$	55.1
$S_{200}$	62.5	up $M_{\text{width45}}$	56.7
$S_{600}$	62.7	up $M_{\text{width15}}$	55.0
$S_{1000}$	62.8	up $M_{\text{AoP}}$	58.9
$P_{\text{LT}}$	56.5	low $M_{\text{rise}}$	55.5
$S_{\text{LT}}$	55.0	low $M_{\text{middle}}$	56.0
$a_{\text{linsley}}$	50.0	low $M_{\text{fall}}$	54.7
$\eta_{\text{slope}}$	50.0	low $M_{\text{width45}}$	56.4
$A_{\text{scale}}$	57.3	low $M_{\text{width15}}$	54.6
$S_b$	59.9	low $M_{\text{AoP}}$	58.7
$N_{\text{SD}}$	52.7	波形信号 (上層)	65.4
$L_{\text{ldf}}$	58.7	波形信号 (下層)	64.9
$M_{\text{delay}}$	55.1	波形信号 (上下層)	67.0

## 5.4 一次宇宙線核種判別モデルへの観測データの適用

この節では前節で作成した機械学習モデルに、TALE-SD で観測されたイベント (以降、観測データ) を適用した結果について述べる。本解析での機械学習モデルは、 $\theta_{\text{sim.}} = 30^\circ$ 、 $E_{\text{sim.}} = 10^{18.0}$  eV で生成された

陽子/鉄宇宙線を用いて開発した。そのため天頂角とエネルギーを考慮して観測データを選ぶ必要がある。今回は2種類の条件で観測データをセレクションし、機械学習モデルへ適用した。

### 5.4.1 TALE-SD で観測された宇宙線イベント

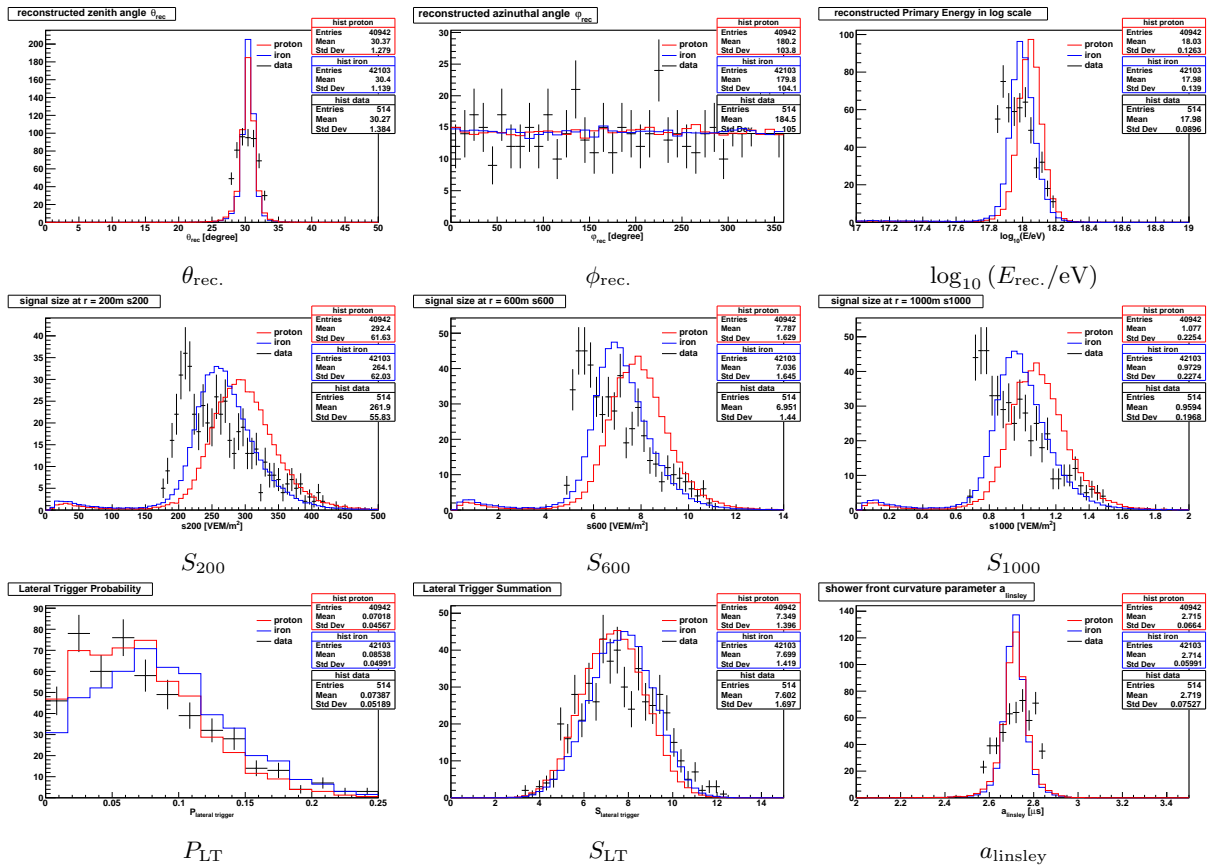
本解析では TALE-SD で実際に観測されたイベントのうち、2019年10月1日から2022年9月30日までの3年分のイベントを使用した。そのうち再構成されたイベント数は486,816イベントで、表4.1aのセレクション後のイベント数は127,525イベントであった。

### 5.4.2 エネルギー $E_{rec.}$ のセレクション

本解析では5.4.1のセレクション後のイベントのうち、以下の条件を満たすイベントを使用した。陽子/鉄宇宙線の天頂角・再構成後のエネルギー分布の平均と標準偏差から条件を決定した。

- $27.92^\circ \leq \theta_{rec.} \leq 32.78^\circ$
- $17.85 \leq \log_{10}(E_{rec.}/\text{eV}) \leq 18.19$

上記の条件を満たす観測データのイベント数は514イベントであった。上記の条件でセレクションした各パラメータの分布を図5.9に示す。分布を見ると、観測データが鉄またはそれよりも重い原子核組成の分布を示している。上記のセレクションによる観測データの、機械学習モデルへの適用結果を図5.10に示す。観測データの $\beta$ 分布は鉄またはそれよりも重い原子核組成の分布となった。



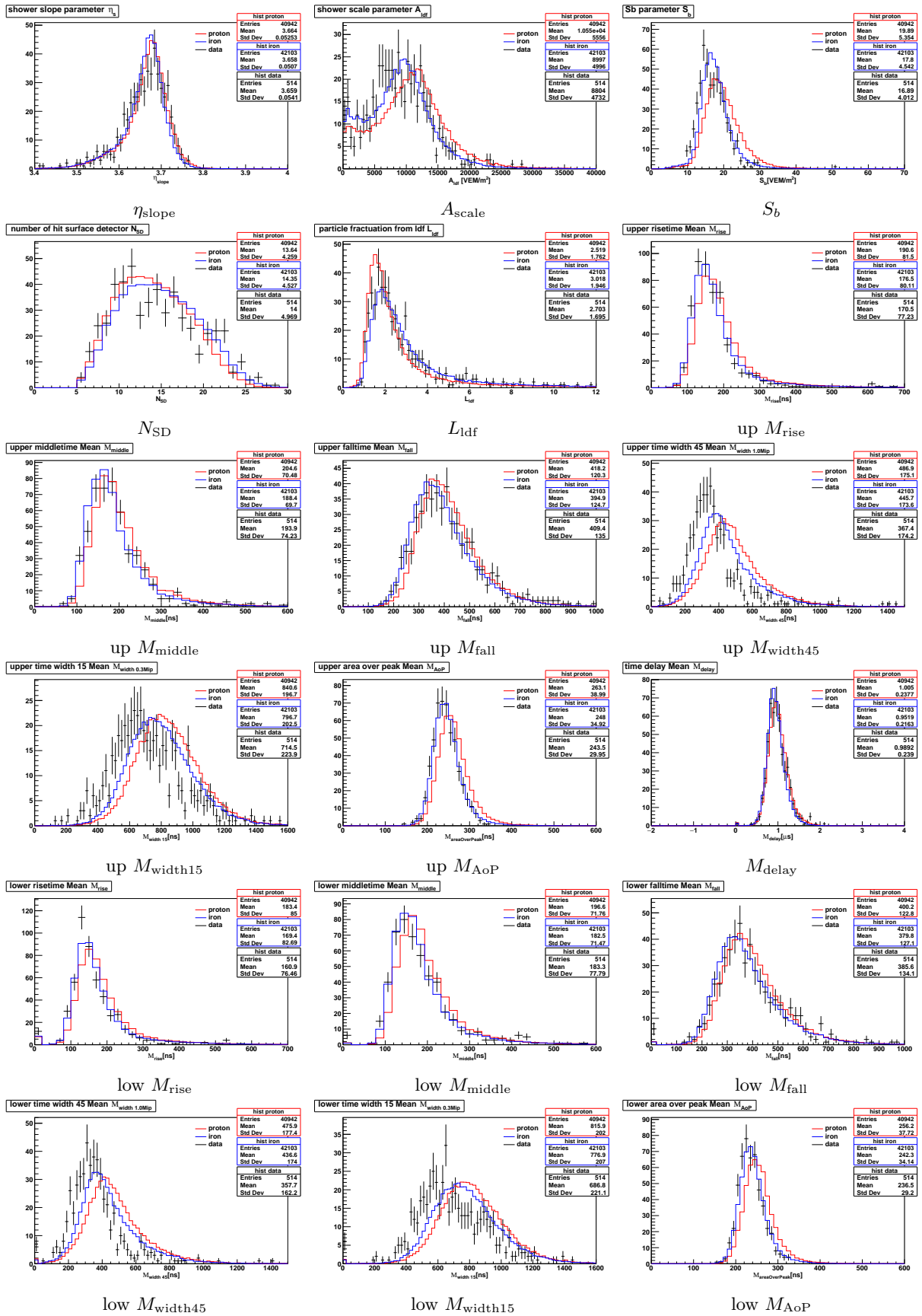


図 5.9: 5.4.2 のセレクションによる各パラメータのヒストグラム。Entries はそれぞれ宇宙線のイベント数を表す。黒十字が TALE-SD で観測された宇宙線、赤が陽子宇宙線、青が鉄宇宙線によるものをそれぞれ表す。Entries はイベント数を表す。

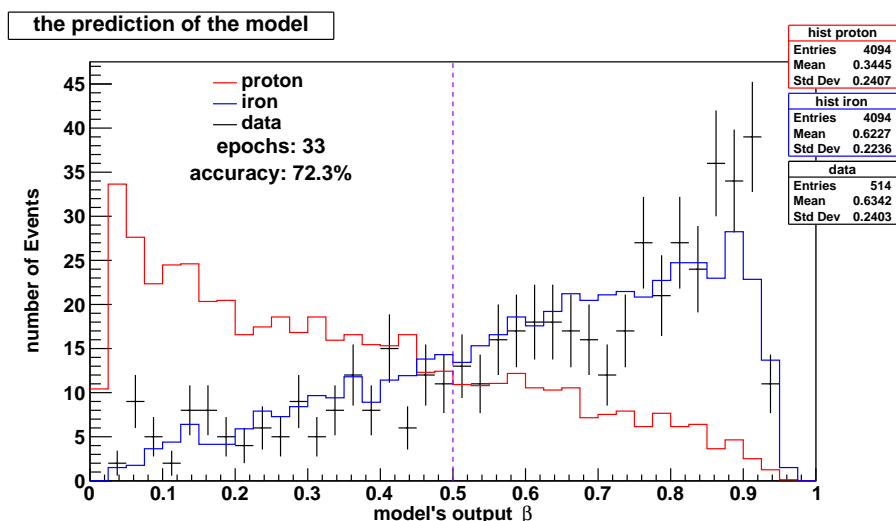


図 5.10: 機械学習モデルへの観測データ適用結果。赤が答えが陽子 ( $\beta_{\text{answer}} = 0$ )、青が答えが鉄 ( $\beta_{\text{answer}} = 1$ ) であるテストデータを、黒十字が観測データをそれぞれ表す。

### 5.4.3 $S_{600}$ のセレクション

前節のエネルギー分布を見ると、観測データは鉄またはそれより重い原子核組成の分布をしている。本解析ではセレクションによるバイアスをなくすため、以下に示す範囲で観測データをセレクションした。そして、条件を満たす 58 イベントの観測データの  $S_{600}$  分布に合わせて陽子/鉄宇宙線イベントを抽出し、機械学習のモデル開発に使用した。

- $29.18^\circ \leq \theta_{\text{rec.}} \leq 31.59^\circ$
- $7.0 \leq S_{600} \leq 8.0$

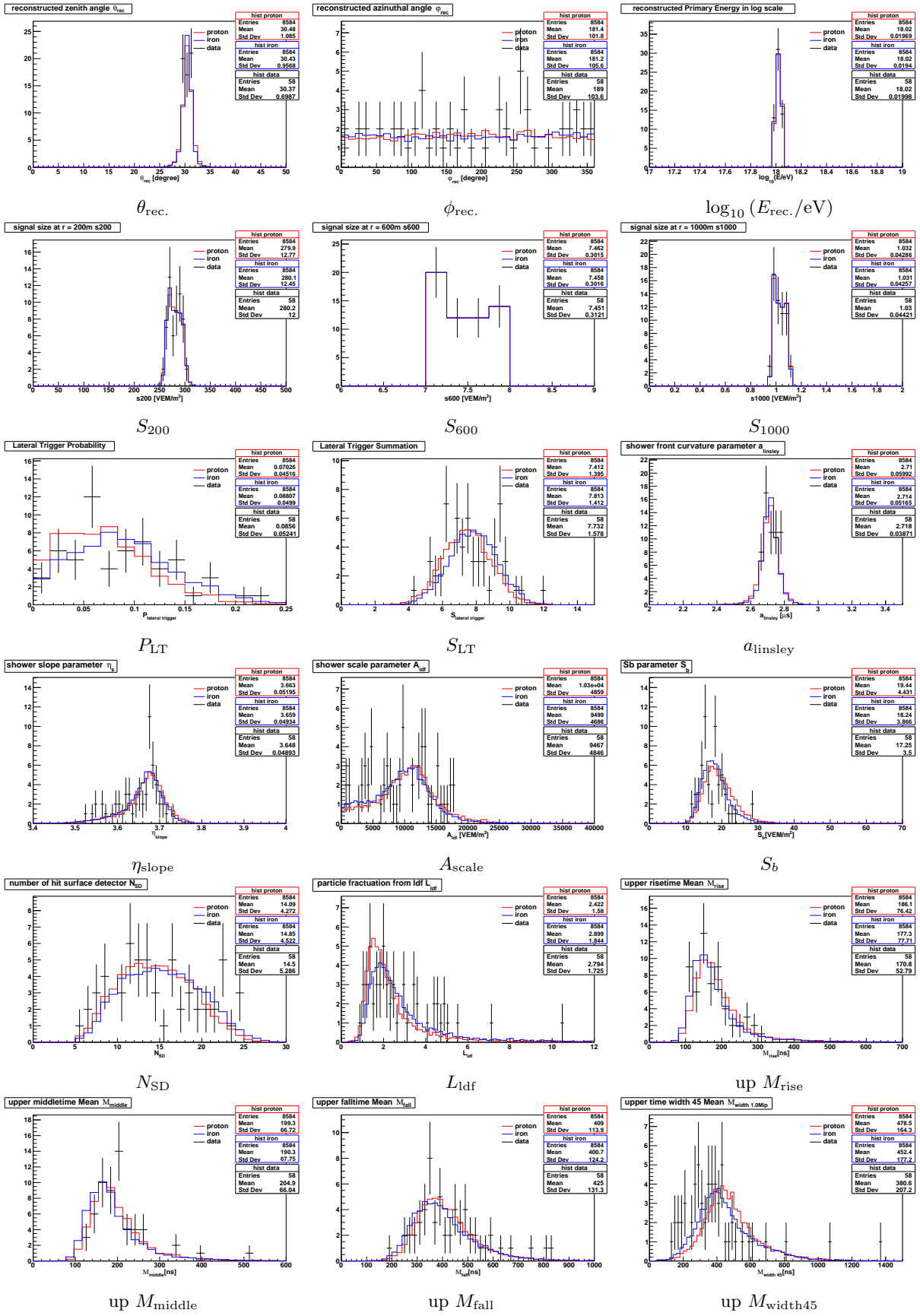
表 5.4:  $S_{600}$  分布の内訳。数字はイベント数を示す。

$S_{600}$ の範囲	観測データ	陽子宇宙線	鉄宇宙線
$7.00 \leq S_{600} < 7.25$	20	2960	2960
$7.25 \leq S_{600} < 7.50$	12	1776	1776
$7.50 \leq S_{600} < 7.75$	12	1776	1776
$7.75 \leq S_{600} \leq 8.00$	14	2072	2072
合計	58	8584	8584

機械学習モデルへの学習の際は入力値から  $S_{600}$  を取り除いた。上記の手法で抽出した観測データ・陽子/鉄宇宙線の各パラメータの分布を図 5.12 に示す。

学習を進め、開発した機械学習モデルに対し観測データを適用した結果を図 5.13 に示す。観測データの  $\beta$  分布は鉄またはそれより重い原子核組成の分布となった。





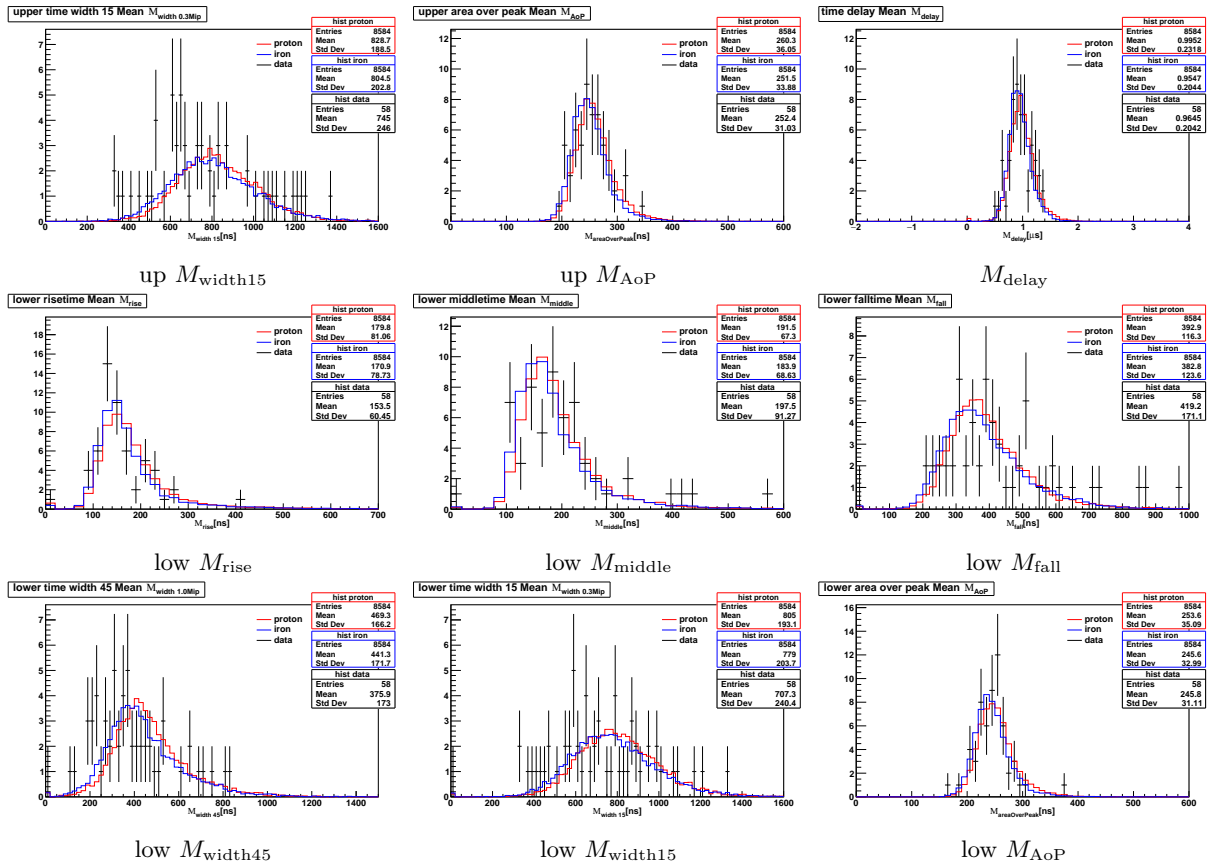


図 5.12: 5.4.3 のセレクションによる各パラメータのヒストグラム。Entries はそれぞれ宇宙線のイベント数を表す。黒十字が TALE-SD で観測された宇宙線、赤が陽子宇宙線、青が鉄宇宙線によるものをそれぞれ表す。Entries はイベント数を表す。

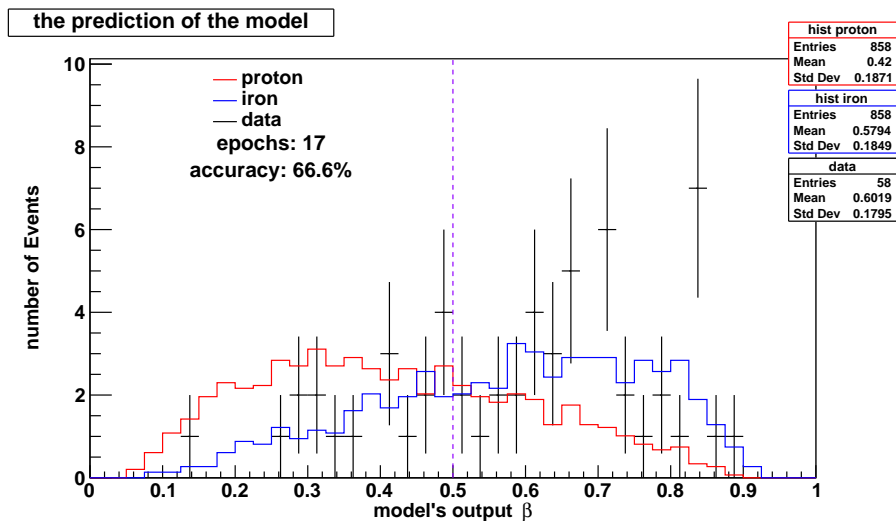


図 5.13:  $S_{600}$  分布を考慮した機械学習モデルへの観測データ適用結果。赤が答えが陽子 ( $\beta_{\text{answer}} = 0$ )、青が答えが鉄 ( $\beta_{\text{answer}} = 1$ ) であるテストデータを、黒十字が観測データをそれぞれ表す。

#### 5.4.4 他実験との比較・考察

エネルギー  $E_{\text{rec}}$ 、 $S_{600}$  それぞれのセレクションによる観測データと、陽子・鉄のテストデータの出力値  $\beta$  の分布結果 (平均  $\beta_{\text{mean}}$ 、標準偏差  $\beta_{\text{stDev}}$ ) を表 5.5 に示す。いずれセレクションの場合でも TALE-SD で

表 5.5: 陽子/鉄テストデータ、TALE-SD 観測データの  $\beta$  分布表。(a) 図 5.10、(b) 図 5.13 の結果。

(a) $E_{\text{rec}}$ セレクション				(b) $S_{600}$ セレクション			
	陽子	鉄	観測データ		陽子	鉄	観測データ
イベント数	4094	4094	514	イベント数	858	858	58
$\beta_{\text{mean}}$	0.34	0.62	0.63	$\beta_{\text{mean}}$	0.42	0.58	0.60
$\beta_{\text{stDev}}$	0.24	0.22	0.24	$\beta_{\text{stDev}}$	0.18	0.18	0.18

観測される  $\theta \sim 30^\circ$ 、 $E \sim 10^{18}$  eV の宇宙線の化学組成は鉄またはそれより重い原子核組成が支配的である結果となった。図 5.14a に様々な実験と TALE Hybrid 解析による宇宙線の化学組成の変化を示す。このグラフの  $E \sim 10^{18}$  eV 辺りの、TALE Hybrid とそれぞれの実験結果を見ると軽い原子核が支配的である。今回の解析結果が他実験と異なる原因として考えられるのは、ハドロン相互作用モデルへの依存性である。地表検出器での化学組成解析はハドロン相互作用に強く依存する。そして現行のハドロン相互作用モデルは 1.6.5 と図 5.14b に示す空気シャワーのミュオン成分の測定結果に示すように、高エネルギー側での空気シャワーのミュオン成分が多い場合、つまり重い原子核由来の空気シャワーの横方向分布をうまく再現できない問題がある。核種判別に一番支配的であった入力値が上下層の波形信号であることと、波形信号がハドロン相互作用モデルの影響を強く受けることから、観測データは鉄またはそれより重い原子核組成の分布を示すと考えられる。

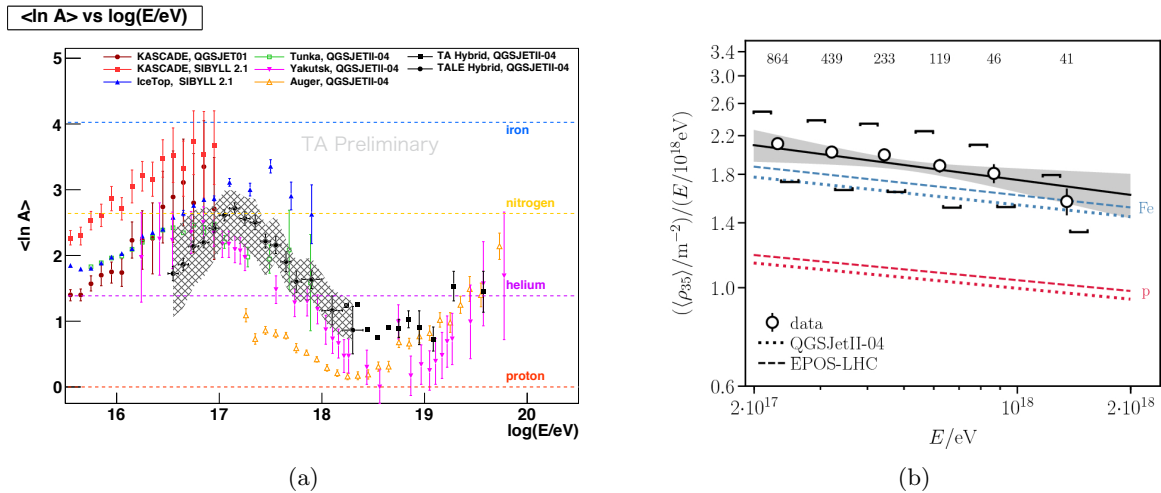


図 5.14: (a) 様々な実験と TALE Hybrid 解析による宇宙線の化学組成の変化 [89]。横軸は宇宙線のエネルギー、縦軸は宇宙線の質量数の対数の平均  $\langle \ln A \rangle$  をそれぞれ表す。(b) Pierre Auger 実験の地下ミュオン検出器で測定されたミュオン密度の変化 [56]。横軸は宇宙線のエネルギー、縦軸は空気シャワーのミュオン密度  $\langle \rho_{35} \rangle$  をそれぞれ表す。

## 第6章 結論

TALE-SD による 2nd knee 領域宇宙線化学組成解析に向け、一次宇宙線原子核種に依存するパラメータを探索・抽出した。そしてこのパラメータと深層学習を用いて一次宇宙線核種判別モデルを開発し、実際の TALE-SD 観測データへ適用した。

パラメータの探索にあたり、空気シャワーの 3 つの特徴 (横方向分布・シャワーフロントの曲率・厚み) に焦点を当てた。そして現行の TALE-SD 再構成ソフトウェアと、MC シミュレーションによる一次宇宙線核種が陽子・鉄の宇宙線を用いて、9 つの横方向分布に関するパラメータ、2 つの曲率に関するパラメータ、12 の厚みに関するパラメータ、合計で 23 のパラメータを抽出した。

得られたパラメータと深層学習を用いて、一次宇宙線原子核種判別モデルを開発した。今回のモデルでは陽子・鉄宇宙線の 2 種類を使用し、二値分類を行った。学習を行った機械学習モデルに対して、テストデータを用いて核種判別の性能評価を行った結果、陽子宇宙線のテストデータに対する正解率は 73.3%、鉄宇宙線のテストデータに対する正解率は 71.4% となり、機械学習モデル全体の判別精度は 72.3% となった。その中で最も核種判別への寄与の高いパラメータはシンチレータ上下層で記録された波形信号で、その判別精度は 67.0% であった。

さらに TALE-SD で観測された宇宙線イベントに対し、開発した機械学習モデルを適用した。その結果、2019 年 10 月 01 日から 2022 年 09 月 30 日までに観測された  $\theta \sim 30^\circ$ ,  $E \sim 10^{18}$  eV の宇宙線の機械学習の応答分布は、鉄もしくはそれよりも重い原子核組成の分布となった。

本解析では天頂角が約  $30^\circ$ 、エネルギーが約  $10^{18}$  eV 辺りの宇宙線の化学組成を解析したが、TALE-SD で観測される宇宙線イベントはより広い天頂角・エネルギーの範囲に渡る。そのため現状の機械学習モデルをより広い範囲に拡張する必要がある。また、宇宙線の化学組成・異なるハドロン相互作用モデルを考慮した TALE-SD 再構成ソフトウェアを使用してパラメータを出力する必要もある。機械学習モデルの精度向上に向けて、波形情報や位置情報を生かしたグラフニューラルネットワークの利用が考えられる。

## 謝辞

本研究を進めるにあたり、数多のご助言・ご支援いただきました全ての方々に感謝いたします。指導教員である常定芳基教授には大変お世話になりました。解析や研究の知識、何より言葉の使い方に関して厳しく御指導していただきました。厳しく指導をいただいた分、発表などで言葉遣いに関して褒められたときはとても嬉しかったです。ミーティングの合間の小話は個人的に好きでした。最高級コーヒーマルを買わせてしまいすみません、来世では気をつけます。

東京大学宇宙線研究所の荻尾彰一教授には大阪市立大学在職時から、担任・研究室の教授・共同研究者として6年間大変お世話になりました。東大への異動を知ったときは正直とても寂しかったです。離れてからの1年間も父親の様に気にかけてくださりました。研究の進捗報告の場では厳しくも的確な御指導をいただきました。何度も飲み連れて行っていただき、研究以外の様々なことを教えていただきました。何よりおぎおさんと共にした時間は本当に良かったです。

藤井俊博准教授には毎週の進捗報告の場で解析への熱い御指導をいただきました。修士2年の1年間で飛躍的に研究が進んだのは先生のおかげです。研究で困ったことがあれば親身になって考えてくださりありがとうございました。としさんが着任されてから、研究室がとても活気付いたと感じます。シカゴでの観光やその他出張先での飲み場など、この一年で色々な経験をさせていただきとても新鮮でした。

宇宙線物理学研究室を修了された先輩方には、毎日の研究室生活で大変お世話になりました。宇宙線研究所の藤田慧太郎研究員には、研究の全てにおいて大変お世話になりました。「ふじたさあ〜ん」と声をかければ「なんやねん」と言いながらも、夜中でも早朝でも丁寧に教えてくださりました。本当に頼もしい先輩です。佐藤光希氏にはTALE-SDに関して多くのことを教えていただきました。何度も質問に行き、結局研究以外の話ばかりしていたのはいい思い出です。尾村勇吾博士と津田涼輔氏には機械学習に関して多くのことを教えていただきました。機械学習を扱う人が少ない中での先輩方のご助言は本当に助かりました。Rosa Mayta Palacios 博士には、研究室に所属したばかりの僕に宇宙線に関する多くのことを教えていただきました。互いに母国語ではない英語での意思疎通はとても大変でしたが、毎日夜遅くまで根気強く教えてくださり、宇宙線の知識を基礎から身につけることができました。

同期の岩崎葵さんには毎日の研究生活で大変お世話になりました。研究室で二人残って互いに切磋琢磨する毎日がもうないと思うと寂しいですが、新天地でもお互いに頑張りましょう。また研究室に響き渡る引き笑いを聞かせてください。暖房毎回勝手に切ってすみません。古前壱朗君には研究やネットワーク関連でお世話になりました。困ったときに聞けばなんでも答えてくれる、こんなに頼りになる後輩はいないと思います。横田晴香さんには出張などの事務手続きで大変お世話になりました。毎日の何気ない雑談や飲み場など、後輩の皆さんにもお世話になりました。

テレスコープアレイ共同研究者の皆様には、出張先や進捗報告の場で大変お世話になりました。宇宙線研究所の大島仁特任研究員、関野幸市技術職員、下平英明技術職員、Adrian Baum 技術職員にはユタでの生活や現地での仕事を丁寧に教えていただきました。休日に連れて行っていただいたゴルフやハンバーガー屋など、ユタでは楽しく過ごせました。宇宙線研究所のさこ隆志准教授、竹田成宏助教、野中敏幸助教、川田和正助教、信州大学の冨田孝幸助教、大阪電気通信大学の多米田裕一郎准教授、ユタ大学の Charles Jui 教授、John N. Matthews 教授、Jihyun Kim 研究員には、進捗報告の場で研究のモチベーションにつながる数多のご助言をいただきました。

最後に、僕が決めた進路を応援、そして金銭的にも時間的にも支援してくれた家族に深く感謝の意を表し謝辞といたします。3年間ありがとうございました。

# 付録

## A MC キャリブレーションセット

表 6.1: SD 応答シミュレーションで用いられているキャリブレーションデータのリスト。

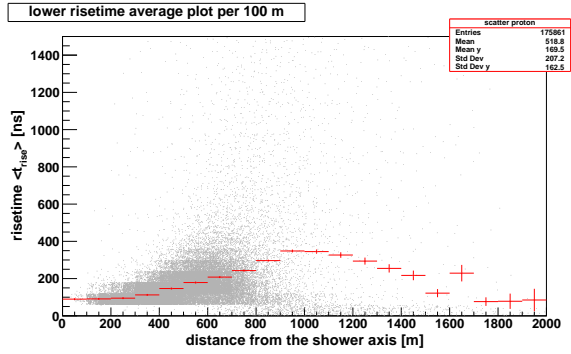
---

---

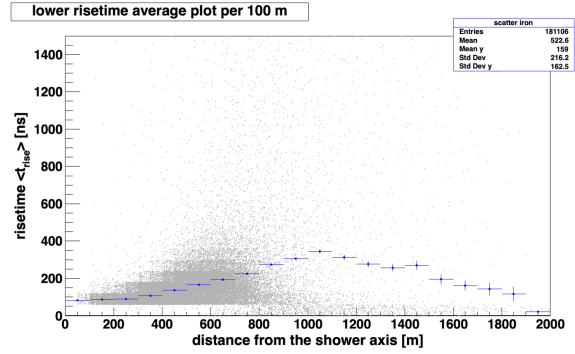
1	時間
2	検出器の数
3	検出器の状態 (稼働しているか、していないか)
4	上層内でのエネルギー損失量から光電子への変換係数
5	下層内でのエネルギー損失量から光電子への変換係数
6	上層内でのエネルギー損失量から ADC カウントへの変換係数
7	下層内でのエネルギー損失量から ADC カウントへの変換係数
8	上層におけるシングルミュオン
9	下層におけるシングルミュオン
10	上層のペDESTAL平均値
11	下層のペDESTAL平均値
12	上層のペDESTAL標準偏差
13	下層のペDESTAL標準偏差
14	上層のペDESTALピーク
15	下層のペDESTALピーク
16	上層のペDESTALの最小値からピークのデータから得られた半値幅
17	下層のペDESTALの最小値からピークのデータから得られた半値幅
18	上層のペDESTALのピークから最大のデータから得られた半値幅
19	下層のペDESTALのピークから最大のデータから得られた半値幅
20	上層におけるシングルミュオンフィットの自由度
21	下層におけるシングルミュオンフィットの自由度
22	上層におけるシングルミュオンフィットの $\chi^2$
23	下層におけるシングルミュオンフィットの $\chi^2$
24	GPS 衛星の捕捉数
25	上層の PMT のリニアリティ (PMT の応答)
26	下層の PMT のリニアリティ (PMT の応答)

---

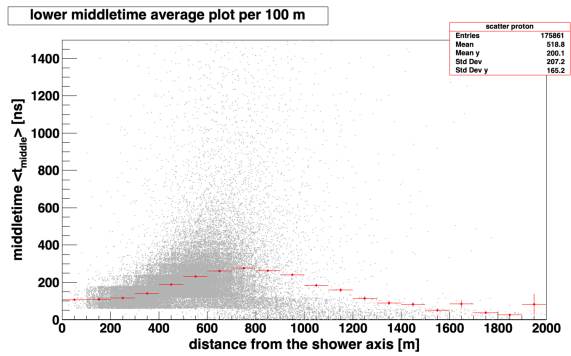
## B 厚みのパラメータ (下層)



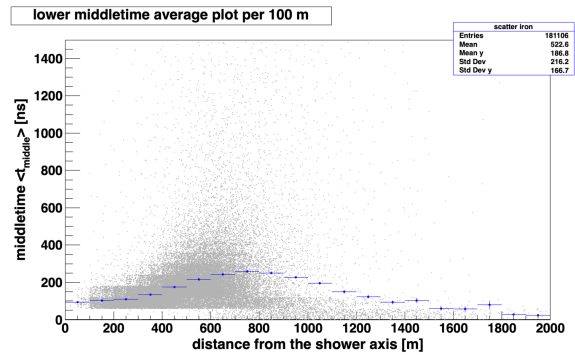
(a) 陽子宇宙線  $t_{rise}$



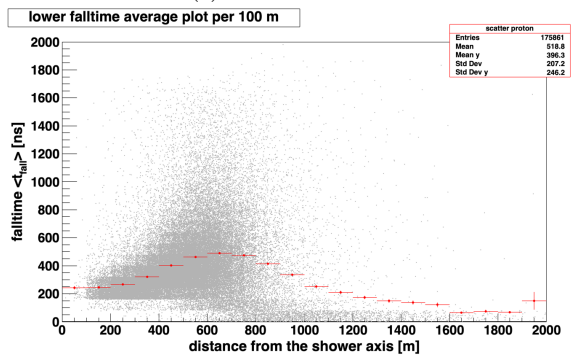
(b) 鉄宇宙線  $t_{rise}$



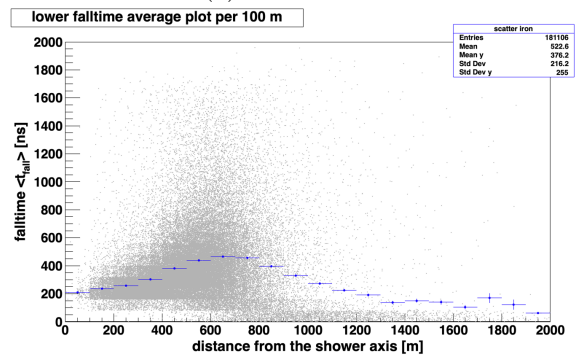
(c) 陽子宇宙線  $t_{middle}$



(d) 鉄宇宙線  $t_{middle}$



(e) 陽子宇宙線  $t_{fall}$



(f) 鉄宇宙線  $t_{fall}$

図 6.1: シンチレータ下層で記録された (a), (b)  $t_{rise} - r$ , (c), (d)  $t_{middle} - r$ , (e), (f)  $t_{fall} - r$  のグラフ。横軸は各 SD からシャワー軸までの距離  $r$  [m]、縦軸は (a), (b)  $t_{rise}$  [ns], (c), (d)  $t_{middle}$  [ns], (e), (f)  $t_{fall}$  [ns] をそれぞれ表す。Entries は SD の台数を表す。(a), (c), (e) は陽子宇宙線、(b), (d), (f) は鉄宇宙線によるものを表す。黒点は各 SD を、赤、青はそれぞれ 100 m ごとのパラメータ (黒点) の平均を表す。



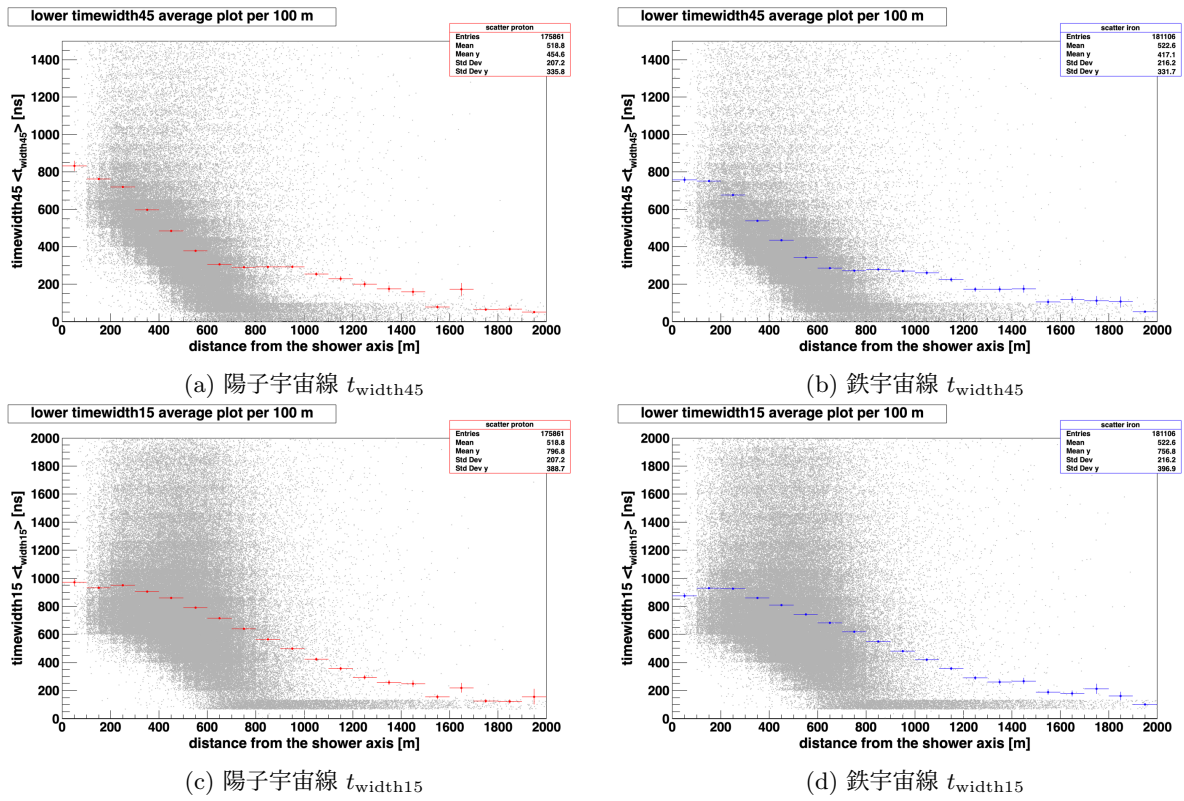


図 6.2: シンチレータ下層で記録された (a), (b)  $t_{width45} - r$ , (c), (d)  $t_{width15} - r$  のグラフ。横軸は各 SD からシャワー軸までの距離  $r$  [m]、縦軸は (a), (b)  $t_{width45}$  [ns], (c), (d)  $t_{width15}$  [ns] をそれぞれ表す。Entries は SD の台数を表す。(a), (c) は陽子宇宙線、(b), (d) は鉄宇宙線によるものを表す。黒点は各 SD を、赤、青はそれぞれ 100 m ごとのパラメータ (黒点) の平均を表す。

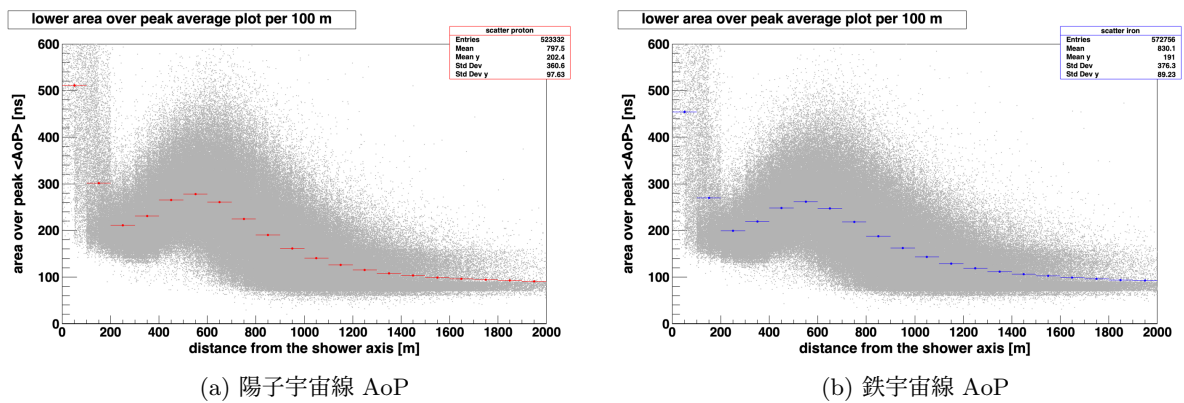


図 6.3: シンチレータ下層で記録された AoP -  $r$  のグラフ。横軸は各 SD からシャワー軸までの距離  $r$  [m]、縦軸は AoP [ns] をそれぞれ表す。Entries は SD の台数を表す。(a) は陽子宇宙線、(b) は鉄宇宙線によるものを表す。黒点は各 SD を、赤、青はそれぞれ 100 m ごとのパラメータ (黒点) の平均を表す。

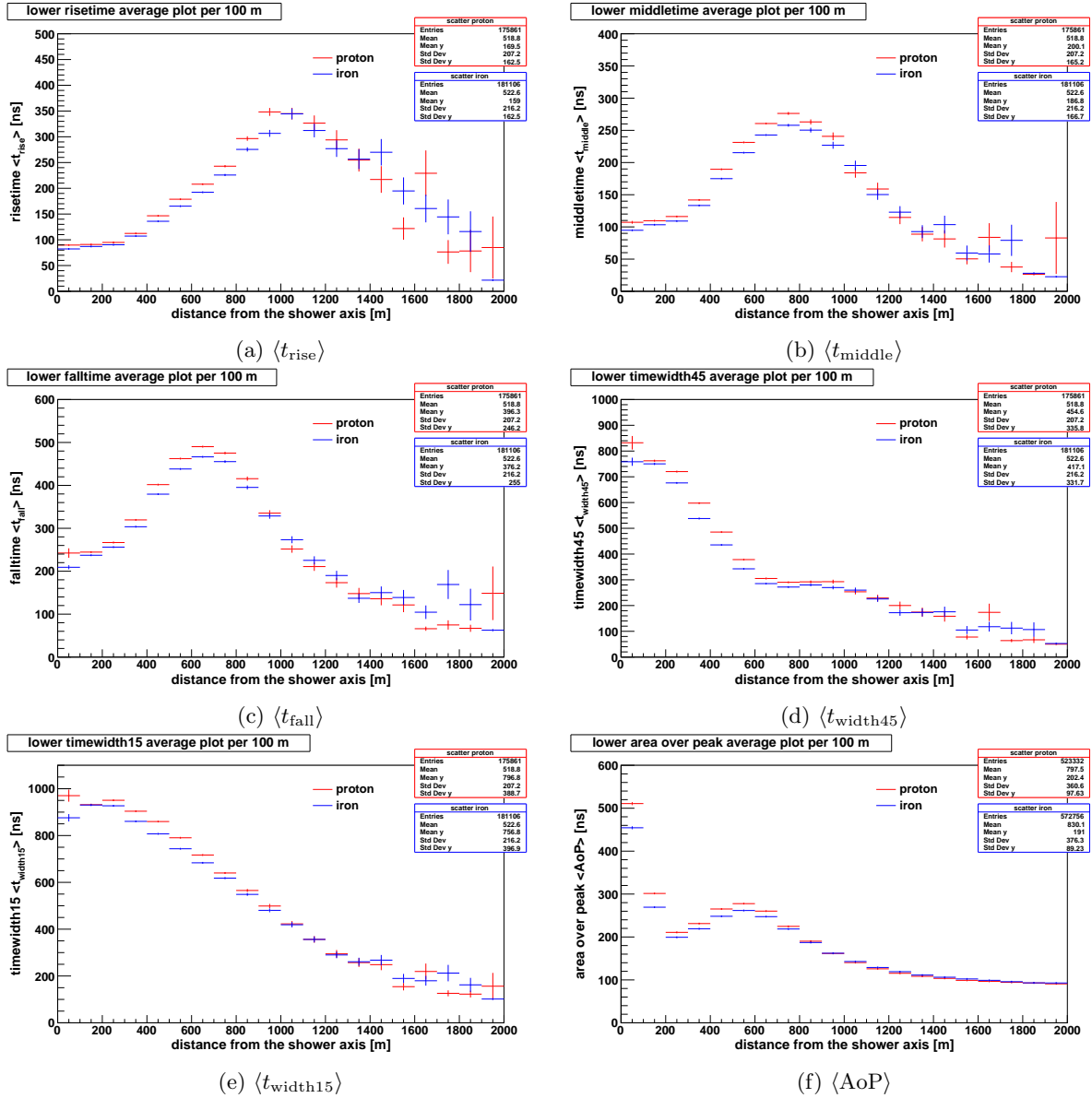


図 6.4: 図 6.1, 6.2, 6.3 の陽子/鉄宇宙線の各パラメータの平均を重ね書きしたグラフ。(a) $\langle t_{\text{rise}} \rangle - r$ , (b) $\langle t_{\text{middle}} \rangle - r$ , (c) $\langle t_{\text{fall}} \rangle - r$ , (d) $\langle t_{\text{width45}} \rangle - r$ , (e) $\langle t_{\text{width15}} \rangle - r$ , (f) $\langle \text{AoP} \rangle - r$ である。横軸は各 SD からシャワー軸までの距離  $r$  [m]、縦軸は各パラメータの平均を表す。Entries は SD の台数を表す。赤、青はそれぞれ 100 m ごとのパラメータの平均を表す。

## C 機械学習入力値の上限値

値が上限値より大きな値の場合は、規格化せず入力値を1とした。

表 6.2: 上限値一覧

パラメータ	上限値	パラメータ	上限値
$\theta_{\text{rec.}}$	45	up $M_{\text{rise}}$	700
$\phi_{\text{rec.}}$	360	up $M_{\text{middle}}$	600
$\log_{10}(E/\text{eV})$	20	up $M_{\text{fall}}$	1000
$S_{200}$	700	up $M_{\text{width45}}$	1400
$S_{600}$	15	up $M_{\text{width15}}$	1700
$S_{1000}$	3	up $M_{\text{AoP}}$	500
$P_{\text{LT}}$	0.6	$M_{\text{delay}}$	2.5
$S_{\text{LT}}$	13	low $M_{\text{rise}}$	700
$a_{\text{linsley}}$	3.2	low $M_{\text{middle}}$	600
$\eta_{\text{slope}}$	3.9	low $M_{\text{fall}}$	1000
$A_{\text{scale}}$	40000	low $M_{\text{width45}}$	1400
$S_b$	50	low $M_{\text{width15}}$	1700
$N_{\text{SD}}$	30	low $M_{\text{AoP}}$	500
$L_{\text{ldf}}$	10	上下層の波形信号	4095

## 参考文献

- [1] Victor F. Hess, "Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten", *Phys. Z* **13** (1912)
- [2] M. Nagano, "Search for the end of the energy spectrum of primary cosmic rays", *New J. Phys.* **11** (2009) 065012
- [3] C. Patrignani, et al. Particle Data Group collaboration, "Review of particle physics", *Chin. Phys. C* **40** (2016) 100001
- [4] Veniamin Berezhinsky, A. Z. Gazizov, and S. I. Grigorieva, "Dip in UHECR spectrum as signature of proton interaction with CMB", *Phys. Lett. B* **612** (2005) 147-153
- [5] Kenneth Greisen, "End to the cosmic-ray spectrum?", *Phys. Rev. Lett.* **16** (1966) 748-750
- [6] G. T. Zatsepin and V. A. Kuzmin, "Upper limit of the spectrum of cosmic rays", *JETP Lett.* **4** (1966) 78-80
- [7] S. Ostapchenko, "Monte Carlo treatment of hadronic interactions in enhanced Pomeron scheme: I. QGSJET-II model", *Phys. Rev. D* **83** (2011) 014018.
- [8] Karl-Heinz Kampert and Michael Unger, "Measurements of the Cosmic Ray Composition with Air Shower Experiments", *Astropart. Phys.* **35** (2012) 660-678
- [9] Pierre Auger, Raymond Maze, and Thérèse Grivet-Mayer, "Grandes gerbes cosmiques atmosphériques contenant des corpuscules ultrap én étrants", *Compt. Rend. Hebd. Seances Acad. Sci.* **206** (1938) 1721-1723
- [10] H. Bethe and W. Heitler, "On the Stopping of fast particles and on the creation of positive electrons", *Proc. Roy. Soc. Lond.* **146** (1934) 83-112
- [11] J. Matthews, "A Heitler model of extensive air showers", *Astropart. Phys.* **22** (2005) 387-397
- [12] T.K.Gaisser and A.M.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
- [13] Markus Risse, "Properties of extensive air showers", *arXiv: Astrophysics* **35** (2004) 1787-1798
- [14] Koichi Kamata and Jun Nishimura, "The Lateral and the Angular Structure Functions of Electron Showers", *Progress of Theoretical Physics Supplement* **6** (1958) 93-155
- [15] K. Greisen, "Cosmic ray showers", *Annual Review of Nuclear Science* **10** (1960) 63-108
- [16] J Linsley, L Scarsi, and B Rossi, "Energy spectrum and structure of large air showers", *J. Phys. Soc. Japan* **17** (1962) Country unknown/Code not available

- [17] S. Yoshida, et al., "Lateral distribution of charged particles in giant air showers above EeV observed by AGASA", *J. Phys. G* **20** (1994) 651-664
- [18] Ralph Engel, Dieter Heck, and Tanguy Pierog, "Extensive Air Showers and Hadronic Interactions at High Energy", *Annual Review of Nuclear and Particle Science* **61** (2011) 467-489
- [19] John Linsley, "Thickness of the particle swarm in cosmic ray air showers", *J. Phys. G* **12** (1986) 51-57
- [20] T. Hara, et al., "Characteristics of Large Air Shower at core distance between 1km and 2km", *18th International Cosmic Ray Conference* **11** (1983) 276
- [21] M. Teshima, et al., "Properties of  $10^9 - 10^{10}$  GeV extensive air showers at core distances between 100 and 3000 m", *J. Phys. G* **12** (1986) 1097
- [22] 村山喬, "乗鞍シンポジウム報告", (1958)
- [23] M.A.K. Glasmacher et al., "The cosmic ray energy spectrum from  $10^{14}$  eV to  $10^{16}$  eV", *Astroparticle Physics* **10** (1999) 291-302
- [24] C. Aguirre et al., "Simultaneous observation of families and accompanied air showers at Mt. Chacaltaya. 2. Study of hadronic component in air showers", *Phys. Rev. D* **62** (2000) 032003
- [25] M. Aglietta et al., "The Primary cosmic ray composition between  $10^{15}$  and  $10^{16}$  eV from extensive air showers electromagnetic and TeV muon data", *Astroparticle Physics* **20** (2004) 641-652
- [26] M. Aglietta et al., "The cosmic ray primary composition in the "knee" region through the EAS electromagnetic and muon measurements at EAS-TOP", *Astroparticle Physics* **21** (2004) 583-596
- [27] K. Bernlöhner, W. Hofmann, G. Leffers, V. Matheis, M. Panter, and R. Zink, "Changes of the cosmic ray mass composition in the  $10^{14}$  eV to  $10^{16}$  eV energy range", *Astroparticle Physics* **8** (1998) 253-264
- [28] J. Ahrens et al., "Measurement of the cosmic ray composition at the knee with the SPASE-2/AMANDA-B10 detectors", *Astroparticle Physics* **21** (2004) 565-581
- [29] J. E. Dickinson et al., "Studies of the mass composition of cosmic rays with the SPASE-2/VULCAN instrument at the South Pole", *Proceedings of the 26th International Cosmic Ray Conference* **3** (1999) 136
- [30] J. W. Fowler, L. F. Fortson, C. C. H. Jui, D. B. Kieda, R. A. Ong, C. L. Pryke, and P. Sommers, "A Measurement of the cosmic ray spectrum and composition at the knee", *Astroparticle Physics* **15** (2001) 49-64
- [31] S. P. Swordy and D. B. Kieda, "Elemental composition of cosmic rays near the knee by multiparameter measurements of air showers", *Astroparticle Physics* **13** (2000) 137-150
- [32] D. Chernov et al., "Primary energy spectrum and mass composition determined with the Tunka EAS Cerenkov Array", *Int. J. Mod. Phys. A* **20** (2006) 6799-6801
- [33] S. F. Berezhnev, et al., "Tunka-133: Primary Cosmic Ray Mass Composition in the Energy Range  $6 \cdot 10^{15} - 10^{18}$  eV", *32nd International Cosmic Ray Conference* **1** (2011) 197-200

- [34] F. Arqueros et al., "Energy spectrum and chemical composition of cosmic rays between 0.3-PeV and 10-PeV determined from the Cherenkov light and charged particle distributions in air showers", *Astron.Astrophys.* **359** (2000) 682-694
- [35] Y. Takahashi, "Elemental abundance of high energy cosmic rays", *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* **60** (1998) 83-92
- [36] V. A. Derbina et al., "Cosmic-ray spectra and composition in the energy range of 10-TeV - 1000-TeV per particle obtained by the RUNJOB experiment", *Phys. Rev. D* **79** (2009) 072011
- [37] T. Antoni et al., "KASCADE measurements of energy spectra for elemental groups of cosmic rays: Results and open problems", *Astroparticle Physics* **24** (2005) 1-25
- [38] T. Antoni et al., "A Nonparametric approach to infer the energy spectrum and the mass composition of cosmic rays", *Astroparticle Physics* **16** (2002) 245-263
- [39] M Ave, L Cazón, J.A Hinton, J Knapp, J Lloyd-Evans, A.A Watson "Mass composition of cosmic rays in the range  $2 \times 10^{17}$  eV –  $3 \times 10^{18}$  eV measured with Haverah Park array", *Astroparticle Physics* **19** (2003) 61-75
- [40] D. J. Bird et al., "The Cosmic ray energy spectrum observed by the Fly's Eye", *Astrophysical Journal* **424** (1994) 491-502
- [41] S. P. Knurenko, A. A. Ivanov, A. V. Sabourov, and I. Ye. Sleptsov, "Average Mass Composition of Primary Cosmic Rays in the Superhigh Energy Region by the Yakutsk Complex EAS Array Data", *Proceedings of the 30th International Cosmic Ray Conference* **4** (2000) 167-170
- [42] T. Abu-Zayyad et al., "Measurement of the cosmic ray energy spectrum and composition from  $10^{17}$  eV to  $10^{18.3}$  eV using a hybrid fluorescence technique", *Astrophys. J.* **557** (2001) 686
- [43] R. U. Abbasi et al., "A Study of the composition of ultrahigh energy cosmic rays using the High Resolution Fly's Eye", *Astrophys. J.* **622** (2005) 910-926
- [44] Michael Unger, "Study of the Cosmic Ray Composition above 0.4 EeV using the Longitudinal Profiles of Showers observed at the Pierre Auger Observatory", *Astron.Nachr.* **328** (2007) 614
- [45] V.V. Prosin et al., "Primary CR energy spectrum and mass composition by the data of Tunka-133 array", *EPJ Web Conf.* **99** (2015) 04002
- [46] A A Ivanov, S P Knurenko and I Ye Sleptsov, "Measuring extensive air showers with Cherenkov light detectors of the Yakutsk array: the energy spectrum of cosmic rays", *New J. Phys.* **11** (2009) 065008
- [47] M. G. Aartsen et al., "The IceCube Neutrino Observatory: Instrumentation and Online Systems", *Journal of Instrumentation* **12** (2017) P03012
- [48] M. G. Aartsen et al., "Measurement of the cosmic ray energy spectrum with IceTop-73", *Phys. Rev. D* **88** (2013) 042004
- [49] M. G. Aartsen et al., "Cosmic ray spectrum and composition from PeV to EeV using 3 years of data from IceTop and IceCube", *Phys. Rev. D* **100** (2019) 082002

- [50] G. Navarra et al., "KASCADE-Grande: a large acceptance, high-resolution cosmic-ray detector up to  $10^{18}$  eV", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **518** (2004) 207-209
- [51] A. Haungs et al., "High-energy cosmic rays measured with KASCADE-Grande", *Proceedings of The European Physical Society Conference on High Energy Physics (EPS-HEP 2013)* **180** (2013) 398
- [52] Haungs, A., Kang, D., Schoo, S. et al., "The KASCADE Cosmic-ray Data Centre KCDC: granting open access to astroparticle physics research data", *Eur. Phys. J.* **78** (2018) 741
- [53] Corstanje, A. et al., "Depth of shower maximum and mass composition of cosmic rays from 50 PeV to 2 EeV measured with the LOFAR radio telescope", *Phys. Rev. D* **103** (2021) 102006
- [54] P. Schellart et al., "Detecting cosmic rays with the LOFAR radio telescope", *Astronomy and Astrophysics* **560** (2013) A98
- [55] Alexander Aab et al., "The Pierre Auger Cosmic Ray Observatory", *Nucl.Instrum.Meth.A* **798** (2015) 172-213
- [56] Aab, A., Abreu, P., Aglietta, M. et al., "Direct measurement of the muonic content of extensive air showers between  $2 \times 10^{17}$  eV and  $2 \times 10^{18}$  eV at the Pierre Auger Observatory", *Eur. Phys. J. C* **80** (2020) 751
- [57] W. D. Apel et al., "The spectrum of high-energy cosmic rays measured with KASCADE-Grande", *Astroparticle Physics* **36** (2012) 183-194
- [58] P. Abreu et al., "The energy spectrum of cosmic rays beyond the turn-down around  $10^{17}$  eV as measured with the surface detector of the pierre auger observatory", *Eur. Phys. J. C* **81** (2021) 966
- [59] H. P. Dembinski et al., "Report on Tests and Measurements of Hadronic Interaction Properties with Air Showers", *EPJ Web Conf.* **210** (2019) 02004
- [60] H. P. Dembinski, "The Muon Puzzle in High-Energy Air Showers", *Phys. Atom. Nuclei* **82** (2019) 644-648
- [61] D. Ivanov, "Energy Spectrum Measured by the Telescope Array", *PoS ICRC2019* **358** (2019) 298
- [62] R. U. Abbasi et al., "Depth of Ultra High Energy Cosmic Ray Induced Air Shower Maxima Measured by the Telescope Array Black Rock and Long Ridge FADC Fluorescence Detectors and Surface Array in Hybrid Mode" *Astrophys. J.* **858** (2018) 76
- [63] Gordon Thomson, "Physics of the TALE Experiment" *Proceedings, 30th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2007)* **5** (2007) 1593-1596
- [64] Shoichi Ogio, "Telescope Array Low energy Extension(TALE) Hybrid", *PoS ICRC2019* (2020) 375
- [65] A. Taketa, "The measurement of extremely high energy cosmic ray energy spectrum by Telescope Array surface detector", *Doctoral Thesis*, Tokyo University, (2011)
- [66] Y. Takahashi, *Master Thesis*, Osaka City University, (2016)
- [67] Heck, D. and Knapp, J. and Capdevielle, J. N. and Schatz, G. and Thouw, T., "CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air showers", (1998)



- [68] S. Agostinelli et al., "Geant4-a simulation toolkit", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **506** (2003) 250-303
- [69] S. Ostapchenko, "QGSJET-II: towards reliable description of very high energy hadronic interactions", *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* **151** (2006) 143-146
- [70] Nelson, W R, Hirayama, H and Rogers, D W.O., "EGS4 code system", (1985)
- [71] A. M. Hillas, "Shower simulation: lessons from MOCCA", *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* **52** (1997) 29-42
- [72] M.Kobal et al., "A thinning method using weight limitation for air-shower simulations", *Astroparticle Physics* **15** (2001) 259-273
- [73] B.T. Stokes, R. Cady, D. Ivanov, J.N. Matthews, G.B. Thomson, "Dethinning extensive air shower simulations", *Astroparticle Physics* **35** (2012) 759-766
- [74] D. Ivanov, "Energy Spectrum Measured By The Telescope Array Surface Detector", *Doctoral Thesis*, The State University of New Jersey, (2012)
- [75] K. Miyata, *Master Thesis*, Tokyo University of Science, (2007)
- [76] John Linsley and Livio Scarsi, "Arrival Times of Air Shower Particles at Large Distances from the Axis", *Phys. Rev.* **128** (1962) 2384-2392
- [77] K. Sato, *Master Thesis*, Osaka City University, (2021)
- [78] Y. Kimura, *Master Thesis*, Osaka City University, (2021)
- [79] Y. Tanoue, *Master Thesis*, Osaka City University, (2019)
- [80] G. Ros, A.D. Supanitsky, G.A. Medina-Tanco, L. del Peral, J.C. D'Olivo, M.D. Rodríguez Frías, "A new composition-sensitive parameter for ultra-high energy cosmic rays", *Astroparticle Physics* **35** (2011) 140-151
- [81] P. Abreu et al., "Search for photons above  $10^{19}$  eV with the surface detector of the Pierre Auger Observatory", *arXiv* (2022)
- [82] K. Yashiro, *Master Thesis*, Tokyo University of Science, (2013)
- [83] T. Abu-Zayyad et al., "Upper limit on the flux of photons with energies above  $10^{19}$  eV using the Telescope Array surface detector", *Phys. Rev. D* **88** (2013) 112005
- [84] Hernán Castellanos Valdés and Karen Salom Caballero Mora, "Study of Risetime as a function of the distance to the Shower Core in the Surface Detector (SD) of the Pierre Auger Observatory", *J. Phys.: Conf. Ser.* **866** (2017) 012003
- [85] Abreu, P. et al., "Search for ultrahigh energy neutrinos in highly inclined events at the Pierre Auger Observatory", *Phys. Rev. D* **84** (2011) 122005
- [86] R. U. Abbasi et al., "Mass composition of ultrahigh-energy cosmic rays with the Telescope Array Surface Detector data", *Phys. Rev. D* **99** (2019) 022002

- [87] Rosa Mayta Palacios, "The time structure of extensive air showers of ultra-high energies with the Telescope Array", *Doctoral Thesis*, Osaka City University, (2020)
- [88] R. Tsuda, *Master Thesis*, Osaka City University, (2021)
- [89] K.Fujita et al., in 6th International Symposium on Ultra High Energy Cosmic Rays, will be published in *EPJ Web Conf.*