

TA 実験地表検出器アレイによる  
極高エネルギー宇宙線空気シャワーフロント構造の研究  
(Study of the front structure of extensive air showers  
induced by ultra-high energy cosmic rays  
measured with the TA surface detector array)

理学研究科

数物系専攻

高木芳紀

# 目次

第 1 章	極高エネルギー宇宙線	1
1.1	宇宙線	1
1.2	宇宙線のエネルギースペクトル	1
1.3	宇宙線の加速機構	2
1.3.1	フェルミ加速	2
1.3.2	超新星残骸での衝撃波加速	3
1.3.3	Hillas プロットと極高エネルギー宇宙線源候補天体	4
1.4	GZK カットオフ	5
1.5	空気シャワーと宇宙線観測	6
1.5.1	空気シャワー現象	6
1.5.2	空気シャワーの縦方向発達	8
1.5.3	空気シャワーの横方向分布	11
1.5.4	空気シャワー粒子の到来時間分布	12
1.5.5	空気シャワーの観測方法	13
第 2 章	Telescope Array ( TA ) 実験	17
2.1	TA 実験	17
2.2	大気蛍光望遠鏡	18
2.3	地表検出器	19
2.3.1	地表検出器の基本構成	20
2.3.2	地表検出器のエレクトロニクス構成	21
2.3.3	通信塔の基本構成	23
2.3.4	DAQ サイクル	24
2.3.5	境界トリガー	26
2.3.6	SD アレイのトリガー効率	27
2.3.7	モニター情報とモニタリングシステム	27
2.3.8	シングルミュオンのエネルギー損失	31
第 3 章	空気シャワーフロント構造	32
3.1	空気シャワーフロント構造	32
3.2	SD アレイによる空気シャワー解析と空気シャワー構造	32
第 4 章	空気シャワーの到来方向とコア位置の決定方法	35
4.1	シャワー粒子の到来時間と粒子数の決定	35
4.1.1	粒子の到来時間の決定	35
4.1.2	粒子数の決定	36
4.2	不調な SD のカット	36

4.3	Shower Plane Fit . . . . .	37
4.4	Lateral Distribution Fit . . . . .	38
4.5	一次宇宙線の到来方向, コア位置の決定の流れ . . . . .	39
<b>第 5 章</b>	<b>空気シャワーフロント構造の関数化</b>	<b>40</b>
5.1	解析イベントとイベントセレクション . . . . .	40
5.1.1	解析イベント . . . . .	40
5.1.2	イベントセレクション . . . . .	40
5.2	空気シャワー粒子の到来時間の遅れの関数化 . . . . .	43
5.2.1	250 m ごとの $T_D$ の分布とシングルミュオンのデータの除去 . . . . .	45
5.2.2	250 m ごとの代表値, エラー, 関数 . . . . .	47
5.2.3	$T_D$ のフィッティングとその結果 . . . . .	48
<b>第 6 章</b>	<b>結論</b>	<b>51</b>
<b>付録 A</b>	<b>付録</b>	<b>55</b>
A. 1	シャワー軸からの距離と粒子の平面からの到来時間の遅れのプロット . . . . .	55
A. 2	シャワー軸からの距離 250m ごとの $T_D$ の分布 . . . . .	60
A. 3	$\sec\theta, \ \alpha\ $ の組ごとのフィッティング結果 . . . . .	85
A. 4	$\sec\theta, \ \alpha\ $ の組ごとのフィッティングで得られたパラメータの値 . . . . .	90

## 概要

宇宙空間に存在する高エネルギー放射線, すなわち宇宙線の中には  $10^{18}$  eV 以上のエネルギーを持つものがあり, 爆発的な天体現象に関連していると考えられている. このような極高エネルギー宇宙線の起源を解明することは宇宙物理学の大きな課題の一つである. しかし, 宇宙線の到来頻度はエネルギーの-3乗に比例して小さくなるため,  $10^{20}$  eV の宇宙線は  $100 \text{ km}^2$  に1年に1個程度である. この極めて稀な現象をとらえるために, 我々は大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector, FD) と有効面積  $700 \text{ km}^2$  の地表検出器 (Surface Detector, SD) アレイからなる検出器を米国ユタ州に建設し, 2008年から観測を続けている. これは Telescope Array 実験 (TA 実験) と呼ばれている.

宇宙線の起源を明らかにするためには, 到来する宇宙線のエネルギー, 到来方向を高精度で決定する必要がある. SD アレイでは複数の SD でサンプリングされる二次粒子群 (空気シャワー) の SD 間の到来時間差から到来方向を決定する. この決定精度を決めるものの一つはデータ解析におけるシャワー構造の取り扱いである.

空気シャワーの進行方向最前面 (シャワーフロント) は曲率を持った曲面である. そのため, 粒子の到来時間差から到来方向を決定する際には, このシャワーフロントの曲面構造を考慮しなければならない. また, その構造は一次宇宙線のエネルギーや到来天頂角に依存すると考えるのが適切である. シャワーフロントの曲面構造は Linsley により実験的な式が作られ, さらに明野グループによって修正が加えられている. 今回は, これまでの実験より優れた時間分解能と統計量を持つ TA 実験 SD アレイのデータを使って, 実験的な式を更新する. その際, 天頂角依存性を取り込み, さらに高いエネルギー領域のデータを使った.

本研究では TA 実験 SD アレイで得られた7年分 (2008年5月11日から2015年5月11日) の観測データを使ってエネルギーが  $10^{19}$  eV の空気シャワーの曲面構造を調べ, 粒子の到来時間の近似平面からの遅れとシャワー軸からの距離の関係を関数化した. その際, 参考にした式は AGASA グループが使っていたシャワーフロントの曲面構造を表す実験的な式  $T_D = 2.6 \times \left(1 + \frac{R}{30 \text{ m}}\right)^A \times \rho^B \times 10^{-9} \text{ [s]}$  である (ここで  $A = 1.5$ ,  $B = -0.5$ ,  $R$  はシャワー軸からの距離,  $T_D$  は曲率による粒子の近似平面からの到来時間の遅れ). 本研究では, 到来方向の  $\sec\theta$  を用いてパラメータ  $A$ ,  $B$  に到来方向への依存性を持たせた関数  $A = -0.31 \sec\theta + 1.78$ ,  $B = 0.34 \sec\theta - 0.69$  を得た.



# 第1章 極高エネルギー宇宙線

## 1.1 宇宙線

宇宙線は宇宙空間に存在する高エネルギー放射線であり、1912年にオーストリアの物理学者 V. F. Hess によって発見された [1].

これまで観測された宇宙線のエネルギーは  $10^8$  eV から  $10^{20}$  eV 以上までの広い範囲に渡っており、そのエネルギーの微分スペクトルはエネルギーのほぼ3乗に比例して小さくなっていることが知られている。また、エネルギーが  $10^{18}$  eV 以上の宇宙線を“極高エネルギー宇宙線”と呼び、宇宙線物理学研究の中で現在最も興味深い観測対象の一つである。

## 1.2 宇宙線のエネルギースペクトル

現在までに観測されている一次宇宙線のエネルギースペクトルを図 1.1 に示す。

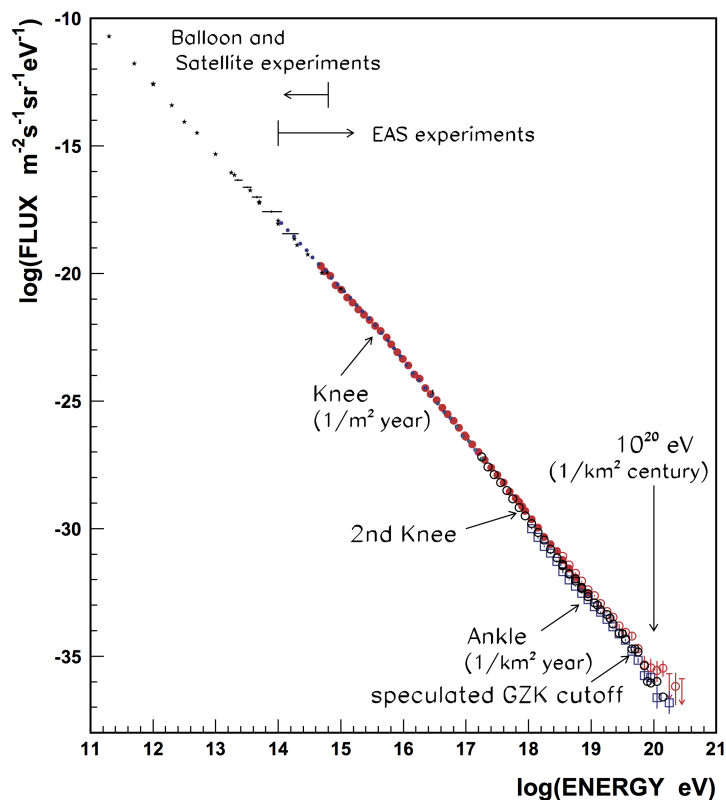


図 1.1: 一次宇宙線のエネルギースペクトル [2].

太陽活動の影響を受けない  $10^{10}$  eV 以上のエネルギー領域では、宇宙線のエネルギースペクトルはエネルギーの冪関数  $F(E) = K \times E^{-\gamma}$  で近似される。この冪の値はほぼ  $\gamma \sim 3.0$  ではあるがエネルギー領域によって異なり、 $10^{15.5}$  eV 付近までは  $\gamma \sim 2.7$  であり、そこから  $\gamma \sim 3.0$  に変化する。その後  $10^{17.5}$  eV 付近でさらに傾きが急になり、 $10^{18.5}$  eV 付近から再び  $\gamma \sim 2.7$  になる。この様子は図 1.2 のようにエネルギーフラックスに  $E^3$  を掛けたグラフで明確に見ることができ、この 3 箇所（knee, 2nd knee, ankle）のスペクトルの折れ曲がり（knee, 2nd knee, ankle）をそれぞれ “knee”, “2nd knee”, “ankle” と呼んでいる。

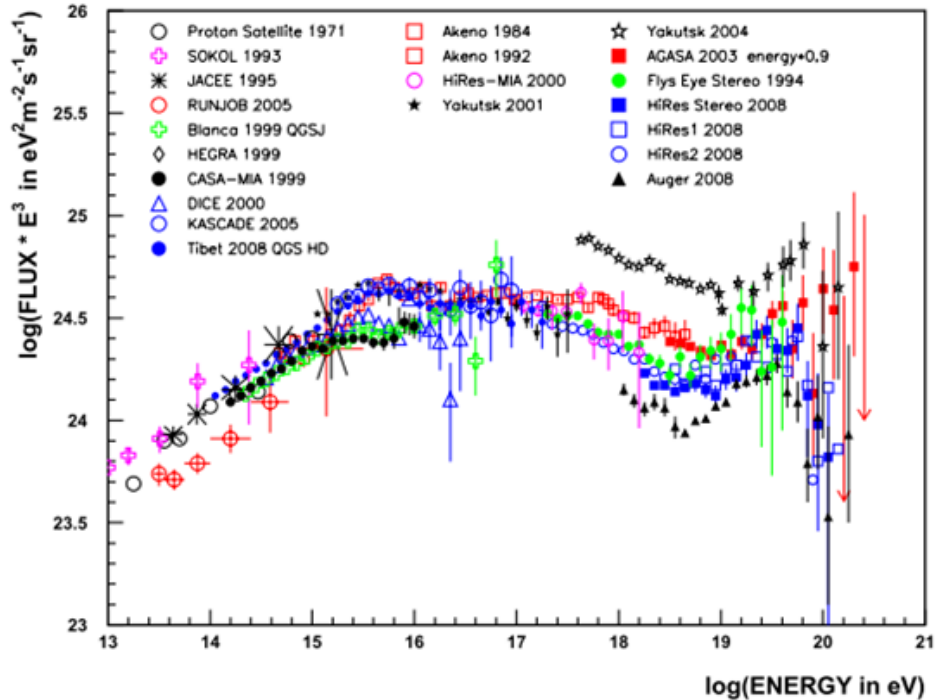


図 1.2: 宇宙線のエネルギースペクトルの折れ曲がり構造 [2].

宇宙線の到来頻度は  $E^{-3}$  で小さくなるためエネルギーが大きくなるにつれて観測を増やすことがますます困難になる。特に、極高エネルギー宇宙線は到来頻度がとても小さく ( $10^{20}$  eV の宇宙線の到来頻度は  $100 \text{ km}^2$  に 1 年に 1 個である)、そのため観測量が少なくエネルギースペクトルはよく決まっていない。

### 1.3 宇宙線の加速機構

宇宙線の加速機構に関して多くの議論がなされている。宇宙線の加速機構を考える上で重要なことは、冪乗のエネルギースペクトルが導出できることである。現在、この条件を満たす加速機構の一つとして“フェルミ加速機構”が考えられている。

#### 1.3.1 フェルミ加速

フェルミ加速は 1949 年に Fermi によって提唱された荷電粒子の加速理論で荷電粒子が磁場を持った星間雲との衝突でエネルギーを得るといった統計的な加速モデルである [3]。この理論では、星

間雲と荷電粒子の衝突方向はランダムであるが統計的に見ると1回の衝突で得るエネルギーの平均を  $\Delta E$  とし、 $\Delta E$  は荷電粒子が持っているエネルギーに比例する ( $\Delta E = \alpha E$ ) ことを仮定する。荷電粒子が最初に持っていたエネルギーを  $E_0$  とすると、 $n$  回衝突した後に荷電粒子が得るエネルギー  $E$  は、

$$E = E_0(1 + \alpha)^n \quad (1.1)$$

となる。これにより、エネルギー  $E$  まで加速するのに必要な衝突回数は、

$$n = \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \alpha)} \quad (1.2)$$

と計算される。次に1回の衝突で加速領域から荷電粒子が脱出する確率を  $P_{\text{esc}}$  とすると、 $n$  回の衝突後に加速領域に留まっている確率  $P_n$  は

$$P_n = (1 - P_{\text{esc}})^n \quad (1.3)$$

であるので、ある加速領域で  $E$  以上のエネルギーに加速される荷電粒子の数  $N(\geq E)$  は

$$N(\geq E) \propto \sum_{m=n}^{\infty} (1 - P_{\text{esc}})^m = \frac{(1 - P_{\text{esc}})^n}{P_{\text{esc}}} \quad (1.4)$$

となる。式 (1.2) を式 (1.4) に代入すると、

$$N(\geq E) \propto \frac{(1 - P_{\text{esc}})^{\frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1+\alpha)}}}{P_{\text{esc}}} = \frac{1}{P_{\text{esc}}} \left( \frac{E}{E_0} \right)^{\frac{-\ln(1-P_{\text{esc}})}{\ln(1+\alpha)}} = \frac{1}{P_{\text{esc}}} \left( \frac{E}{E_0} \right)^{\gamma} \quad (1.5)$$

となる。ここで、

$$\gamma = \frac{-\ln(1-P_{\text{esc}})}{\ln(1+\alpha)} \simeq \frac{P_{\text{esc}}}{\alpha} \quad (1.6)$$

である。このようにしてフェルミ加速では冪乗のエネルギースペクトルが導き出される。

### 1.3.2 超新星残骸での衝撃波加速

超新星残骸による衝撃波加速での最大加速エネルギーを計算する。

まず、衝撃波の寿命を計算する。質量  $10M_{\odot}$  の天体が超新星爆発によって、その質量全てを速度  $u_1 = 5 \times 10^8$  cm/s で放出するものとする。星間物質の平均密度を  $\rho_{\text{ISM}} = 1$  proton/cm<sup>3</sup>  $\simeq 10^{-24}$  g/cm<sup>3</sup> とすると超新星残骸が宇宙線の加速器として活動できる時間 = 衝撃波の寿命  $T_A$  は星間物質中に  $10M_{\odot}$  全てを掃き出すのにかかる時間と考えていいので、式 (1.10) から  $T_A = 1000$  yrs と見積もることができ、広がり的大小さは  $R \sim 3$  pc である。

$$\frac{4}{3}\pi R^3 \times \rho_{\text{ISM}} = 10M_{\odot} \times u \quad (1.7)$$

$$2R^3 = 10^{58} \quad (1.8)$$

$$R = 10^{19} \text{ cm} \quad (1.9)$$

$$T_A = \frac{R}{u} \simeq 1000 \text{ yrs} \quad (1.10)$$

衝撃波による最大加速エネルギーは、式 (1.11) で計算できるので、 $u_1 = 5 \times 10^8$  cm/s,  $B = 3$   $\mu\text{G}$ ,  $T_A = 1000$  yrs を代入すると

$$E_{\text{max}} = \frac{3}{20} \frac{u_1}{c} ZeB(u_1 T_A) = Z \times 3 \times 10^{13} \text{ eV} \quad (1.11)$$

となる。

### 1.3.3 Hillas プロットと極高エネルギー宇宙線源候補天体

無限に長い寿命を持つ衝撃波による加速を考える。荷電粒子の進行方向を曲げるのは磁場であるので、加速領域への閉じ込め条件で加速されるエネルギーの限界が決まり、

$$E_{max} \leq cZeBR \quad (1.12)$$

となる。ここで、 $Z$  は宇宙線原子核の原子番号、 $B$  は加速領域の磁場の強さ、 $R$  は加速領域の大きさである。この関係を図 1.3 に示す。この図は考案者の名前から Hillas plot と呼ばれる [4]。この図より、ガンマ線バースト (GRB) と中性子星以外のほとんどの銀河系内天体は  $10^{18}$  eV 以上のエネルギーを持つ極高エネルギー宇宙線の加速源の候補になり得ないことが分かる。銀河系外の候補天体は中性子星、活動銀河核 (AGN)、ガンマ線バースト (Gamma Ray Bursts) などが挙げられる。以下にいくつかの候補天体での加速と観測される特徴を簡単に述べる。

- 中性子星：表面の磁場が  $10^{13}$  G を超える中性子星は鉄原子核を  $10^{20}$  eV まで加速することが可能である [5]。しかし、このように非常に強い磁場が存在すると、荷電粒子はシンクロトロン放射でエネルギーを失い、実際にはそのような高エネルギーまで加速することはできないと考えられている。ただし、シンクロトロン放射によるエネルギー損失率は中性子星表面からの距離に強く依存し、表面から  $10^9$  cm 以上離れた領域で加速された粒子は大きなエネルギー損失を伴わないため外部へ脱出できる、という指摘もある [6]。この指摘が正しければ、極高エネルギー宇宙線の到来方向分布は銀河面に集中し、鉄原子核が主成分になるはずである。
- AGN：活動銀河核 (Active Galactic Nuclei, AGN) では銀河中心の巨大ブラックホールから噴出するジェットによって宇宙線が加速される。AGN で加速できる最大エネルギーは  $10^{19}$  eV までと考えられており [7]、極高エネルギー宇宙線の有力な起源天体の一つである。極高エネルギー宇宙線は磁場に曲げられにくいいため、ほとんど直進してやってくる。もし AGN が極高エネルギー宇宙線の起源天体なら、AGN の方向と極高エネルギー宇宙線の到来方向に強い相関が見られると考えられる。
- GRB：ガンマ線バースト (Gamma Ray Bursts, GRB) は既知の天体現象の中で最も激烈なものであり、天球上に等方的に分布しているように見える。GRB によって加速できる最大エネルギーは  $10^{20}$  eV まで達すると考えられており、極高エネルギー宇宙線の有力な起源天体の一つである [8]。しかし、GZK 機構によって起源天体は 50 Mpc 以内に存在しなければならない。このような条件の GRB は 100 年に 1 度程度しか発生しないと予想されているので、観測される宇宙線の到来方向分布は特定の方向に集中すると考えられる。

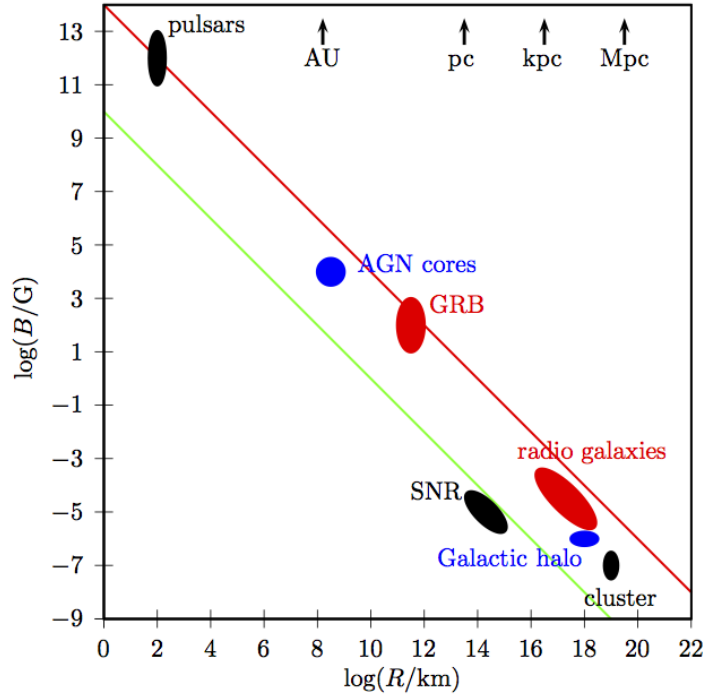
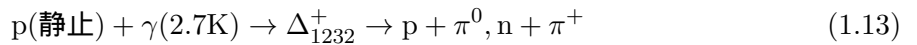


図 1.3: 磁場の強さと天体の大きさと最大加速エネルギーの関係 (Hillas プロット)[9].

## 1.4 GZK カットオフ

1963年に宇宙背景放射 (Cosmic Microwave Background Radiation, CMBR) の存在が発見された後, K. Greisen[10] と, G. T. Zatsepin と V. A. Kuzmin[11] は, 極高エネルギー宇宙線は伝播中に CMBR と衝突して大きくエネルギーを失うと予測した. 2.7 K の CMBR のエネルギーは  $10^{-4}$  eV  $\sim$   $10^{-3}$  eV 程度と微小であるが, 陽子のエネルギーが大きくなると, 陽子から見ると, つまり陽子の静止系では 100 MeV を超える高エネルギー  $\gamma$  線と同等であり, 陽子は高確率で核子共鳴状態に励起される. 共鳴状態は式 (1.13) のような反応で  $\pi$  中間子を放出して崩壊するので, 大きくエネルギーを失う.



2.7 K の CMBR の光子の密度  $n_{2.7\text{K}} \simeq 300 \text{ cm}^{-3}$ ,  $\gamma$  線によるパイオン生成の断面積  $\sigma_{\gamma\pi} \simeq 10^{-28} \text{ cm}^2$  から式 (1.13) のような反応が起こる平均自由行程  $\lambda$  を計算すると  $\lambda \simeq 10^{26} \text{ cm} \simeq 30 \text{ Mpc}$  程度である. 宇宙線陽子がこの平均自由行程  $\lambda$  よりも遠方から飛来すると, 陽子は式 (1.13) の反応によって地球到着前にエネルギーを失う. このため地球で観測されるフラックスが急激に減少するはずであり, これを提唱者の頭文字をとって GZK カットオフと呼ぶ.

ここでは宇宙線陽子を取り上げたが原子核であっても, CMBR との衝突による電子・陽電子の対生成によってエネルギー損失が起き, スペクトルにカットオフが生じるはずである.

## 1.5 空気シャワーと宇宙線観測

宇宙線の到来頻度はエネルギーのほぼ3乗に比例して減少するので、エネルギーが高くなるほどに到来頻度が急激に少なくなる。到来頻度の大きい  $10^{14}$  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、 $10^{14}$  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。そのため、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される二次粒子群 (空気シャワー) を観測して間接的に測定するという方法が用いられている。

### 1.5.1 空気シャワー現象

宇宙線が大気に入射すると、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を生成する。さらにその二次粒子も粒子生成する。最初の粒子 (一次宇宙線) のエネルギー  $E_0$  は、この過程によって多数の粒子の生成とそれらの運動エネルギーへと細分化される。この現象を空気シャワー (extensive air shower, EAS) 現象と呼ぶ。空気シャワーは高エネルギーハドロンによるハドロンシャワーと高エネルギーガンマ線による電磁シャワーからなる。

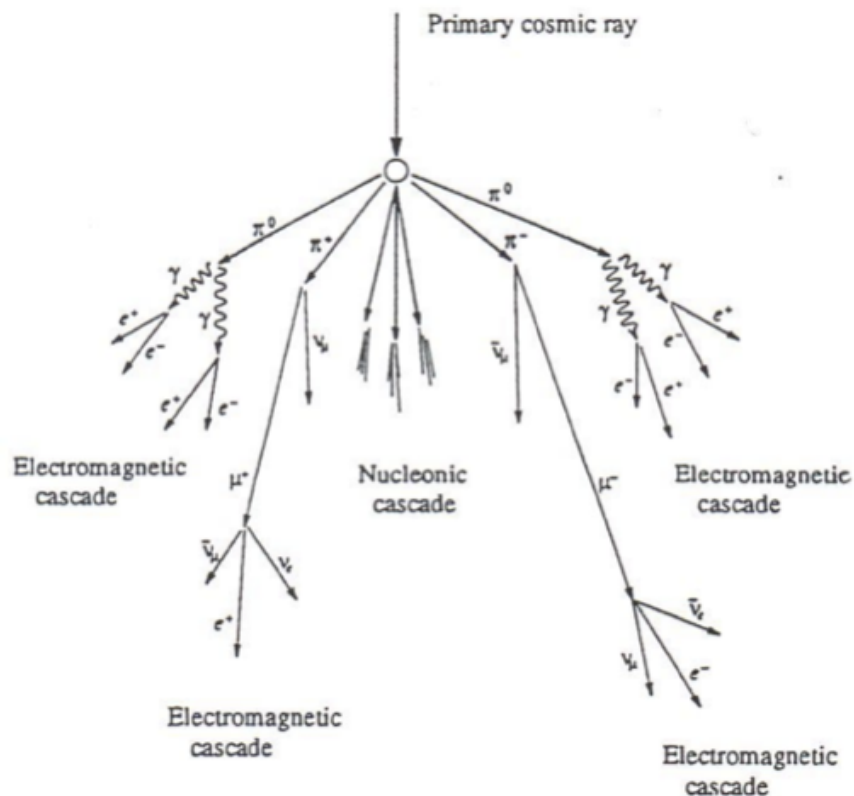


図 1.4: 空気シャワーの模式図

## ハドロンシャワー

宇宙線の主成分である陽子などのハドロンが大気中の窒素などの原子核と非弾性衝突すると、 $\pi$  中間子や K 中間子といったハドロンの多重生成が起きる。 $\pi$  中間子や K 中間子は短時間に崩壊する不安定粒子である。 $\pi$  中間子のうち、 $\pi^\pm$  は寿命  $2.6 \times 10^{-8}$  s で下記のように崩壊して  $\mu^\pm$  を作る。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.14)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.15)$$

$\mu^\pm$  は寿命  $2.20 \times 10^{-6}$  s で、

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (1.16)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (1.17)$$

と崩壊する。

## 電磁シャワー

中性  $\pi$  中間子  $\pi^0$  は寿命  $8.4 \times 10^{-17}$  s で 2 個の  $\gamma$  線に崩壊する。

$$\pi_0 \rightarrow 2\gamma \quad (1.18)$$

2 個の  $\gamma$  線は電子対生成で電子、陽電子を生成する。このようにして作られた電子、陽電子は制動放射によって  $\gamma$  線を放出する。放出されたうちのほとんどの  $\gamma$  線は電子対生成を起こせるエネルギーよりも低いために、電子対生成を起こせないが、ときどき電子対生成を起こせるだけのエネルギーを持った高エネルギーの  $\gamma$  線が放出されることがある。このような高エネルギーのガンマ線は電子対生成によって電子と陽電子を生成する。ここでエネルギー  $E$  の電子が制動放射した際の単位厚さあたりのエネルギー損失  $-(dE/dX)_{\text{brems}}$  は、Bethe-Heitler の式 [12] で次式のように表される。

$$-\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{brems}} = N \frac{Z^2}{137} r_0^2 E_0 \left(4 \ln 183 Z^{-\frac{1}{3}} + \frac{2}{9}\right) \quad (1.19)$$

ここで、 $Z$  はターゲットの原子核の原子番号である。また、 $r_0$  は古典電子半径、 $N$  は物質中の原子密度であり  $E_0$  は最初エネルギーである。

ここで、放射長  $X_0$  を導入する。放射長は制動放射によってエネルギーが最初エネルギーから  $1/e$  になる厚さのことであり、以下のように定義する。

$$\frac{1}{X_0} = N \frac{Z^2}{137} r_0^2 \left(4 \ln 183 Z^{-\frac{1}{3}} + \frac{2}{9}\right) \quad (1.20)$$

そうするとこの  $X_0$  を用いて、制動放射による単位厚さあたりのエネルギー損失  $-(dE/dX)_{\text{brems}}$  は以下のように表すことができる。

$$-\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{brems}} \approx \frac{E}{X_0} \quad (1.21)$$

$(-dE/dX)$  がエネルギー  $E$  に比例するので、エネルギーを失うほど制動放射によるエネルギー損失は小さくなる。一方、電子対生成の衝突断面積はアボガドロ定数  $N_A$ 、質量数  $A$  を使って

$$\sigma_{\text{pair}} = \frac{7}{9} \left(\frac{A}{X_0 N_A}\right) \quad (1.22)$$

で与えられるので [13], 電子対生成の相互作用長  $X_{\text{pair}}$  は以下のように表される [14].

$$\frac{1}{X_{\text{pair}}} = \frac{N_A}{A} \times \sigma_{\text{pair}} = \frac{7}{9} \frac{1}{X_0} \quad (1.23)$$

よって, 制動放射の放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すことで, 多数の電子, 陽電子とガンマ線が生成される現象が電磁シャワーである. 粒子数が増えるたびに一粒子あたりのエネルギーは少なくなり, 大気中での電離損失が支配的になる. 電離損失とは, 荷電粒子が物質中を通過する際に原子を電離, または励起してエネルギーを失うことであり, 電離損失によるエネルギー損失  $(dE/dX)_{\text{ion}}$  は以下の式で表される [15].

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{ion}} = -2\pi N \frac{Z}{A} r_0^2 m_e \left[ \ln \left( \frac{\pi^2 m_e^2}{(1 - \beta^2)^{3/2} I^2(Z)} - 2.0 \right) \right] \quad (1.24)$$

ここで  $I(Z)$ ,  $r_0$ ,  $m_e$  はそれぞれイオン化エネルギー, 古典電子半径, 荷電粒子の質量であり,  $\beta = v/c$  である. また大気中では  $I(Z) = 80.5 \text{ eV}$  である. 制動放射より電離損失が支配的になると, 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  $E_c \approx 85 \text{ MeV}$  である [16].

### 1.5.2 空気シャワーの縦方向発達

空気シャワー中の粒子の総数は最初はシャワーの深さとともに徐々に増大し, それにともなって個々の粒子が持つエネルギーは減少する. そして, 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. このような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. 図 1.7 に宇宙線の一次エネルギーが  $10^{18} \text{ eV}$  の空気シャワーのモンテカルロシミュレーションで得られた縦方向発達の様子を示す.



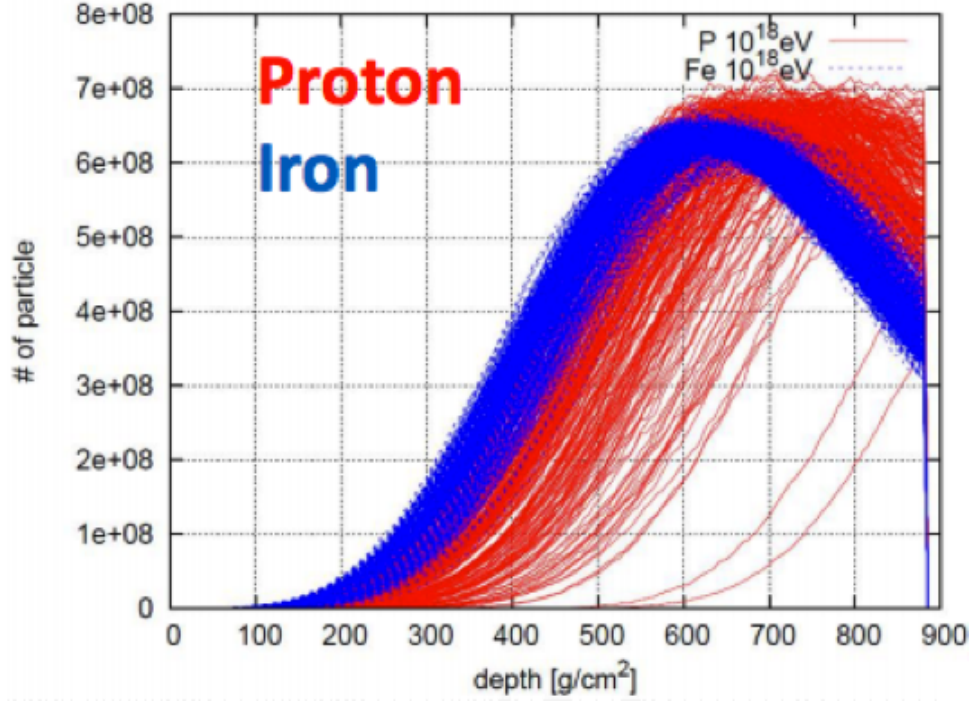


図 1.5: 空気シャワーのモンテカルロシミュレーションで得られた縦方向発達.

一次エネルギー  $E_0$  の電磁カスケードの縦方向発達については、以下の近似式が知られている。

$$N_e \sim \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp \left[ t \left( 1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right] \quad (1.25)$$

$$y = \ln \left( \frac{E_0}{E_c} \right) \quad (1.26)$$

$$s = \frac{3t}{t + 2y} \quad (1.27)$$

ここで、 $t$  は電子の大気中での放射長  $38 \text{ g/cm}^2$  を単位とする空気シャワーが通過した大気厚さである。 $s$  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シャワーの発達とともに増大し、全電子・陽子数  $N_e$  が最大となる時、 $s = 1$  となる [3].

陽子が生成する空気シャワーについては、Gaisser と Hillas が提案した以下の近似式がよく用いられる。

$$N(X) = N_{\max} \left( \frac{X - X_0}{X_{\max} - X_0} \right)^{\frac{X_{\max} - X_0}{\lambda}} \exp \left( \frac{X_{\max} - X}{\lambda} \right) \quad (1.28)$$

ここで、 $N_{\max}$  は最大発達時の総荷電粒子数、 $X_{\max} [\text{g/cm}^2]$  は最大発達深さ、 $X_0 [\text{g/cm}^2]$  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で  $70 \text{ g/cm}^2$  である。

一次宇宙線のエネルギーの違いは  $N_{\max}$  の違いとなって現れ、一次宇宙線のエネルギーを  $E_0 [\text{eV}]$  との間には、 $N_{\max} \sim 2 \times E_0 \times 10^{-9}$  の比例関係がある。また、同一の一次エネルギーの宇宙線で組成が異なる場合、その違いは  $X_0$ ,  $X_{\max}$  に現れ、重い原子核ほど  $X_0$ ,  $X_{\max}$  の値が小さくなる。こ

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ことより上空で発達が始まること、核子あたりのエネルギーが小さく、エネルギーの細分化が進んでしまっていることによる。

ここで、簡単なモデル計算で最大発達深さ  $X_{\max}$  と一次宇宙線のエネルギー  $E_0$ 、一次宇宙線の質量数  $A$  の関係を示す。一次宇宙線はガンマ線を仮定し、電磁カスケードのみで空気シャワーが発達すると考え、距離  $\lambda$  進んだところでガンマ線なら電子対生成で同じエネルギーの  $e^+$  と  $e^-$  を生成し、電子または陽電子なら制動放射で自身の持つエネルギーの半分のガンマ線を1個放射するものとする(図 1.7 参照)。距離  $X$  進んだ時の総粒子数  $N(X)$  は、

$$N(X) = 2^{\frac{X}{\lambda}} \quad (1.29)$$

となり、一粒子あたりのエネルギー  $E(X)$  は、

$$E(X) = \frac{E_0}{N(X)} = 2^{-\frac{X}{\lambda}} E_0 \quad (1.30)$$

となる。  $E(X)$  が臨界エネルギー  $E_c$  を下回ると、電離損失が支配的となり総粒子数は増えなくなる。すなわち、  $E = E_c$  のときに  $N = N_{\max}$ 、  $X = X_{\max}$  となる。式 (1.30) より、

$$E_c = \frac{E_0}{N_{\max}} \quad (1.31)$$

$$N_{\max} = \frac{E_0}{E_c} = 2^{\frac{X_{\max}}{\lambda}} \quad (1.32)$$

となるので、

$$X_{\max} = \lambda \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln 2} \quad (1.33)$$

と表される。

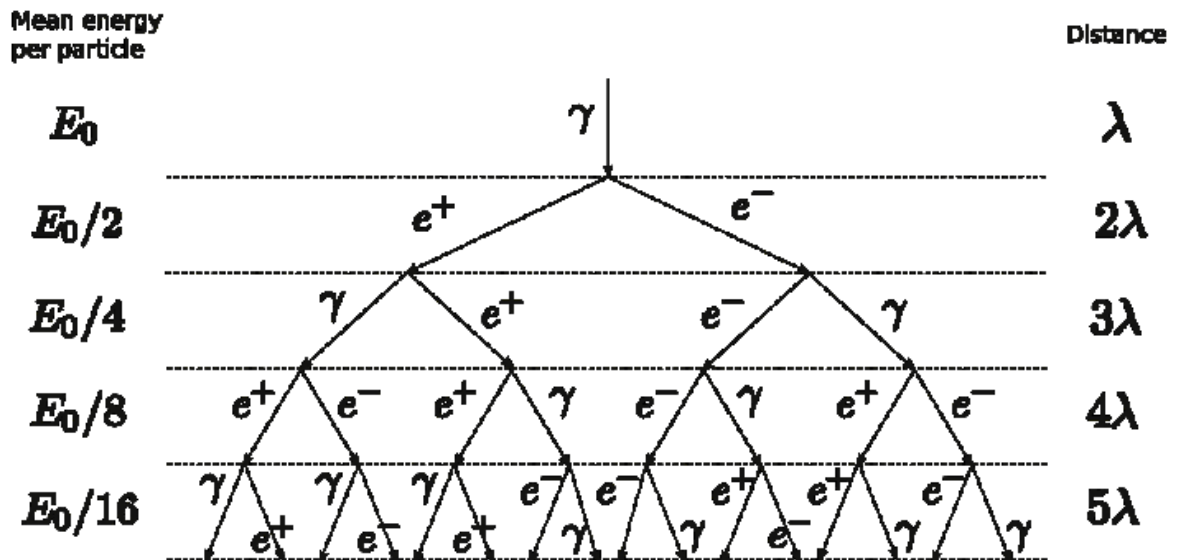


図 1.6: 空気シャワー縦方向発達の簡単なモデル。

次に、一次宇宙線のエネルギーは同じく  $E_0$  で、質量数が  $A$  の原子核の場合を考える。ただし、簡単のために核子をガンマ線で置き換える。作られる空気シャワーは、  $E_0/A$  のエネルギーを持った

ガンマ線が作る空気シャワーの  $A$  個の重ね合わせとみなすことができるので,  $X_{\max}$  は式 (1.33) の  $E_0$  を  $E_0/A$  と置き換えて,

$$X_{\max} = \lambda \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln 2} - \lambda \frac{\ln A}{\ln 2} \quad (1.34)$$

となる. 現実の空気シャワーはこれほど単純ではないが,  $A$  が大きくなるほど  $X_{\max}$  は小さくなり,  $X_{\max}$  を測定することで質量数  $A$  を推定することができる.

### 1.5.3 空気シャワーの横方向分布

電磁シャワーは大気中での電子の多重クーロン散乱によって横方向 (シャワー軸と垂直な方向) へ広がっていく. 電磁シャワーの横方向分布は解析的に求められており [17], 西村, 鎌田によって導かれ Greisen によって整理された NKG 関数が一般的に使われている [3].

空気シャワー中心から距離  $R$  の位置での電子数密度  $\rho_e(R)$  は以下の式に従う.

$$\rho_e(R) = C \frac{N_e}{R_M^2} \left( \frac{R}{R_M} \right)^{s-2.0} \left( 1 + \frac{R}{R_M} \right)^{s-4.5} \quad (1.35)$$

$$C = \frac{\Gamma(4.5 - s)}{2\pi\Gamma(s)\Gamma(4.5 - 2s)} \quad (1.36)$$

ここで,  $N_e$  は総荷電粒子数,  $R_M$  は Molier ユニットである. Molier ユニットとは, 電子が  $X_0$  進む間にクーロン散乱による横方向へのズレを表すもので,  $R_M \sim 9.3 \text{ g/cm}^3$  である. また,  $s$  はエイジパラメータで電磁シャワーの発達の数値を示すものであり,

$$s = \frac{3t}{t + 2 \ln(E_0/\epsilon_0)} \quad (1.37)$$

である. ここで,  $t$  は電子の大気中での放射長  $38 \text{ g/cm}^2$  を単位とする空気シャワーが通過した大気厚さであり,  $\epsilon_0$  は大気に対する臨界エネルギーで  $84 \text{ MeV}$  である.

原子核によって引き起こされる空気シャワーは純粋な電磁シャワーとは様相が異なる. 原子核由来の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  $\pi^0$  がガンマ線に崩壊することで生成された電磁カスケードの重ね合わせである. 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  $\pi^0$  の崩壊による発展途上の電磁カスケードが主成分であるが, 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  $\pi^0$  の崩壊からの電磁カスケードが主成分になる. このため, シャワー中心から遠く離れた場所での横方向分布は NKG 関数よりフラットになることが予想されており, この影響を考慮した横方向分布の式が Linsley によって与えられている [18]. シャワー中心からの距離  $R$  における電子数密度  $\rho_e(R)$  は以下の式で表される.

$$\rho_e(R) \propto \left( \frac{R}{R_M} \right)^{-\alpha} \left( 1 + \frac{R}{R_M} \right)^{-(\eta-\alpha)} \quad (1.38)$$

その後 AGASA グループによって以下のように補正項が加えられた.

$$\rho_e(R) = C \frac{N}{R_M^2} \left( \frac{R}{R_M} \right)^{-\alpha} \left( 1 + \frac{R}{R_M} \right)^{-(\eta-\alpha)} \left( 1.0 + \left( \frac{R}{1 \text{ km}} \right)^2 \right)^{-\delta} \quad (1.39)$$

$$C = \frac{\Gamma(\eta - \alpha)}{2\pi\Gamma(2 - \alpha)\Gamma(\eta - 2)} \quad (1.40)$$

$$\alpha = -1.2, \quad \eta = (3.97 \pm 0.13) - (1.79 \pm 0.62)(\sec \theta - 1), \quad \delta = 0.6 \pm 0.1 \quad (1.41)$$

次に、シャワー中のミューオン成分に注目する。高エネルギーミューオンは上空でのハドロン相互作用の情報を持っているが、その多くはコア近傍（～数 10 m）に集中している。しかし、一般に有効面積を大きく取る必要のある大規模な地表検出器アレイによる観測では高エネルギーミューオンの観測は難しく、遠方まで広がる低エネルギーミューオン（～ 1 GeV）が主な観測対象となる。ミューオン成分の横方向分布は Greisen らによる以下の経験的な式によく合うことが知られている [19].

$$\rho_{\mu}(\geq E_{\mu}, R) = g(E_{\mu}, R) \frac{N_{\mu} C_{\mu}}{R_0^2} \left( \frac{R}{R_0} \right)^{-\alpha} \left( 1.0 + \frac{R}{R_0} \right)^{-\delta} \quad (1.42)$$

$$C_{\mu} = \frac{\Gamma(\beta)}{2\pi\Gamma(2-\alpha)\Gamma(\alpha+\beta-2)} \quad (1.43)$$

$$g(E_{\mu}, R) = \left( \frac{51}{50 + E_{\mu}} \right) \left( \frac{3}{2 + E_{\mu}} \right)^{0.14R^{0.17}} \quad (1.44)$$

$$\alpha = 0.75, \beta = 2.5 \quad (1.45)$$

ここで  $E_{\mu}$  はミューオンのエネルギーしきい値、 $N_{\mu}$  は総ミューオン数、 $R_0$  はミューオンの平均的な広がりを表す距離であり、地上では約 78 m である。

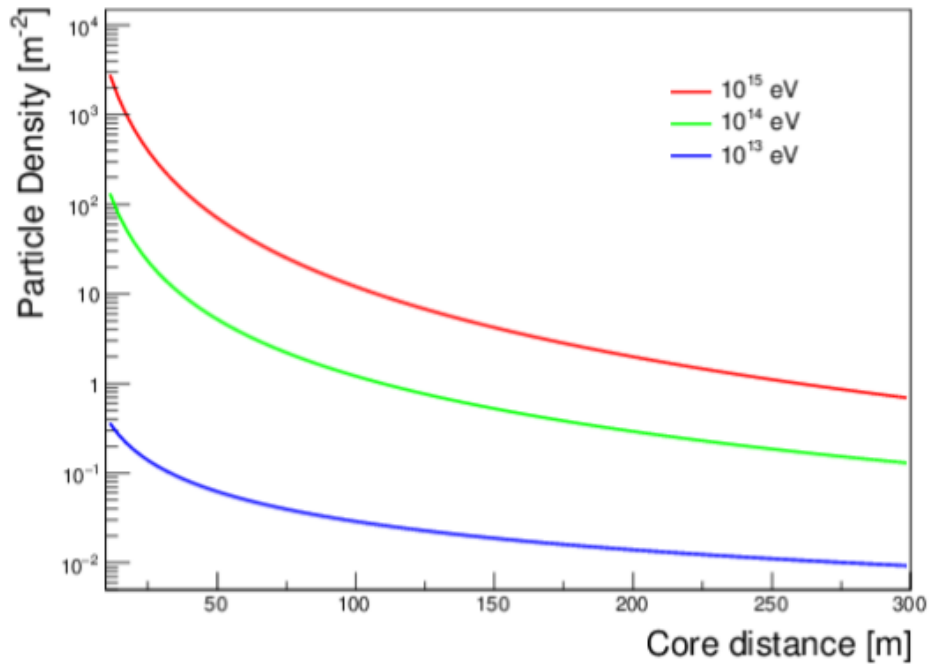


図 1.7: 一次エネルギーが  $10^{13}$ ,  $10^{14}$ ,  $10^{15}$  eV の空気シャワーのモンテカルロシミュレーションで得られた横方向分布, 一次粒子は陽子 [20]

#### 1.5.4 空気シャワー粒子の到来時間分布

図 1.8 に空気シャワーの概略図を示す。地表への空気シャワー粒子の到来時間はシャワー軸からの距離に応じてシャワー平面（シャワー軸に垂直でシャワー軸上のシャワー粒子を含む仮想平面）

に対して時間差が生じる。また、シャワー平面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。シャワー粒子の遅れや厚みといった空気シャワー粒子の到来時間分布は本論文の主題であるので第3章で詳しく述べる。

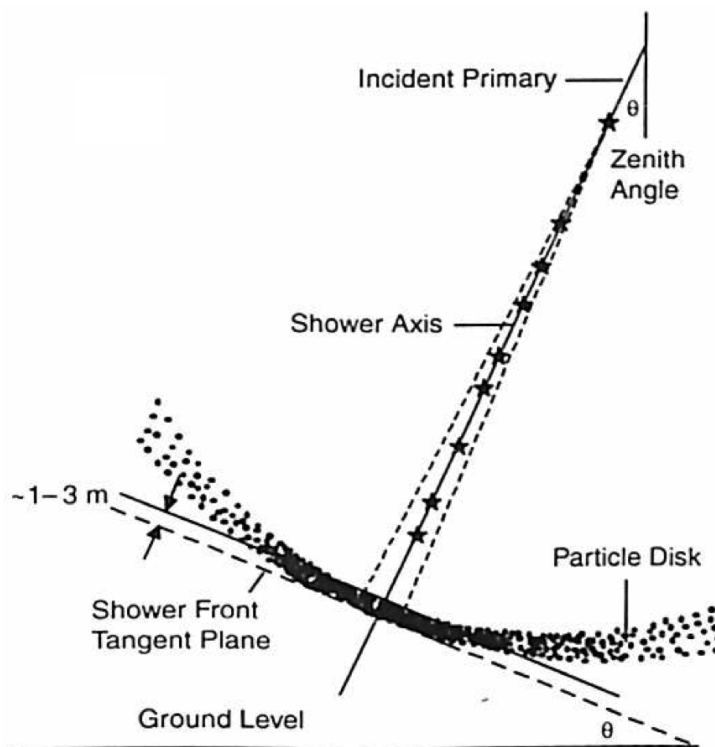


図 1.8: 空気シャワーの概略図 [13]。

### 1.5.5 空気シャワーの観測方法

現在の空気シャワーの観測方法は大きく分けて、地表検出器による観測方法、大気蛍光を観測する方法の大きく分けて2種類の方法がある。

#### 地表検出器による観測方法

多数の粒子検出器を地表にまばらに配置して空気シャワー粒子をサンプリングし、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、高エネルギー宇宙線の観測装置として伝統的に使われている(図 1.9 参照)。

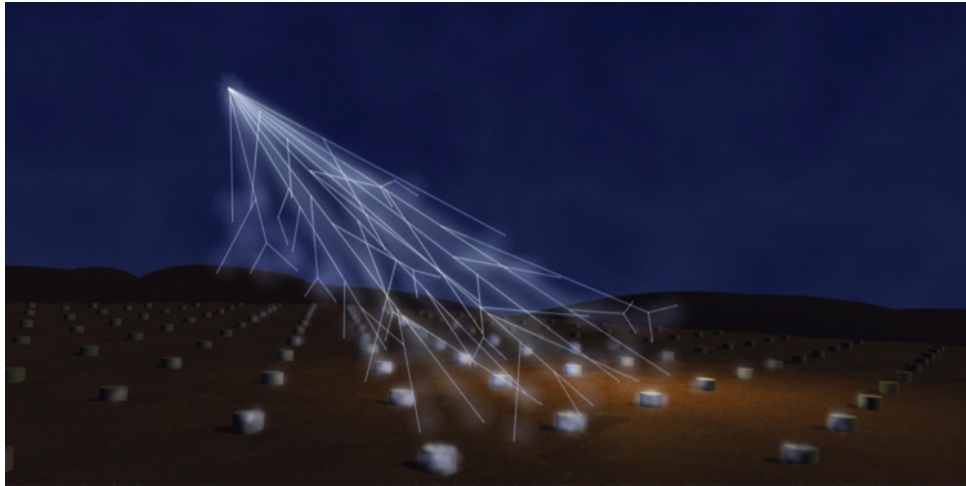


図 1.9: 空気シャワーアレイの概念図

空気シャワー粒子は、約 90 %の電磁成分 (電子, 陽電子, 光子) と約 10 %のミューオン成分, 少量のハドロン成分からなる。地表粒子検出器としては, AGASA 実験や Telescope Array 実験のようなプラスチックシンチレータを使ったシンチレーション検出器, Auger 実験のように水タンクを使ったチェレンコフ検出器などがある。空気シャワーアレイの設置間隔は観測対象の一次宇宙線のエネルギーと 1 台あたりの地表検出器の大きさから決まる。例えば Telescope Array 実験では観測対象の一次宇宙線のエネルギーが  $10^{18}$  eV 以上, 検出器 1 台の大きさが  $3 \text{ m}^2$  であり, 1.2 km 間隔で設置されている (第 2 章参照)。

空気シャワーアレイの場合, 一次宇宙線の到来方向は比較的簡単に求めることができる。空気シャワーの粒子群が形成するシャワー平面は図 1.8 に示すように, 平面ではなく, 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, 各検出器の到来時間差から幾何学的に空気シャワーの到来方向を求める。それに対して, 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空気シャワー全体の横方向分布と全粒子数を推定することで得られる。しかし, 横方向分布からエネルギーを推定するためには, ハドロン相互作用を考慮した大規模な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, 全粒子数の関係を推定しなければならず, その際に使用するハドロン相互作用モデルの不確定性の影響を受ける。また, 空気シャワー発達の影響を受けることも避けられない。

## 大気蛍光法

大気蛍光法は高エネルギー荷電粒子が大気中を通過する際, その近傍にある窒素などの大気分子を励起し, これらの励起された大気分子が基底状態に戻る際に発する蛍光を観測する手法である。つまり, 地球ををとりまく大気をシンチレータとして利用するということである。大気蛍光の発光スペクトルは 300 nm ~ 400 nm の輝線スペクトル (図 1.10) である。一次宇宙線のエネルギーが  $10^{19}$  eV ならば, 図 1.11 のように巨大な放物鏡で蛍光を収集し, その焦点に光電子増倍管 (Photomultiplier Tube, PMT) を並べて空気シャワーを観測する方法によって 20 km 遠方の空気シャワーを観測することができる [21][22]。この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よらずに観測できるという利点がある。

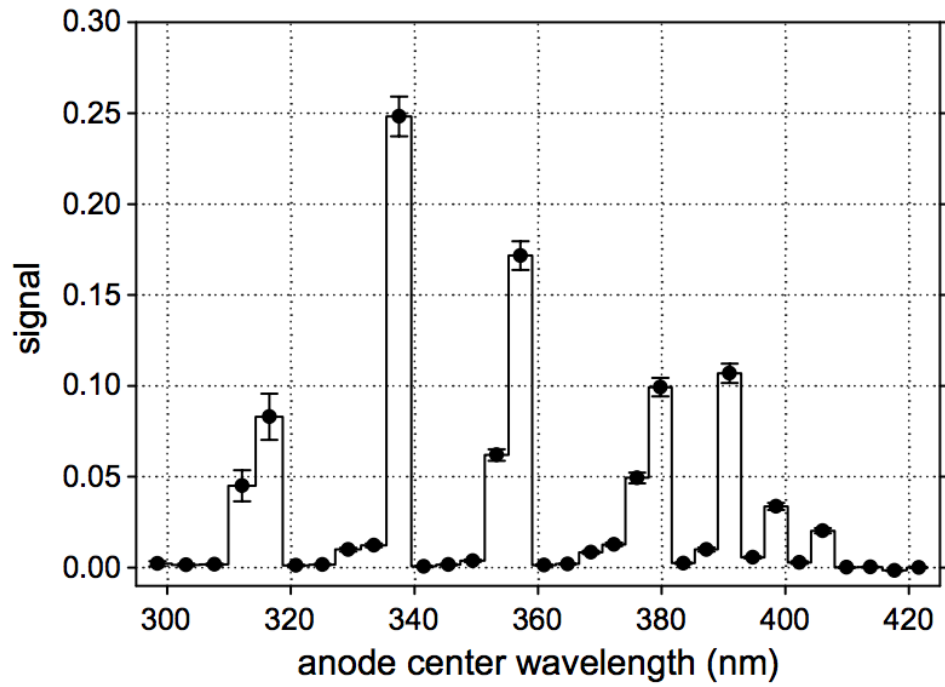


図 1.10: FLASH 実験で測定された大気蛍光の波長スペクトル (相対強度) [23]. 縦軸は光子数の相対値.

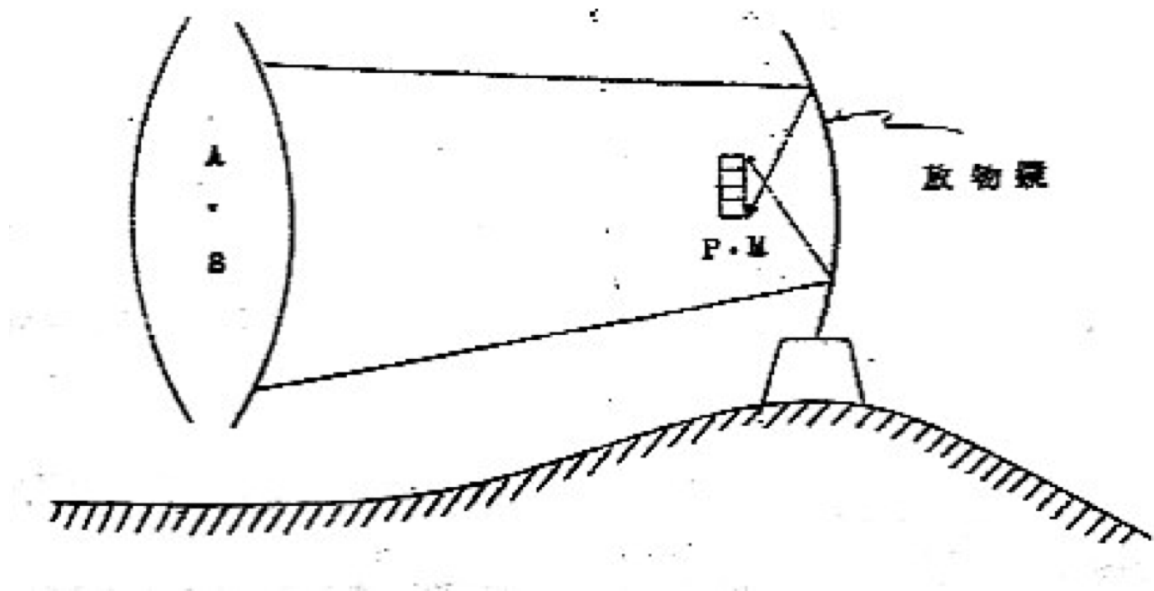


図 1.11: 乗鞍シンポジウムで描かれた大気蛍光法による空気シャワー観測方法 [21].

大気蛍光による空気シャワー観測で得られた情報から一次宇宙線の到来方向, 組成, エネルギー



などの各情報を推定するには大きく分けて、空気シャワーの到来方向の決定、空気シャワーの縦方向発達の決定の二段階を経る。空気シャワーの到来方向は記録された空気シャワーの軌跡から求められる。特に、図 1.12 のように、遠く離れた 2 台の望遠鏡によって同じ空気シャワーを観測 (ステレオ観測) できる場合には、それぞれの望遠鏡とシャワー軸が張る平面が交差した線がシャワーの到来方向となる。空気シャワーの到来方向を決定した後、観測された光量から大気深さごとのシャワー中の荷電粒子数を計算することで空気シャワーの縦方向発達が決められる。

空気シャワーが地表に到達するまでに失うエネルギーの 90 % 以上は、シャワー中の電子成分の電離損失によるものなので、一次宇宙線のエネルギー  $E_0$  は式 (1.28) の  $N_e$  を用いて式 (1.46) で推定できる。

$$E_0 = \frac{\epsilon_0}{X_{\text{rad}}} \int N_e dX \quad (1.46)$$

ここで  $X_{\text{rad}}$  は大気中での輻射長で  $38 \text{ g/cm}^2$ ,  $\epsilon_0$  は大気に対する臨界エネルギーで  $84 \text{ MeV}$  である。また、シャワーの縦方向発達の様子 (特に最大発達深さ  $X_{\text{max}}$ ) から、一次宇宙線の粒子種を推定できる。

このように、大気蛍光法による観測では、シャワーの縦方向発達が推定され、一次宇宙線のエネルギーはモンテカルロシミュレーションの結果に依存することなく推定できる。しかし、大気蛍光法ではエネルギーを推定する際、蛍光の散乱、量子効率、反射率などの補正が必要であること、また晴天かつ夜間でのみ観測可能という課題がある。

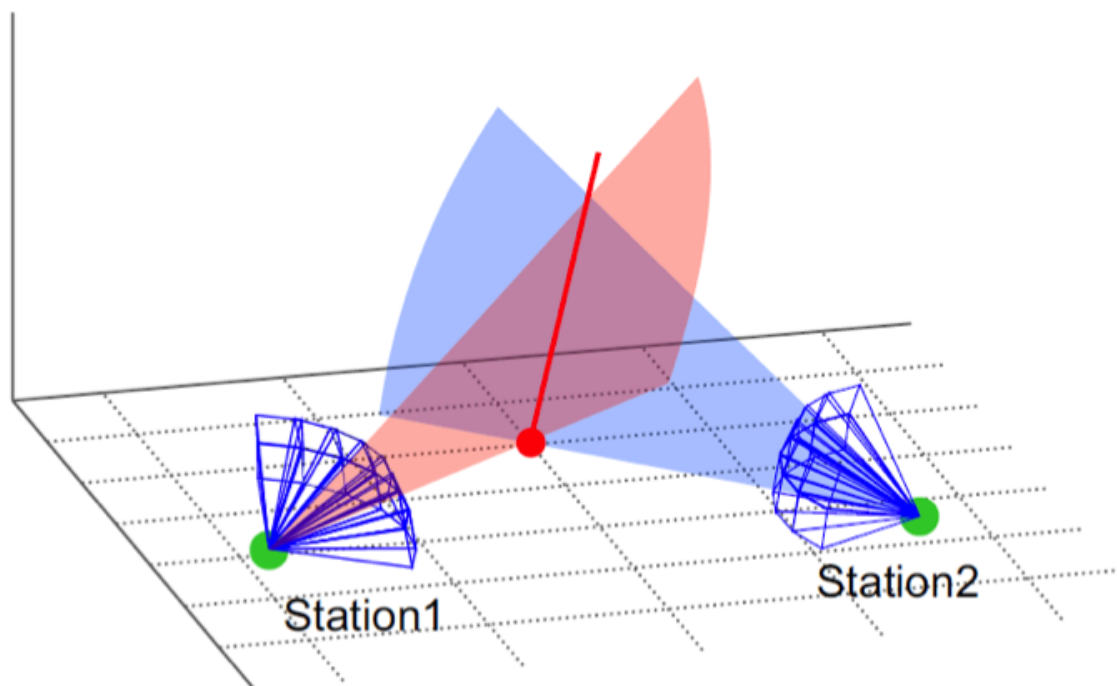


図 1.12: 大気蛍光望遠鏡による空気シャワーのステレオ観測の概念図.



## 第2章 Telescope Array (TA) 実験

宇宙線望遠鏡実験 (Telescope Array, TA 実験) は日米韓露ベルギーの国際共同研究で, 米国ユタ州に約  $700 \text{ km}^2$  の有効検出面積を持つ地表検出器 507 台 ( $3 \text{ m}^2$ ,  $1.2 \text{ km}$  間隔) からなる空気シャワーアレイと 38 基の大気蛍光望遠鏡を設置し, 異なる 2 種類の検出器を使ってハイブリッド観測している. TA 実験は 2008 年 5 月から定常観測を続けている.

### 2.1 TA 実験

TA 実験は, エネルギー決定にシミュレーション依存性の少ない大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector, FD) と, 24 時間連続稼働し, 大きな統計量の蓄積が見込める地表検出器 (Surface Detector, SD) による空気シャワーアレイ, という 2 つの異なる観測法の利点を生かし,  $10^{18} \text{ eV}$  以上の極高エネルギー宇宙線による空気シャワーを観測する実験である.

SD アレイの設置場所には設置, 運用, 修理作業に適した地形, 植生, 立地が望まれ, さらに太陽光電池パネルの有効な稼働のために高い晴天率と良好で安定した観測データ通信のための平坦な地形が望まれる. また, FD の建設場所には観測時間を長く取るために高い晴天率と観測のノイズ源となる人工光が無いことや大気の透明度が高いこと, 周囲に視界を遮るものが無いことなどの条件を満たす地形が望まれる. これらの条件を考慮して, TA 実験の観測場所として米国ユタ州ミラード郡西部砂漠地帯 (平均標高  $1400 \text{ m}$ , 大気深さ  $860 \text{ g/cm}^2$ ) が選ばれた. この地域は年間降水量  $250 \text{ mm}$ , 晴天率  $60 \%$  と理想的な天候であり, 周囲に町も少ないので人工光も極めて少ない.

SD アレイは  $1.2 \text{ km}$  間隔で並べられた 507 台のプラスチックシンチレーション検出器 (1 台あたりの検出面積  $3 \text{ m}^2$ ) で構成され, 有効検出面積は約  $700 \text{ km}^2$  である. FD ステーションは地表検出器アレイを囲うように, 約  $35 \text{ km}$  間隔で 3 ステーション設置されている. TA の検出器の配置図を図 2.1 に示す. SD アレイの上空を FD の視野で覆うことで, 宇宙線を SD と FD という異なる 2 種類の検出器でハイブリッド観測している.

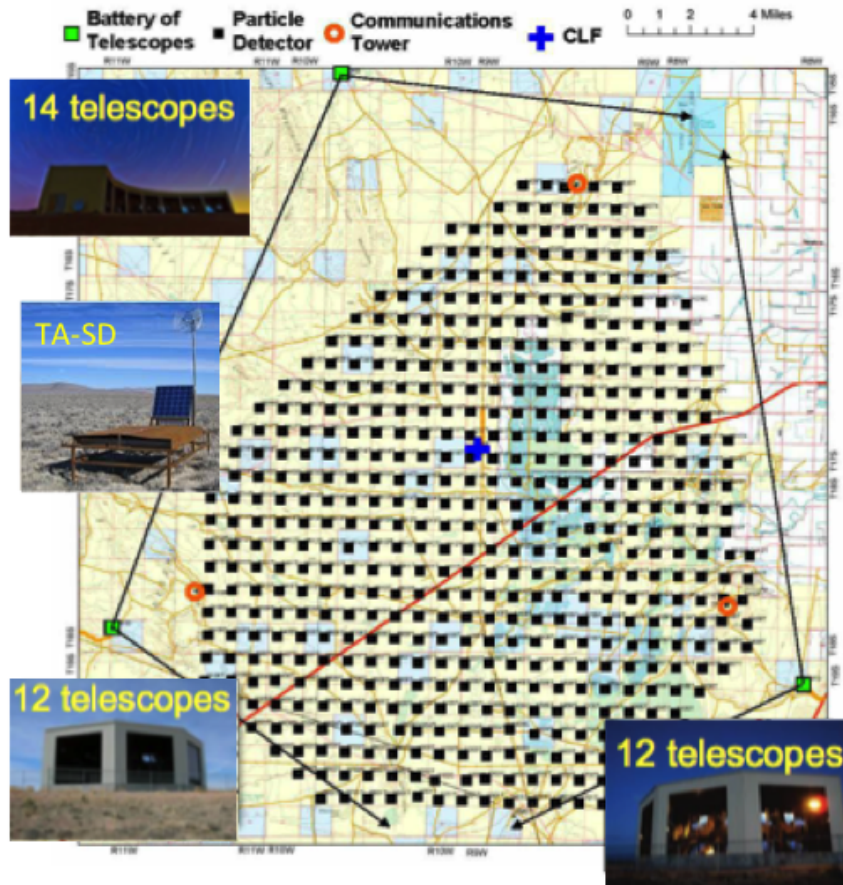


図 2.1: TA 実験の検出器の配置図. 黒の四角が各 SD の設置場所を表している. この黒四角形の間隔が 1.2 km である. 黄緑の四角が FD ステーションを, 赤丸が SD のデータ通信に用いられる通信塔を表す. FD ステーションから伸びる黒矢印は FD の視野を表している.

## 2.2 大気蛍光望遠鏡

TA 実験の FD は空気シャワーによる大気蛍光を球面鏡で集光し, それを PMT カメラで撮像して観測する装置である. TA 実験では大気蛍光望遠鏡 38 基が 3 ステーションに設置されており, それぞれ Black Rock Mesa (BRM) ステーション, Long Ridge (LR) ステーション, Middle Drum (MD) ステーションと呼ばれる. そのうちの MD ステーションにある 14 基の望遠鏡はそれぞれ 4 枚の鏡を四葉のクローバー型に取り付けた望遠鏡であり, これらは HiRes 実験で用いられていたものを移設したものである [24]. 一方で, BRM ステーションと LR ステーションの各 12 基の望遠鏡は TA 実験のために新たに設計, 製作されたものである. これらの望遠鏡は, 六角形のセグメントミラーを 18 枚組み合わせたものである. 各ステーションの観測視野は方位角  $108^\circ$ , 仰角  $3^\circ \sim 33^\circ$  である. また地表近くで発生する霧などの影響を避けるために, ステーションは周囲から 100 ~ 200 m 高い場所に建設されている.



図 2.2: BRM ステーションの外観 (左上). BRM ステーション内の望遠鏡 (右上). MD ステーションの外観と望遠鏡 (下).

## 2.3 地表検出器

TA 実験の SD アレイは間隔 1.2 km で碁盤の目のように並べられた 507 台のプラスチックシンチレータ検出器からなり、700 km<sup>2</sup> の有効検出面積を持つ。この SD アレイは、3 領域の部分アレイから構成されており、各領域毎に一つのデータ通信塔と無線 LAN 通信によって観測データをやり取りしている。各通信塔はそれぞれ、Smelter Knoll(SK) 通信塔、Black Rock Mesa(BRM) 通信塔、Long Ridge(LR) 通信塔と呼ばれる。運用当初は、三つの部分アレイはそれぞれ独立に稼働していたが、“境界トリガー”の導入により 2008 年 11 月から 3 基の通信塔は互いに無線 LAN を通じて接続され、507 台の SD は一つの SD アレイとして運用されている。

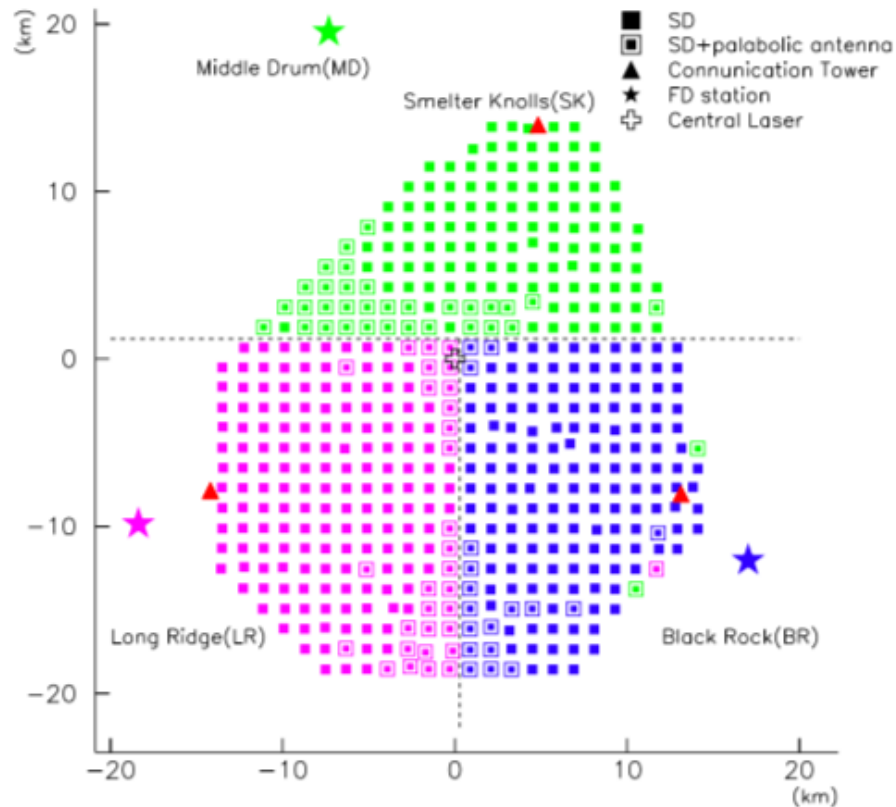


図 2.3: TA 実験 SD アレイ, 通信塔の配置図. 部分アレイに色分けされている [25].

### 2.3.1 地表検出器の基本構成

SD には, 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 層重ねたものが使われている. 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によって, 1 層のシンチレータの厚さを厚くしなくとも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できる. 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) で電気信号に変換される. シンチレータ, ファイバー, PMT 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 のステンレス製のボックスに収納されている.

PMT の出力は FADC (AD9235BRU-65) によって上下層のチャンネル毎に 12 bit, 50 MHz のサンプリング周波数でデジタル化して記録されている. 各検出器の動作タイミングは GPS 受信機 (Motorola M12+) によって 1 秒毎に発行される信号 (1 Pulse Per Second, 1 PPS) で同期されており, 検出器間のタイミングのズレはおよそ 14 ns 以内である [26].

電力源として, 120 W の太陽光電池パネル (京セラ社製 KC120J) とバッテリー (DYNASTY 社製 DCS-100L) を使っており, 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が可能となっている. 上述のように個々の SD は電力線, 通信線などを使わずに完全に自立して運用されるので, 環境負荷は非常に小さい.

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。バッテリーは温度に依存して充放電性能が変化するので、クーラーボックス内に入れている。また、バッテリーの側面にフィルムヒーターを貼り付け、必要に応じてバッテリーを温めることで温度変化をできるだけ抑えている。



図 2.4: 現地に設置されている TA 実験 SD.

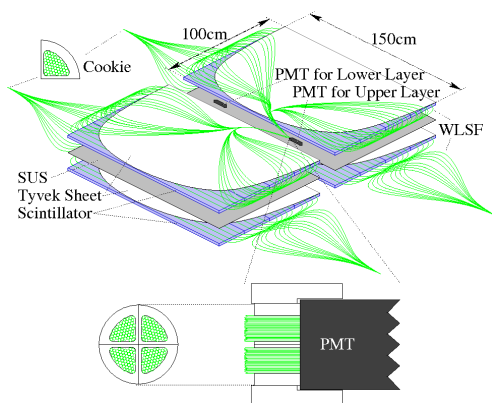


図 2.5: TA 実験 SD のシンチレータボックスの内部構造

図 2.6: ソーラーパネル裏側にあるステンレスボックスとその内部。(カバーを外したところ).

### 2.3.2 地表検出器のエレクトロニクス構成

SD のエレクトロニクスは主に図 2.7 で示されているような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ための FADC. 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(Xilinx 社製 XC3S1000, ゲート数 100 万). 主に PMT の波形の処理と保存, PMT への印加電圧のコントロール, シリアルインターフェイスのコントロールに使われる.
- エレクトロニクス全体を統括制御するための CPLD(Xilinx 社製 XC2C256). 主に CPU のブートコントロール, FPGA のブートコントロール, 電源のコントロールに使われる.
- 複雑な処理を行なうための CPU(ルネサステクノロジ社製 SH7750). 動作周波数は 150 MHz であり, 大半の情報処理はこれを使って行なわれる.
- 位置情報と絶対時刻取得のための GPS.
- 無線 LAN 通信モジュール.

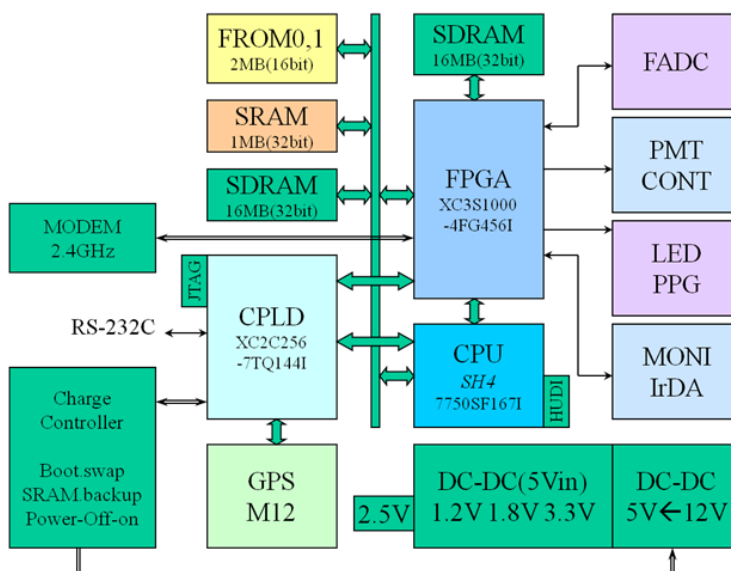
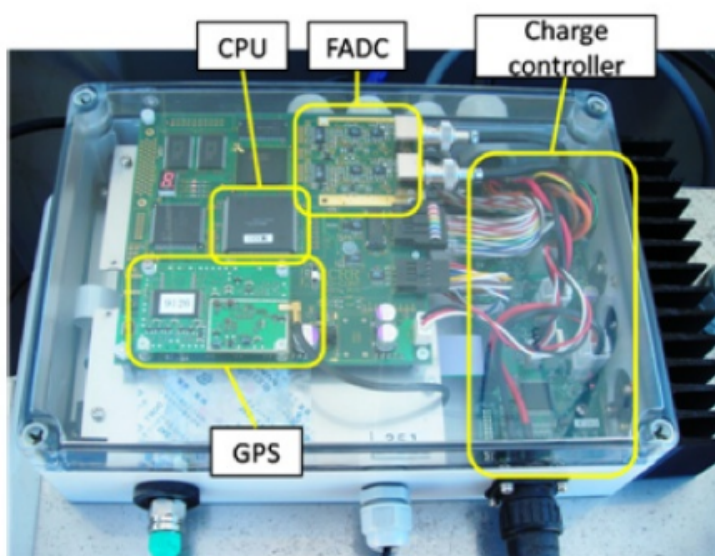


図 2.7: (上)TA 実験 SD 用エレクトロニクス. (下)SD 用エレクトロニクスのブロック図.

TA 実験SD用のエレクトロニクスに旧来のADC+TDCではなくFADCを使っているのは、ゲート幅を可変にすることでシャワーフロントから遅れてやってくる中性子の影響を減少させることができるためである。中性子とシンチレータとの反応確率は荷電粒子や $\gamma$ 線と比べると小さいが、反応した際のエネルギー損失は他の粒子よりも大きい。これによりエネルギー再構成の精度が落ちてしまう。また、空気シャワーが生成する中性子のフラックスは高エネルギー核反応モデルへの依存性が大きいために系統誤差の要因になってしまう。

### 2.3.3 通信塔の基本構成

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。通信塔では後述するレベル2トリガー判定をしている。また、これに加えてSK通信塔では部分アレイの境界トリガー判定とトリガー配信をしている。通信塔と各SDとの通信には無線LANが使われている。2.4 GHz 帯の電波を使って、トリガー用の通信は2.0 Mbps, DAQは1.0 Mbpsで通信している。また、通信塔同士の通信には、通信塔と各SDとの通信との干渉を避けるために5.7 GHz 帯の電波が使われている。



図 2.8: LR 通信塔の外観, 太陽光電池パネルにより電源供給している。

### 2.3.4 DAQ サイクル

TA 実験では、通信塔のエレクトロニクスと各 SD が通信することで DAQ をしている。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 トリガーと呼ぶ。この節では DAQ の流れとトリガーについて述べる。

#### レベル 0 トリガー

物質中での荷電粒子の単位長さあたりのエネルギー損失量には下限値が存在し、このときの粒子を最小電離損失粒子 (Minimum Ionizing Particle, MIP) と呼ぶ。シンチレータ中でのエネルギー損失が最小となるエネルギーは粒子毎に異なるが、地表まで到来する宇宙線は主に様々なエネルギーを持つミュオンであり、後述するバックグラウンドミュオンのヒストグラムという形でミュオンの MIP を測定することで SD を較正する。また、ミュオンの単位長さあたりのエネルギー損失量には下限値は定数なので、全 SD で MIP に対する応答をモニターすることで全 SD の応答を規格化することができる。

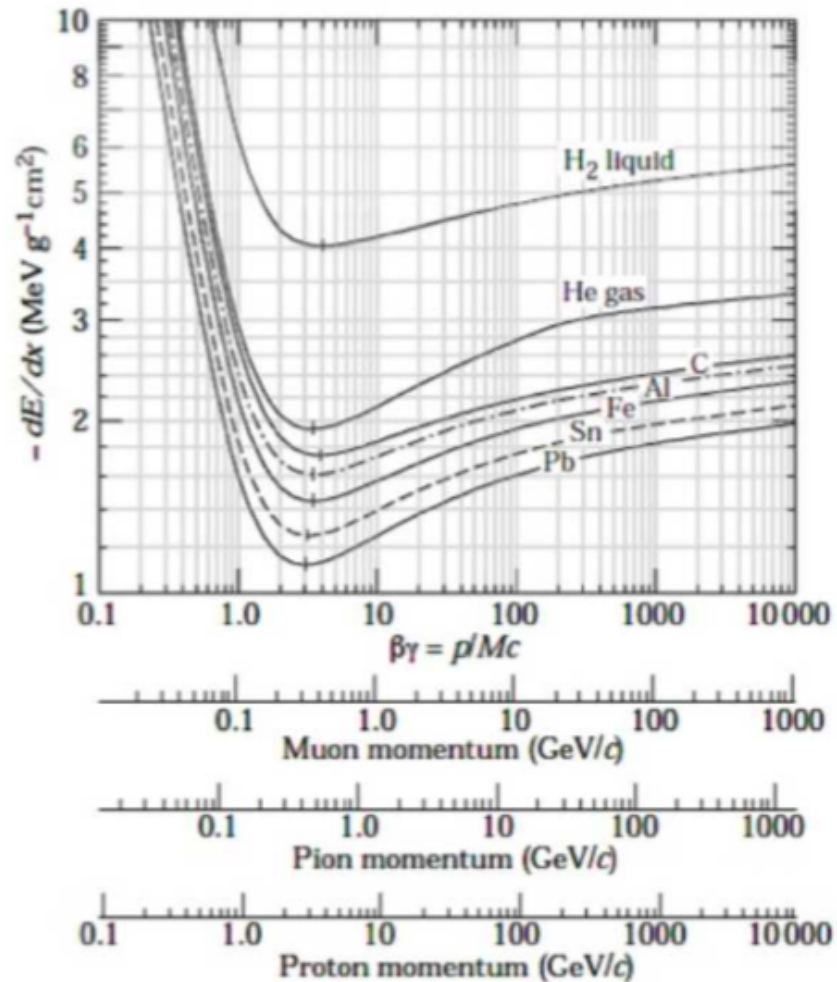


図 2.9: 高エネルギー粒子の物質中でのエネルギー損失 [27].



空気シャワー由来の荷電粒子の大半は、自然放射性物質起源の放射線に比べて非常にエネルギーが大きいので、シンチレータの上下層を貫通する。よって空気シャワー由来の荷電粒子を識別するためには上下層でコインシデンスをとる。このようにして空気シャワー粒子を判定するトリガーをレベル0トリガーと呼ぶ。レベル0トリガーの波形積分時間は8タイムスライス(1タイムスライス = 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2.56  $\mu$ sで、これ以上に長い継続時間の信号が得られた場合は連続した複数の波形として保存する。これは無線LANを用いたデータ通信の際の packetsize が大きくなりすぎるのを防ぐためである。

以下にSDエレクトロニクス内での波形保存の手順を示す。なお、この手順は全てFPGAに実装された論理回路によって行なわれる。

1. 8タイムスライス (= 160 ns) のFADC値の積算値 ( $S_8$ ) を8タイムスライス (=160 ns) ずつ移動しながら計算し、GPSの1PPS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の値とする。
2.  $S_8$  を1タイムスライス (= 20 ns) 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ともにしきい値 (15 FADC カウント) よりも大きければ、レベル0トリガーを発行する。なお、レベル0トリガーから1280 ns以内に次のレベル0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、トリガーの640 ns以前から1920 ns以後まで波形が保存され波形記録専用のSDRAMに転送される。トリガーの1280 ns以後から2560 ns以後の間に二つ目のレベル0トリガーが発行された場合、波形の重複を防ぐために二つ目のトリガータイミングは一つ目のトリガータイミングの2560 ns後に遅らされる。データのSDRAMへの転送と同時に、トリガーのかかった時刻に対応するクロック数、波形の積分値、波形の最大値、その1回前の1PPS間のクロック数、波形番号を保存する。これらのレベル0トリガーテーブルと呼ばれる情報は10 msごとにCPUと共有するSDRAMへDMA転送される。

## レベル1トリガー

レベル1トリガーのしきい値はおよそ3 MIPに相当する150 FADC カウントで、積分幅は波形の記録幅とおなじ128タイムスライス (= 2560 ns) である。レベル0トリガーテーブルを元に、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。この手順は各SDのCPUで行なわれる。

1. GPSの1PPS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を通じて読み込む。
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。具体的には、トリガーのかかった時刻に対応するクロック数から $\mu$ sへの変換、DMA転送が成功したかどうかの確認、モニターデータの生成である。クロック数をそのまま使用せずに $\mu$ sへの変換する理由は、データサイズを節約するためとクロック周波数が異なるSD同士で同期を取るためである。それと同時に、波形の積分値からペDESTALを引いた値がしきい値 (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.  $\mu$ s(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 1~3 の操作を 1 つ前の 1 秒間のレベル 0 トリガー全てに対し行い、レベル 1 トリガーの表 (=レベル 1 トリガーテーブル) ができあがる。

## 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  $8 \mu\text{s}$  の時間内に隣接する 3 台以上の SD で発行されていた場合、レベル 2 トリガーを発行する。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 のトリガー時刻が記録される。即座にトリガーを各 SD に発行しない理由は通信のオーバーヘッドを減らすためである。以下に通信塔エレクトロニクスでのレベル 2 トリガーのトリガー判定の手順を示す。

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。
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  $\mu\text{s}$ (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。1 PPS と同期させて処理を行なう理由は、SD のトリガーサイクルと同期させることで無駄な待ち時間を発生させないためである。
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、レベル 1 トリガーが 3 台以上で見つかった場合は隣接条件を満たすかどうか確認する。隣接 3 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、トリガー時刻を記録する。

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レベル 2 トリガー時刻の前後  $\pm 64 \mu\text{s}$  の範囲のレベル 0 トリガーテーブルを SD から収集する。通信塔のエレクトロニクスは毎秒、1 秒間で全ての SD のモニターデータおよびレベル 1 トリガーテーブルを収集しているが、レベル 2 トリガーがあれば、全 SD からのレベル 1 トリガー収集が終わり次第、1 秒の残りの時間でレベル 0 トリガーテーブルを収集する。

### 2.3.5 境界トリガー

三つの部分アレイを独立に運用すると、主に次の二つの問題がある。

- 部分アレイの境界ではトリガー効率が低下する。
- 境界付近に落ちた空気シャワーイベントで一つの部分アレイでのみトリガーが発行された際に情報が欠落する。

以上のことからアレイ全域でトリガー効率が均一になるように部分アレイの境界に特化したトリガーの構築が必要とされ、また、他の部分アレイにトリガーを配信する機能が必要とされた。現在では TA 実験 SD アレイの三つの部分アレイから境界トリガー情報とレベル 2 トリガーを収集し、境界トリガーの発行、トリガー配信は SK 通信塔が行なっている [28]。

### 2.3.6 SD アレイのトリガー効率

図 2.10 に SD アレイのトリガー効率のエネルギー依存性を示す [29]. トリガー効率は,  $E > 10^{18.8}$  eV の領域で 100% になることがわかる.

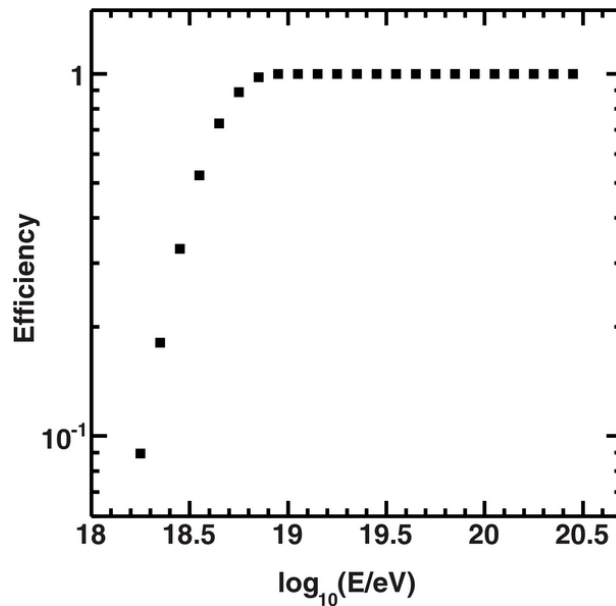


図 2.10: トリガー効率のエネルギー依存 [29].

### 2.3.7 モニター情報とモニタリングシステム

レベル1 トリガーテーブルの転送の際に, 各 SD は自らの動作情報と状態を表すモニターデータも送信している. モニターデータは合計で 9 KB 程度であり, トリガー DAQ に負担をかけないために, 600 分割して毎秒 16 byte ずつ送信されている.

以下にモニター情報として取得されている情報を示す. 収集時間間隔がそれぞれ, 1 秒のもの, 1 分のもの, 10 分のものがある. ただし, 収集時間間隔が 1 秒の情報は毎秒取得されるため, 送信時に分割されない. よって上記の 9 KB には含まれていない.

- 毎秒取得される情報
  - 1PPS 間のクロック数 (4 byte). GPS とクロックの安定性の確認に使われる.
  - GPS タイムスタンプ (4 byte). 各 SD 間で同期がとれているかどうかの確認に使われる.
  - レベル1 トリガー数 (8 byte). ホットチャンネル、デッドチャンネルの識別に使われる.
- 1 分毎に取得される情報
  - レベル0 トリガーのトリガー数. トリガーサイクルの安定性, PMT のゲインが適切に設定されているかなどが確認できる.
  - バッテリー電圧.
  - 充電電流. 太陽光電池による充電が正常に行なわれているか確認できる.

- 太陽光電池の出力電圧. 太陽光電池による発電が正常かどうか確認できる.
- 10分毎に取得される情報
  - シングルミュオン信号の大きさのヒストグラム. SD のゲイン較正に使われる. 最頻値ピークがおよそ 50 FADC カウントのところにくるようにゲインは調整される. このヒストグラムのピーク位置は FADC 値からエネルギー損失へ変換する際の変換係数 [FADC 値/MeV] として使われる.
  - ペDESTAL のヒストグラム.
  - FADC ピーク値のヒストグラム.
  - 通信できている GPS 衛星数.

これらのモニター情報を確認し, 必要に応じて SD を修正, 修理する. モニター用アプリケーションの出力グラフの一部を図 2.11 に示す.

DET1220

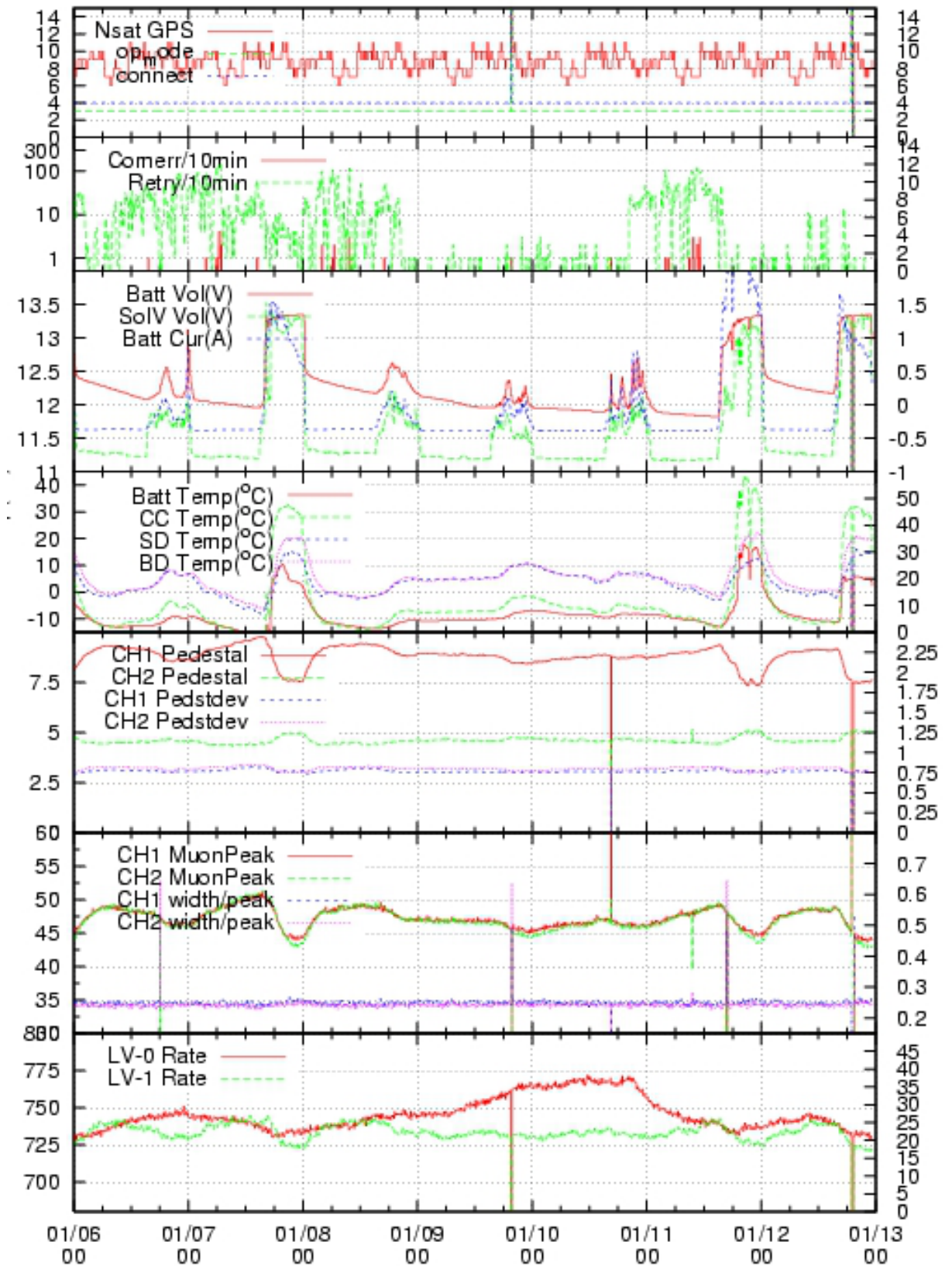


図 2.11: SD1220 のモニター例. 上から順に, 通信できている衛星数, 通信状態, バッテリー電圧, 気温, 各チャンネルのペダスタルと標準偏差, 各チャンネルのミュオンピーク, トリガーレートの時間変化である.

## ペDESTタルのヒストグラム

ペDESTタルレベルを得るため、FPGA 内部では 8 タイムスライス毎に FADC カウントの 8 タイムスライス分の積算値を計算し、それらを 1 秒分積算しヒストグラムを作っている。CPU はこのヒストグラムを 1 秒毎に読み取り、さらに 10 分間積算する。これがペDESTタルのヒストグラムと呼ばれるモニターデータで、10 分毎に通信塔へ転送される。分解能は 1 FADC カウント、レンジは 0 から 256 FADC カウントまでである。ペDESTタルレベルはヒストグラムの最頻値ピークを 8 タイムスライスで割った値を使っている。

## シングルミュオン信号のヒストグラム

レベル 0 トリガーごとに FPGA 内部で波形の積分値を求め、その値を 1 秒間積算してヒストグラムを作っている。積分幅は波形の最大値の以前 80 ns から以後 160 ns までの 240 ns である。CPU はこのヒストグラムを 1 秒毎に読み取り、さらに 10 分間積算する。これがシングルミュオンのヒストグラムと呼ばれるモニターデータで、10 分毎に通信塔へ転送される。分解能は 1 FADC カウント、レンジは 0 から 512 FADC カウントまでである。

図 2.12 にモニター情報から得たシングルミュオンのヒストグラムとペDESTタルのヒストグラムを示す。

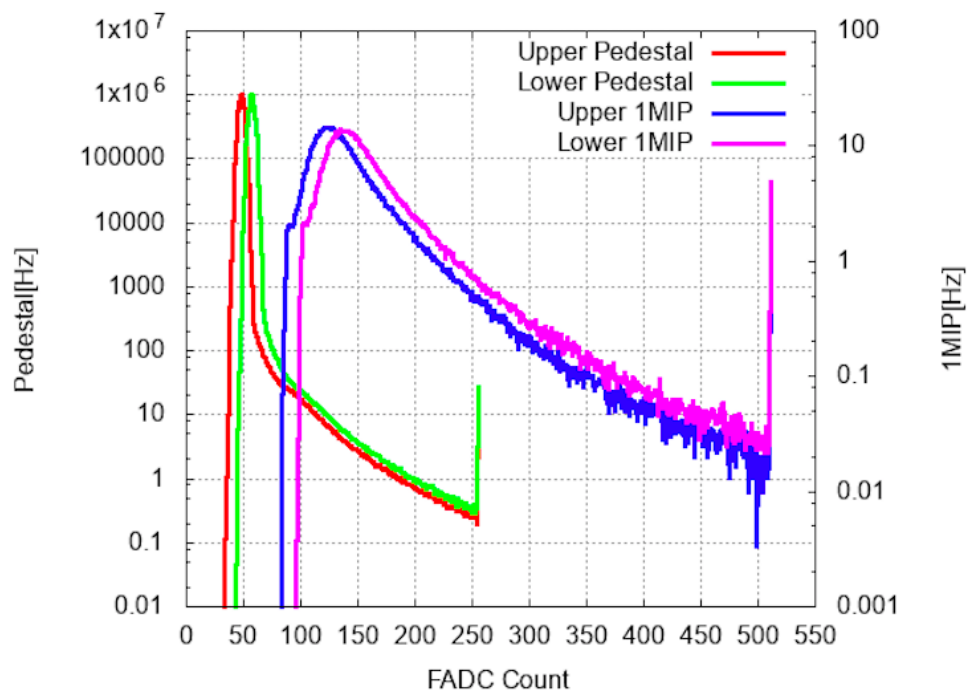


図 2.12: SD のモニター情報から得たシングルミュオン信号とペDESTタルのヒストグラム。赤色と緑色のヒストグラムはそれぞれ上層と下層のペDESTタルのヒストグラムであり、青色と紫色のヒストグラムはそれぞれ上層と下層のシングルミュオンのヒストグラムである。ヒストグラムの一番右にある鋭いピークは上限以上のオーバーフローが積算されたものである。

### 2.3.8 シングルミュオンのエネルギー損失

SD ではシンチレータの発光量から粒子数を決定する。シンチレータの発光量は入射粒子によるエネルギー損失量とシンチレータの発光効率で決まる。そのため、シミュレーションを用いて検出器における入射粒子のエネルギー損失特性を調べる必要があり、SD にミュオンが垂直に入射した場合のエネルギー損失は GEANT4 を用いて調べられている [30]。

物質中でのエネルギー損失は Bethe-Bloch の式で表される [31]。

$$\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A \alpha^2 \lambda_e^2 \frac{Z m_e}{A \beta^2} \left( \ln \frac{2m_e \beta^2 \gamma^2 E'_m}{I^2(Z)} - 2\beta^2 + \frac{E'_m{}^2}{4E^2} - \delta \right) \quad (2.1)$$

$$E'_m = \frac{2m_e p^2}{m_e^2 + m_\mu^2 + 2m_e \sqrt{p^2 + m_\mu^2}} \quad (2.2)$$

ここで、 $\alpha = 1/137$  は微細構造定数、 $N_A$  はアボガドロ定数、 $Z$ 、 $A$  はそれぞれターゲットの原子番号、質量数である。また  $p$ 、 $E$  はそれぞれミュオンの運動量、エネルギー、 $\beta = p/E$ 、 $\gamma = E/m_\mu$ 、 $E'_m$  は 1 回の衝突で自由電子に与えることのできる最大の運動エネルギー、 $I(Z)$  は平均励起エネルギー、 $\lambda_e = 3.86 \times 10^{-11}$  cm は電子のコンプトン波長、 $\delta$  は電離損失に対する密度効果の補正項である。 $dE/dx$  の単位は [MeV/(g/cm<sup>2</sup>)] であり、この式より、物質中でのエネルギー損失量は (粒子の通過する物質の密度) × (通過距離) に比例することが分かる。

図 2.13 に SD にミュオンが垂直に入射した場合のエネルギー損失を GEANT4 を用いて計算した結果を示す [30]。これをランダウ分布で近似した場合のピーク値と標準偏差はそれぞれ上層で 2.00 MeV、 $\sigma = 0.10$  MeV、下層で 2.01 MeV、 $\sigma = 0.10$  MeV である [30]。データ解析などでは、1 粒子 = 2.0 MeV という値を使っている。

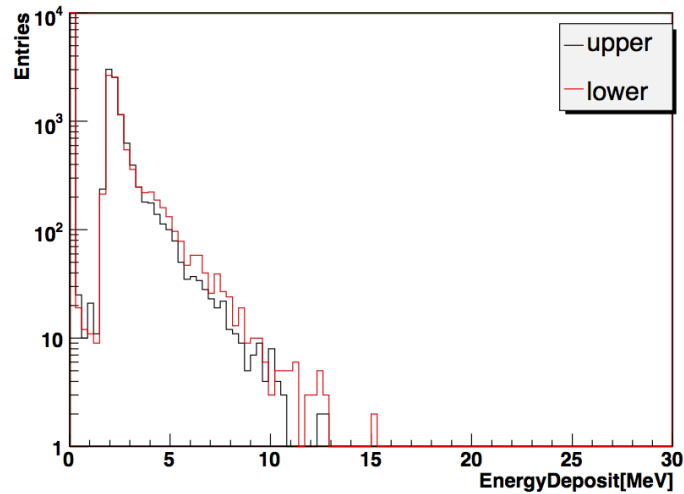


図 2.13:  $\mu^-$  を垂直に SD に入射した場合のエネルギー損失分布。  $E = 1$  GeV、黒色が上層、赤色が下層である [30]。

## 第3章 空気シャワーフロント構造

### 3.1 空気シャワーフロント構造

図 3.1 に空気シャワーの概略図を示す. 図からわかるようにシャワー粒子は地表に, 厚み, すなわち到来時間のバラツキを持ってやってくる. シャワー粒子の到来時間のバラツキ, 厚みはシャワー軸からの距離が大きくなるにつれて広がる. この厚みを持った二次宇宙線の集団をシャワーディスクと呼び, 各コア距離ごとにもっとも早く到来する粒子をシャワーフロントと呼ぶ.

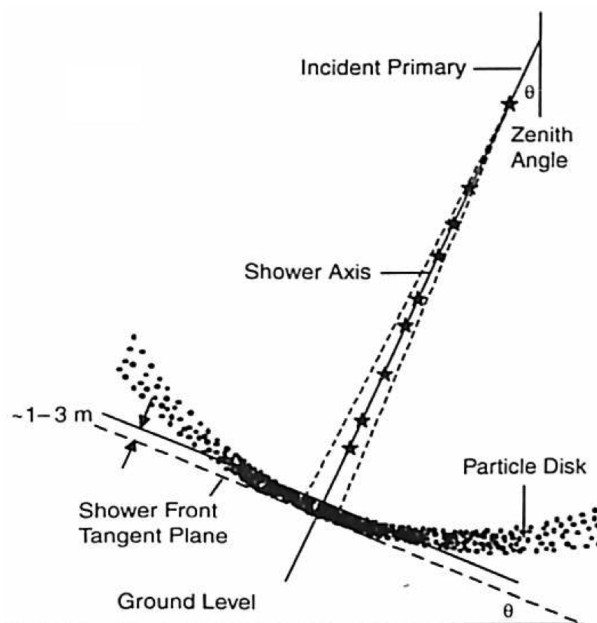


図 3.1: 空気シャワーの概略図 [13].

### 3.2 SD アレイによる空気シャワー解析と空気シャワー構造

1 台の検出器で記録される波形の例を図 3.2 に示す. ここで  $1 \text{ bin} = 20 \text{ ns}$  である.



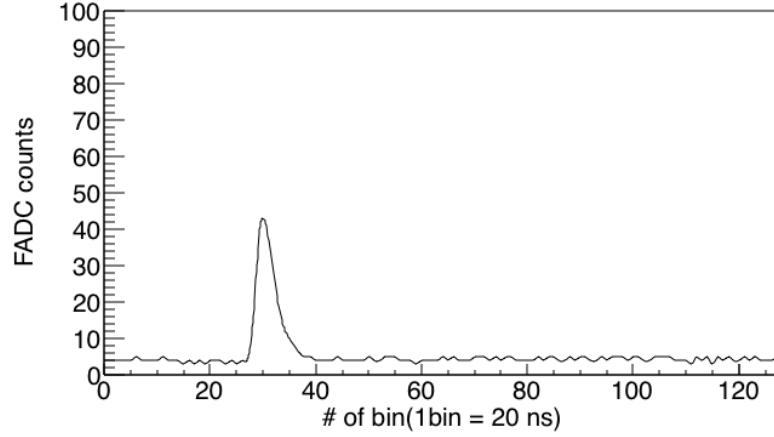


図 3.2: 1 台の検出器で記録される波形の 1 例.

SD アレイで取られたデータの対する空気シャワー解析において、図 3.2 のような各 SD で記録された波形情報からシャワー粒子の到来時間を決め、SD 間でのこれらの時間の差から宇宙線の到来方向を計算している (具体的な計算方法については第 4 章を参照のこと). 到来時間の差から宇宙線の到来方向を計算する際、シャワーフロントが平面であれば到来方向を計算するのは容易である. しかし、シャワーフロントは図 3.1 や図 3.3 にあるように曲率をもって地表に到来するため、到来方向の計算時にこの曲率を考慮する必要がある.

このシャワーフロントの曲率について、明野での空気シャワー実験、Auger 実験をはじめ、様々な実験グループによってシャワー軸からの距離とシャワー粒子の到来時間の遅れの関係が関数化されてきた.

その一つとして AGASA 実験で使われていた関数 (式 (3.1), 以後 AGASA の式と呼ぶ)[32] を紹介する. この関数は、地表検出器で得られた情報からシャワーを再構成し、図 3.3 の破線で描かれているようなシャワー軸に垂直なシャワー平面を仮定し、幾何学的に  $T_D = t_i - T_0 - T_{\text{plane}}$ , すなわちシャワー平面からの遅れ  $T_D$  を計算し、 $T_D$  と  $R$  の関係を関数化するというものであり、AGASA 実験の前実験である明野 20 km<sup>2</sup> 空気シャワーアレイで使われていた関数 [33] に粒子数密度のべき乗の係数が付け足されたものである.

$$T_D = 2.6 \times \left(1 + \frac{R}{30 \text{ m}}\right)^A \rho^B \times 10^{-9} [\text{s}] \quad (3.1)$$

ここで  $A = 1.5$ ,  $B = -0.5$  である. ここで、 $\rho$  を表す横方向分布関数については、AGASA 実験で使われていた実験的な式である式 (3.2) がある.

$$\rho = C \left(\frac{R}{91.6 \text{ m}}\right)^{-1.2} \left(1 + \frac{R}{91.6 \text{ m}}\right)^{-(\eta-1.2)} \left(1 + \left[\frac{R}{1000 \text{ m}}\right]^2\right)^{-0.6} [\text{m}^{-2}] \quad (3.2)$$

$$\eta = 3.97 - 1.79(\sec\theta - 1) \quad (3.3)$$

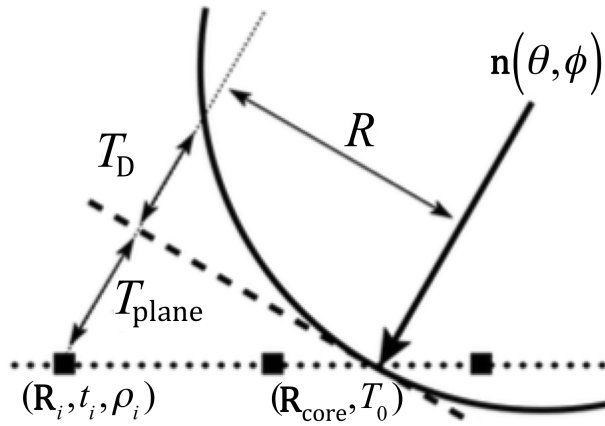


図 3.3: 空気シャワーの模式図を使った様々な記号の定義.  $R$  はシャワー軸から SD までの距離,  $T_D$  はシャワー平面からの遅れ時間,  $T_{\text{plane}}$  は SD からシャワー平面までの距離を時間に換算したもの,  $t_i$  はシャワー粒子の SD への到来時刻,  $\rho_i$  は SD でのシャワー粒子数密度,  $T_0$  はシャワーコアが地表に到来した時間.

AGASA 実験は標高 900 m で空気シャワーを観測していた実験であり, TA 実験は標高 1400 m で観測している実験である. そのため, 空気シャワーの発達の様子が AGASA 実験と TA 実験では異なり, AGASA の式を TA 実験にそのまま使うことはできない. また, AGASA の式中には到来天頂角依存性が陽に含まれておらず, TA 実験の観測データを反映した式を作る際には  $T_D$  の到来天頂角依存性を確かめ, 到来天頂角依存性がある場合, 式に含める必要がある. 本研究ではシャワー軸からの距離  $R$  とシャワー平面からの遅れの時間  $T_D$  の関係を, TA 実験 SD アレイで取られたデータを使って関数化する. その際, 天頂角に加えて図 3.4 で表される角度  $\alpha$  に依存する関数としてパラメータ  $A, B$  を求める. このことは, 天頂角が大きい, または角度  $\alpha$  が大きいことは検出器の入射までにシャワーの通過してきた物質が多いこと (シャワーが年老いていること, シャワーエイジが大きいこと) を意味し, シャワー平面からの遅れの時間  $T_D$  が小さくなるのではないかという考えに基づく [34]. 第 4 章では SD で得られた波形情報からシャワーの位置と方向を推定する方法を述べる. その後, 第 5 章では TA 実験 SD アレイの実験データに基づく  $T_D$  の関数を求める.

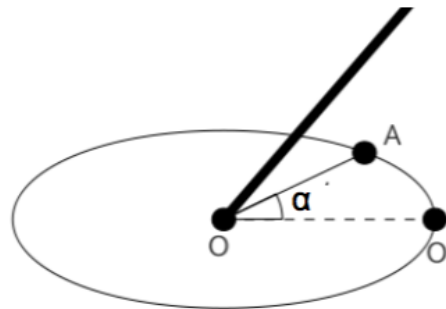


図 3.4: 角度  $\alpha$  の説明. 太線は空気シャワー軸, 点 O は空気シャワーのコア位置, 点 A は SD の位置を示す. 点線  $OO'$  は空気シャワー軸を地面に射影したものであり, 点線  $OO'$  と直線  $OA$  のなす角を  $\alpha$  とする [34].

## 第4章 空気シャワーの到来方向とコア位置の決定方法

SD から得られる SD を通過した二次宇宙線に関する情報は、空気シャワー粒子の到来時刻とシンチレータ内部でのエネルギー損失である。これらの情報を使って、一次宇宙線の到来方向と空気シャワーのコアが地表に落ちた位置 (コア位置) を決定する。この章では、本研究で使用したデータ解析プログラム中での空気シャワーの到来方向とコア位置の決定の流れについて述べる。

### 4.1 シャワー粒子の到来時間と粒子数の決定

まず本節では、SD で記録された波形からシャワー粒子の到来時間と粒子数を決定する手順について述べる。

#### 4.1.1 粒子の到来時間の決定

各 SD はレベル 0 トリガーを発行するたびに、このトリガーの以前 640 ns から以後 1920 ns までの範囲の FADC 値を 20 ns の分解能で記録している。波形には通常複数の粒子の入射が記録されているので、個々の粒子について波形の FADC 値から信号の立ち上がり時間と立ち下がり時間を求め、その立ち上がり時間を粒子の到来時間として使う。以下にその手順を示す。

1. 波形の先頭から 8 タイムスライス (= 160 ns) 分の FADC 値からペDESTAL を引いた値の積算値 (=  $S_8$ ) を計算する。
2. 1 タイムスライス (= 20 ns) ずつ移動しながら  $S_8$  を計算し、 $S_8$  が 7 よりも大きければ 8 タイムスライスの先頭のピンを波形の立ち上がり時刻とする。ここで判定のしきい値を 7 とした理由は、ペDESTAL の標準偏差よりも十分に大きい値としたためである (ペDESTAL の標準偏差の典型値  $0.5 \times 8 \text{ タイムスライス} \times 1.5 = 6$  より大きい)。
3. 決定された到来時間の 1 ピン前のピンの FADC 値がペDESTAL +  $1.5 \times$  (ペDESTAL の標準偏差 = 0.5) 以上ならばそのピンを波形の立ち上がり時間とする。
4. 手順 3. をその条件が満たされ、立ち上がり時間が更新される限り、繰り返す。
5. 手順 3. と同様の作業を時間を進める方向についても行い、波形の立ち下がり時間を決める (図 4.1 参照)。
6. これらの作業を波形の記録幅 (2560 ns) 全体について行い、上記の条件を満たす波形が複数存在する場合はそれぞれの波形の立ち上がり時間と立ち下がり時間を決める。

この作業は上下層に対してそれぞれ行う。図 4.1 に波形の一例を示す。

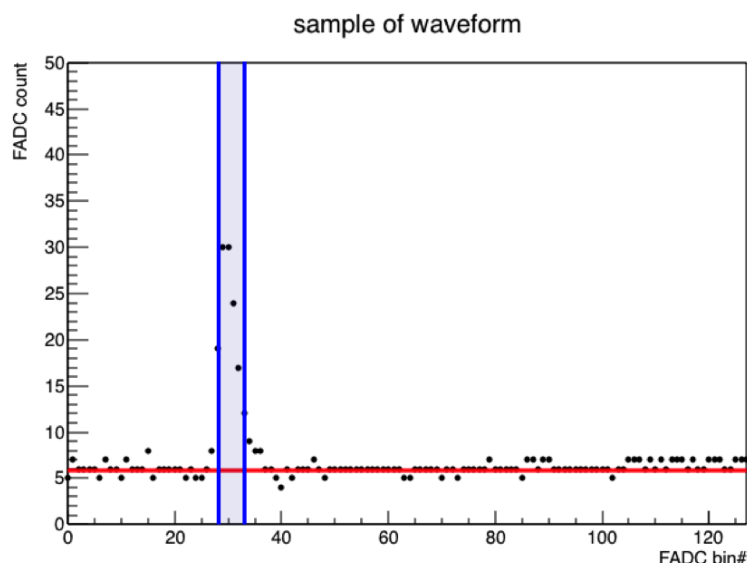


図 4.1: SD で記録された波形の一例. 赤線はペDESTALを示し, 青線が立ち上がり時間と立ち下がり時間を示している. また, その間の青く塗りつぶされた部分が粒子による信号と判定された部分である.

#### 4.1.2 粒子数の決定

1. 上記の方法で判定された立ち上がり時間と立ち下がり時間の間を, 粒子による信号の範囲とし, ペDESTALを差し引いた FADC 積算値を計算する (図 4.1 参照).
2. この値を検出器ごとのゲイン (2.3.7 節で述べた較正係数 [FADC 値/MeV]) を使って, FADC 値からエネルギー損失 [MeV] へと変換する.
3. 2.3.8 節で述べた SD にミュオンが垂直に入射した場合のエネルギー損失によって得られる変換係数 (1 MIP = 2.0 MeV) を使ってエネルギー損失から粒子数へと変換する.
4. 複数の波形が存在する場合はそれぞれの波形についてこの手順を行なう.

この手順は SD の上下層それぞれに対し行われる. 粒子の到来時間は, 得られた立ち上がり時間のうち, 上下層でコインシデンスが取れたもの (上下層の立ち上がり時間の差が 80 ns 以内) のうち, 最初の値を使う. 以後の解析では, SD で記録された粒子の到来時間と粒子数には上下層の平均値を使う.

## 4.2 不調な SD のカット

各 SD について以下の項目をひとつでも満たさない SD を不調な検出器とし, そのデータを以後の解析から除去した.

- SD のエネルギー損失から FADC 値への変換係数が 6 以上 54 以下 (典型値 17)

- 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)
- FADC のペDESTAL値が 1 以上 20 以下 (典型値 5)
- 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)
- 1PPS 間のクロック数のばらつきから求めた時間の不定性が 100 ns 以下

### 4.3 Shower Plane Fit

図 4.2 にシャワーコアが地表へ時間  $T_0$  に到来した時点の空気シャワーの模式図を示す.  $n(\theta, \phi)$  はシャワー軸の方向ベクトル,  $\mathbf{R}_{\text{core}}$  はコア位置の位置ベクトル,  $T_D$  は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間の遅れ,  $T_{\text{plane}}$  は  $T_0$  時点でのシャワー平面と SD との間の距離である.  $\mathbf{R}_i$  は SD の位置ベクトル,  $\rho_i, t_i$  はそれぞれ  $i$  番目の SD の粒子数密度 (検出粒子数/ $3 \text{ m}^2$ ), 粒子の到来時間である.

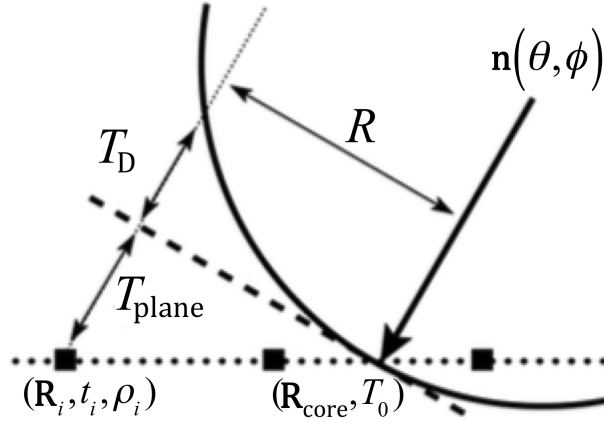


図 4.2: シャワーコアが地表へ時間  $T_0$  に到来した時点の空気シャワーの模式図.

本研究で使ったデータ解析プログラム中では, Shower Plane Fit をする際, シャワー面の曲率による粒子のシャワー平面からの到来時間の遅れの関数  $T_D$  およびその標準偏差  $\sigma_D$  として, Linsley が求めた関数 [35] を以下のように天頂角  $\theta$  の関数としてパラメータ化したものが使われている [36].

$$T_D = (8 \times 10^{-10})a(\theta) \left(1.0 + \frac{R}{30 \text{ m}}\right)^{1.5} \rho^{-0.5} [\text{s}] \quad (4.1)$$

$$\sigma_D = (7 \times 10^{-10})a(\theta) \left(1.0 + \frac{R}{30 \text{ m}}\right)^{1.5} \rho^{-0.3} [\text{s}] \quad (4.2)$$

$$a(\theta) = \begin{cases} 3.3836 - 0.01848\theta & (\theta < 25^\circ) \\ c_3\theta^3 + c_2\theta^2 + c_1\theta + c_0 & (25^\circ \leq \theta \leq 35^\circ) \\ \exp(-3.2 \times 10^{-2}\theta + 2.0) & (\theta > 35^\circ) \end{cases} \quad (4.3)$$

$$c_0 = -7.76168 \times 10^{-2} \quad (4.4)$$

$$c_1 = 2.99113 \times 10^{-1} \quad (4.5)$$

$$c_2 = -8.79358 \times 10^{-3} \quad (4.6)$$

$$c_3 = 6.51127 \times 10^{-5} \quad (4.7)$$

これらを使って、以下の  $\chi_G^2$  を最小にするパラメータを求める。ここで、パラメータはシャワーコアの地表への到来時間  $T_0$ 、天頂角  $\theta$ 、東を  $0^\circ$  として反時計回りを正とした方位角  $\phi$ 、コア位置  $R_{\text{corex}}, R_{\text{corey}}$  の5つで、 $R_{\text{COG}}$  は全 SD で検出されたシャワー粒子数分布の重心である。

$$\chi_G^2 = \sum_{i=0}^n \frac{(t_i - t_i^{\text{FIT}})^2}{\sigma_{t_i}^2} + \frac{(\mathbf{R}_{\text{core}} - \mathbf{R}_{\text{COG}})^2}{\sigma_{\mathbf{R}_{\text{COG}}}^2} \quad (4.8)$$

$$t^{\text{FIT}} = T_0 + T_{\text{plane}} + T_D \quad (4.9)$$

$$\sigma_{t_i} = \sqrt{\sigma_{\text{SD}}^2 + \sigma_D^2} \quad (4.10)$$

$$(\mathbf{R}_{\text{COG}})_k = \frac{\sum_{i=0}^n (\mathbf{R}_i)_k \sqrt{\rho_i}}{\sum_{i=0}^n \sqrt{\rho_i}} \quad (k = x, y) \quad (4.11)$$

ここで、 $\sigma_{\mathbf{R}_{\text{COG}}} = 170 \text{ m}$  [36]、 $\sigma_{\text{SD}}$  は SD の時間分解能で  $20 \text{ ns}$  である [37]。こうして求めた  $\chi_G^2$  を最小にする各パラメータを、空気シャワーのシャワーコアの地表への到来時間  $T_0$ 、天頂角  $\theta$ 、方位角  $\phi$ 、コア位置 ( $R_{\text{corex}}, R_{\text{corey}}$ ) とする。

#### 4.4 Lateral Distribution Fit

次に、各検出器から得られた粒子数密度 (検出粒子数/ $3 \text{ m}^2$ ) を、横方向分布関数 (Lateral Distribution Function, LDF) でフィットすることでコア位置を求める。データ解析プログラム中では、LDF の関数として、AGASA 実験で使われていた式 [38] が使われている。

$$\rho^{\text{FIT}}(R) = C \left(\frac{R}{91.6 \text{ m}}\right)^{-1.2} \left(1 + \frac{R}{91.6 \text{ m}}\right)^{-(\eta(\theta)-1.2)} \left(1 + \left[\frac{R}{1000 \text{ m}}\right]^2\right)^{-0.6} [\text{m}^{-2}] \quad (4.12)$$

$$\eta(\theta) = 3.97 - 1.79(\sec \theta - 1) \quad (4.13)$$

また、ここで  $R$  はシャワー軸からの距離、 $\theta$  は天頂角、 $C$  は規格化定数である。標準偏差については TA 実験 SD アレイ用に最適化された以下の式を使った [36]。

$$\sigma_\rho = \sqrt{0.56\rho^{\text{FIT}} + 6.3 \times 10^{-3}(\rho^{\text{FIT}})^2} \quad (4.14)$$

このLDFを使って以下の $\chi_L^2$ を最小にするパラメータを求める [36]. ここで、パラメータはコア位置 ( $R_{\text{corex}}, R_{\text{corey}}$ ) と規格化定数  $C$  である.

$$\chi_L^2 = \sum_{i=0}^n \frac{(\rho_i - \rho^{\text{FIT}}(\mathbf{R}_i))^2}{\sigma_{\rho_i}^2} + \frac{(\mathbf{R}_{\text{core}} - \mathbf{R}_{\text{COG}})^2}{\sigma_{\mathbf{R}_{\text{COG}}}^2} \quad (4.15)$$

#### 4.5 一次宇宙線の到来方向, コア位置の決定の流れ

以上で述べた手法を使って, 以下の手順で一次宇宙線の到来方向, コア位置を決定する. ここで Shower Plane Fit, Lateral Distribution Fit にはそれぞれ ROOT の MINUIT パッケージが使われている [36].

1. 各 SD の波形からシャワー粒子の到来時間と粒子数を求める.
2. 全 SD で検出されたシャワー粒子数分布の重心を求める. これをコア位置の初期値として使う. また, 重心に一番近い SD の到来時間を  $T_0$  の初期値として使う.
3.  $\chi_G^2$  が最小となるパラメータを求める. ここで各パラメータを変化させる刻み幅は,  $T_0$  は 100 ns,  $\theta$  は  $0.1^\circ$  刻み,  $\phi$  は  $0.1^\circ$  刻み,  $R_{\text{corex}}$  と  $R_{\text{corey}}$  は 100 m 刻みである.
4. パラメータ  $a(\theta)$  をフリーパラメータとして  $\chi_G^2$  が最小となるパラメータを再度求める. ここで各パラメータを変化させる刻み幅は,  $T_0$  は 100 ns,  $\theta$  は  $0.1^\circ$  刻み,  $\phi$  は  $0.1^\circ$  刻み,  $a(\theta)$  は 0.1 刻み,  $R_{\text{corex}}$  と  $R_{\text{corey}}$  は 100 m 刻みである.
5.  $\chi_L^2$  が最小となるパラメータを求める. ここで各パラメータを変化させる刻み幅は,  $R_{\text{corex}}$  と  $R_{\text{corey}}$  は 100 m 刻み,  $C$  は 0.1 刻みである.

## 第5章 空気シャワーフロント構造の関数化

この章では空気シャワーフロント構造をシャワー軸からの距離とシャワー平面からの遅れの時間の関係から関数化する方法と得られた関数について述べる.

### 5.1 解析イベントとイベントセレクション

#### 5.1.1 解析イベント

今回解析に使ったイベントはTA 実験 SD アレイで観測された 2008 年 5 月 11 日から 2015 年 5 月 11 日までの 7 年分のデータであり, そのイベント数は 1,448,183 である.

#### 5.1.2 イベントセレクション

今回使ったイベントセレクションは TA 実験 SD アレイの解析で標準的に使われているもの [36] を一部変更したものである.

- $\text{energy} \geq 1 \text{ EeV}$
- $\theta \leq 60^\circ$
- $X^2/\text{ndf} \leq 4$
- $\theta_{\text{err}} \leq 5^\circ$
- $\sigma(\text{s800})/\text{s800} \leq 0.25$
- # of good SD  $\geq 8$
- core position  $\geq 1200 \text{ m}$  from edge of array

イベントセレクション後のイベント数は 19,426 であり, コア位置分布 (図 5.1), 天頂角分布 (図 5.2), 方位角分布 (図 5.3) を以下に示す.



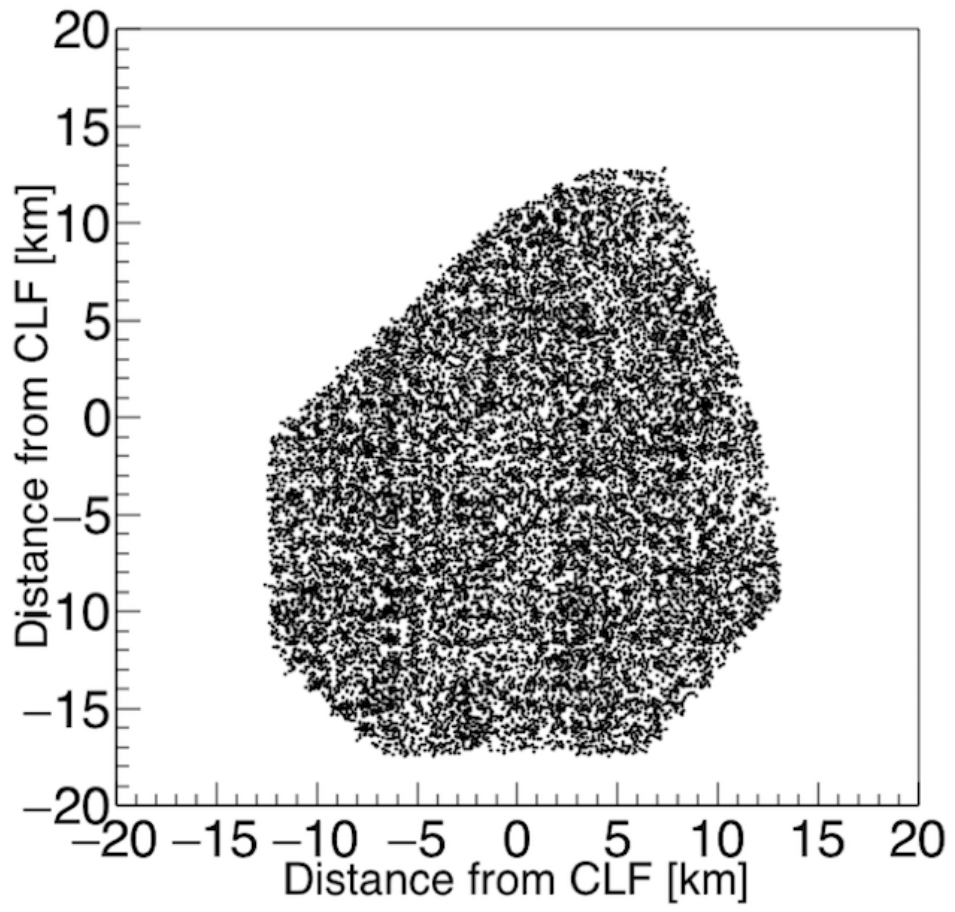


図 5.1: コア位置の分布.

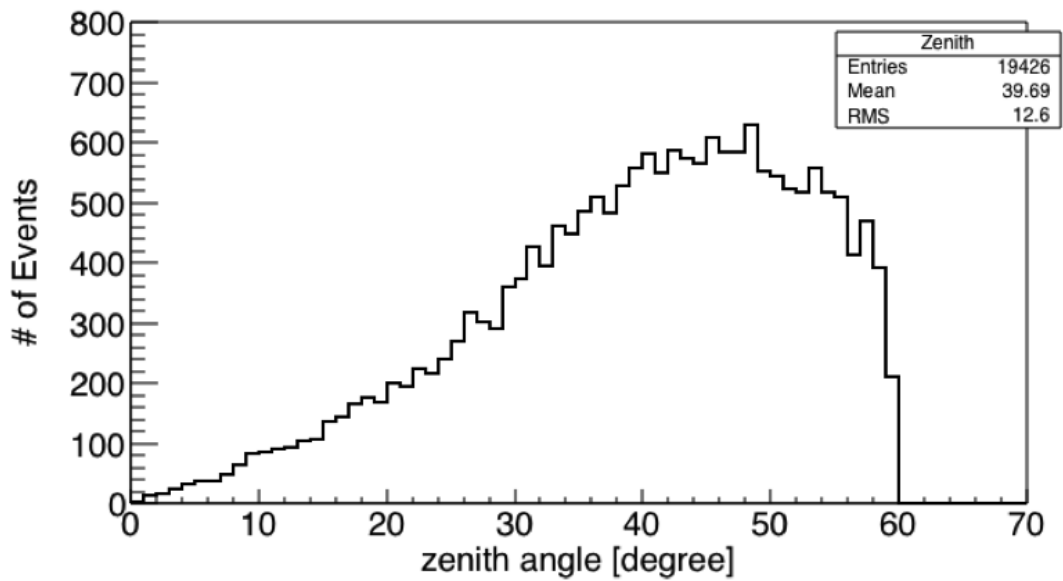


図 5.2: 天頂角の分布.

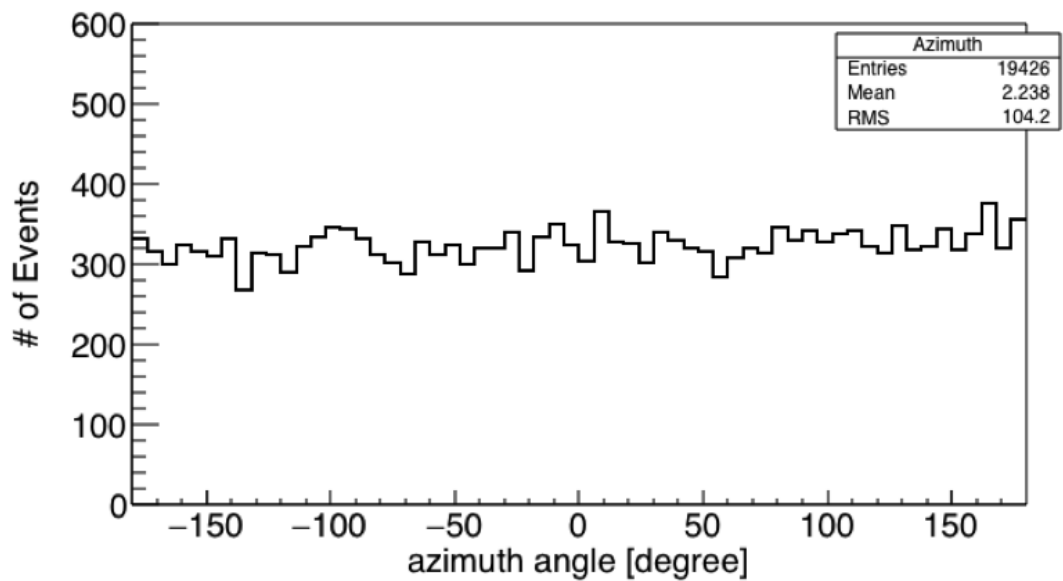


図 5.3: 方位角の分布, 東が方位角  $0^\circ$  で反時計回り.

本研究では, 前述のイベントセレクションに加え, エネルギー領域のイベントセレクションを追加した. 2.3.6 節より, TA 実験 SD アレイのトリガー効率  $E = 10^{18.8}$  eV 以上で 100 % になる. 本研究ではそのエネルギー領域でイベント数の多い  $E = 10^{19}$  eV に TA 実験 SD アレイのエネルギー決定精度 ( $E < 10^{19}$  のとき 29 %,  $E > 10^{19}$  のとき 19 %) の幅 [36] を持たせた (イベント数 : 3216).

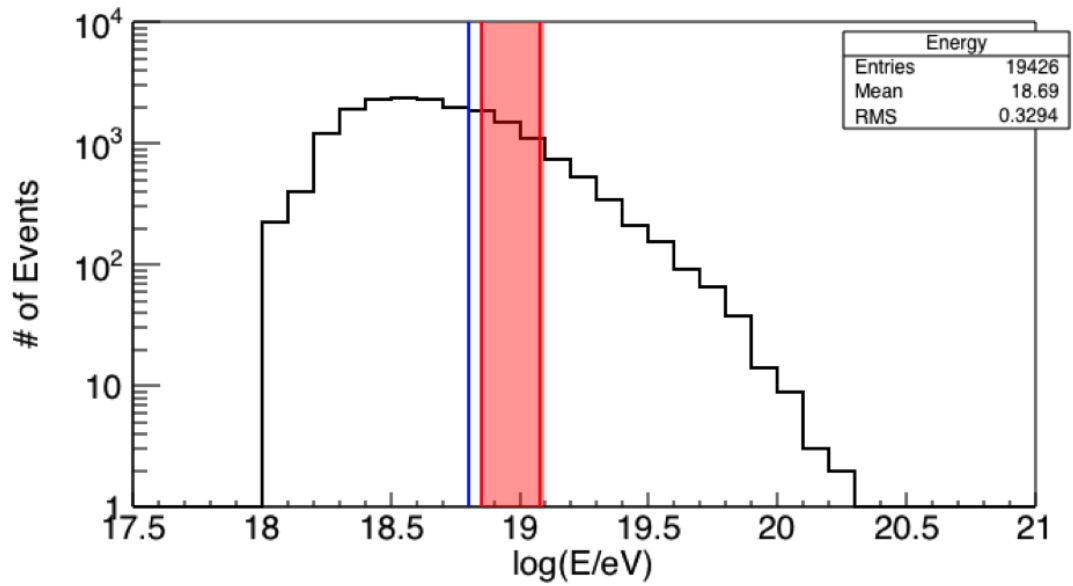


図 5.4: エネルギーの分布, 青線は TA 実験 SD アレイのトリガー効率が 100 % になる  $E = 10^{18.8}$  eV を, 赤枠は今回用いたエネルギー領域をそれぞれ示している.

## 5.2 空気シャワー粒子の到来時間の遅れの関数化

シャワー軸からの距離とシャワー平面からの粒子の到来時間の遅れの関係を以下の手順で関数化した.

1. データを天頂角 ( $\sec\theta$ ), 角度  $\|\alpha\|$  で分割する.  
(分割の方法は  $1.0 \leq \sec\theta \leq 2.0$  を 0.2 間隔,  $0^\circ \leq \|\alpha\| \leq 180^\circ$  を  $30^\circ$  間隔)  
図 5.5 に  $1.0 \leq \sec\theta < 1.2$ ,  $0^\circ \leq \|\alpha\| < 30^\circ$  のシャワー軸からの距離とシャワー平面からの粒子の遅れの時間のプロットを示す. その他のプロットは付録 A. 1 に示す.
2. シャワー軸から距離 500 m から 2500 m の範囲でシャワー平面からの遅れの時間  $T_D$  を計算し, 250 m ごとに分割する. 図 5.6 に  $1.0 \leq \sec\theta < 1.2$ ,  $0^\circ \leq \|\alpha\| < 30^\circ$  の 250 m ごとの  $T_D$  のヒストグラム (1 bin = 0.2 us) を示す. その他のヒストグラムは付録 A. 2 に示す.
3. 250 m ごとのデータそれぞれに対し, バックグラウンドミュオンのデータを取り除く.
4. 250 m ごとに代表値とエラーを計算し, フィッティングする.

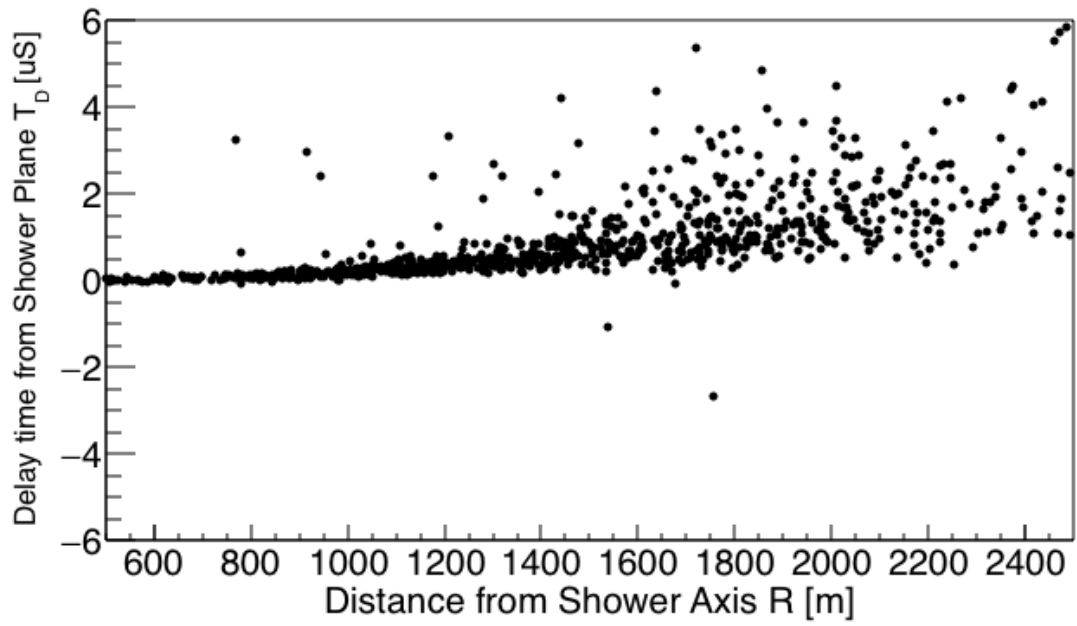


図 5.5: シャワー軸からの距離と平面からの遅れの時間のプロット ( $1.0 \leq \sec\theta < 1.2$ ,  $0^\circ \leq \|\alpha\| < 30^\circ$ ).

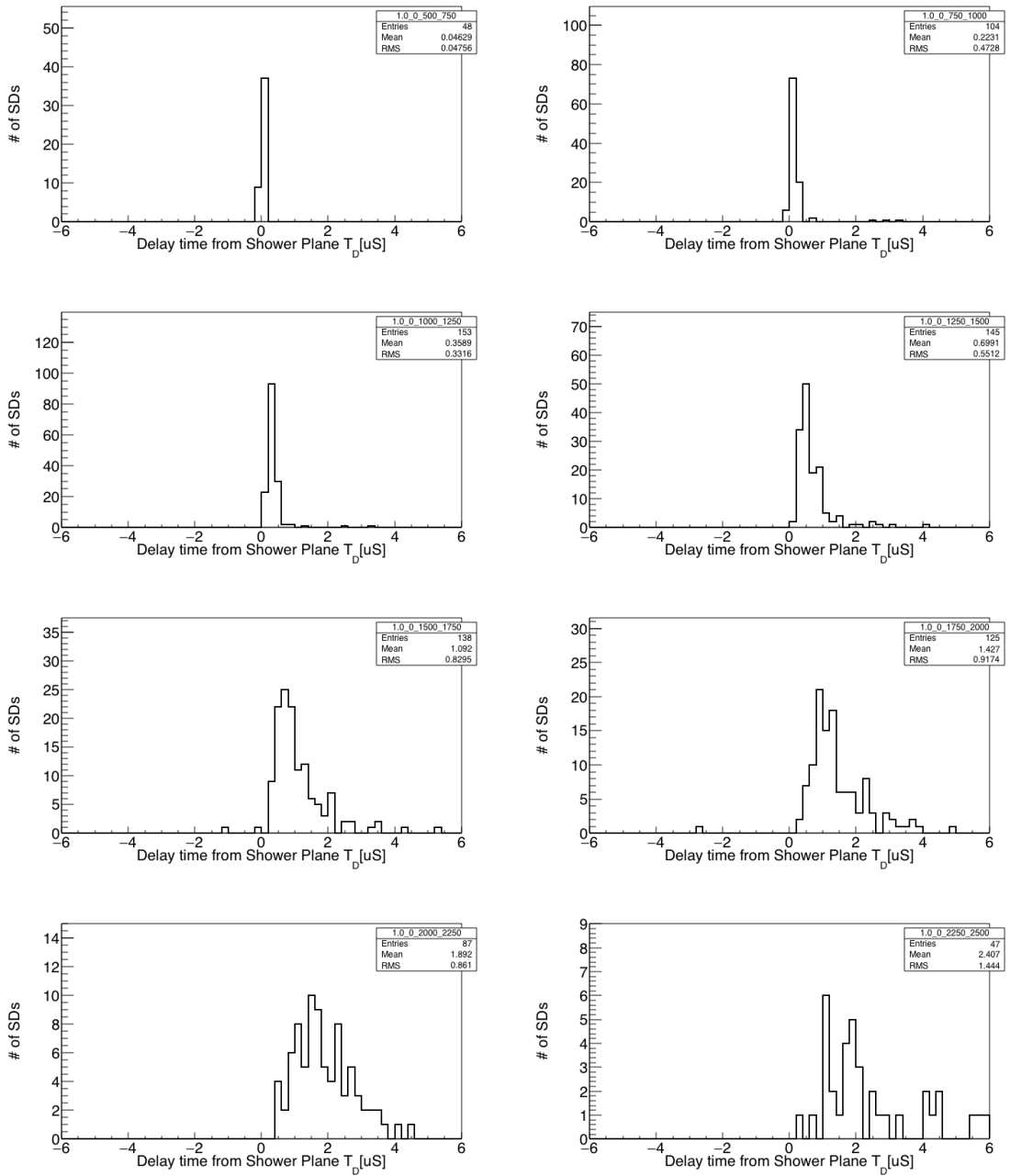


図 5.6: シャワー軸からの距離 250 m ごとの  $T_D$  の分布 ( $1.0 \leq \sec\theta < 1.2$ ,  $0^\circ \leq \|\alpha\| < 30^\circ$ ).

### 5.2.1 250 m ごとの $T_D$ の分布とシングルミュオンのデータの除去

図 5.7 に  $1.0 \leq \sec\theta < 1.2$ ,  $0^\circ \leq \|\alpha\| < 30^\circ$  のシャワー軸からの距離と平面からの遅れの時間のプロットと  $1750 \text{ m} \leq R \leq 2000 \text{ m}$  の  $T_D$  の分布を示す。

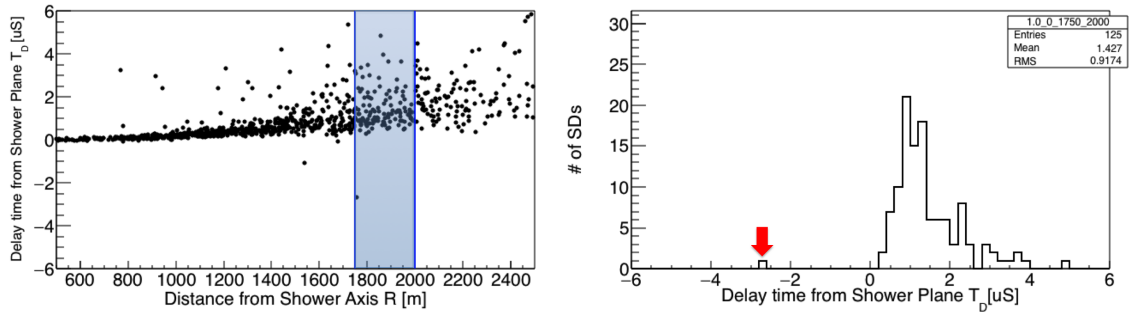


図 5.7: シャワー軸からの距離と平面からの遅れの時間のプロット ( $1.0 \leq \sec\theta < 1.2$ ,  $0^\circ \leq \|\alpha\| < 30^\circ$ ) と  $1750 \text{ m} \leq R \leq 2000 \text{ m}$  の  $T_D$  の分布. 青色の範囲は  $1750 \text{ m} \leq R \leq 2000 \text{ m}$  を示している.

フィッティングの際にはヒストグラム中で赤矢印で表されているシャワーイベントではないデータ (シングルミュオン) を除去したものを使う. そのために, シングルミュオンのデータを以下の手順で除去した.

1.  $1 \text{ bin} = 0.2 \text{ us}$  のヒストグラムを描く.
2. シングルミュオンのデータは要素数 1 以下になると仮定し, 除去の際のシングルミュオンのデータの影響をなくするために要素数 2 以上の bin 内のデータのみで平均値と標準偏差  $\sigma_{\text{std}}$  を計算する.
3. 平均値  $\pm 3 \sigma_{\text{std}}$  を計算し, その範囲内のデータを以後のフィッティングに使う (フィッティングの際には要素数 1 以下の bin のデータも使っている).

図 5.8 に  $1750 \text{ m} \leq R \leq 2000 \text{ m}$  の  $T_D$  の分布を示す. 図中の赤線は平均値, 点線は平均値  $\pm 3 \sigma$  の値を表し, フィッティングには点線内のデータを使った.

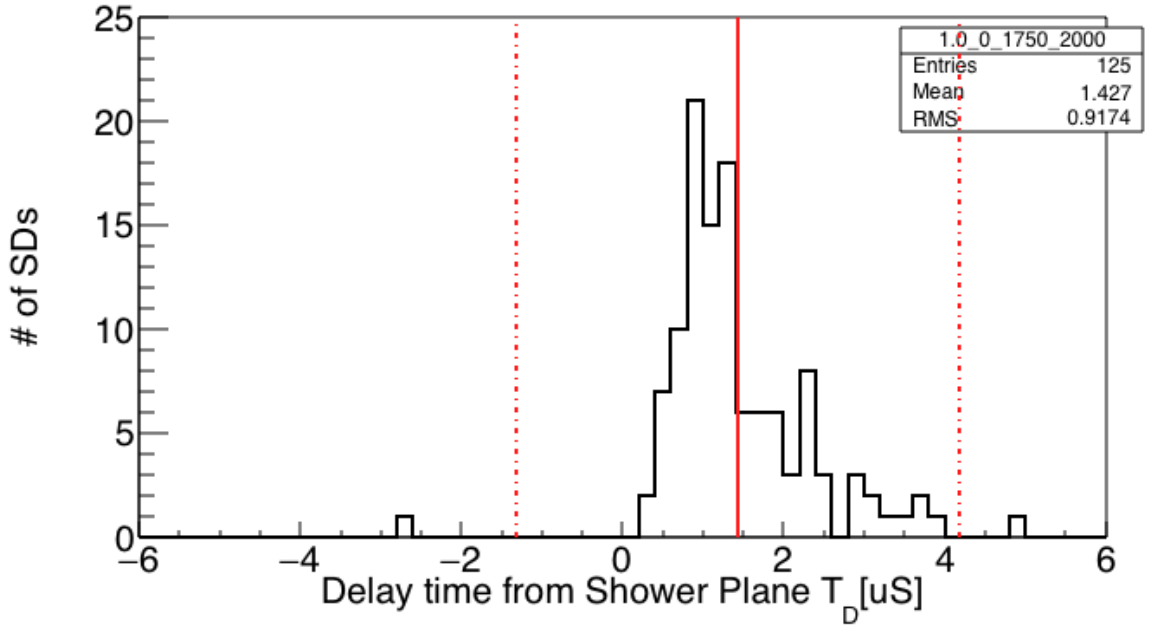


図 5.8:  $1.0 \leq \sec\theta < 1.2$ ,  $0^\circ \leq \|\alpha\| < 30^\circ$ ,  $1750 \text{ m} \leq R \leq 2000 \text{ m}$  の  $T_D$  の分布. 赤線は平均値, 点線は平均値  $\pm 3 \sigma_{\text{std}}$  の値を示している.

### 5.2.2 250 m ごとの代表値, エラー, 関数

#### 代表値とエラー

データのフィッティングの際に使う 250 m ごとの代表値とエラーは以下の通りである.

- 代表値: 250 m ごとの  $T_D$  のデータの中央値
- エラー: 250 m ごとの  $T_D$  のデータから標準偏差を再度計算し, データ数  $N$  の  $\sqrt{N}$  で割った値 ( $\sigma_{\text{std}}/\sqrt{N}$ ) をエラーとして使う.

#### 関数

$T_D$  のデータのフィッティングに使う関数は AGASA の式 (式 (3.1)) を元にして冪の部分 ( $A, B$ ) をパラメータにした式 (6.3) である. また, 式中の粒子数密度は AGASA 実験で使われていた実験的な式 (3.2) を使った.

$$T_D = 2.6 \times \left(1 + \frac{R}{30 \text{ m}}\right)^A \rho^B \times 10^{-9} [\text{s}] \quad (5.1)$$

この式 (6.3) を使って各  $(\sec\theta, \|\alpha\|)$  の組ごとにデータをフィッティングしてパラメータ  $A, B$  を得た.

### 5.2.3 $T_D$ のフィッティングとその結果

図 5.9 に  $T_D$  を式 (6.3) でフィッティングした一例を示す. フィッティングで得られたパラメータは  $A = 1.28 \pm 0.01$ ,  $B = -0.12 \pm 0.01$  である.

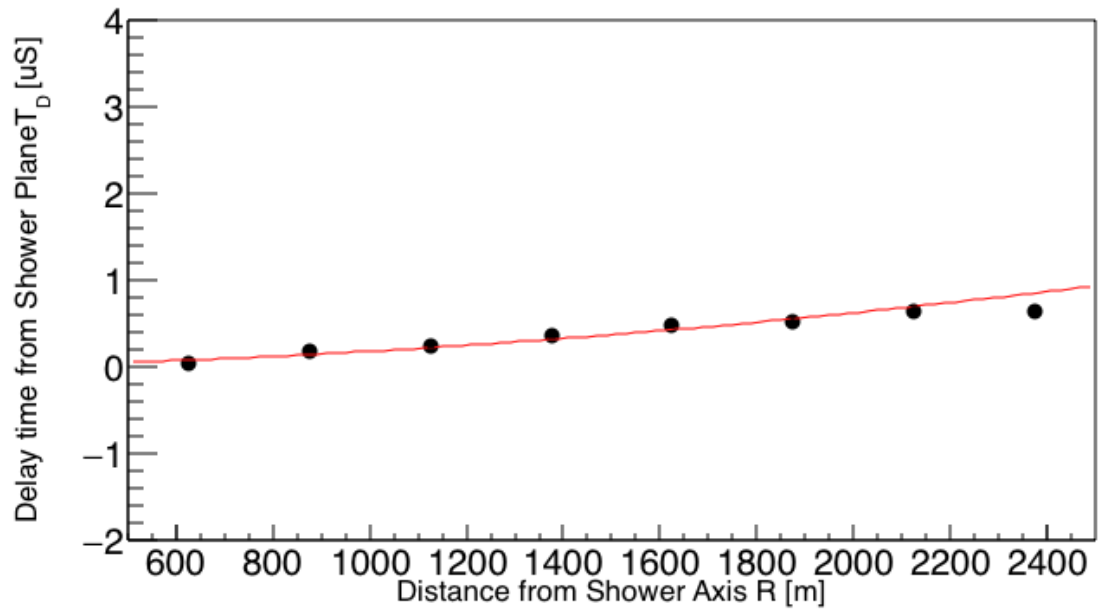


図 5.9:  $1.2 \leq \sec\theta < 1.4$ ,  $150^\circ \leq \|\alpha\| < 180^\circ$  の  $T_D$  のフィッティング.

すべての  $(\sec\theta, \|\alpha\|)$  の組に対してフィッティング (付録 A. 3) して図 5.10, 図 5.11 の結果を得た. ここで図中の点線は AGASA の式のパラメータ  $A = 1.5$ ,  $B = -0.5$  を, 色はそれぞれ  $\|\alpha\|$  の範囲を表している. ( $0^\circ \leq \|\alpha\| < 30^\circ$ : 黒,  $30^\circ \leq \|\alpha\| < 60^\circ$ : 赤,  $60^\circ \leq \|\alpha\| < 90^\circ$ : 黄緑,  $90^\circ \leq \|\alpha\| < 120^\circ$ : 青,  $120^\circ \leq \|\alpha\| < 150^\circ$ : 桃,  $150^\circ \leq \|\alpha\| < 180^\circ$ : 茶) また, 付録 A. 4 に得られた値を示す.



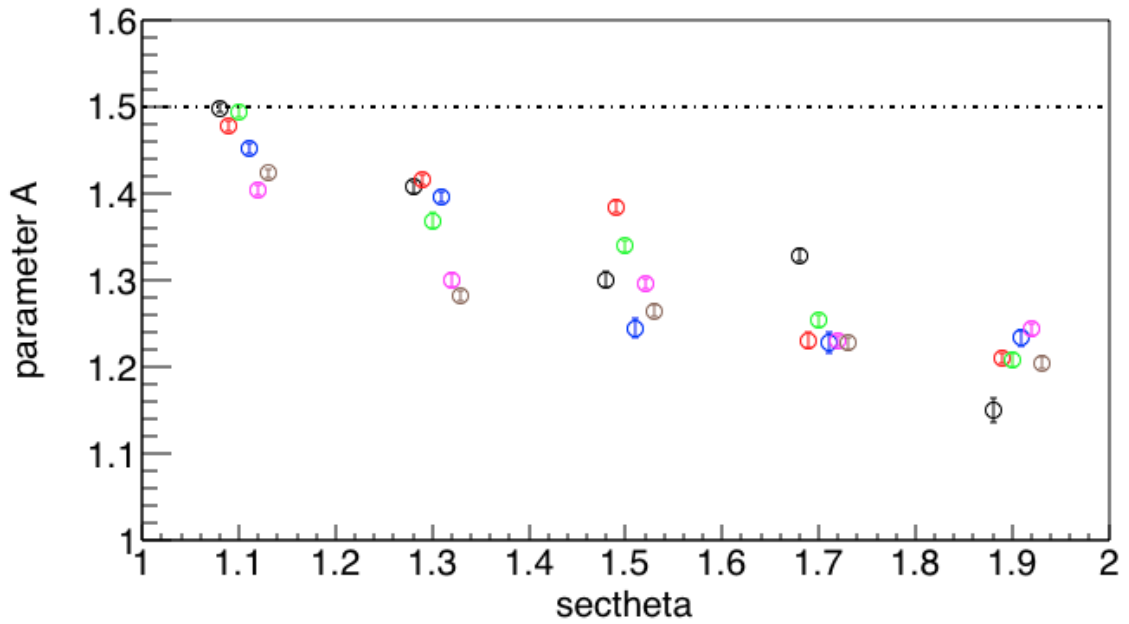


図 5.10: フィッティングで得られたパラメータ  $A$  を  $\sec\theta$  で分けてプロットしたもの. 図中の点線は AGASA の式のパラメータ  $A = 1.5$ ,  $B = -0.5$  を, 色はそれぞれ  $\|\alpha\|$  の範囲を表している.

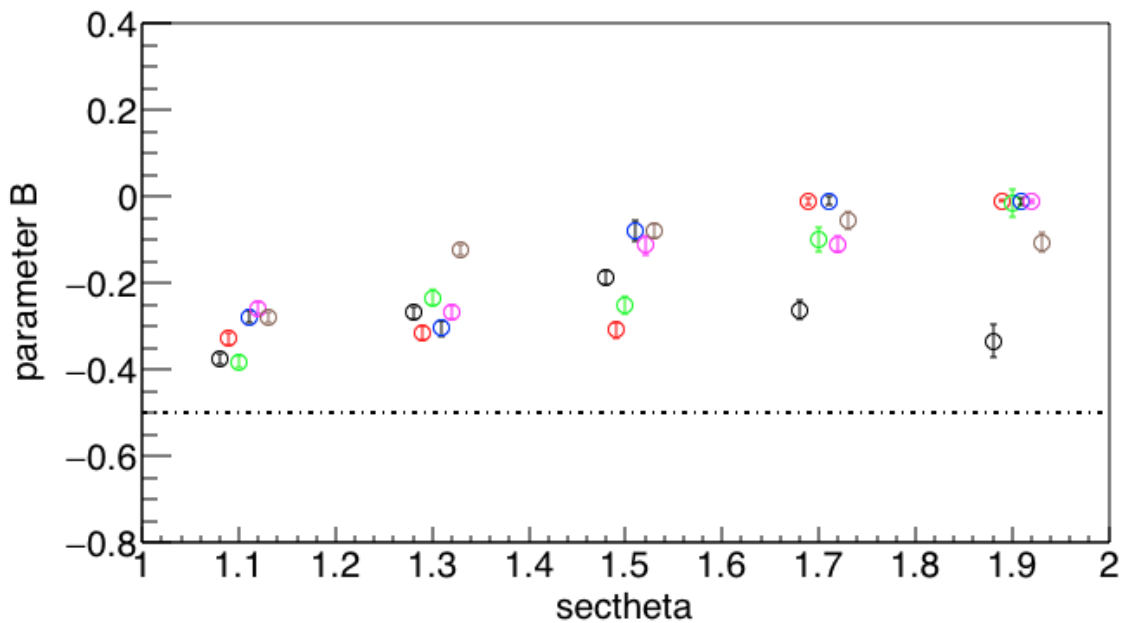


図 5.11: フィッティングで得られたパラメータ  $B$  を  $\sec\theta$  で分けてプロットしたもの. 図中の点線は AGASA の式のパラメータ  $A = 1.5$ ,  $B = -0.5$  を, 色はそれぞれ  $\|\alpha\|$  の範囲を表している.

得られたフィッティングの結果から到来天頂角の依存性を見るために  $\sec\theta$  ごとにデータの平均値と標準偏差を計算する. 表 5.1 に各  $\sec\theta$  ごとの平均値  $\pm$  標準偏差を示す.

$\sec\theta$	$A$	$B$
$1.0 \leq \sec\theta < 1.2$	$1.459 \pm 0.035$	$-0.317 \pm 0.049$
$1.2 \leq \sec\theta < 1.4$	$1.362 \pm 0.052$	$-0.252 \pm 0.063$
$1.4 \leq \sec\theta < 1.6$	$1.305 \pm 0.046$	$-0.169 \pm 0.087$
$1.6 \leq \sec\theta < 1.8$	$1.250 \pm 0.036$	$-0.091 \pm 0.085$
$1.8 \leq \sec\theta < 2.0$	$1.209 \pm 0.030$	$-0.081 \pm 0.012$

表 5.1: パラメータ  $A$ , パラメータ  $B$  の  $\sec\theta$  ごとの平均値  $\pm$  標準偏差

表 5.1 の値を  $\sec\theta$  の一次関数でそれぞれフィッティングした. 図 5.12, 図 5.13 にフィッティングの様子を示す. フィッティングによって得られたパラメータ  $A, B$  の関数はそれぞれ  $A = -0.31 \sec\theta \pm 1.78$ ,  $B = 0.34 \sec\theta \pm -0.69$  である.

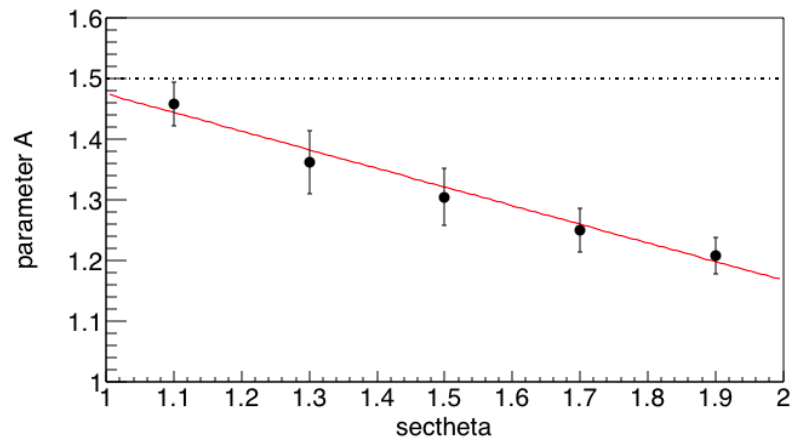


図 5.12: パラメータ  $A$  の平均値  $\pm$  標準偏差を  $\sec\theta$  の一次関数でフィットしたもの.

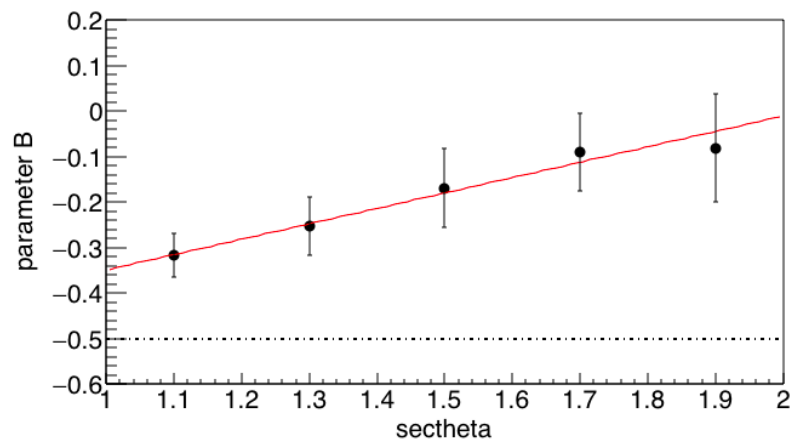


図 5.13: パラメータ  $B$  の平均値  $\pm$  標準偏差を  $\sec\theta$  の一次関数でフィットしたもの.

## 第6章 結論

空気シャワー粒子の各検出器への到来時間差から一次宇宙線の到来方向を決定する際、空気シャワーフロントの曲面構造によるシャワー粒子の到来時間の遅れを考慮する必要がある。

本研究では TA 実験 SD アレイで観測された 7 年分のデータを使って一次宇宙線のエネルギー  $10^{19}$  eV の空気シャワー粒子の到来時間の遅れの関数を作成した。関数は SD のシャワー軸からの距離、シャワーの天頂角の 2 変数と AGASA の式で使われている横方向分布の実験的な値で作成した。

$$T_D = 2.6 \times \left(1 + \frac{R}{30 \text{ m}}\right)^A \rho^B \times 10^{-9} [\text{s}] \quad (6.1)$$

$$A = -0.31 \sec\theta \pm 1.78 \quad (6.2)$$

$$B = 0.34 \sec\theta \pm -0.69 \quad (6.3)$$

この関数は一次宇宙線のエネルギーが  $10^{19}$  eV、かつ天頂角  $60^\circ$  以下の空気シャワー解析に使うことができ、シャワー軸から距離 500 m ~ 2500 m までのデータを反映している。

本研究では、エネルギーが  $10^{19}$  eV の宇宙線について関数化したが、関数化の方法は本研究で確立されているため、他のエネルギー領域に関しても今後関数化されることが期待される。

## 謝辞

本研究に携わる機会を与えていただき、研究を進めるにあたっては数多くの丁寧な助言、熱心なご指導を頂きました大阪市立大学の荻尾彰一教授に深く感謝いたします。また、幾度となくご助言、ご指導を頂きました大阪市立大学の常定芳基准教授に深く感謝いたします。大阪市立大学の Shin Bok Kyun 博士には毎週の研究室会議でご助言を頂きましたことを感謝いたします。また、アメリカ、ユタ州での研究生生活や観測作業でたいへんお世話になりましたことを感謝いたします。ユタ大学の Dmitri Ivanov 博士には本研究のデータ解析プログラムおよびデータ解析手法についてご助言を頂きましたことを感謝いたします。立命館大学の奥田剛司特任助教にはデータ解析手法についてのご助言を頂きましたことを感謝します。

研究室の同期として切磋琢磨し合い、時には相談にのって頂いた佐原涼介氏に感謝いたします。毎日の研究生生活の中で支えとなっていたいただいた大野木瞭太氏、岸上翔一氏、高橋優一氏、Rosa Mayta Palacios さん、織田浩行氏、尾村勇吾氏、藤田慧太郎氏、田上裕太氏、中井慧氏、藤原亮太氏に感謝いたします。

ユタ大学の J.N.Matthews 教授、Cosmic Ray Center 管理人の Dave Barr 氏、東京大学の藤井俊博博士にはアメリカ、ユタでの研究生生活や観測作業でお世話になりましたことを感謝します。東京大学の佐川宏行教授、福島正己名誉教授、竹田成宏助教、川田和正特任助教、野中敏幸助教、榊直人博士、木戸英治博士には数多くの助言を頂きましたことを深く感謝いたします。

大阪市立大学宇宙線物理学研究室秘書の勝村美枝子さん、大阪市立大学理学部支援室のみなさま、東京大学の木次敦子さん、井戸村貴子さん、大阪市立大学生協の田中琴美さん、甲斐笹弥香さんには大変お世話になりました。感謝いたします。

本研究は宇宙線望遠鏡実験なしには成り立ちませんでした。宇宙線望遠鏡実験コラボレーター、関係研究機関の皆様に深く感謝いたします。

最後に、研究生生活を支えてくれた家族、友人に深く感謝いたします。

なお、本研究は日本学術振興会科学研究費補助金(基盤研究(S) H27~H31)「広エネルギー領域の精密測定で探る超高エネルギー宇宙線源の進化」、日本学術振興会科学研究費補助金(特別推進研究 H27~H31)「拡張テレスコープアレイ実験 - 最高エネルギー宇宙線で解明する近傍極限宇宙」、日本学生支援機構の海外留学支援制度(短期派遣)「数学研究所がリードする理学の院生短期海外研究推進プログラム(ユタ大学)」、東京大学宇宙線研究所共同利用研究費の支援を受けて行いました。これらの関係機関の皆様に感謝致します。

## 参考文献

- [1] Hess, V.F., *Phys. Z.*, **13**, 1084(1912)
- [2] Nagano, M., *New J. Phys.*, **11** 065012(2009)
- [3] Gaisser, T.K., " *Cosmic Rays and Particle Physics*", Cambridge University Press (1990)
- [4] Hillas, A.M., *Astron. Astrophys.*, **22**, 425(1984)
- [5] Thompson, C.,Duncan, R., *Monthly Notices of the Royal Astron. Society*, **275**, 255(1995)
- [6] Blasi, P., et al., *Astrophys. J. Lett.*, **533**, L123(2000)
- [7] Boldt, E., Ghosh, P., *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **307**, 491(1999)
- [8] Miralda-Escude, J., Waxman, E.,*Astrophys. J. Lett.*, **472**, L89(1996)
- [9] Kachelriess, M., prepared for the 17th Jyvaskyla Summer School (2008)
- [10] Greisen, K.,*Phys. Rev. Lett.*, **16**,148(1966)
- [11] Zatsepin, G.T., Kuzmin, V.A.,*JETP Lett.*, **4**, 78(1966)
- [12] Bethe, H.A., Heitler, W., *Proc. Roy. Soc.* **A146**, 83 (1934)
- [13] Grieder, Peter, K.F., " *Extensive Air Showers* ", Volume **I**, (2010)
- [14] 小田 稔、「宇宙線 [改訂版]」、物理学選書 5、裳華房 (2015)
- [15] 多米田 裕一郎、博士論文 (東京工業大学) (2010)
- [16] 木舟 正、「宇宙高エネルギー粒子の物理学」、新物理学シリーズ 34、培風館 (2004)
- [17] Kamata, K., Nishimura, J., *Suppl. Prog. Theor. Phys.*, **6**, 93(1958)
- [18] Linsley, J., et al., *J.Phys. Soc. Japan.*, **17**, Suppl A-III, 91(1962)
- [19] Greisen, K.,*Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **10**, 63(1960)
- [20] Rosa, M., Master thesis (Osaka City University) (2017)
- [21] 村山喬、"乗鞍シンポジウム報告"、宇宙線研究 3、 5、 449(1958)
- [22] Cronin, J.W., *arXiv : astro-ph/042487v1*, (2004)
- [23] Abbasi, R., et al., *Astropart. Phys.*, **29**, 77(2008)
- [24] 大野木 瞭太、 修士論文 (大阪市立大学) (2017)

- [25] Nonaka, T., *J. Phys. Soc. Jpn.* **77**(2008)
- [26] 武多 昭道、博士論文（東京大学）(2011)
- [27] Yao, W.M., et al., *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.* **33** (2006)
- [28] 山川 雄一、修士論文（東京理科大学）(2009)
- [29] Abu-zayyad, T., et al., *Astrophys. J. Lett.*, **768**:L1(2013)
- [30] 宮田 孝司、修士論文（東京大学）(2008)
- [31] Grieder, Peter, K.F., “ *Extensive Air Showers* ”, Volume **II**, (2010)
- [32] Yoshida, S., et al., *J. Phys. G. Nucl. Partic.*, **20**, 4, 651(1994)
- [33] 手嶋 政廣、博士論文（京都大学）(1986)
- [34] 山根涼、修士論文（大阪市立大学）(2012)
- [35] Linsley, J., *L. Scarsi, Phys. Rev.*, **128**, 2384(1962)
- [36] Ivanov, D., Doctral thesis (New Brunswick Rutgers The State University) (2012)
- [37] Nonaka, T., Okuda, T., Sagawa, H., *Proc. of 31st ICRC*, **2**, 170(2009)
- [38] Yoshida, S., et al., *Astropart. Phys.*, **3**, 105(1995)

# 付録A 付録

## A. 1 シャワー軸からの距離と粒子の平面からの到来時間の遅れのプロット

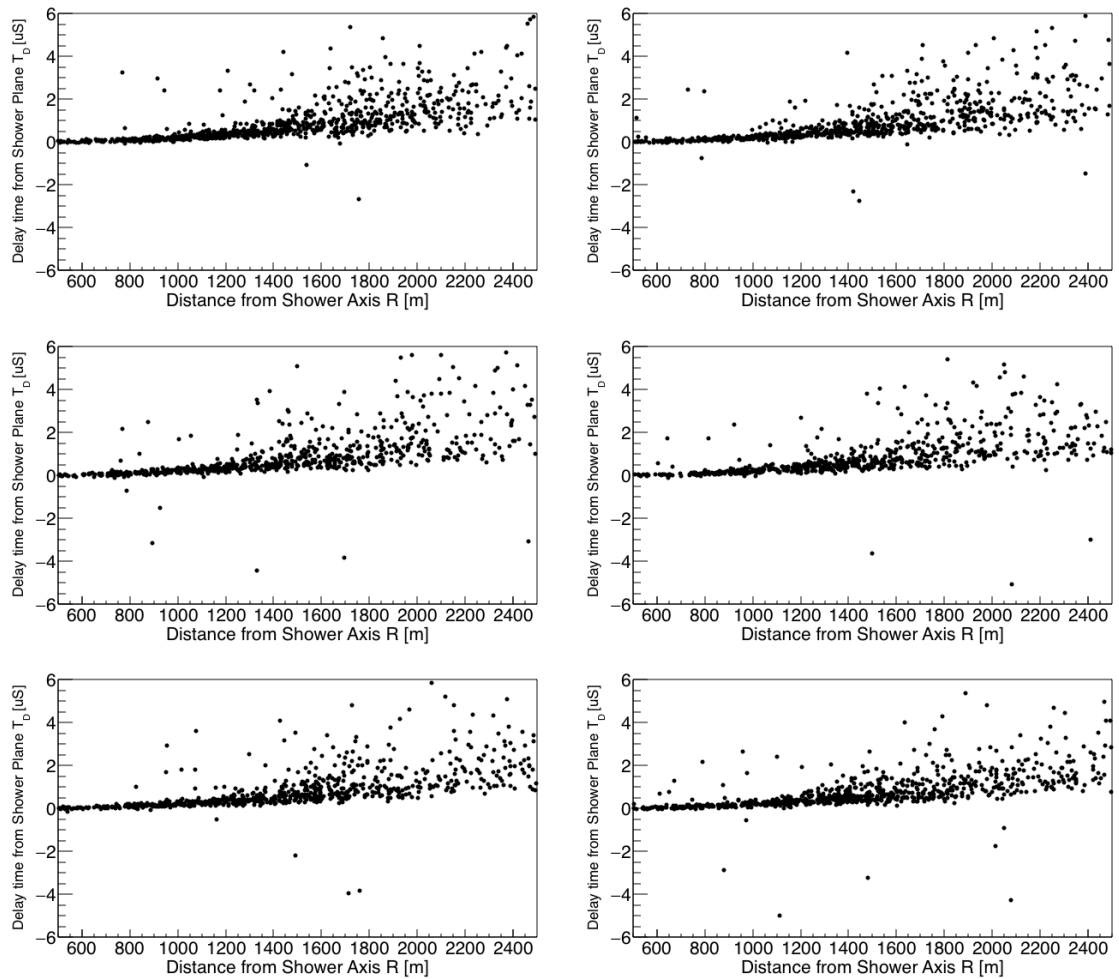


図 A. 1.1: シャワー軸からの距離と平面からの遅れの時間のプロット ( $1.0 \leq \sec\theta < 1.2$ ) それぞれの図は  $\|\alpha\|$  で  $30^\circ$  ごとに分割している.

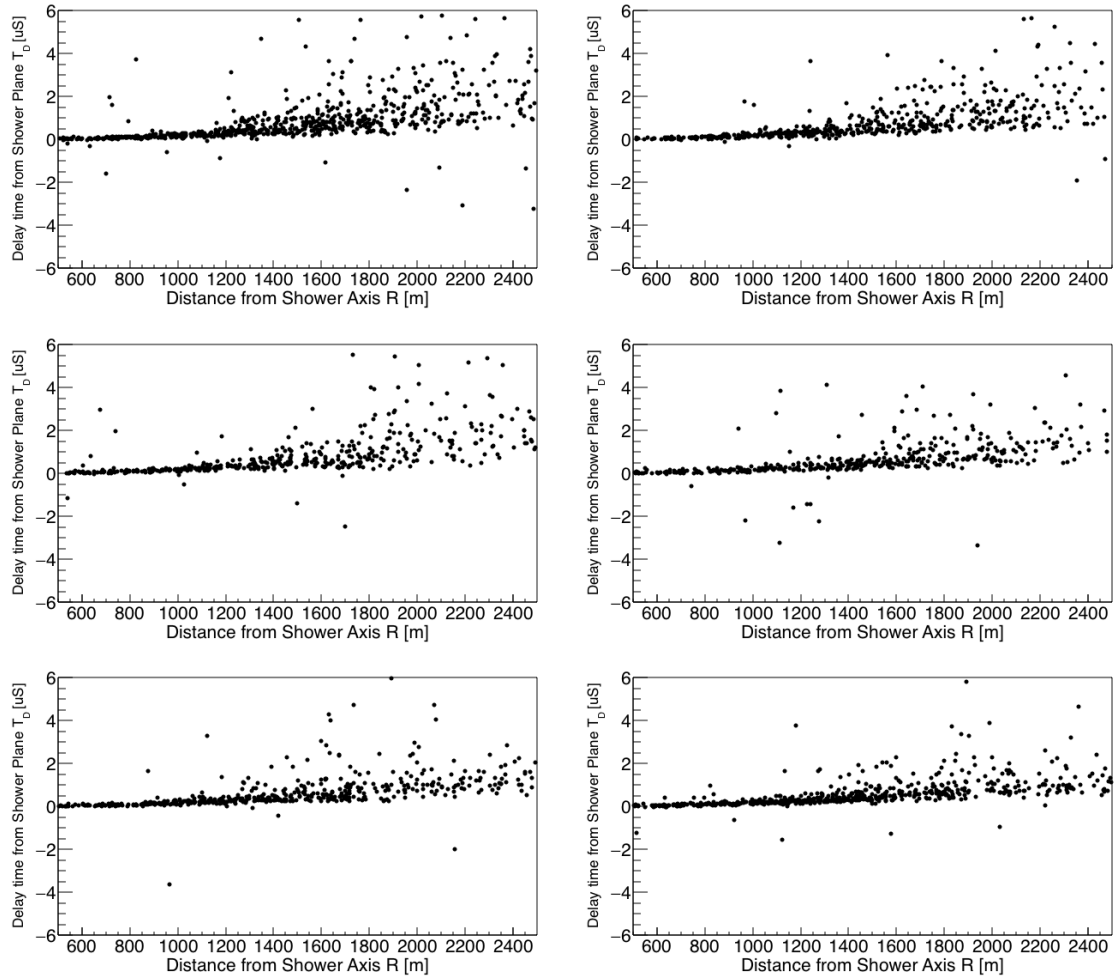


図 A. 1.2: シャワー軸からの距離と平面からの遅れの時間のプロット ( $1.2 \leq \sec\theta < 1.4$ ) それぞれの図は  $\|\alpha\|$  で  $30^\circ$  ごとに分割している.



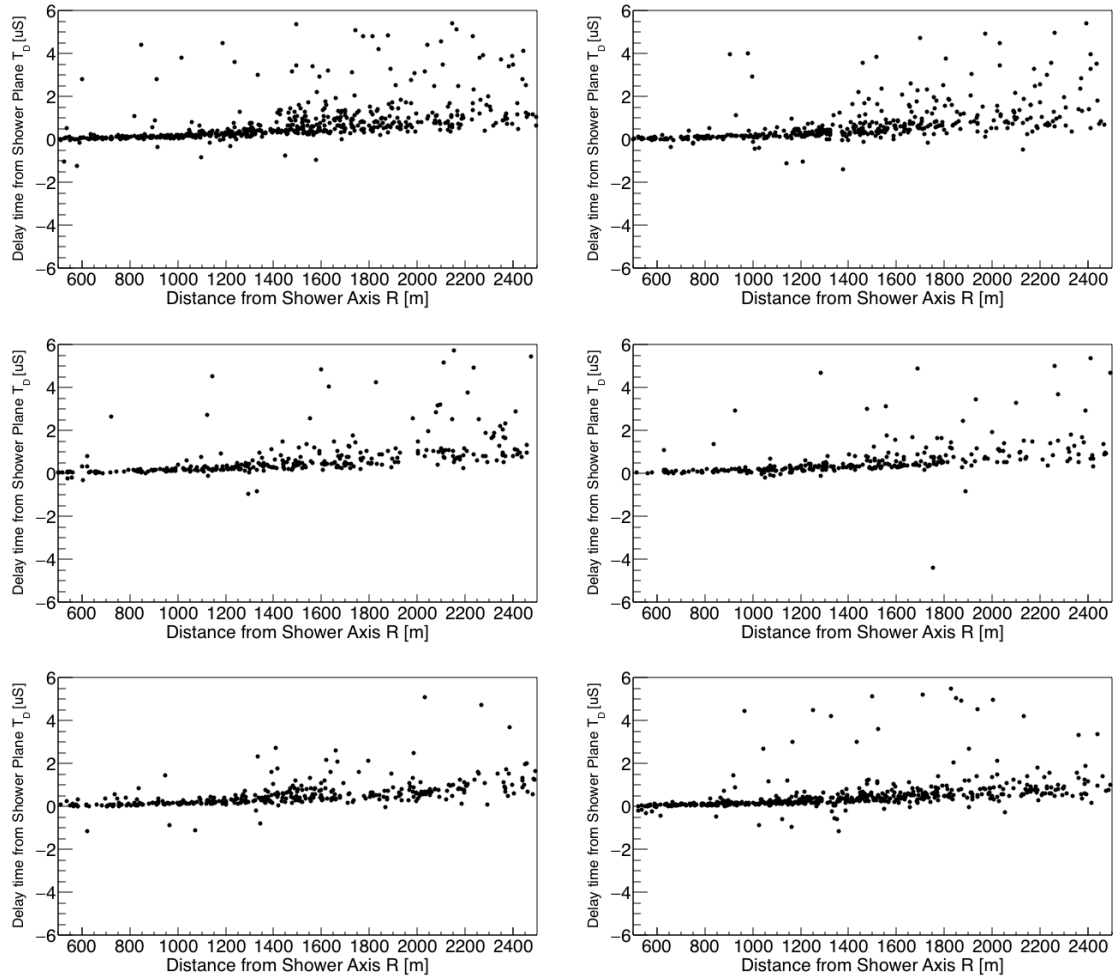


図 A. 1.3: シャワー軸からの距離と平面からの遅れの時間のプロット ( $1.4 \leq \sec\theta < 1.6$ ) それぞれの図は  $\|\alpha\|$  で  $30^\circ$  ごとに分割している.

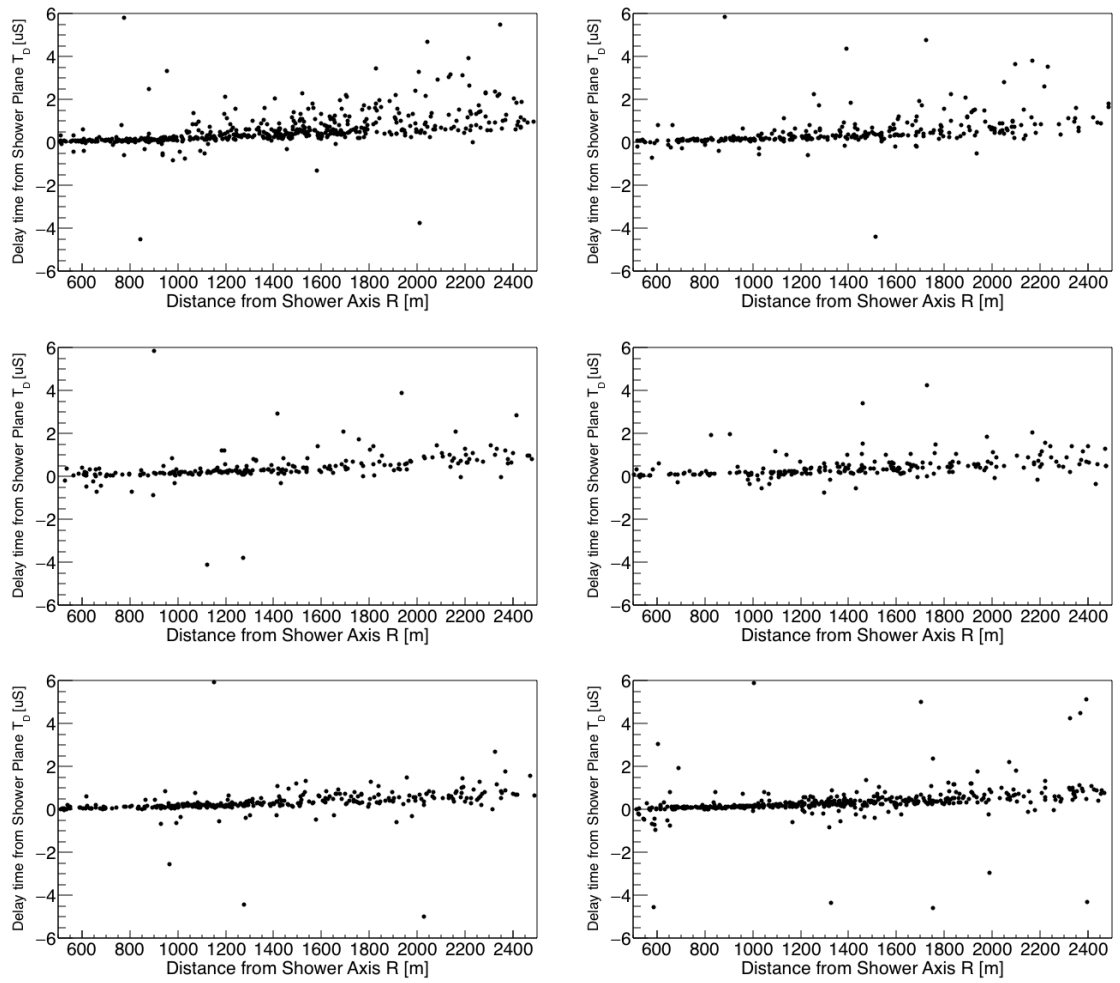


図 A. 1.4: シャワー軸からの距離と平面からの遅れの時間のプロット ( $1.6 \leq \sec\theta < 1.8$ ) それぞれの図は  $\|\alpha\|$  で  $30^\circ$  ごとに分割している.

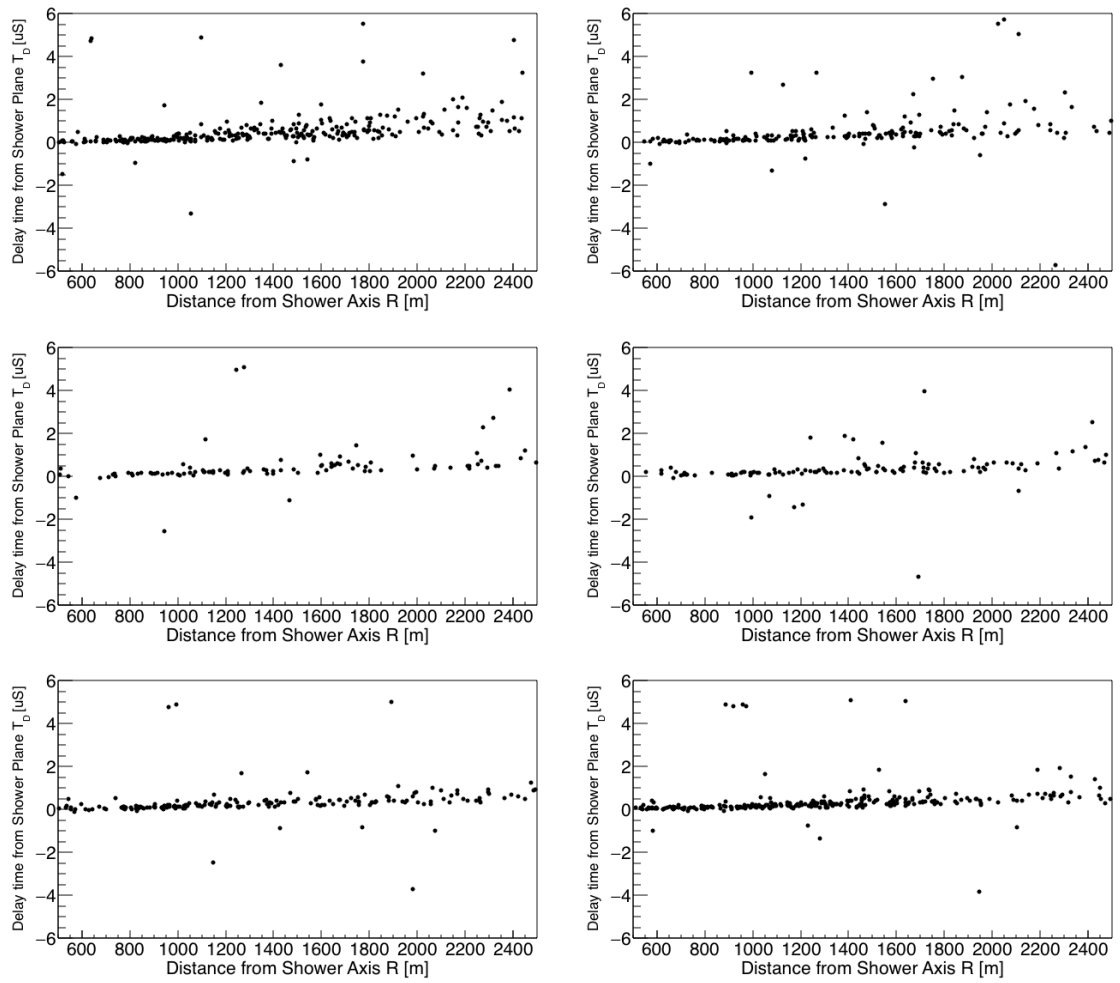


図 A. 1.5: シャワー軸からの距離と平面からの遅れの時間のプロット ( $1.8 \leq \sec\theta < 2.0$ ) それぞれの図は  $\|\alpha\|$  で  $30^\circ$  ごとに分割している.

## A. 2 シャワー軸からの距離 250m ごとの $T_D$ の分布

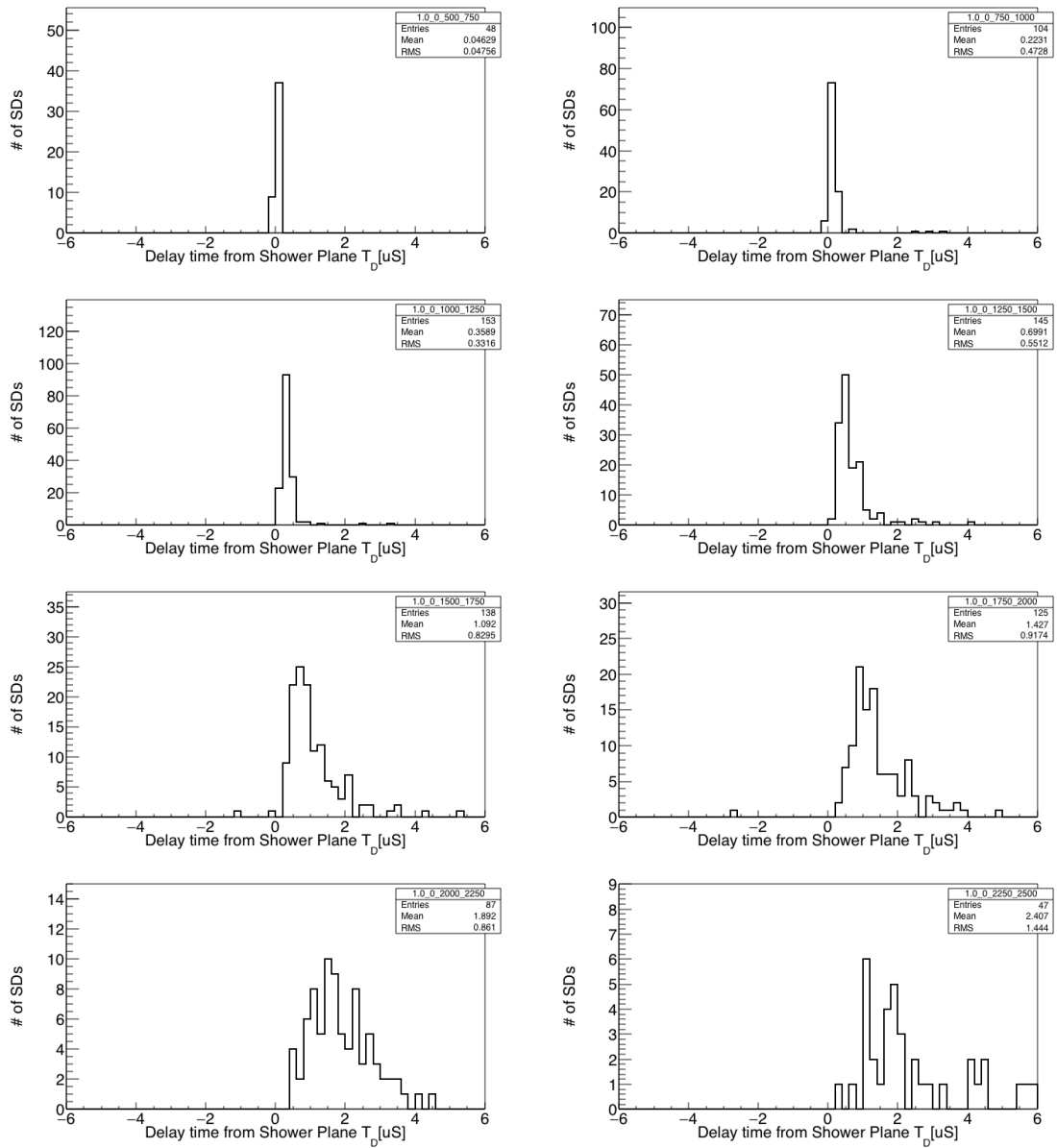


図 A. 2.1: シャワー軸からの距離 250 m ごとの  $T_D$  の分布 ( $1.0 \leq \sec\theta < 1.2$ ,  $0^\circ \leq \|\alpha\| < 30^\circ$ ).

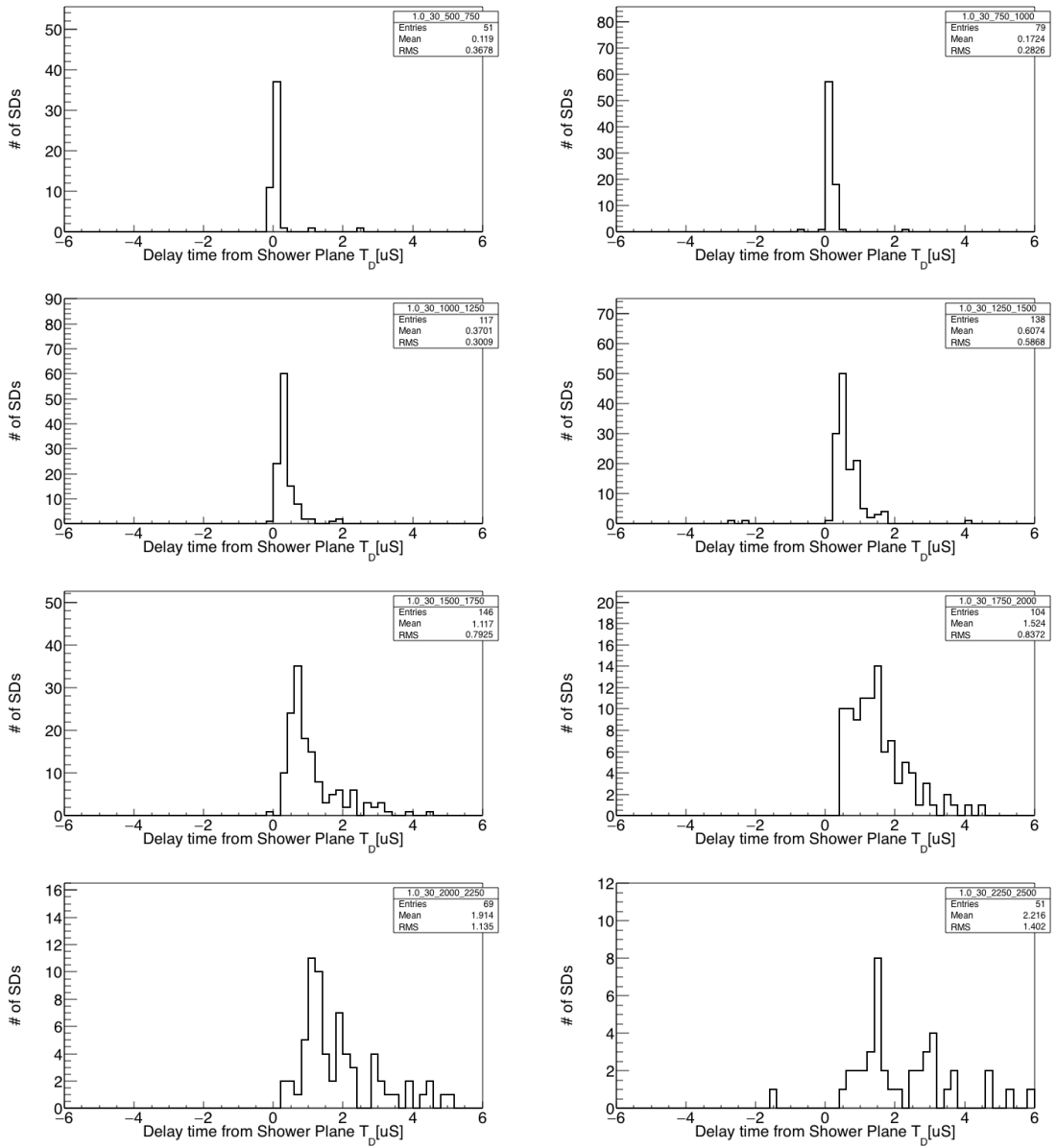


図 A. 2.2: シャワー軸からの距離 250 m ごとの  $T_D$  の分布 ( $1.0 \leq \sec\theta < 1.2$ ,  $30^\circ \leq \|\alpha\| < 60^\circ$ ).

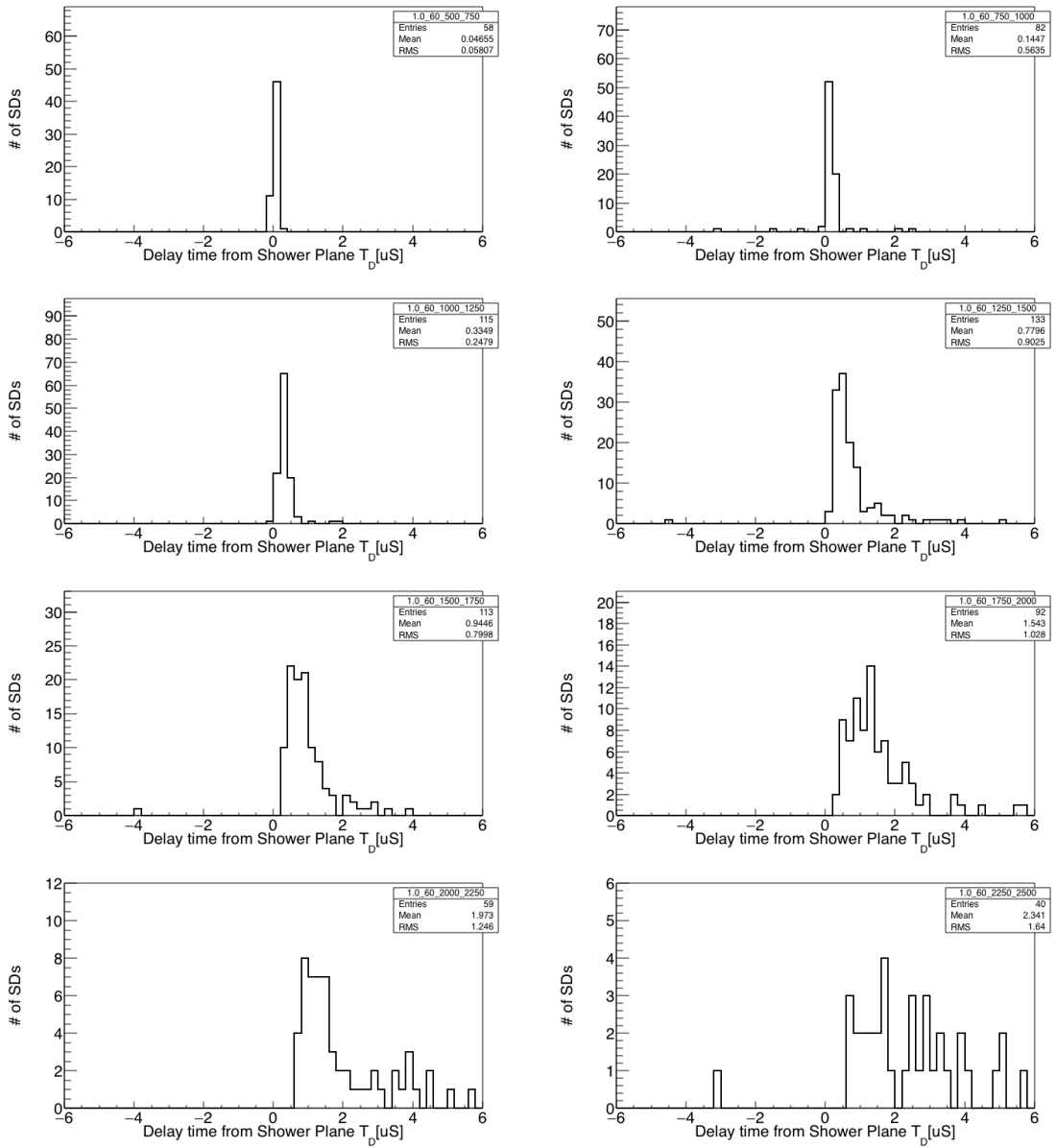


図 A. 2.1: シャワー軸からの距離 250 m ごとの  $T_D$  の分布 ( $1.0 \leq \sec\theta < 1.2$ ,  $60^\circ \leq \|\alpha\| < 90^\circ$ ).

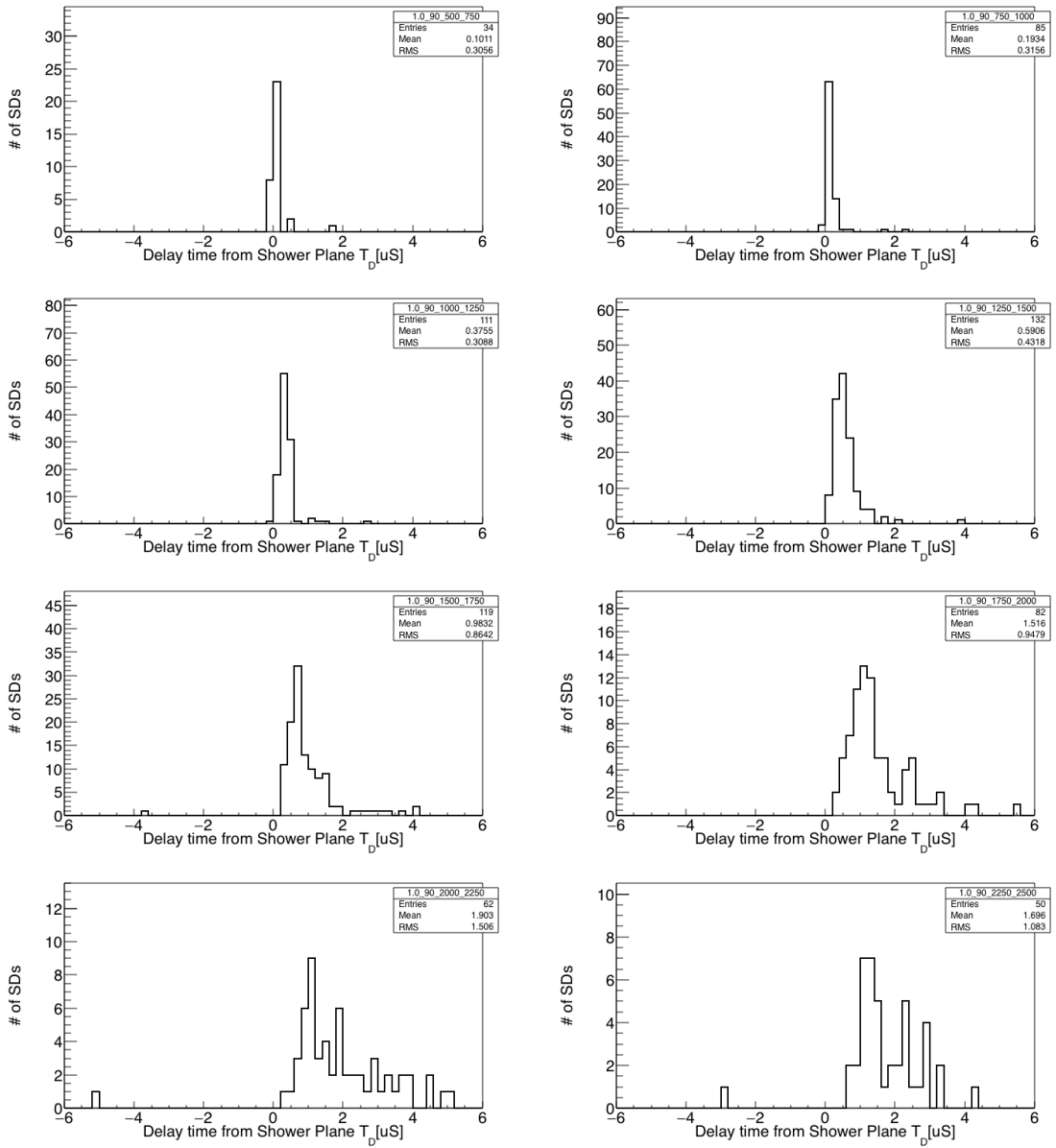


図 A. 2.1: シャワー軸からの距離 250 m ごとの  $T_D$  の分布 ( $1.0 \leq \sec\theta < 1.2$ ,  $90^\circ \leq \|\alpha\| < 120^\circ$ ).

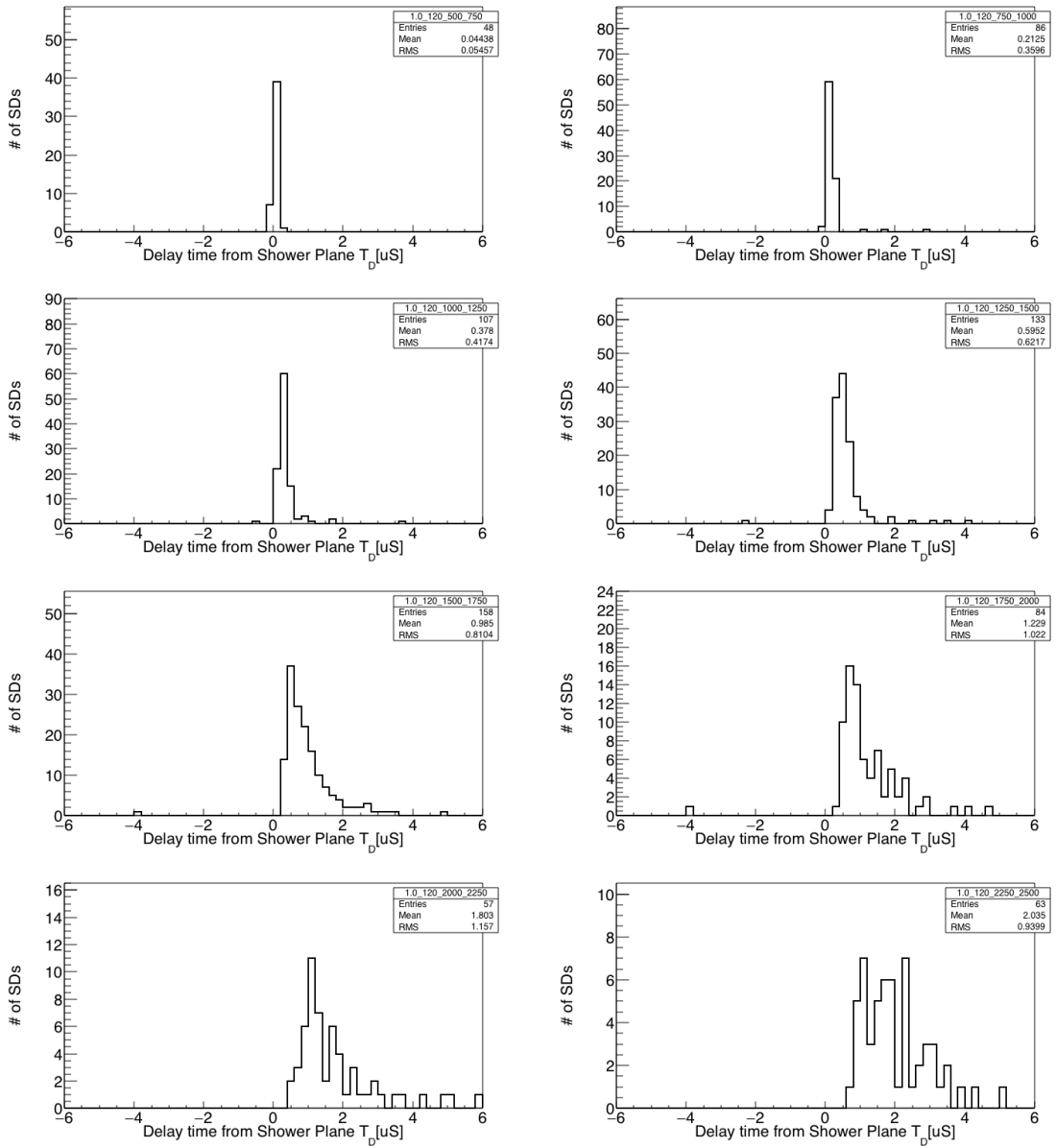


図 A. 2.2: シャワー軸からの距離 250 m ことの  $T_D$  の分布 ( $1.0 \leq \sec\theta < 1.2$ ,  $120^\circ \leq \|\alpha\| < 150^\circ$ ).



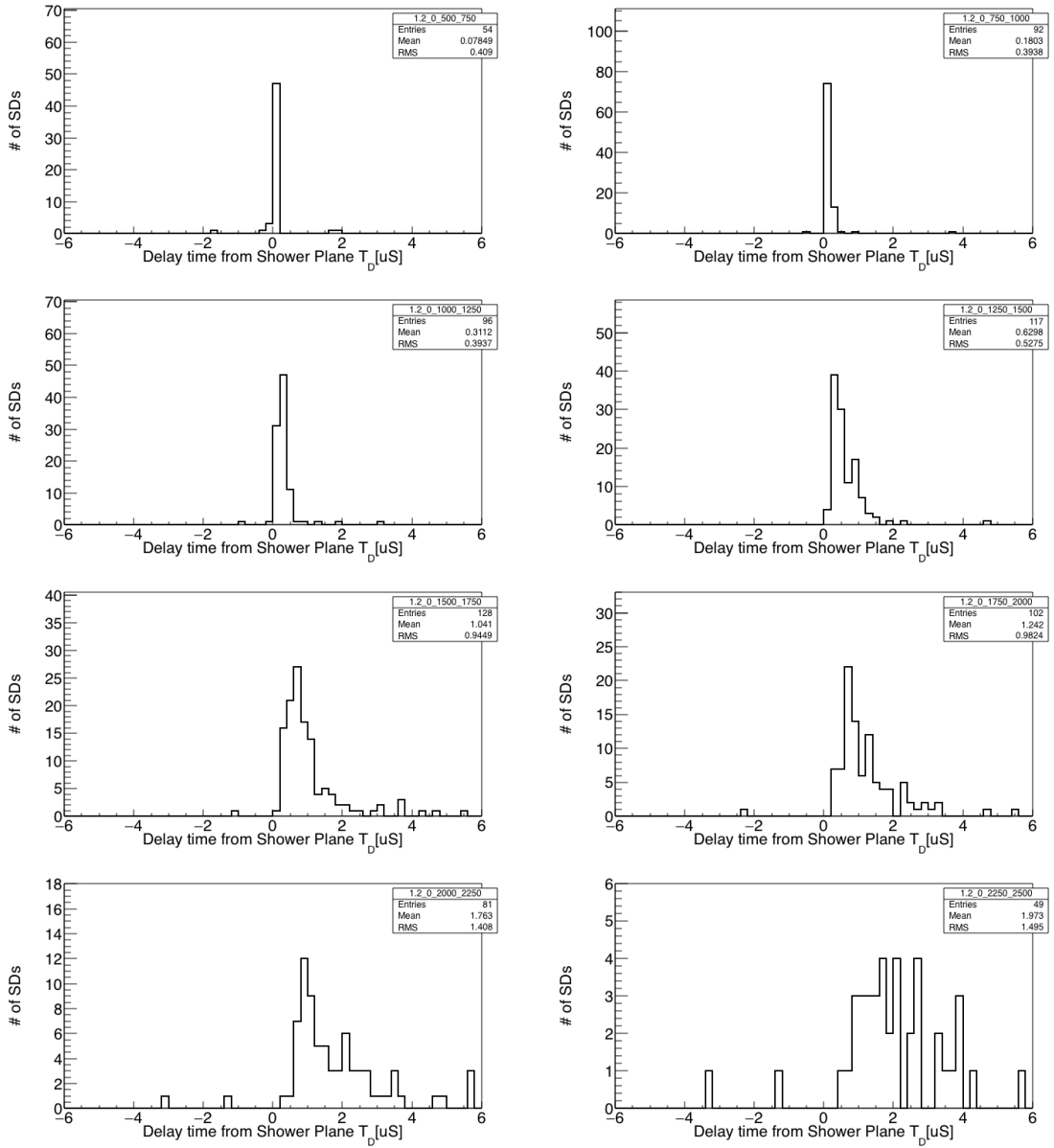


図 A. 2.3: シャワー軸からの距離 250 m ごとの  $T_D$  の分布 ( $1.2 \leq \sec\theta < 1.4$ ,  $0^\circ \leq \|\alpha\| < 30^\circ$ ).

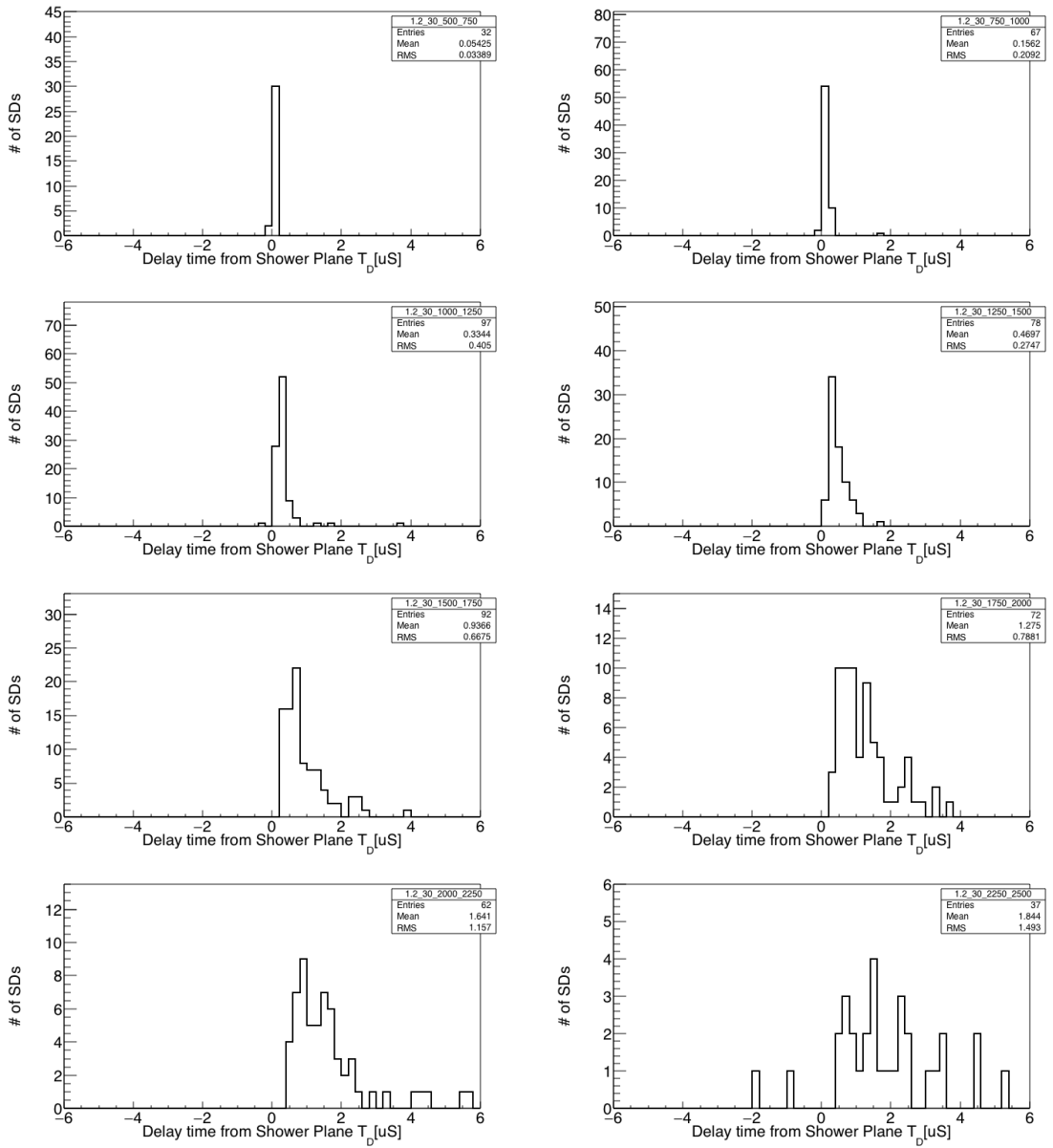


図 A. 2.4: シャワー軸からの距離 250 m ごとの  $T_D$  の分布 ( $1.2 \leq \sec\theta < 1.4$ ,  $30^\circ \leq \|\alpha\| < 60^\circ$ ).

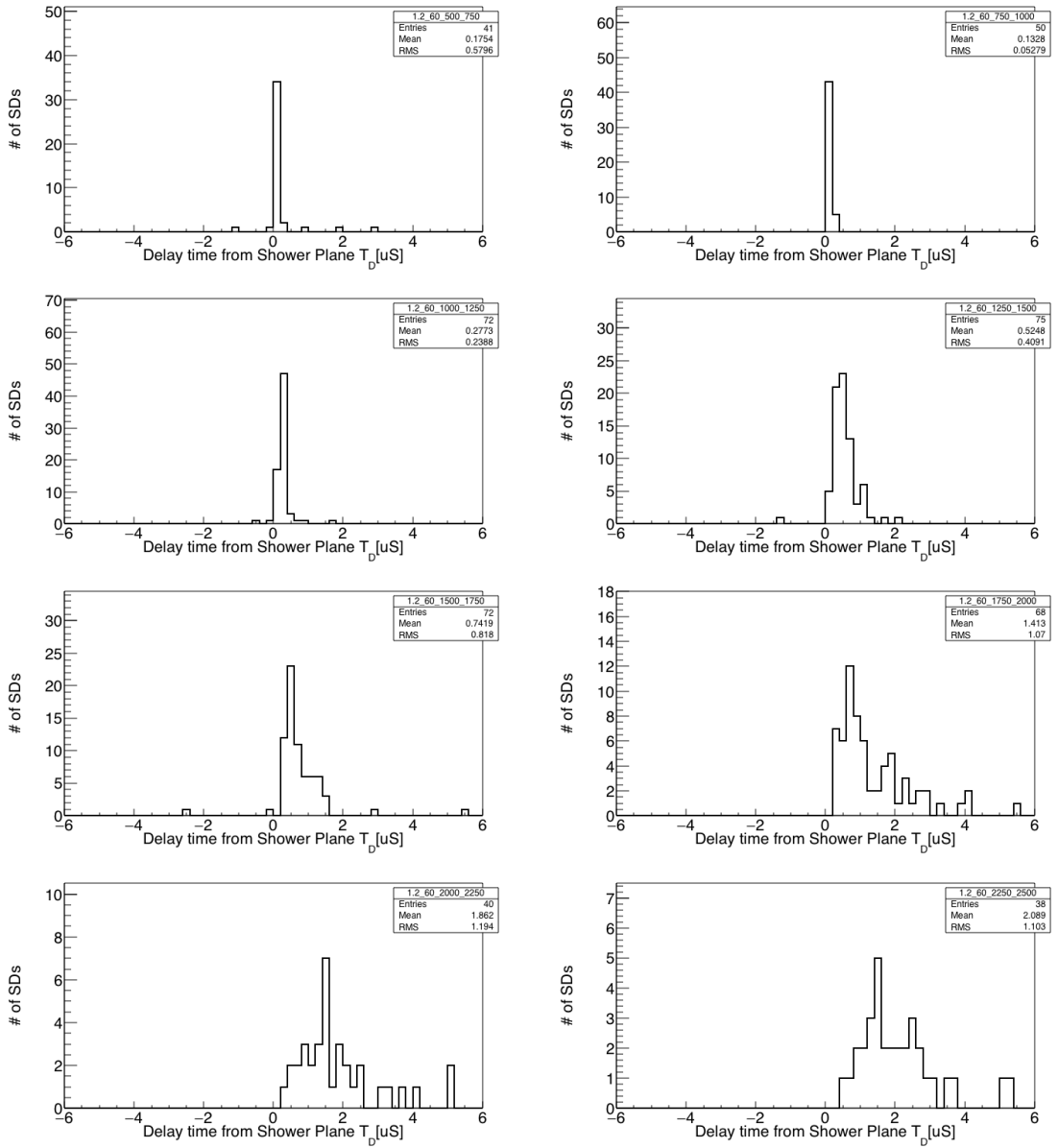


図 A. 2.5: シャワー軸からの距離 250 m ごとの  $T_D$  の分布 ( $1.2 \leq \sec\theta < 1.4$ ,  $60^\circ \leq \|\alpha\| < 90^\circ$ ).

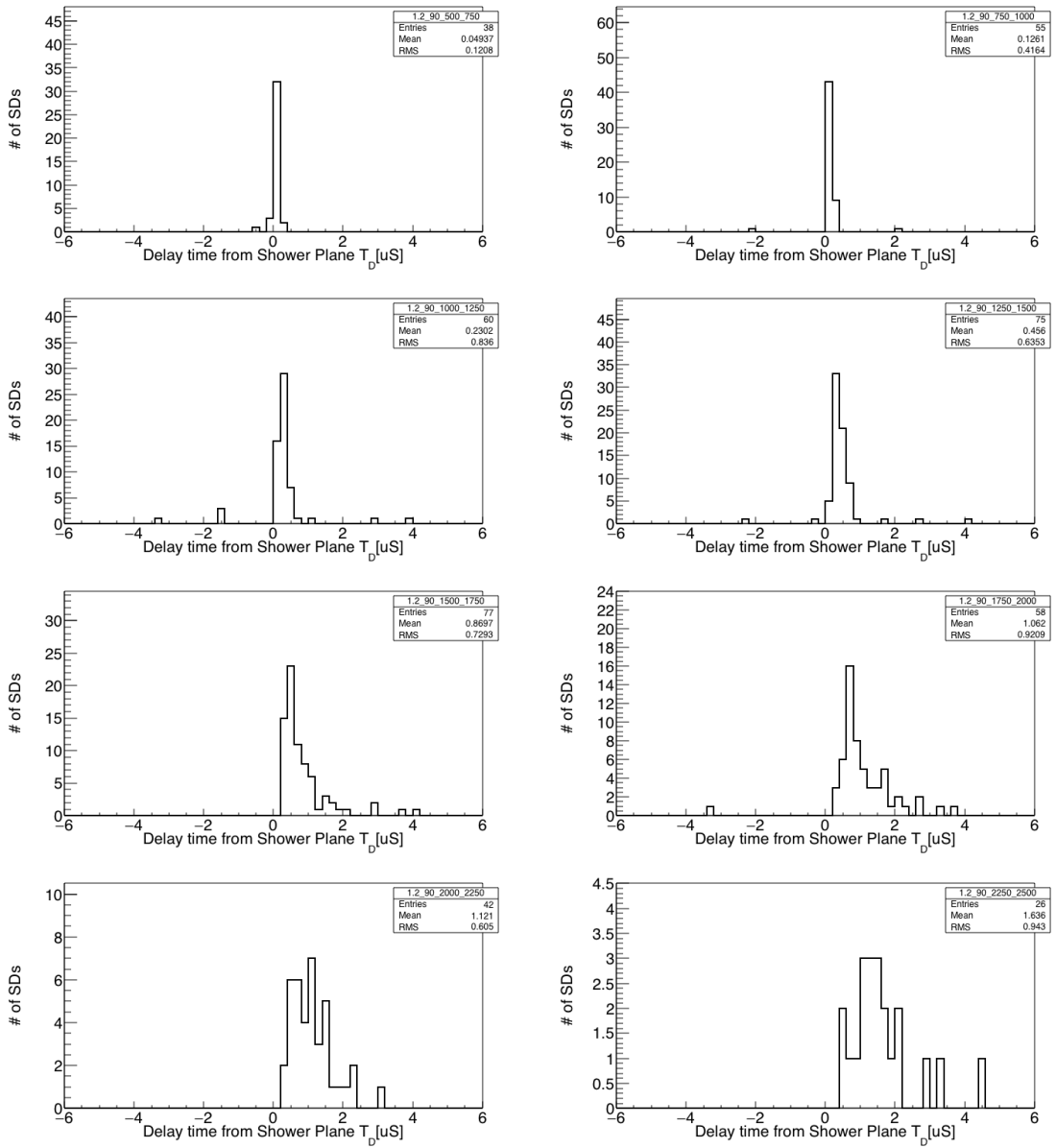


図 A. 2.6: シャワー軸からの距離 250 m ごとの  $T_D$  の分布 ( $1.2 \leq \sec\theta < 1.4$ ,  $90^\circ \leq \|\alpha\| < 120^\circ$ ).

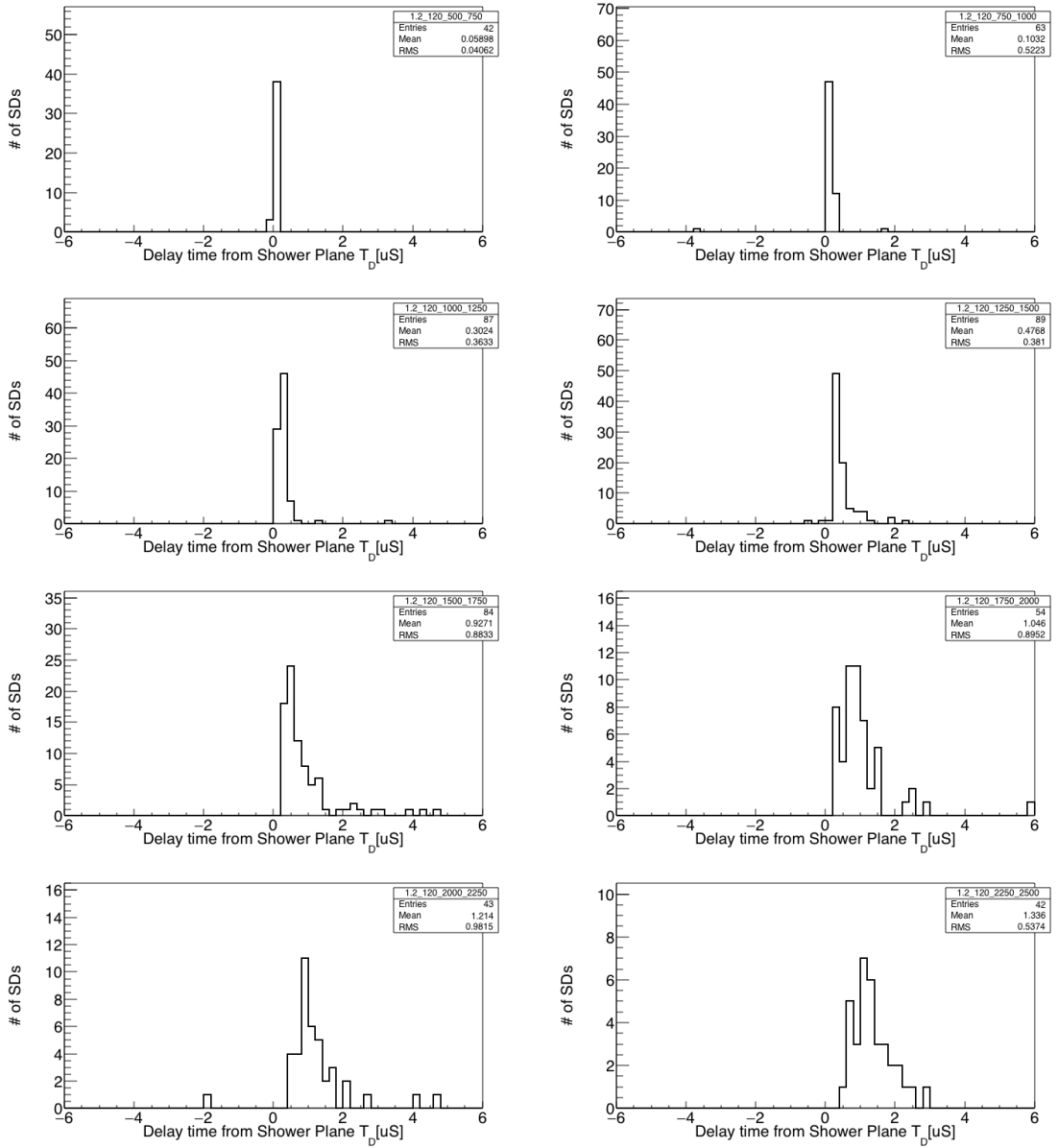


図 A. 2.7: シャワー軸からの距離 250 m ことの  $T_D$  の分布 ( $1.2 \leq \sec\theta < 1.4$ ,  $120^\circ \leq \|\alpha\| < 150^\circ$ ).

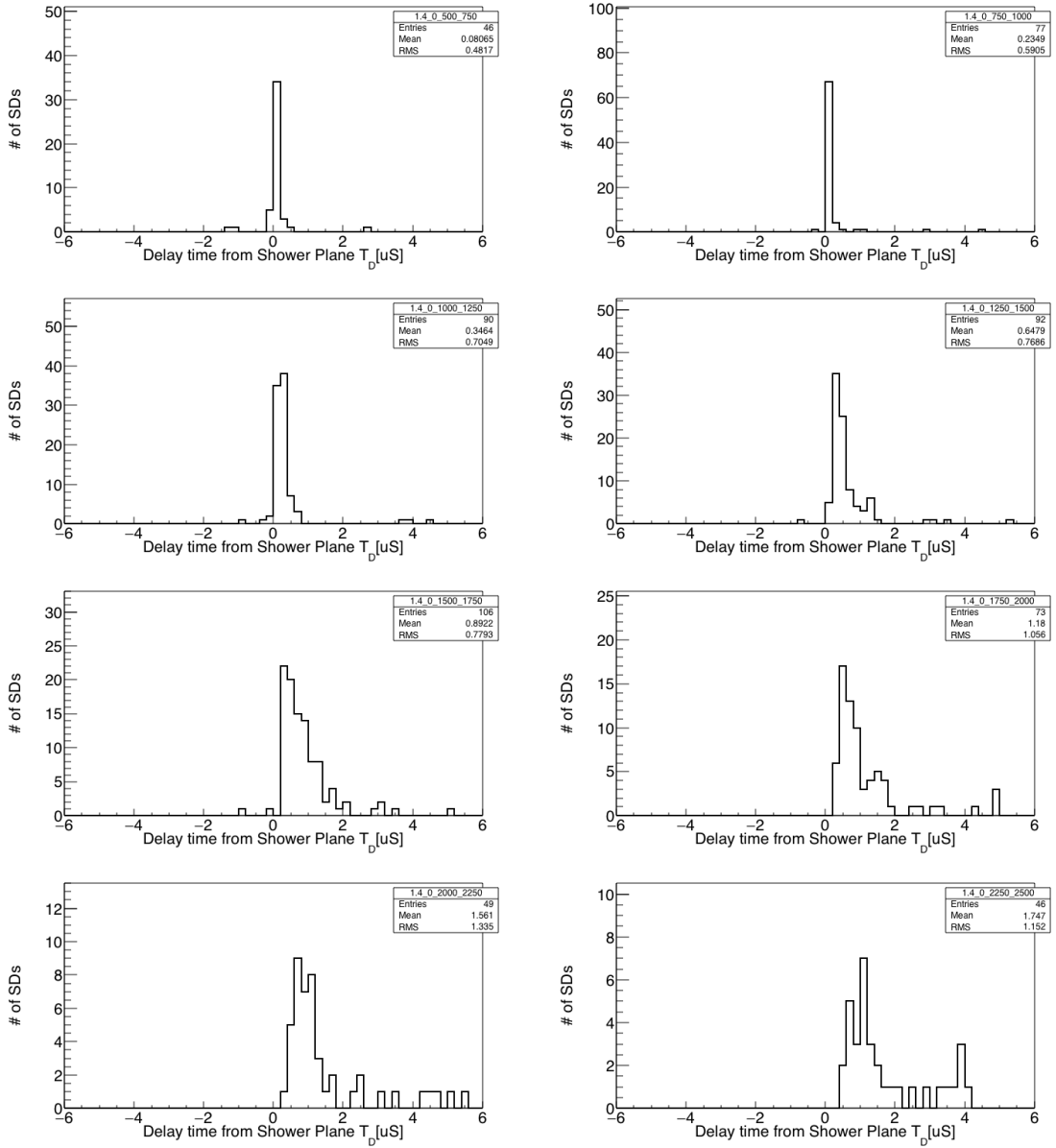


図 A. 2.8: シャワー軸からの距離 250 m ごとの  $T_D$  の分布 ( $1.4 \leq \sec\theta < 1.6$ ,  $0^\circ \leq \|\alpha\| < 30^\circ$ ).

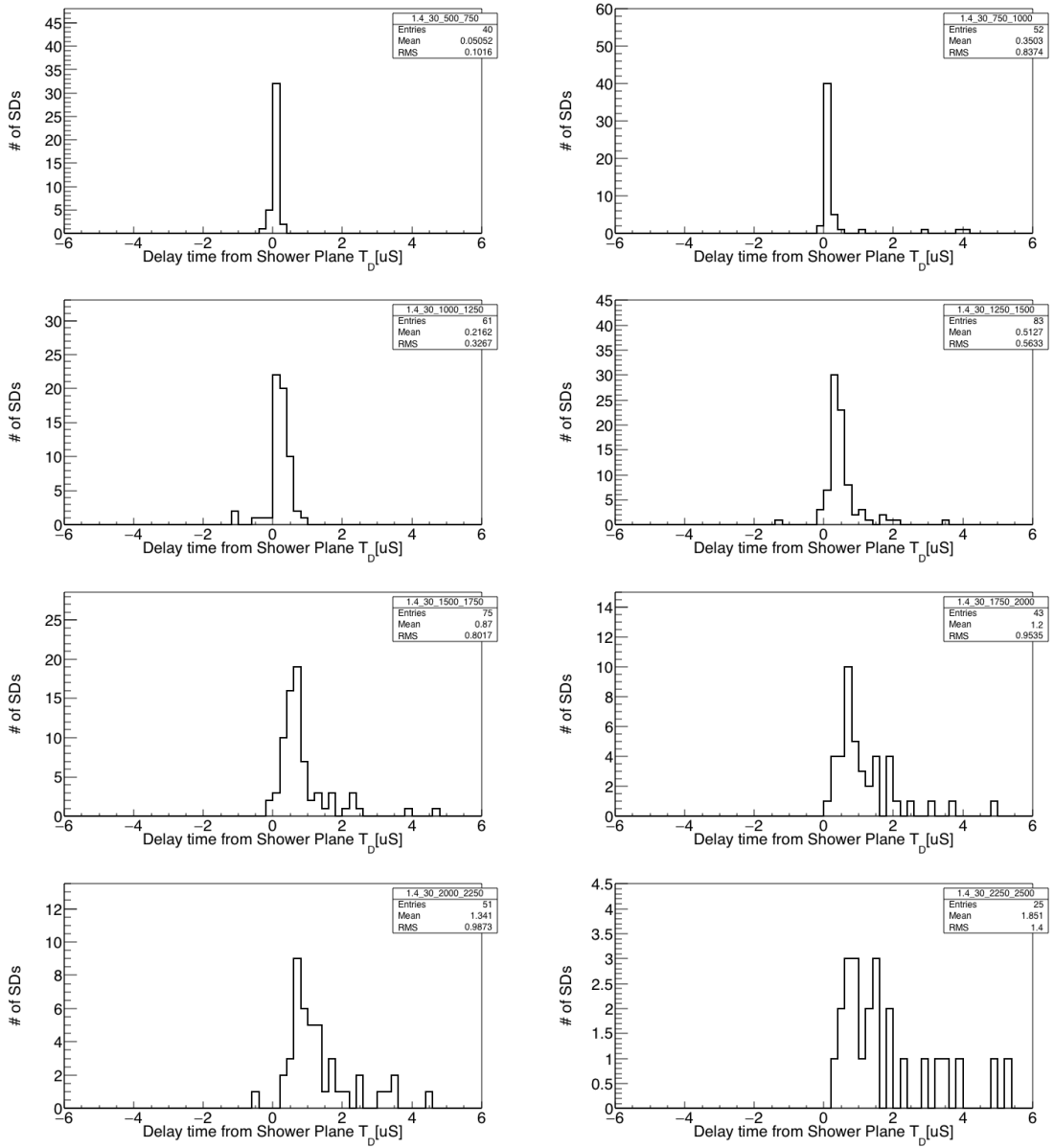
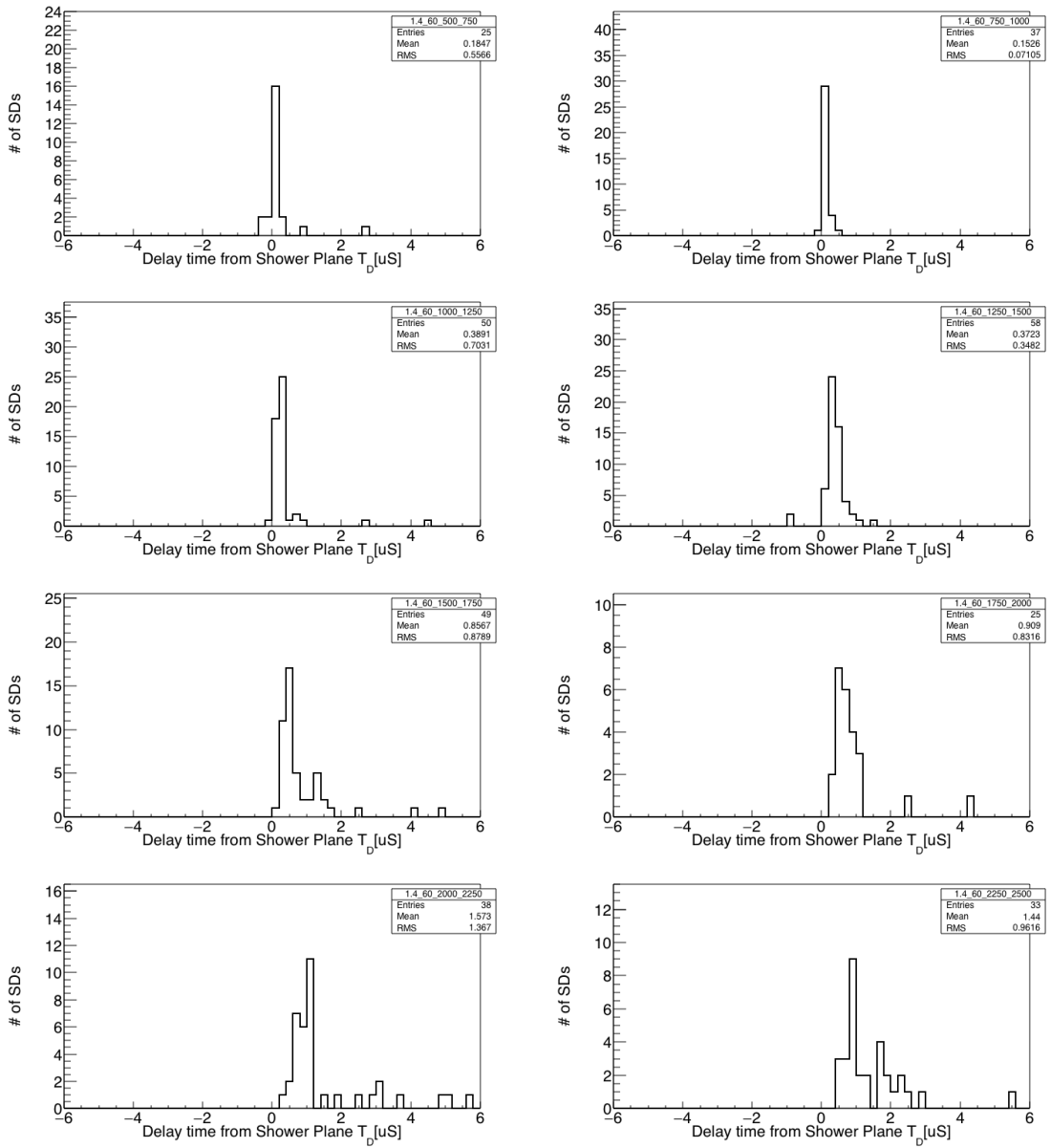


図 A. 2.9: シャワー軸からの距離 250 m ごとの  $T_D$  の分布 ( $1.4 \leq \sec\theta < 1.6$ ,  $30^\circ \leq \|\alpha\| < 60^\circ$ ).



☒ A. 2.10: シャワー軸からの距離 250 m ごとの  $T_D$  の分布 ( $1.4 \leq \sec\theta < 1.6$ ,  $60^\circ \leq \|\alpha\| < 90^\circ$ ).



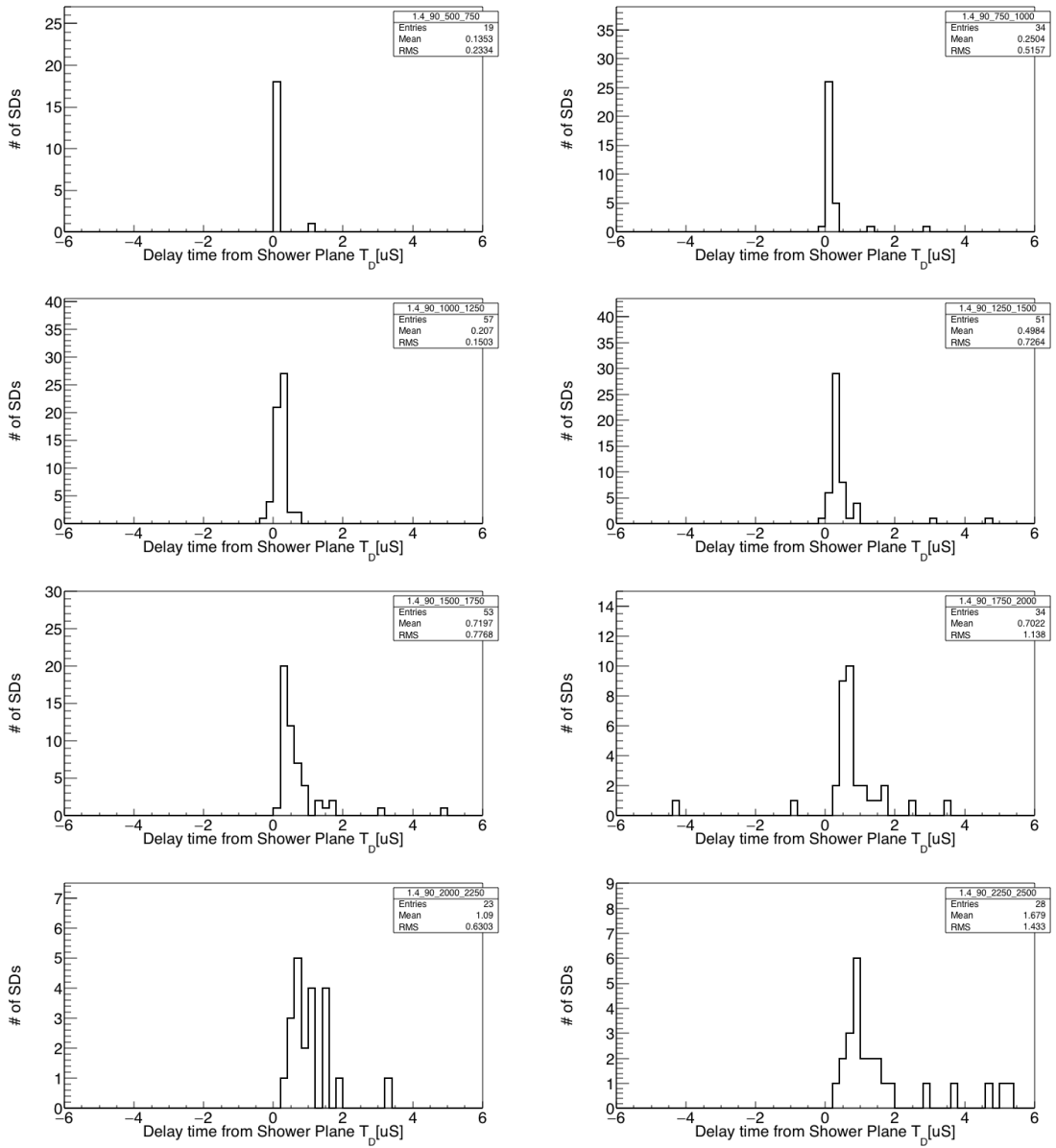


図 A. 2.11: シャワー軸からの距離 250 m ごとの  $T_D$  の分布 ( $1.4 \leq \sec\theta < 1.6$ ,  $90^\circ \leq \|\alpha\| < 120^\circ$ ).

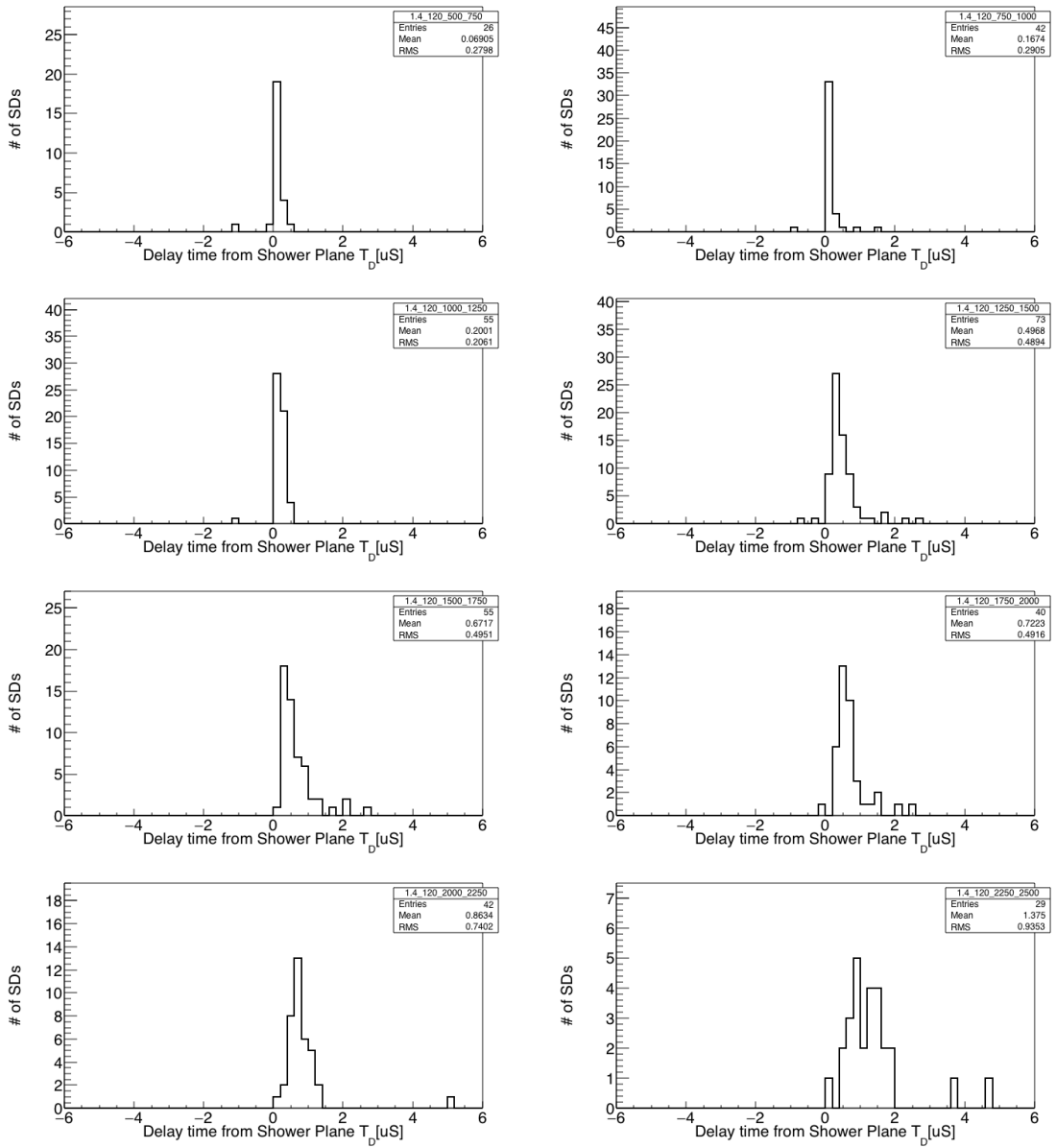


図 A. 2.12: シャワー軸からの距離 250 m ごとの  $T_D$  の分布 ( $1.4 \leq \sec\theta < 1.6$ ,  $120^\circ \leq \|\alpha\| < 150^\circ$ ).

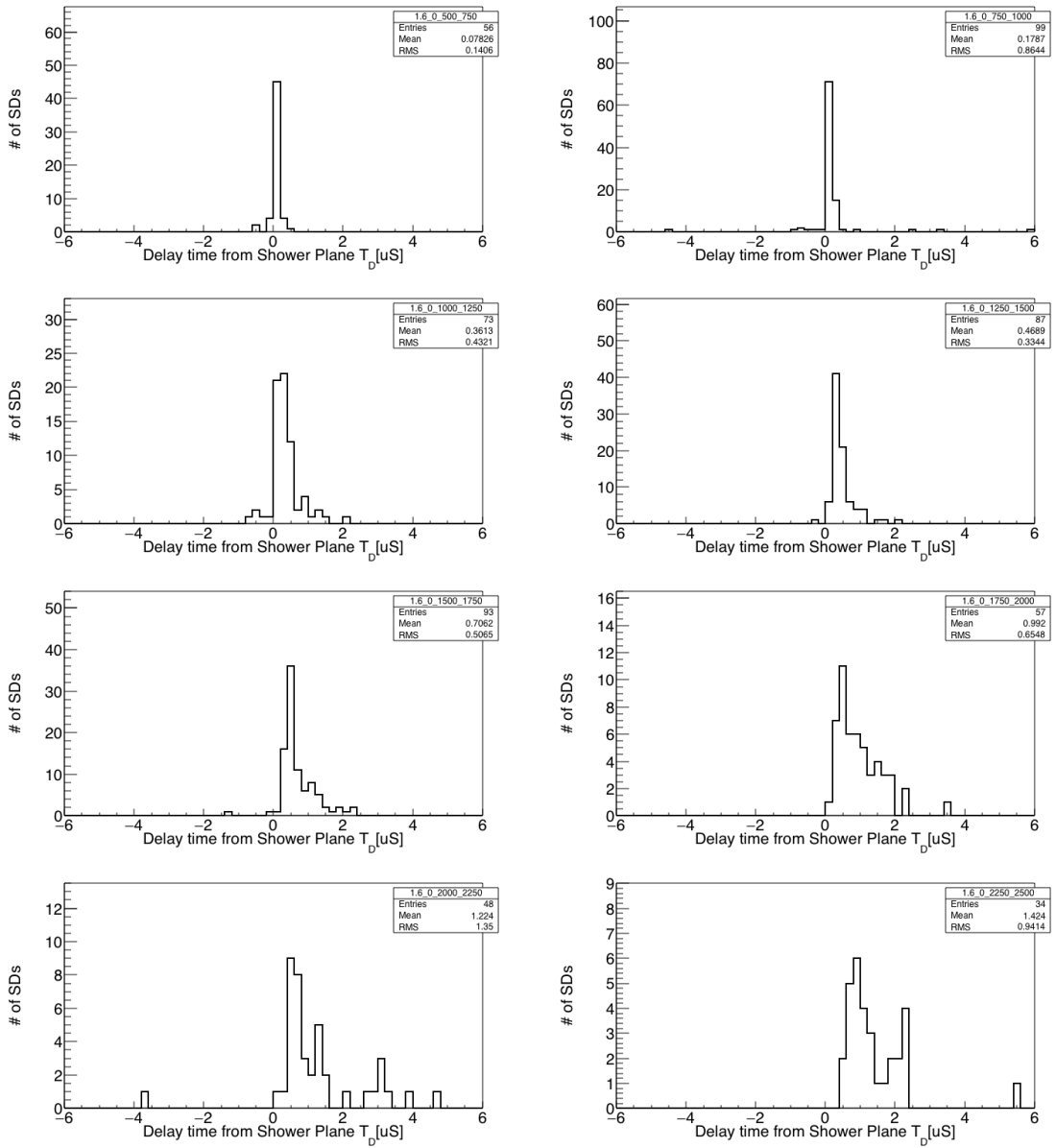


図 A. 2.13: シャワー軸からの距離 250 m ごとの  $T_D$  の分布 ( $1.6 \leq \sec\theta < 1.8$ ,  $0^\circ \leq \|\alpha\| < 30^\circ$ ).

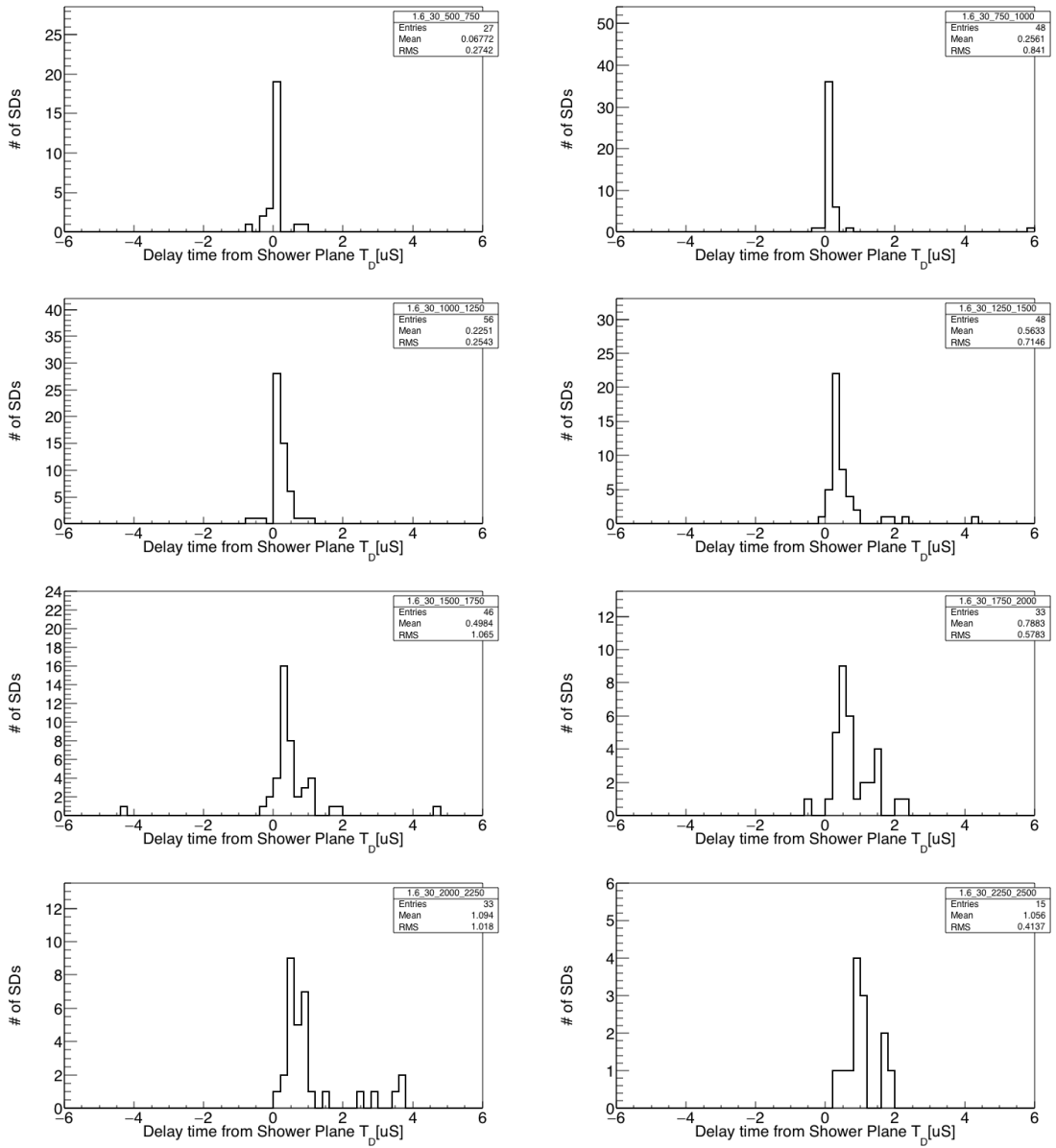


図 A. 2.14: シャワー軸からの距離 250 m ごとの  $T_D$  の分布 ( $1.6 \leq \sec\theta < 1.8$ ,  $30^\circ \leq \|\alpha\| < 60^\circ$ ).

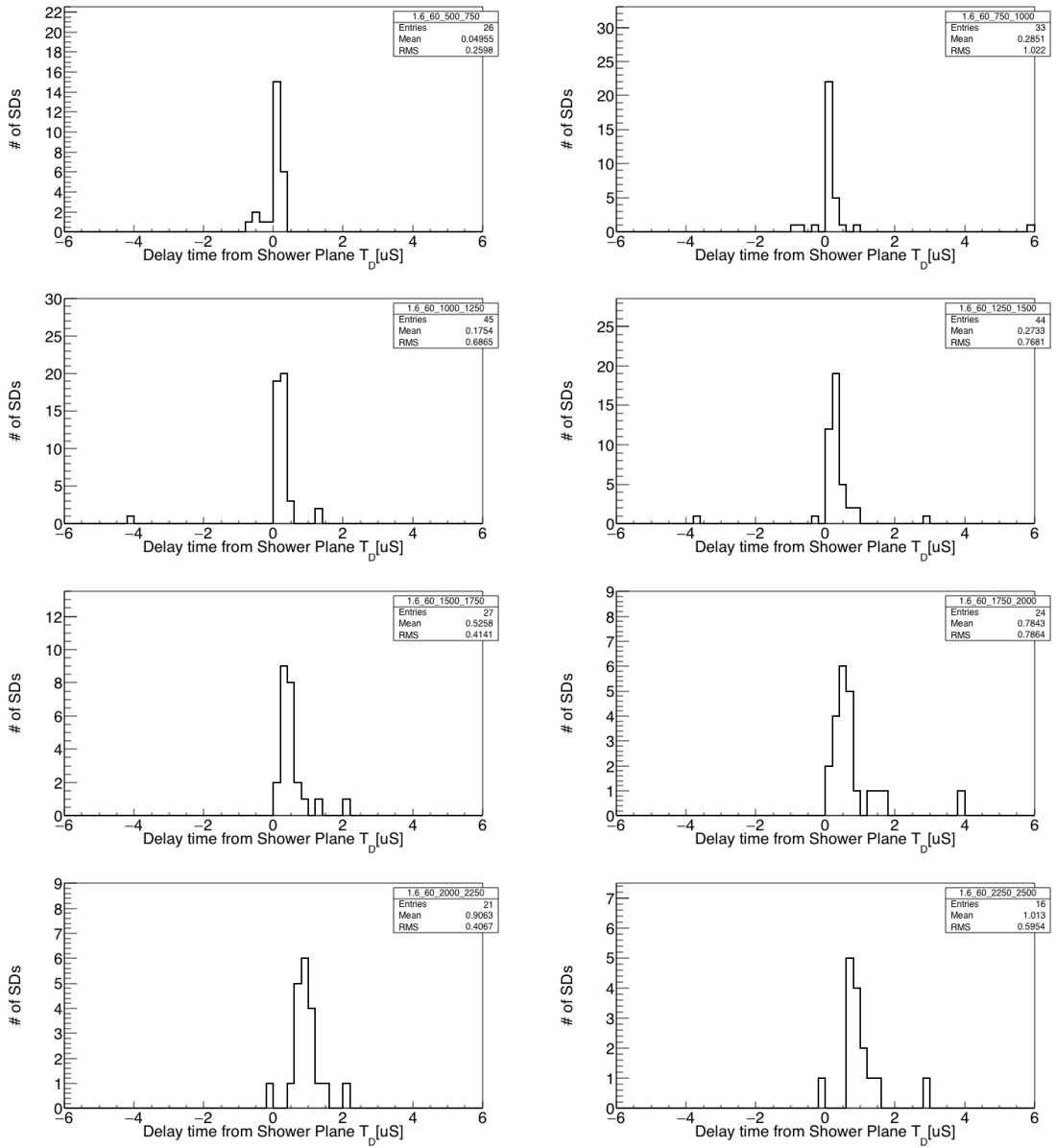


図 A. 2.15: シャワー軸からの距離 250 m ごとの  $T_D$  の分布 ( $1.6 \leq \sec\theta < 1.8$ ,  $60^\circ \leq \|\alpha\| < 90^\circ$ ).

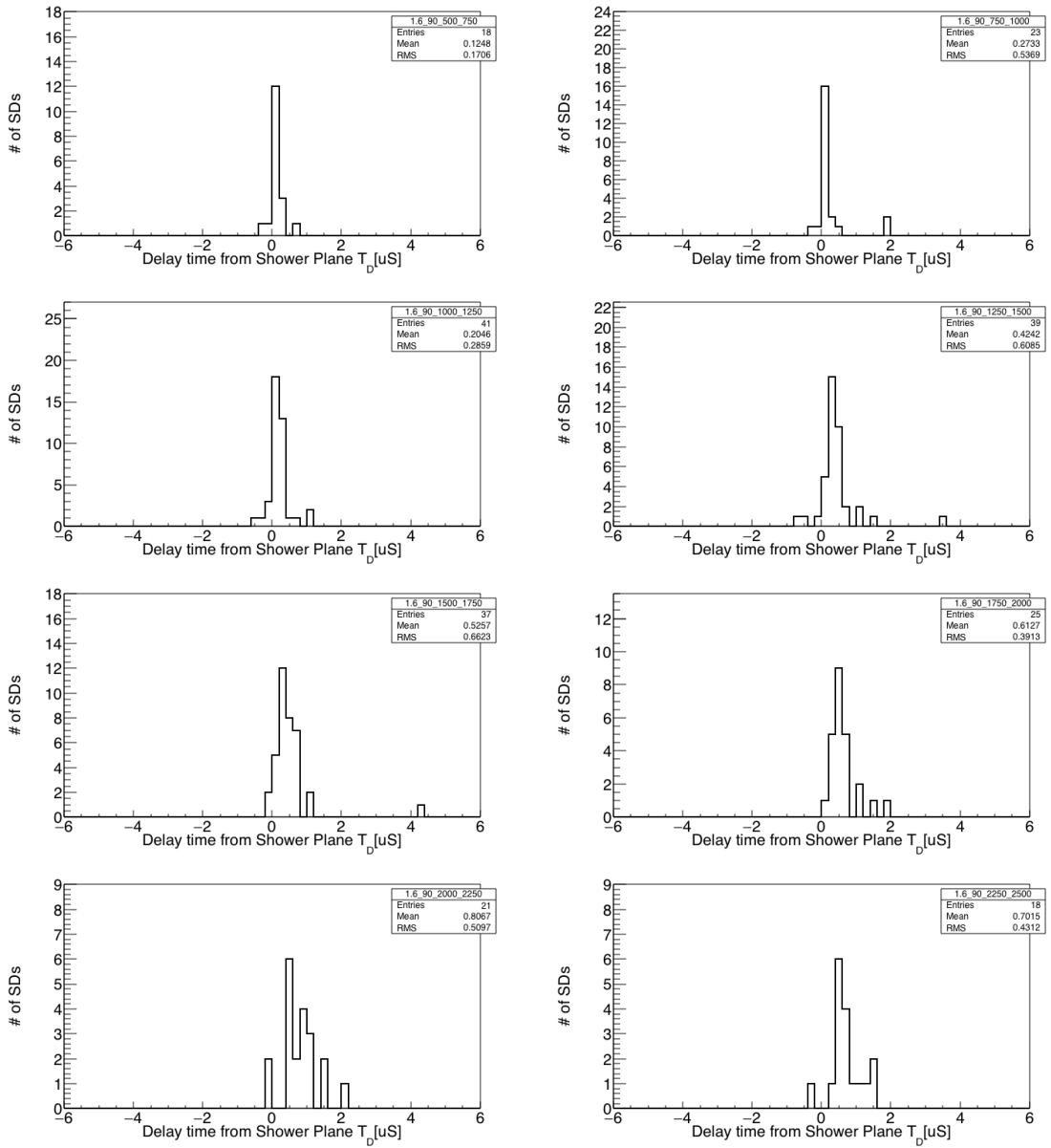


図 A. 2.16: シャワー軸からの距離 250 m ごとの  $T_D$  の分布 ( $1.6 \leq \sec\theta < 1.8$ ,  $90^\circ \leq \|\alpha\| < 120^\circ$ ).

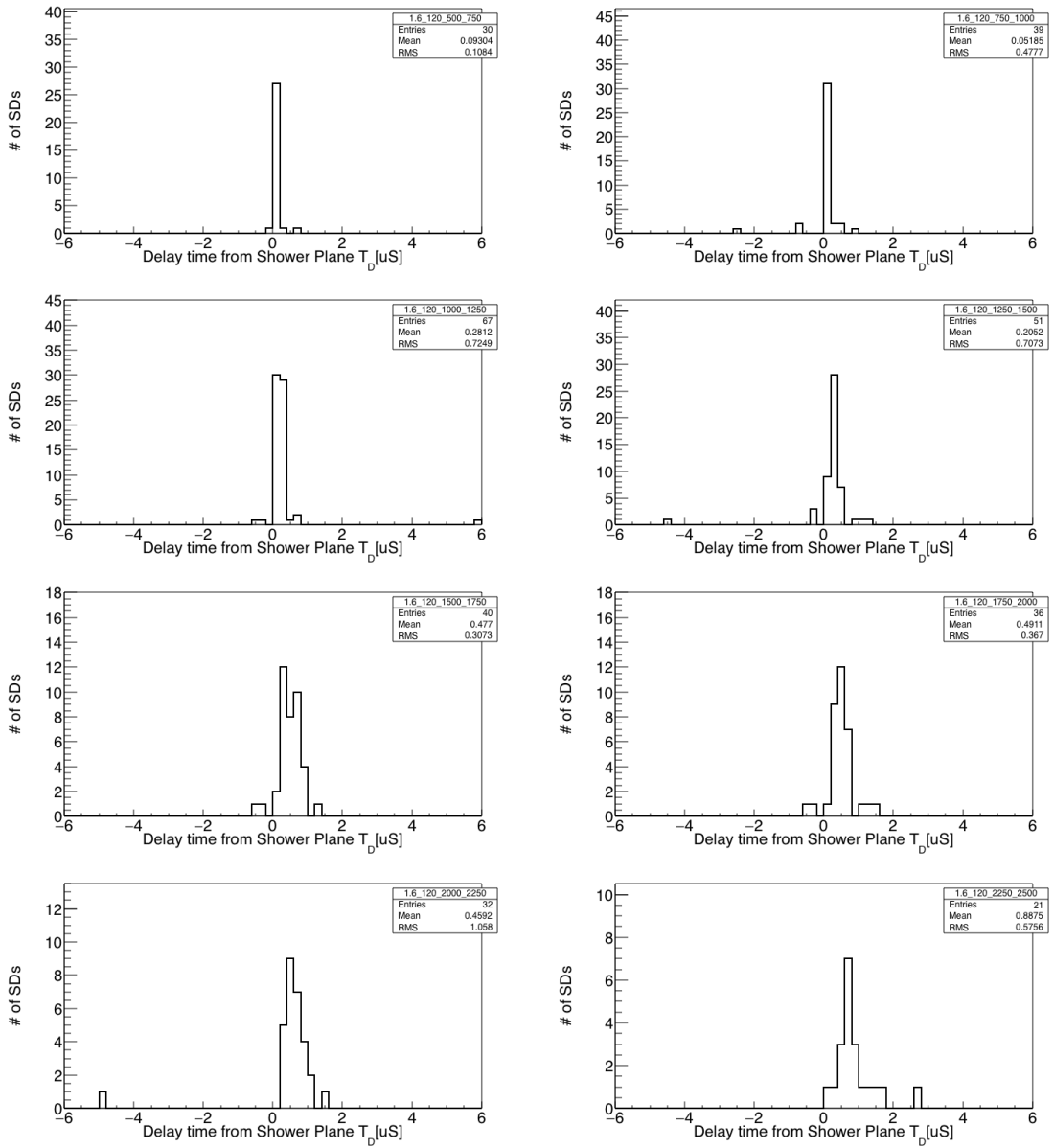


図 A. 2.17: シャワー軸からの距離 250 m ごとの  $T_D$  の分布 ( $1.6 \leq \sec\theta < 1.8$ ,  $120^\circ \leq \|\alpha\| < 150^\circ$ ).

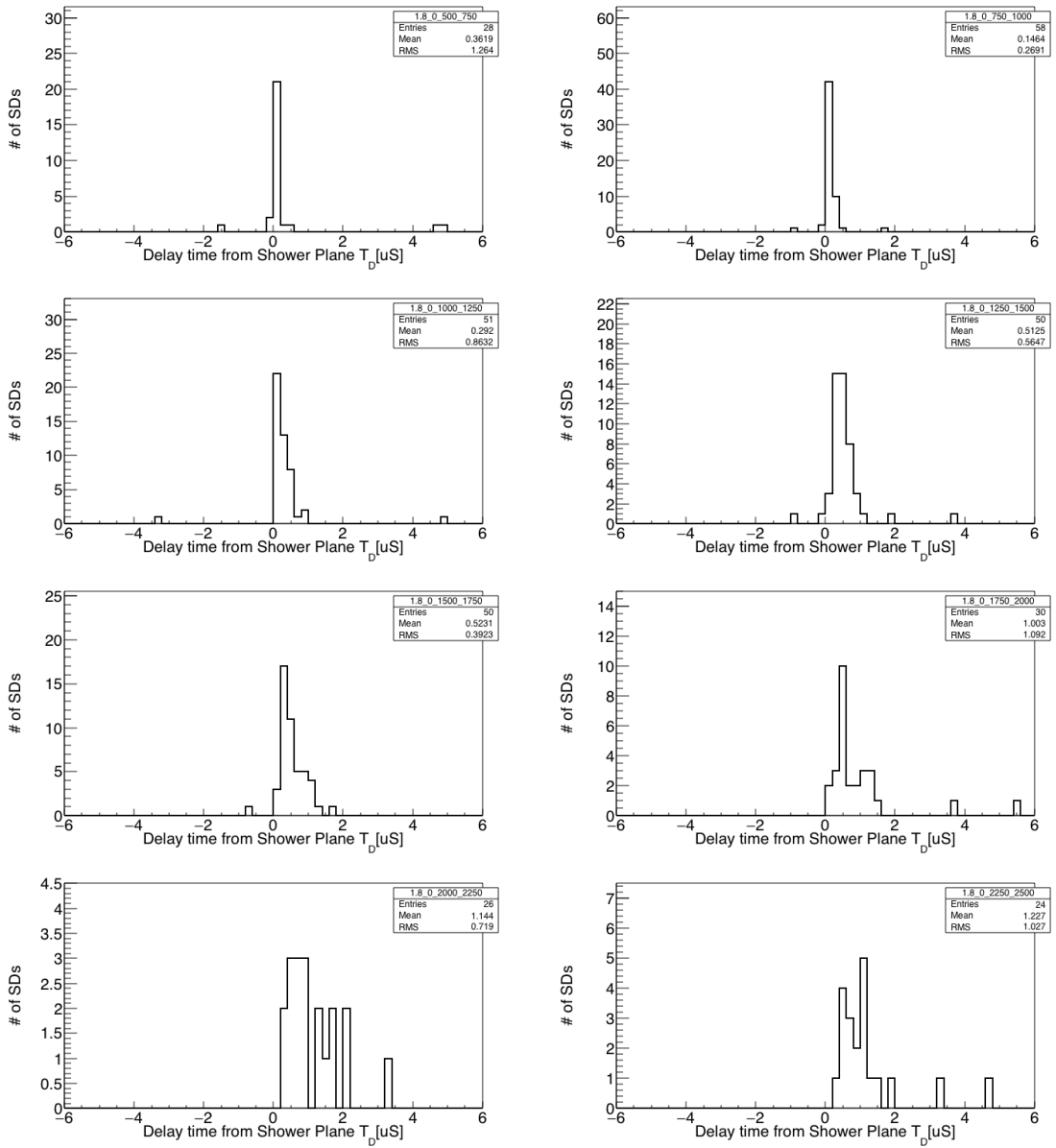


図 A. 2.18: シャワー軸からの距離 250 m ごとの  $T_D$  の分布 ( $1.8 \leq \sec\theta < 2.0$ ,  $0^\circ \leq \|\alpha\| < 30^\circ$ ).



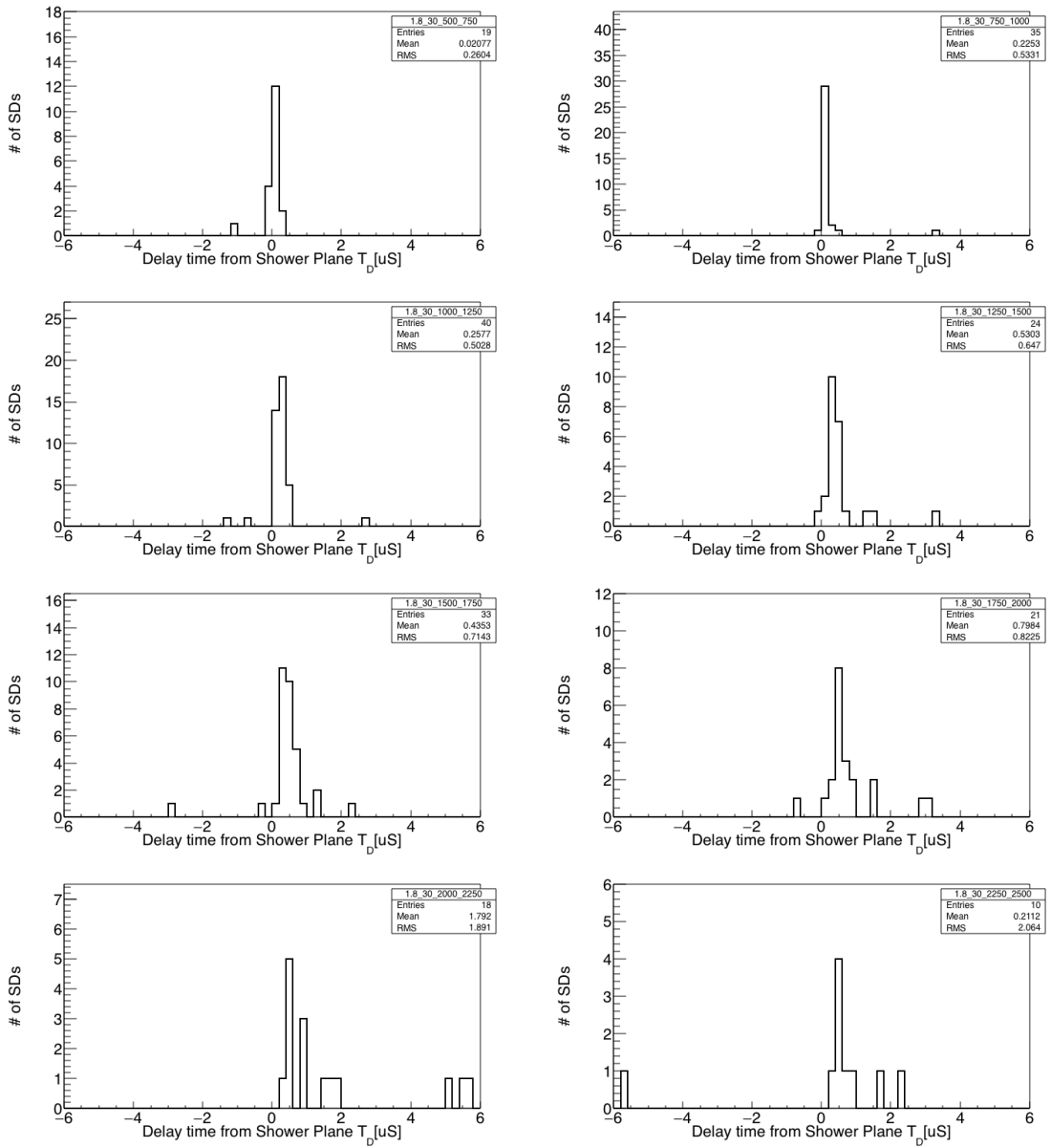


図 A. 2.19: シャワー軸からの距離 250 m ごとの  $T_D$  の分布 ( $1.8 \leq \sec\theta < 2.0$ ,  $30^\circ \leq \|\alpha\| < 60^\circ$ ).

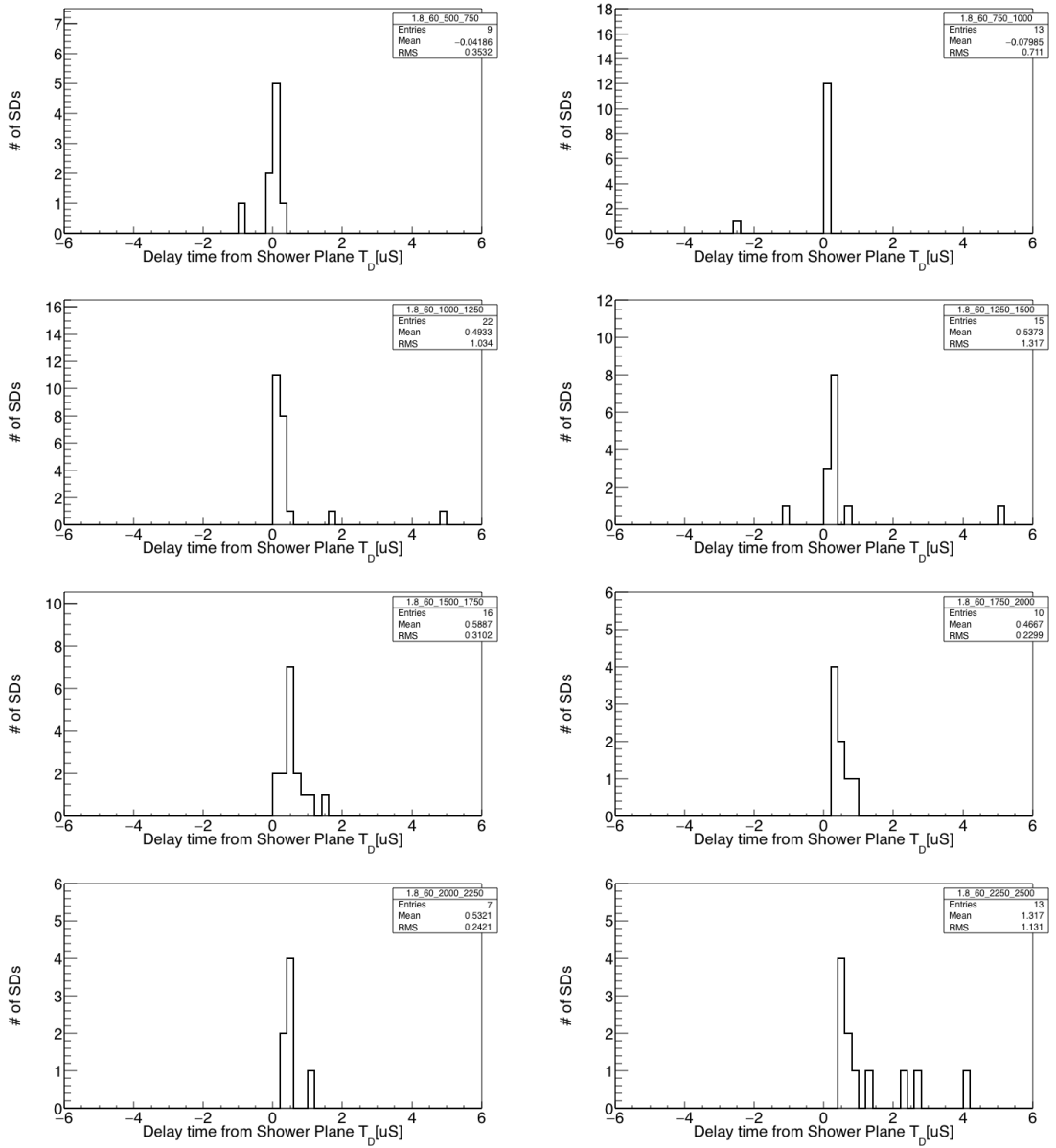


図 A. 2.20: シャワー軸からの距離 250 m ごとの  $T_D$  の分布 ( $1.8 \leq \sec\theta < 2.0$ ,  $60^\circ \leq \|\alpha\| < 90^\circ$ ).

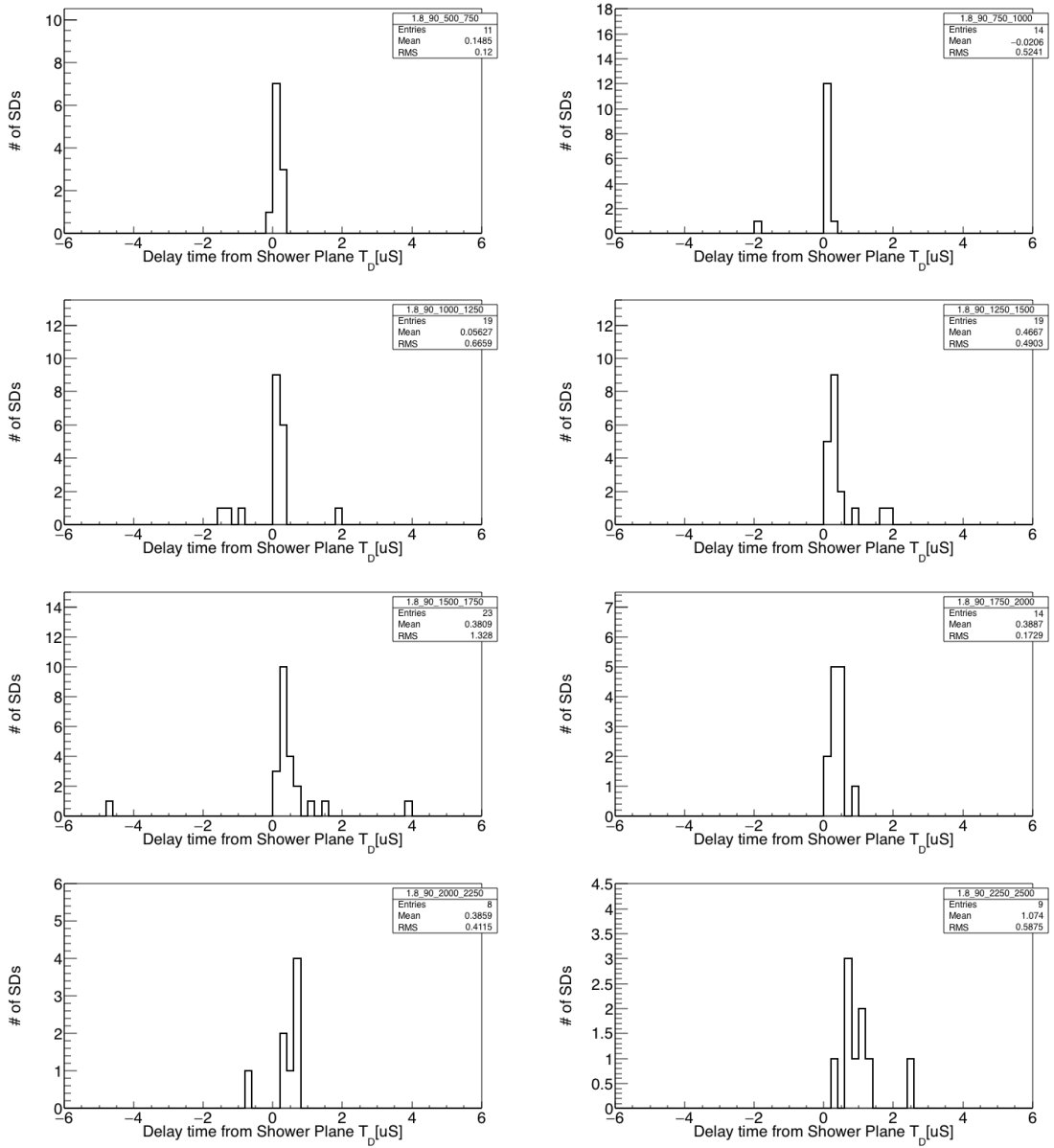


図 A. 2.21: シャワー軸からの距離 250 m ごとの  $T_D$  の分布 ( $1.8 \leq \sec\theta < 2.0$ ,  $90^\circ \leq \|\alpha\| < 120^\circ$ ).

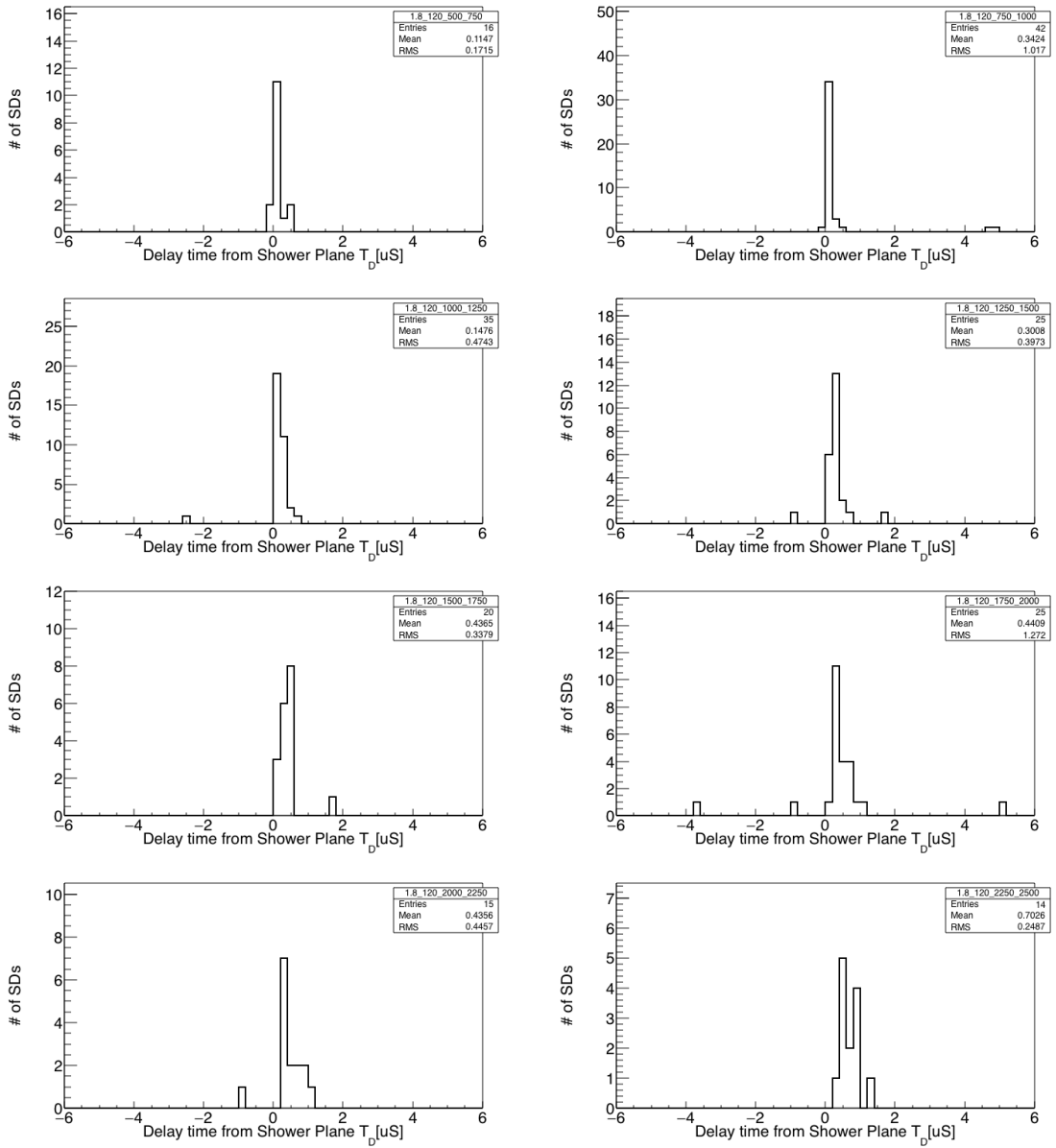


図 A. 2.22: シャワー軸からの距離 250 m ごとの  $T_D$  の分布 ( $1.8 \leq \sec\theta < 2.0$ ,  $120^\circ \leq \|\alpha\| < 150^\circ$ ).

### A. 3 $\sec\theta, \|\alpha\|$ の組ごとのフィッティング結果

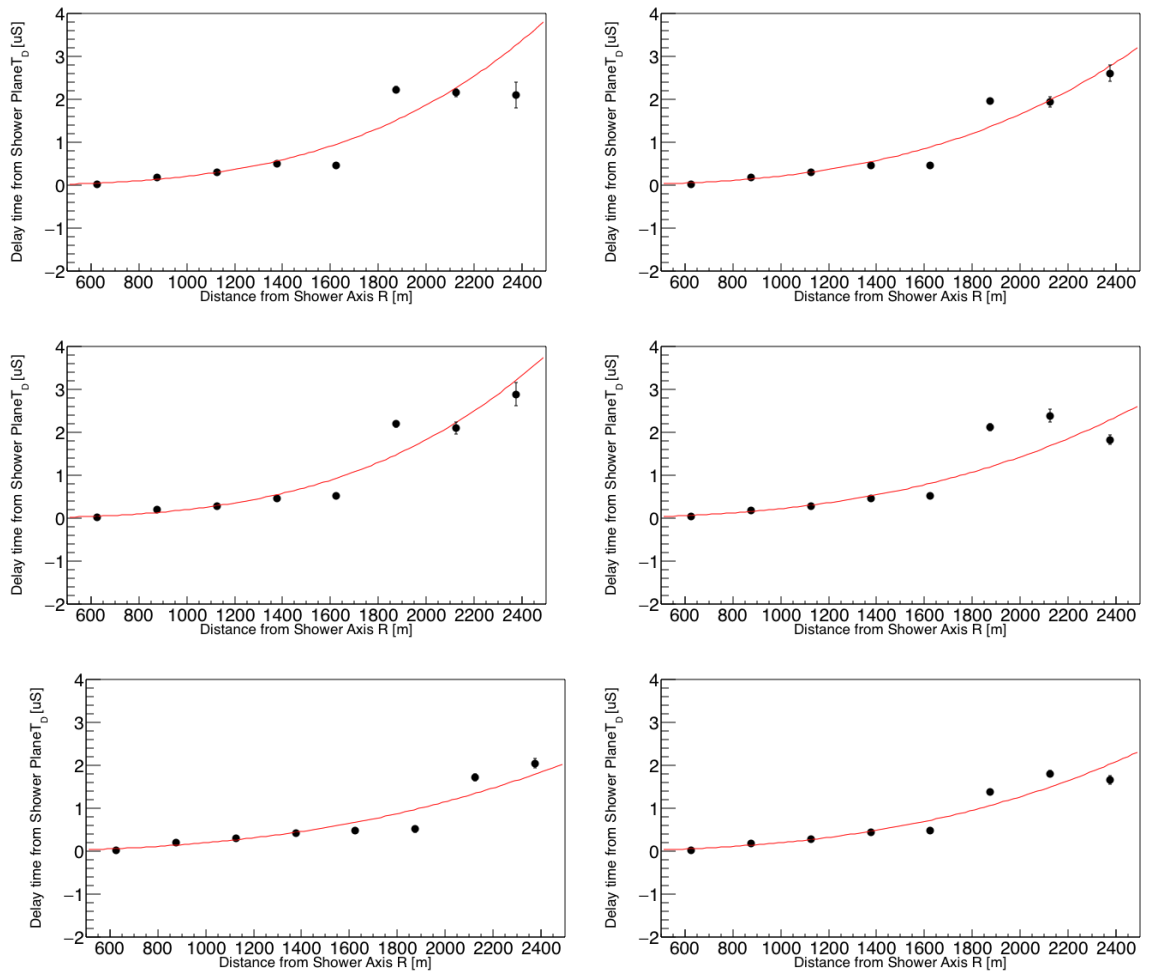


図 A. 3.1:  $\sec\theta, \|\alpha\|$  の組ごとの  $T_D$  のフィッティング ( $1.0 \leq \sec\theta < 1.2$ ) それぞれの図は  $\|\alpha\|$  で  $30^\circ$  ごとに分割している.

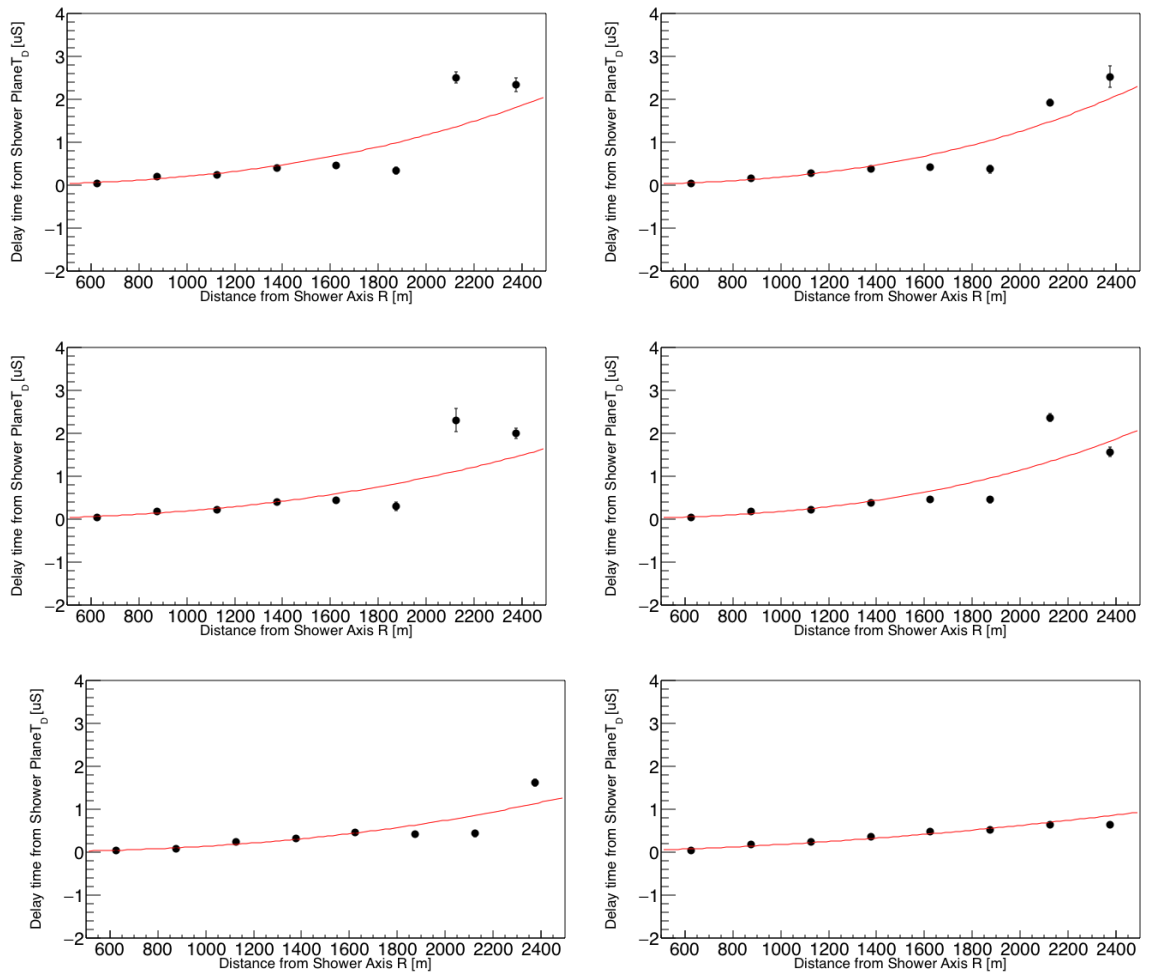


図 A. 3.2:  $\sec\theta$ ,  $\|\alpha\|$  の組ごとの  $T_D$  のフィッティング ( $1.2 \leq \sec\theta < 1.4$ ) それぞれの図は  $\|\alpha\|$  で  $30^\circ$  ごとに分割している.

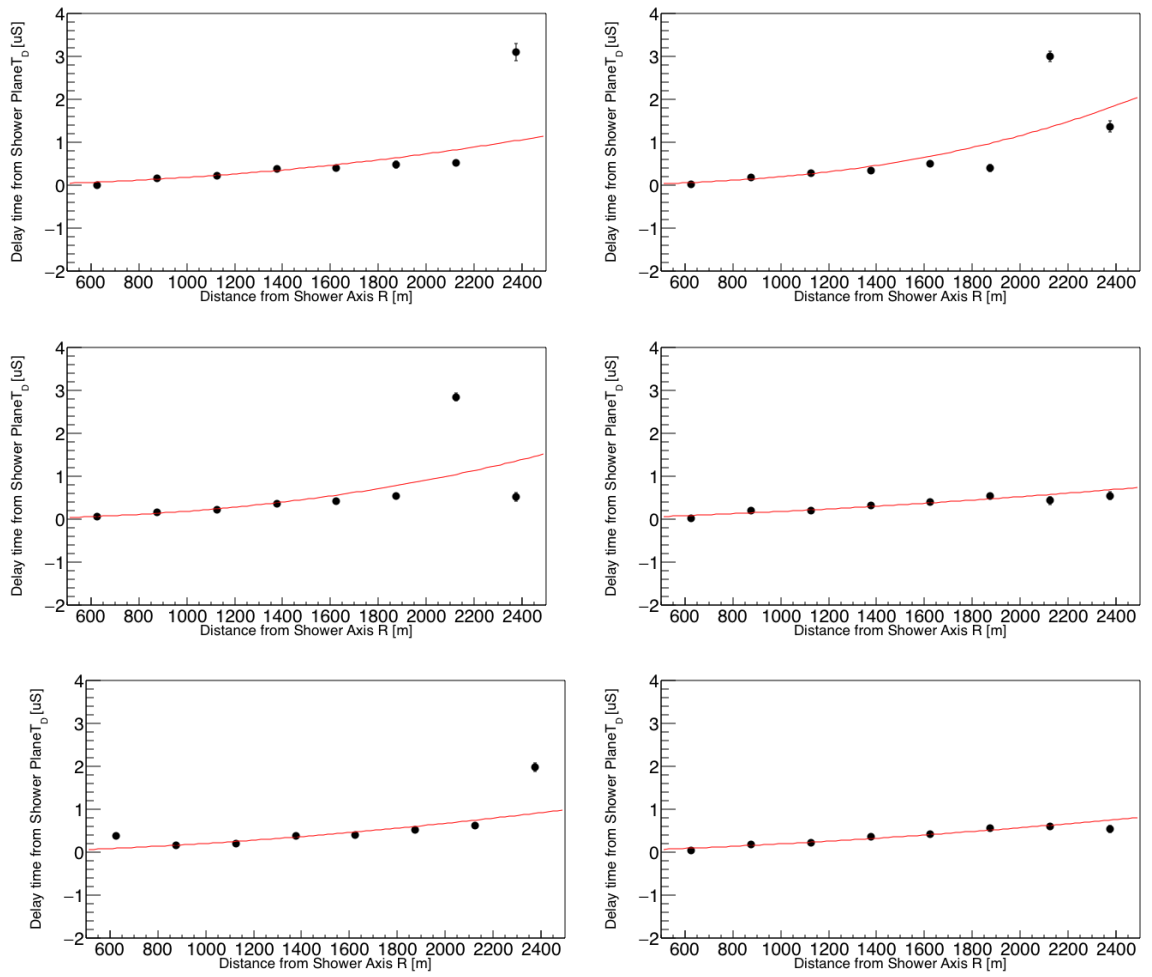


図 A. 3.3:  $\sec\theta$ ,  $\|\alpha\|$  の組ごとの  $T_D$  のフィッティング ( $1.4 \leq \sec\theta < 1.6$ ) それぞれの図は  $\|\alpha\|$  で  $30^\circ$  ごとに分割している.

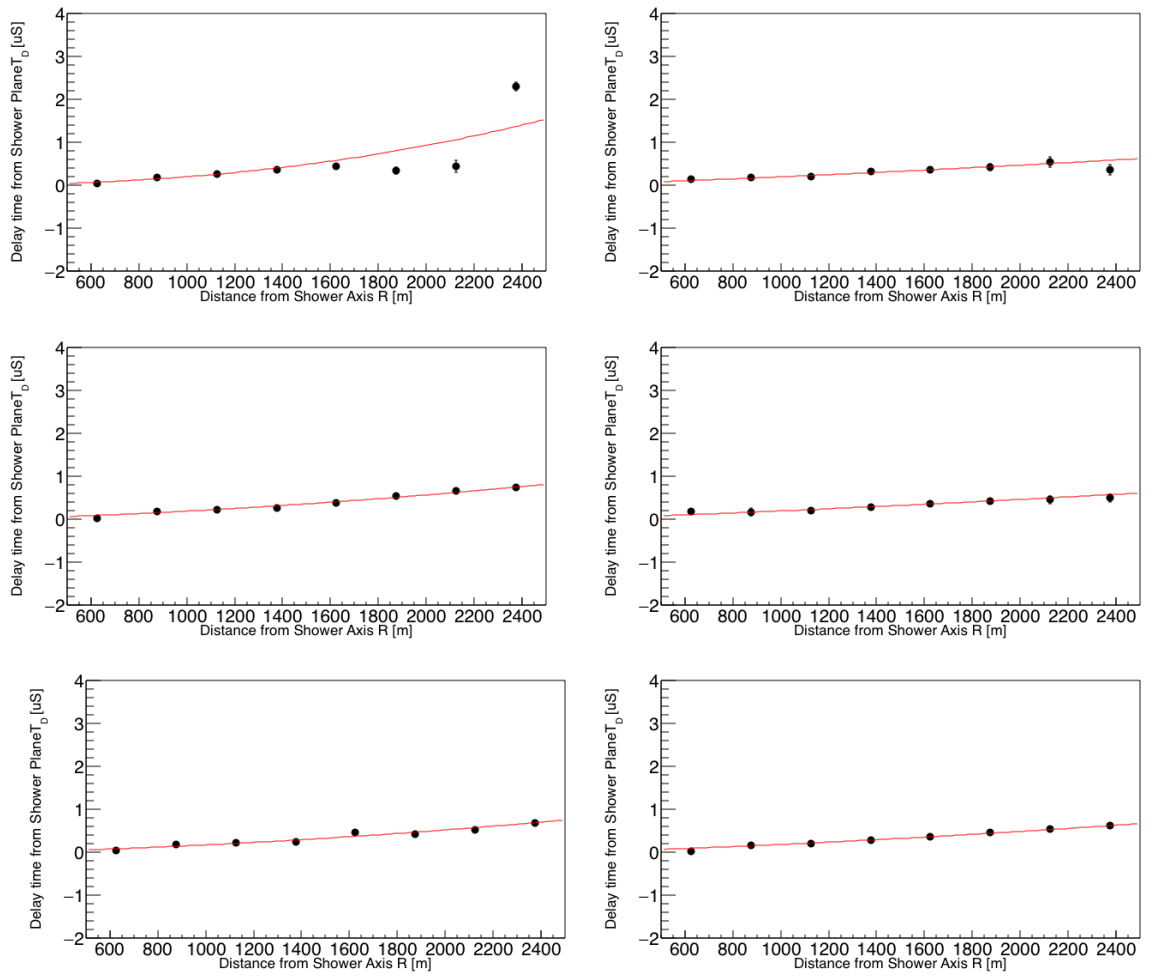


図 A. 3.4:  $\sec\theta$ ,  $\|\alpha\|$  の組ごとの  $T_D$  のフィッティング ( $1.6 \leq \sec\theta < 1.8$ ) それぞれの図は  $\|\alpha\|$  で  $30^\circ$  ごとに分割している.



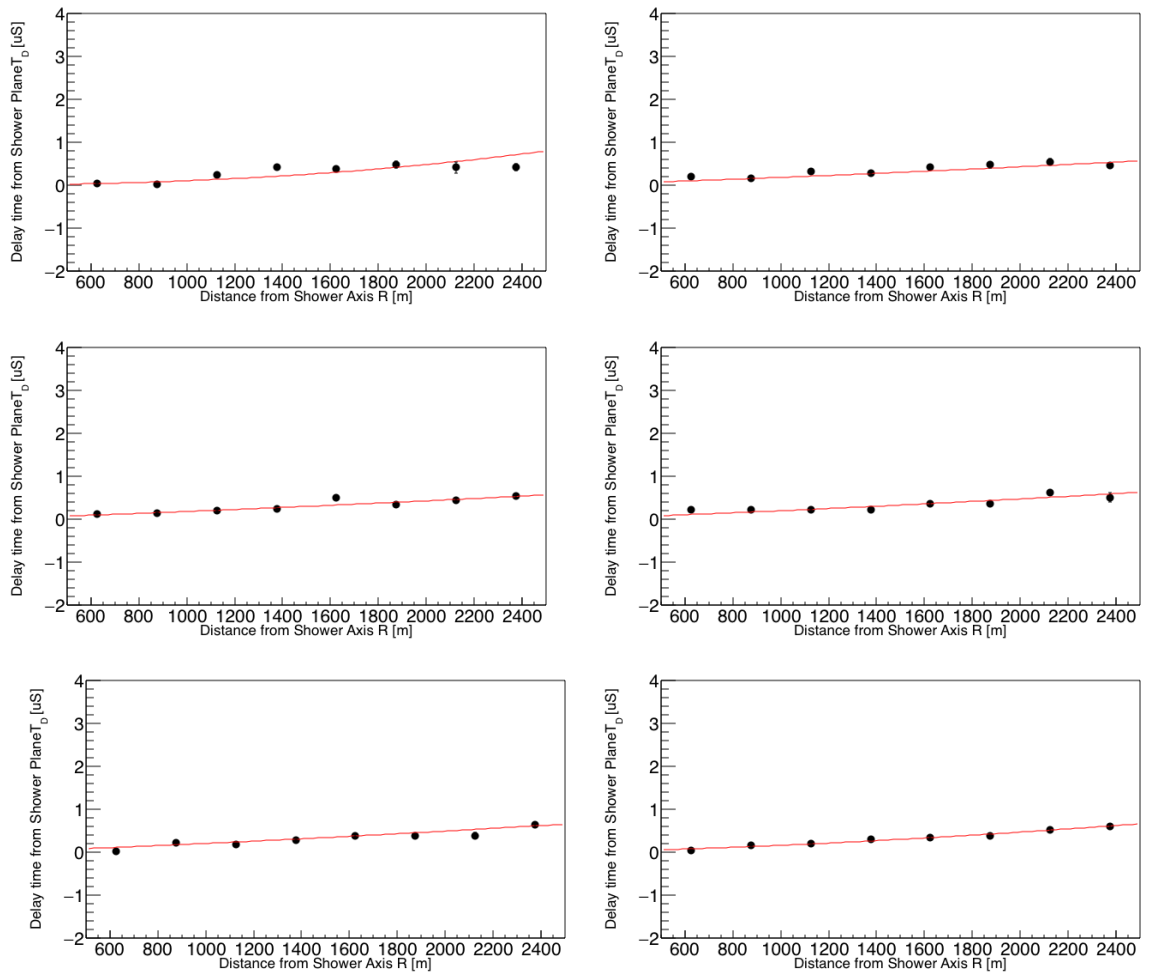


図 A. 3.5:  $\sec\theta$ ,  $\|\alpha\|$  の組ごとの  $T_D$  のフィッティング ( $1.8 \leq \sec\theta < 2.0$ ) それぞれの図は  $\|\alpha\|$  で  $30^\circ$  ごとに分割している.

A. 4  $\sec\theta$ ,  $\|\alpha\|$  の組ごとのフィッティングで得られたパラメータの値

$\sec\theta$	$\ \alpha\ $	$A$	$B$
$1.0 \leq \sec\theta < 1.2$	$0^\circ \leq \ \alpha\  < 30^\circ$	$1.499 \pm 0.004$	$-0.376 \pm 0.011$
$1.0 \leq \sec\theta < 1.2$	$30^\circ \leq \ \alpha\  < 60^\circ$	$1.479 \pm 0.006$	$-0.328 \pm 0.013$
$1.0 \leq \sec\theta < 1.2$	$60^\circ \leq \ \alpha\  < 90^\circ$	$1.494 \pm 0.006$	$-0.381 \pm 0.014$
$1.0 \leq \sec\theta < 1.2$	$90^\circ \leq \ \alpha\  < 120^\circ$	$1.452 \pm 0.006$	$-0.278 \pm 0.013$
$1.0 \leq \sec\theta < 1.2$	$120^\circ \leq \ \alpha\  < 150^\circ$	$1.404 \pm 0.006$	$-0.257 \pm 0.013$
$1.0 \leq \sec\theta < 1.2$	$150^\circ \leq \ \alpha\  < 180^\circ$	$1.424 \pm 0.005$	$-0.280 \pm 0.012$
$1.2 \leq \sec\theta < 1.4$	$0^\circ \leq \ \alpha\  < 30^\circ$	$1.408 \pm 0.008$	$-0.268 \pm 0.014$
$1.2 \leq \sec\theta < 1.4$	$30^\circ \leq \ \alpha\  < 60^\circ$	$1.417 \pm 0.007$	$-0.315 \pm 0.015$
$1.2 \leq \sec\theta < 1.4$	$60^\circ \leq \ \alpha\  < 90^\circ$	$1.396 \pm 0.006$	$-0.304 \pm 0.018$
$1.2 \leq \sec\theta < 1.4$	$90^\circ \leq \ \alpha\  < 120^\circ$	$1.396 \pm 0.006$	$-0.304 \pm 0.018$
$1.2 \leq \sec\theta < 1.4$	$120^\circ \leq \ \alpha\  < 150^\circ$	$1.301 \pm 0.007$	$-0.267 \pm 0.017$
$1.2 \leq \sec\theta < 1.4$	$150^\circ \leq \ \alpha\  < 180^\circ$	$1.283 \pm 0.007$	$-0.124 \pm 0.013$
$1.4 \leq \sec\theta < 1.6$	$0^\circ \leq \ \alpha\  < 30^\circ$	$1.301 \pm 0.009$	$-0.187 \pm 0.018$
$1.4 \leq \sec\theta < 1.6$	$30^\circ \leq \ \alpha\  < 60^\circ$	$1.385 \pm 0.007$	$-0.308 \pm 0.018$
$1.4 \leq \sec\theta < 1.6$	$60^\circ \leq \ \alpha\  < 90^\circ$	$1.340 \pm 0.007$	$-0.251 \pm 0.020$
$1.4 \leq \sec\theta < 1.6$	$90^\circ \leq \ \alpha\  < 120^\circ$	$1.245 \pm 0.011$	$-0.079 \pm 0.024$
$1.4 \leq \sec\theta < 1.6$	$120^\circ \leq \ \alpha\  < 150^\circ$	$1.297 \pm 0.006$	$-0.261 \pm 0.021$
$1.4 \leq \sec\theta < 1.6$	$150^\circ \leq \ \alpha\  < 180^\circ$	$1.265 \pm 0.007$	$-0.010 \pm 0.015$
$1.6 \leq \sec\theta < 1.8$	$0^\circ \leq \ \alpha\  < 30^\circ$	$1.329 \pm 0.007$	$-0.261 \pm 0.022$
$1.6 \leq \sec\theta < 1.8$	$30^\circ \leq \ \alpha\  < 60^\circ$	$1.231 \pm 0.010$	$-0.010 \pm 0.008$
$1.6 \leq \sec\theta < 1.8$	$60^\circ \leq \ \alpha\  < 90^\circ$	$1.254 \pm 0.008$	$-0.110 \pm 0.026$
$1.6 \leq \sec\theta < 1.8$	$90^\circ \leq \ \alpha\  < 120^\circ$	$1.229 \pm 0.012$	$-0.057 \pm 0.011$
$1.6 \leq \sec\theta < 1.8$	$120^\circ \leq \ \alpha\  < 150^\circ$	$1.231 \pm 0.006$	$-0.110 \pm 0.018$
$1.6 \leq \sec\theta < 1.8$	$150^\circ \leq \ \alpha\  < 180^\circ$	$1.228 \pm 0.007$	$-0.057 \pm 0.020$
$1.8 \leq \sec\theta < 2.0$	$0^\circ \leq \ \alpha\  < 30^\circ$	$1.150 \pm 0.014$	$-0.334 \pm 0.038$
$1.8 \leq \sec\theta < 2.0$	$30^\circ \leq \ \alpha\  < 60^\circ$	$1.211 \pm 0.006$	$-0.010 \pm 0.002$
$1.8 \leq \sec\theta < 2.0$	$60^\circ \leq \ \alpha\  < 90^\circ$	$1.209 \pm 0.008$	$-0.015 \pm 0.032$
$1.8 \leq \sec\theta < 2.0$	$90^\circ \leq \ \alpha\  < 120^\circ$	$1.234 \pm 0.009$	$-0.010 \pm 0.007$
$1.8 \leq \sec\theta < 2.0$	$120^\circ \leq \ \alpha\  < 150^\circ$	$1.244 \pm 0.007$	$-0.01 \pm 0.004$
$1.8 \leq \sec\theta < 2.0$	$150^\circ \leq \ \alpha\  < 180^\circ$	$1.205 \pm 0.007$	$-0.106 \pm 0.022$

表 A. 4.1: フィッティングで得られたパラメータ  $A$ , パラメータ  $B$  の値