

TALE 地表検出器のためのジオメトリ決定手法の研究
およびモンテカルロシミュレーションによる精度評価
(Study of the method of geometry reconstruction
for the TALE surface detector array and
evaluation of its accuracy with Monte Carlo simulations)

理学研究科

数物系専攻

岸上翔一

目次

第 1 章	宇宙線	1
1.1	宇宙線の発見	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	4
1.3.1	フェルミ加速	4
1.3.2	超新星残骸での衝撃波加速	5
1.4	空気シャワーと宇宙線観測	7
1.4.1	空気シャワー現象	7
1.4.2	空気シャワーの縦方向発達	9
1.4.3	空気シャワーの横方向分布	11
1.4.4	空気シャワー粒子の到来時間分布	12
1.4.5	空気シャワーの観測方法	12
1.5	“2nd knee”領域の宇宙線	14
1.5.1	銀河系内宇宙線から銀河系外宇宙線への遷移	15
1.5.2	“2nd knee”領域の観測結果の現状	15
1.5.3	“2nd knee”領域のエネルギースペクトル	21
1.5.4	“2nd knee”領域の質量組成	21
第 2 章	TA Low Energy extension(TALE) 実験	25
2.1	TALE 実験の目的	25
2.1.1	銀河系内宇宙線から銀河系外宇宙線への遷移の検出	25
2.2	TA 実験	25
2.2.1	TA 実験の大気蛍光望遠鏡	29
2.2.2	TA 実験の地表検出器	29
2.3	TALE 実験の検出器構成	29
2.4	TALE 実験の大気蛍光望遠鏡	29
2.5	TALE 実験の地表検出器	33
2.5.1	地表検出器の基本構成	33
2.5.2	地表検出器の電子回路構成	36
2.5.3	通信塔基本構成	38
2.5.4	無線 LAN	38
2.5.5	DAQ サイクル	38
2.5.6	モニター情報とモニタリングシステム	40
2.5.7	バックグラウンドミュオンに対応するエネルギー損失	44
2.5.8	PMT の線形性測定	44

第 3 章	モンテカルロシミュレーション	48
3.1	CORSIKA シミュレーション	48
3.1.1	シニング	48
3.1.2	デシニング	48
3.2	GEANT4 シミュレーション	49
3.3	TA 実験用モンテカルロシミュレーションパッケージ	54
第 4 章	ジオメトリ決定プログラムの作成	56
4.1	波形決定および粒子数の決定	56
4.1.1	粒子の到来時間の決定	56
4.1.2	粒子数の決定	58
4.2	TALE SD アレイの通信状態と不調検出器の検出	58
4.3	バックグラウンドミューオンの除去	58
4.4	Shower Plane Fit	60
4.5	Lateral Distribution Fit	62
4.6	ジオメトリ再構成	62
第 5 章	モンテカルロシミュレーションによる到来方向およびコア位置の決定精度の評価	65
5.1	イベントセット	65
5.2	クオリティーカットのしきい値決定	65
5.2.1	χ_G/ndf および χ_L/ndf のしきい値決定	68
5.2.2	N_{SD} のしきい値決定	68
5.3	到来方向およびコア位置の決定精度の評価	68
5.3.1	到来方向の決定精度の評価	68
5.3.2	コア位置の決定精度の評価	68
5.4	今後の展望	74
第 6 章	結論	77
第 7 章	謝辞	78

概要

宇宙線物理学で、現在最も重要な課題の一つは宇宙線のエネルギースペクトルの $10^{17.5}$ eV 付近に見られる“2nd knee”と呼ばれる折れ曲がり構造の解明である。この“2nd knee”を挟んだ領域で宇宙線の質量組成が重い原子核から軽い原子核へと遷移するという結果が報告されている。銀河系内で陽子が 10^{18} eV 以上のエネルギーまで加速される可能性は非常に低いと考えられており、銀河系内起源で最も高いエネルギーを持つ宇宙線は、磁場による閉じ込め効果が高い鉄原子核だと考えられていることから、この“2nd knee”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ことと対応していると考えられている。

しかし、このエネルギー領域での現在報告されている質量組成の観測結果は系統誤差が大きい。そのため、このエネルギー領域の宇宙線の質量組成とエネルギースペクトルを小さな系統誤差で精密に測定し、銀河系内宇宙線から銀河系外宇宙線への遷移を明らかにするために TA Low energy Extension(TALE) 実験が進行している。TALE 実験は Telescope Array(TA) 実験に隣接して、10 台の大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector、FD) と 103 台の地表検出器 (Surface Detector、SD) を設置し、大気蛍光望遠鏡と地表検出器の 2 種類の異なる検出器で同時に宇宙線を観測することで、組成とエネルギースペクトルを小さな系統誤差で精密に測定し、さらに TA 実験とも連動することで幅広いエネルギー範囲で組成とエネルギースペクトルを観測する。TALE 実験の大気蛍光望遠鏡は既に観測を開始しており、また、地表検出器はすでに 35 台が設置されており、内 16 台はエレクトロニクスもインストールされ、空気シャワーアレイとして稼働している。

大気蛍光望遠鏡、地表検出器は一次宇宙線を直接観測するのではなく、一次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空気シャワーを観測している。大気蛍光望遠鏡はこの空気シャワー全体をカロリメトリックに観測するので、シミュレーションに対する依存性が少なく、小さな系統誤差でエネルギーの決定することができ、さらに、空気シャワーの縦方向の発達を観測することができるので、質量組成も測定が可能である。しかし、大気蛍光望遠鏡はシャワーのジオメトリを決定するのが難しい。これに対して、複数台の地表検出器を空気シャワーアレイとして動作させることで、個々の地表検出器に空気シャワーが到来した時間差と粒子数からジオメトリを決定することができる。このジオメトリ決定方法は、大気蛍光望遠鏡のジオメトリ決定精度よりも精度が良いので、地表検出器でジオメトリを決定し、大気蛍光望遠鏡でエネルギーと組成を決定するハイブリッド観測で、組成とエネルギースペクトルを系統誤差を少なく精密に測定することが期待できる。そのため、地表検出器アレイで宇宙線のジオメトリを決定する手法の研究は非常に重要である。

そこで本研究では、TALE 実験の地表検出器で得られたデータから、宇宙線のジオメトリを求める解析プログラムを開発した。また、空気シャワーモンテカルロシミュレーションで作られたイベントを解析して、解析プログラムのジオメトリ決定精度を定量的に求めた。その結果、TALE 地表検出器の空気シャワーの到来方向の決定精度は天頂角 0° で 10^{17} eV で 1.20° 、 $10^{17.5}$ eV で 1.00° 、 10^{18} eV で 1.25° 、天頂角 30° で 10^{17} eV で 1.81° 、 $10^{17.5}$ eV で 1.51° 、 10^{18} eV で 1.45° であることが分かった。また、空気シャワーのコア位置の決定精度は天頂角 0° で 10^{17} eV で 40 m、 $10^{17.5}$ eV で 33 m、 10^{18} eV で 34 m、天頂角 30° で 10^{17} eV で 97 m、 $10^{17.5}$ eV で 91 m、 10^{18} eV で 89 m であることが分かった。

第1章 宇宙線

1.1 宇宙線の発見

宇宙線はおよそ 100 年前、1912 年に V. F. Hess によって発見された。Hess らは気球に 3 台の検電器を搭載し、高度によって放射線強度がどのように変化するかを測定した。その結果、高度が高くなるにつれ、放射線強度が強くなることを発見し、地球外から何らかの放射線がやってきていることを示した [1]。

その後の 100 年間で、多くの宇宙線観測実験によって 10^8 eV から 10^{20} eV までの広いエネルギー範囲で観測され、そのエネルギーフラックスは図 1.1 に示すようにほぼ E^{-3} に比例して小さくなっていることが分かっている。

1.2 宇宙線のエネルギースペクトル

高エネルギーの宇宙線のエネルギースペクトルには折れ曲がり構造が存在することが知られている。このことを最初に発表したのは G. V. Kulikov と G. B. Khristiansen であった。彼らはモスクワ州立大学にて GM 計数管による地表空気シャワーアレイと、ミューオン検出器を作成し観測を開始した。その観測結果から $E = 3 \times 10^{15}$ eV 付近に折れ曲がり構造があることを発表した [3]。

その後、様々な実験により広いエネルギー範囲でスペクトルが観測した結果、この折れ曲がりの他にも複数の折れ曲がり構造があることが確認された。図 1.3 にエネルギースペクトルにエネルギーの 3 乗をかけたものを示す。この図に見られる $10^{15.5}$ eV、 $10^{17.5}$ eV、 $10^{18.5}$ eV、 $10^{19.6}$ eV に位置する折れ曲がりそれぞれ、“knee”、“2nd knee”、“ankle”、“cut off”と呼ばれている。

これらの折れ曲がりの原因は未だに解明されていないが、いくつかの有力なモデルは存在している。knee については二つの有力なモデルが考えられている。一つは、knee より低いエネルギー領域の宇宙線は超新星残骸の衝撃波によって加速され、それ以上のエネルギー領域では他の天体で加速されていると考えられているので、この起源の違いによって折れ曲がりが生じているというモデルである。

もう一つは、knee 以上のエネルギーでは荷電粒子のラーモア半径 r_L が銀河円盤の厚さよりも大きくなるため、粒子が銀河円盤の外に逃げ出していく効果が現れる、というモデルである。銀河磁場は約 $3 \mu\text{G}$ なので、 10^{15} eV の陽子では $r_L \sim 0.3$ pc となる。この値は銀河円盤の厚さより小さいが、銀河風の効果を合わせると、これ以上のエネルギーを持つ宇宙線に対しては銀河系内への閉じ込め効果が弱くなり、エネルギースペクトルのベキが大きくなるとする考えである [7]。

ankle についても二つの有力なモデルがある。一つは knee と同様に宇宙線に対しての銀河系内への閉じ込め効果が弱くなり、銀河系内起源の宇宙線から銀河系外起源の宇宙線へと遷移する、というモデルである。この場合、ankle 周辺のエネルギー領域で宇宙線の到来方向に銀河中心に対する異方性が検出され、銀河系内起源の宇宙線から、銀河系外起源の宇宙線への遷移に伴って、宇宙線の化学組成は重い原子核から軽い原子核へと変化することが期待される。

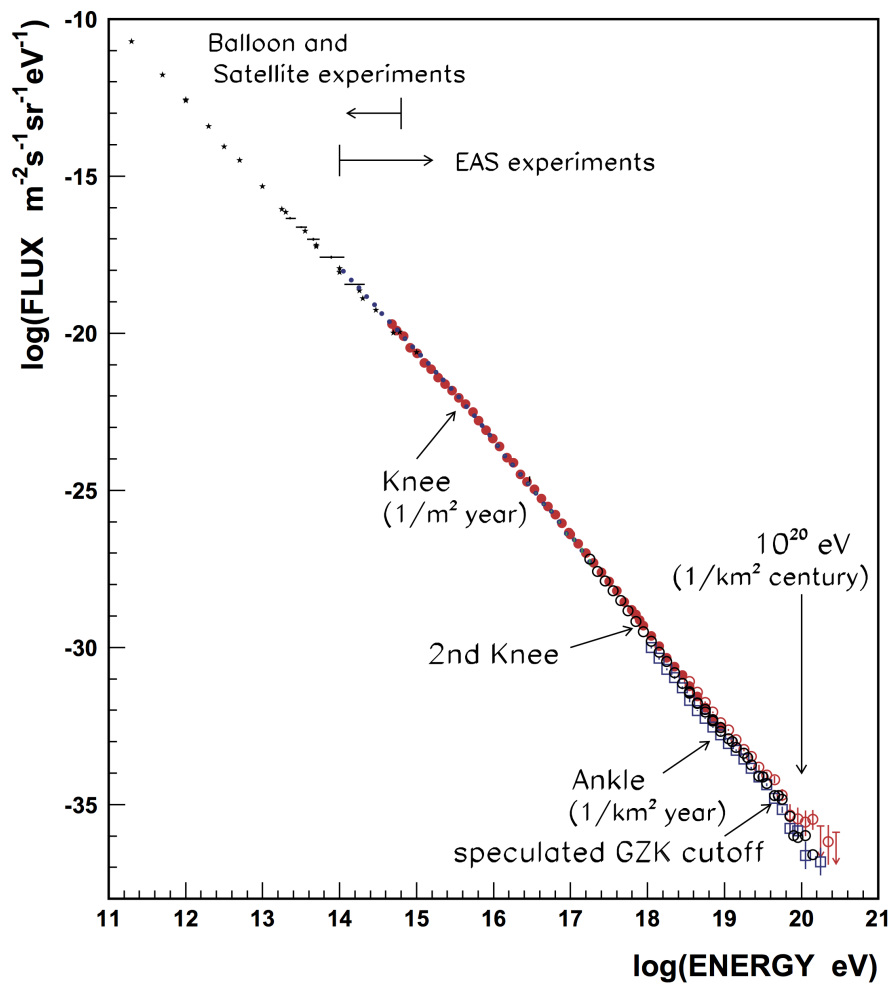


図 1.1: 一次宇宙線のエネルギースペクトル [2].

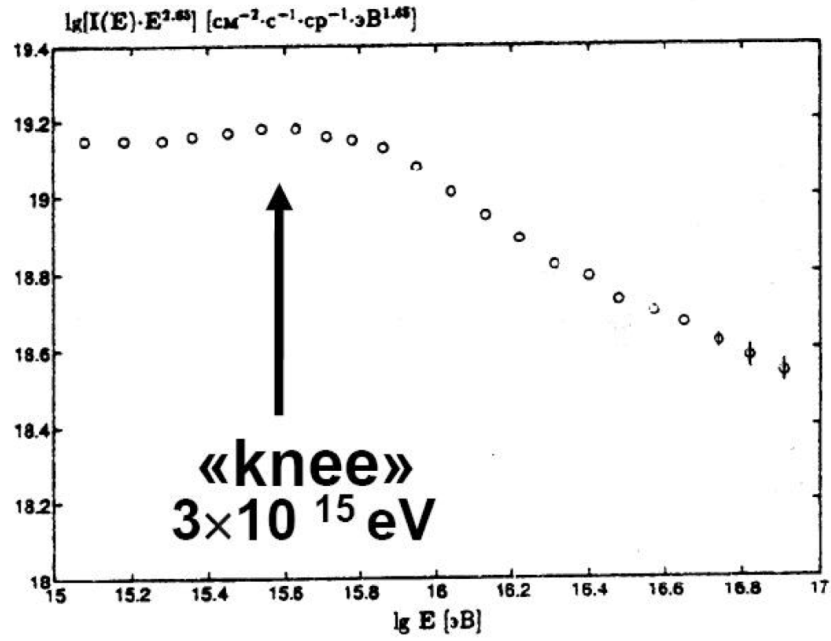


図 1.2: G. B. Khristiansen と G. V. Kulikov が発表したサイズスペクトル [3] をエネルギースペクトルに変換したもの [5]。 3×10^{15} eV 付近に折れ曲がりが見取れる。

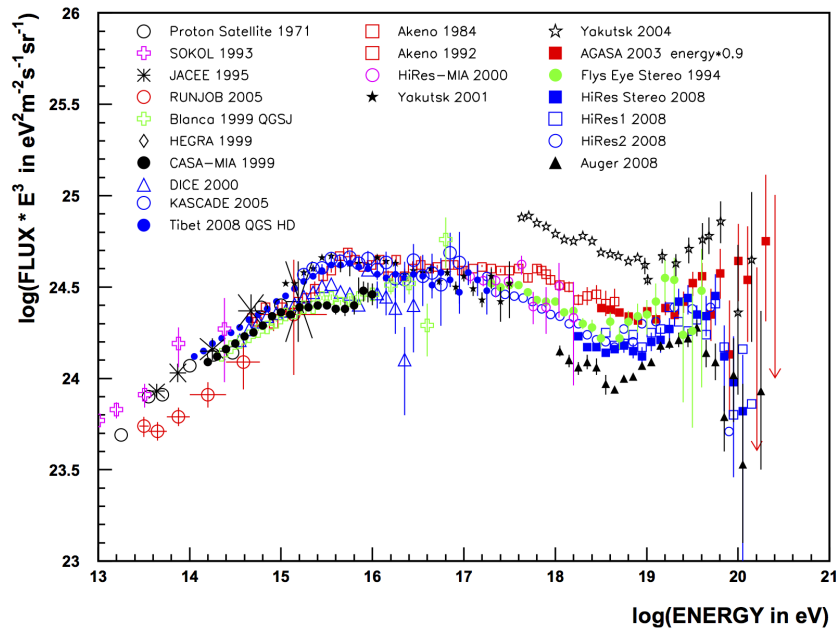


図 1.3: 一次宇宙線のエネルギースペクトルにエネルギーの 3 乗をかけたもの。 $10^{15.5}$ eV、 $10^{17.5}$ eV、 $10^{18.5}$ eV、 $10^{19.6}$ eV に折れ曲がりが見取れる [4]。

もう一つのモデルは宇宙線のエネルギーが 10^{19} eVを超えた辺りから、宇宙背景放射との相互作用で電子対生成(式(1.1))が起こるようになり、そのエネルギー損失によってベキが変化するというものである[8]。

$$p + \gamma(2.7\text{K}) \rightarrow p + e^+ + e^- \quad (1.1)$$

この場合、宇宙線の化学組成はankleでは陽子で、なおかつankleの前後で変化していないと予想され、そのかわり2nd kneeが銀河系内起源の宇宙線から、銀河系外起源の宇宙線への遷移に対応し、それに伴って2nd knee付近で化学組成が重い原子核から軽い原子核へと変化することが期待される。

cut offについては“GZK カットオフ”と呼ばれるモデルが有力と考えられている。これは、K. Greisen[9]と、G. T. ZatsepinとV. A. Kuzmin[10]らが独立に予測した、「たとえ 10^{20} eVを超える銀河系外起源の宇宙線が存在しても、宇宙背景放射との光核反応(式(1.2))によりエネルギー損失が起こるようになる。この光核反応のしきい値エネルギー($4 \sim 6$) $\times 10^{19}$ eVの近傍で宇宙線の頻度は急激に減少するであろう」というモデルのことである。このモデルは提唱者の頭文字をとって“GZK 機構”と呼ばれる。

$$p + \gamma(2.7\text{K}) \rightarrow \Delta_{1232}^+ \rightarrow p + \pi^0, n + \pi^+ \quad (1.2)$$

1.3 宇宙線の加速機構

宇宙線の加速機構も多くのモデルが考えられている。宇宙線の加速機構を考える上で重要なのは、ベキ乗のエネルギースペクトルが導出できることである。条件を満たす加速機構の一つとして“フェルミ加速機構”がある。

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うものである。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回の衝突でエネルギー ΔE を得て、その ΔE は荷電粒子が持っているエネルギーに比例する、つまり $\Delta E = \xi E$ ということ仮定する。すると n 回衝突した後に荷電粒子が得るエネルギー E_n は、

$$E_n = E_0(1 + \xi)^n \quad (1.3)$$

となる。ここで E_0 は荷電粒子が最初に持っていたエネルギーである。これより、あるエネルギー E まで加速するのに必要な衝突回数は、

$$n = \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \xi)} \quad (1.4)$$

となる。ここで、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_{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は、 $(1 - P_{\text{esc}})^n$ である。よって、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、

$$N(\geq E) \propto \sum_{m=n}^{\infty} (1 - P_{\text{esc}})^m = \frac{(1 - P_{\text{esc}})^n}{P_{\text{esc}}} \quad (1.5)$$

となる。式(1.4)を式(1.5)に代入すると、

$$N(\geq E) \propto \frac{(1 - P_{\text{esc}})^{\frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1+\xi)}}}{P_{\text{esc}}} = \frac{1}{P_{\text{esc}}} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\frac{-\ln\left(\frac{1}{1-P_{\text{esc}}}\right)}{\ln(1+\xi)}} = \frac{1}{P_{\text{esc}}} \left(\frac{E}{E_0} \right)^\gamma \quad (1.6)$$

となる。ここで、

$$\gamma = \frac{-\ln\left(\frac{1}{1-P_{\text{esc}}}\right)}{\ln(1+\xi)} \simeq \frac{P_{\text{esc}}}{\xi} = \frac{1}{\xi} \frac{\tau_{\text{cycle}}}{\tau_{\text{esc}}} \quad (1.7)$$

である。ここで τ_{cycle} は加速1回にかかる時間、 τ_{esc} は加速領域に留まっている時間である。このように、フェルミ加速は、べき乗のスペクトルを持ち、高いエネルギーに加速させるためには加速時間に長い時間をかければよく、また、加速領域の寿命が τ_A ならば、そこで加速できる最高エネルギーは $E_{\text{max}} = E_0(1+\xi)^{\frac{\tau_A}{\tau_{\text{cycle}}}}$ となる。

1.3.2 超新星残骸での衝撃波加速

超新星残骸での衝撃波加速での最大加速エネルギーを計算する。衝撃波平面の速度を u 、粒子の速度を v とする。このとき単位時間あたりのエネルギーの増加率は、

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\xi E}{T_{\text{cycle}}} \quad (1.8)$$

となる。 T_{cycle} は1回の衝突にかかる時間、 ξE は衝突ごとに得るエネルギーである。ここで ξ を以下のように求める。加速する前のエネルギーを E_1 、加速後のエネルギーを E_2 とする。動いている衝撃波の静止系での粒子の全エネルギー E'_1 は(静止質量+運動エネルギー)であり、

$$E'_1 = \gamma E_1(1 - \beta \cos \theta_1) \quad (1.9)$$

と表される。ここで、 γ はローレンツ因子、 $\beta = v/c$ 、 θ_1 は粒子の移動方向と衝撃波の移動方向のなす角である。散乱は全て弾性散乱であるので E'_2 を静止系での加速後のエネルギーとして、 $E'_1 = E'_2$ が成り立つ。よって、

$$E_2 = \gamma E'_2(1 + \beta \cos \theta'_2) \quad (1.10)$$

以上より、

$$\frac{\Delta E}{E_1} = \frac{1 - \beta \cos \theta_1 + \beta \cos \theta'_2 - \beta^2 \cos \theta_1 \cos \theta'_2}{1 - \beta^2} - 1 = \xi \quad (1.11)$$

ここで、 $\cos \theta_1$ の平均 $\langle \cos \theta_1 \rangle$ を求める。衝撃波は平面と考えているので、静止系では $(-\pi \leq \theta_1 \leq 0)$ の間で等方的である。よって、

$$\frac{du}{d \cos \theta_1} = 2 \cos \theta_1 \quad (1.12)$$

$$\int_{-1}^0 \cos \theta_1 2 \cos \theta_1 d \cos \theta_1 = \langle \cos \theta_1 \rangle = -\frac{2}{3} \quad (1.13)$$

となる。同様にして $\cos \theta'_2 = 2/3$ となるので、式1.11は、

$$\xi = \frac{1 + \frac{4}{3}\beta + \frac{4}{9}\beta^2}{1 - \beta^2} - 1 \sim \frac{4}{3}\beta = \frac{4}{3} \frac{u_1 - u_2}{c} \quad (1.14)$$

となる。ここで、 u_1 は衝撃波の上流領域 (衝撃波の進行方向前方) での静止系での速度、 u_2 は衝撃波の下流領域 (衝撃波の進行方向後方) での静止系での速度である。

この式を積分することで、最大加速エネルギー E_{\max} を計算する。

$$E_{\max} = \int_0^{T_{\text{cycle}}} \frac{dE}{dt} \cdot dt \quad (1.15)$$

まず、 T_{cycle} を見積もる。衝撃波の上流での粒子の流れ \mathbf{J} は、

$$\mathbf{J} = -D\nabla N + \mathbf{u}N \quad (1.16)$$

ここで D は衝撃波の拡散計数、 N は粒子数密度を示す。 \mathbf{u}_1 は衝撃波面に対して相対的に負の方向になり、定常状態では $\mathbf{J} = 0$ となり、簡単のために z 方向の 1 次元で考えると、

$$D_1 \frac{dN}{dz} = -u_1 N \quad (1.17)$$

となる。よって上流領域では、

$$N(z) = \rho \exp\left(-\frac{u_1}{D_1} z\right) \quad (1.18)$$

となる。ここで、 D_1 は上流領域での衝撃波の拡散計数、 ρ は衝撃波での粒子の数密度である。上流領域の単位面積あたりの粒子数は $\rho D_1/u_1$ となる。また、衝撃波面と粒子の単位面積あたりの衝突回数は、

$$\int_0^1 d \cos \theta \int_0^{2\pi} d\phi \frac{c\rho}{4\pi} \cos \theta = \frac{c\rho}{4} \quad (1.19)$$

となる。そのため上流領域での滞在時間は、

$$T_{\text{上流}} = \rho \frac{D_1}{u_1} \div \frac{c\rho}{4} = \frac{4D_1}{cu_1} \quad (1.20)$$

となる。下流領域では滞在時間の計算に粒子が脱出するかどうかを考慮に入れる必要があるので、上流領域ほど簡単には計算できない。ここでは、単純に上流領域と同じであるとして、滞在時間を $T_{\text{下流}} = 4D_2/cu_1$ とすると (D_2 は下流領域での衝撃波の拡散計数)、衝突にかかる時間 T_{cycle} は、

$$T_{\text{cycle}} = T_{\text{上流}} + T_{\text{下流}} = \frac{4}{c} \left(\frac{D_1}{u_1} + \frac{D_2}{u_2} \right) \quad (1.21)$$

となる。

次に拡散計数を見積もる。拡散における平均自由行程 λ_D と拡散計数 D の関係は以下の式で表される。

$$\lambda_D = \frac{3D}{v} \sim \frac{3D}{c} \quad (1.22)$$

ここで、 λ_D はラーモア半径よりは小さくならないと考える。ラーモア半径 r_L は荷電粒子の磁場中でのらせん運動の半径であり、

$$r_L = \frac{pc}{ZeB} \quad (1.23)$$

と表される。ここで、 e 、 Z 、 p 、 B はそれぞれ、電気素量、粒子の原子番号、磁場に垂直な方向の運動量、磁場の強さである。よって、拡散計数の最小値 D_{\min} は、

$$D_{\min} = \frac{r_L c}{3} \sim \frac{1}{3} \frac{Ec}{ZeB} \quad (1.24)$$

となる。ここで u_1 と u_2 の関係を求める。上流領域と下流領域の密度をそれぞれ ρ_1 、 ρ_2 とすると、連続の式より $\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2$ となる。よって、

$$\frac{u_1}{u_2} = \frac{\rho_1}{\rho_2} \approx \frac{\left(\frac{c_p}{c_v} + 1\right) M^2}{\left(\frac{c_p}{c_v} - 1\right) M^2 + 2} \quad (1.25)$$

となる。ここで c_p は定圧比熱、 c_v は定積比熱、 M はマッハ数であり、音速 c_1 を用いて、 $M = u_1/c_1$ と表され、 $M \gg 1$ ならば、 $u_1/u_2 \sim 4$ となる。よって、 $D_1 = D_2 = D_{\min}$ とすると T_{cycle} は、

$$T_{\text{cycle}} = \frac{4}{c} \left(\frac{D_1}{u_1} + \frac{D_2}{u_2} \right) = \frac{20E}{3ZeB} \quad (1.26)$$

となる。よって、最大加速エネルギー E_{\max} は、

$$E_{\max} = \int_0^{T_A} \frac{dE}{dt} dt = \int_0^{T_A} \frac{\xi E}{T_{\text{cycle}}} dt = \int_0^{T_A} \frac{u_1}{c} \frac{3u_1 ZeB}{20} dt = \frac{3}{20} \frac{u_1}{c} ZeB (u_1 T_A) \quad (1.27)$$

となる。ここで T_A は加速源の寿命である。質量が $10M_{\odot}$ の天体の超新星爆発の放出速度を 5×10^8 [cm/s]、 $T_A \sim 1000$ yr、 B を $3 \mu\text{G}$ とすると、

$$E_{\max} \simeq Z \times 3 \times 10^{13} \text{ [eV]} \quad (1.28)$$

となる。

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} で減少するので、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。フラックスの大きい 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される二次宇宙線シャワーを大きな検出面積を持つ検出器で間接的に測定されている。

1.4.1 空気シャワー現象

P. Auger は 1938 年に、GM 計数管を 150 m 離して設置して観測した結果から、ノイズ起因以外の同時計数が存在すること、すなわち、「拡大空気シャワー」(Extensive Air Shower, 以後 EAS と表記) が存在することを示し、それらの起源が宇宙線が大気上空でカスケードを起こして生成されたシャワーであることを示した [18]。宇宙線は大気上空で窒素や酸素などの大気中の原子核と相互作用し粒子の多重発生を起こす。この二次粒子がさらに粒子を生成し、カスケード現象を起こす。これを空気シャワー現象と呼ぶ。通常、空気シャワーは高エネルギーハドロンによる核カスケードと高エネルギーガンマ線による電磁カスケードからなる。

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相互作用した場合、 π や K といったハドロンの多重生成 (核カスケードと呼ばれる) が起きる。生成された二次粒子の大部分は最終的に π となる。そのうち π^0 は寿命が短く (8.4×10^{-17} s)、2 個のガンマ線に崩壊し、そのガンマ線が電磁カスケードを生成する。 π^{\pm} の寿命は 2.60×10^{-8} s で、

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.29)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.30)$$

と崩壊する。 μ^\pm の寿命は 2.20×10^{-6} s で、

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (1.31)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (1.32)$$

と崩壊する。大気の厚み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多数の粒子が生成される。これをカスケードと呼ぶ。図 1.4 はこの様子を模式的に示したものである。

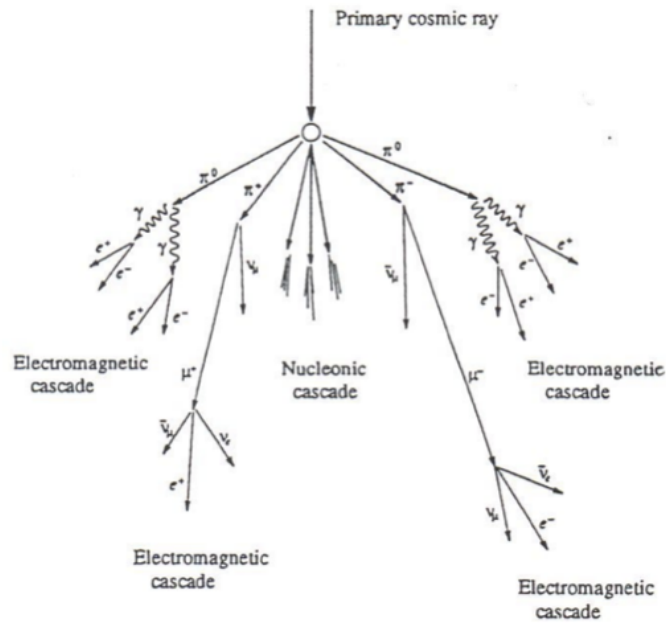


図 1.4: 空気シャワーが発達する様子を模式的に示したものの。

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。これらの電子と陽電子は制動放射によってガンマ線を生成する。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 の式より次式で表される。

$$-\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{brems}} \approx E \frac{4Z^2 r_e^2 N_A}{137A} \ln \left(183Z^{-\frac{1}{3}} + \frac{1}{18} \right) \quad (1.33)$$

ここで、 Z 、 A はそれぞれターゲットの原子核の原子番号、質量数である。また、 r_e は古典電子半径、 N_A はアボガドロ定数である。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のエネルギーから $1/e$ になる厚さのことであり、以下のように定義される。

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4Z^2 r_e^2 N_A}{137A} \ln \left(183Z^{-\frac{1}{3}} + \frac{1}{18} \right) \quad (1.34)$$

よって、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、放射長を用いて以下のように表される。

$$-\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{brems}} \approx \frac{E}{X_0} \quad (1.35)$$

一方、電子対生成の相互作用長 X_{pair} は以下のように表される。

$$\frac{1}{X_{\text{pair}}} = \frac{7}{9} \frac{4Z^2 r_e^2 N_A}{137A} \ln \left(183Z^{-\frac{1}{3}} + \frac{1}{18} \right) \quad (1.36)$$

よって、

$$\frac{1}{X_{\text{pair}}} \approx \frac{7}{9} \frac{1}{X_0} \quad (1.37)$$

となり、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カスケードである。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る。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。

$$-\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{ion}} \approx \frac{2\pi Z(z e^2)^2 N_A}{AMv^2} \left[\ln \frac{2v^2 \gamma^2 W}{I^2} - 2\beta^2 \right] \quad (1.38)$$

ここで I 、 ze 、 v 、 M はそれぞれ、イオン化エネルギー、粒子の電荷、速度、質量である。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 [19]。

1.4.2 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徐々に増大し、それ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。

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については、以下の近似式が用いられる。

$$N_e \sim \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp \left[t \left(1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right] \quad (1.39)$$

$$y = \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right) \quad (1.40)$$

$$s = \frac{3t}{t + 2y} \quad (1.41)$$

ここで、 t は電子の大気中での放射長 $38[\text{g}/\text{cm}^2]$ 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、 $s \sim 1$ となる [20]。

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。

$$N(X) = N_{\max} \left(\frac{X - X_0}{X_{\max} - X_0} \right)^{\frac{X_{\max} - X_0}{\lambda}} \exp \left(\frac{X_{\max} - X}{\lambda} \right) \quad (1.42)$$

ここで、 N_{\max} は最大発達時の総荷電粒子数、 X_{\max} は最大発達深さ [g/cm^2]、 X_0 は一次宇宙線の最初の相互作用点の深さ [g/cm^2]、 λ は縦方向発達の減衰長で $70[\text{g}/\text{cm}^2]$ 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 $E_0[\text{eV}]$ として、 $N_{\max} \sim 2 \times E_0 \times 10^{-9}$ の関係がある。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。これは重い原子核ほど大気との相互作用断面積が大きいいため、より上空で発達が始まること、さらに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 λ 進んだところで二次粒子がガンマ線なら電子対生成を、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。距離 X 進んだ時の総粒子数 $N(X)$ は、

$$N(X) = 2^{\frac{X}{\lambda}} \quad (1.43)$$

となり、一粒子あたりのエネルギー $E(X)$ は、

$$E(X) = \frac{E_0}{N(X)} = E_0 2^{-\frac{X}{\lambda}} \quad (1.44)$$

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、総粒子数は減少に転じるため、 $E = E_c$ のときに $N = N_{\max}$ 、 $X = X_{\max}$ となる。式 (1.44) より、

$$E_c = \frac{E_0}{N_{\max}} \quad (1.45)$$

$$N_{\max} = \frac{E_0}{E_c} = 2^{\frac{X_{\max}}{\lambda}} \quad (1.46)$$

となる。ゆえに、

$$X_{\max} \propto \ln(E_0) \quad (1.47)$$

と表される。

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、簡単のために原子核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 A 個が作る空気シャワーの重ね合わせとみなすことができるため、 X_{\max} は、式 (1.47) で $E_0 = E_0/A$ と置き換えて、

$$X_{\max} \propto \ln(E_0/A) \quad (1.48)$$

と表される。現実の空気シャワーはこれほど単純ではないが、 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。

1.4.3 空気シャワーの横方向分布

電磁カスケードは大気中での電子の多重クーロン散乱によって横方向へ広がっていく。電磁カスケードの横方向分布は解析的に求められており [21]、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る [20]。

空気シャワー中心から距離 R の位置での電子数密度 $\rho_e(R)$ は以下の式で表される。

$$\rho_e(R) = C \frac{N_e}{R_M^2} \left(\frac{R}{R_M} \right)^{s-2.0} \left(1 + \frac{R}{R_M} \right)^{s-4.5} \quad (1.49)$$

$$C = \frac{\Gamma(4.5 - s)}{2\pi\Gamma(s)\Gamma(4.5 - 2s)} \quad (1.50)$$

ここで、 N_e は総荷電粒子数、 R_M はモリエールユニットである。モリエールユニットとは、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あり、電磁カスケードの発達の数値を示すものであり、

$$s = \frac{3t}{t + 2\ln(E_0/\epsilon_0)} \quad (1.51)$$

である。ここで、 N_e はカスケードの親粒子のエネルギー、 t は X_0 を単位とした大気の厚さである。

ハドロンによって引き起こされる空気シャワーは純粋な電磁カスケードとは様相が異なる。ハドロン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 π_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 π_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 π_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 関数の外挿によって得られる分布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 [23]。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。

$$\rho_e(R) \propto \left(\frac{R}{R_M} \right)^{-\alpha} \left(1 + \frac{R}{R_M} \right)^{-(\eta-\alpha)} \quad (1.52)$$

AGASA グループの結果によると、電磁成分の横方向分布は 1 km 以遠で粒子数密度が減少しているため、上記の Linsley による式 (1.52) ではその構造を十分に表すことができないため、横方向分布に以下のように補正項を加えた。

$$\rho_e(R) = C \frac{N}{R_M^2} \left(\frac{R}{R_M} \right)^{-\alpha} \left(1 + \frac{R}{R_M} \right)^{-(\eta-\alpha)} \left(1.0 + \left(\frac{R}{1[\text{km}]} \right)^2 \right)^{-\delta} \quad (1.53)$$

$$C = \frac{\Gamma(\eta - \alpha)}{2\pi\Gamma(2 - \alpha)\Gamma(\eta - 2)} \quad (1.54)$$

$$\alpha = -1.2, \eta = (3.97 \pm 0.13) - (1.79 \pm 0.62)(\sec \theta - 1), \delta = 0.6 \pm 0.1 \quad (1.55)$$

次に、シャワー中のミューオン成分に注目すると、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 (\sim 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 らによる実験式で表される [24]。

$$\rho_{\mu}(\geq E_{\mu}, R) = g(E_{\mu}, R) \frac{N_{\mu} C_{\mu}}{R_0^2} \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-\alpha} \left(a.0 + \frac{R}{R_0} \right)^{-\delta} \quad (1.56)$$

$$C_{\mu} = \frac{\Gamma(\beta)}{2\pi\Gamma(2-\alpha)\Gamma(\alpha+\beta-2)} \quad (1.57)$$

$$g(E_{\mu}, R) = \left(\frac{51}{50 + E_{\mu}} \right) \left(\frac{3}{2 + E_{\mu}} \right)^{0.14R^{0.17}} \quad (1.58)$$

$$\alpha = 0.75, \beta = 2.5 \quad (1.59)$$

ここで E_{μ} はミューオンのエネルギーしきい値、 N_{μ} 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 となる。

1.4.4 空気シャワー粒子の到来時間分布

図 1.5 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。シャワー平面に対する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、シャワー中心からの距離を R 、シャワーの天頂角を θ 、一次粒子のエネルギーを E として次式で表される [25]。

$$\langle\sigma_t\rangle = \sigma_{t_0} \left(1 + \frac{R}{R_t} \right)^b [\text{sec}] \quad (1.60)$$

ここで、 $\sigma_{t_0} = 1.6\text{ns}$ 、 $R_t = 30\text{m}$ 、 $b = (2.08 \pm 0.08) - (0.40 \pm 0.06) \sec \theta + (0 \pm 0.06) \log(E/10^{17}\text{eV})$ である。

この関数は AGASA グループによって改良されており、シャワー平面に対するシャワー粒子の遅れの平均 T_D とその標準偏差 T_S はシャワー中心からの距離と R と粒子数密度 ρ の関数として、以下のように表される [26, 27]。

$$T_D(\rho, R) = 2.6 \left(1 + \frac{R}{3000[\text{cm}]} \right)^{1.5} \rho^{-0.5} \times 10^{-9} [\text{sec}] \quad (1.61)$$

$$T_S(\rho, R) = 2.6 \left(1 + \frac{R}{3000[\text{cm}]} \right)^{1.5} \rho^{-0.3} \times 10^{-9} [\text{sec}] \quad (1.62)$$

1.4.5 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と大気蛍光を観測する方法の 2 種類がある。

地表検出器による観測方法

多数の粒子検出器を地表に配置して空気シャワー粒子を検出し、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用いられている。

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。このうち電磁成分とミューオン成分を観測する検出器として現在最

も一般的に用いられているのは、プラスチックシンチレータを用いたシンチレーション検出器である。また、ミューオン成分のみを選択的に検出するために、コンクリートや鉛でシールドされたシンチレーション検出器や比例計数管でミューオン検出器を構成し、追加して配置する場合もある。

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 1.5 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。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揺らぎの影響も受ける。

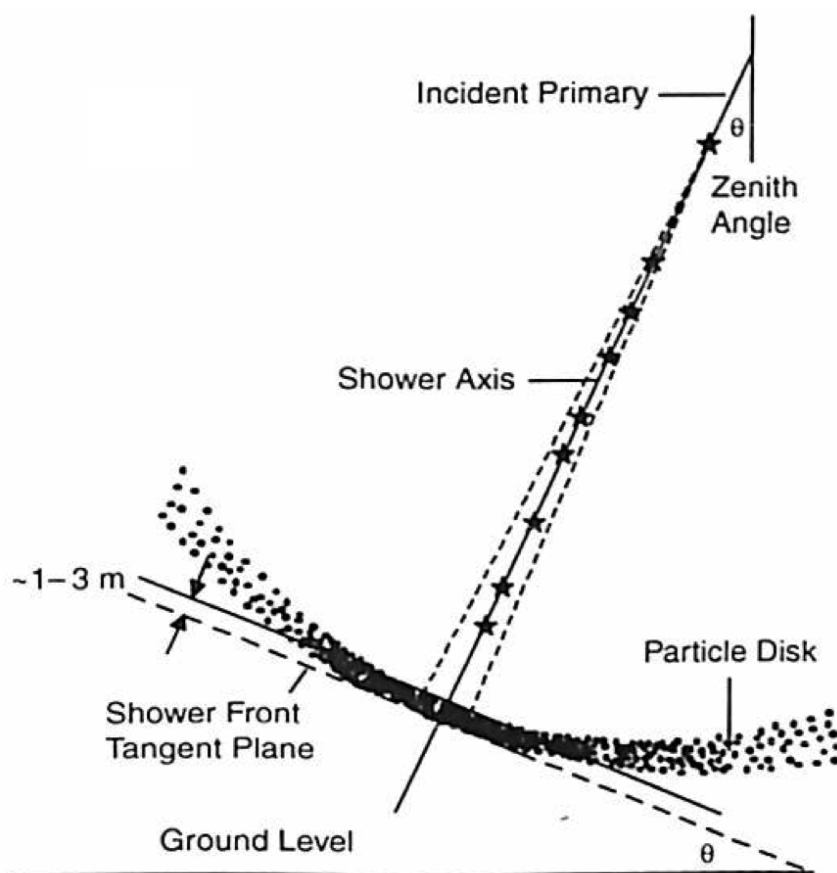


図 1.5: 空気シャワーの概略図 [22]。

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り、この手法が最初に論じられたのは1958年の乗鞍シンポジウムである。図1.6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が議論された [29]。一次宇宙線のエネルギーが 10^{19} eV ならば、この手法によって 20 km 遠方の空気シャワーを観測することができる [30]。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、また、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という利点がある。

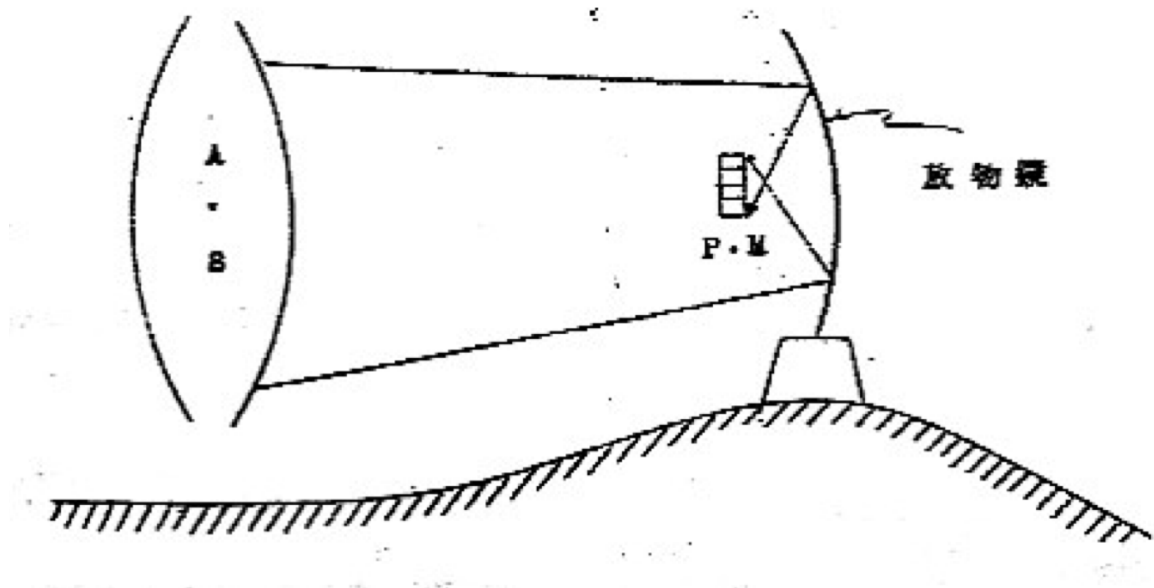


図 1.6: 乗鞍シンポジウムで描かれた大気蛍光法による空気シャワー観測方法 [29]。

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決定の二段階を経て行なわれる。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 1.7 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り、これは非常に単純でかつ精度が良い。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。

1.5 “2nd knee” 領域の宇宙線

宇宙線物理学で、現在最も重要な課題の一つは、図 1.1 に示される宇宙線エネルギースペクトルの $10^{17.5}$ eV 付近に見られる “2nd knee” と呼ばれる折れ曲がり構造の解明である。この節では “2nd knee” 領域の宇宙線を観測することがなぜ重要なのか、また、現在の “2nd knee” のエネルギー領域における宇宙線の観測結果について述べる。

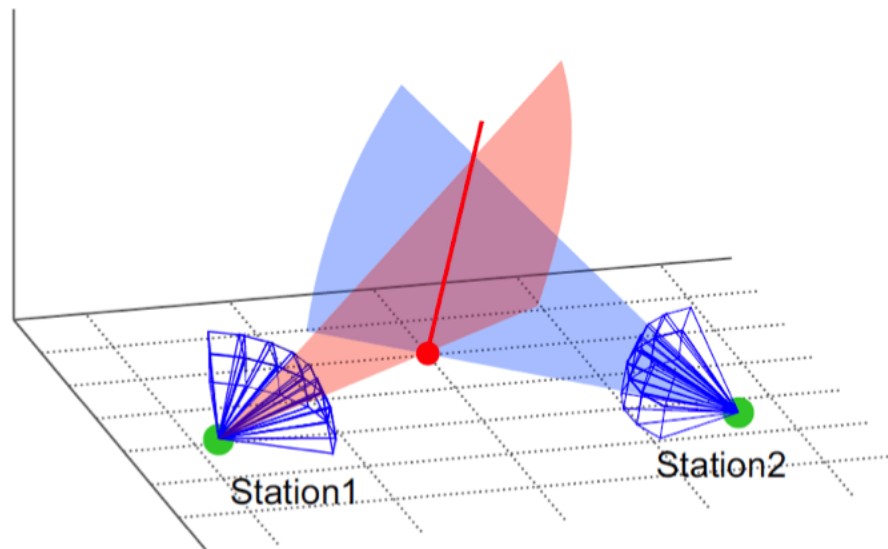


図 1.7: 望遠鏡による空気シャワーのステレオ観測の概念図。

1.5.1 銀河系内宇宙線から銀河系外宇宙線への遷移

$10^{15.5}$ eV 付近の “knee” 領域とそれ以上のエネルギー領域の空気シャワー観測実験から、一次宇宙線の平均質量数は宇宙線のエネルギーの増加とともに徐々に大きくなり、主成分が重い原子核に遷移していることが分かっている。これは 1.2 節で示したように、加速領域や閉じ込め領域からのもれだしによるもので、電荷の小さな粒子ほど磁場による閉じ込め効果が効きにくくなり、銀河系外に逃げ出していくためにフラックスが減少していく。 $10^{15.5}$ eV での “knee” で組成が陽子であるとすれば、knee よりも 26 倍高いエネルギー、すなわち $\sim 10^{17}$ eV 付近では、電荷が小さいヘリウムや炭素などのフラックスは小さくなり、主成分が鉄原子核となる。

そのエネルギーを超えると、宇宙線の起源が銀河系内から銀河系外へ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。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ともに急激に変化し、さらに重い原子核成分と軽い原子核成分が混在しているために最大発達深さの分布は非常に広くなると期待される。このような変化が見つかれば、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になると考えられている。

1.5.2 “2nd knee” 領域の観測結果の現状

この “2nd knee” 領域付近の宇宙線を観測している代表的な実験として、IceCube、IceTop 実験、KASCADE 実験、KASCADE Grande 実験、Tunka 実験、Yakutsk 実験がある。これらの実験結果にはある程度の一致が見られるものの、統一的理解は得られていない。本節ではこれらの実験について簡単に紹介し、観測結果をまとめる。

IceCube 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。検出器は球型のチェレンコフ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 1450~2450 m の深さまで沈める。これを 120 m 間隔で 86 本埋没し、やがて約 1 km^3 の有効検出体積を持つ。それに加えて IceCube の上部の地表に、水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 ステーション設置し、IceTop と呼ばれる約 1 km^2 の検出面積を持つ空気シャワーアレイを展開している [31]。これらによって、およそ $10^{15} \sim 10^{18} \text{ eV}$ のエネルギー領域の宇宙線を観測している [32]。

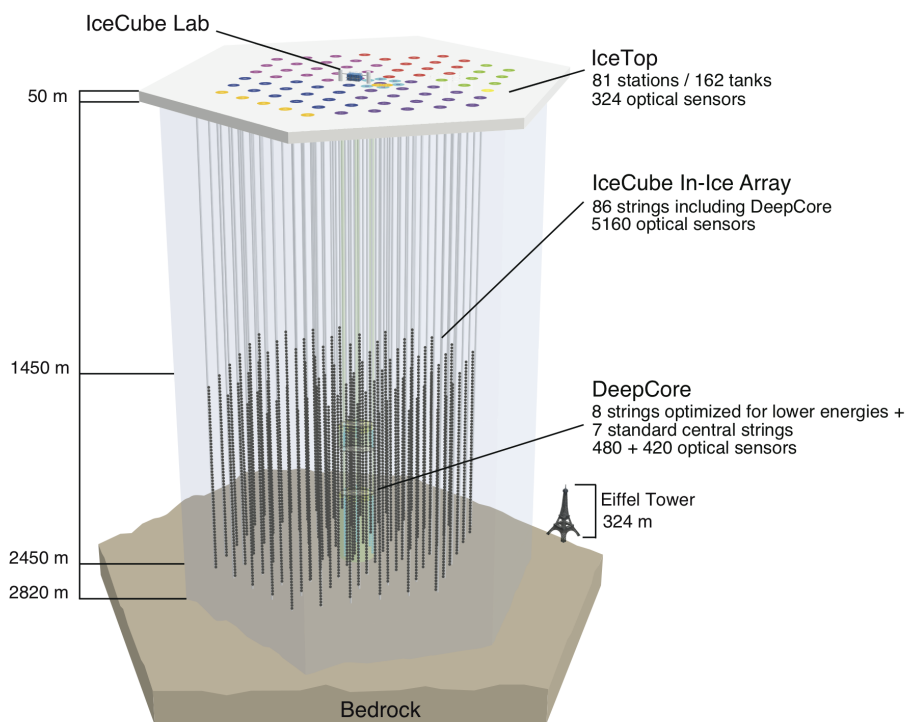


図 1.8: IceCube と IceTop の配置図 [31]。

KASCADE と KASCADE-Grande 実験

KASCADE は Karlsruhe Shower Core and Array DEtector の略であり、その名の通り、ドイツのカルスルーエ工科大学に展開されていた。その構成を図 1.9 に示す。KASCADE は 1980 年代末から建設が始まり、1996 年から観測が開始された [33]。地表検出器アレイは $200 \text{ m} \times 200 \text{ m}$ の面積内に 13m 間隔で 252 台の検出器が設置された [33]。シャワーの芯付近を観測するために、 $20 \text{ m} \times 16 \text{ m} \times 4 \text{ m}$ のハドロンカロリメーター 1 台と 128 m^2 のミュオントラッキング検出器 1 台からなる巨大で精密な中心検出器を持つ観測実験であった。

その後、イタリアで 1989 年から稼働していた EAS-TOP の終了（2000 年）にともない、使用されていた面積 10 m^2 のシンチレーション検出器 37 台が KASCADE を含む 0.5 km^2 の領域におよそ 137m 間隔で設置され、2003 年に KASCADE-Grande 実験として観測が開始された [34]。その

構成を図 1.10 に示す。KASCADE-Grande 実験は $10^{16} \sim 10^{18}$ eV のエネルギー領域の宇宙線を 2003 から 2012 年にかけて観測していた [35]。

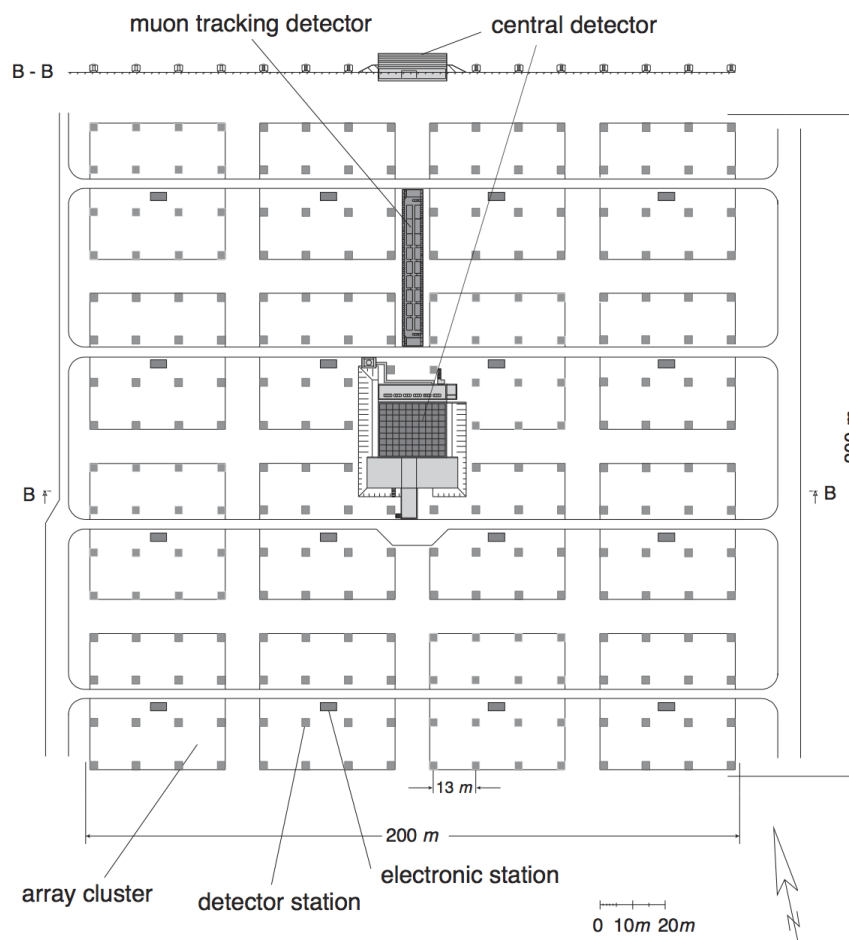


図 1.9: KASCADE アレイの検出器配置図 [33]。

Tunka 実験

Tunka 実験はロシアの南東部にあるバイガル湖から約 50km 離れた Tunka 渓谷に展開されている。1つのクラスターは鉛直上方に向けた 8 インチ PMT7 本で構成される空気チェレンコフ光検出器である。このクラスターを 85 m 間隔に 19 クラスターを円形に設置し、その中心から半径 1 km の地点にさらに 6 クラスターを設置し、図 1.11 に示すように全体でおよそ 3 km^2 の検出面積を持つ [38]。これによって、およそ $10^{15} \sim 10^{18}$ eV のエネルギー領域の宇宙線を観測している [39]。

Yakutsk 実験

Yakutsk 実験はロシアの北東部の Yakutsk の近くの Oktyomtsy に展開されている。地表に配置された 2 m^2 のシンチレータ検出器 58 台と、地下に配置された 20 m^2 のミュオン検出器 6 台と 48 台の空気チェレンコフ光検出器で構成され、 8.2 km^2 の有効検出面積を持つ [40]。これによって、およそ $10^{15} \sim 10^{18}$ eV のエネルギー領域の宇宙線を観測している [41]。

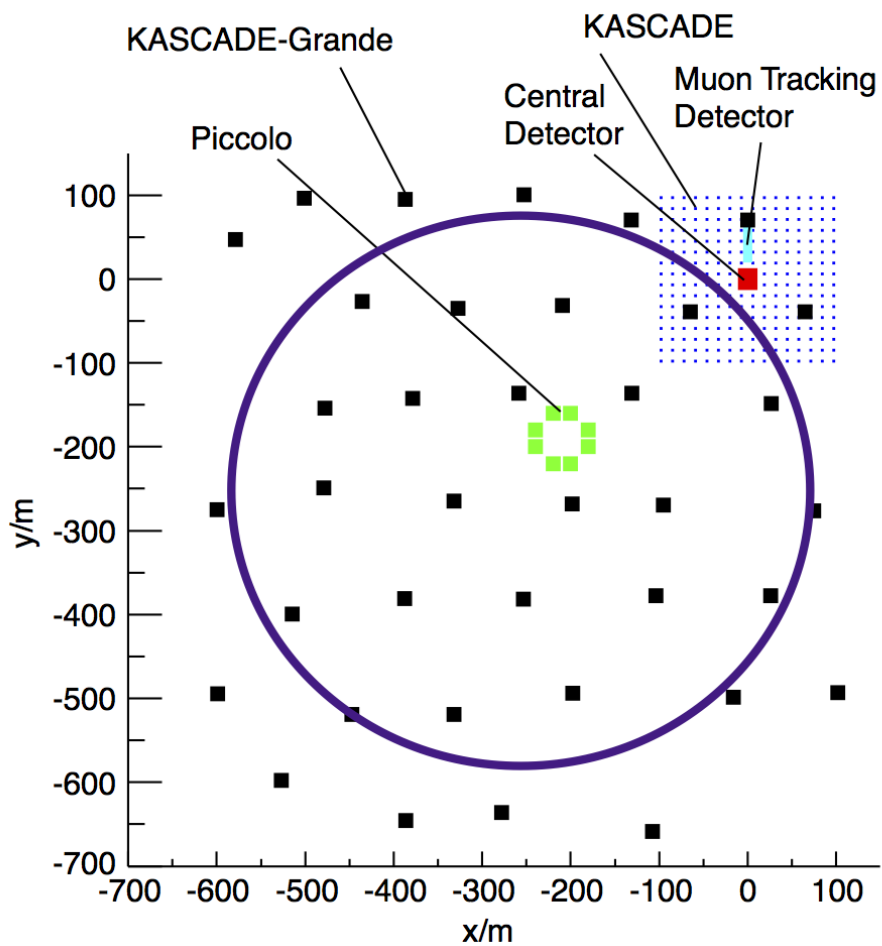


図 1.10: KASCADE-Grande アレイの検出器配置図 [34]。右上の細かいアレイが KASCADE アレイである。

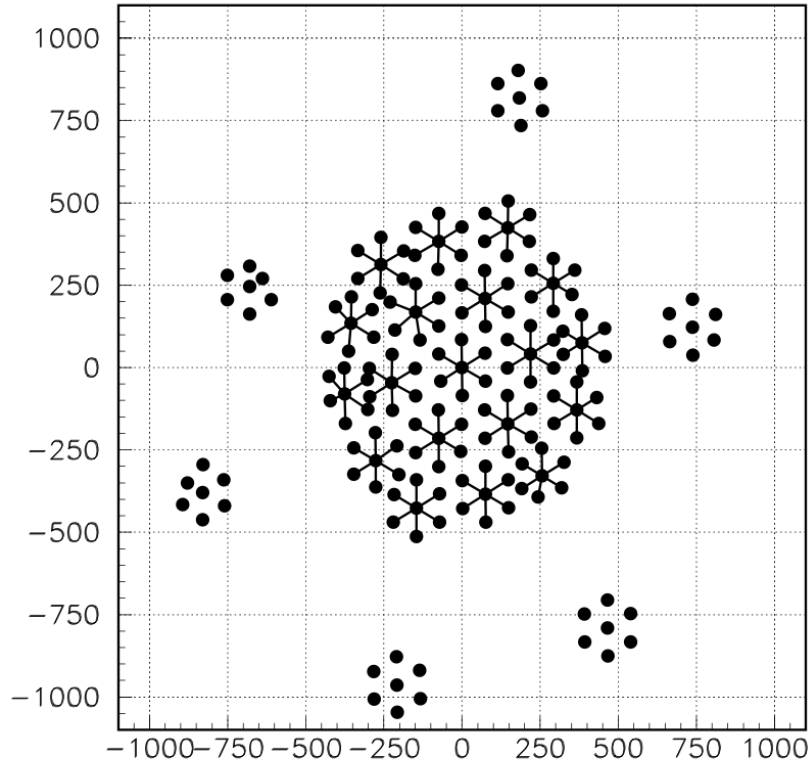


図 1.11: Tunka アレイの検出器配置図 [38]。

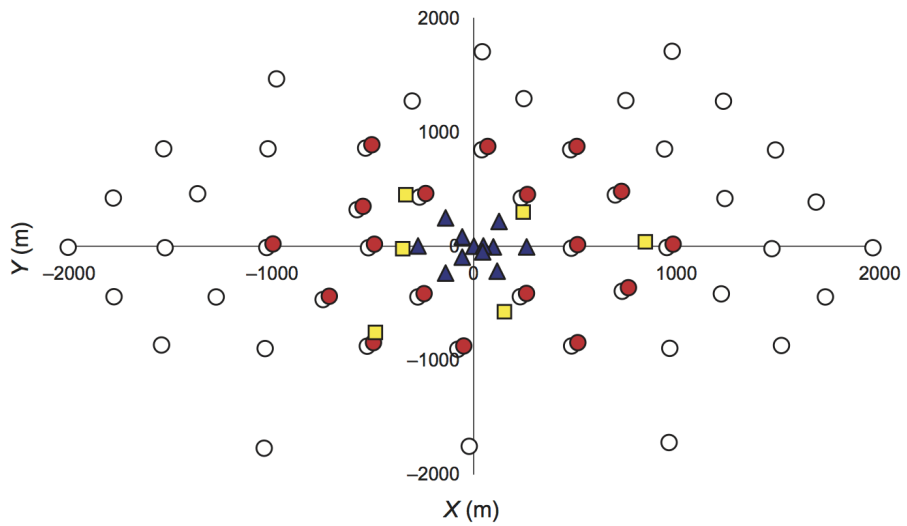


図 1.12: Yakutsk アレイの検出器配置図 [40]。

HiRes 実験

HiRes 実験は High Resolution Fly 's Eye Detector の略でアメリカのユタ州の Dugway に設置された、HiRes I、HiRes II と呼ばれる 2 サイトの大気蛍光望遠鏡で構成され、1997 年から 2006 年まで行なわれた宇宙線観測実験である。HiRes は 4 枚の鏡を四つ葉のクローバー型に取り付けたものを 1 telescope として HiRes I には 22 telescope、HiRes II には 42 telescope で構成されている。HiRes I と HiRes II は方位角方向は 360° カバーし、仰角方向は HiRes I で $3^\circ \sim 16.5^\circ$ 、HiRes II で $3^\circ \sim 30^\circ$ をカバーしている。これによって、およそ $10^{17} \sim 10^{20}$ eV のエネルギー領域の宇宙線を観測していた [42]。また、同じサイトで稼働していた、シカゴ大学の地表アレイ CASA、ミシガン大学の地下ミュオン検出器アレイ MIA との連動実験が 1992 年から 1996 年まで実施された [43]。

Auger 実験

Auger 実験はアルゼンチン中南部の Mendoza に設置された 1660 台の水チェレンコフ検出器と 4 サイトの大気蛍光望遠鏡を用いた極高エネルギー宇宙線観測実験で、およそ 3000 km^2 有効検出面積を持つ。水チェレンコフ検出器は直径 3.6 m、高さ 1.2 m で 12000 リットルの純水で満たされた水タンクに、9 インチの PMT3 本からなる。大気蛍光望遠鏡は、合成鏡で構成された telescope が 6 台で 1 つのサイトを構成しており、telescope 1 台で $30^\circ \times 30^\circ$ をカバーしている。これによって、およそ $10^{17.5} \sim 10^{20}$ eV のエネルギー領域の宇宙線を観測している [44]。

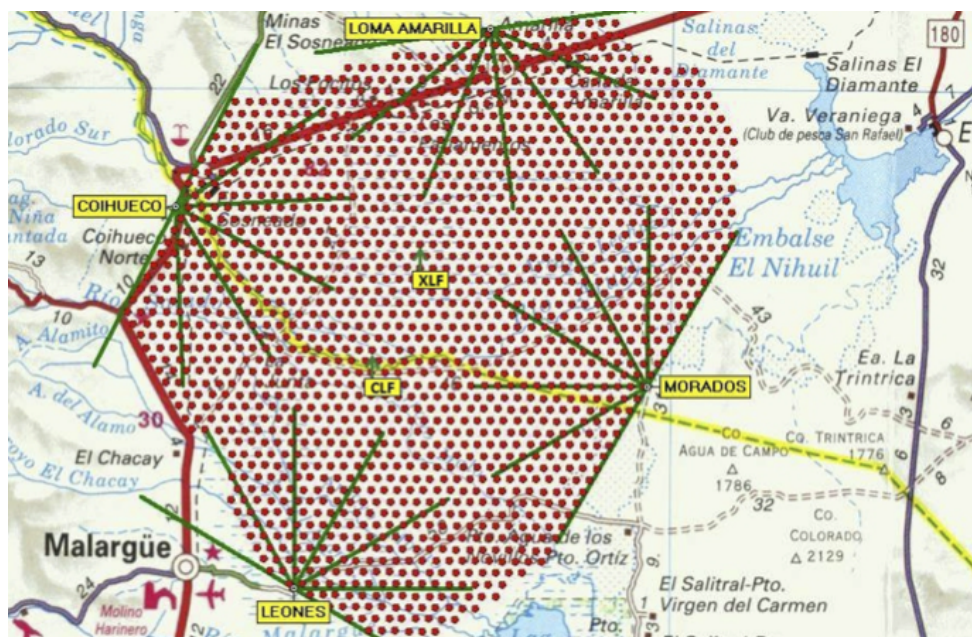


図 1.13: Auger 実験の検出器配置図 [44]。赤い点で示されているのが水チェレンコフ検出器で、緑の線で示されているのが大気蛍光望遠鏡の視野である。

1.5.3 “2nd knee” 領域のエネルギースペクトル

図 1.14、図 1.15、図 1.16、図 1.17 はそれぞれ IceTop、KASCADE-Grande、Tunka、Yakutsk によるエネルギースペクトルの観測結果である [32, 35, 39, 41]。ここで γ はスペクトルのベキの指数を表しており、それらを表 1.1 にまとめた。異なった 4 つの実験で γ の値を比べてみると似た構造が見られることがわかる。この結果からエネルギースペクトルにおける”2nd knee”の存在は、折れ曲がりのエネルギーは一致しないものの、実験的に確認されたといえる。

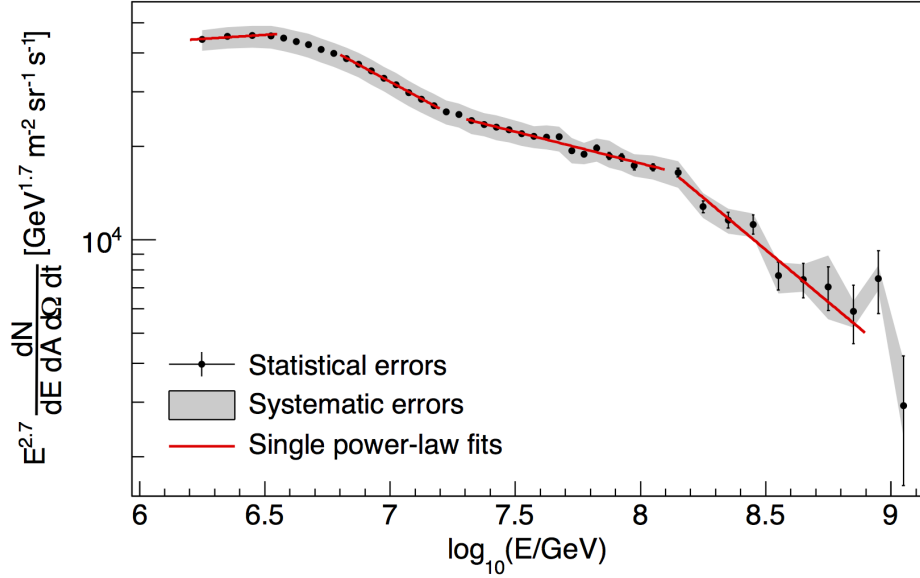


図 1.14: IceTop で観測されたエネルギースペクトル [32]。赤線は power-law による Fit の結果でそれぞれ左から $\gamma_0 = -2.648 \pm 0.002 \pm 0.06$ 、 $\gamma_1 = -3.138 \pm 0.006 \pm 0.03$ 、 $\gamma_2 = -2.903 \pm 0.010 \pm 0.03$ 、 $\gamma_3 = -3.374 \pm 0.069 \pm 0.08$ である。

1.5.4 ”2nd knee” 領域の質量組成

図 1.18 に IceTop/IceCube、KASCADE、KASCADE-Grande、Tunka、HiResMIA、Auger で観測された質量組成を重ね書きしたものを示す [45]。横軸はエネルギーで縦軸は質量数の自然対数をとったものである。この図から、 $10^{17}\text{eV} \sim 10^{18}\text{eV}$ のエネルギー領域でエネルギーの増加とともに、質量組成の急激な変化が見てとれる。これは節 1.5.1 で述べた宇宙線起源の銀河系内から銀河系外への遷移の描像と一致する。しかし、各実験の誤差が大きく実験間の違いも大きいので、確たる証拠とはまだ言えない。そのため、今後このエネルギー領域において質量組成の小さい精密な観測を行うことが、宇宙線の銀河系内から銀河系外への遷移を解明するにあたって重要である。

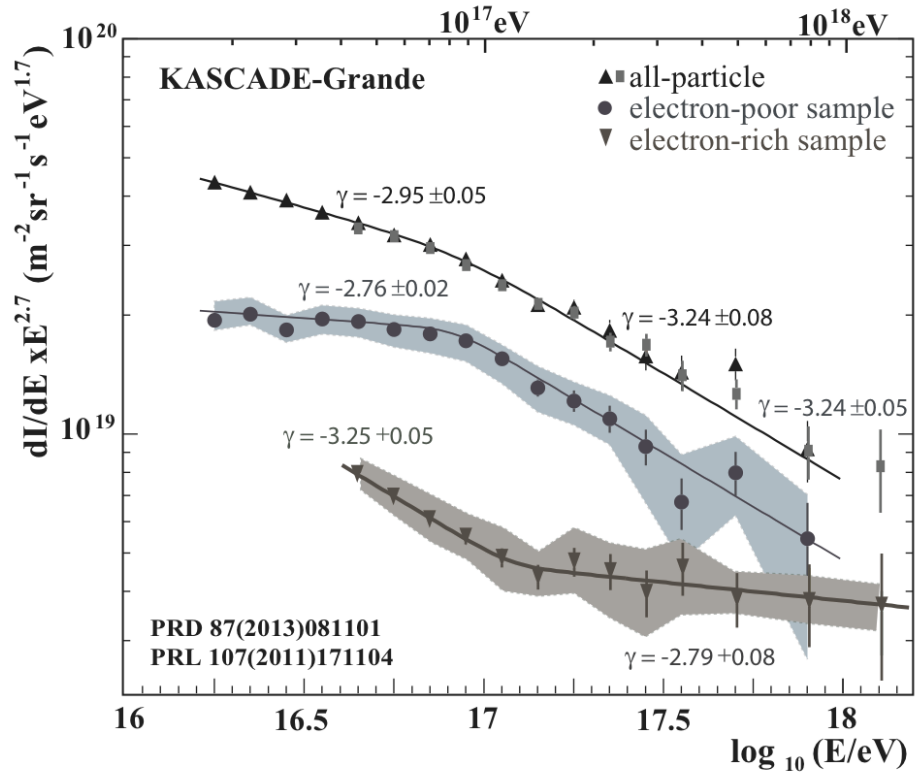


図 1.15: KASCADE-Grande 実験によって観測されたエネルギースペクトル [35]。上三角と四角は全粒子のスペクトルで、黒丸は electron-poor、つまり重い原子核成分のエネルギースペクトル、下三角は electron-rich、つまり軽い原子核成分のエネルギースペクトルである。四角と黒丸は [36] で発表されたスペクトル、上三角と下三角は [37] で発表されたスペクトルである。

実験名	γ_0	γ_1
IceToP	$\gamma_0 = -2.648 \pm 0.002 \pm 0.06$	$\gamma_1 = -3.138 \pm 0.006 \pm 0.03$
KASCADE – Grande	$\gamma_0 = -2.95 \pm 0.05$	$\gamma_1 = -3.24 \pm 0.08$
Tunka	$\gamma_0 = -2.65 \pm 0.01$	$\gamma_1 = -3.23 \pm 0.01$
Yakutsk	$\gamma_0 = -2.7 \pm 0.03$	$\gamma_1 = -3.12 \pm 0.03$
実験名	γ_2	γ_3
IceToP	$\gamma_2 = -2.903 \pm 0.010 \pm 0.03$	$\gamma_3 = -3.374 \pm 0.069 \pm 0.08$
KASCADE – Grande	$\gamma_2 = -3.24 \pm 0.05$	
Tunka	$\gamma_2 = -2.98 \pm 0.01$	$\gamma_3 = -3.35 \pm 0.11$
Yakutsk	$\gamma_2 = -2.92 \pm 0.03$	$\gamma_3 = -3.24 \pm 0.04$

表 1.1: IceTop、KASCADE-Grande、Tunka、Yakutsk によるエネルギースペクトルの観測によるスペクトルのベキの指数 γ を左から順にまとめたもの。

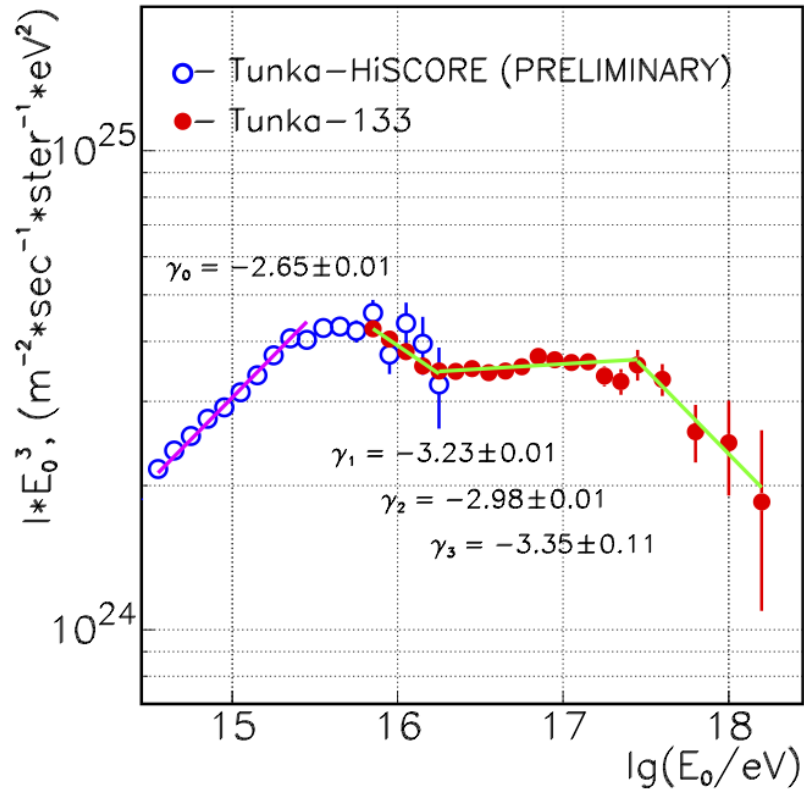


図 1.16: Tunka 実験で観測されたエネルギースペクトル [39]。

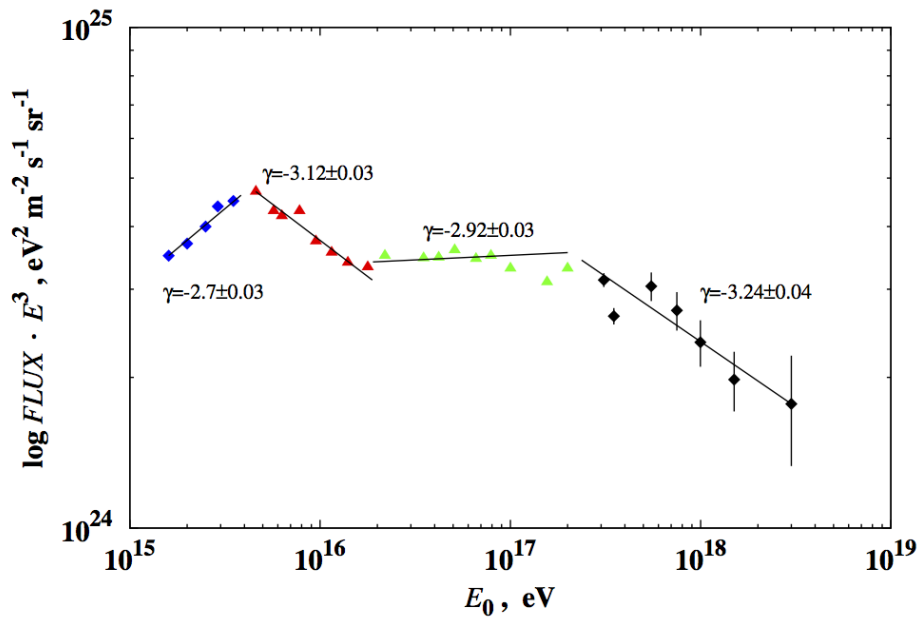


図 1.17: Yakutsk 実験で観測されたエネルギースペクトル [41]。

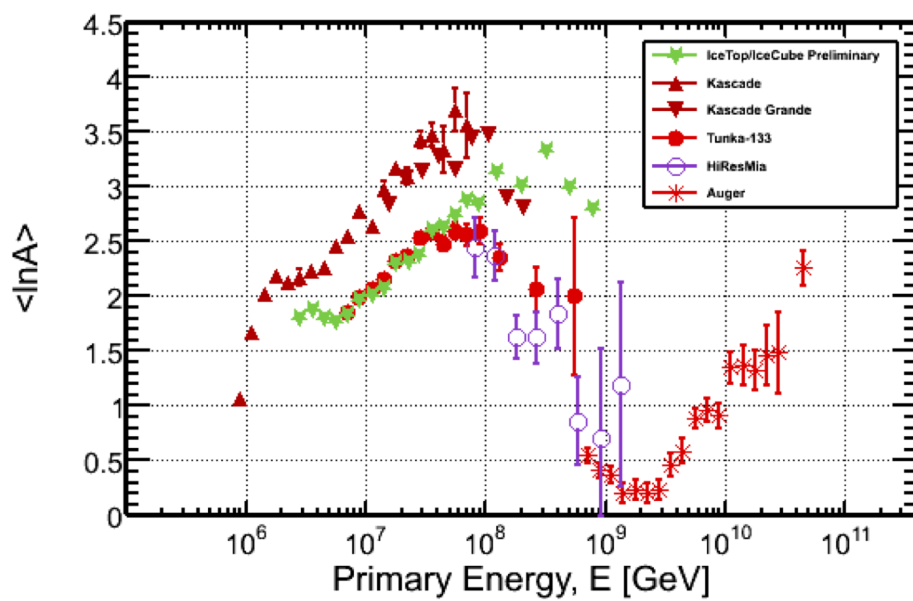


図 1.18: IceTop/IceCube、KASCADE、KASCADE-Grande、Tunka、HiResMIA、Auger で観測された質量組成 [45]。

第2章 TA Low Energy extension(TALE) 実験

Telescope Array(TA) 実験は日本、アメリカ、韓国、ロシア、ベルギーの国際共同研究であり、アメリカユタ州の砂漠にて約 700km² の有効検出面積を持つ地表検出器 507 台と 38 台の大気蛍光望遠鏡を設置し、異なる 2 種類の検出器によるハイブリッド観測を行なっている。TA は 2008 年から定常観測を続けている。TA Low Energy extension(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、 $10^{16.5} \sim 10^{20.5}$ eV までの 4 桁のエネルギー領域を、シャワー再構成の分解能が良い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エネルギースペクトルと質量組成の変化を小さい系統誤差で精度よく測定する。

2.1 TALE 実験の目的

2.1.1 銀河系内宇宙線から銀河系外宇宙線への遷移の検出

節 1.5.1 で述べたように、“2nd knee” のエネルギー領域で宇宙線が銀河系内起源から銀河系外起源へと遷移していると考えられている。この遷移領域では、銀河系内起源の重い原子核成分と、銀河系外起源の軽い原子核成分が混ざり合うため、空気シャワーの最大発達深さ X_{\max} の分布が広くなり、 X_{\max} を $\log_{10} E$ の関数としてプロットした時の傾きを表す elongation rate と呼ばれるパラメータも小さくなると期待される。TALE 実験では地表検出器アレイと大気蛍光望遠鏡によるハイブリッド観測で X_{\max} を高精度で測定することによって、 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、宇宙線の銀河系内起源から銀河系外起源への遷移の決定的な証拠を見つけることを目的としている。

2.2 TA 実験

TA 実験はエネルギー決定精度にシミュレーション依存性が少ない大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector, FD) と、完全自立で長時間稼働し統計量を稼ぐことが可能な地表検出器 (Surface Detector, SD) による空気シャワーアレイという異なる 2 種類の検出器によるハイブリッド観測で、 $10^{18} \sim 10^{20.5}$ eV 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 アレイの設置場所は設置、運用、修理作業に適した地形や立地が望まれる。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 の建設場所は観測時間を長く取るための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、また周囲に視界を遮るものが無い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アメリカユタ州のミラード郡西部の砂漠地帯 (平均標高 1400m、大気深さ 860g/cm²) が選ばれた。この地域は年

間降雨量は 250mm、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 1.2km 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で構成され、有効検出面積はおよそ 700km^2 である。FD は地表検出器アレイを囲うように、約 35km 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することができる。

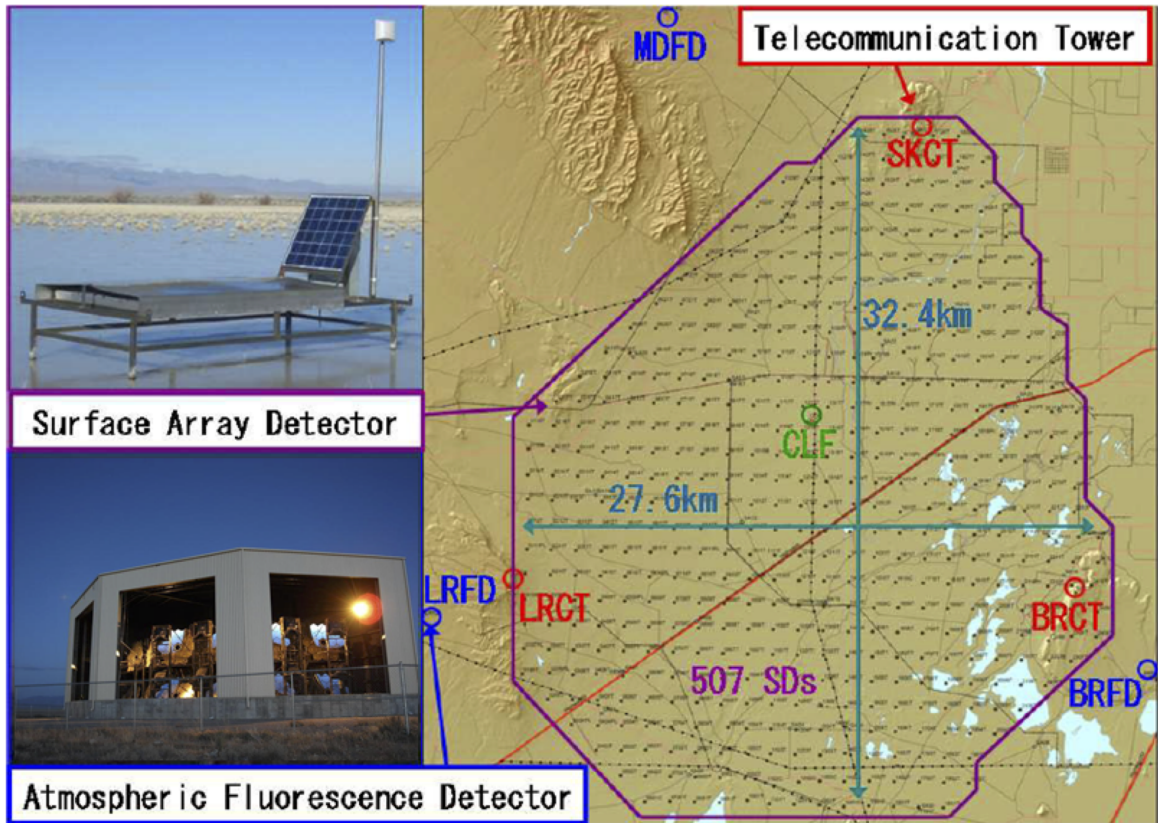


図 2.1: TA 実験の検出器の配置図。黒点が各 SD を、青丸が FD の各サイトを、赤丸が SD のデータ通信に用いられる通信塔を表す。また、左上の写真が SD、左下は FD ステーションの写真。

これまでの観測では図 2.2 のように 10^{18}eV 以上のエネルギースペクトルにいくつかの折れ曲がり構造が確認されている [6]。

これらの構造は、宇宙背景放射 (Cosmic Microwave Background, CMB) と一次宇宙線の衝突による π 中間子生成を起源とする GZK カットオフ ($10^{19.7}\text{eV}$) と、電子・陽電子対生成による dip ($10^{18.7}$) が見えていると解釈できる。また、図 2.3 のように平均 X_{max} の観測から、観測しているエネルギー領域全体で、 X_{max} の平均値は一次宇宙線の組成が純粋な陽子ということと矛盾しないことが分かった [6]。これらの結果より、極高エネルギー宇宙線は銀河系外起源の陽子であり、CMB 光子との相互作用による強い減衰が起きていると考えられる。

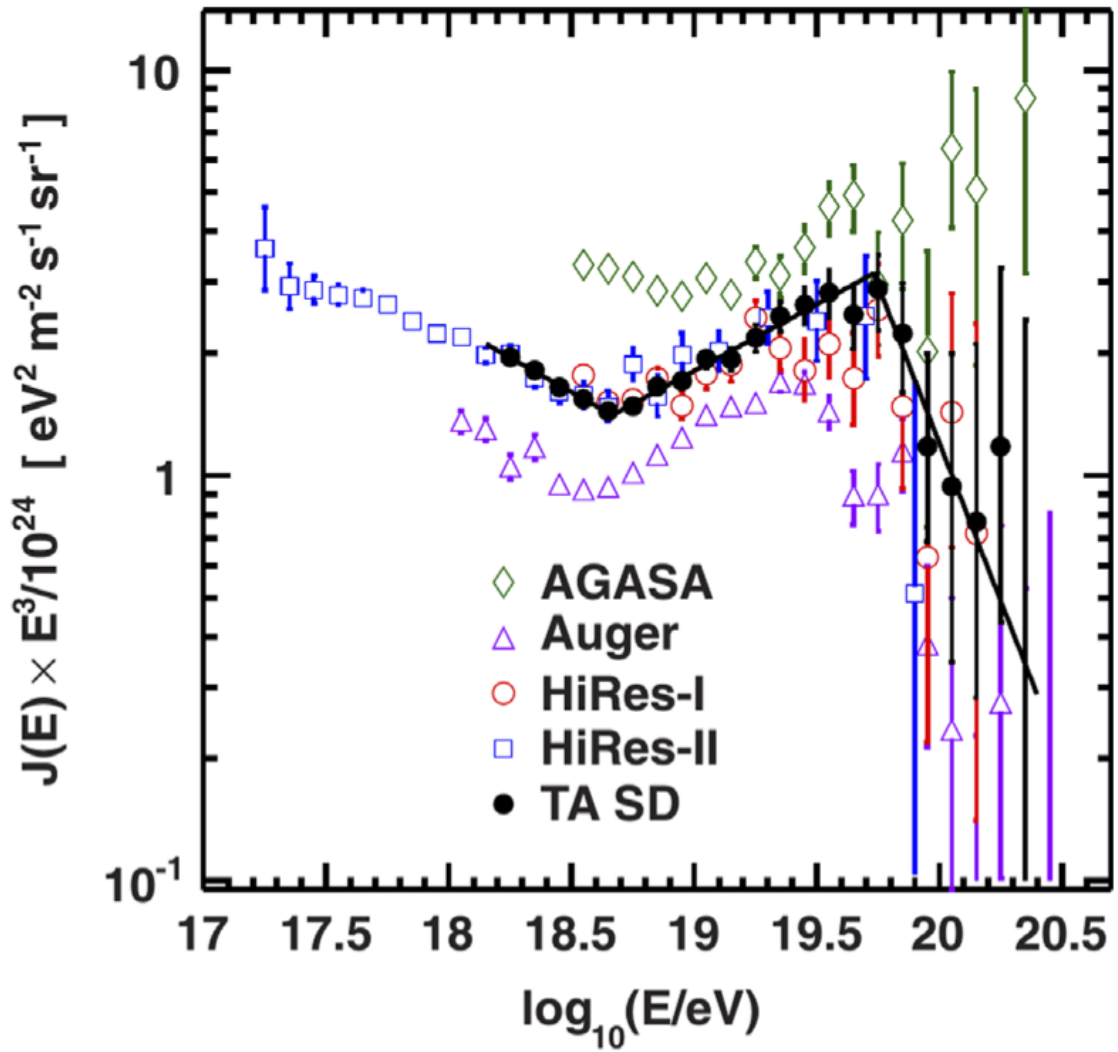


図 2.2: TA 実験といくつかの実験によるエネルギースペクトル [6]。折れ曲がり構造を見やすくするために E^3 をかけている。

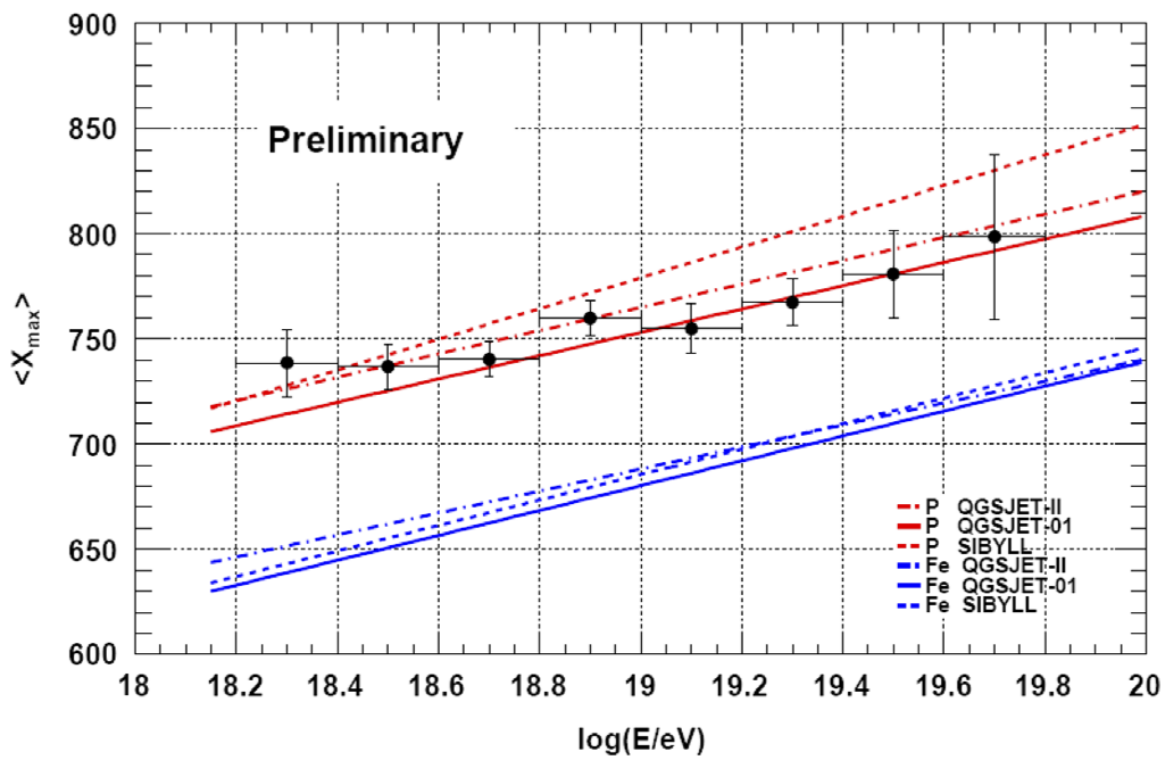


図 2.3: TA 実験による各エネルギーにおける平均 X_{\max} の観測結果 [6]。全てのエネルギー領域で組成が 100%陽子であることと矛盾しない結果となっている。

2.2.1 TA 実験の大気蛍光望遠鏡

TA 実験では大気蛍光望遠鏡が3ステーションに設置されているが、そのうちのMiddle Drum(MD)ステーションは前述したHiRes 実験の大気蛍光望遠鏡を移設したものである。MDには4枚の鏡を四つ葉のクローバー型に取り付けたものを1 telescopeとして14台の telescopeが設置されている。一方、Black Rock Mesa(BRM)ステーションとLong Ridge(LR)ステーションの大気蛍光望遠鏡はTA 実験のために新たに設計された望遠鏡を用いており、六角形のセグメントミラーを18枚組み合わせたものを1 telescopeとして12台の telescopeが各ステーションに設置されている。各ステーションは方位角 108° 、仰角 $3^\circ \sim 33^\circ$ の範囲を観測している。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。

2.2.2 TA 実験の地表検出器

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構成され、 700 km^2 の有効検出面積を持つ。このSD アレイは3分割された部分アレイで構成されており、各領域毎に1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。TA 実験のSD とTALE 実験で現在稼働しているSD は同型のSD である。

2.3 TALE 実験の検出器構成

TALE 実験はTA 実験に隣接して、TA-FD よりも高い仰角方向を観測する大気蛍光望遠鏡と、より高密度に設置された地表検出器アレイによって、観測するエネルギーを $10^{16.5} \text{ eV}$ まで低エネルギー側へ拡張してエネルギースペクトルと質量組成を観測する実験である。その検出器配置図を図2.4に示す。

TALE 実験の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、TA 実験の望遠鏡よりも高い仰角 $30^\circ \sim 57^\circ$ を観測する。これによって、低いエネルギーの宇宙線による、高い高度で発達する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103台の地表検出器による空気シャワーアレイを設置する。TALE-FD の 10^{16} eV 台のエネルギーの宇宙線に対する感度はステーションから半径3 km以内に限定される。そのため、ステーションから3 km以内の領域ではTA-SD アレイの1.2 km間隔よりも密にアレイを配置する。具体的には、TALE-FD ステーションに一番近い部分に400 m間隔で40台、その外側に600 m間隔で36台のSDを並べる。そして、その外側に1.2 km間隔で27台のSDを並べることでTA-SD アレイと接続する。アレイの配置の形状が碁盤の目状ではなく、扇形に配置されているのはFD とのハイブリッド観測に最適化するためである。SDの検出効率を図2.6に示す。400 m間隔のSD アレイで 10^{17} eV の陽子起源の宇宙線に対しておよそ80%の検出効率を持つ。現在35台のSDが既にSD アレイとして設置されており、内16台はエレクトロニクスも搭載してデータ収集を行なっている。

2.4 TALE 実験の大気蛍光望遠鏡

TALE-FD ステーションは図2.7に示すように、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 で用いられる望遠鏡とエレクトロニクスは前述したHiRes II 実験で使用さ

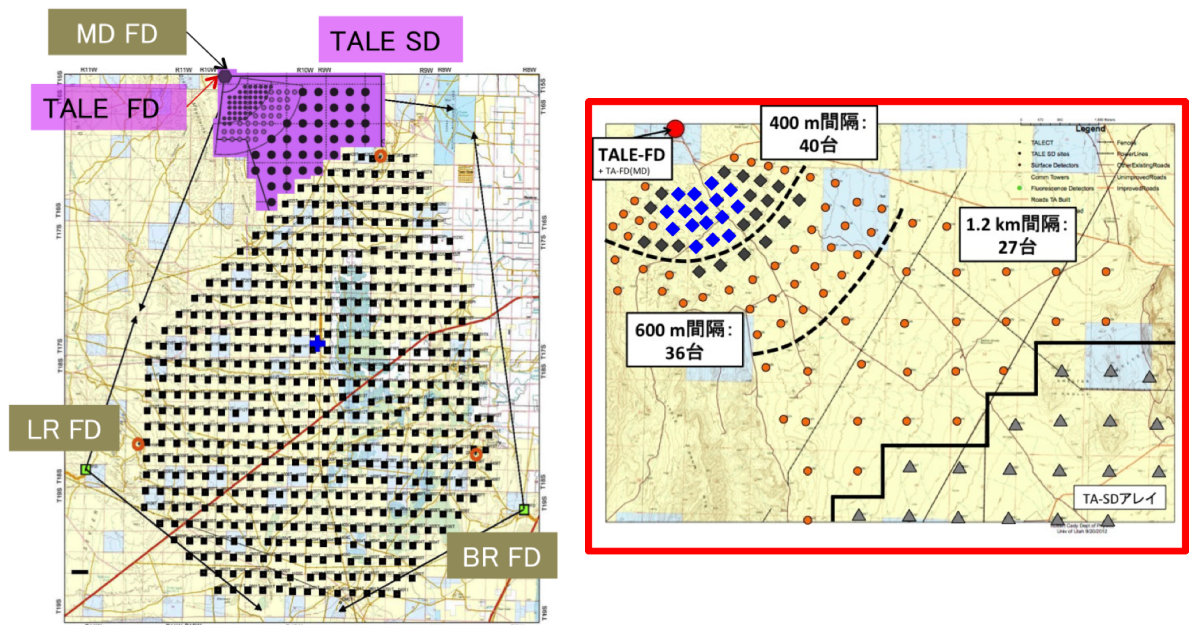


図 2.4: TALE 実験の検出器配置図。TALE 実験は TA 実験の北西部、左の図の紫色の領域に設置される。右の図はその紫色の領域を拡大したもので、オレンジ色の丸がSDを、赤い丸がTALE-FDを示している。また、黒いひし形は既に設置されているSDアレイを、青いひし形はエレクトロニクスも搭載してデータ収集を行なっているSDアレイを示す。

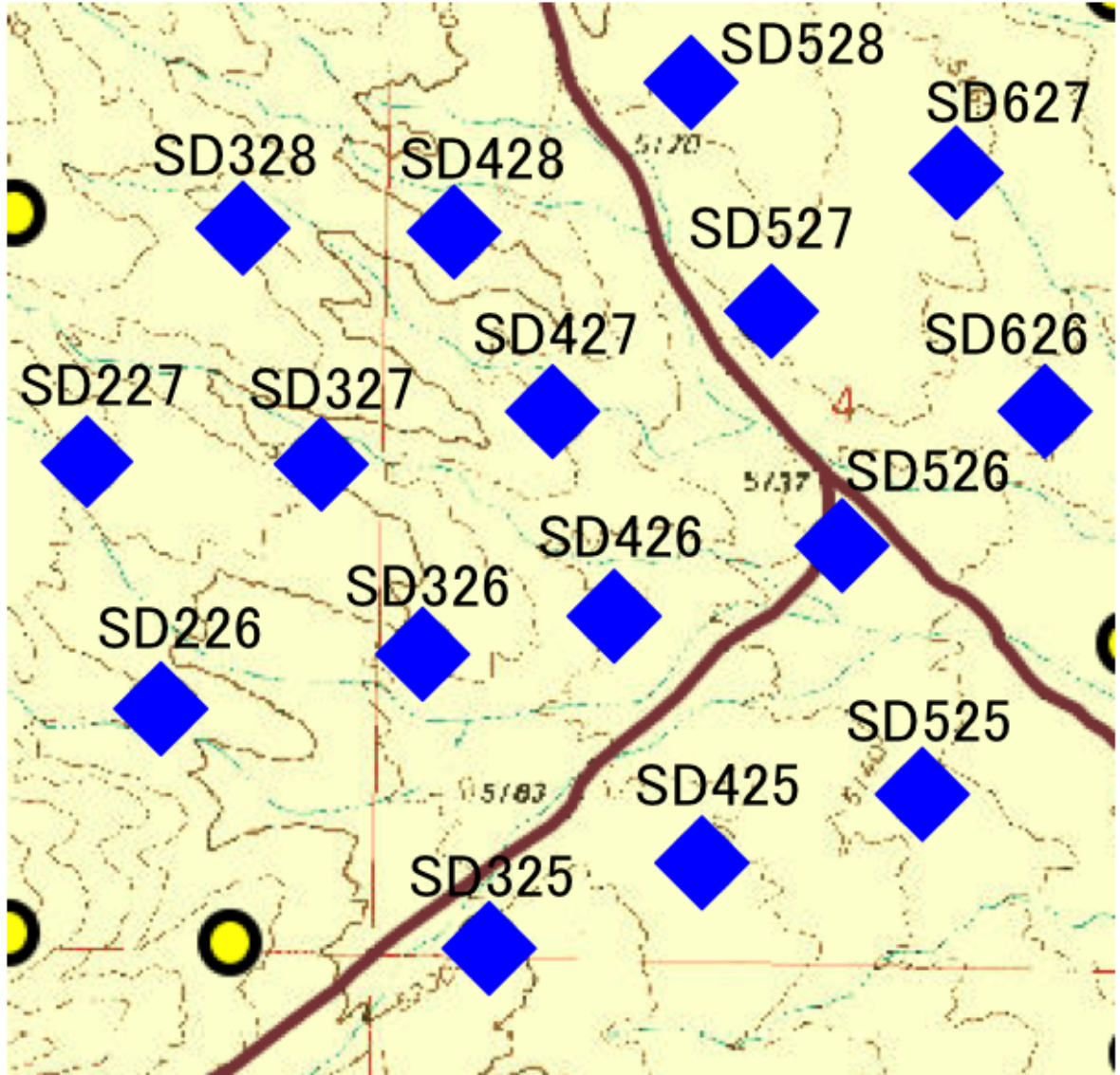


図 2.5: 図 2.4 の TALE-SD の配置図をさらに拡大したもの。このように各 SD には固有の番号が割り振られており、この番号を用いて管理する。

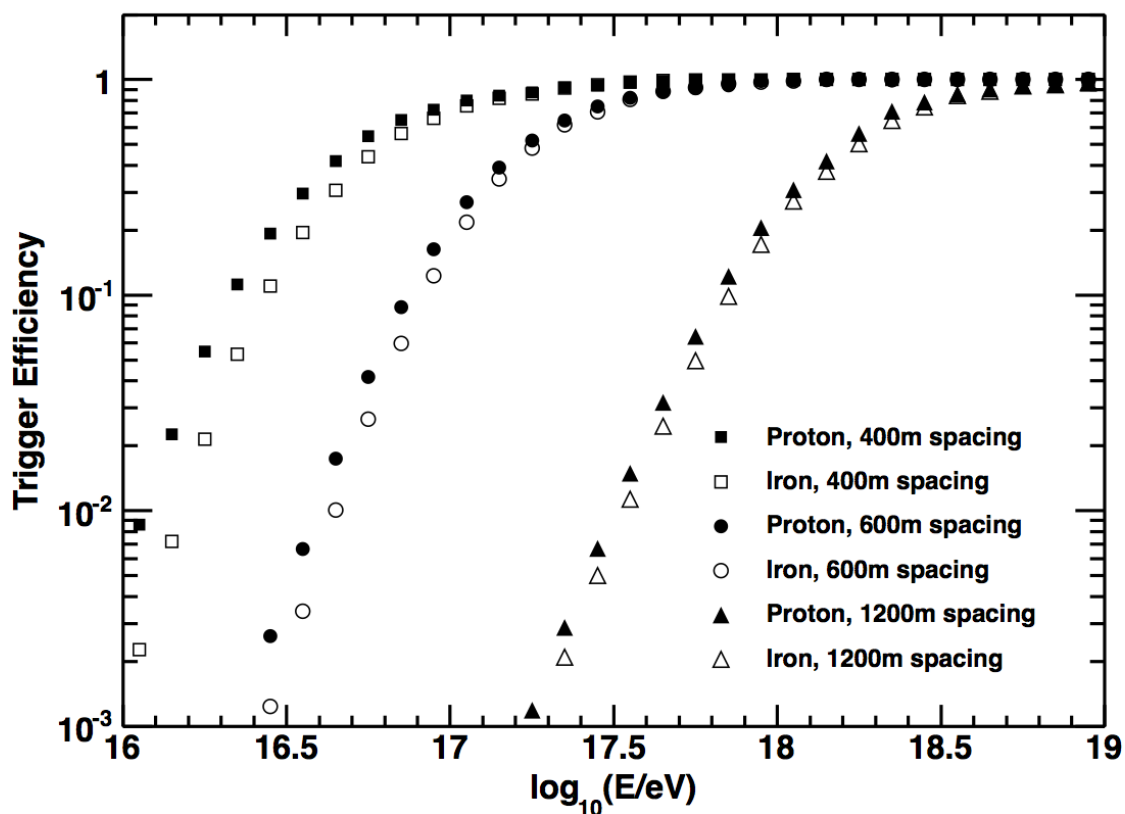


図 2.6: TA-SD と TALE-SD の検出効率。四角、丸、三角がそれぞれアレイ間隔が 400 m、600 m、1.2 km 間隔の場合の検出効率を示しており、黒と白がそれぞれ、一次宇宙線が鉄の場合と陽子の場合の検出効率を示している [46]。

れたものを再調整して使用する。望遠鏡は図 2.8 に示すように半径 630 mm の 4 枚の鏡を四つ葉のクローバー型に取り付けた面積 4.18 m² のものを 1 telescope として、計 10 台の telescope で TALE-FD は構成される。telescope 1 台の視野は 14° × 14° であり、仰角方向 30° ~ 44° の視野を向いたものが 5 台、44° ~ 57° を向いたものが 5 台からなり、図 2.9 に示すように全体として方位角方向に 114°、仰角方向に 30° ~ 57° の範囲をカバーしている。



図 2.7: TA 実験の MD ステーション (左) と、TALE-FD ステーション (右) の外観。

2.5 TALE 実験の地表検出器

2.5.1 地表検出器の基本構成

TALE 実験で現在稼働している SD は、図 2.10 に示すように、TA 実験で用いられている SD と同形のものを使用している。ただし、TA 実験で使用している無線 LAN モジュールがすでに生産終了し、入手が不可能なため、TALE-SD アレイでは無線 LAN モジュールを交換する予定である。また、SD の光ファイバーの取り回しなども変更する予定である。ここでは現在稼働している TA 実験と同型の SD について述べる。

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によって、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。なお、1 層のシンチレータは 8 枚のシンチレータを組み合わせて構成されている。図 2.11 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。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 のステンレス製のボックスに収納されている。

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



図 2.8: TALE-FD に用いられている大気蛍光望遠鏡。

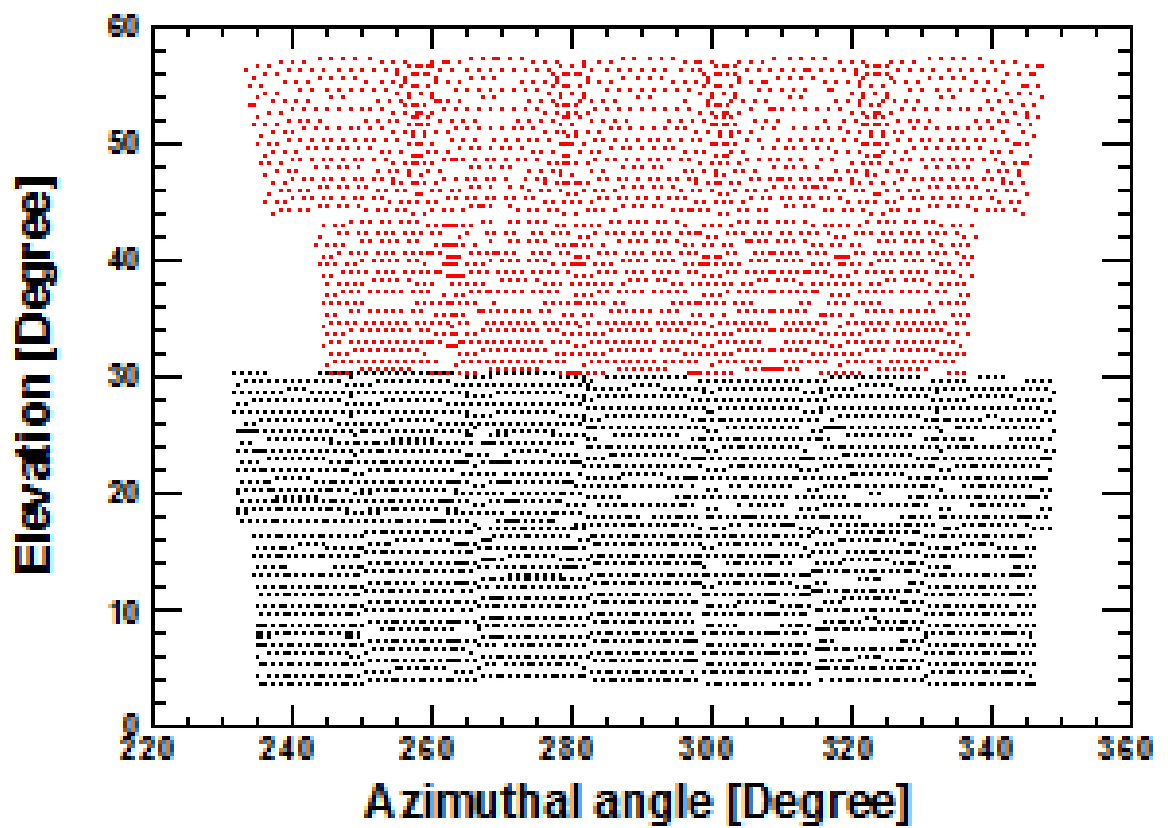


図 2.9: TALE-FD ステーション (赤色) と MD ステーション (黒色) の視野。

(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 [56]。

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が可能となっている。

図 2.11 にソーラーパネルの裏側に設置されているエレクトロ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挿入されている。また、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搭載されており、側面にフィルムヒーターを貼り付けることで温度変化をできるだけ抑えている。



図 2.10: 現地に設置された TALE-SD。左奥に見えるのが MD/TALE-FD ステーションである。

2.5.2 地表検出器の電子回路構成

図 2.12 に示すように、SD のエレクトロニクスは主に以下の項目から構成されている。

- 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のように 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)、ゲート数は 100 万である。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

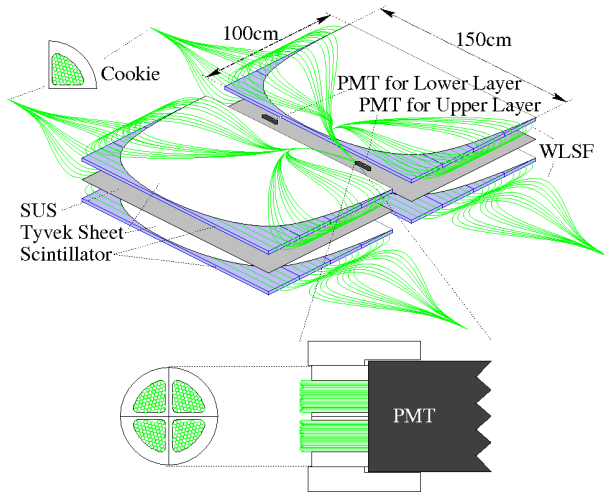


図 2.11: (左)TALE-SD のシンチレータボックスの内部構造、(右) ステンレスボックスの外観。

ントロールに用いられる。

- 全体統括用の 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用いられる。
- 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用いて行なわれる。
- 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。

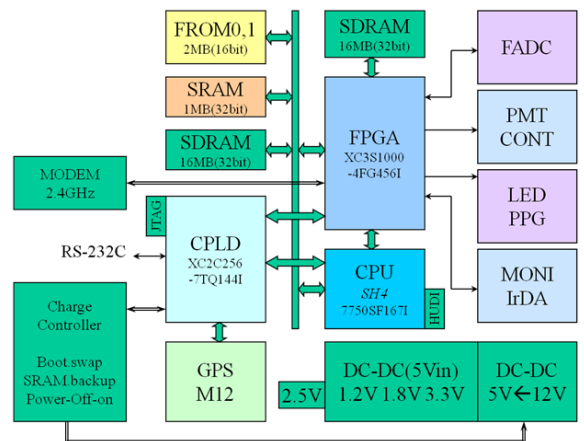
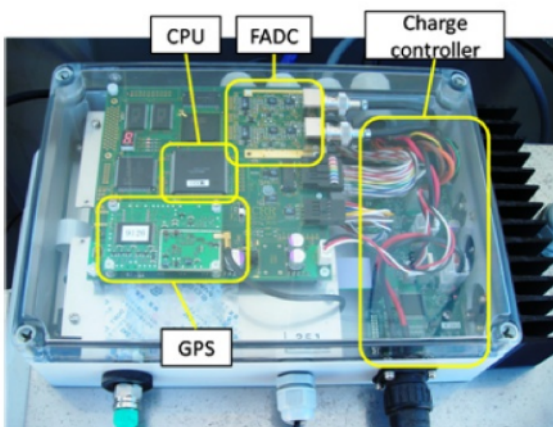


図 2.12: (左)TALE 実験で現在用いられているのと同型の TA 実験 SD 用エレクトロニクス。(右)SD 用エレクトロニクスのブロック図。

2.5.3 通信塔基本構成

図 2.13 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。



図 2.13: TALE 実験用のデータ通信塔。太陽光パネルにより電源を供給している。中央右奥に MD/TALE-FD ステーションが小さく写っている。

2.5.4 無線 LAN

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、2.4GHz 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。通信塔同士の通信は干渉を避けるために 5.7 GHz 帯の電波を用いて通信している。

2.5.5 DAQ サイクル

TALE 実験では、通信塔のエレクトロニクスと各 SD が通信を行なうことで DAQ を行なっている。DAQ を行なう際のトリガーは三種類あり、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示す。

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荷電粒子 (Minimum Ionizing Particle、MIP) と呼ぶ。シンチレータ中での粒子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、これらを平均した形でのMIPを測定することでSDを較正する。また、ミュオンのMIP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。

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ため、シンチレータの上下層を貫通する。ゆえに、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かければ良い。この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 μ sで、継続時間の長い信号は単に連続した複数の波形として保存される。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。

以下にデータバッファリングの手順を示す。なお、以下の手順は全てFADC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FADC積算値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. 8タイムスライス(=160 ns)のFADC値の積算値を1タイムスライス(=20 ns)ずつ移動しながら計算し、この和からペDESTALを引いた値が上下層ともにしきい値(15 FADCカウント、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以後の間に二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、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。これらの情報は10 msごとにCPUと共有するSDRAMへDMA転送され、これをレベル0トリガーテーブルと呼ぶ。

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で全て行なわれる。

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 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。具体的には、クロック数から μs 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 μs へと変換する理由は、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 トリガーが存在するとき、 $\mu\text{s}(20 \text{ bit})$ 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。これをレベル 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 DAQ リストに登録される。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。DAQ リストが空ではない場合は最も古い DAQ リストの送信も行なう。
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 $\mu\text{s}(20 \text{ bit})$ 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、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レベル 2 トリガーの時刻から $\pm 64 \mu\text{s}$ の範囲の SD に波形送信命令を発行し、SD は波形を通信塔のエレクトロニクスへと送信する。

2.5.6 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 はヘッダー情報とともに自らの動作情報と状態を表すモニターデータを分割して送信している。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 ずつ送信している。

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、送信時に分割されず、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用いる。
 - GPS タイムスタンプ。各 SD 間で同期がとれているかどうかの確認に用いる。
 - レベル 1 トリガーテーブルの数。ホットチャンネル、デッドチャンネルの識別に用いる。
- 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の確認に用いる。
 - バッテリー電圧。SD が安定に稼働しているかの確認に用いる。
 - 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の確認に用いる。
 - 太陽光電池の出力電圧。太陽光電池による発電がきちんと出来ているかどうか確認に用いる。
- 10 分毎に取得される情報
 - バックグラウンドミュオン・ヒストグラム。SD のゲイン較正に用いられる。およそ 50FADC カウントが最頻値となるようにゲインが調整されている。
 - ペDESTAL のヒストグラム。SD の較正に用いられる。
 - FADC ピーク値のヒストグラム。これを用いてダイナミックレンジを決める。
 - GPS の状態を表すフラグ。
 - 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 をメンテナンスする。モニター用アプリケーションの出力グラフの一部を図 2.14 に示す。

ペDESTAL のヒストグラム

ペDESTAL 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としている。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DESTAL 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。

バックグラウンドミュオン・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 秒間積算したものをヒストグラムとしている。積分幅は波形の最大値の以前 80 ns から以後 160 ns 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。これがバックグラウンドミュオン・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 カウント、レンジは 0 から 512 カウントまでである。

図 2.15 にモニター情報から得たバックグラウンドミュオン・ヒストグラムとペDESTAL のヒストグラムを示す。

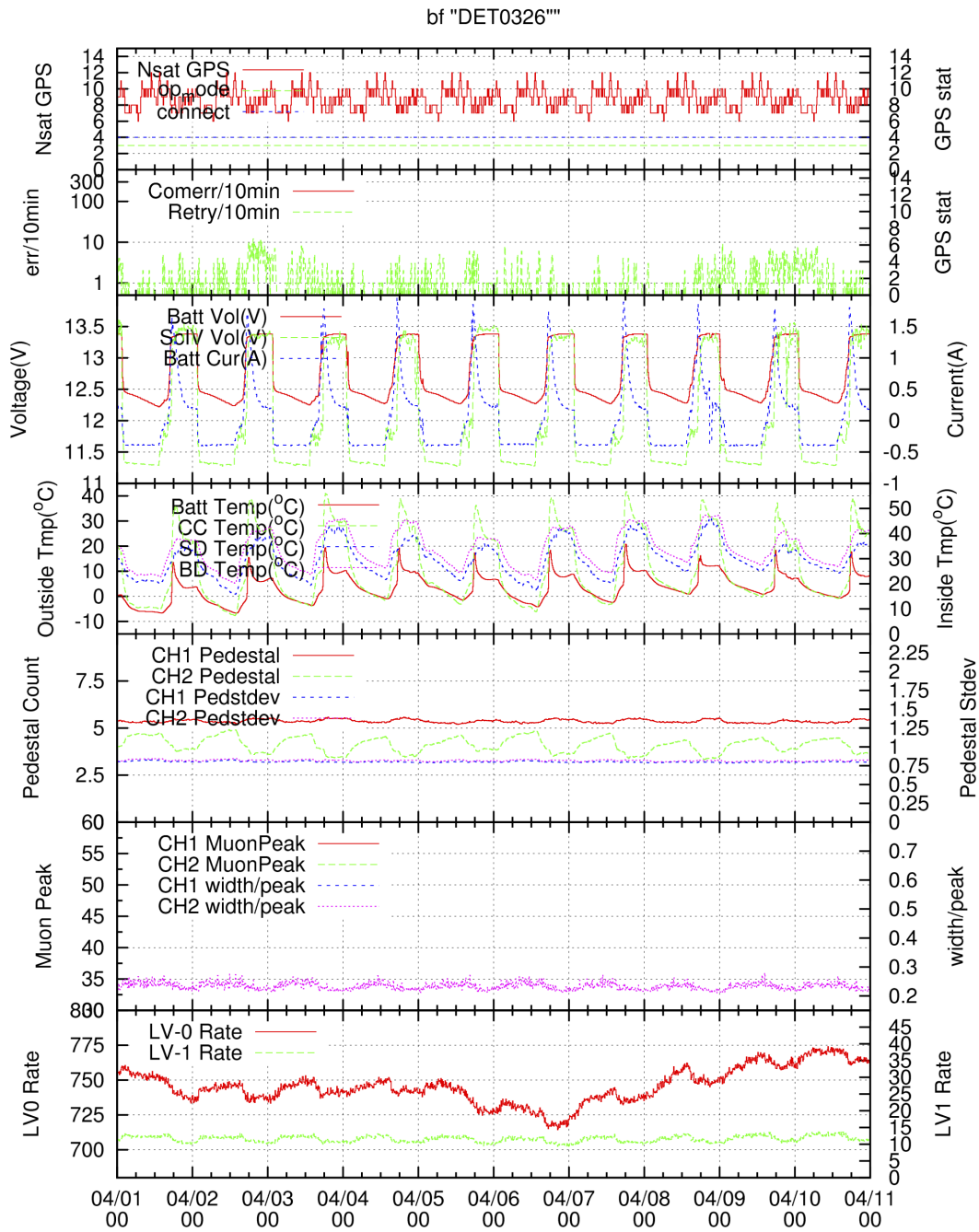


図 2.14: TALE 実験の SD のモニター例。上から順に、通信できている衛星数、通信状態、バッテリー電圧、気温、各チャンネルのペダスタルと標準偏差、各チャンネルのミュオンピーク、トリガーレートを示す。

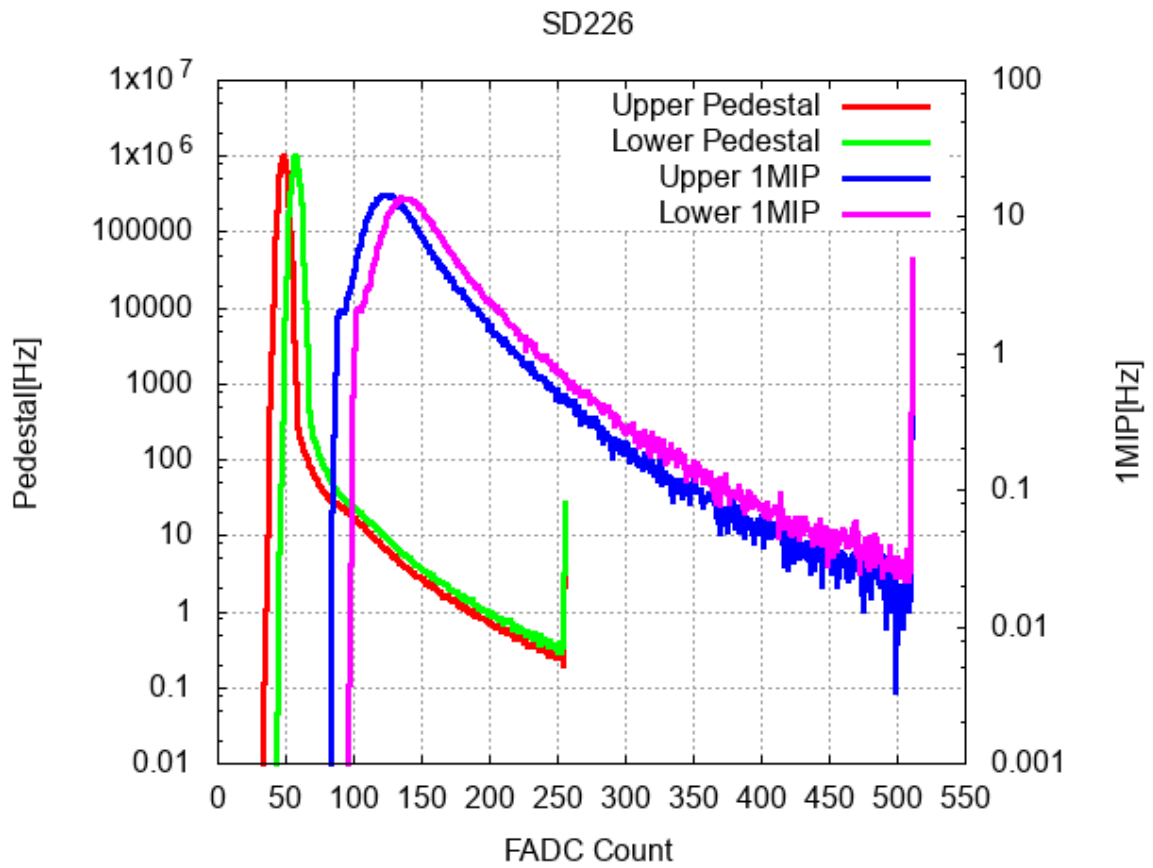


図 2.15: TALE 実験の SD のモニターのモニター情報から得たバックグラウンドミュオンのはistogramとペデスタルのistogram。赤色と緑色のistogramはそれぞれ、上層と下層のペデスタルのistogramを表し、青色と紫色のistogramはそれぞれ、上層と下層のバックグラウンドミュオンのはistogramを表している。istogramの一番右に存在する立ち上がりはオーバーフローした信号を示している。

FADC ピーク値のヒストグラム

レベル0 トリガーごとに FADC ピーク値を CPU でヒストグラム化する。分解能は 32 カウント、レンジは 0 から 4096 までである。

2.5.7 バックグラウンドミュオンに対応するエネルギー損失

SD ではシンチレータの発光量から粒子数を決定するため、発光量を詳細に調べる必要がある。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。そこで、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る。

物質中でのエネルギー損失は Bethe-Bloch に式で表される。

$$\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right) \quad (2.1)$$

ここで、 ze は入射粒子の電荷量、 $K/A = 4\pi N_A r_e m_e c^2 / A = 0.307 [\text{Mev}/(\text{g}/\text{cm}^2)]$ 、 T_{\max} は 1 回の衝突で自由電子に与えることができる最大の運動エネルギー、 I は平均励起エネルギー、 δ は電離損失に対する密度効果の補正である。 $-dE/dx$ の単位は $[\text{Mev}/(\text{g}/\text{cm}^2)]$ 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) \times (通過距離) に比例することが分かる。

図 3.6 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 [47]。これをランダム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 となった。また、1 GeV のミュオンは物質中でほぼ電離損失しか起こさない [22]。制動放射の反応断面積は以下に示すように粒子の質量に反比例するので、ミュオン ($m=105.7$ MeV) の反応断面積は電子 ($m=0.511$ MeV) の約 $1/40000$ の大きさである。

$$\sigma \propto \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \quad (2.2)$$

そのため、物質中で制動放射を起こす確率は非常に小さく、二次粒子放射によるシンチレータの上下層でのエネルギー損失の違いは見られない [47]。以降では 1 粒子=2.0 MeV という値を用いる。

2.5.8 PMT の線形性測定

SD の PMT の線形性は以下の 2 種類の方法で測定されている。

LED による線形性測定

現在設置されている SD は、SD 内に設置している 4 個の LED を用いてアレイの展開前に線形性を測定した [48]。

測定では各層のシンチレータに 2 個ずつ設置している LED を 1 個ずつ発光させた場合と、同時に発光させた場合を比較した。LED1 と LED2 の発光量を x_1 、 x_2 、LED の発光に対する PMT 出力を $F(x)$ とすると、低い光量の場合、

$$F(x_1 + x_2) = F(x_1) + F(x_2) \quad (2.3)$$

となる。しかし、光量が大きいと PMT の線形性が崩れ、

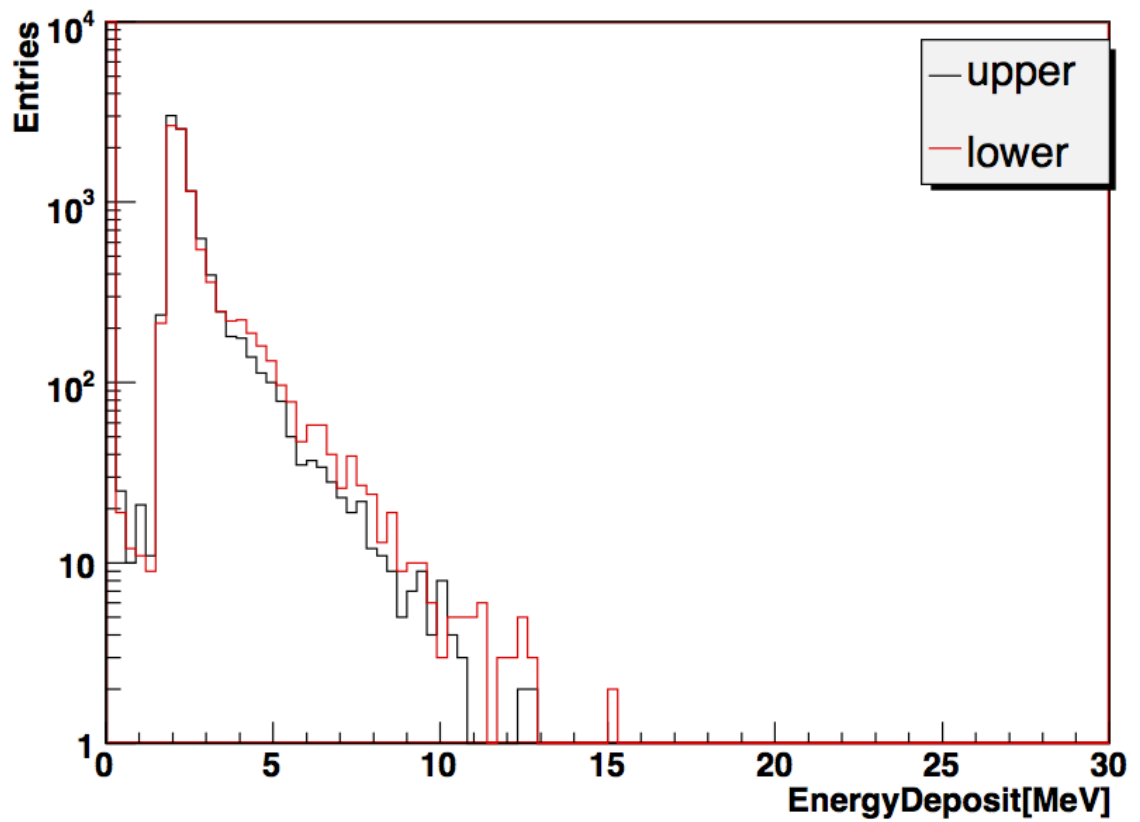


図 2.16: μ^- を垂直に SD に入射した場合のエネルギー損失分布。 $E = 1\text{GeV}$ 、黒色が上層、赤色が下層である [47]。

$$F(x_1 + x_2) < F(x_1) + F(x_2) \quad (2.4)$$

となる。図 2.17 にこの関係をプロットした図を示す [49]。

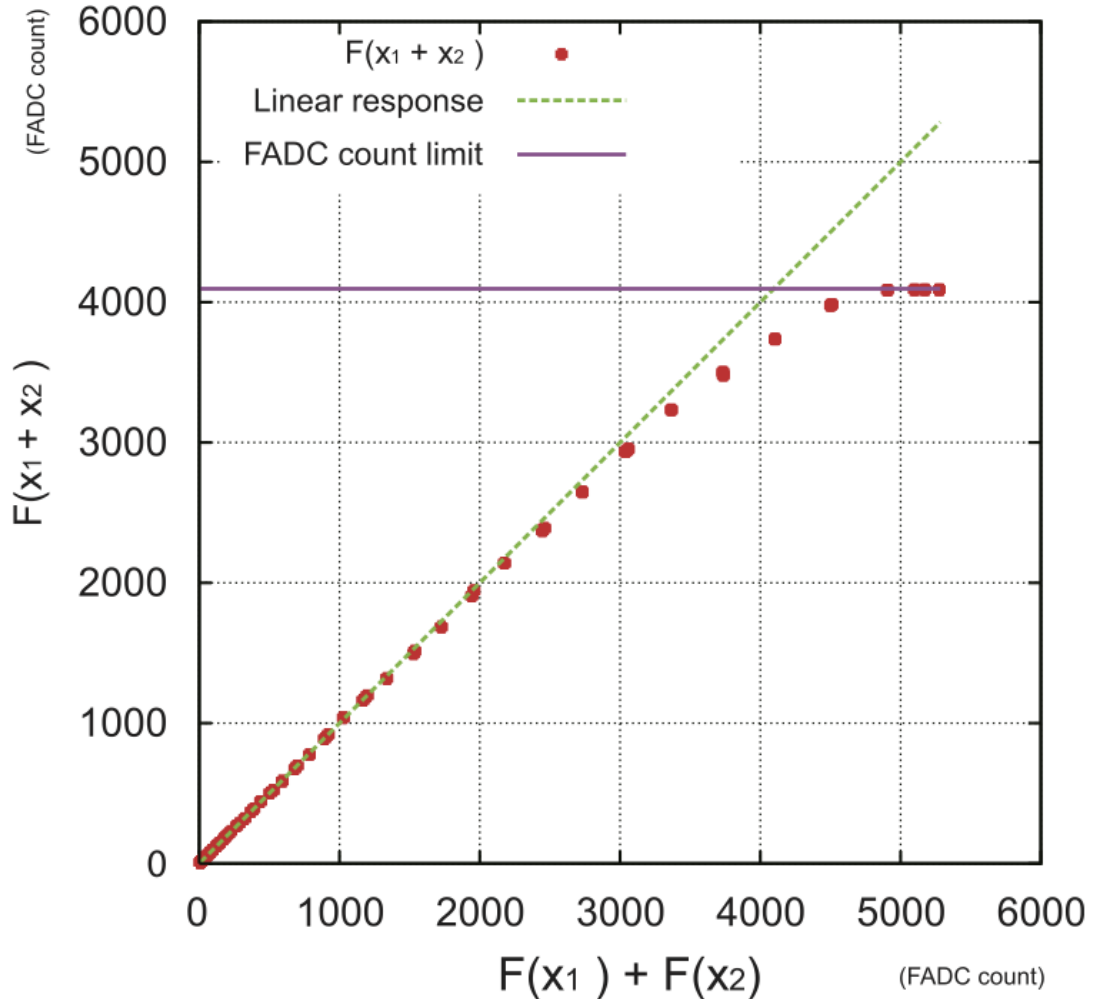


図 2.17: $F(x_1 + x_2)$ と $F(x_1) + F(x_2)$ の関係を示した図 [49]。

FADC ピーク値による線形性測定

SD の長期間の稼働における線形性とその変動を確認するために、FADC ピーク値のヒストグラムを使用して線形性をモニターしている。全ての SD の PMT のゲインは、1MIP ピークがほぼ同じ FADC カウントになるように調整されている。したがって、FADC ピーク値のヒストグラムは、PMT の線形性の違いによって各検出器で異なる。このヒストグラムを監視して、線形性の時間変化を検出できる。

図 2.18 に、LED から得られた PMT の線形性と、FADC ピーク値を用いて推定された PMT 線形性の比較の例を示す。両者は良好な一致を示し、FADC ピーク値のヒストグラムが線形性の時

間変動を監視するために使用できることが確認された [50]。両者の測定による、各 SD の上下層の非線形性が 5% を超える FADC 値を記録しており、サチュレーションしているかどうかの指標に用いる。

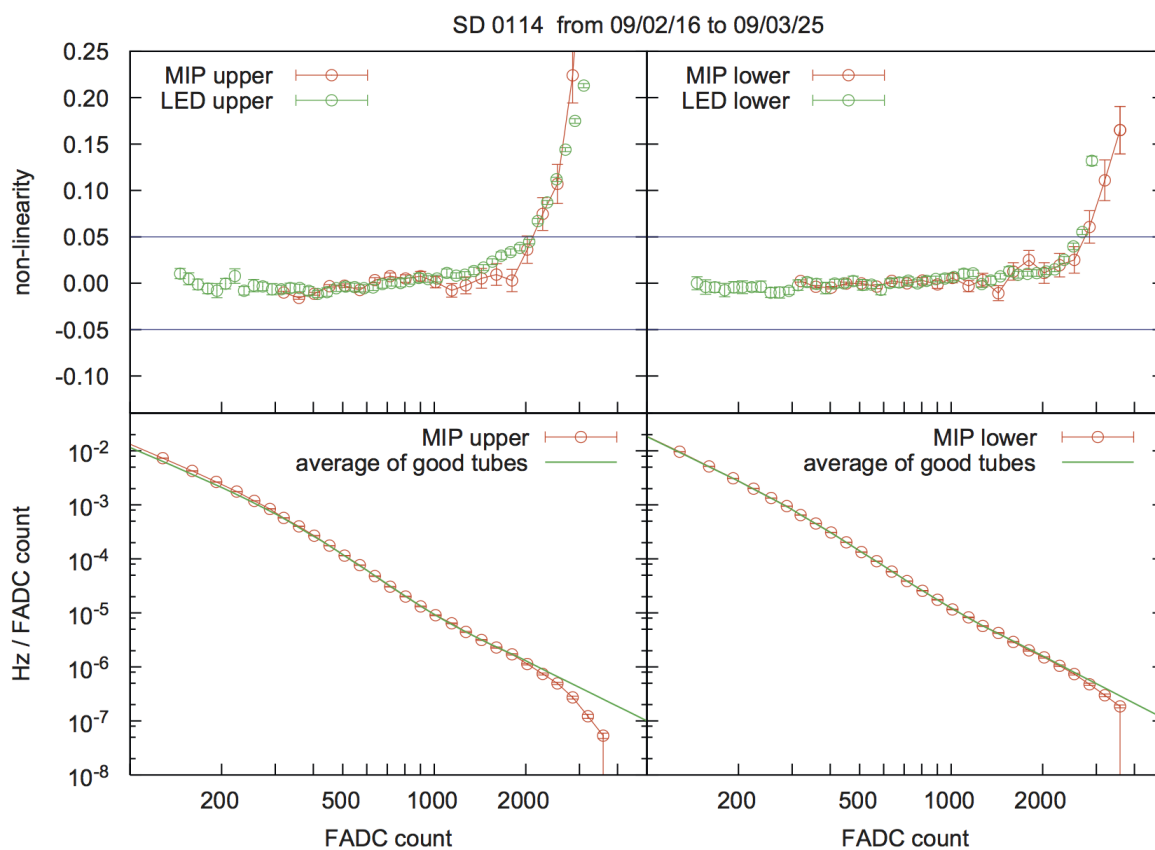


図 2.18: 上図は PMT 応答の非線形性を示す。赤は FADC ピーク値を用いて推定された PMT の非線形性、緑は LED によって得られた非線形性である。下図は FADC ピーク値のスペクトルである。赤はデータ、緑は解析で得られた値である。左が上層、右が下層のデータを示している [50]。

第3章 モンテカルロシミュレーション

SD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、空気シャワーのジオメトリと一次宇宙線のエネルギーを決定する。よって、SDの応答について常にモニターし詳しく調べ、理解する必要がある。しかし、入射粒子に対するSDの詳細な応答を完全に実験的に調べることは困難なので、モンテカルロシミュレーションを用いて行なう。

今回、空気シャワーシミュレーションにはCORSIKA(ver 7.3695)[51]を用いた。ハドロン相互作用のモデルは高エネルギー領域でQGSJETII-03[52]、低エネルギー側ではFLUKA2011.2b[53]を、電磁成分のシミュレーションについてはEGS4[54]を使用した。また、SDの検出器応答についてはGEANT4[55]を使用した。

3.1 CORSIKA シミュレーション

CORSIKAは様々な種類の宇宙線によって発生する二次粒子の振る舞いを計算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[51]。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、光子の大気中での相互作用と崩壊をシミュレートできる。

3.1.1 シニング

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を超えるものであり、エネルギーが増えるに従って生成される二次粒子数は大きくなっていく。単一の 10^{18} eVの陽子による空気シャワーの二次粒子を全て計算するとすると、3GFLOPSのCPUを用いて80日程度かかってしまう[56]。そこで、一般的に空気シャワーのシミュレーションでは図3.1右に示すように、シニングと呼ばれる手法が用いられる[57, 58]。この手法は、大量の二次粒子が生成されるときにその生成数を少なくする代わりに、生成された粒子に生成されなかった粒子数に相当する重みを持たせるというものである。

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る。この問題を図示したのが図3.1左である。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、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。

3.1.2 デシニング

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と呼ぶ。TALE実験のモンテカルロシミュレーションでもTA-SD用に開発されたデシニング手法を用いる[59]。はじめに、デシニングによって復元可能な情報と、CPUの処理速度の兼ね合いから、二次粒子をどれだけシニングするか(シニングレベル)を決定する。ここでは、最適なシニングレベルとして 10^{-6} に設定されている[59]。重み w を持つ粒子の軌道上に、任意の点を基準にしたガウス分布に

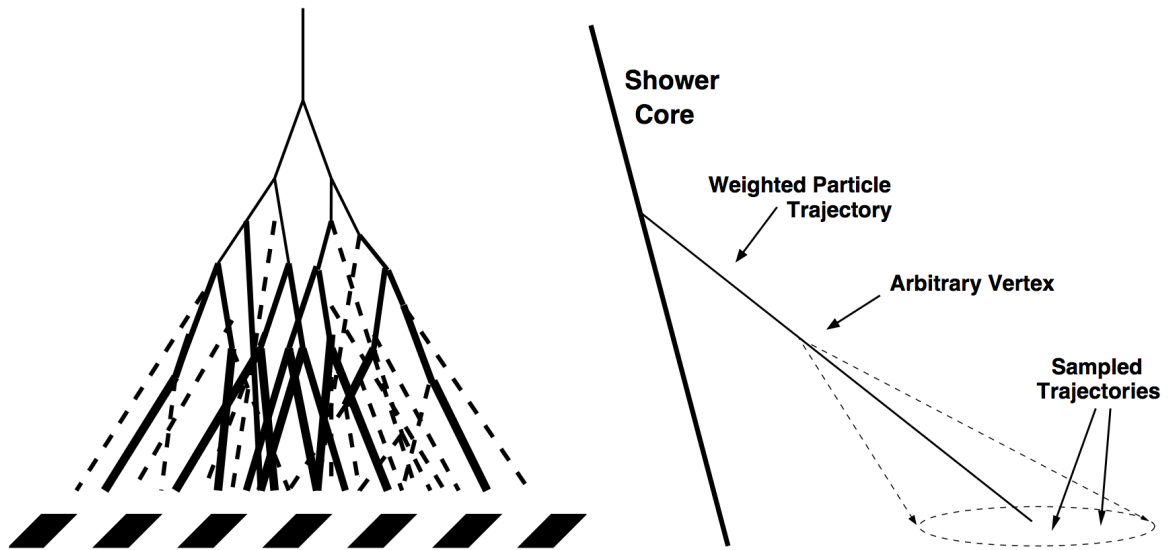


図 3.1: (左) シニグによって発生する問題。点線は実際のシャワーでは存在するが、シニグによって破棄された粒子を表す。(右) シニグのアルゴリズム [59]。

従う広がりを持たせる。このガウス分布に従って $w - 1$ の粒子を復元させて射出する。ここで復元された粒子のエネルギーは、元の粒子のエネルギー周りのガウス関数に従う。また、それぞれの粒子の速度は光速で近似する。ここで、粒子の起動に漏らせるガウス分布の幅によって、復元された粒子の持つエネルギー分布や、粒子に広がりを持たせる点と地上からの距離の最大値が決まるが、このガウス分布の幅はシニグレベルに合わせて決定されている [59]。

図 3.2 にシニグされたシャワーとシニグしていないシャワーの粒子数の横方向分布の比較と、デシニグシャワーとシニグしていないシャワーの粒子数の横方向分布の比較を示す [46]。ここで、一次粒子は 10^{19} eV の陽子でシャワーの天頂角は 45° である。この図を見ると、デシニグによって粒子数の横方向分布が平均、二乗平均平方根 (Root Mean Square, RMS) とともに良く再現されていることが分かる。

3.2 GEANT4 シミュレーション

GEANT4 は様々な素粒子の物質中での反応や振る舞いをシミュレートすることのできるソフトウェアである [55]。シミュレーションは C++ で記述されており、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由に設定することができ、各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はこの GEANT4 によるシミュレーションで行なった。TALE 実験のモンテカルロシミュレーションでも TA-SD 用に開発された GEANT4 シミュレーションを用いる。

図 3.3 に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成は見やすくするために各構成要素をずらして配置している [47]。各構成要素は以下のように色で種類分けされている。

- 紫色: 屋根 (鉄, 1.4 mm)、屋根の指示具 (鉄)。

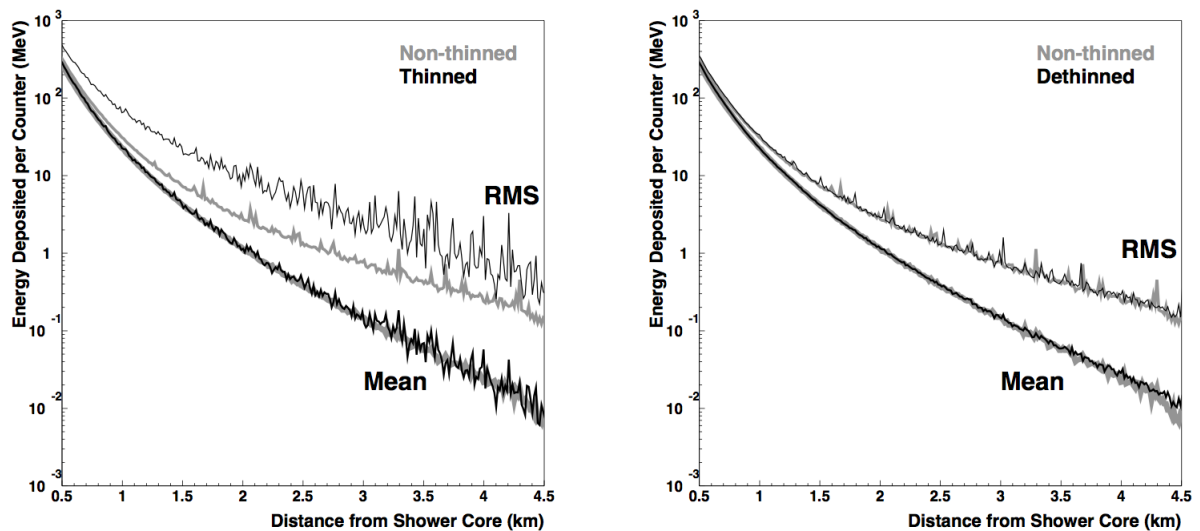


図 3.2: 10^{19} eV、天頂角 45° の陽子による空気シャワーの粒子数の横方向分布。左図はシニングレベル 10^{-6} のシャワーとシニングしていないシャワーの比較、右図はデシニングシャワーとシニングしていないシャワーの比較。[46]。

- 灰色: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)。
- 黒色:ブラックシート (0.8 mm)。
- 赤色:タイベックシート 4 層 (各層 0.4 mm)。
- 青色: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)。
- 水色: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。図 geant42 は 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 SD を記述するセットアップの概略図である [46]。ここで地面の密度は 2.0 g/cm^3 、厚みは 2.3 m としている。以下に入射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。

1. SD を中心として $6\text{m} \times 6\text{m}$ の範囲にランダムに粒子の到来点を決定する。
2. 粒子の到来方向にランダムな方位角を与える。
3. 粒子を入射し、SD の各層ごとでのエネルギー損失を求め、記録する。

4. これらの作業を 1.2×10^6 回行なう。

ここで粒子の到来点を 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、検出器の縁での粒子の相互作用や、SD 付近の地表に落ちた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。

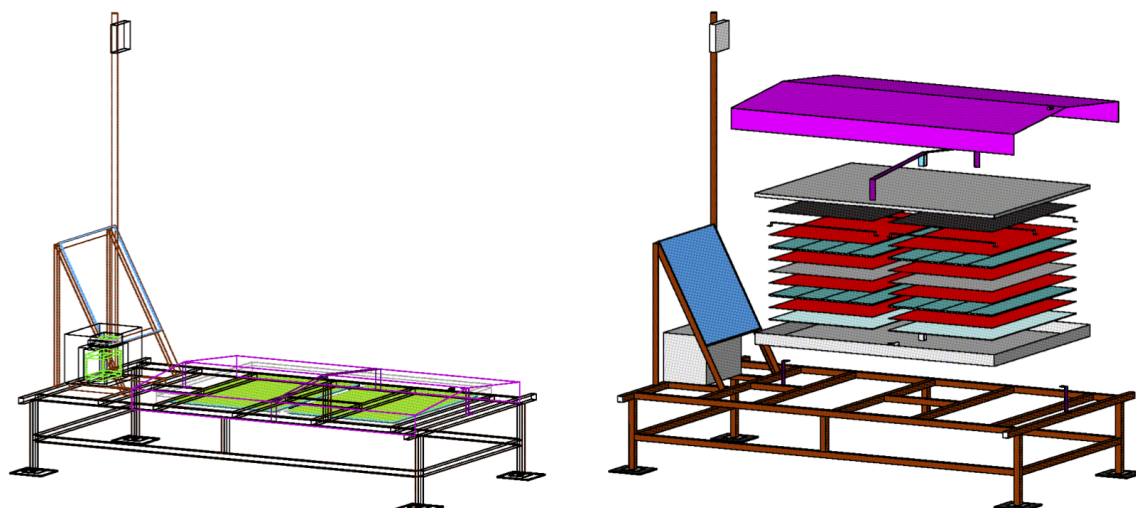


図 3.3: (左)シミュレーションプログラム内に記述した SD の形状、(右)SD のステンレスボックス部分の構成 [47]。

このシミュレーションで得られたエネルギー損失の二次元ヒストグラムを図 3.6 に示す [46]。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 3.6(a) はエネルギー 1 GeV で天頂角 0° のミュオンが入射した場合のヒストグラムである。上下層ともにおよそ 2 MeV に強いピークを持つことが分かる。3.6(b) はエネルギー 1 GeV で天頂角 60° のミュオンが入射した場合のヒストグラムである。上下層ともにおよそ 4 MeV に強いピークを持つことが分かる。また、片方の層のエネルギー損失が 4 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ケースの場合を示している。3.6(b) はエネルギー 1 GeV で天頂角 0° のガンマ線が入射した場合のヒストグラムである。上下層ともにおよそ 4 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起こすためである。上層のエネルギー損失に帯状の分布が見える。これは上層で対生成された電子や陽電子が下層を通過するケースを示している。3.6(d) はエネルギー 1 GeV で天頂角 60° のガンマ線が入射した場合のヒストグラムである。このとき、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 0° の場合と比べて大きくなる。また、3.6(c) と 3.6(d) の上下層ともに 0.3 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た二次粒子の影響によるものである。

また、SD のミュオンに対する FADC 値とエネルギー損失の関係についても GEANT4 を用いて調べられている [56]。

以下にこの較正の手順を示す。

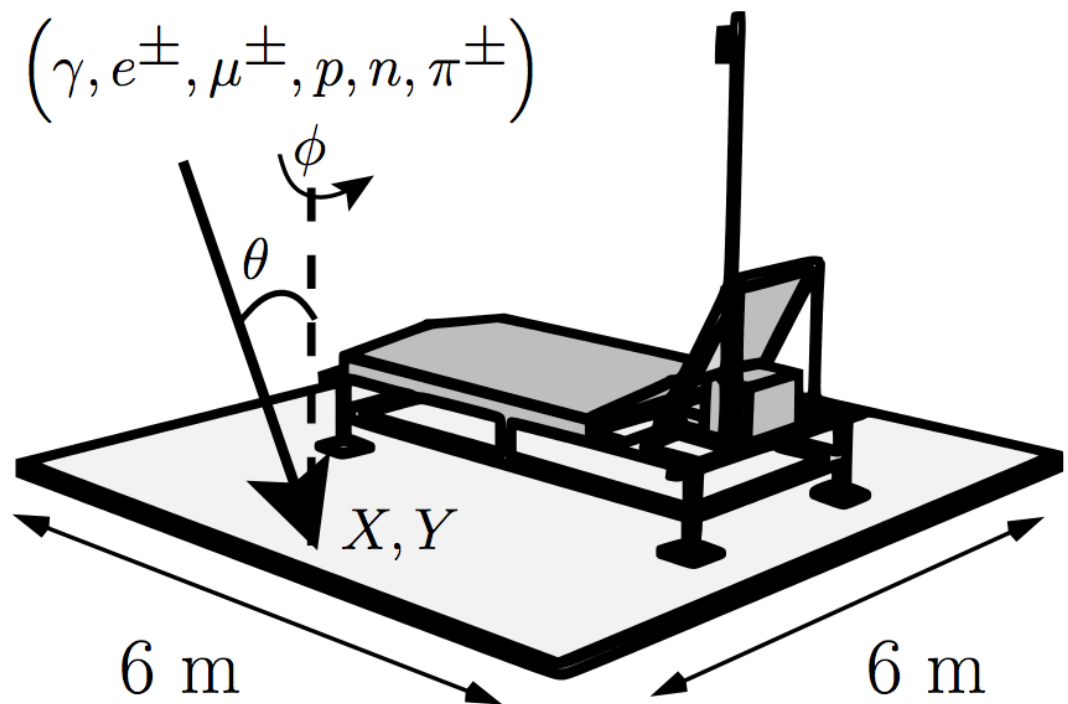


図 3.4: SD の応答を GEANT4 を用いて計算する際に、シミュレーションプログラム内に SD を記述するセットアップの概念図。ある種類、ある天頂角 θ 、あるエネルギーを与えた粒子を $6\text{m} \times 6\text{m}$ の範囲でランダムに降らせて、方位角 ϕ もランダムに与える。矢印は入射粒子のジオメトリ例を表す [46]。

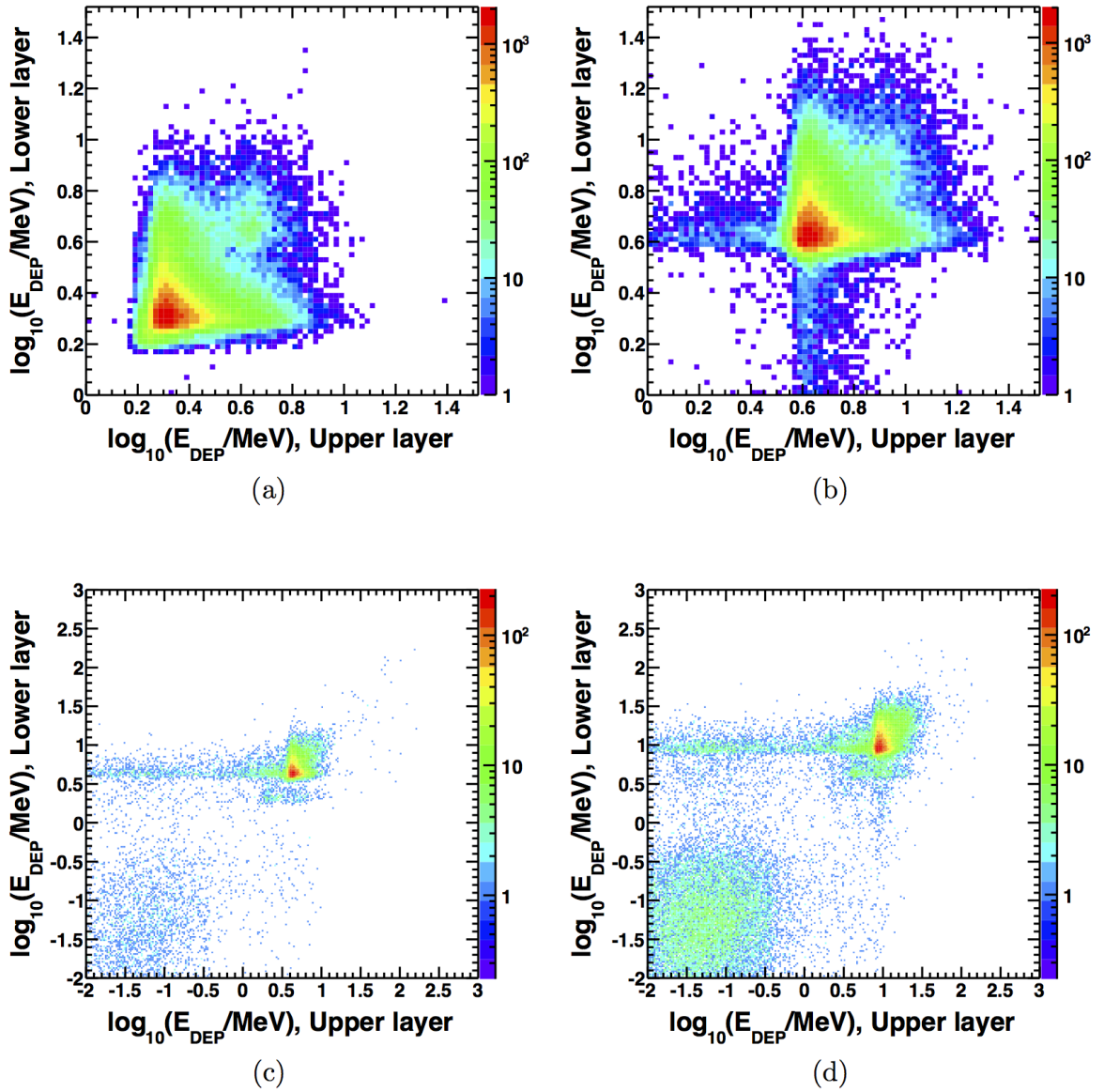


図 3.5: SD 内でのエネルギー損失の二次元ヒストグラムの例 [46]。横軸は上層でのエネルギー損失、縦軸は下層でのエネルギー損失を表し、色は頻度を表す。(a) はエネルギー 1GeV、天頂角 0° の μ^+ が入射した場合を、(b) エネルギー 1GeV、天頂角 60° の μ^+ が入射した場合を、(c) はエネルギー 1GeV、天頂角 0° のガンマ線が入射した場合を、(d) はエネルギー 1GeV、天頂角 60° のガンマ線が入射した場合を示す

1. AMS[60][61] による粒子のエネルギースペクトル及び空気シャワーシミュレータ (COSMOS[62]) を用いて、地表でのバックグラウンドとなる粒子を生成する。
2. 生成された粒子が、シンチレータを通過した際のエネルギー損失のスペクトルを、GEANT4 を用いて計算する。
3. 手順2. で得られたエネルギー損失スペクトルを用いて実データをフィットする。フィットに用いるパラメータは入射粒子数、エネルギー損失から FADC カウントへの変換係数、エネルギー損失から光子数への変換係数である。

このフィットの一例を図 3.6 に示す。この較正係数はモニターデータとして取得されるミュオンのスペクトルから 10 分ごとに計算される。

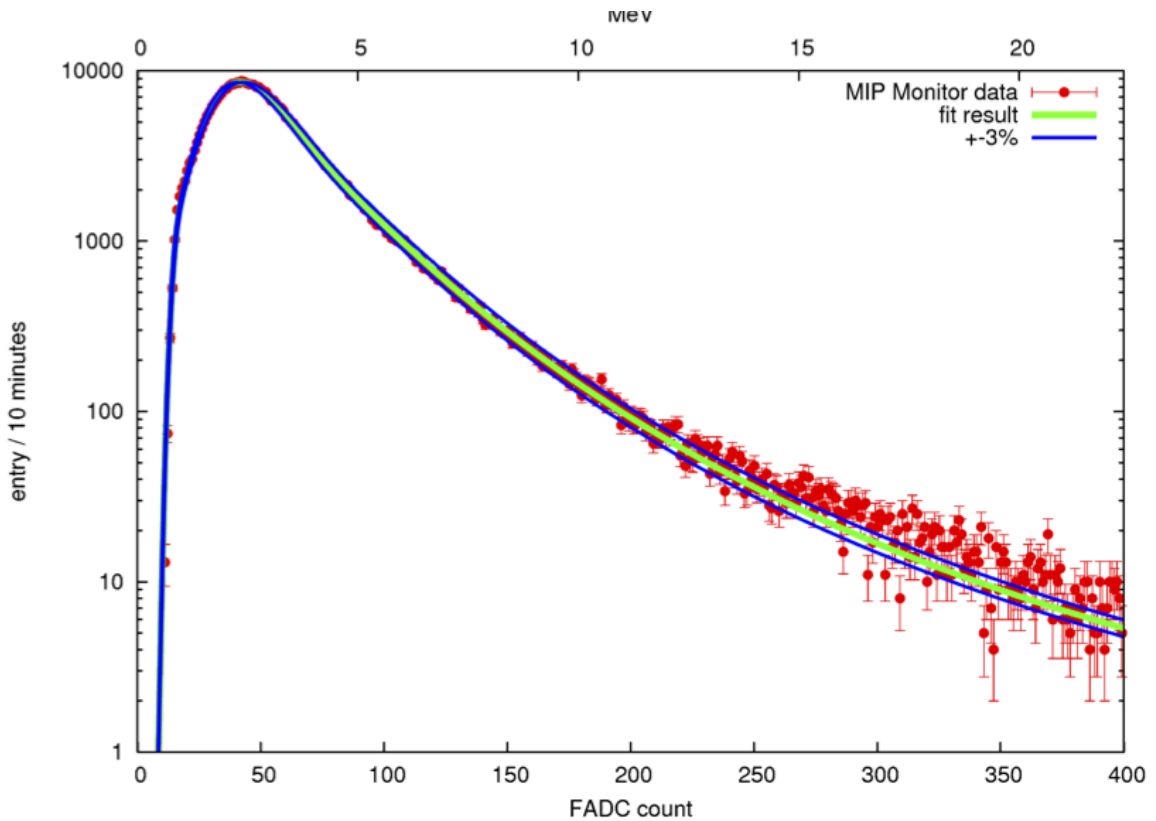


図 3.6: エネルギー損失スペクトルを用いた実データのミュオンスペクトルのフィットの一例 [56]。赤点が実データ、緑線がフィットで得られた結果。

3.3 TA 実験用モンテカルロシミュレーションパッケージ

今回 TA 実験用に作成されたモンテカルロシミュレーションパッケージを改良し、TALE SD でも使用できるように改良した。

TA 実験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イベントデータを生成する。

1. CORSIKA シミュレーションで空気シャワーを生成する。
2. CORSIKA で生成した空気シャワー粒子をデシニングする。
3. GEANT4 シミュレーションで事前に用意したルックアップテーブルを用いて、空気シャワー粒子による検出器でのエネルギー損失を計算する。
4. 各検出器のキャリブレーションデータを用いて、エネルギー損失から FADC の波形を各検出器ごとに計算する。

ここで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る。キャリブレーションデータには表 3.1 に示す 26 種類のデータからなる。今回、TALE SD の実データからキャリブレーションデータを新たに作成し、TALE SD のモンテカルロシミュレーションができるように改良した。

1	時間
2	検出器番号
3	検出器状態を示すフラグ
4	上層 PMT のエネルギー損失から光電子数への変換係数
5	下層 PMT のエネルギー損失から光電子数への変換係数
6	上層 PMT のエネルギー損失から FADC 値への変換係数
7	下層 PMT のエネルギー損失から FADC 値への変換係数
8	上層のバックグラウンドミューオンヒストグラムをフィットした結果のピークの値
9	下層のバックグラウンドミューオンヒストグラムをフィットした結果のピークの値
10	上層のペDESTALの平均
11	下層のペDESTALの平均
12	上層のペDESTALの標準偏差
13	下層のペDESTALの標準偏差
14	上層のペDESTALヒストグラムをフィットした結果のピークの値
15	下層のペDESTALヒストグラムをフィットした結果のピークの値
16	上層のペDESTALヒストグラムをフィットした結果の左側半値
17	下層のペDESTALヒストグラムをフィットした結果の左側半値
18	上層のペDESTALヒストグラムをフィットした結果の右側半値
19	下層のペDESTALヒストグラムをフィットした結果の右側半値
20	上層のバックグラウンドミューオンヒストグラムをフィットした結果の自由度
21	下層のバックグラウンドミューオンヒストグラムをフィットした結果の自由度
22	上層のバックグラウンドミューオンヒストグラムをフィットした結果の χ^2
23	下層のバックグラウンドミューオンヒストグラムをフィットした結果の χ^2
24	衛星数
25	上層の線形性
26	下層の線形性

表 3.1: TA 実験用のモンテカルロシミュレーションパッケージで用いられるキャリブレーションデータの一覧。

第4章 ジオメトリ決定プログラムの作成

SD から得られる宇宙線に関する情報は主に、空気シャワー粒子の到来時間とシンチレータ内部でのエネルギー損失である。これらの情報を用いて、宇宙線の到来方向と空気シャワーの芯が地表に落ちた位置 (コア位置) を決定する。この章では TALE-SD のために新たに開発したジオメトリ決定プログラムについて述べる。

4.1 波形決定および粒子数の決定

まず、SD で記録された波形から、空気シャワー粒子の SD への到来時間と粒子数を決定する。ここではその手順について述べる。

4.1.1 粒子の到来時間の決定

SD で記録された波形から粒子の到来時間を決定する手順について述べる。

各 SD はレベル 0 トリガーが発行される以前 640 ns から 1920 ns までの範囲の FADC 値を記録しており、このデータの先頭時間は粒子の到来時間よりも早いため、データの先頭時間をそのまま粒子の到来時間として用いてはいけない。そのため、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空気シャワー粒子の到来時間として用いる。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) のペDESTAL を差し引いた FADC 積算値を計算する。
2. 1 タイムスライス (=20 ns) ずつ移動しながら FADC 積算値を計算し、この値がペDESTAL の 1.5σ 以上ならば粒子による信号だとみなし、8 タイムスライスの先頭のビンを波形の立ち上がり時間とする。
3. 決定した到来時間の 1 ビンの以前のビンの FADC 値がペDESTAL の 1.5σ 以上ならばそのビンを波形の立ち上がり時間とする。
4. 手順 3. を条件を満たす限り繰り返す。
5. 決定した到来時間から以後で最初に FADC 値がペDESTAL の 1.5σ 以下になるビンを波形の立ち下がり時間とする。
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、立ち下がり時間を求める。

この作業は上下層に対してそれぞれ行なう。図 4.1 に波形の一例を示す。

sample of waveform

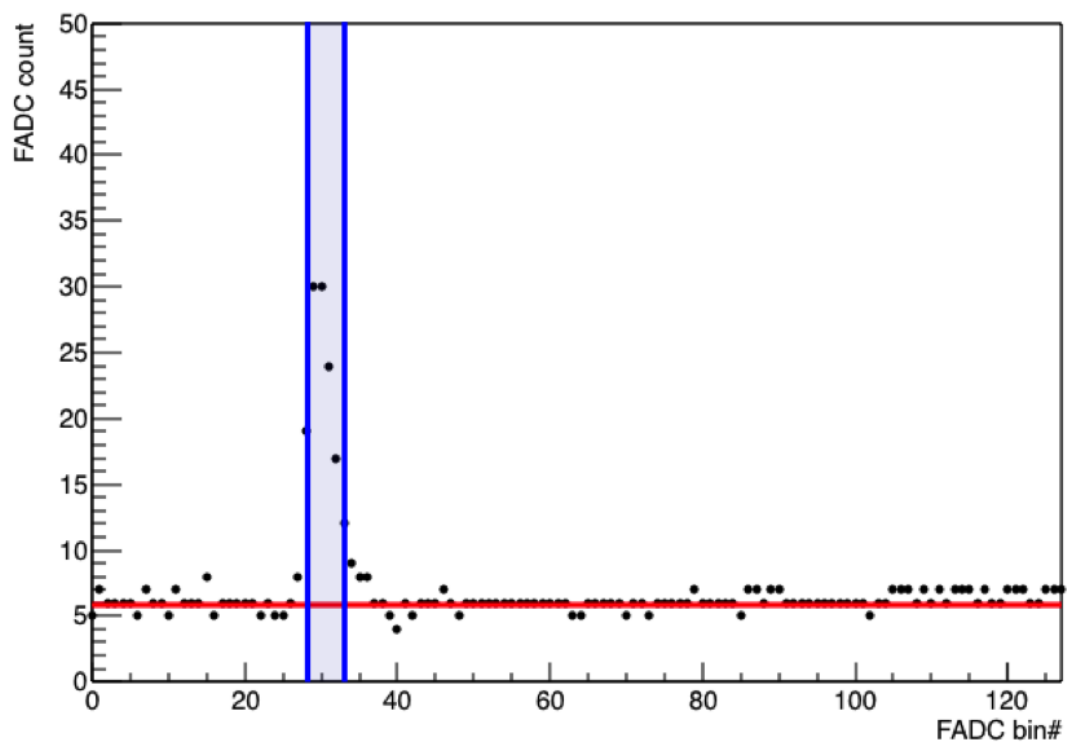


図 4.1: SD で記録された波形の一例。赤線はペDESTALを示し、青線が立ち上がり時間と立ち下がり時間を示している。また、その間の青く塗りつぶされた部分が粒子による信号と判定された部分である。

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。
2. 3.2 節で求めたエネルギー損失から FADC カウントへの変換係数を用いて、FADC 値からエネルギー損失へと変換する。
3. 2.5.7 節で求めたエネルギー損失から粒子数への変換係数を用いて、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。

今回の解析では、立ち上がり時間が一番最初に上下層ともに ± 240 ns 以内に存在する波形の上下層の平均を、空気シャワーの到来時間 (以後到来時間と呼ぶ) とした。また、到来時間から以前 240 ns ~ 以後 5000 ns までの間の粒子数の総和を空気シャワーの粒子数 (以後粒子数と呼ぶ) とした。

また、2.5.8 節で述べた線形性測定によって得られた、非線形性が 5% を超える FADC 値以上の FADC 値を記録した検出器については、以下で述べる Shower Plane Fit には用いるが、Lateral Distribution Fit には用いない。

4.2 TALE SD アレイの通信状態と不調検出器の検出

各 SD について以下の項目を満たさない検出器を不調検出器として解析から除去した。

- SD のエネルギー損失から FADC カウントへの変換係数が 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による時刻の不定性が 100 ns 以下
- 通信エラーが発生していない

図 4.2 に各 SD と通信塔との通信状態を示す。2013 年 9 月 ~ 2014 年 5 月まで通信状態が悪い状態が続いていた。解析ではこうした通信状態の悪い期間は除外して解析を行なった。

4.3 バックグラウンドミュオン除去

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もランダムに入射している。このミュオンの頻度はおよそ 700 Hz で、レベル 2 トリガーで収集されたデータのうち、 $700 \text{ Hz} \times 64 \mu\text{s} \sim 4.5\%$ がこのバックグラウンドミュオンのものとなる。このバックグラウンドミュオンによる信号を取り除くために、以下の手順でバックグラウンドミュオンを除去した。

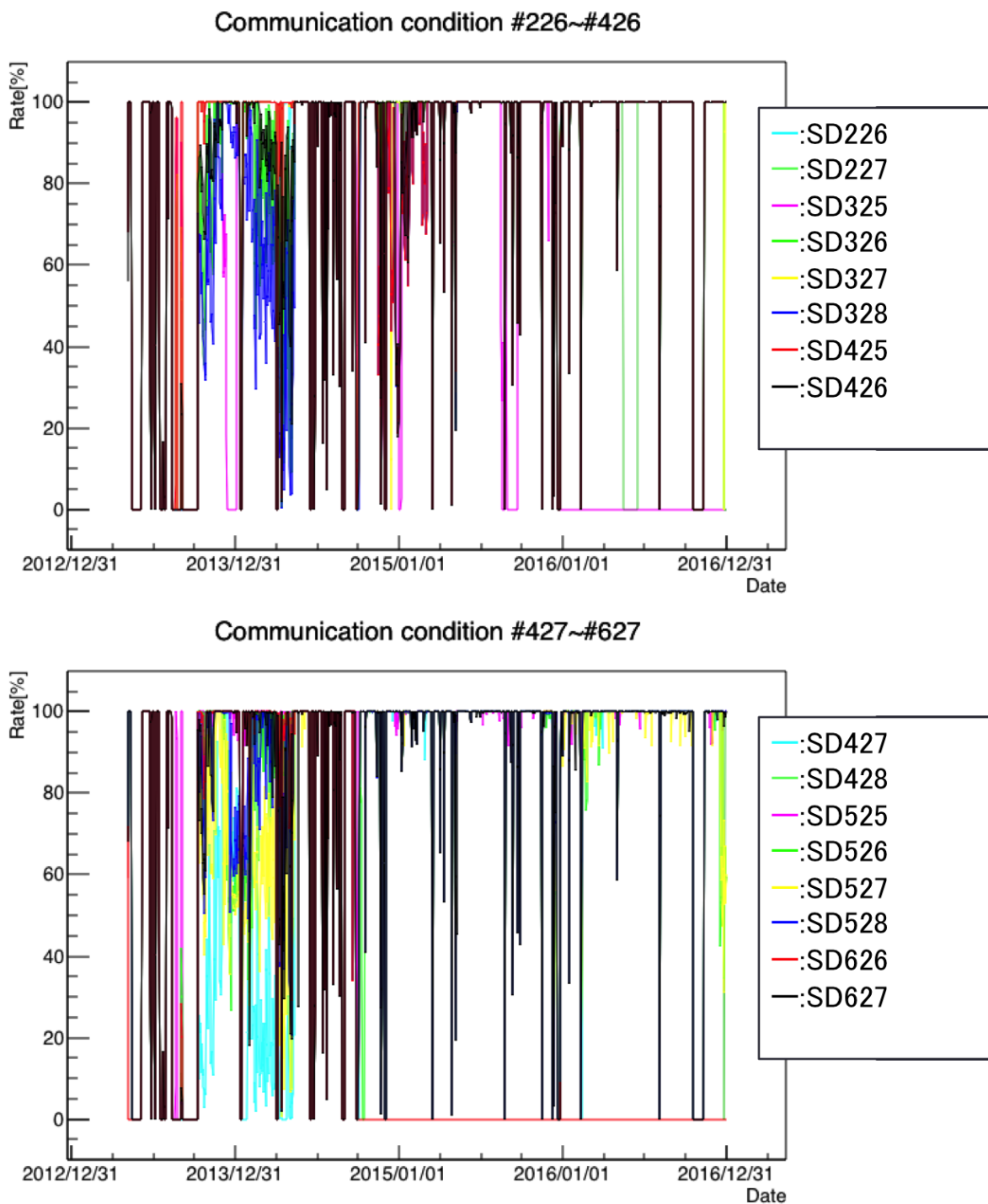


図 4.2: 各 SD と通信塔との通信状態を示した図。線の色と SD の番号の対応は図中の通りである。

1. 各SDについて、隣接しているSDとの到来時間の差が、SD間の距離をR、光速度をcとして、R/c以下であるか確認する。もし到来時間の差がR/c以上のSDがあればその台数を記録する。
2. 手順1. で記録された台数が2台以上であれば、そのSDはバックグラウンドミュオンによるものとみなして、解析から除去する。
3. 各SDについて、隣接するSDがトリガーされているかを確認する。もし隣接するSDがトリガーされていない孤立したSDがあれば、そのSDもバックグラウンドミュオンによるものとみなして、解析から除去する。

4.4 Shower Plane Fit

図4.3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。 $\mathbf{n}(\theta, \phi)$ はシャワー軸、 \mathbf{R} はコア位置、 τ 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、 l は T_0 時点でのシャワー平面とSD間の距離、 $s(\mathbf{R})$ はSDのシャワー軸からの距離、 ρ_i 、 t_i 、 \mathbf{R}_i はそれぞれ各SDの粒子数密度[粒子数/m²]、空気シャワーの到来時間、SDの位置である。また、ここで幾何学的に $t_i = T_0 + l/c + \tau$ (c は光速度)が成り立つ。

本研究では、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の関数 τ および、空気シャワーの到来方向を決定する式は以下の式を用いた。 τ とその標準偏差 σ_τ 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間の遅れの関数[63, 27]をTA実験用に天頂角 θ の関数としてパラメータ化したものを用いた[46]。

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

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

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

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

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

これらを用いて、以下の χ_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 θ 、方位角 ϕ 、コア位置 R_x 、 R_y の5つで、 \mathbf{R}_{COG} は各SDの粒子数から求めた重心である。

$$\chi_G^2 = \sum_{i=0}^n \frac{(t_i - t_i^{\text{FIT}})^2}{\sigma_{t_i}^2} + \frac{(\mathbf{R} - \mathbf{R}_{\text{COG}})^2}{\sigma_{\mathbf{R}_{\text{COG}}}^2} \quad (4.3)$$

$$t^{\text{FIT}} = T_0 + \frac{l}{c} + \tau \quad (4.4)$$

$$\sigma_{t_i} = \sqrt{\sigma_c^2 + \sigma_\tau} \quad (4.5)$$

$$(\mathbf{R}_{\text{COG}})_k = \frac{\sum_{i=0}^n (r_i)_k \sqrt{\rho_i}}{\sum_{i=0}^n \sqrt{\rho_i}}, (k = x, y) \quad (4.6)$$

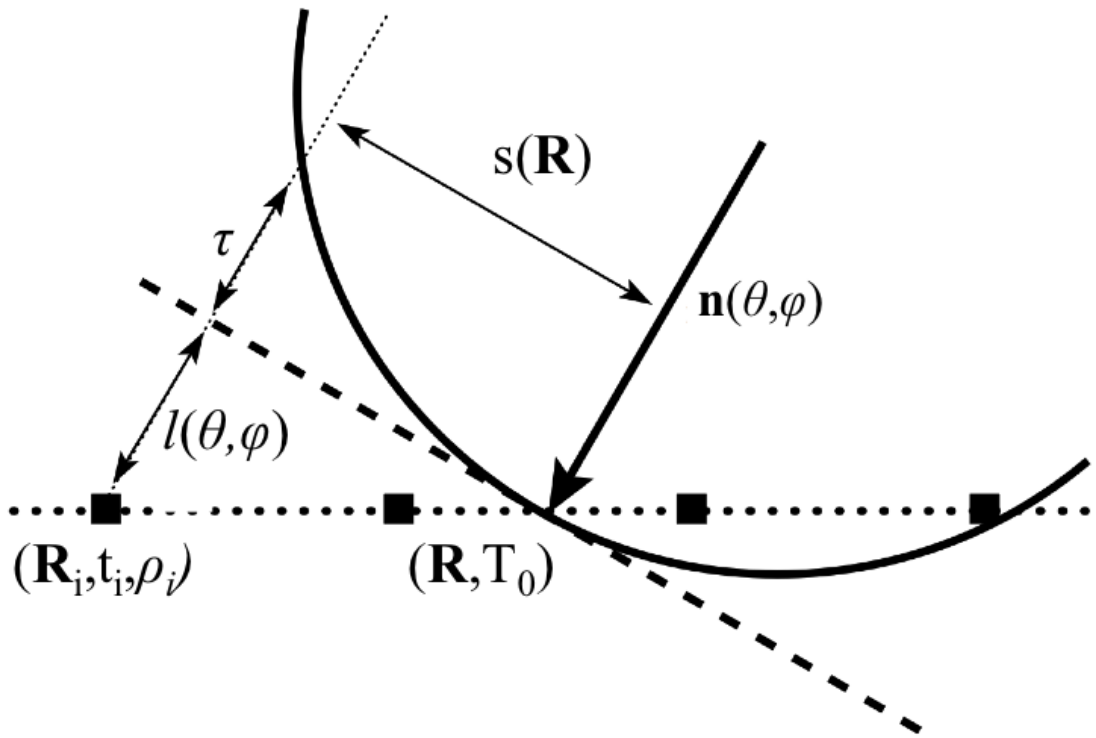


図 4.3: シャワーコアが地表へ時間 T_0 に到来した時点の空気シャワーの模式図。 $\mathbf{n}(\theta, \phi)$ はシャワー軸、 \mathbf{R} はコア位置、 τ はシャワーの曲率による粒子のシャワー平面からの到来時間の遅れ、 l は T_0 時点でのシャワー平面と SD 間の距離、 $s(\mathbf{R})$ は SD のシャワー軸からの距離、 ρ_i 、 t_i 、 \mathbf{R}_i はそれぞれ各 SD の粒子数密度 [粒子数/m²]、空気シャワーの到来時間、SD の位置である。

ここで、 $\sigma_{\mathbf{R}_{\text{COG}}} = 170[\text{m}]$ [46]、 σ_e は SD の時間分解能で 20 ns である [64]。こうして求めた χ_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 θ 、方位角 ϕ 、コア位置 R_x 、 R_y とする。

4.5 Lateral Distribution Fit

次に、各検出器から得られた粒子数密度 [粒子数/m²] 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。今回、LDF の関数として、AGASA 実験で得られた経験式 [65] を用いた。

$$\rho^{\text{FIT}} = C \left(\frac{s}{91.6[\text{m}]} \right)^{-1.2} \left(1 + \frac{s}{91.6[\text{m}]} \right)^{-(\eta(\theta))-1.2} \left(1 + \left[\frac{s}{1000[\text{m}]} \right]^2 \right)^{-0.6} \quad [\text{m}^2] \quad (4.7)$$

$$\eta(\theta) = 3.97 - 1.79[\sec \theta - 1] \quad (4.8)$$

また、ここで s はシャワー軸までの距離、 θ は天頂角、 C は規格化定数である。標準偏差については TA SD 用に最適化された以下の式を用いた [46]。

$$\sigma_\rho = \sqrt{0.56\rho^{\text{FIT}} + 6.3 \times 10^{-3}(\rho^{\text{FIT}})^2} \quad (4.9)$$

この LDF を用いて以下の χ_G^2 を最小にするパラメータを求める [46]。ここで、パラメータはコア位置 R_x 、 R_y と規格化定数 C である。

$$\chi_L^2 = \sum_{i=0}^n \frac{(\rho_i - \rho_i^{\text{FIT}})^2}{\sigma_{\rho_i}^2} + \frac{(\mathbf{R} - \mathbf{R}_{\text{COG}})^2}{\sigma_{\mathbf{R}_{\text{COG}}}^2} \quad (4.10)$$

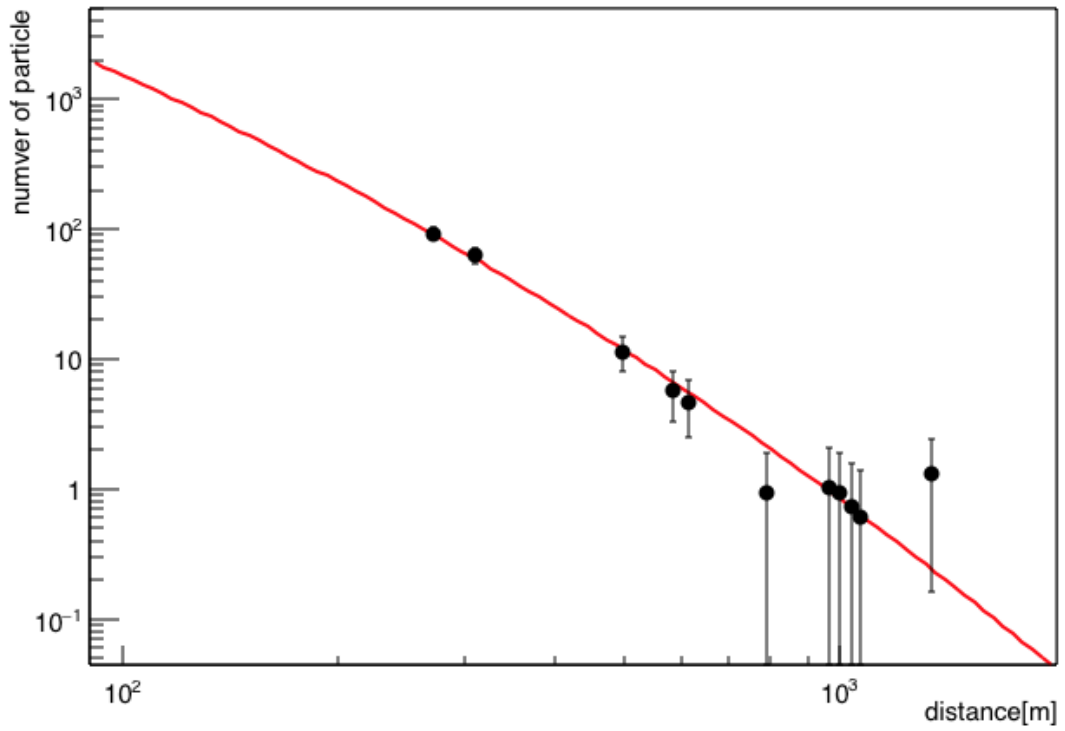
図 4.4 にシャワーの曲率による粒子のシャワー平面からの到来時間の遅れと粒子の横方向分布をフィットした一例を示す。

4.6 ジオメトリ再構成

以上で述べた手法を用いて、ジオメトリを再構成するプログラムを開発し、パラメータを探す範囲を以下のように決めた。

1. 各 SD に対する空気シャワーの到来時間と粒子数を求める。
2. バックグラウンドミューオンによってトリガーされた SD を除去する。
3. 各 SD の粒子数から重心を求める。これをコア位置の初期値として使用する。また、重心に一番近い SD の到来時間を T_0 の初期値として使用する。
4. χ_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範囲と刻み幅は、 T_0 は $\pm 5 \mu\text{s}$ 、500 ns 刻み、 θ は $0^\circ \sim 90^\circ$ 、 5° 刻み、 ϕ は $0^\circ \sim 360^\circ$ 、 5° 刻み、 R_x と R_y は $\pm 2000 \text{ m}$ 、200 m 刻みである。
5. 各パラメータを変化させる範囲と刻み幅を細かくして再度 χ_G^2 を最小にす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範囲と刻み幅は、 T_0 は $\pm 500 \text{ ns}$ 、50 ns 刻み、 θ と ϕ は $\pm 5^\circ$ 、 0.5° 刻み、 R_x と R_y は $\pm 500 \text{ m}$ 、50 m 刻みである。

Lateral Distribution Fit



Shower Plane Fit

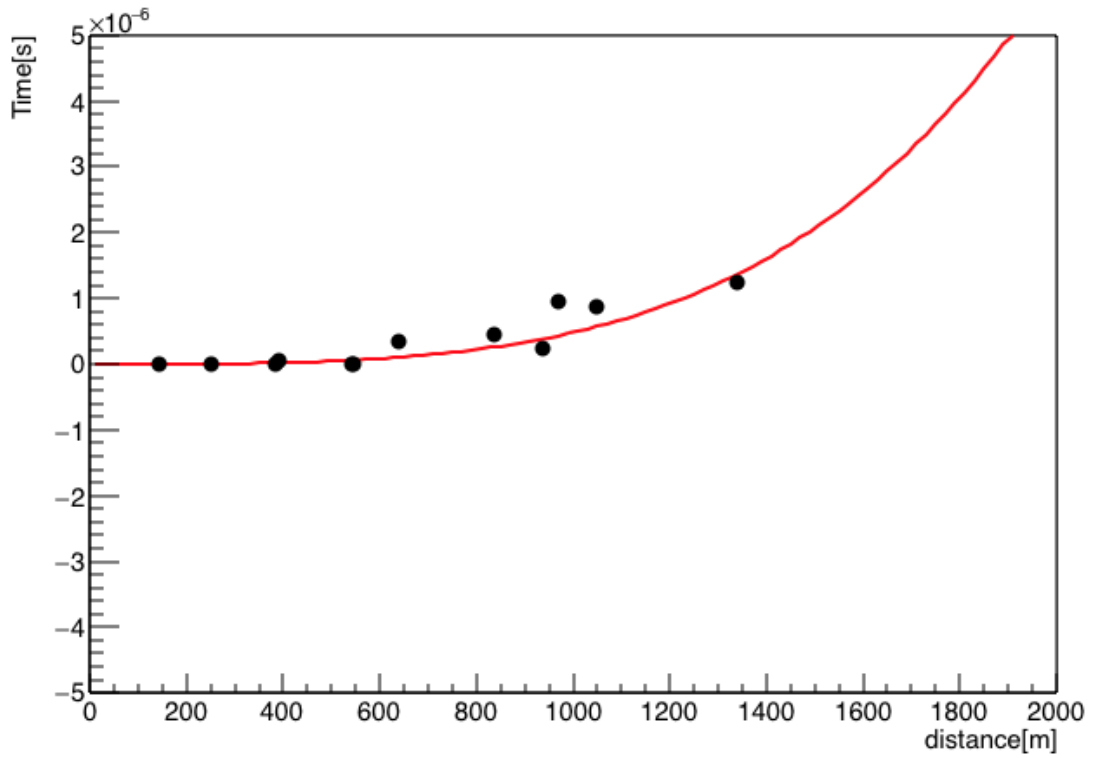


図 4.4: シャワーの曲率による粒子のシャワー平面からの到来時間の遅れと粒子の横方向分布をフィットした一例。

6. χ_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範囲と刻み幅は、 R_x と R_y は ± 1000 m、100 m 刻み、 C は 10^a として $a = 1 \sim 20$ 、 $a=0.1$ 刻みである。
7. 再度 χ_G^2 を最小にす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範囲と刻み幅は、 T_0 は ± 50 ns、5 ns 刻み、 θ と ϕ は $\pm 0.5^\circ$ 、 0.05° 刻み、 R_x と R_y は ± 500 m、50 m 刻みである。
8. 再度 χ_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範囲と刻み幅は、 R_x と R_y は ± 50 m、10 m 刻み、 C は 10^a として $a \pm 2$ 、 $a=0.1$ 刻みである。
9. χ_G と χ_L を自由度 (numer of freedom、ndf) で割った値である、 χ_G/ndf と χ_L/ndf が求めたイベントを解析に成功したイベントとする。

第5章 モンテカルロシミュレーションによる到来方向およびコア位置の決定精度の評価

4章で開発したジオメトリ再構成プログラムを使用して、3章で述べた空気シャワーモンテカルロシミュレーションによって作成したイベントの到来方向とコア位置を再構成し、その精度を定量的に評価した。

5.1 イベントセット

ここでは、再構成精度評価のために用いたシミュレーションのイベントセットについて述べる。一次粒子は陽子を仮定した。一次エネルギーは 10^{17} eV、 $10^{17.5}$ eV、 10^{18} eV それぞれに対して log スケールで ± 0.1 eV の範囲でランダムとした。天頂角は 0° と 30° で固定、方位角は東を 0° とし、図 5.1 に示すように $-180^\circ \leq \phi \leq 180^\circ$ の範囲で一様ランダムに分布させた。コア位置は図 5.2 に示すように検出器 427 の位置を中心とする半径 3 km の円内に一様ランダムに分布させた。これらのイベントセットの総イベント数とトリガーされたイベント数、解析に成功したイベント数を表 5.1 に示す。

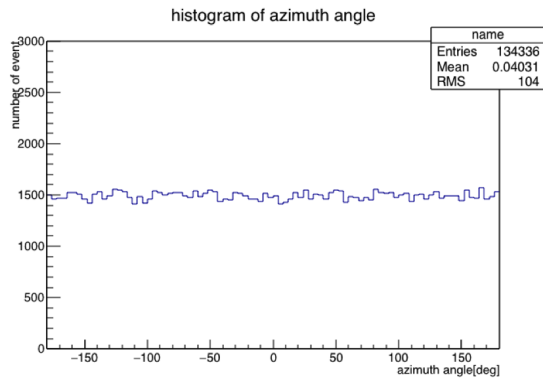
シミュレーションのエネルギー ($\theta = 0^\circ$)	10^{17} eV	$10^{17.5}$ eV	10^{18} eV
総イベント数	134336	33028	9772
トリガーされたイベント数	9535	3936	1773
解析に成功したイベント数	5864	2993	1483
シミュレーションのエネルギー ($\theta = 30^\circ$)	10^{17} eV	$10^{17.5}$ eV	10^{18} eV
総イベント数	133973	32989	9638
トリガーされたイベント数	9360	3955	1771
解析に成功したイベント数	5833	3058	1522

表 5.1: 各エネルギー、各天頂角のシミュレーションのイベントセットの総イベント数、トリガーされたイベント数、解析に成功したイベント数。

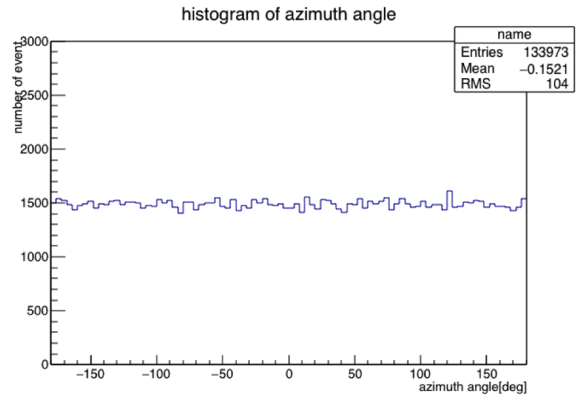
5.2 クオリティーカットのしきい値決定

ジオメトリ決定精度の悪いイベントを除去するために、解析に用いた SD の台数 N_{SD} と解析で求めた χ_G と χ_L を用いてクオリティーカットを適用する。この節ではクオリティーカットのしきい値を決定する。今回の研究では天頂角 0° 、エネルギー 10^{17} eV のイベントセットからしきい値を決定した。

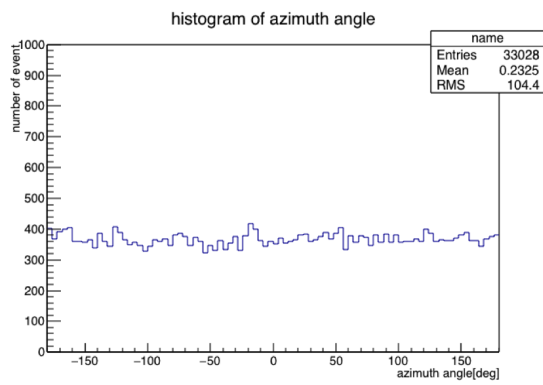
$\theta = 0^\circ, 10^{17} \text{ eV}$



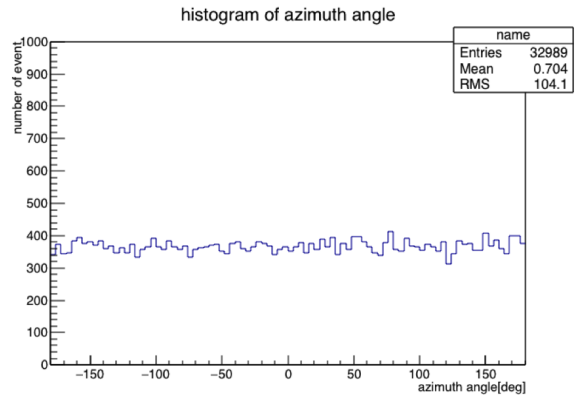
$\theta = 30^\circ, 10^{17} \text{ eV}$



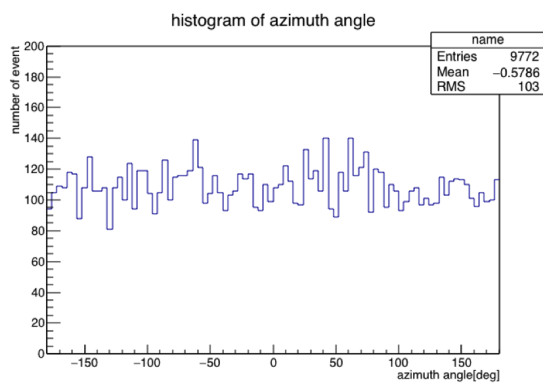
$\theta = 0^\circ, 10^{17.5} \text{ eV}$



$\theta = 30^\circ, 10^{17.5} \text{ eV}$



$\theta = 0^\circ, 10^{18} \text{ eV}$



$\theta = 30^\circ, 10^{18} \text{ eV}$

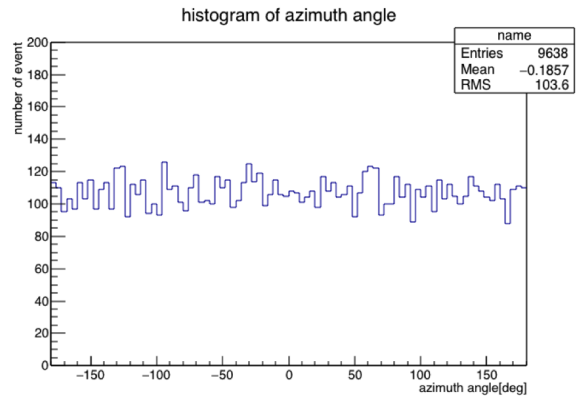


図 5.1: 生成された全シミュレーションイベントの天頂角分布。上からエネルギーが 10^{17} eV 、 $10^{17.5} \text{ eV}$ 、 10^{18} eV のヒストグラムで、左が天頂角 0° 、右が天頂角 30° である。

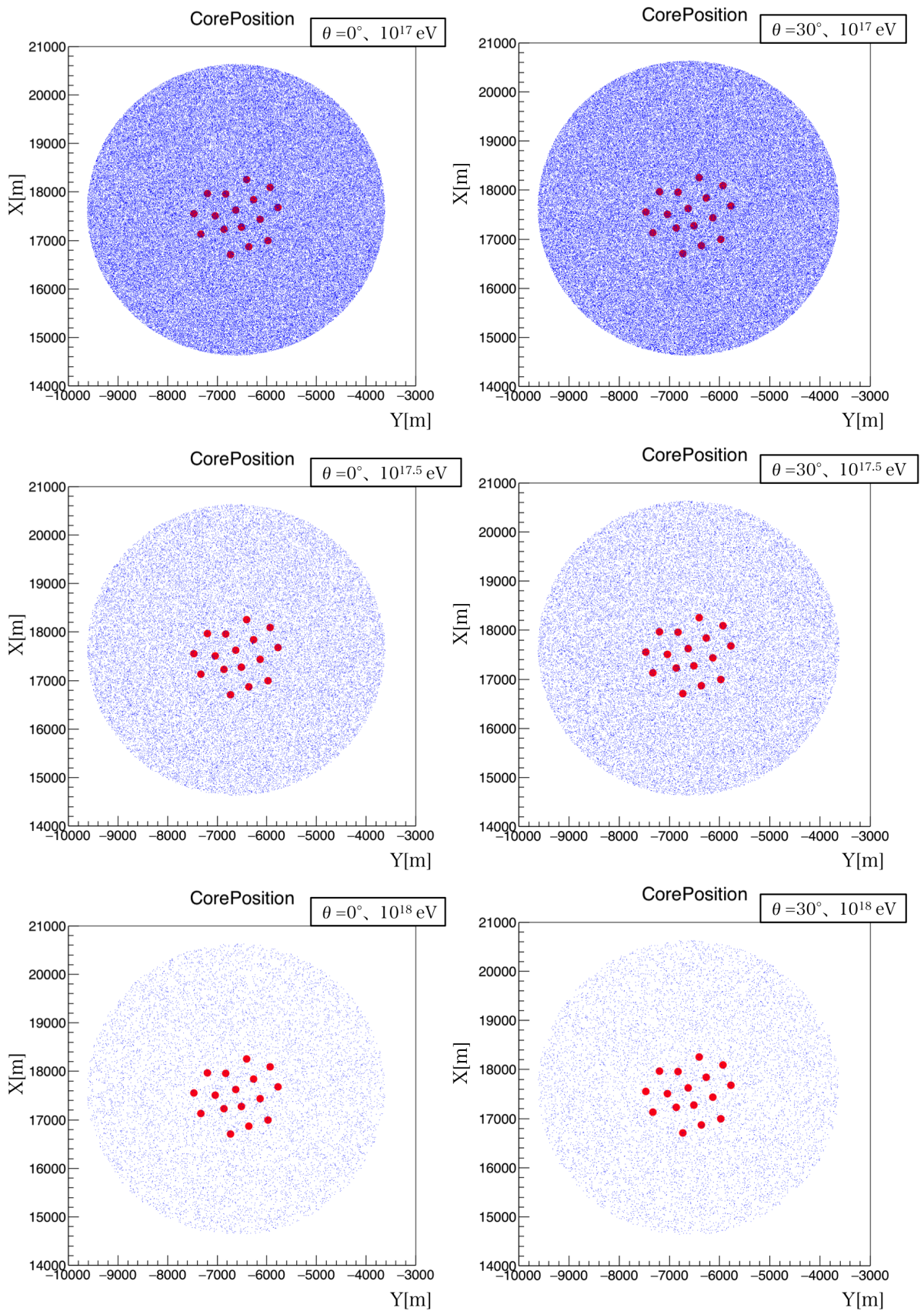


図 5.2: 生成された全シミュレーションイベントのコア位置分布。上からエネルギーが 10^{17} eV、 $10^{17.5}$ eV、 10^{18} eV のヒストグラムで、左が天頂角 0° 、右が天頂角 30° である。

5.2.1 χ_G/ndf および χ_L/ndf のしきい値決定

はじめに4章の解析で求めた χ_G と χ_L を用いたクオリティーカットのしきい値を決定する。なぜなら、 χ_G/ndf と χ_L/ndf の値が大きいイベントはそれぞれ、Shower Plane Fit と Lateral Distribution Fit に失敗していると考えられるからである。図5.3と図5.4に各エネルギー、各天頂角の χ_G/ndf 、 χ_L/ndf を示す。これらの分布の全イベントの68%が含まれる χ_G/ndf と χ_L/ndf の値を表5.2に示す。天頂角 0° 、エネルギー 10^{17} eV のイベントセットの68%の上限値の $\chi_G/\text{ndf} = 1.25$ 、 $\chi_L/\text{ndf} = 2.49$ をしきい値とした。

シミュレーションのエネルギー ($\theta = 0^\circ$)	10^{17} eV	$10^{17.5}$ eV	10^{18} eV
χ_G/ndf	1.25	1.39	2.08
χ_L/ndf	2.49	2.69	3.41
シミュレーションのエネルギー ($\theta = 30^\circ$)	10^{17} eV	$10^{17.5}$ eV	10^{18} eV
χ_G/ndf	1.62	1.86	2.64
χ_L/ndf	2.42	2.74	3.52

表 5.2: 各エネルギーの全イベントの68%が含まれる χ_G/ndf と χ_L/ndf の値をまとめたもの

5.2.2 N_{SD} のしきい値決定

次に解析に用いたSDの台数 N_{SD} でイベントを選別する。図5.5に各エネルギー、各天頂角のイベントセットの N_{SD} のヒストグラムを示す。天頂角 0° 、エネルギー 10^{17} eV のイベントセットのおよそ7割が残るように、 $N_{\text{SD}} = 7$ をしきい値とした。

5.3 到来方向およびコア位置の決定精度の評価

5.3.1 到来方向の決定精度の評価

到来方向の精度評価には Opening angle という値を用いた。これはシミュレーションで与えられた真の到来方向 \mathbf{n}_{sim} と再構成で求めた到来方向 \mathbf{n}_{rec} のなす角で、以下の式で表される。

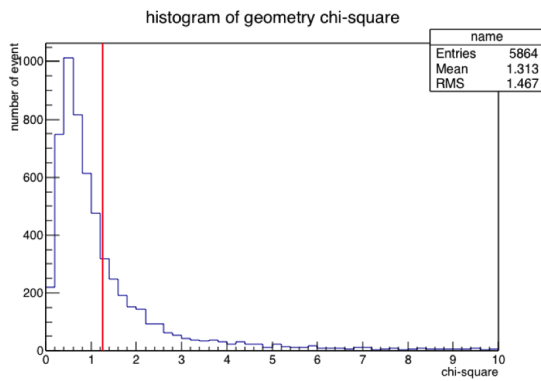
$$\delta_{\text{opening}} = \cos^{-1}(\mathbf{n}_{\text{sim}} \cdot \mathbf{n}_{\text{rec}}) \quad (5.1)$$

クオリティーカットを適用した後の、各エネルギー、各天頂角の Opening angle のヒストグラムを図5.6に示す。全イベントの68%が含まれる Opening angle の値を到来方向決定精度とし、各エネルギー、各天頂角における到来方向決定精度はそれぞれ、天頂角 0° で 10^{17} eV で 1.20° 、 $10^{17.5}$ eV で 1.00° 、 10^{18} eV で 1.25° 、天頂角 30° で 10^{17} eV で 1.81° 、 $10^{17.5}$ eV で 1.51° 、 10^{18} eV で 1.45° となった(図5.7)。

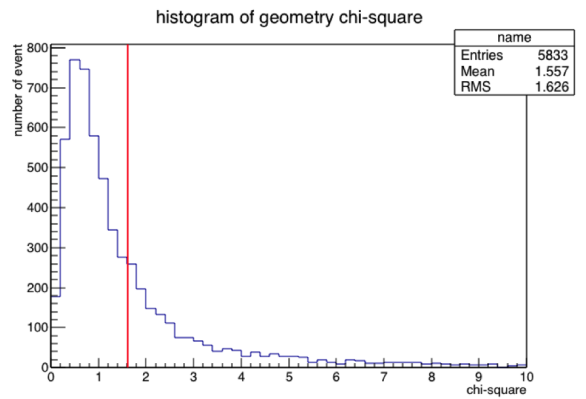
5.3.2 コア位置の決定精度の評価

コア位置の決定精度の評価には Core distance という値を用いた。これはシミュレーションで与えられた真のコア位置 \mathbf{R}_{sim} と再構成で求めたコア位置 \mathbf{R}_{rec} の間の距離で以下の式で表される。

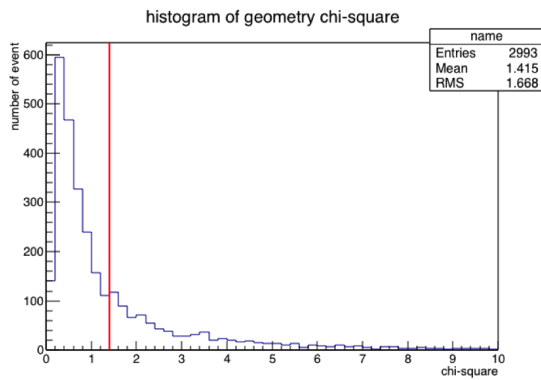
$\theta = 0^\circ, 10^{17} \text{ eV}$



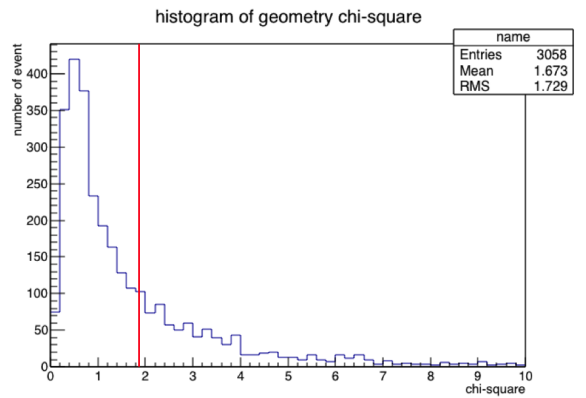
$\theta = 30^\circ, 10^{17} \text{ eV}$



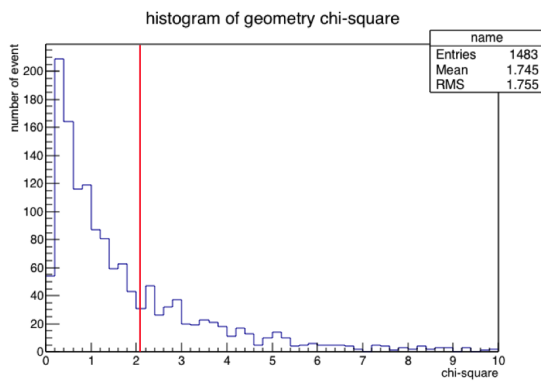
$\theta = 0^\circ, 10^{17.5} \text{ eV}$



$\theta = 30^\circ, 10^{17.5} \text{ eV}$



$\theta = 0^\circ, 10^{18} \text{ eV}$



$\theta = 30^\circ, 10^{18} \text{ eV}$

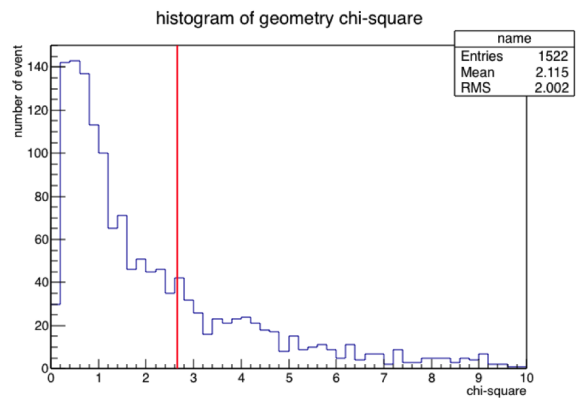
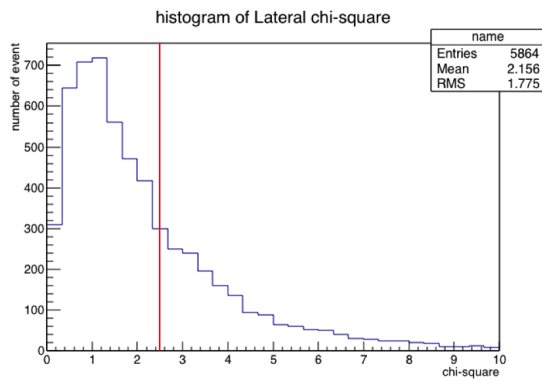
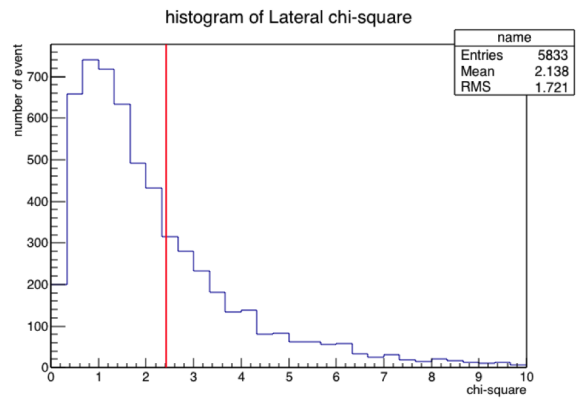


図 5.3: 解析に成功したイベントの χ_G/ndf のヒストグラム。上からエネルギーが 10^{17} eV 、 $10^{17.5} \text{ eV}$ 、 10^{18} eV のヒストグラムで、左が天頂角 0° 、右が天頂角 30° である。赤線は全イベントの 68%が含まれる χ_G/ndf の値である。

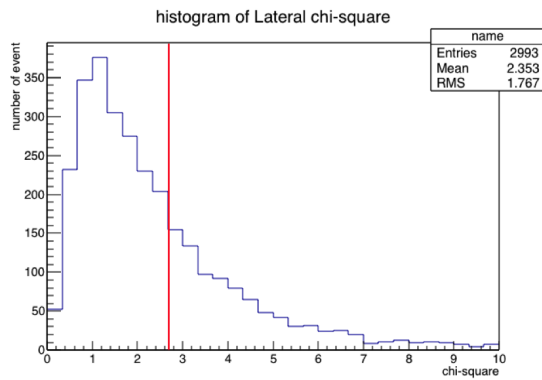
$\theta = 0^\circ, 10^{17} \text{ eV}$



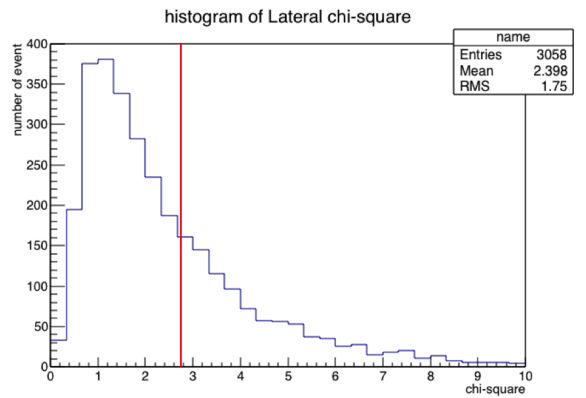
$\theta = 30^\circ, 10^{17} \text{ eV}$



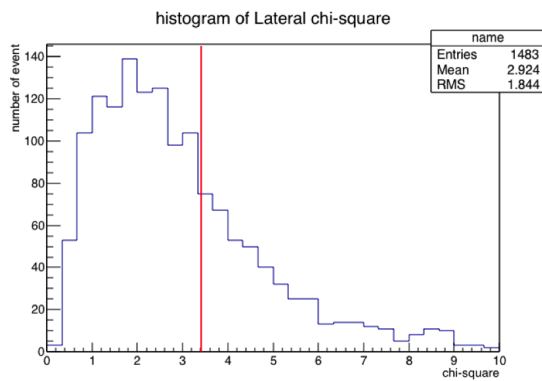
$\theta = 0^\circ, 10^{17.5} \text{ eV}$



$\theta = 30^\circ, 10^{17.5} \text{ eV}$



$\theta = 0^\circ, 10^{18} \text{ eV}$



$\theta = 30^\circ, 10^{18} \text{ eV}$

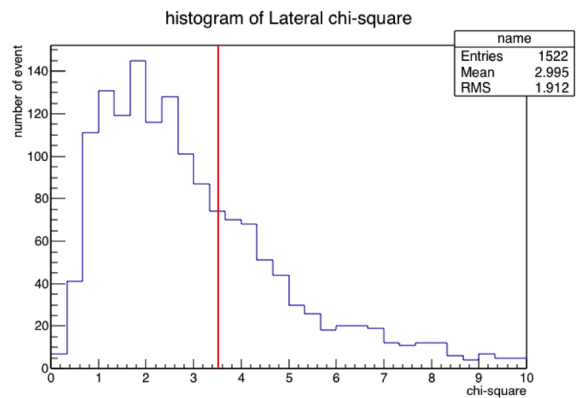
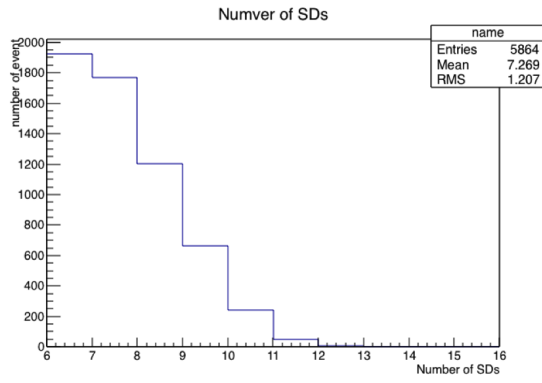
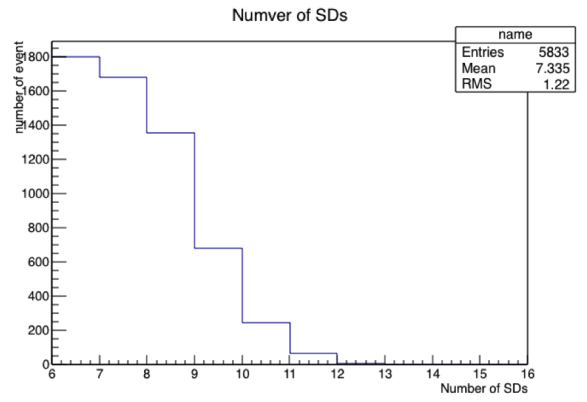


図 5.4: 解析に成功したイベントの χ_L/ndf のヒストグラム。上からエネルギーが 10^{17} eV 、 $10^{17.5} \text{ eV}$ 、 10^{18} eV のヒストグラムで、左が天頂角 0° 、右が天頂角 30° である。赤線は全イベントの 68%が含まれる χ_L/ndf の値である。

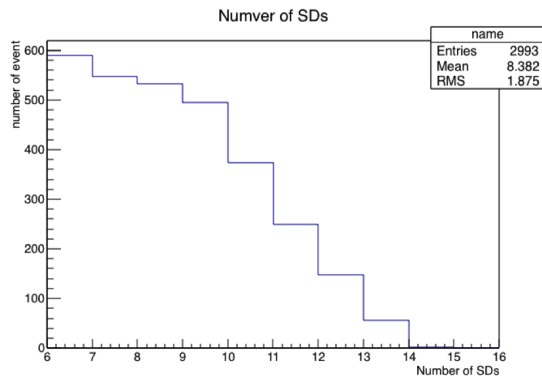
$\theta = 0^\circ, 10^{17} \text{ eV}$



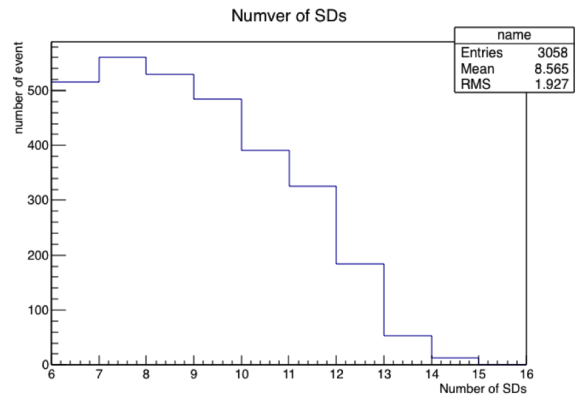
$\theta = 30^\circ, 10^{17} \text{ eV}$



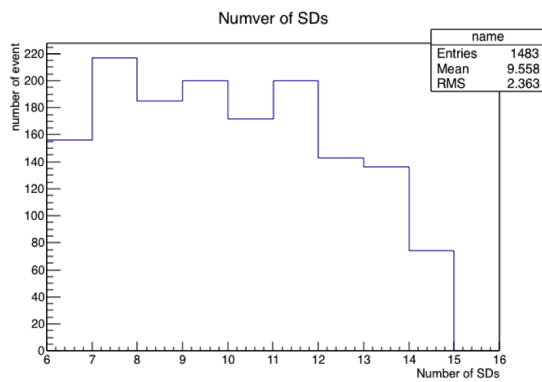
$\theta = 0^\circ, 10^{17.5} \text{ eV}$



$\theta = 30^\circ, 10^{17.5} \text{ eV}$



$\theta = 0^\circ, 10^{18} \text{ eV}$



$\theta = 30^\circ, 10^{18} \text{ eV}$

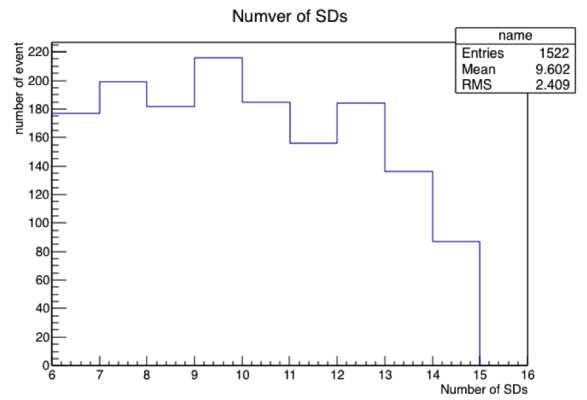


図 5.5: 解析に成功したイベントの N_{SD} のヒストグラム。上からエネルギーが 10^{17} eV 、 $10^{17.5} \text{ eV}$ 、 10^{18} eV のヒストグラムで、左が天頂角 0° 、右が天頂角 30° である。

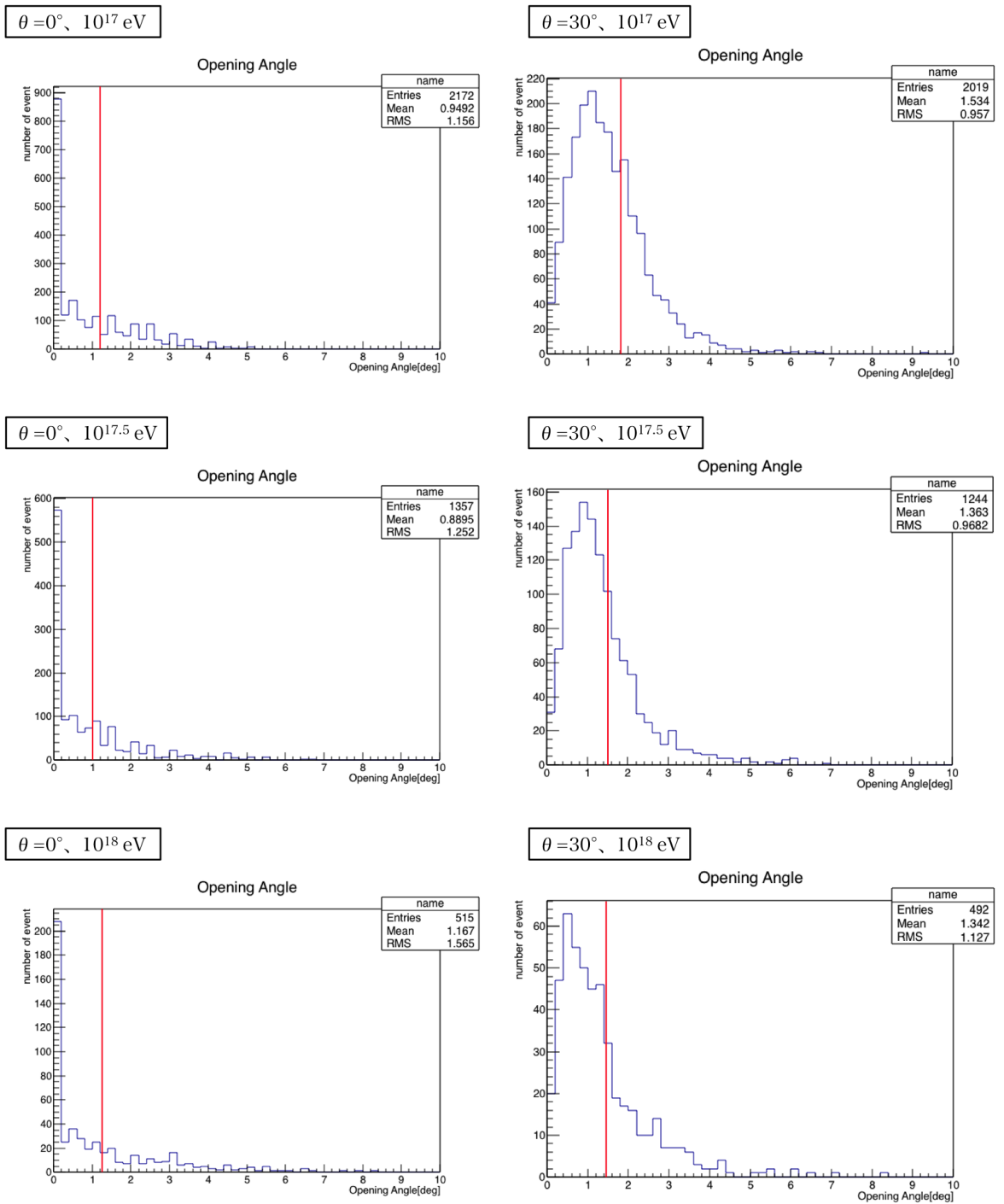


図 5.6: クオリティーカットを適用したイベントの Opening angle のヒストグラム。上からエネルギーが 10^{17} eV、 $10^{17.5}$ eV、 10^{18} eV のヒストグラムで、左が天頂角 0° 、右が天頂角 30° である。赤線は全イベントの 68%が含まれる値である。

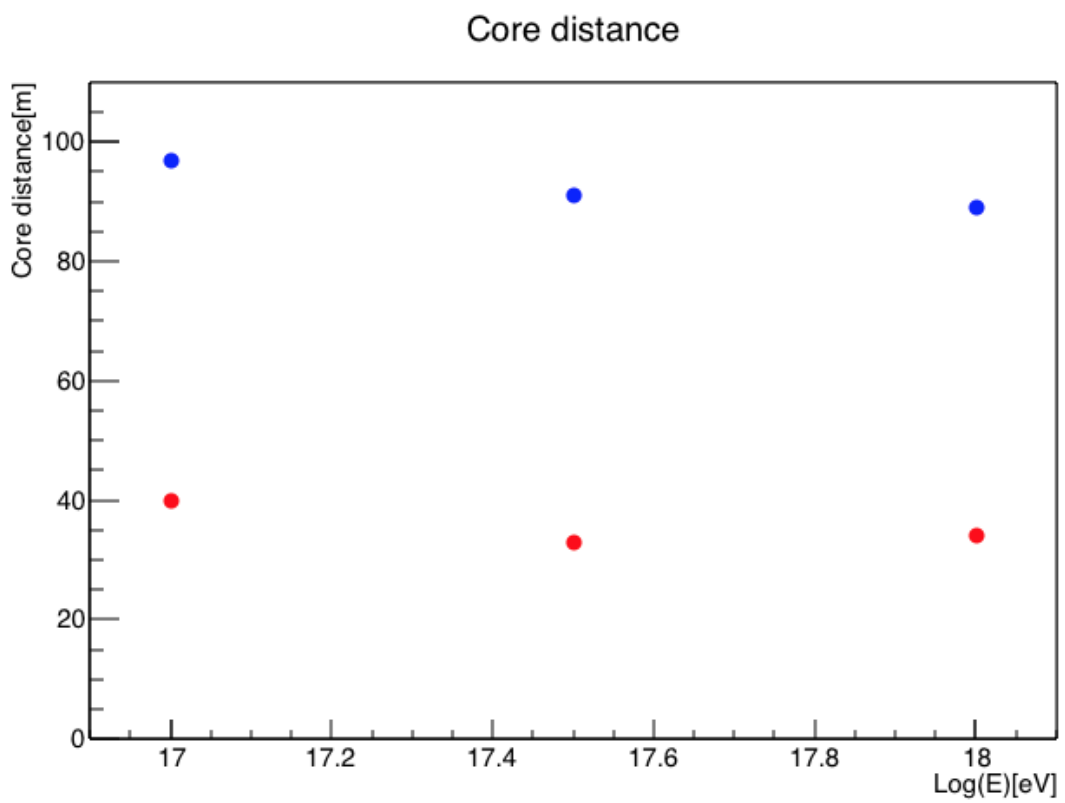


図 5.7: 各エネルギーの到来方向決定精度。青点が天頂角 30°、赤点が天頂角 0° である。

$$\delta_{\text{core}} = |\mathbf{R}_{\text{sim}} - \mathbf{R}_{\text{rec}}| \quad (5.2)$$

クオリティーカットを適用した後の、各エネルギー、各天頂角の Core distance のヒストグラムを図 5.8 に示す。全イベントの 68%が含まれる Core distance の値をコア位置決定精度とし、各エネルギー、各天頂角におけるコア位置決定精度は天頂角 0° で 10^{17} eV で 40 m、 $10^{17.5}$ eV で 33 m、 10^{18} eV で 34 m、天頂角 30° で 10^{17} eV で 97 m、 $10^{17.5}$ eV で 91 m、 10^{18} eV で 89 m となった (表 5.9)。

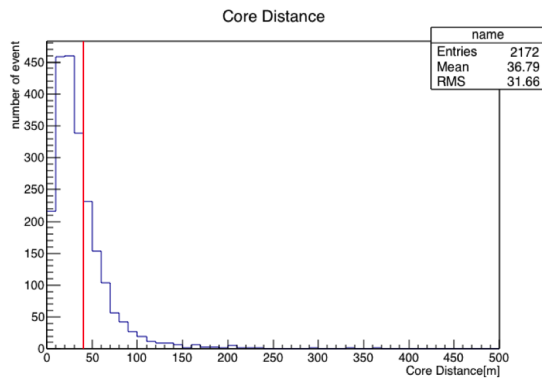
5.4 今後の展望

図 5.5 に示すように、宇宙線のエネルギーが高くなるにつれて解析に用いる SD の数は多くなる。これは、エネルギーが高くなると空気シャワーのサイズが大きくなり、トリガーされる SD の数が増えるためである。空気シャワーの到来方向は 4.4 節で述べたように、シャワー平面を幾何学的にフィットして求める。なので、SD の数が多いほど到来方向を精度よく決定できると期待される。つまり、宇宙線のエネルギーが大きいほど到来方向決定精度は良くなると期待され、今回の結果でも天頂角 30° のイベントセットでは到来方向決定精度はエネルギーが高くなるにつれて良くなった。しかし、天頂角 0° のイベントセットの解析ではそうした傾向は見られず、Opening angle のヒストグラムは 0° に鋭いピークを持つ結果となった。これは正しく解析できた結果なのかどうかを調べる必要がある。

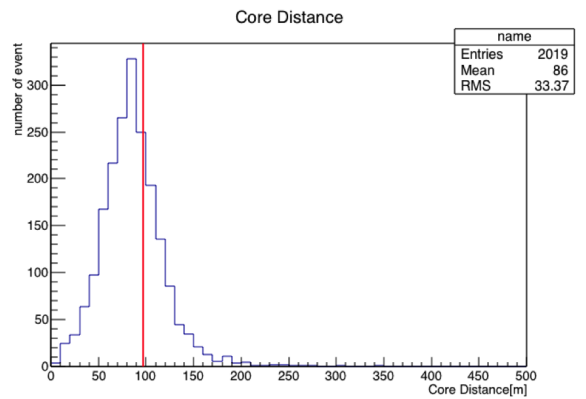
今回は天頂角を 0° と 30° で固定したモンテカルロシミュレーションでジオメトリの決定精度を評価したが、実際の空気シャワーは様々な角度でやってくる。今後、様々な角度を混ぜたモンテカルロシミュレーションによるイベントセットを用意して、ジオメトリの決定精度を評価する必要がある。また、今回の解析には TA-SD 用の式を用いたが、この式を TALE-SD 用に最適化することも必要である。

さらに、AGASA 実験や TA 実験ではコア位置からある距離の粒子数密度を用いてエネルギーを決定する手法が用いられている [46, 66]。TA 実験ではモンテカルロシミュレーションによって、コア位置から 800 m の粒子数密度 $S(800)$ とエネルギー、天頂角の関係を示したテーブルを作成し、それによって宇宙線のエネルギーを決定している (図 5.10)。今後、TALE SD でもモンテカルロシミュレーションを用いて同様のテーブルを作成することで、宇宙線のエネルギーを決定することが可能になると期待される。

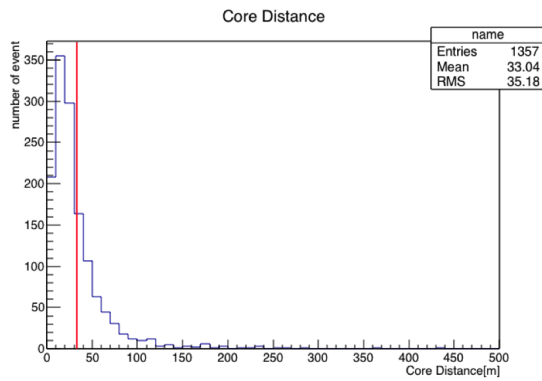
$\theta = 0^\circ, 10^{17} \text{ eV}$



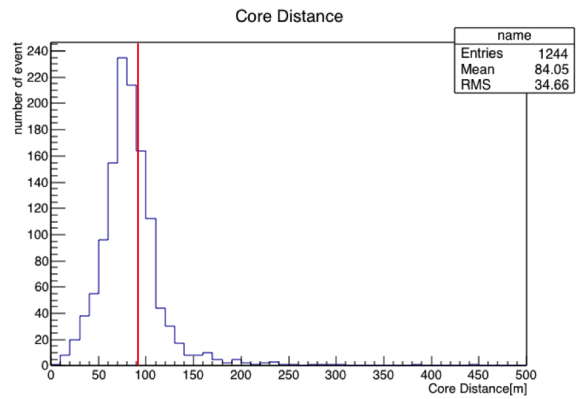
$\theta = 30^\circ, 10^{17} \text{ eV}$



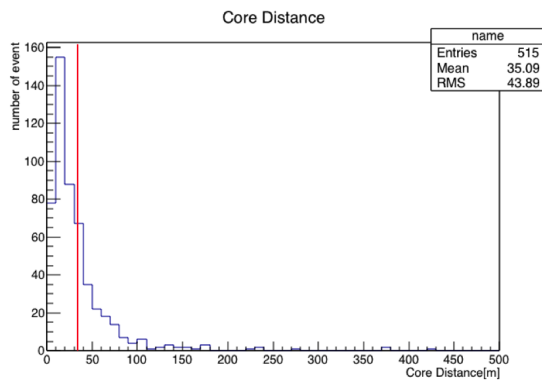
$\theta = 0^\circ, 10^{17.5} \text{ eV}$



$\theta = 30^\circ, 10^{17.5} \text{ eV}$



$\theta = 0^\circ, 10^{18} \text{ eV}$



$\theta = 30^\circ, 10^{18} \text{ eV}$

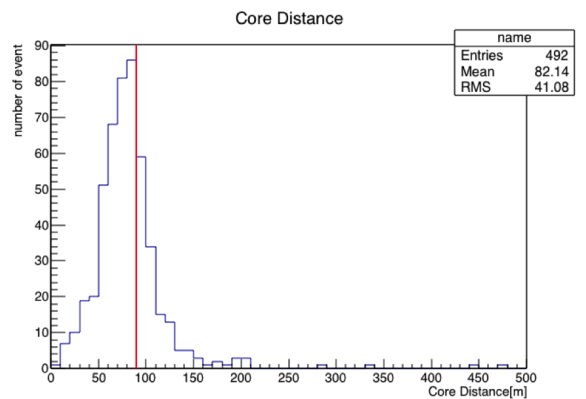


図 5.8: クオリティーカットを適用したイベントの Core distance のヒストグラム。上からエネルギーが 10^{17} eV 、 $10^{17.5} \text{ eV}$ 、 10^{18} eV のヒストグラムで、左が天頂角 0° 、右が天頂角 30° である。赤線は全イベントの 68%が含まれる値である。

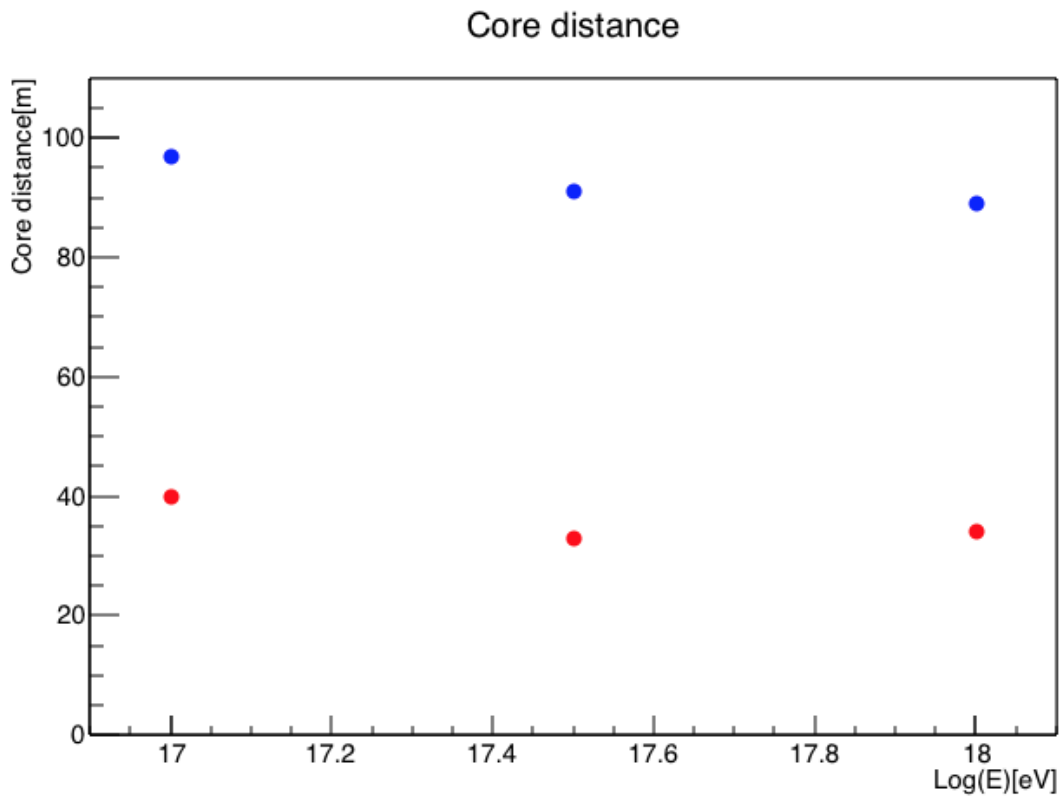


図 5.9: 各エネルギーのコア位置決定精度。青点が天頂角 30°、赤点が天頂角 0° である。

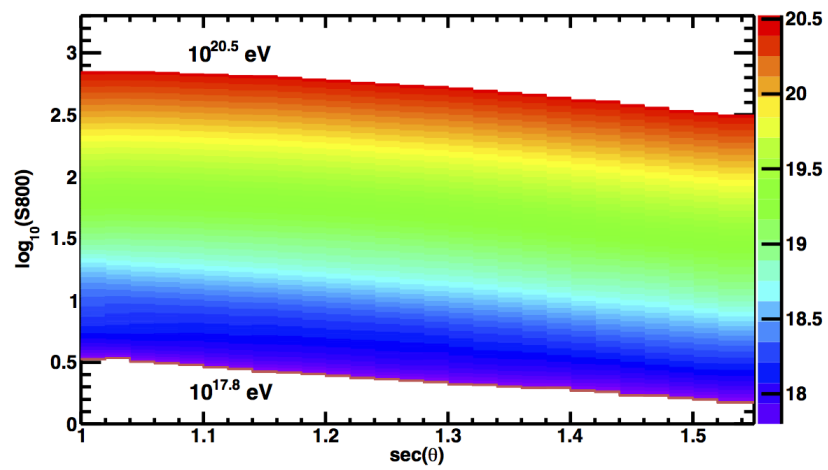


図 5.10: TA 実験で用いられている Energy Estimation Table[46]。

第6章 結論

TALE 実験の地表検出器で得られたデータから、宇宙線のジオメトリを求める解析プログラムを開発した。また、TA 実験用のモンテカルロシミュレーションパッケージを TALE-SD 用に改良し、シミュレーションイベントを作成した。そして、そのシミュレーションイベントの解析を行ない、解析プログラムのジオメトリ決定精度を求めた。その結果、TALE 地表検出器の空気シャワーの到来方向の決定精度は天頂角 0° で 10^{17} eV で 1.20° 、 $10^{17.5}$ eV で 1.00° 、 10^{18} eV で 1.25° 、天頂角 30° で 10^{17} eV で 1.81° 、 $10^{17.5}$ eV で 1.51° 、 10^{18} eV で 1.45° であることが分かった。また、空気シャワーのコア位置の決定精度は天頂角 0° で 10^{17} eV で 40 m、 $10^{17.5}$ eV で 33 m、 10^{18} eV で 34 m、天頂角 30° で 10^{17} eV で 97 m、 $10^{17.5}$ eV で 91 m、 10^{18} eV で 89 m であることが分かった。

今年度末から TALE サイト内に残りの検出器を展開し、合計 103 台の SD でデータ取得を開始する予定である。これによってアレイの検出面積が増えるので統計量の増加が見込め、さらに良質なデータが取得できると期待される。

今後は、天頂角 0° のイベントセットの結果が正しく解析できた結果なのかどうかを調べ、解析に用いる式を TA-SD 用の式から TALE-SD 用に最適化し、さらに、エネルギーも決定できるように解析プログラムの改良をする予定である。また、103 台の TALE-SD アレイによる実データ解析もする予定である。

第7章 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、林嘉夫名誉教授に深く感謝いたします。

東京大学地震研究所の山崎勝也博士には、本研究のモンテカルロシミュレーションについて多くのご助言を頂き、また日常生活における相談にも幾度となく応じて頂きましたことを深く感謝いたします。

愛知工業大学の小島浩司教授、大嶋晃敏准教授、大阪市立大学の Shin Bok Kyun 博士、東京大学宇宙線研究所の榊直人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。

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 SD 全般に関する知識およびデータ解析手法についてのご助言を頂き、またアメリカユタ州での研究生生活や観測作業で大変お世話になりましたことを感謝いたします。

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大野木瞭太氏、高橋優一氏、Rosa Mayta Palacios さんに感謝いたします。

毎日の研究生生活の中で支えとなっていたいただいた小西翔吾氏、和知慎吾氏、西本義樹氏、佐原涼介氏、高木芳紀氏、織田浩行氏、尾村勇吾氏、藤田慧太郎氏に感謝いたします。

神奈川大学の有働慈治助教、多米田祐一郎助手、信州大学の林幹樹氏、ユタ大学の J.N. Matthews 教授、Cosmic Ray Center 管理人の Dave Barr 氏、Cindy Barr さん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。

東京大学宇宙線研究所の佐川宏行教授、福島正己名誉教授、竹田成宏助教、池田大輔特任助教、川田和正博士、野中敏幸助教、木戸英治博士、藤井俊博博士、武石隆治氏、東京大学地震研究所の武多昭道助教、信州大学の富田孝幸助教、徳島大学の櫻井信之講師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。

大阪市立大学大学運営本部学務企画課の川口幸子さん、大鶴淳美さん、東京大学宇宙線研究所の木次敦子さん、千田藍さん、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数多くの事務処理を行って頂きましたことを感謝いたします。

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] V.F. Hess: “Uber Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten”, *Phys. Z.*, 13 1084(1912).
- [2] M. Nagano: “Search for the end of the energy spectrum of primary cosmic rays”, *New J. Phys.*, 11 065012(2009) .
- [3] G.V. Kulikov and G.B. Khristiansen: “On the size spectrum of extensive air showers”, *J. Exp. Theor. Phys.*, 35 (1959) 635.
- [4] M. Nagano: “Search for the end of the energy spectrum of primary cosmic rays”, *New J. Phys.*, 11, 065012(2009).
- [5] M.I. Panasyuk: “Cosmic ray physics in space: the role of Sergey Vernov’s scientific school”, *Astrophys. Space Sci. Trans.*, 7 151(2011).
- [6] Peter Tinyakov, for the Telescope Array Collaboration: “Latest results from the telescope array”, *Nucl. Instrum. Meth. A*, 742, 1, 29(2014).
- [7] S. Ogio, F. Kakimoto, *Proc. 28th Int. Conf. Cosmic Rays.*, 1, 315(2003).
- [8] V. Berezhinsky, A. Z. Gazizov, and S. I. Grigorieva: “Dip in UHECR spectrum as signature of proton interaction with CMB”, *Phys. Lett.*, B612, 147(2005).
- [9] K. Greisen: “End to the cosmic ray spectrum?”, *Phys. Rev. Lett.*, 16 (1966) 148.
- [10] G.T. Zatsepin and V.A. Kuzmin: “Upper limit of the spectrum of cosmic rays”, *JETP Lett.*, 4 78(1966).
- [11] A. M. Hillas: “The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays”, *Astron. Astrophys.*, 22, 425(1984).
- [12] M. Kachelriess: “Lecture notes on high energy cosmic rays”, prepared for the 17th Jyvaskyla Summer School (2008).
- [13] C. Thompson, R. Duncan: “The soft gamma repeaters as very strongly magnetized neutron stars - I. Radiative mechanism for outbursts”, *Monthly Notices of the Royal Astron. Society*, 275, 255(1995).
- [14] P. Blasi, R. Epstein, et al: “Ultra-High-Energy Cosmic Rays from Young Neutron Star Winds”, *Astrophys. J. Lett.*, 533, L123(2000).
- [15] E. Boldt and P. Ghosh: “Cosmic rays from remnants of quasars?”, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 307, 491(1999).

- [16] Jordi Miralda-Escude and Eli Waxman: “Signatures of the Origin of High-Energy Cosmic Rays in Cosmological Gamma-Ray Bursts”, *The Astrophys. J. Lett.*, 472, L89(1996).
- [17] H. Kang, D. Ryu and T.W. Jones: “Cluster accretion shocks as possible acceleration sites for ultra-high-energy protons below the greisen cutoff”, *Astrophys. J.*, 456, 422(1996).
- [18] P. Auger, R. Maze and T. Grivet-Meyer: “Granes gerbes cosmique atmospheriques contenant des corpuscules ultrapenetrant”, *Compt. Rend. Acad. Sci.*, 206 1721(1938).
- [19] 木舟 正, 宇宙高エネルギー粒子の物理学, (2004).
- [20] T.K. Gaisser: “Cosmic Rays and Particle Physics”, Cambridge University Press (1990).
- [21] K. Kamata, J. Nishimura: “The Lateral and the Angular Structure Functions of Electron Showers”, *Suppl. Prog. Theor. Phys.*, 6,93(1958).
- [22] Peter K.F. Grieder: “Extensive Air Showers”, Volume I, (2010).
- [23] J. Linsley et al: “Energy Spectrum and Structure of Large Air Showers”, *J. Phys. Soc. Japan.*, 17 Suppl A-III, 91(1962).
- [24] K. Greisen: “Cosmic Ray Showers”, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 10, 63(1960).
- [25] J. Linsley: “Thickness of the particle swarm in cosmic-ray air showers”, *Phys. G: Nucl. Phys.*, 12, 51(1986).
- [26] T. Hara, et al: “Characteristics of Large Air Shower at core distance between 1km and 2km”, *Proc. of 18th ICRC.*, 11, 276(1983).
- [27] Teshima, M. et al: “Properties of $10^9\text{GeV} - 10^{10}\text{GeV}$ Extensive Air Showers at Core Distances Between 100-m and 3000-m”, *J.Phys.*, G12, 1097(1986).
- [28] F. Kakimoto et al: “A measurement of the air fluorescence yield”, *Nucl. Instr. and Meth.*, A 372, 527(1996).
- [29] 村山喬: “乗鞍シンポジウム報告”, 宇宙線研究 3, No.5 449(1958)
- [30] James W. Cronin: “The highest-energy cosmic rays”, Talk presented at TAUP 2003, Seattle, USA, arXiv:astro-ph/0402487v1, (2004).
- [31] M. G. Aartsen, et al: “The IceCube Neutrino Observatory: Instrumentation and Online Systems”, Prepared for submission to JINST, arXiv:1612.05093, (2016).
- [32] M. G. Aartsen et al: “Measurement of the cosmic ray energy spectrum with IceTop-73”, *Phys. Rev. D* 88, 042004(2013).
- [33] T. Antoni, et al: “The cosmic-ray experiment KASCADE”, *Nucl. Instrum. Methods, A* 513, 490(2003).
- [34] G. Navarra, et al: “KASCADE-Grande: a large acceptance, high-resolution cosmic-ray detector up to 10^{18} eV”, *Nucl. Instrum. Methods, A*, 518 207(2004).

- [35] A. Haungs, et al: “ High-energy cosmic rays measured with KASCADE-Grande ”, Proc. of 33rd ICRC, 0300(2013)
- [36] W. Apel et al: “ Kneelike Structure in the Spectrum of the Heavy Component of Cosmic Rays Observed with KASCADE-Grande ”, Phys. Rev. Lett. 107, 171104 (2011).
- [37] W. Apel et al: “ Ankle-like feature in the energy spectrum of light elements of cosmic rays observed with KASCADE-Grande ”, Phys. Rev. D 87, 081101(R)(2013).
- [38] S.F. Berezhnev, et al: “ The Primary CR Spectrum by the Data of the Tunka-133 Array ”, Proc. of UHECR2014(2014).
- [39] V.V. Prosin, et al: “ Results from Tunka-133 (5 years observation) and from the Tunka-HiSCORE prototype ”, EPJ Web of Conferences 121, 03004 (2016)
- [40] 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 Journal of Physics, 11, 065008(2009).
- [41] S.P. Knurenko, et al: “ Cosmic ray spectrum in the energy range $10^{15} - 10^{18}$ eV and the second knee according to the small Cherenkov setup at the Yakutsk EAS array ”, Proc. of 33rd ICRC, 0053(2013).
- [42] P. Sokolsky for the HiRes Collaboration: “ Final Results from the High Resolution Fly’s Eye (HiRes) Experiment ”, Invited paper presented at the XVI International Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions ISVHECRI 2010, (2010).
- [43] D.J. Bird et al: “ Coincident Observation of Air Showers by the HiRes Prototype and CASA/MIA Experiments ”, Proc. 23rd ICRC, Calgary, 4, 283(1993).
- [44] The Pierre Auger Collaboration: “ The Pierre Auger Cosmic Ray Observatory ”, Nucl. Instrum. Meth. A, 798, 21, 172(2015).
- [45] Serap Tilav: “ Global View of Cosmic Ray Data ”, Presentation of UHECR2014(2014).
- [46] Dmitri Ivanov: “ Energy Spectrum Measured By The Telescope Array Surface Detector ”, D-thesis of New Brunswick Rutgers, The State University of New Jersey (2012).
- [47] 宮田 孝司: “ テレスコープアレイ実験における地表粒子検出器の性能評価 ”, M-thesis of Tokyo University of Science (2008).
- [48] 木戸 英治: “ テレスコープアレイ実験による極高エネルギー宇宙線観測のための大規模地表粒子検出器の開発 ”, M-thesis of Tokyo University of Science (2007).
- [49] T. Abu-zayyad et al: “ The surface detector array of the Telescope Array experiment ”, Nucl. Instrum. Methods., A689, 87(2012).
- [50] A. Taketa, et al, Proceedings of the 31th International Cosmic Ray Conference in Lodz, 2009, p. 924.

- [51] D. Heck, G. Schatz, T. Thouw, J. Knapp, J.N. Capdevielle: “ CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air showers ” , Technical Report 6019, FZKA (1998).
- [52] S. Ostapchenko, “ QGSJET-II: Towards reliable description of very high energy hadronic interactions ” , Nucl. Phys. Proc. Suppl, 151, 143(2006).
- [53] A. Ferrari, P.R. Sala, A. Fasso, J. Ranft: “ FLUKA: A multi-particle transport code ” , Technical Report 2005-010, CERN (2005).
- [54] W.R. Nelson, H. Hirayama, D.W.O. Rogers: “ The EGS4 code system ” , Technical Report 0265, SLAC (1985).
- [55] S. Agostinelli, et al: “ GEANT4: A simulation toolkit ” , Nucl. Instrum. Meth., A506,250(2003).
- [56] 武多 昭道: “ The measurement of extremely high energy cosmic ray energy spectrum by Telescope Array surface detector ” ,D-thesis of Tokyo university (2011).
- [57] A.M. Hillas: “ Shower simulation: Lessons from MOCCA ” , Nucl. Phys. Proc. Suppl., 52B, 29(1997).
- [58] M. Kobal: “ A thinning method using weight limitation for air-shower simulations ” , Astropart. Phys., 15, 259(2001).
- [59] B.T. Stokes, et al: “ Dethinning extensive air shower simulations ” , Astropart. Phys., 35 759(2012).
- [60] AMS Collaboration: “ Cosmic Protons ” , Phys. Lett. B490, 27(2000).
- [61] AMS Collaboration: “ Helium in Near Earth Orbit ” , Phys. Lett. B494, 193(2000).
- [62] K. Kasahara and F. Cohen: “ A New Parallel Processing Scheme Enabling Full Monte Carlo EAS Simulation in the GZK Energy Region ” , Proc. of 30th ICRC, 4, 584(2008).
- [63] J. Linsley, L. Scarsi: “ Arrival times of air shower particles at large distances from the axis ” , Phys. Rev., 128 2384(1962).
- [64] T. Nonaka, T. Okuda, H. Sagawa: “ Performance of TA Surface Array ” , Proc. of 31st ICRC, 2, 170(2009).
- [65] S Yoshida, N Hayashida, et al: “ Lateral distribution of charged particles in giant air showers above 1EeV observed by AGASA ” , J. Phys. G. Nucl. Partic., 20, 4, 651(1994).
- [66] K. Shinozaki, AGASA Collaboration: “ AGASA results ” , Nucl. Phys. B. Proc. Suppl, 151, 1, 3(2006).