

TALE 実験 大気蛍光望遠鏡の再構成ソフトウェアの開発
(Development of Reconstruction Software for the Telescope Array
Low energy Extension Fluorescence Detector)

理学研究科
数物系専攻

藤田 慧太郎

目次

第1章	宇宙線	1
1.1	宇宙線	1
1.1.1	宇宙線のエネルギースペクトル	2
1.1.2	加速機構	3
1.2	2nd knee 領域の宇宙線	4
1.2.1	宇宙線起源の銀河系内から銀河系外への遷移	4
1.2.2	LHC と空気シャワー現象	5
1.3	2nd knee 領域の宇宙線の観測結果の現状	5
1.3.1	エネルギースペクトル	6
1.3.2	質量組成	9
1.4	空気シャワーと宇宙線観測	11
1.4.1	空気シャワー現象	11
1.4.2	縦方向発達	13
1.4.3	横方向分布	15
1.4.4	空気シャワー粒子の到来時刻分布	16
1.4.5	観測方法	17
1.4.6	大気中での発光過程と散乱・吸収	20
第2章	TA Low energy Extension (TALE) 実験	23
2.1	TALE 実験の目的	24
2.2	TA 実験	24
2.2.1	TA 実験地表検出器	27
2.2.2	TA 実験大気蛍光望遠鏡	27
2.3	TALE 実験の装置の外観	28
2.3.1	TALE 実験地表検出器	28
2.3.2	TALE 実験大気蛍光望遠鏡	32
第3章	TALE-FD ステーション	35
3.1	TALE-FD ステーション	35
3.1.1	望遠鏡と光学系	35
3.1.2	PMT カメラ	37
3.1.3	データ収集システム	38
3.2	光学系の較正	44
3.3	大気情報のモニタリング	48

第 4 章	TA 実験標準のシミュレーションとイベント再構成ソフトウェア	50
4.1	空気シャワーシミュレーション	50
4.1.1	セッションファイル	50
4.1.2	CORSIKA シャワーシミュレーション	51
4.1.3	大気蛍光発光	52
4.1.4	チェレンコフ光	53
4.1.5	散乱チェレンコフ光	54
4.2	検出器シミュレーション	56
4.3	イベント再構成ソフトウェア	58
4.3.1	解析に使用する PMT の選別	58
4.3.2	空気シャワー到来方向の再構成	64
4.3.3	縦方向発達再構成 - 逆モンテカルロ法 -	68
第 5 章	標準ソフトウェアでの TALE-FD ステーションの取り扱い	71
5.1	検出器シミュレーション	71
5.1.1	大気蛍光望遠鏡	71
5.1.2	レイトレースとエレクトロニクス	71
5.2	イベント再構成	74
5.2.1	Profile Constrained Geometry Fit - PCGF 法 -	74
第 6 章	性能	77
6.1	モノ再構成の決定精度	77
6.1.1	シミュレーション条件とイベントセレクション	77
6.1.2	決定精度	78
第 7 章	結論	84

概論

宇宙線物理学の研究分野で興味深いトピックの一つが "2nd knee" である。"2nd knee" とは宇宙線のエネルギースペクトルの $10^{17.1}$ eV 付近に見られる折れ曲がり構造である [1]。 10^{17} eV 付近のエネルギー領域では宇宙線の主成分は重い原子核であると、これまでのさまざまな観測から推定されているが、一方でより高エネルギーの $10^{18.2}$ eV \sim $10^{19.5}$ eV 領域では、Telescope Array (TA) 実験によると宇宙線の主成分は陽子 100% と矛盾がなく、そうでなくとも軽い原子核が主成分であると結論づけている [2]。銀河系内の天体で生成・加速が可能な宇宙線のエネルギーはたかだか 10^{17} eV 程度であると考えられていること、2nd knee を境として宇宙線の組成が異なっているのではないかと考えられていることから、この 2nd knee という折れ曲がり構造は、宇宙線の起源がエネルギーの増加とともに銀河系内から銀河系外へと移り変わっていることに対応しているのではないかと考えられている。

そこで、この興味深い 2nd knee エネルギー領域の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するために、TA Low energy Extension (TALE) 実験が進んでいる。TALE 実験は TA 実験の検出可能な一次エネルギーの範囲を低エネルギー側に拡張する実験で、TA 実験に隣接して、10 基の大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector, FD) と 80 台からなる地表検出器 (Surface Detector: SD) アレイを設置している。FD, SD アレイは宇宙線を直接観測するのではなく、宇宙線が大気中の原子核と相互作用し粒子の多重発生を起こすことで発生する空気シャワーを観測している。特に FD では空気シャワーの縦方向発達を観測することが可能であり、これを用いて宇宙線の質量組成を決定することが可能である。

TALE 実験用の 10 基の FD として、HiRes 実験で使用されていたものが移設されており、2013 年 9 月から定常観測を継続している。その観測データは HiRes 実験で使用されていた解析ソフトウェアをベースに開発されたソフトウェアによる解析のみが行われ続けてきた。

そこで本研究で、TALE-FD ステーションのための解析ソフトウェアを日本で開発された TA 実験の FD 用標準解析ソフトウェアに組み込むことで、TA 実験を含む全ての FD データを解析できるイベント再構成ソフトウェアを開発した。解析ソフトウェアは、擬似空気シャワーイベントを生成し、検出器の応答を考慮して実際に記録される形式で擬似データを生成するシミュレーション群と、記録されたデータから空気シャワーの到来方向、縦方向発達、そしてエネルギーを求めるイベント再構成プログラム群の 2 つのからなる。本研究にて、シミュレーション群とイベント再構成プログラム群双方へ TALE-FD に関する部分を追加、統合し、米国側とは独立に TALE-FD ステーションの観測データを解析できるようにした。これによりデータ解析のクロスチェックが可能となっただけでなく、TA 実験を含む全 4FD ステーションの観測データを 1 つの解析ソフトウェアで解析することが可能になった。また、TALE 実験は上述の通り TA 実験より低いエネルギー領域を観測しているため、TA 実験大気蛍光望遠鏡のデータ解析で用いられている従来の空気シャワーイベント再構成アルゴリズムでは $10^{17.5}$ eV 以下の低いエネルギーの空気シャワーイベントの解析は困難であった。そこで従来の手法に変わる、新たな空気シャワーイベント再構成手法を導入し、これを実装した。この変更により解析可能しきい値エネルギーを 10^{16} eV まで下げることに成功し、TA 実験と合わせて 5 桁のエネルギーにわたる宇宙線イベントの解析が可能となった、加えてこの新方式を導入することによって、大気蛍光望遠鏡単眼解析での到来方向決定精度 $\Delta\theta$ はこれまでの 7.4° [3] から 1.0° へと劇的に改善することに成功した。

本論文では、TALE-FD ステーションについて、さらにイベント再構成ソフトウェアの詳細やソフトウェア内での TALE-FD ステーションの取り扱いについて述べる。さらに、擬似空気シャワー

イベントデータを解析することで、このイベント再構成ソフトウェアの単眼再構成決定精度を評価した。その結果、空気シャワー最大発達深さ X_{\max} の決定精度は $10^{17.0}$ eV の陽子宇宙線で 37.5 g/cm^2 となり、また $10^{16.0}$ eV \sim $10^{18.5}$ eV の領域でエネルギー、宇宙線粒子種によらず再構成バイアスがないことがわかった。

第1章 宇宙線

1.1 宇宙線

宇宙線とは宇宙空間を飛び交う高エネルギー粒子であり，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．これまでに観測された宇宙線のエネルギーは， 10^8 eV から 10^{20} eV 以上までの広範囲にわたっている．宇宙線の到来頻度は，エネルギーのおよそ3乗に比例して小さくなることが知られている(図1.1)．宇宙線のスペクトルにはいくつかの構造が見られ， $10^{15.5}$ eV， $10^{17.5}$ eV， $10^{18.5}$ eV， $10^{19.7}$ eV に位置する折れ曲がりそれぞれ “knee”，“2nd knee”，“ankle”，“cutoff” と呼んでいる．

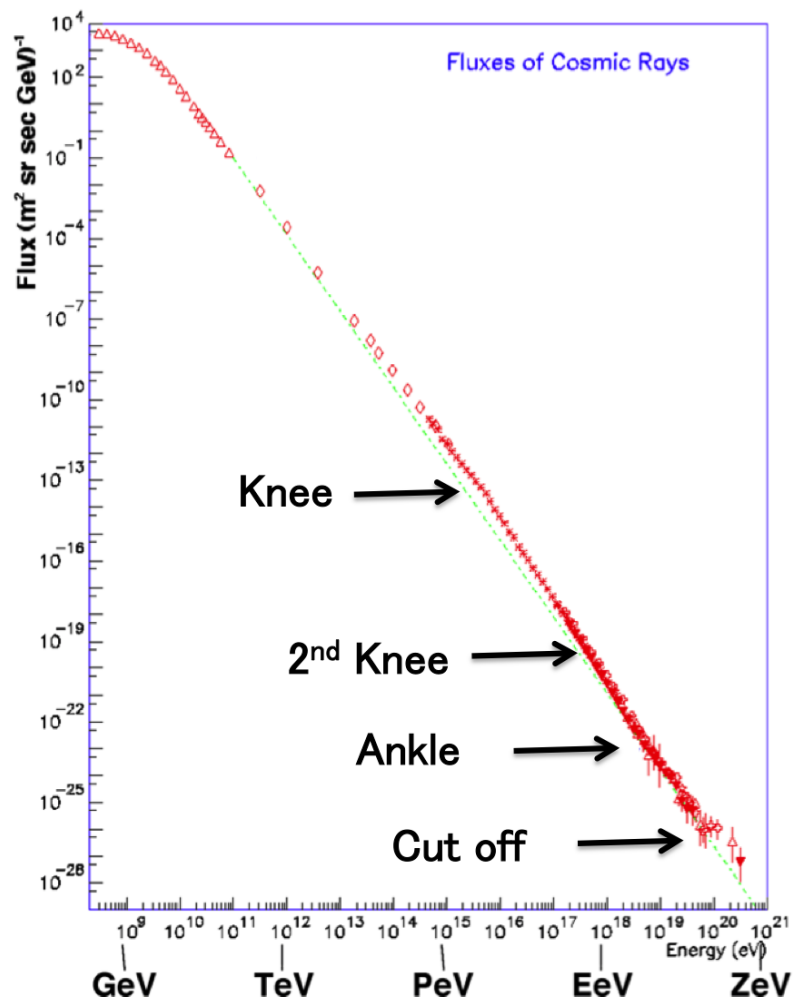


図 1.1: 一次宇宙線のエネルギースペクトル [4].

1.1.1 宇宙線のエネルギースペクトル

太陽活動の影響を受けない 10^{10} eV を超える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乗 $F(E) = K \times E^{-\gamma}$ で近似される。

10^{13} eV から 10^{21} eV までのエネルギー領域のフラックスは E^3 に比例して減少し、図 1.2 は、 10^{17} eV から 10^{21} eV のエネルギー領域のフラックスに E^3 を掛けて、スペクトルの構造を見やすくしたものである。図 1.2 に見られる折れ曲がり構造にはいくつかの解釈があるが、そのうち有力だと考えられている解釈を以下で述べる。

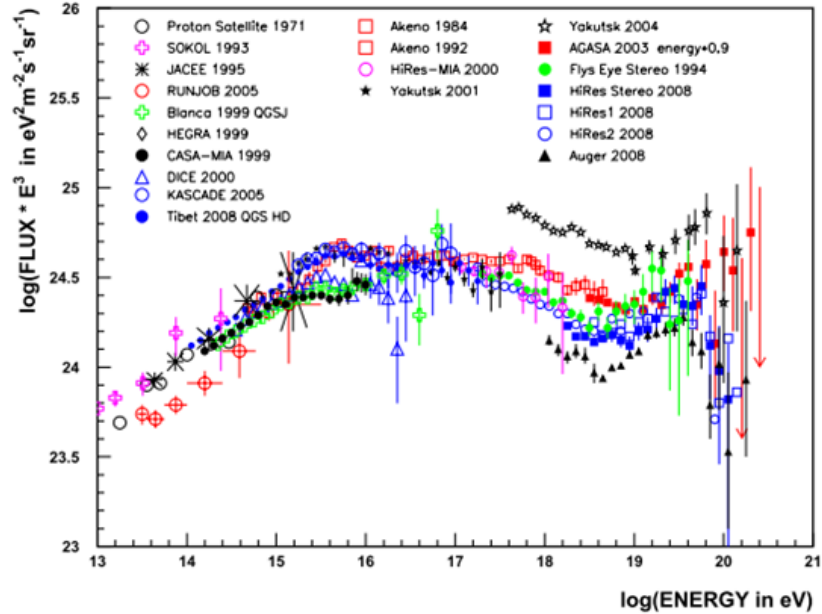


図 1.2: 一次宇宙線のフラックスに E^3 を掛けたもの [7].

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で加速されると考えられている。実際にいくつかの超新星残骸からは高エネルギーガンマ線放射が観測されているが、これらは超新星残骸で加速された宇宙線とその周辺の物質、または宇宙電子と光子場との相互作用により生成されたと考えられており、この説を間接的に支持するものである。[5]

10^{15} eV 以上のエネルギー領域では別の機構、例えば、超新星爆発の磁場がもっと強い場合や、恒星とコンパクト星（中性子星やブラックホール）との連星などで宇宙線が生成、加速されているという可能性も指摘されている。

knee でのスペクトルの折れ曲がりの原因には全く別の考え方もある。それは、このエネルギー以上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、というものである。銀河磁場は約 $3 \mu\text{G}$ なので、 10^{15} eV の陽子では $r_L \simeq 0.3 \text{ pc}$ 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銀河系内起源の宇宙線に対しては銀河系内への閉じ込め効果が効きにくくなるため、エネルギースペクトルの冪が大きくなる、とする考えである [35]。

$10^{15.5}$ eV 付近の knee とそれより高いエネルギーでの空気シャワー観測の結果によると、エネルギーの増加とともに一次宇宙線の平均質量数は徐々に大きくなり、主成分が重い元素へ移行していく様子が示されている。これは加速領域あるいは閉じ込め領域からの宇宙線のもれ出しによるもので、電荷の小さな原子核ほど銀河系内での閉じ込めが効かずに銀河系外に出て行ってしまい、結

果としてフラックスが減少していくことによると考えられている。 $10^{15.5}$ eV での陽子成分の減少に始まり、このプロセスが順に鉄まで続くと考えられており、knee よりも 26 倍高いエネルギーである $\sim 10^{17}$ eV 付近では宇宙線の主成分が鉄となり、さらにその鉄の宇宙線が銀河系外へ漏れだしていくことによる折れ曲がり “iron knee” が観測されるはずである。これが 2nd knee と対応している、という解釈が有力である。

ankle 領域のエネルギーの宇宙線についても複数のモデルがある。1 つは knee と同様に銀河系内起源の宇宙線に対して銀河系内への閉じ込め効果が効きにくくなることで十分に加速できなくなり、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考え方である。この場合は ankle 周辺での宇宙線の到来方向に銀河円盤に対する異方性が検出され、化学組成は系内起源の宇宙線から系外起源の宇宙線への変化に伴って、1 次エネルギーの増加とともに重い原子核から陽子や軽い原子核へと変化していると期待される。他には、ankle 構造が銀河系外宇宙線陽子と宇宙背景放射との相互作用、すなわち $p\gamma \rightarrow pe^+e^-$ で記述される電子対生成によるエネルギー損失によって生じるという解釈もある。このとき化学組成は ankle をはさんだ高エネルギー側、低エネルギー側どちらでも陽子のままで変化しないと予想される。この場合、 $10^{17.5}$ eV 付近の 2nd knee で銀河系内起源の宇宙線から銀河系外起源の宇宙線に変化していると考えられ、それに伴って化学組成は変化していると予測される。

1.1.2 加速機構

宇宙線の加速機構については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、先に述べたような冪型のエネルギースペクトルを導き出せることが必須条件となる。現在、この条件を満たす加速機構として最も有力とされているのが “フェルミ加速機構” である [16]。

フェルミ加速機構

フェルミ加速は 1949 年に Fermi によって提唱された荷電粒子加速理論で、荷電粒子が磁場を持った星間雲との衝突を繰り返すことによって運動エネルギーを得るという統計的な加速モデルである。これによると、星間雲と荷電粒子の衝突方向は統計的にランダムであるが、1 回の衝突あたりの粒子のエネルギーの増加量の平均 ΔE は正であり、 $\Delta E = \alpha E$ と粒子のエネルギーに比例することが示される。星間雲との衝突による加速はこの α が星間雲の移動速度の 2 乗に比例することから、2 次のフェルミ加速と呼ばれる。この 2 次フェルミ加速の他にプラズマ衝撃波による加速も考えられ、この場合、加速領域の形状の考察から α が衝撃波の移動速度の 1 乗に比例することが示され、1 次フェルミ加速と呼ばれる。

荷電粒子が衝撃波との 1 回の衝突で $\Delta E = \alpha E$ のエネルギーを獲得すると、 n 回の衝突後の粒子のエネルギー E_n は式 (1.1) のようになる。

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

ここで、 E_0 は粒子の初期エネルギーである。よって、エネルギーが E になるのに必要な衝突回数は、

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

となる。ここで、1 回の衝突で加速領域から逃げ出す確率を P_{esc} とすると、 n 回衝突後に加速領域に留まる確率は $(1 - P_{esc})^n$ となるので、 E 以上のエネルギーに加速される粒子数は、

$$N(\geq E) \propto \sum_{m=n}^{\infty} (1 - P_{esc})^m = \frac{(1 - P_{esc})^n}{P_{esc}} \quad (1.3)$$

となる．式 (1.2) を (1.3) に代入すると，

$$N(\geq E) \propto \frac{1}{P_{esc}} \frac{E^{-\gamma}}{E_0} \quad (1.4)$$

となる．ここで γ は

$$\gamma = \frac{\ln[(1 - P_{esc})^{-1}]}{\ln(1 + \alpha)} \approx \frac{P_{esc}}{\alpha} \quad (1.5)$$

である．このようにしてフェルミ加速では冪型のエネルギースペクトルが自然に導き出される．

超新星残骸での衝撃波加速

超新星残骸による加速での最大エネルギーを計算することができる．質量 $10 M_{\odot}$ の天体の超新星爆発したとして放出速度を $5 \times 10^8 \text{ cm/sec}$ ，放出する物質の平均密度を 1 proton/cm^3 と仮定すると，加速される時間は $T_A \approx 1000 \text{ yrs}$ となり，銀河磁場を $3 \mu\text{G}$ と仮定すると，最大加速エネルギー E_{max} は，

$$E_{\text{max}} \simeq Z \times 3 \times 10^{13} [\text{eV}] \quad (1.6)$$

と見積もられる [14] [15] ．

1.2 2nd knee 領域の宇宙線

2nd knee とは図 1.2 に示されるエネルギースペクトルの $10^{17.5} \text{ eV}$ 付近に見られる折れ曲がり構造であり，この構造を解明することは宇宙線物理学という研究分野の中で，現在最も興味深いトピックの一つである．

1.2.1 宇宙線起源の銀河系内から銀河系外への遷移

1.1.1 で述べた通り，2nd knee は鉄原子核宇宙線の銀河系外への漏れだしによるものだとするのが有力である．それ以上に高いエネルギーでは宇宙線の主成分は，銀河系外起源陽子なると考えられている．

このように，銀河系内から銀河系外への遷移が起きていると考えられている 2nd knee 領域では，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ことが期待される．したがってこの領域では， X_{max} (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，さらにその分布が鉄成分と陽子成分の両方を含むため，非常に広がるはずである．このような X_{max} とその分布幅のエネルギーに依存した変化が見つかれば，宇宙線源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．

1.2.2 LHC と空気シャワー現象

現在 LHC (Large Hadron Collider) による最大到達エネルギーは実験室系に換算すると $\sim 10^{17}$ eV である。このエネルギー領域はまさに 2nd knee 領域と重なる。したがって LHC 実験の結果と、2nd knee 領域の空気シャワー観測の結果は外挿なしに比較が可能である。LHC 実験による全断面積などの新しい測定結果が空気シャワーの相互作用モデルに組み込まれれば、2nd knee 領域の空気シャワー観測は相互作用モデルのテストとして非常に有用になる。特に、 10^{17} eV での陽子・陽子あるいは陽子・原子核相互作用の全断面積や粒子生成の多重度の情報が加速器実験から得られれば、今よりさらに正確な X_{\max} のシミュレーションが可能になり、宇宙線の化学組成やエネルギーの決定精度が向上する。これは高エネルギーの宇宙線観測実験にとって極めて重要である。

1.3 2nd knee 領域の宇宙線の観測結果の現状

2nd knee 領域の宇宙線は 1.2 節で述べたように、宇宙線起源についての重要な情報を持っていると考えられており、観測結果が注目されている。この 2nd knee 領域付近の宇宙線を観測する(した)実験として、KASCADE-Grande 実験、Yakutsk 実験、Tunka 実験、IceTop 実験がある。これらの実験の結果にはある程度の一致は見られるものの、統一の見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。

KASCADE-Grande 実験

KASCADE-Grande 実験はドイツのカルスルー工科大学で展開されていた実験である。KASCADE-Grande 実験は KASCADE アレイの南西側に 10 m^2 のシンチレータ検出器を 137 m 間隔で 37 台配置し、検出面積を $700\text{ m} \times 700\text{ m}$ に拡張したものである。KASCADE アレイは 3.2 m^2 のシンチレータ検出器 252 台を $200\text{ m} \times 200\text{ m}$ の範囲に展開した検出器群に加え、 $20\text{ m} \times 16\text{ m} \times 4\text{ m}$ のハドロノンカロリメータ 1 台と 128 m^2 のミュオントラッキング検出器 1 台から構成される。KASCADE-Grande 実験はおよそ $10^{16} \sim 10^{18}$ eV のエネルギーを持つ宇宙線を 1996 年から 2009 年にかけて観測していた [52]。

Yakutsk 実験

Yakutsk 実験はロシアの北東部のヤクーツクに展開されている実験である。58 台の地表シンチレータ検出器 (2 m^2) と地下に配置された 6 台のミュオン検出器 (20 m^2) で 8.2 km^2 をカバーしている。さらに 48 台のチェレンコフ光検出器で空気シャワーが発するチェレンコフ光を観測する。これによっておよそ $10^{15} \sim 10^{18}$ eV のエネルギーを持つ宇宙線を観測している [53]。

Tunka 実験

Tunka 実験はロシアの南東部のバイカル湖の近くに展開されている実験である。7 台のチェレンコフ光検出器 (鉛直上方に向けた 8 インチ光電子増倍管 1 本からなる) で構成されるクラスターを 85 m 間隔で 19 クラスター円形に配置し、その中心から周囲半径 1 km の地点にさらに 6 クラスターを配置して、およそ 3 km^2 をカバーする。これによっておよそ $10^{15} \sim 10^{18}$ eV のエネルギーを持つ宇宙線を観測している [54]。

IceCube neutronino 観測所の IceTop

IceCube neutronino 観測所 (以下 IceCube) 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実験である。検出器は球型のチェレンコフ検出器を 60 個ストリング状に氷中に並べたもので、これが 120 m 間隔で 86 本、地表面から深く 1450~2450 m 範囲に配置され、全体で 1 km^3 の検出体積を持つ。さらに上記とは別に、地表付近に 2 つのチェレンコフ検出器タンクからなるステーションが 81 ステーション展開されており、IceTop と呼ばれる 1 km^2 をカバーする地表空気シャワーアレイを構成している。これによっておよそ $10^{15} \sim 10^{18} \text{ eV}$ のエネルギーを持つ宇宙線を観測している [55]。

1.3.1 エネルギースペクトル

図 1.3, 図 1.4, 図 1.5, 図 1.6 に KASCADE-Grande 実験, Yakutsk 実験, Tunka 実験, IceTop 実験で報告されているエネルギースペクトルを示す。ここで各図における γ_i はスペクトルのべき指数である。エネルギースペクトルの γ_i の値とその変化である折れ曲がりの位置 (エネルギー) が、異なった観測方法を持つ 4 つの実験において、エネルギーが 10^{17} eV から $10^{17.5} \text{ eV}$ の間で γ_i が小さくなるという点で似た構造を持っていることがわかる。したがって、実験的にスペクトルにおける 2nd knee の存在は確立されたと言える。

	γ_1	γ_2	γ_3	γ_4
KASCADE-G	-	-	-2.95 ± 0.05	-3.24 ± 0.08
Yakutsk	-2.7 ± 0.03	-3.12 ± 0.03	-2.92 ± 0.03	-3.24 ± 0.04
Tunka	-3.73 ± 0.01	-2.99 ± 0.01	-3.07 ± 0.03	-3.34 ± 0.11
IceTop	-2.63 ± 0.06	-3.13 ± 0.03	-2.91 ± 0.03	-3.37 ± 0.08

表 1.1: 各実験で観測されたエネルギースペクトルの指数。上からそれぞれ KASCADE-Grande[56], Yakutsk[59], Tunka[54], IceTop[55] の結果。

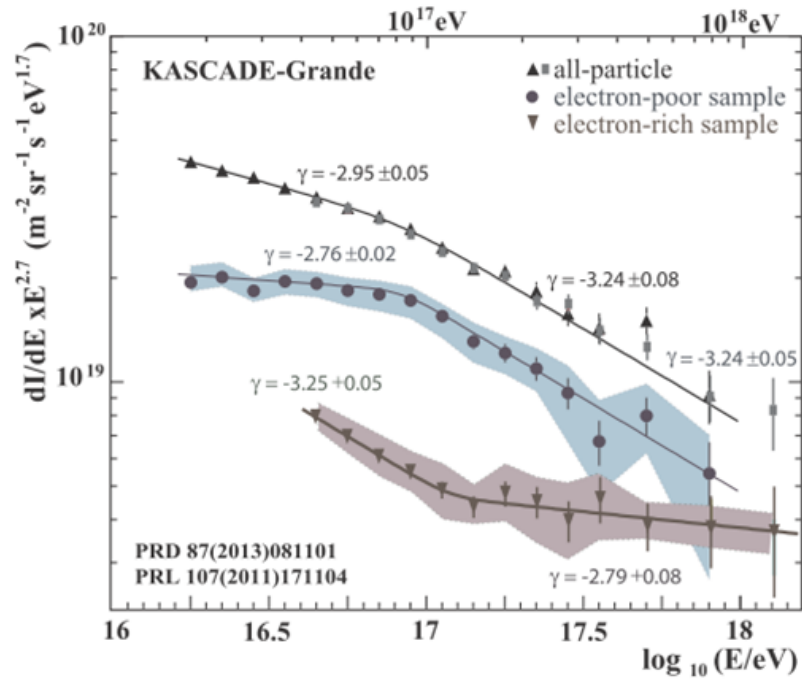


図 1.3: KASCADE-Grande 実験で観測されたエネルギースペクトル [56]. 黒丸と青は muon rich, すなわち重一次原子核と思われるシャワーのエネルギースペクトル. 下三角と茶色は muon poor, すなわち軽一次原子核によると思われるシャワー. 上三角と四角は全粒子スペクトルで, 灰色四角が 2011 年 [57]. 上三角が 2013 年 [58] に発表した結果である. 色付きの領域は系統誤差の範囲を表している.

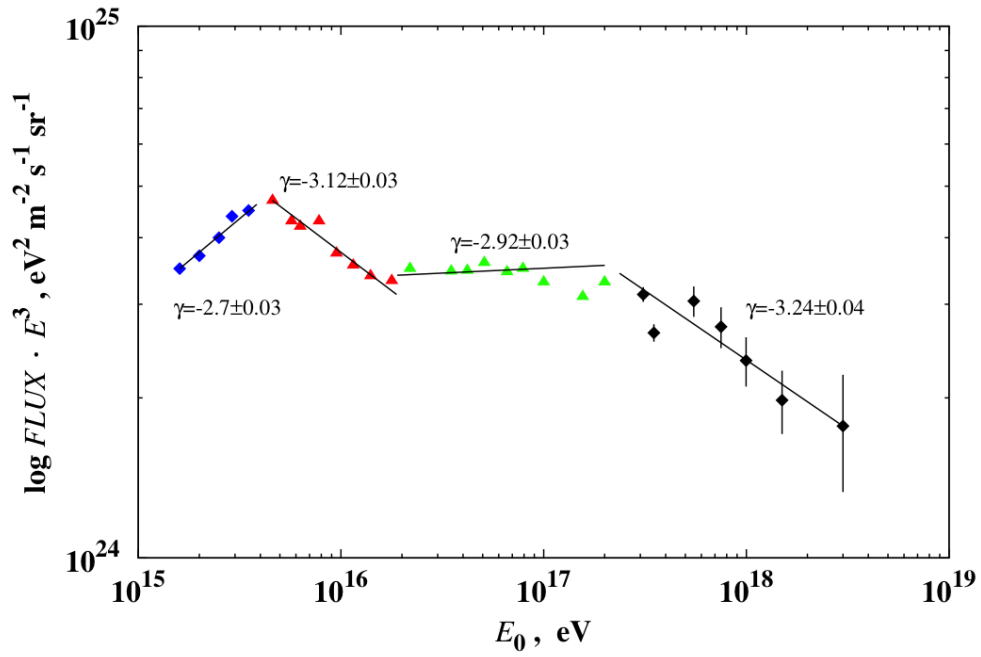


図 1.4: Yakutsk 実験で観測されたエネルギースペクトル [59]

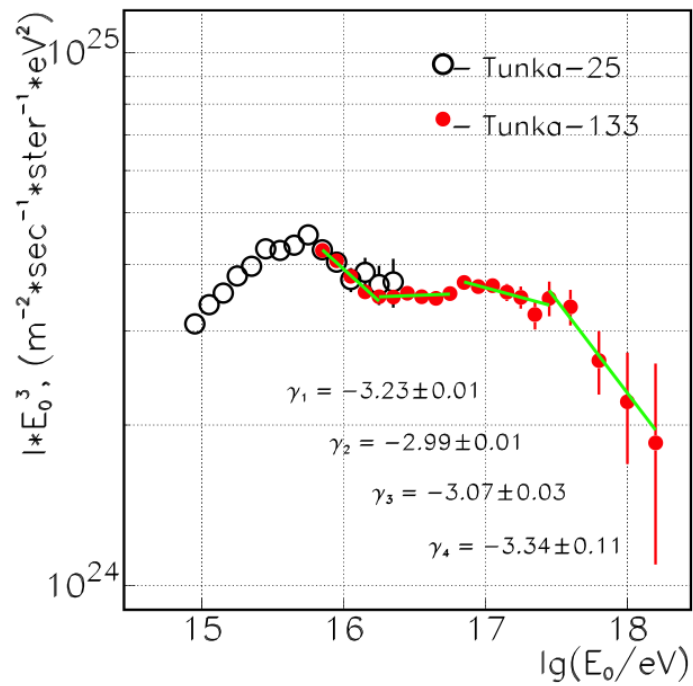


図 1.5: Tunka 実験で観測されたエネルギースペクトル [54]

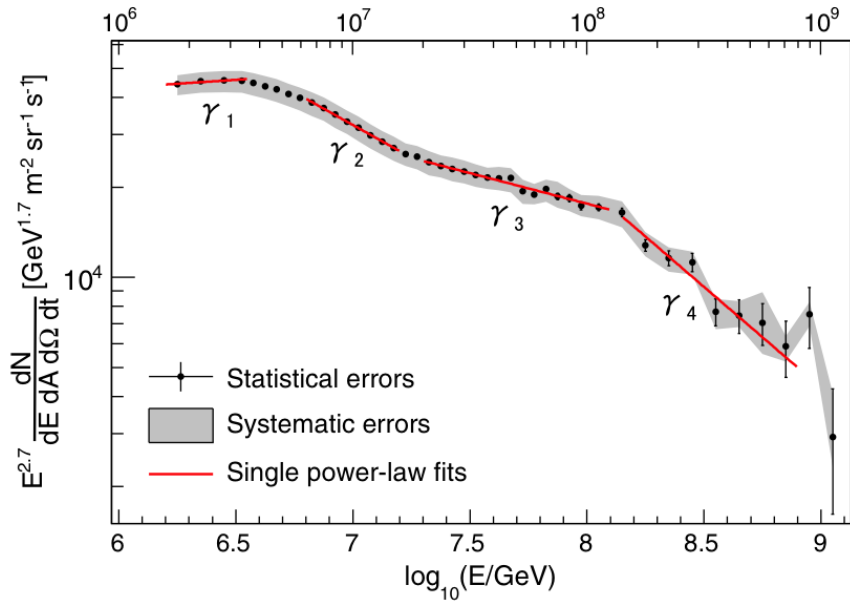


図 1.6: IceTop 実験で観測されたエネルギースペクトル [55] $\gamma_1 = -2.63 \pm 0.06$, $\gamma_2 = -3.13 \pm 0.03$, $\gamma_3 = -2.91 \pm 0.03$, $\gamma_4 = -3.37 \pm 0.08$

1.3.2 質量組成

図 1.7, 図 1.8, 図 1.9 に Yakutsk 実験, Tunka 実験, IceTop 実験で報告されている質量組成を示す。横軸はエネルギー, 縦軸は原子核の質量数の自然対数を取ったものである。

スペクトルにおける 2nd knee の存在は, 1.3.1 節で述べたように実験的に確立されているが, 2nd knee 付近のエネルギー領域での質量組成の観測結果は各実験で異なる。Yakutsk, Tunka は $10^{16} \sim 10^{17}$ eV のエネルギー領域では一次エネルギーの増加とともに組成が重い原子核へと変化していき, それより上の領域では軽い原子核に変化していくという結果を報告している。また, 図 1.3 の KASCADE-Grande では, 全粒子のスペクトル(上三角)に対してエネルギーが $10^{16.2} \sim 10^{17.1}$ eV あたりまで重原子核成分(黒丸と青)の γ が小さく逆に軽原子核成分(下三角と茶色)の γ が大きい。これはエネルギーが $10^{16.2} \sim 10^{17}$ eV にかけては組成が重い原子核へと変化していることを意味している。それに対してエネルギーが $10^{17.1}$ eV あたり以降はそれぞれの全粒子のスペクトルからの γ の大小が逆転しており, これは一次宇宙線の組成が軽い原子核へと変化していることを意味している。よって KASCADE-Grande の結果も Yakutsk, Tunka と似た一次宇宙線の組成の変化を示していることになる。

しかし IceTop では, $10^{15.5} \sim 10^{17.5}$ eV の全てのエネルギー領域で組成が重い原子核へと変化していくという結果になっている。

2nd knee のエネルギー領域でエネルギーが上がるごとに一次粒子種が重い原子核から軽い原子核に変化していれば, 2nd knee は銀河系内宇宙線から銀河系外宇宙線へ遷移することによるもので, また ankle は宇宙背景放射と一次宇宙線との相互作用による電子対生成によるものだと考えることができる。2nd knee のエネルギー領域より上で一次粒子種が重い原子核のままだと, ankleこそ銀河系内起源の宇宙線から銀河系外起源の宇宙線へ遷移しているところであるかも知れず, 2nd knee に関しては別の原因を考える必要がある。

このように, 2nd knee のエネルギー領域の質量組成は大変興味深いトピックとされている.

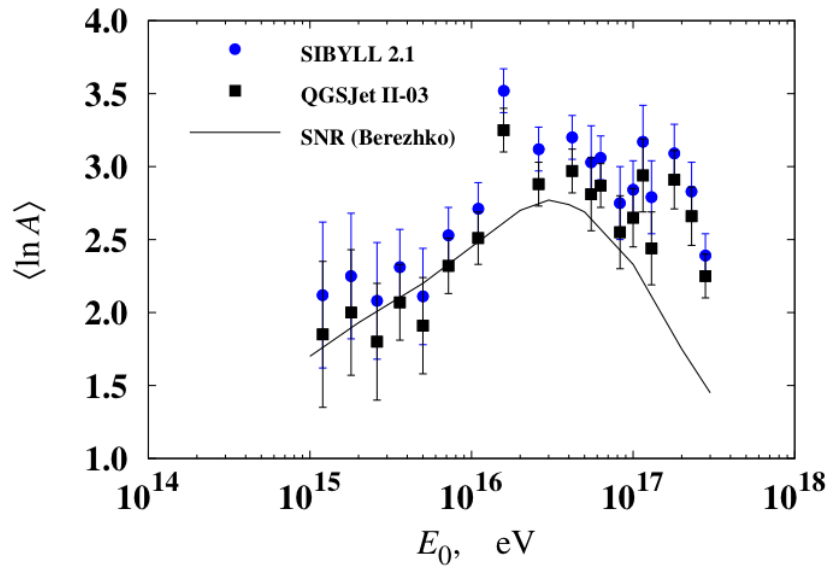


図 1.7: Yakutsk 実験で観測された質量組成 [53].

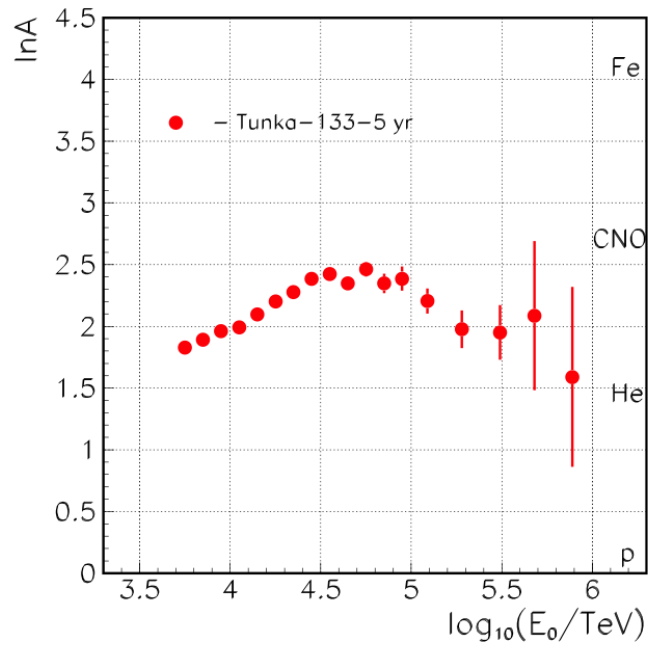


図 1.8: Tunka 実験で観測された質量組成 [54].

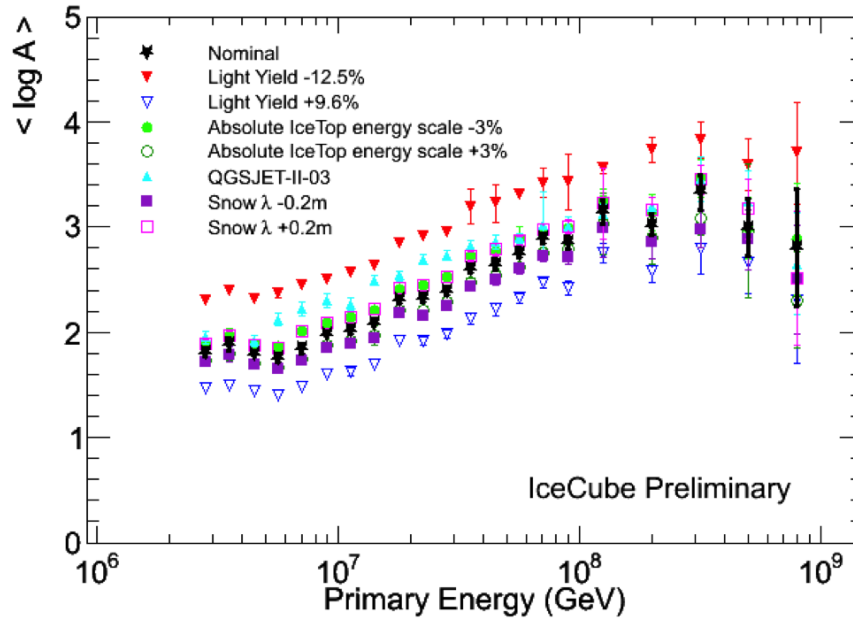


図 1.9: IceTop で観測された質量組成 [55] .

1.4 空気シャワーと宇宙線観測

1.1 節で述べたように、宇宙線のフラックスはほぼ E^{-3} で減少するので、 10^9 eV から 10^{20} eV までの一次エネルギーの変化に対してフラックスの変化は 10^{30} 倍にもなる。フラックスの大きい 10^{14} eV 以下の低エネルギー宇宙線は、気球や人工衛星などの飛翔体に搭載された観測装置によって直接測定される。しかし、 10^{14} eV 以上の高エネルギー宇宙線は図 1.1 に示すように到来頻度が少ないため、観測するには大きな検出面積と長い露光時間が必要であり、そのため飛翔体搭載検出器で直接観測することは難しい。そこでこのような高エネルギー宇宙線に対しては一次宇宙線が大気と相互作用してできる二次宇宙線 (空気シャワー) を検出するという間接測定が行われている。

1.4.1 空気シャワー現象

宇宙線が大気に入射すると、大気中の原子核と相互作用して二次粒子を生成し、さらにそれらの二次粒子も粒子生成を行う。この過程を繰り返し、一次宇宙線が結果的に大量の二次粒子群となる現象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の多重発生の繰り返しで作られる核カスケードと、高エネルギーガンマ線・電子・陽電子かで作られ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の大気中の原子核と相互作用した場合には、 π 、K などのハドロンの多重生成 (核カスケード) が起きる。生成された二次粒子の大部分は結果的に π となる。そのうち π^0 は短い寿命 (8.4×10^{-17} s) で 2 個のガンマ線に崩壊し、電磁カスケードを形成する。 π^\pm の寿命は 2.60×10^{-8} s と比較的長い上、

大気の厚みは核相互作用の平均自由行程の約 10 倍もあるため、ハドロンの多重生成が繰り返されることで、多数の粒子が生成される。これを核カスケードと呼ぶ。図 1.10 は空気シャワーが発達する様子を模式的に表したものである。

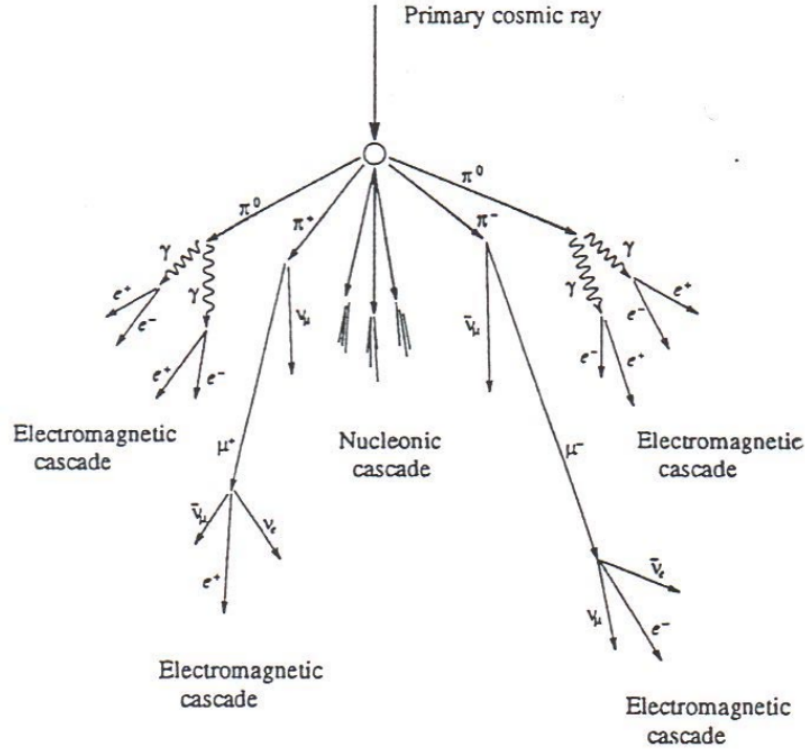


図 1.10: 空気シャワーの模式図

π^0 を起源に持つ高エネルギーのガンマ線は電子対生成により電子と陽電子を生成する．これらの電子，陽電子は制動放射によってガンマ線を放射する．エネルギー E の電子による制動放射の断面積 σ_{brems} は，次の Bethe-Heitler の式で表される．

$$\sigma_{\text{brems}}(E, \nu) dv = \frac{4Z^2 r_e^2}{137} \frac{dv}{v} \left[\left(1 + (1 - v)^2 - \frac{2}{3}(1 - v) \right) \ln \left(184Z^{-\frac{1}{3}} \right) + \frac{1}{9}(1 - v) \right] \quad (1.7)$$

ここで v は $h\nu/E$ ， ν は制動放射される光子の振動数， Z はターゲットとなる原子核の原子番号， r_e は古典電子半径である．制動放射による単位厚さ当たりのエネルギー損失 $(dE/dX)_{\text{brems}}$ は以下のように表される．

$$\left(\frac{dE}{dX} \right)_{\text{brems}} \simeq -\frac{E}{X_0} \quad (1.8)$$

ここで， X_0 は電子のエネルギーが $1/e$ になる厚さで放射長と呼ばれ，以下のように定義される．

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4Z^2 r_e^2}{137} \frac{N}{A} \ln \left(184Z^{-\frac{1}{3}} \right) \quad (1.9)$$

ここで， N はアボカド口数， A はターゲット原子核の質量数である． X_0 は大気ではおよそ 38 g/cm^2 である．一方，電子対生成の断面積 σ_{pp} は，

$$\sigma_{\text{pp}}(h\nu, u) du = \frac{4Z^2 r_e^2}{137} du \left[\left(u^2 + (1 + v)^2 - \frac{2}{3}(1 - v) \right) \ln \left(184Z^{-\frac{1}{3}} \right) + \frac{1}{9}(1 - u) \right] \quad (1.10)$$

となる．ここで $u = E/h\nu$, E は生成される電子のエネルギーを表している．この断面積から電子対生成の interaction length が求められ，結果として輻射長を使って，

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{pair}} = -\frac{7}{9} \frac{E}{X_0} \quad (1.11)$$

となる．従って，電子対生成と制動放射の interaction length は同程度であることがわかる．この二つの過程を繰り返して，多数の電子，陽電子，ガンマ線が作られる現象が電磁カスケードである．粒子数が増大し1粒子あたりのエネルギーが減少すると，大気中での電離損失が優勢となり，電子成分が大気中に吸収されて粒子数が減少する．この境目のエネルギーを臨界エネルギーと呼び，空気中では 84MeV である．

1.4.2 縦方向発達

空気シャワー中に含まれる粒子の総数が増大にするにつれて，個々の粒子の持つエネルギーは減少する．高エネルギーの電子は主に制動放射によって急速にエネルギーを失っていくが，電離損失が支配的になる臨界エネルギー E_c (空気中では $E_c = 84\text{MeV}$) にまでにエネルギーが下がると制動放射が起こらなくなるため，シャワー中の粒子の総数はある段階で減少に転じる．このような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と呼ばれる．

エネルギー E_0 の1個のガンマ線が大気に入射したときに生じる空気シャワーの縦方向発達については，次の近似式が知られている．

$$N_e(t) \sim \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp \left[t \left(1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right] \quad (1.12)$$

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

$$s = \frac{3t}{t + 2y} \quad (1.14)$$

ここで， t は電子の大気中での輻射長 38g/cm^2 を単位とするシャワーが通過した大気厚さである． s はシャワーの発達段階を表すパラメータでエイジパラメータとも呼ばれる．このシャワーエイジはシャワーの発達とともにその値は増加し， N_e (全電子・陽電子数) が最大になるとき， $s=1$ となる [16] ．

宇宙線陽子が作る空気シャワーについては，Gaisser と Hillas の提案に基づく以下の式が用いられることが多い．

$$N_e(X) = N_{\text{max}} \left(\frac{X - X_1}{X_{\text{max}} - X_1} \right)^{\frac{X_{\text{max}} - X_1}{\lambda}} \exp \left(-\frac{X_{\text{max}} - X}{\lambda} \right) \quad (1.15)$$

ここで， N_{max} は最大発達時の粒子数， X_{max} はシャワー最大発達深さ， X_1 は一次宇宙線の最初の相互作用点の深さ， λ は縦方向発達の attenuation length で 70g/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，およそ $N_{\text{max}} \sim 2 \times E_0 \times 10^{-9}$ (E_0 は一次宇宙線のエネルギー，単位 eV) の関係がある．また，同一の一次エネルギーである場合，一次宇宙線粒子種の違いは X_1 , X_{max} に現れ，重い原子核ほど X_1 , X_{max} の値が小さくなる傾向がある．これは，重い原子核ほど大気との相互作用断面積が大きいこと，より上空で発達が始まること，さらに同じ一次エネルギーでは重い原子核ほど核子当たりのエネルギーが小さいため，エ

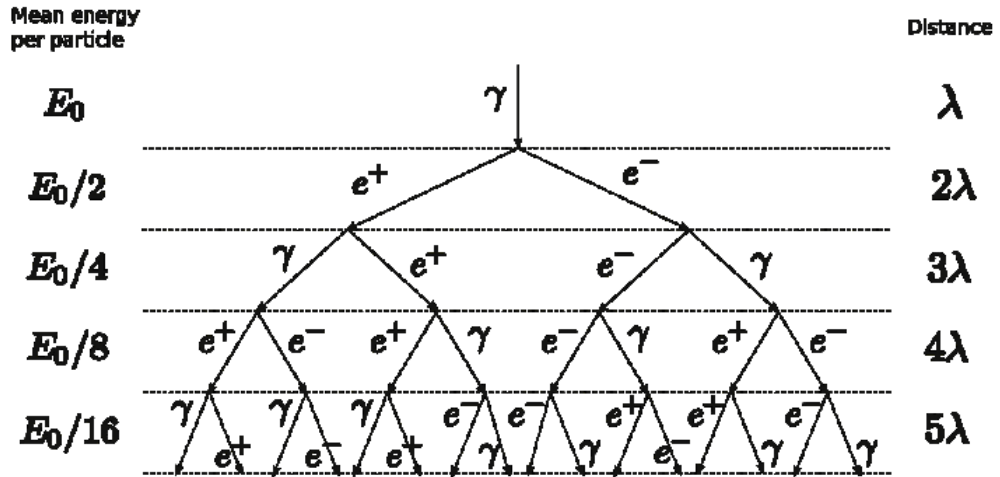


図 1.11: 空気シャワーの縦方向発達の簡単なモデル .

エネルギー細分化が早く進むことになるためである . X_{\max} の質量数依存性を , 図 1.11 のような単純なモデルを使って考えてみよう .

まず一次粒子は , E_0 のエネルギーを持つガンマ線である仮定としてみる . 図 1.11 のように厚さが λ だけ進むごとに , 対生成あるいは制動放射すると仮定する . x 回進んだときの総粒子数 $N(x)$ と粒子一個の持つエネルギー $E(x)$ は

$$N(x) = 2^{\frac{x}{\lambda}} \quad (1.16)$$

$$E(x) = \frac{E_0}{2^{\frac{x}{\lambda}}} \quad (1.17)$$

となる . $E(x)$ が臨界エネルギー E_c を下まわるとそれ以上制動放射しなくなり , $N(x)$ は増えなくなるので , N_{\max} は

$$N_{\max} = \frac{E_0}{E_c} \quad (1.18)$$

となり , X_{\max} は

$$X_{\max} = \lambda \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln 2} \quad (1.19)$$

となる .

次に , ガンマ線ではなくて , 質量数 A の原子核の場合を考える . 簡単のために A 個のガンマ線光子の集まりと仮定する . 光子一個が最初に持つエネルギーは E_0/A になるので , N'_{\max} と X'_{\max} は

$$N'_{\max} = \frac{E_0/A}{E_c} \times A = \frac{E_0}{E_c} = N_{\max} \quad (1.20)$$

$$X'_{\max} = \lambda \frac{\ln(E_0/AE_c)}{\ln 2} = \frac{\lambda}{\ln 2} \left(\ln \frac{E_0}{E_c} - \ln A \right) = X_{\max} - \frac{\lambda}{\ln 2} \cdot \ln A \quad (1.21)$$

となる . 従って , シャワーサイズは A に依らず X_{\max} は A が大きいほど小さくなるのがわかる . このような関係があることから , X_{\max} を測定することで質量数 A を推定することが可能にな

る．陽子，鉄原子核による空気シャワーをシミュレーションして求めた縦方向発達曲線を図 1.12 に示す．

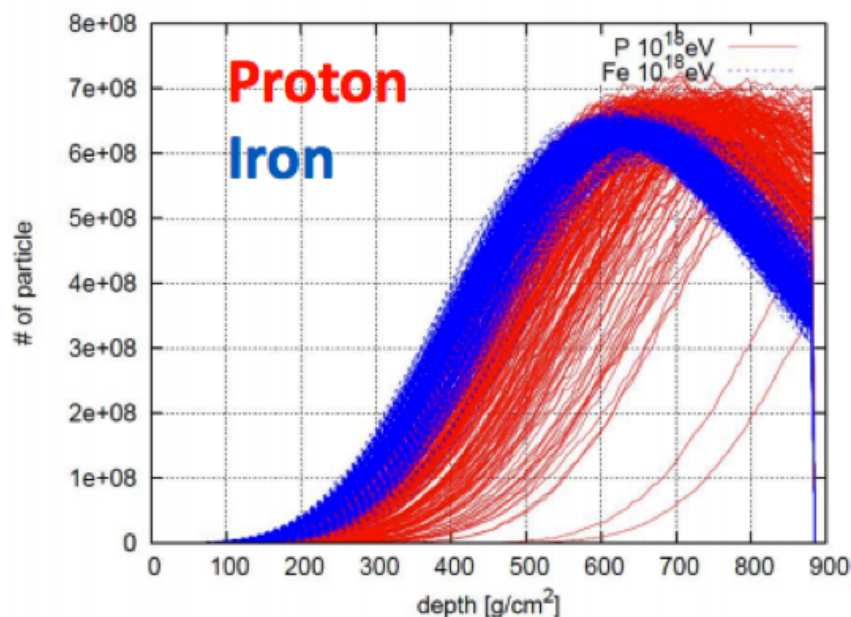


図 1.12: モンテカルロシミュレーションで得られた空気シャワーの縦方向発達．赤色が一次粒子が陽子，青色が一次粒子が鉄原子核のときの縦方向発達曲線．一次エネルギーは陽子と鉄どちらも 10^{18} eV である．鉄の場合の方が X_{\max} のばらつきが小さいのは，陽子に比べて鉄原子核の方が大気との相互作用断面積が大きいので最初の相互作用点のばらつきが小さくなり，またそれぞれの核子が作り出す空気シャワーが平均化されるからである．

1.4.3 横方向分布

電磁カスケードは大気中で電子の多重クーロン散乱により横方向（シャワー軸とは垂直な方向）に広がっていく．電磁カスケードの横方向分布の数式的な記述には西村と鎌田によって解析的に求められ [17]，Greisen により整理された NKG function が一般的に使われる [18]．これによると，電磁カスケードの中心から距離 R の位置での電子数密度 $\rho_e(R)$ は次式で表される．

$$\rho_e(R) = C \frac{N_e}{R_M^2} \left(\frac{R}{R_M} \right)^{s-2.0} \left(\frac{R}{R_M} \right)^{s-4.5} \quad (1.22)$$

ここで N_e は総荷電粒子数， C は規格化定数， R_M はモリエールユニットである．モリエールユニットは，電子が X_0 進む間にクーロン散乱により最初の進行方向とは垂直の方向にずれる距離（厚さ）であり， $R_M \sim 9.8 \text{ g/cm}^3$ である．また， s はエイジパラメータと呼ばれる電磁カスケードの発達度合いを示す量であり，

$$s = \frac{3t}{t + 2 \ln(E_0/\epsilon_0)} \quad (1.23)$$

である．ここで， E_0 はカスケードの一次粒子のエネルギー， t は X_0 を単位とした大気の厚さである．

ハドロンにより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少し様相が異なる．なぜなら，ハドロンにより引き起こされる空気シャワーの電磁成分は，核相互作用により生成された多世代の π^0 の崩壊からの電磁カスケードの重ね合わせだからである．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 の崩壊からの粒子の増殖が終わった電磁カスケードが主成分となる．このため，シャワー中心から遠くに離れた場所での横方向分布は，NKG function の外挿により得られる分布よりフラットになることが予測されており，このシャワー中心から遠方での横方向分布を考慮した式が Linsley により与えられている [19]．この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

$$\rho_e(R) \propto \left(\frac{R}{R_M}\right)^\alpha \left(1 + \frac{R}{R_M}\right)^{-(\eta-\alpha)} \quad (1.24)$$

と表される．AGASA グループは，電子成分の横方向分布は 1km 以遠で粒子数密度が減少しているので式 (1.24) ではその構造を十分に表すことができず横方向分布に以下のような補正項を加えるべきことを示した [19]．

$$\rho_e(R) = C \left(\frac{R}{R_M}\right)^{-1.2} \left(1 + \frac{R}{R_M}\right)^{-(\eta-1.2)} \left(1.0 + \left(\frac{R}{1\text{km}}\right)^2\right)^{-\delta} \quad (1.25)$$

次に，空気シャワー中のミュ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．しかし一般的に観測有効面積を大きくとる必要のある大規模な空気シャワーアレイによる観測ではコア近傍の高エネルギーミュオンの観測は難しく，遠方まで広がる低エネルギーミュオン (~ 1 GeV 領域) が観測対象となる．その横方向分布は Greisen による以下の実験式で表せることが知られている [20]．

$$\rho_\mu(\geq E_\mu, R) = g(E_\mu, R) \frac{N_\mu C_\mu}{R_0^2} \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-\alpha} \left(1.0 + \frac{R}{R_0}\right)^{-\delta} \quad (1.26)$$

$$C_\mu = \frac{\Gamma(\beta)}{2\pi\Gamma(2-\alpha)\Gamma(\alpha+\beta-2)} \quad (1.27)$$

$$g(E_\mu, R) = [51/(50 + E_\mu)][3/(2 + E_\mu)]^{0.14R^{0.17}} \quad (1.28)$$

$$\alpha = 0.75, \beta = 2.5 \quad (1.29)$$

ここで， E_μ はミュオンのエネルギーしきい値， N_μ は総ミュオン数， R_0 はミュオンの平均的な広がりを示す距離であり，地上では約 78m となる．

1.4.4 空気シャワー粒子の到来時刻分布

図 1.13 に空気シャワー断面の概略図を示す．地表へのシャワー粒子の到来時刻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粒子を含む仮想平面) に時間差が生じる．また，シャワーフロントは厚さを持っているため，その厚みも考慮する必要がある．粒子の到来時刻分布の標準偏差の平均 $\langle\sigma_t\rangle$ は Linsley により実験的に与えられており，シャワーの中心からの距離を R ，空気シャワーの天頂角を θ として次式で表される [21]．

$$\langle\sigma_t\rangle = \sigma_{t_0} \left(1 + \frac{R}{R_t}\right)^b [\text{sec}] \quad (1.30)$$

ここで, $\sigma_{t_0}=2.6$ ns, $R_t=30$ m, $b = (1.94 \pm 0.08) - (0.39 \pm 0.06)\text{sec}\theta$ である.

この関数は AGASA グループにより改良されており, 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

$$T_D(\rho, R) = 2.6 \left(1 + \frac{R}{3000\text{cm}}\right)^{1.5} \rho^{-0.5} \times 10^{-9} [\text{sec}] \quad (1.31)$$

$$T_S(\rho, R) = 2.6 \left(1 + \frac{R}{3000\text{cm}}\right)^{1.5} \rho^{-0.3} \times 10^{-9} [\text{sec}] \quad (1.32)$$

で表される [22]. ここで, ρ は粒子数密度 [m^{-2}] である.

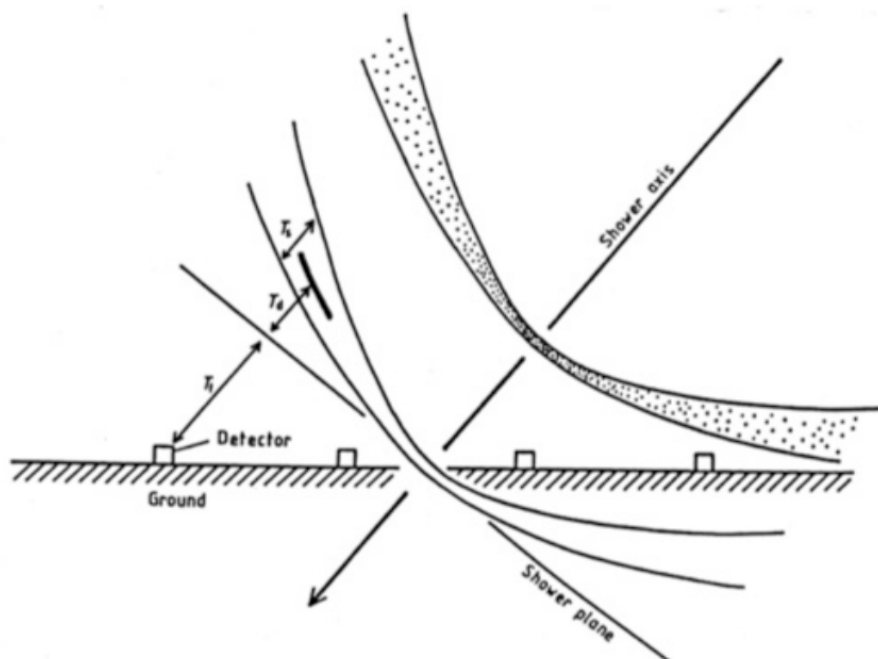


図 1.13: 地表付近の空気シャワー断面の概念図.

1.4.5 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, 多数の地表粒子検出器によって空気シャワー粒子を同時検出する方法と, 空気シャワーによる大気蛍光を撮像する方法の 2 種類がある.

地表粒子検出器

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同時検出し, 一次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, 一般的な高エネルギー宇宙線の観測装置である.

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, さらに少量のハドロン成分からなる. これらの荷電粒子用の検出器として最も一般的に用いられるのが, プラスチックシンチレーターなどを用いたシンチレーション検出器である. また, 特にミュー

オン成分のみを選択的に検出するために、シールドされた粒子検出器でミューオン検出器を構成し、別に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られる。すなわち、図 1.13 のように空気シャワー粒子群はシャワー面を形成し地表に到来するが、各検出器への到来時間を測定し、それらの差から空気シャワーの到来方向が求まる。一方で、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と横方向分布から空気シャワー全体での全粒子数を推定することで得られる。推定された全粒子数から一次宇宙線のエネルギーを決定する換算表や換算式を求めるには、素粒子実験のようにエネルギーのわかったテストビームを装置に打ち込むなどということできない以上、ハドロン相互作用モデルを考慮した大規模なモンテカルロ計算が必要である。したがって、エネルギー決定にはハドロン相互作用モデルの不確定性の影響を受けることは避けられない。また、地表という縦方向発達のある点での観測となることから、空気シャワー発達のゆらぎの影響もエネルギーの誤差の原因となり、その影響も無視できない。

大気蛍光法

大気蛍光法は、空気シャワー粒子の電離損失の一部が光に変換されることを利用するものである。高エネルギーの荷電粒子が大気中を通過すると、その軌跡の近傍にある窒素などの大気分子は励起され、これらの励起された大気分子から蛍光が発せられる場合がある。すなわち、大気は宇宙線に対してシンチレータとして働く。80 MeV の電子が 1 気圧の大気中を 1 m 通過した場合に発せられる大気蛍光光子数はおよそ 4 個である [23]。一次宇宙線のエネルギーが 10^{20} eV の場合、その宇宙線によって作られる空気シャワーの最大粒子数は 2×10^{15} 個にもなり、これらを光学望遠鏡で集光し高感度で高速の光センサーカメラで撮像すれば、およそ 30 km 遠方からでも観測することができる。さらに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検出できるという利点がある。この大気蛍光法は 1960 年代初めに菅などによって提案され [24]、1968 年に原、棚橋らによって初めて空気シャワーからの大気蛍光が検出された [25]。

大気蛍光法による一次宇宙線の各種情報の推定は、大きく分けて

1. 空気シャワー軸の再構成
2. 空気シャワーの縦方向発達の再構成

の 2 段階を経て行われる。宇宙線の到来方向 (= シャワー軸) は蛍光の軌跡から簡単に求めることができる。特に、遠く離れた 2 台の望遠鏡でシャワーをステレオ観測 (図 1.14) することができれば、それぞれの望遠鏡が決めたシャワー平面の交線としてシャワー軸が求められる (図 4.13)。空気シャワー軸を決定した後、さらに次のような手順で空気シャワーの縦方向発達の再構成をする。

- i. 空気シャワー中の電子 1 個から光電子増倍管に到達する光子数の期待値を、その電子の空間的な位置、望遠鏡までの距離から大気による散乱・吸収、装置の検出効率などを考慮して計算する。この光子数には大気蛍光だけではなく、チェレンコフ光も考慮する。
- ii. 光電子増倍管で検出された光電子数と i. で計算される値を比較し、空気シャワー中の各発達点での電子数を求め、式 (1.15) と比較することでシャワーの発達曲線 $N_e(X)$ を求める。

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であるので、求められたシャワーの発達曲線 $N_e(X)$ から式 (1.33) より一次宇宙線のエネルギー E_0 が決まる。

$$E_0 = \frac{\epsilon_0}{X_{\text{rad}}} \int N_e(X) dX \quad (1.33)$$

ここで、 X_{rad} は大気中での輻射長で 38.0 g/cm^2 、 ϵ_0 は大気に対する臨界エネルギーで 84 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_{max}) から、一次粒子の粒子種を決定することができる。

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求められ、一次エネルギーはモンテカルロ計算に依存することなく決定されるので、相互作用モデルの不定性に伴う系統誤差が極めて小さい。しかし、大気蛍光法ではエネルギーの決定には、大気中の大気蛍光発光効率、大気中での紫外線の散乱・吸収率、鏡の反射率、フィルターの吸収率、光電子増倍管の量子効率などを全て積み上げて掛け合わせていく必要があり、この面での系統誤差を小さく抑えることは容易ではない。

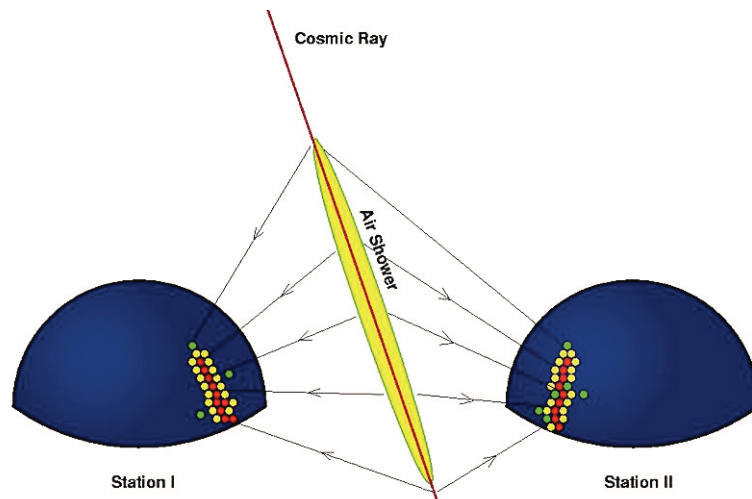


図 1.14: 大気蛍光による空気シャワーのステレオ観測の概念図。

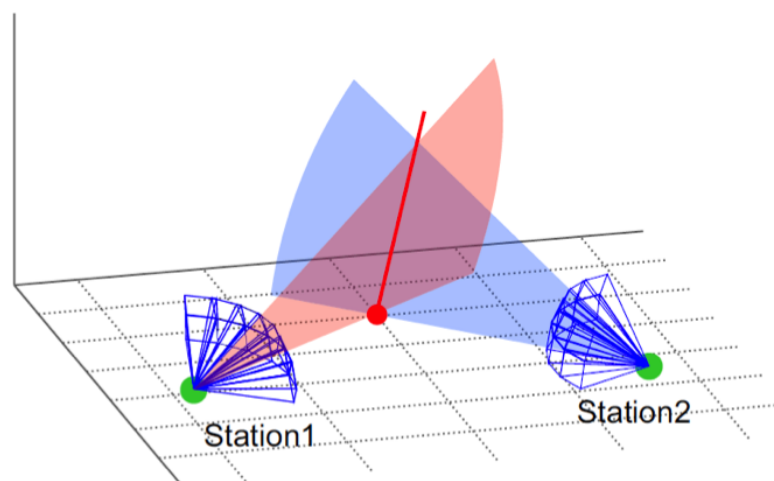


図 1.15: ステレオ観測イベントの空気シャワー軸決定方法。赤と青の平面がそれぞれのステーションのシャワー平面であり、2つの平面の交線が空気シャワー軸となる。

1.4.6 大気中での発光過程と散乱・吸収

大気蛍光

高エネルギー荷電粒子が気体中を通過すると、気体分子は発光する。原因となる外部の場がなくなった後、光の強度が比較的早く (10^{-3} s 以下) 減衰するものを蛍光といい、そうでないものをリン光と呼ぶ。大気蛍光は荷電粒子や X 線などが物質を通過する際に、物質中の電子を励起してエネルギーを失い、そのエネルギーの一部が光として放出されるものである。ここでは実際の観測対象となる波長領域 300 ~ 400 nm での大気蛍光の発光過程について述べる。

その発光エネルギー準位は、近赤外領域では主に N_2^+ first negative(1N)band system ($B^2\Pi_u^+ \rightarrow X^2\Pi_g^+$) と、 N_2 second positive(2P)band system ($C^3\Pi_u^+ \rightarrow B^3\Pi_g^+$) である [26]。励起された分子の失活過程には以下の 3 通りが考えられる。

1. 無放射遷移過程 (内部消光)

無放射過程は、励起された分子が振動エネルギー失活、内部転換、系間交差により蛍光およびリン光を放射しないで失活する遷移過程である。

2. 放射線遷移過程 (蛍光, リン光)

放射過程は、励起された電子状態が光子を放出することにより、より安定な状態に遷移する過程である。蛍光を発する遷移ではスピンの多重度が変わらないのに対して、リン光ではスピンの多重度が変わる。

3. 分子間エネルギーの移動

分子間エネルギー移動は、分子同士の衝突により励起状態が移動もしくは転換されて失活する過程である。

実際の失活過程はこれらの三つが競合しており、測定される光放射の寿命および発光量はこれらの失活過程の総和である。

また、発光光子数の相対量は波長により異なる。FLASH 実験で測定された発光の相対強度を図 1.16 に示す。これは 28.5 GeV の電子ビームをもちいて 2.1×10^4 Pa の条件下で行われたものである [27]。

チェレンコフ光

物質を通過する荷電粒子の速度 v がその物質中での速度 c/n (c は真空中の光速度, n は物質の屈折率) より大きいとき、粒子の軌跡に沿って物質が発する光をチェレンコフ光という。

チェレンコフ光、荷電粒子の進行方向に対して θ の角度をなす波面として観測される。ここで、 θ は以下の式で決まる。

$$\theta = \cos^{-1} \left(\frac{c}{nv} \right) \quad (1.34)$$

1 気圧の大気において $n \sim 1.00029$ であるので、その放射角 θ は約 1.4° 、電子の場合、チェレンコフ光を放射するエネルギーのしきい値は約 21 MeV である。

波長 λ の光子数は、

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{c^2}{n^2 v^2} \right) \quad (1.35)$$

$$= \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \sin^2 \theta \quad (1.36)$$

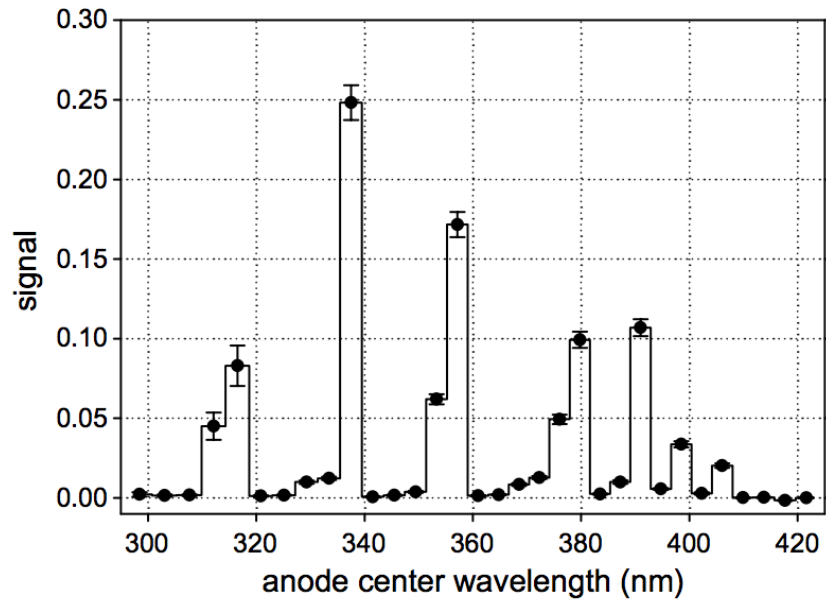


図 1.16: FLASH 実験により測定された大気蛍光の波長スペクトル (相対強度)[27] . 縦軸は光子数の相対値 .

である . ここで , $\alpha = e^2/4\pi\epsilon_0\hbar c = 1/137$ は微細構造定数であり , z は媒質の原子番号である .

実際の空気シャワー中では θ は小さいものの , シャワー中の荷電粒子の角度分布のためにチェレンコフ光の放射角分布は広がり , さらに検出されるチェレンコフ光は大気中の散乱の影響を受けている . このため , シャワー軸から θ 以上に離れた領域であっても , 観測される大気蛍光量に対して混入するチェレンコフ光の光量を見積もる必要がある .

夜天光

夜空から来る光を夜天光といい , 主として 3 種類の光源から来る光である .

1. 大気光 : 地球上層大気の子 , 原子の発する光
2. 黄道光 : 太陽系内の塵が太陽光に散乱した光
3. 星空光 : 星や星雲の集積光

これらの光は変動する DC シグナルとして各々の光電子増倍管で検出される . 理科年表によると , 夜天光の輝度は $320S_{10}(\text{vis})$ ($1S_{10}(\text{vis}) = 1.20 \times 10^{-9} \text{ergcm}^{-2}\text{sec}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{\AA}^{-1}$) とされている .

夜天光は波長 557.7 nm に酸素原子による強いピークを持っており , 連続スペクトル成分については波長が長くなるにつれて光量が増加している . このように , 夜天光が長波長側で増加傾向にあること , および空気シンチレーション光は主に波長は 300 ~ 400 nm の光からなることを考えると , 波長 300 ~ 400 nm の光に対して感度のある光検出器を使用することで , 夜天光の影響を少なくし , 空気シャワーからのシンチレーション光を効率よく観測することができる .

レイリー散乱とミー散乱

レイリー散乱は大気分子による散乱で、その散乱確率は

$$\frac{\text{散乱波強度}}{\text{入射波強度}} = \frac{8\pi^4 N \alpha (1 + \cos^2 \theta)}{\lambda^4 r^2} \quad (1.37)$$

で与えられる．ここで、 N は微粒子の数、 α は分極率、 θ は散乱角、 λ は波長、 r は散乱体から観測点までに距離である．

レイリー散乱が波長より十分小さな直径の誘電体球による光の散乱であるのに対し、波長に対し無視できない大きさの誘電体球による散乱をミー散乱という．主に大気中のダスト、エアロゾル(霧、もや、塵、煙など)によって起こる．

それぞれの散乱による大気透過率は近似的に以下の式のように表せる．レイリー散乱の場合は

$$T_{\text{Rayleigh}} = \exp \left[-\frac{X_{\text{trans}}}{X_{\text{Rayleigh}}} \left(\frac{400}{\lambda} \right)^4 \right] \quad (1.38)$$

ここで X_{trans} は光の通過する slant depth [g/cm²]、 X_{Rayleigh} はレイリー散乱に輻射長で 2974 g/cm²、 λ は光の波長 [nm] である．ミー散乱の場合は

$$T_{\text{Mie}} = \exp \left[\left(e^{-\frac{h_v^{\text{eff}}}{h_m}} - e^{-\frac{h_d^{\text{eff}}}{h_m}} \right) \frac{h_m}{l_m \cos \theta} \left(1 - \frac{h_m \tan \theta}{R} \right) - \frac{h_m \tan \theta}{R l_m \cos \theta} \left(h_v^{\text{eff}} e^{-\frac{h_v^{\text{eff}}}{h_m}} - h_d^{\text{eff}} e^{-\frac{h_d^{\text{eff}}}{h_m}} \right) \right] \quad (1.39)$$

となる． h_m はエアロゾル分布のスケール高、 l_m はミー散乱の平均自由行程、 R は地球半径、 h_v^{eff} 、 h_d^{eff} は下式になる．

$$h_v^{\text{eff}} = h_v (h_{\text{det}} - h_{\text{hill}}), \quad h_d^{\text{eff}} = h_d (h_{\text{det}} - h_{\text{hill}}) \quad (1.40)$$

その変数については図 1.17 に示した．

レイリー散乱による大気の透過率は大気分子の密度から簡単に計算で求められるが、ミー散乱による透過率は大気中のダストやエアロゾル分布に依存し、時々刻々変化する．そのため、これらの量は観測から実験的に決める必要がある．

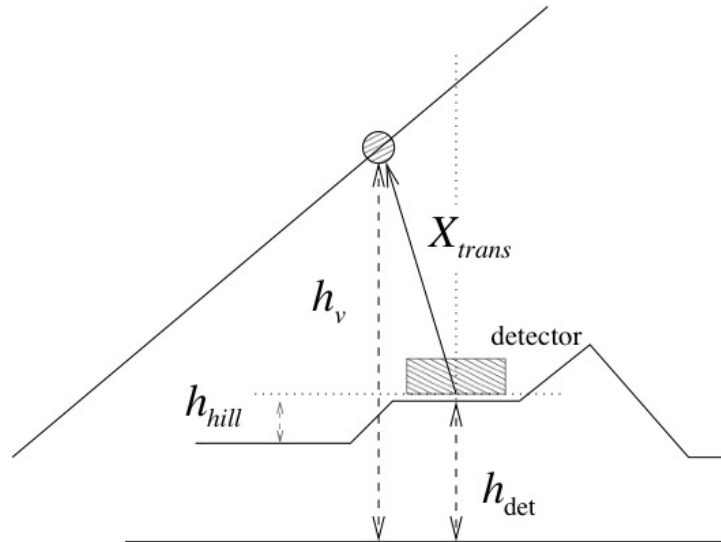


図 1.17: ミー散乱の計算に必要なパラメータ．

第2章 TA Low energy Extension (TALE) 実験

Telescope Array 実験 (TA 実験) は日米韓露ベルギーチェコの6ヶ国の研究者による国際共同研究で、米国ユタ州に約 700 km^2 の空気シャワーアレイと、38基の大気蛍光望遠鏡からなるハイブリッド観測装置を設置し、2008年から定常観測を継続している。TA Low energy Extension (TALE) 実験は、TA 実験よりも低エネルギー領域の宇宙線を観測する実験で、TA 実験との同時観測と相互較正によってTA 実験のエネルギー範囲を $10^{15.3}$ から $10^{20.5}$ までの5桁に拡大し、それをシャワー再構成分解能に優れたハイブリッド観測 (図 2.1) でカバーする実験である。このエネルギー範囲は、銀河系内起源の宇宙線とその終わり、宇宙線源の銀河系内から銀河系外への遷移、銀河系外起源の宇宙線とその GZK 終端のすべてを含むエネルギー領域である。TA+TALE は統合された1つの実験であり、加速器で較正された唯一のエネルギースケールを用いて、この領域のエネルギースペクトルと質量組成の変化を精度良く測定する。

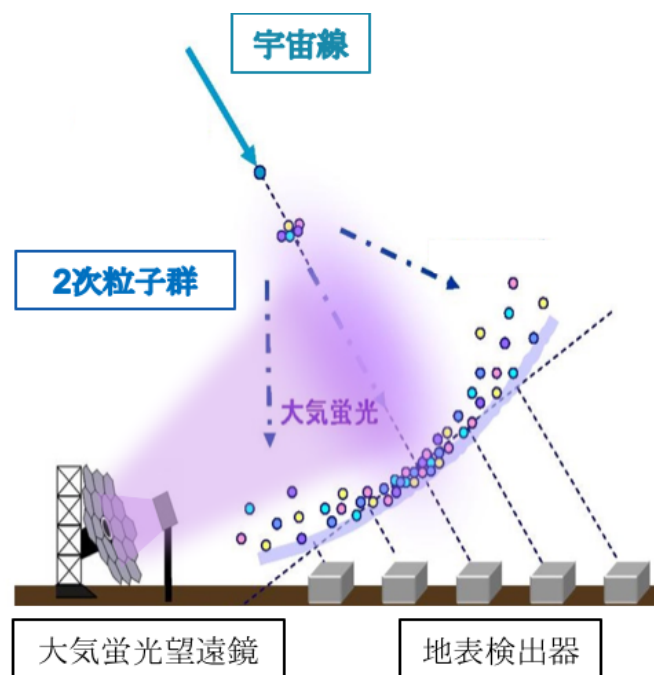


図 2.1: 空気シャワーのハイブリッド観測

2.1 TALE 実験の目的

1.2 節で述べたように, 2nd knee 領域では宇宙線の起源が銀河系内から銀河系外に遷移していると考えられている. この遷移領域の宇宙線は, 鉄成分と陽子成分の両方を含むために X_{\max} 分布が非常に広がるはずである. TALE 実験では, ハイブリッド観測という高精度の X_{\max} 測定によって X_{\max} の elongation rate とその分布幅のエネルギーに依存した変化を見つけ, 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, エネルギーの決定にシミュレーションの依存性が少ない大気蛍光望遠 (Fluorescence Detector, FD) と, 稼働時間が長く大きい統計量の蓄積が見込める地表検出器 (Surface Detector, SD) 空気シャワーアレイの互いの利点を生かし, 空気シャワーを観測する実験である.

空気シャワーアレイの設置場所は設置, 運用, 修理作業に適した地形, 植生, 立地が望まれる. さらに太陽電池パネルの有効な稼働のための高い晴天率, 良好で安定した検出器通信のための平坦な地形が望ましい. また, FD の建設場所はできるだけ長い観測時間を得るため高い晴天率, ノイズとなる人工光が少なく, 大気の透明度が高く, 周囲に視界を遮るものが無い地形が望ましい. これらの条件を考慮して, TA 実験の実験場として米国ユタ州ミラード郡の西部の砂漠地帯 (平均標高 1400m, 大気深さ 860 g/cm²) が選ばれた. この地域の年間降雨量は 250mm, 晴天率は 60% と理想的な気候であり, 人工光も極めて少ない.

SD アレイは 1.2 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からなり, 検出面積は約 680 km² である. FD ステーションは SD アレイ上空を方位角 108°, 仰角 3 ~ 33° の視野で覆うように, SD アレイ周辺の三ヶ所に 35 km 間隔で設置されている. 一つのステーションには 12 基または 14 基の望遠鏡が設置されており, 全部で 38 基である. 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 高い所に置かれている. TA の検出器の配置を図 2.2 に示す. SD アレイ上空を FD の視野で覆い, 到来する宇宙線を 2 つの異なる検出器で同時観測することが可能である.

これまでの観測では, 図 2.3 のように $10^{18.2}$ eV 以上のエネルギースペクトル上にいくつかの構造が確認されている. また図 2.4 のように, X_{\max} の測定結果から, このエネルギー領域全体で一次宇宙線が陽子のみからなると仮定した場合と矛盾しない. これらの結果を統合すると, 最高エネルギー宇宙線は銀河系外起源の陽子であり, 電子・陽電子生成による dip ($10^{18.7}$ eV), π 生成による GZK cutoff ($10^{19.7}$ eV) といった構造がエネルギースペクトルに現れていると解釈することができる.

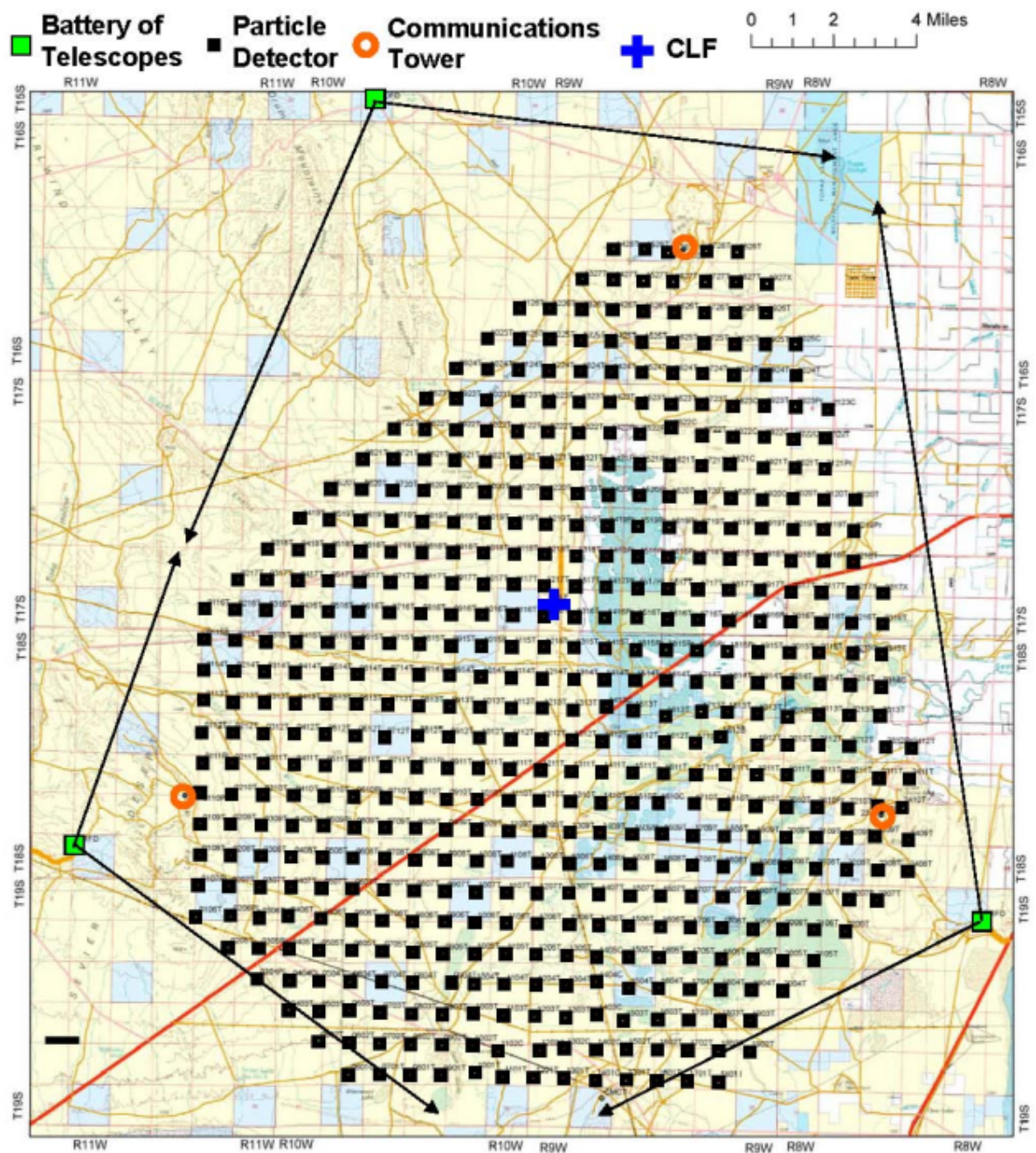


図 2.2: TA 実験における装置の配置図．黒の四角がSD の設置場所，黄緑の四角が大気蛍光望遠ステーション，橙丸がSD のデータ収集に使われる通信塔の設置場所を表している．

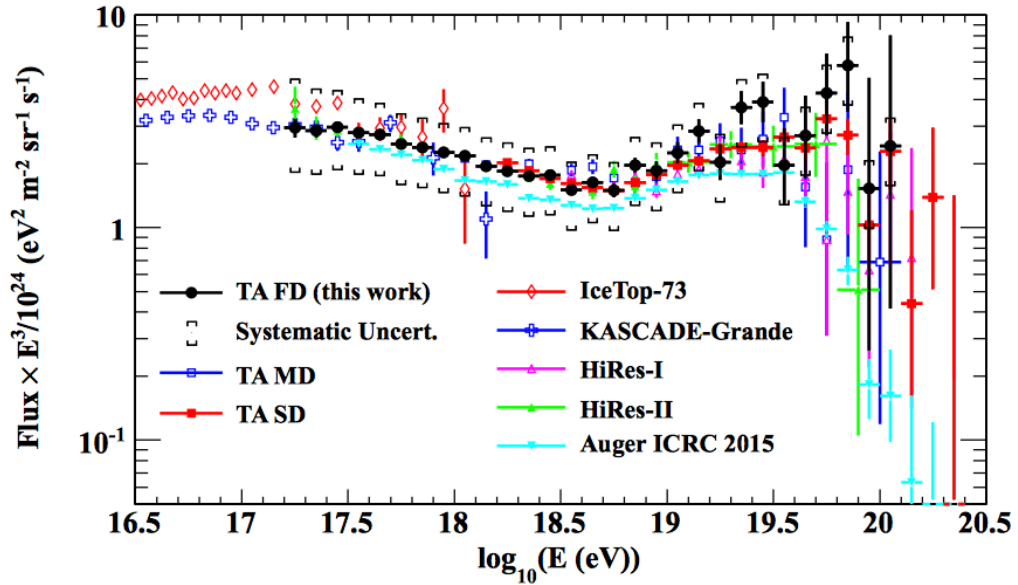


図 2.3: TA 実験といくつかの実験によるエネルギースペクトル [50]. 実際には微細構造を見やすくするためにフラックスに E^3 を掛けたものを縦軸に取っている。

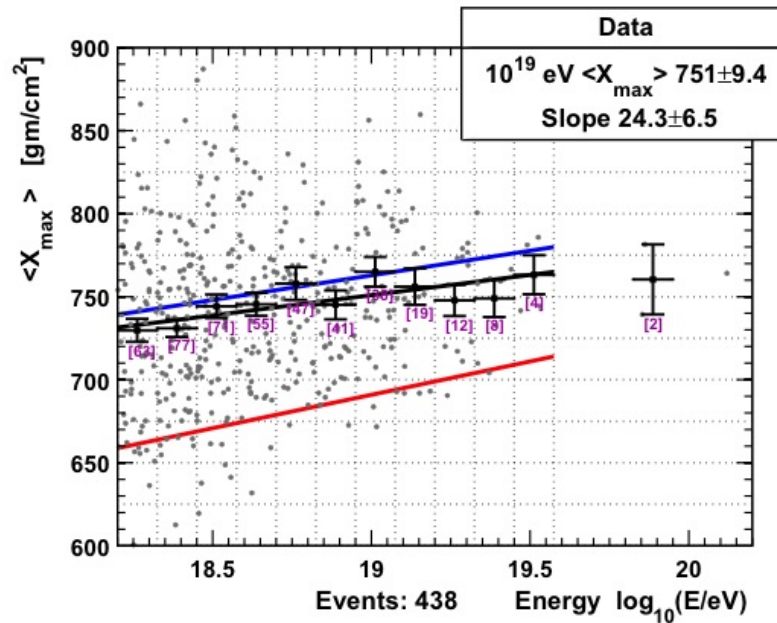


図 2.4: TA 実験による X_{\max} とその平均 elongation rate [40]. 黒点が観測から求められた各イベントの X_{\max} , 誤差棒付きの点はエネルギービンごとの平均である。青線が陽子と仮定したとき, 赤線が鉄と仮定したときのシミュレーション結果である。 $10^{18.2}$ eV 以上のエネルギー領域の観測結果は, 100% 陽子であると仮定したときの組成と矛盾しないことがわかる。

2.2.1 TA 実験地表検出器

TA 実験の SD アレイは間隔 1.2 km の碁盤目上に並べられた 507 台の SD からなり、700 km² の検出面積を持つ。SD アレイは 3 領域の部分アレイから構成されており、各領域ごとに 1 つの中央データ収集塔と無線 LAN 通信で接続されている。各中央データ収集塔はそれぞれ SKCT(Smelter Knoll Communication Tower), BRCT(Black Rock Mesa Communication Tower), LRCT(Long Ridge Communication Tower) と呼ばれる。SD は基本的に TALE 実験のものと同じであるので、2.3.1 節で詳しく説明する。

2.2.2 TA 実験大気蛍光望遠鏡

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、Black Rock Mesa(BRM) ステーション、Long Ridge(LR) ステーション、Middle Drum(MD) ステーションという 3ヶ所のステーションに設置されている。BRM, LR ステーションに設置されている FD は、TA 実験のために新たに設計されたもので、口径 3 m の球面鏡を持つ望遠鏡と PMT256 本で構成されたカメラからなる。1 ステーションに FD が 12 基ずつ設置されており、ステーション全体で方位角 108°, 仰角 3°-33° の範囲を見る。図 2.5 の左図に BRM の FD の外観を示す。Middle Drum(MD) ステーションに設置されている 14 基の FD は、HiRes 実験で使用されていたものである [29]。図 2.5 の右図に MD の FD の外観を示す。



図 2.5: 左図:BRM ステーションの大気蛍光望遠 右図:MD ステーションの大気蛍光望遠鏡

2.3 TALE 実験の装置の外観

TALE 実験は、TA 実験に隣接して TA-FD より高仰角方向をみる大気蛍光望遠鏡と、より高い設置密度の地表検出アレイを追加することで、観測のしきい値エネルギーを $10^{15.3}$ eV まで下げ、エネルギースペクトルと質量組成をハイブリッド観測により測定する実験である。TALE 実験の配置図を図 2.6 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設置され、TA-FD の視野のさらに上、仰角 31° - 59° を見ている。これにより、より高い高度で最大発達を迎える空気シャワー、すなわち、より低いエネルギーの宇宙線を観測する。TALE-FD ステーションには 10 基の FD が設置され、2013 年 9 月より定常観測を行っている。

検出器間隔と検出効率の関係を図 2.7 に示す。一次宇宙線のエネルギーが 10^{17} eV 以下の空気シャワーに対して、TALE-FD によって検出可能なコア距離はステーションからほぼ半径 3 km 以内に限定される。従って、ステーションから 3 km 以内の領域には、低エネルギーの空気シャワーに感度を持たせるために、SD を密に配置している。すなわち、TALE-FD ステーションに最も近い部分には、SD を 40 台、400 m 間隔で並べ、 3×10^{16} eV の空気シャワーに対して 100% のハイブリッド検出効率を持つようにしてある。そしてその外側の部分、ステーションから 3~5 km の範囲に、SD40 台を 600 m 間隔で並べ、 10^{17} eV の宇宙線に対して 100% の検出効率を持たせてある。2018 年 2 月に全 80 台の SD の設置を完了し運用を開始した。

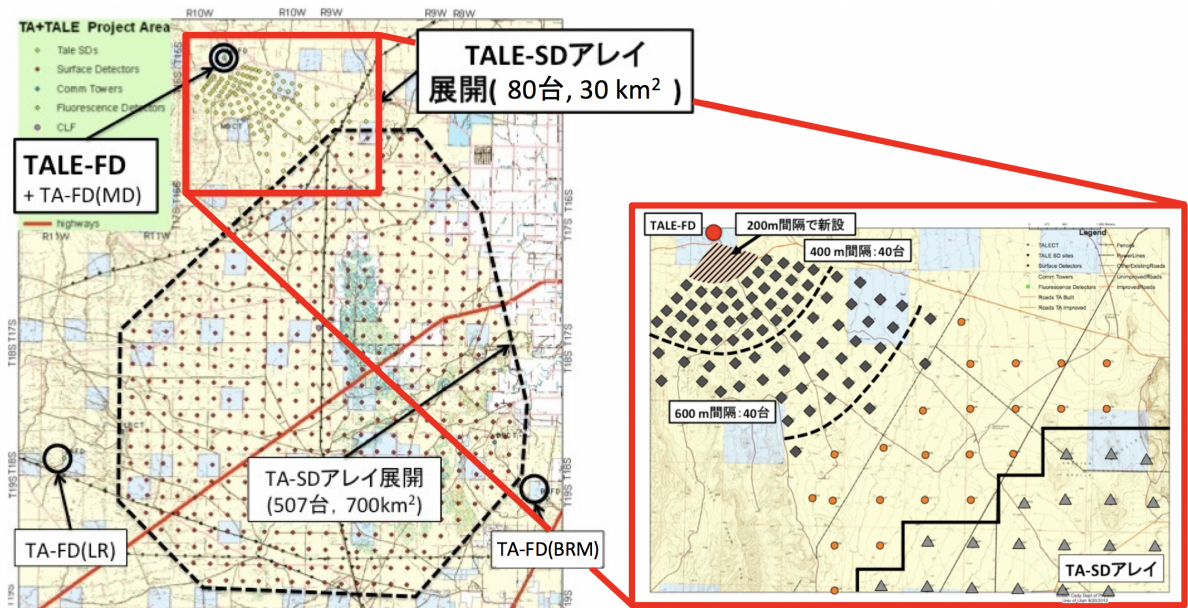


図 2.6: TALE 実験の装置の配置図。●は FD の設置場所。◇は配置された SD の場所を表す。

2.3.1 TALE 実験地表検出器

2013 年に設置された 35 台の SD は TA 実験で使用している SD と完全に同じものである。しかし 2018 年 2 月に TALE 実験 SD アレイに追加で設置された SD は、PMT および波長変換ファイバーの張り方が TA 実験用 SD と異なる (その他は全く同じである)。図 2.8 は 2013 年に設置された SD の外観である。粒子検出部分には、1.2 cm 厚、2.0 m \times 1.5 m のプラスチックシンチレータ

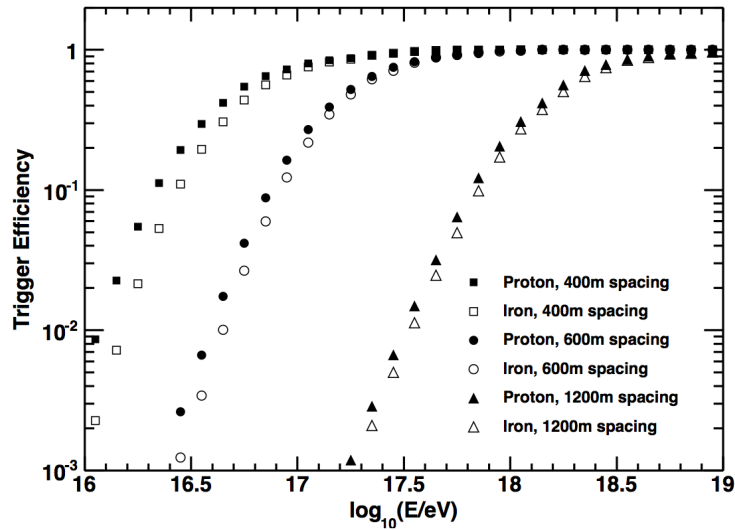


図 2.7: TALE-SD アレイのトリガー効率. 四角, 丸, 三角がそれぞれアレイ間隔が 400 m, 600 m, 1.2 km 間隔の場合のトリガー効率を示しており, 黒と白がそれぞれ, 一次宇宙線が鉄の場合と陽子の場合のトリガー効率を示している [51].

(CI 工業製 CIMS-G2) を 2 層重ねたものが用いられている. 上下層のシンチレータからの信号のコインシデンスをとることで, 環境ガンマ線によるノイズ信号を区別する. シャワー粒子による荷電粒子が入射するとシンチレータは発光し, その光は各層ごとに波長変換ファイバー (Kuraray 製 Y-11) を通じて PMT (Electron-tubes 製 9124SA, TALE 実験のために新たに作られたものには浜松ホトニクス製 R8619 が使われている.) に導かれる. 上記のシンチレータ, ファイバー, PMT は, シートで遮光した上で, 厚さ 1.2 mm のステンレス製の箱に収納されている. これをシンチレータボックスと呼んでいる. 図 2.9 に, 2013 年に設置された 35 台の SD のシンチレータボックスの構成図を示す.

PMT の出力はフラッシュ ADC (AD9235BRU-65) により, 上下層のチャンネルごとに, 12 bit の分解能, 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. SD のシステムクロックの タイミングと周期は, 各 SD に搭載された GPS 受信機 (Motorola M12+) によって, GPS の PPS と常時比較されており, 異なる SD 間でのタイミングのずれは約 14 ns 以内に抑えられている.

電力源は 120W のソーラーパネル (京セラ社製 KC120J) とバッテリー (DYNASTY 社製 DCS-100L) であり, 外部からの電源供給無しに 365 日 24 時間連続に自立稼働している. 図 2.10 のように, ソーラーパネルの裏側にはステンレス製エレクトロニクス格納箱が置かれており, その中に SD を制御するエレクトロニクスが入っている. TA 実験同様, TALE 実験の SD アレイも 1 つの中央データ収集塔 (図 2.11) と無線 LAN 通信で接続されており, 2.4 Ghz 帯の電波を用いて通信している.



図 2.8: TALE-SD. 茶色の屋根の下にシンチレータボックスが格納されている. 写真中央左寄り遠くに MD, TALE-FD ステーションが見える.

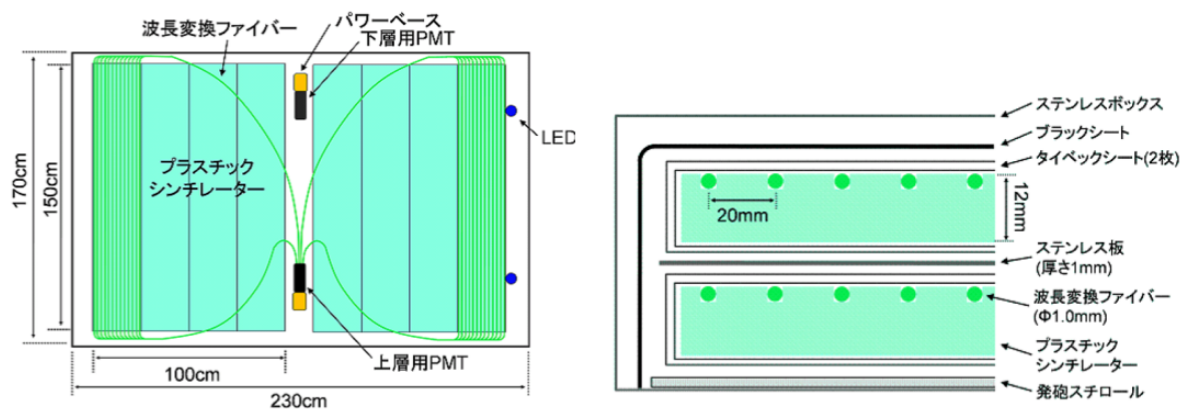


図 2.9: 2013年に設置された35台のSDのシンチレータボックス内部の構成図(TA実験用SDも全く同じ構造をしている). (左) シンチレータボックスの内部構造 (右) シンチレータボックスの断面図



図 2.10: ソーラーパネルの裏の箱に SD エレクトロニクスとバッテリーが格納されている (エレクトロニクス格納箱のふたを外したところ).



図 2.11: TALE 実験の SD アレイのための中央データ収集塔

2.3.2 TALE 実験大気蛍光望遠鏡

TALE-FD ステーションは図 2.12 の上図のように MD ステーションに隣接して設置されている。TALE-FD ステーションに設置されている望遠鏡とエレクトロニクスは HiRes 実験で使われた装置を再調整したものである。図 2.13 のように望遠鏡の主鏡は MD ステーションで使用しているものと同型のもので、半径 630 mm の円形のセグメントミラー 4 枚からなる面積 4.18 m^2 のクローバー型の合成球面鏡で主焦点に 256 本の PMT からなるカメラがある。望遠鏡 1 台の視野は方位角方向 16° 、仰角方向 14° である。TALE 実験の FD ステーションは $30^\circ\text{-}44^\circ$ の視野を向く望遠鏡 5 台と、 $44^\circ\text{-}57^\circ$ の視野を向く望遠鏡 5 台からなり、全体では方位角 114° 、仰角 $30^\circ\text{-}57^\circ$ をカバーしている。図 2.12 の下図が TALE-FD の視野方向を表している。TALE-FD では TA 実験より低いエネルギー領域を観測するために空気シャワーによる大気蛍光だけでなくチェレンコフ光も球面鏡で集光し、それを PMT カメラで撮像している。図 2.3.2 は実際に TALE-FD で観測された空気シャワーイベントの一例である。上図は相対的に大気蛍光の寄与が大きい高エネルギー空気シャワーイベントであり、下図は相対的にチェレンコフ光の寄与が大きい低エネルギー空気シャワーイベントである。TALE-FD の詳しい装置の説明は 3 章で説明する。

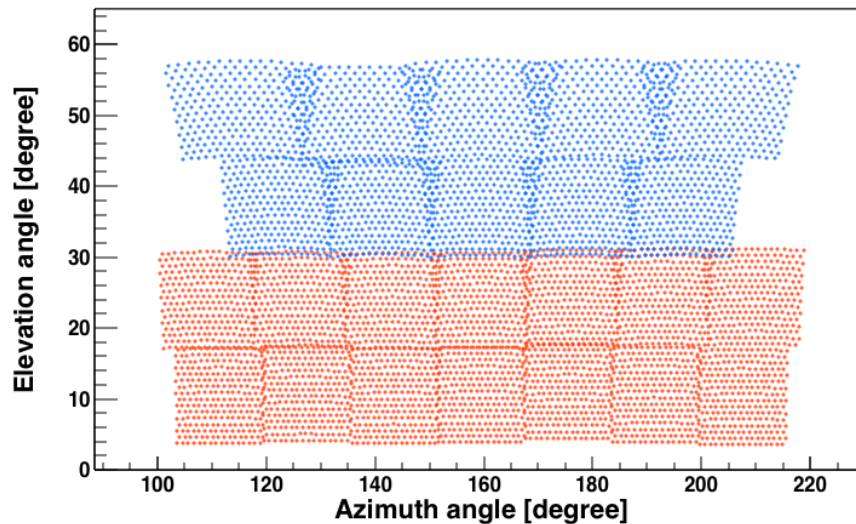


図 2.12: 上図:MD ステーションと TALE ステーションの外観 下図:下の赤い部分が MD の視野, 上の青い部分が TALE-FD の視野である。



図 2.13: TALE-FD ステーションの大気蛍光望遠鏡

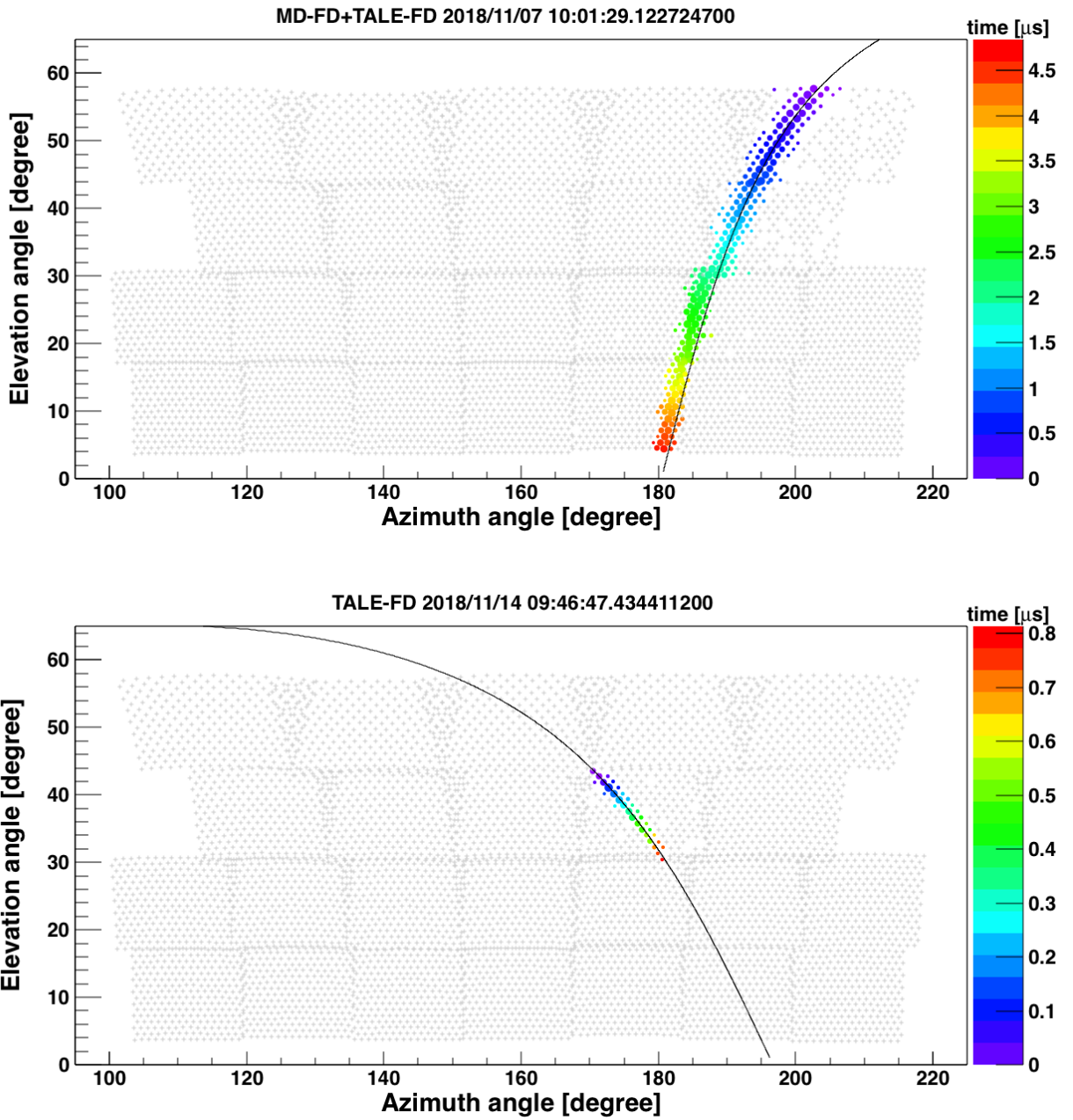


図 2.14: TALE-FD で観測された空気シャワーイベントの例. 上図は大気蛍光の寄与が大きい高エネルギー空気シャワーイベント, 下図はチェレンコフ光の寄与が大きい低エネルギー空気シャワーイベントである. 色の違いはPMT で検出した信号の時間差を表し, マークの大きさが信号の大きさを表している. 曲線は4章で述べるイベント再構成によって求められた空気シャワー軸を表している.

第3章 TALE-FDステーション

2.2.2節, 2.3.2節で述べたように, TALE-FDステーションの大気蛍光望遠鏡はHiRes実験で使用されていた大気蛍光望遠鏡が移設されている.

TA実験のBRM, LRステーションの観測データは米国と日本でそれぞれ独自の解析ソフトウェアによって解析され, 両解析ソフトウェアがクロスチェックされているため, 解析の信頼性は高い. また, 以前はMDステーションの観測データはHiRes実験で使用されていた解析ソフトウェアをベースに開発された解析ソフトウェアによる解析だけが米国で行われていたが, 日本側の解析ソフトウェアでも解析が可能となっている. 一方でTALE-FDステーションの観測データは, 現在米国側のみで行われてきた.

本研究では, 日本の解析ソフトウェアにTALE-FDステーションの取り扱い部分を構築し, TA実験とTALE実験の全ての大気蛍光望遠鏡データを解析できる統合データ解析ソフトウェアを開発することを目指した. この章では, TALE-FDステーションの情報(鏡の形状, スペック, 性能, 設置位置など)について述べる.

3.1 TALE-FDステーション

TALE-FDステーションは, MDステーションに隣接していて, 緯度 39.3° , 経度 112.6° , 標高1589 mに設置されている. このステーションには, HiRes実験の大気蛍光望遠鏡を移設した合計10基の望遠鏡が扇型に配置されている. ステーション全体で方位角 114° , 仰角 $30^{\circ} \sim 57^{\circ}$ を観測しており, ちょうどMDステーションが観測している視野方向の上側をカバーしている(図2.12). それぞれの望遠鏡は空気シャワーからの大気蛍光もしくはチェレンコフ光を集光するための鏡, 集光された光を撮像するPMTカメラ, PMTからの信号を読み出すエレクトロニクスで構成されている(図3.2).

3.1.1 望遠鏡と光学系

TALE-FDステーションの大気蛍光望遠の1基の視野は, 方位角方向, 仰角方向ともに 14° である. 仰角 $30^{\circ} \sim 44^{\circ}$ の視野を向く望遠鏡(ID: 16, 18, 19, 21, 23), $44^{\circ} \sim 57^{\circ}$ の視野を向く望遠鏡(ID: 15, 17, 20, 22, 24)からなり, 全体では方位角 114° , 仰角 $30^{\circ} \sim 57^{\circ}$ がカバーする視野を持つ(図3.1). 望遠鏡のIDはMDステーションの望遠鏡14基の続きから割り当てられている. 望遠鏡に使用される球面鏡は, 半径630 mmの円形のセグメントミラー4枚からなる面積 4.18 m^2 のクローバー型の合成球面鏡である. 球面鏡の曲率半径は, 4780 mm(ID: 17)と4740 mm(ID: 15, 16, 18 ~ 24)である.

球面鏡の反射率は球面鏡ごとに異なるが, BRM, LR, MDステーションと同様に波長域330 nm ~ 450 nmで80%以上である. BRM/LR/MD/TALEステーションの球面鏡の反射率の測定には, コニカミノルタ社製分光測色計CM-2500dを使用している.

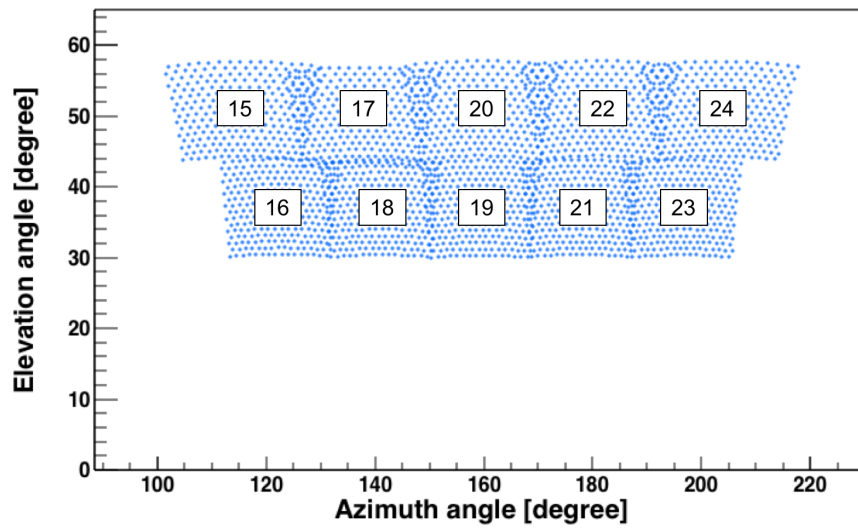


図 3.1: TALE-FD ステーションの各望遠鏡の ID (15 ~ 24) .

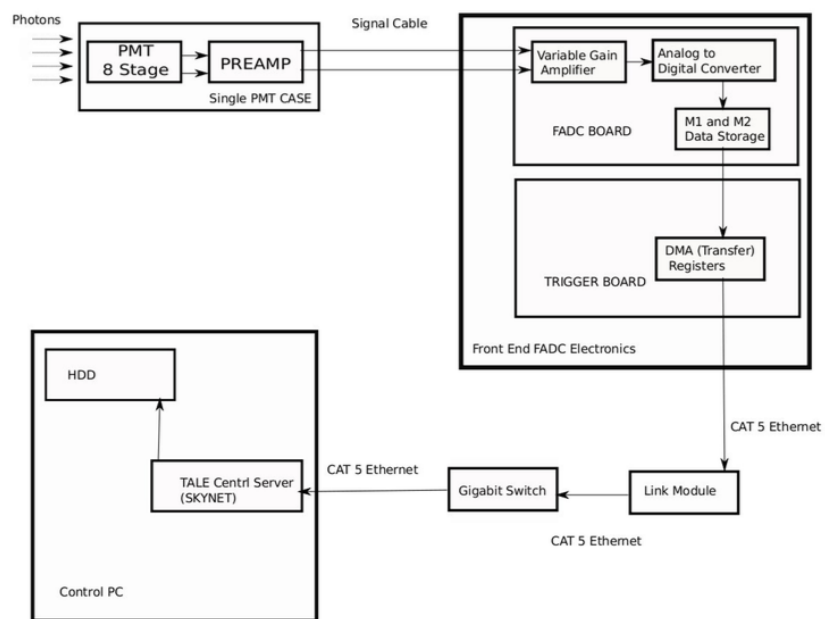


図 3.2: TALE-FD ステーションのエレクトロニクスブロック [60]. PMT に入射した光子は電気信号に変換され, FADC ボードにてデジタル化されバッファに記録される.

3.1.2 PMT カメラ

PMT カメラの構成は TA-FD ステーションと同じで、 16×16 のアレイ状に並べられた 256 本の PMT からなる (図 3.3) . PMT カメラは球面鏡の焦点面に設置されており、球面鏡の中心と PMT カメラの中心の距離は 2.29 m (ID : 0, 1, 3 ~ 9) と 2.31 m (ID : 2) である . 使用されている PMT は Phillips XP3062/FL (図 3.4) で、どの PMT も 1 本で $1^\circ \times 1^\circ$ の視野を持つ . PMT の大きさ (六角形の対辺の距離) は 46 mm であり、 $360 \times 720 \times 620$ cm (感面の高さ \times 幅 \times カメラの奥行き) である . 有効検出面積は PMT 1 本あたり 1000 mm^2 である . 各 PMT は、HV 分配器とプリアンプを内蔵し、信号はプリアンプによって電圧に変換される . また、PMT の量子効率は、全ての PMT で同じ値と波長依存性を持つと仮定し、図 3.5 の値をプログラム内で使用している . 各 PMT カメラには、大気蛍光の波長以外のバックグラウンド光をカットするためのバンドパスフィルター (図 3.6) がカメラ感面前に装着されている .

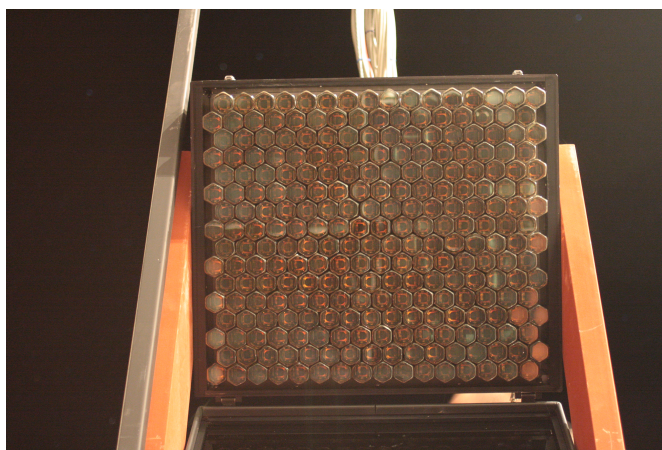


図 3.3: TALE-FD の PMT カメラ

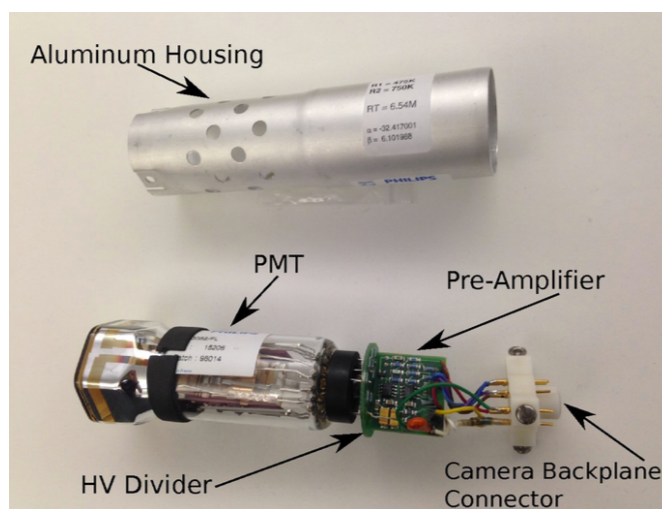


図 3.4: TALE-FD カメラで使用されている PMT. HV 分配回路、プリアンプが内蔵されており、図上部のアルミニウムシールドに格納して使用している.

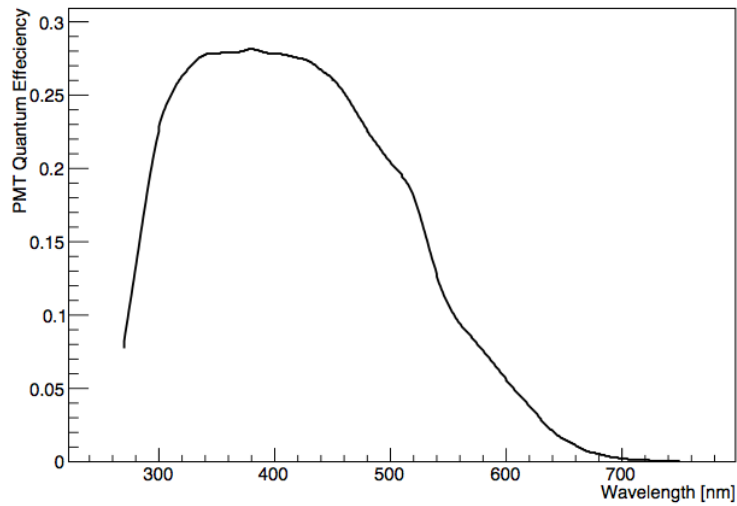


図 3.5: PMT の量子効率 [60]

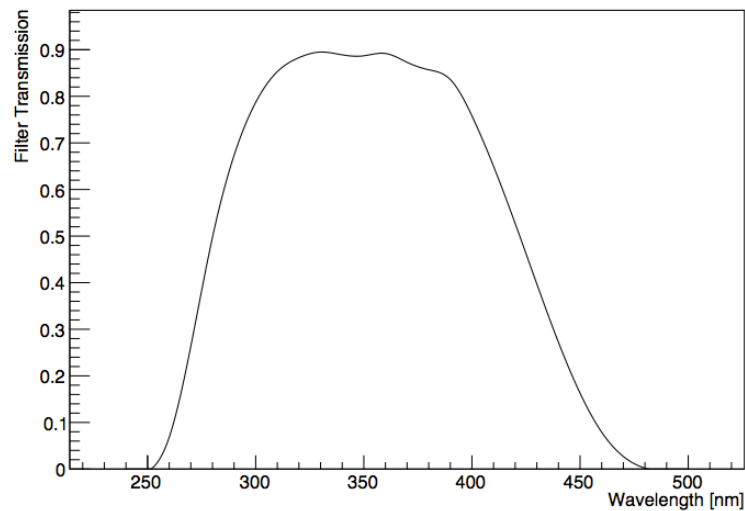


図 3.6: TALE-FD のカメラ前面に取り付けられているバンドパスフィルターの各波長に対する透過率 [60]

3.1.3 データ収集システム

TALE-FD ステーションで使用されているエレクトロニクスレートの写真を図 3.7 に示す。エレクトロニクスレートは Power Controlle ボード (図 3.9), 低電圧 (Low Voltage . LV) パワーサプライ, PMT への高電圧 (High Voltage , HV) 電源, FADC ボード, Host/Trigger ボード (図 3.8), Link モジュール (図 3.9) で構成されている。1 つのエレクトロニクスレート内に隣り合う望遠鏡 2 基分のエレクトロニクスが収納されている。

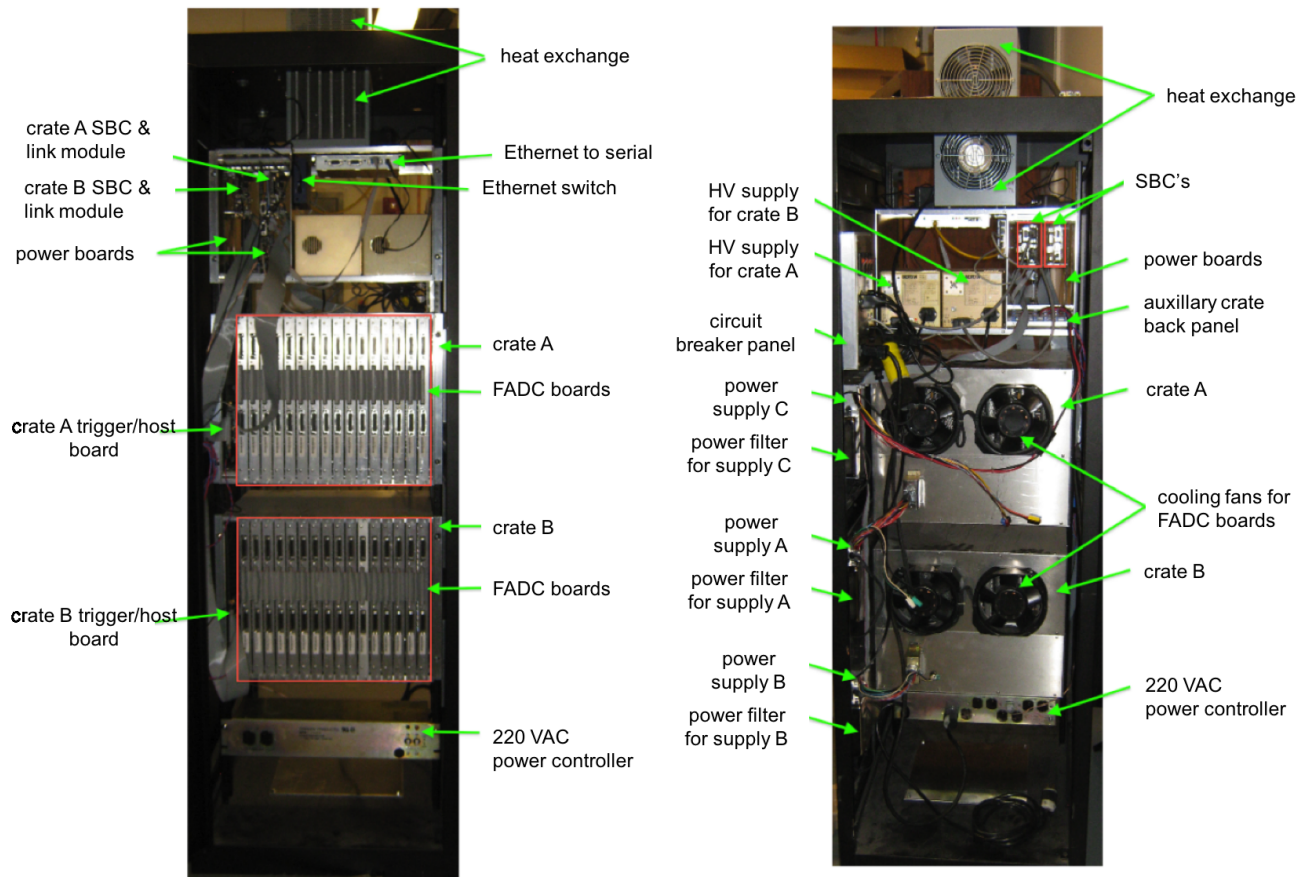


図 3.7: TALE-FD ステーションで使用されているエレクトロニクスクレート .

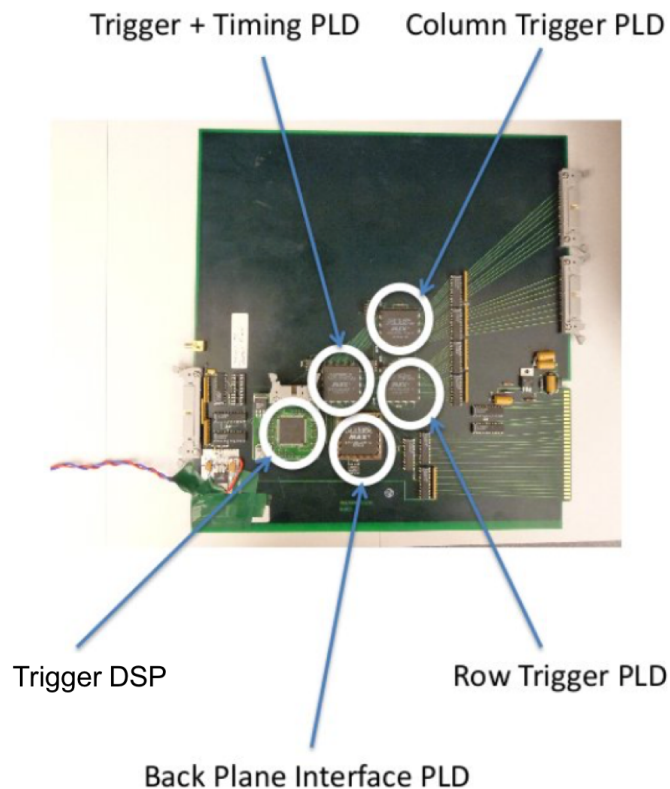


図 3.8: TALE-FD ステーションで使用されている Host/Trigger ボード。

FADC ボード

1つのPMTカメラに対してFADCボード(8bit, 10MHz サンプリング)は16枚使用している。PMTで検出された信号はFADCボードに送信され、100nsごとにアナログ信号からデジタル信号に変換し、M1リングバッファに保存される。1枚のFADCボードは20チャンネル有しており、16チャンネルはPMTカメラの縦16本分の信号を記録、2チャンネルはPMTカメラの縦16本分の信号を足し合わせ、それをHigh GainまたはLow Gainをかけて得た信号をそれぞれ記録、残りの2チャンネルはPMTカメラの横16本分信号を足し合わせ、それをHigh GainまたはLow Gainをかけて得た信号をそれぞれ記録している。High Gainをかけて記録したチャンネルのことをH-Sumチャンネル / V-Sumチャンネルと呼び、合計32チャンネルある。FADCボードはH-SumチャンネルとV-Sumチャンネルをディスクリミネータの入力とし、その出力をHost/Triggerボードへ送信している。しきい値はペDESTAL +12ADCカウントに設定されている。トリガー条件が満たされればHost/Triggerボードから信号保持命令がFADCボードへと送信される。信号保持命令を受けた場合、M1リングバッファに記録されたデータをM2メモリバッファに転送する。820 μ s以内に信号保持命令を受けなければ、M1リングバッファは上書きされる。

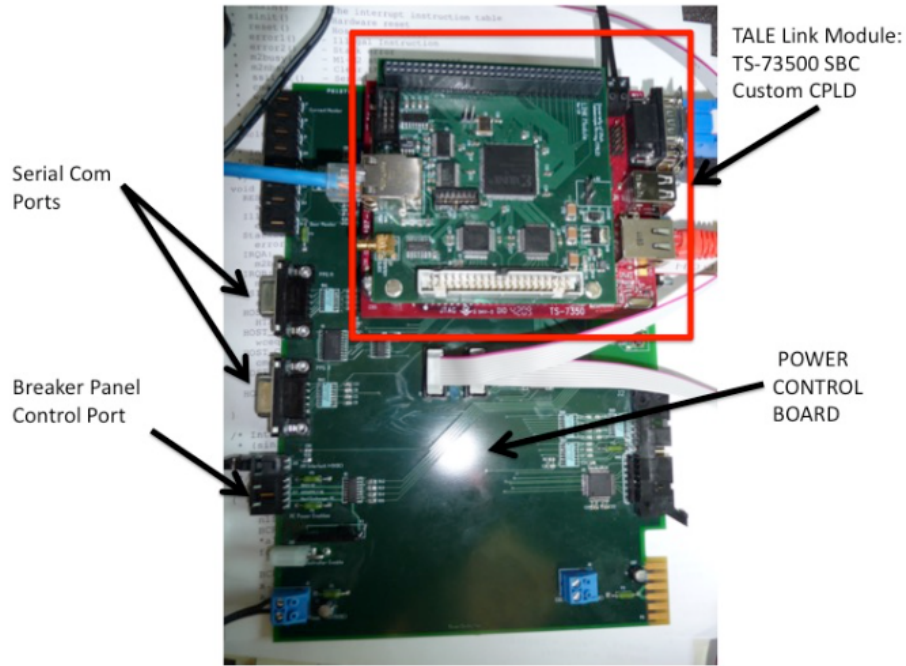


図 3.9: TALE-FD ステーションで使用されている Link モジュール。

Host/Trigger ボード

1 つの PMT カメラに対して Host/Trigger ボードは 1 枚用いられている。Host/Trigger ボードの役割は、

1. 16FADC ボードの Host デバイス
2. トリガー判定

の 2 つである。Host/Trigger ボードは Trigger DSP (Motorolla 56309)[61], Row Trigger PLD と Column Trigger PLD (Altera EPF8425ALC84)[62], trigger/timing PLD (Altera EPF8425ALC84)[62], HOST PLD (Altera EPM7128ELC84)[63] の 5 つで構成されている。

Trigger DSP は HOST PLD を通じて各 FADC ボードと通信しており、FADC ボードの起動、観測開始時に行われる初期設定は Trigger DSP より行われる。Row Trigger PLD と Column Trigger PLD でトリガー判定が行われる。FADC ボードから受信したディスクリミネータ出力を 3-fold coincidence (図 3.10) にかける。H-Sum チャンネルは Column Trigger PLD で処理され、V-Sum チャンネルは Row Trigger PLD で処理される。3-fold coincidence の結果は trigger/timing PLD に送信され、Row Trigger PLD と Column Trigger PLD のどちらか一方で 3-fold coincidence を 1 つでも満たされればイベントトリガーを発行し、各 FADC ボードへ信号保持命令を送信する (図 3.12)。

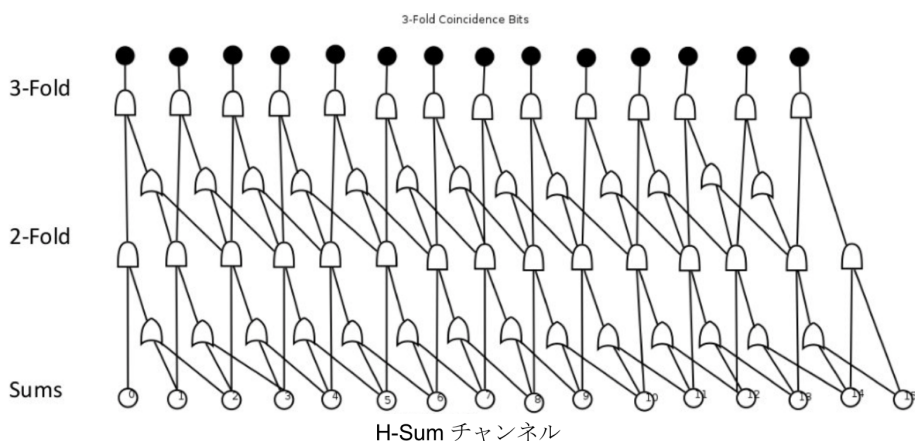


図 3.10: 3-fold coincidence の概要. AND 回路と OR 回路で構成されている. H-Sum チャンネル 1, 2 が OR 回路で処理され, その結果と H-Sum チャンネル 0 が AND 回路で処理される. この工程が他の組でも行われ, その結果を 2-fold coincidence として 15 個セットする. 15 個の 2-fold coincidence に対して同じ処理を行い, 最終的に 3-fold coincidence を 1 つでも満たすかどうかを判定している.

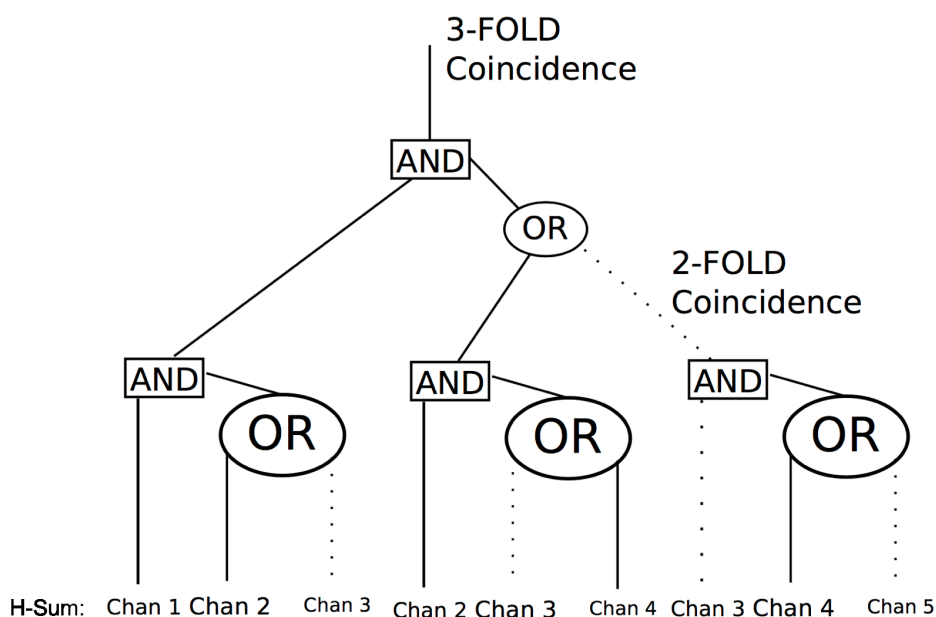


図 3.11: 3-fold coincidence の 1 例. 実線で書かれた H-Sum チャンネル 1, 2, 4 はディスクリミネータの出力が high であり, その他の破線は low である. この例は 3-fold coincidence を満たしており, トリガーが発行される.

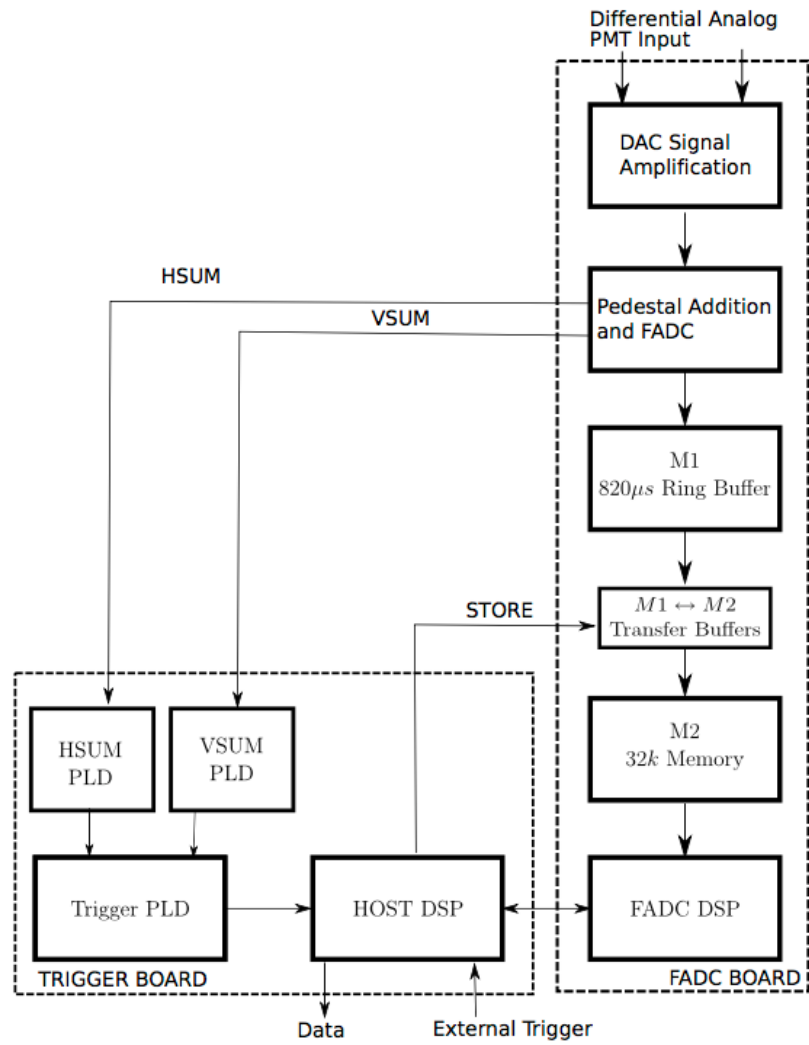


図 3.12: FADC ボードと Host/Trigger ボード間の通信の流れ.

Link モジュール

個々の望遠鏡は Link モジュールによってネットワークに繋がっている。Link モジュールも望遠鏡 1 基につき 1 つ使用している。Link モジュールは 100Mbyte/sec で記録した空気シャワーイベントデータを TALE-FD Control PC へ転送している。このモジュールは TALE 実験用に新たに作成された。低エネルギー宇宙線を観測しているので HiRes 実験よりもトリガーレートが高く、これに対応するためである。

TALE Central Timing モジュール

TALE-FD ステーションに 1 つ設置されているモジュールである。このモジュールで GPS の位置情報と時刻情報を取得して、各望遠鏡の時刻を同期している。

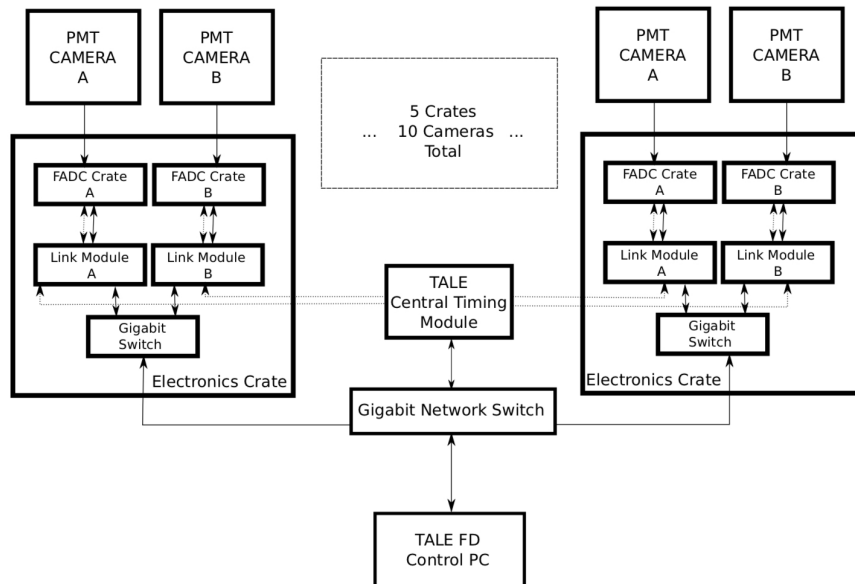


図 3.13: TALE-FD ステーションのネットワークダイアグラム。各望遠鏡で記録された空気シャワーイベントデータは Link モジュールから TALE Central Timing モジュールを通じて TALE-FD Control PC へ転送し、保存している。

3.2 光学系の較正

TALE-FD ステーションでは光学系の較正に RXF , UVLED を使用している [60]

RXF

Roving Xenon Flasher(RXF : 図 3.14) を用いて各 PMT のゲインを較正する . RXF は校正のたびに球面鏡の中心のホルダーに取り付けられる (図 3.15) .

RXF は $\sim 1 \mu\text{s}$ のパルスの光でカメラ全体を照らし , 1.5 Hz で 500 ショット照射する . パルス強度の変化はとて小さい ($\sim 0.3\%$) , 夜間の安定性は 2 % である . RXF による較正はその月の観測はじめに 1 度行われる .

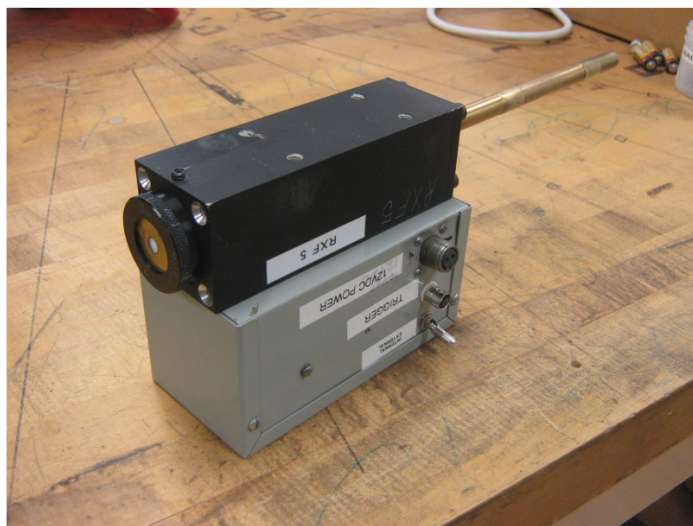


図 3.14: RXF の外観図 . RXF の上部がフラッシュランプ , 下部が電源である .

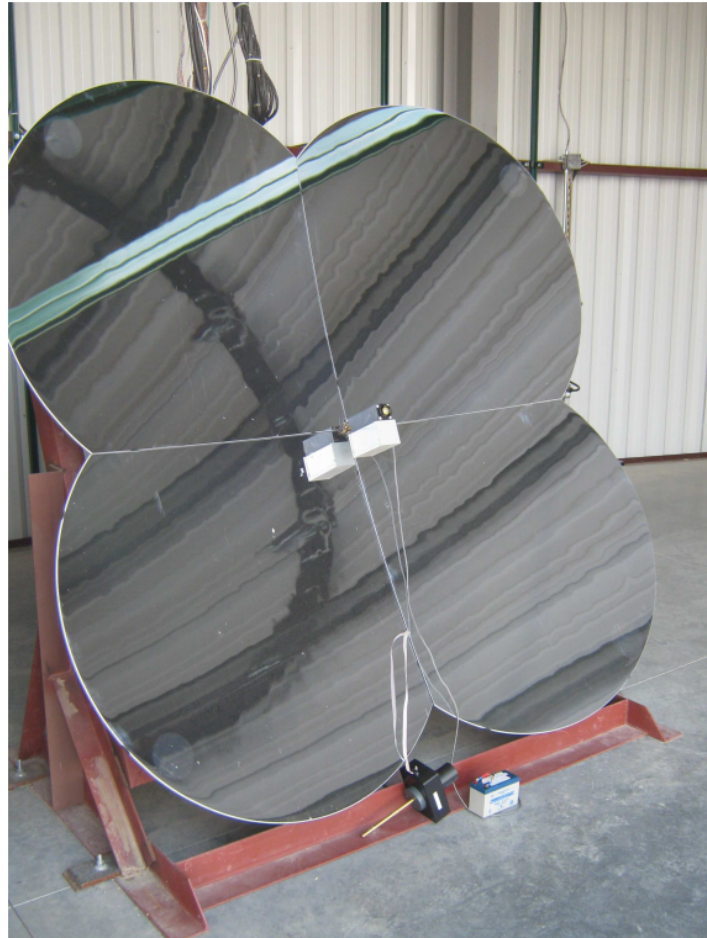


図 3.15: 球面鏡の中心に取り付けられた RXF .

UVLED

Ultra Violet Light Emitting Diode (UVLED) を用いて各 PMT のゲインを較正する (図 3.16) . UVLED は RXF で使用される球面鏡の中心のホルダーに取り付けられている. UVLED の発光波長は 369 nm(図 3.17) で, 5Hz で 500 ショット照射する. UVLED による較正は毎観測の前後に行われる .

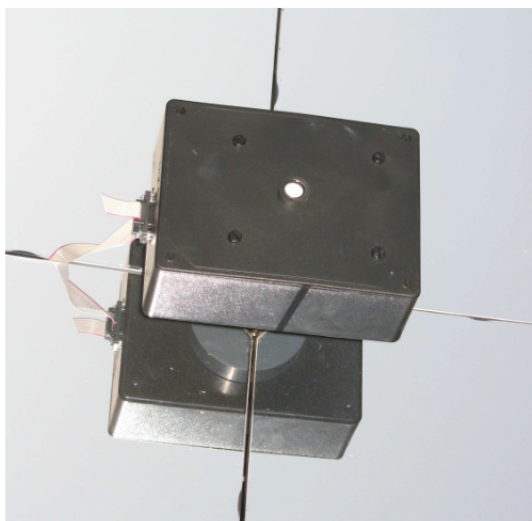


図 3.16: 球面鏡の中心に取り付けられた UVLED の外観図 .

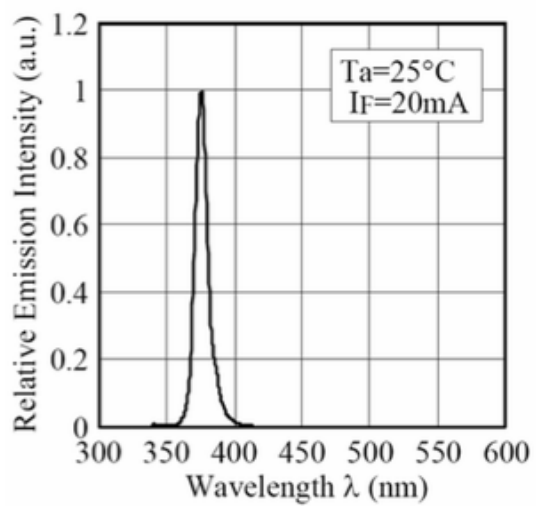


図 3.17: UVLED のスペクトル [42] .

3.3 大気情報のモニタリング

空気シャワーによって生成された大気蛍光は大気中を伝播する際に、大気中の微粒子によって散乱・吸収される。検出された大気蛍光からの空気シャワーの一次エネルギーを見積もるために、大気状態をモニタリングすることは大切である。TA 実験と TALE 実験では大気情報のモニタリングとしていくつかの手段を持っている。

次の3つのパラメータがのFD 観測イベントの解析で用いられる。

- 大気パラメータ (温度, 気圧, 湿度)
- 透過率 (垂直方向の減衰長)
- 雲量

これらの量を知るために我々はいくつかの装置を大気蛍光望遠鏡の視野中に設置し、運用している。以下ではそれらの装置について紹介する。

LIDAR

BRM ステーションに LIDAR 装置 (TA-LIDAR) を設置し大気の状態のモニターに利用している。LIDAR は Light Detection And Ranging の略で、強いパルスビーム光を大気に向けて発射し、レイリー散乱とミー散乱によって散乱された後方散乱光を測定することで、ビーム射線に沿った大気分子やエアロゾル粒子分布を測定し、垂直光学的深さ (Vertical Aerosol Optical Depth(VAOD)) する大気モニター法である。TA-LIDAR はコンピュータ制御経緯台式架台に搭載された Nd:YAG レーザー (esi 製 Orion, 波長 355 nm, 最大出力 5 mJ, パルス幅 5 ns, 繰り返し周波数 1 Hz), エネルギーメーター (Coherent 社製, J50LP-1A, 波長領域 300 nm ~ 12 μ m), 集光鏡 (Meade 社製, LX200GPS-30), PMT (浜松ホトニクス製, R3479), PMT 出力波形記録のためのデジタルオシロスコープ (Lecroy 社製, WaveRunner6039) からなる [33]。

現在 TA-LIDAR は運用されていないが、これまでの測定から典型的なミー散乱長やスケール高の値はそれぞれ 29.4 km, 1.0km と求められている。これらの値は、現在 TA グループの多くの解析で使用されている。しかし、エアロゾル粒子の空間的分布は時々刻々と変化すると考えられており、精度良く一次宇宙線のエネルギーや組成を決定するためには、短い時間間隔で大気状態を常時モニターする必要がある [33]。

CLF

紫外線レーザー (Big Sky Laser Technologies 社製, ULTRA CFR, Nd:YAG レーザー, 波長 355 nm, 最大出力 4 mJ, パルス幅 9 ns, 繰り返し周波数 1 ~ 50 Hz) を使用した Central Laser Facility (CLF) は3ヶ所のFD ステーションからほぼ等間隔となる地点に設置されている。現在はレーザーの射出方向を鉛直方向に固定して運用しており、その側方散乱光を各FD ステーションで観測し、測定されたプロファイルを解析することによって CLF 上空, および CLF とFD の間の大気のエアロゾルによる散乱のパラメータを決定する [34]。

IR カメラ

上空が低い雲で覆われているときは、大気蛍光が雲で隠れてしまう。そのため BRM ステーションでは上空に存在する雲を赤外線カメラ (Infra-Red Camera, IR Camera) でモニターする。雲が存在する部分は温度が高くなるので、IR カメラを使うことで視野内の雲を撮像することができる。撮像する方向は FD 視野と同じ方向を 12 枚と水平、垂直の計 14 枚で、30 分ごとに撮像をする。しかしながら、現在、IR カメラは運用されておらず、眼視観測で雲量を判断している。

眼視観測

MD ステーションでは、オペレーターが自身の目で雲の存否を 1 時間ごとにモニターしている。雲の存在量を、WEAT コードという数値に変えてこれを記録している。このコードは東西南北に加え、垂直真上方向に対してもそれぞれ記録される。WEAT コードは MD ステーションでの観測が始まって以来、現在まで記録が続けられており、TA グループ内での解析で用いられている。WEAT コードと IR カメラによる解析の結果は良い精度で一致することが確認されている [49]。

第4章 TA 実験標準のシミュレーションとイベント再構成ソフトウェア

イベント再構成ソフトウェアの開発だけでなく、その性能を評価するためには、シミュレーションによる擬似空気シャワーイベントの生成することも必要である。TALE 実験用のこれらのソフトウェアの開発について述べる前に、この章では TA 実験の大気蛍光望遠鏡用に開発されたシミュレーションソフトウェアとイベント再構成ソフトウェアについて説明しておく。

シミュレーションソフトウェアは、空気シャワーの縦方向発達から望遠鏡に入射する光子数を求める空気シャワー生成シミュレーションクラス群と、この光子数から望遠鏡の構造を考慮して実際に記録されるデータを作る検出器シミュレーションクラス群の 2 つのグループで構成されている。イベント再構成ソフトウェアは、PMT セレクション、ジオメトリ再構成と縦方向発達再構成の 3 つのグループで構成されている。

4.1 空気シャワーシミュレーション

4.1.1 セッションファイル

セッションファイルは、シミュレーションとイベント再構成ソフトウェアを実行する際に事前に与える引数を納めたファイルである。ここではシミュレーションとイベント再構成に関係のある引数について説明する。まずは、シミュレーションとイベント再構成ソフトウェアに共通する引数は以下の通りである。

- キャリブレーション：典型値 / 時間依存
- 大気モデル：USAtomosphere / GDAS / MesuredAtomosphere
- 大気蛍光モデル：FLASH / Kakimoto / AIRFLY
- チェレンコフ光：チェレンコフ光を考慮するか
- 散乱：考慮しない / Rayleigh 散乱のみ / Rayleigh + Mie 散乱
- ステーション：BRM / LR / MD / TALE

次に、シミュレーションについての引数は、

- 一次宇宙線のエネルギー：固定 / ランダム
- 粒子種：陽子 / 鉄など
- イベント数
- 到来方向：天頂角 θ , 方位角 ϕ (固定 / ランダム)

- コア位置 : x, y (固定 / ランダム)
- Gaisser - Hillas 関数の X_{int} : 固定 / ランダム

である . 最後にイベント再構成で使用する引数は

- ジオメトリ再構成 : モノ / ステレオ
- 縦方向再構成で使用するジオメトリ : ジオメトリ再構成で得られた値 / シミュレーションで使用した値

である .

4.1.2 CORSIKA シャワーシミュレーション

大気中での空気シャワー発達は CORSIKA(cosmic ray simulations for KASCADE)[64] シャワーシミュレーションを用いてシミュレートされる. CORSIKA は KASCADE 実験グループによって開発された空気シャワーシミュレーションプログラムである. ハドロン相互作用モデルには高エネルギー領域で QGSJETII-04、低エネルギー側では GHEISHA を、電磁成分のシミュレーションについては EGS4 を使用した. 大気の状態には式 (4.1) で記述されるアメリカ標準大気を使用した.

$$T(h) = \begin{cases} a_i + b_i \exp\left(\frac{-b_i}{c_i}\right) & (i = 1, 2, 3, 4) \\ a_i - b_i \frac{h}{c_i} & (i = 5) \end{cases} \quad (4.1)$$

ここで h は高度を表し, それぞれのパラメータは表 4.1 の通りである.

Layer i	altitude h [km]	a_i [g/cm ²]	b_i [g/cm ²]	c_i [cm]
1	0-4	-186.5562	1222.6562	994186.38
2	4-10	-94.919	1144.9069	878153.55
3	10-40	0.61289	1305.5948	636143.04
4	40-100	0	540.1778	772170.16
5	100 <	0.01128292	1	10 ⁹

表 4.1: 式 (4.1) 中のパラメータ

FD のための空気シャワーシミュレーションでは, CORSIKA によって計算された空気シャワー軸に沿った 1 g/cm² きざみの「セグメント」での, 荷電粒子によるエネルギー損失量を使用する.

Missing Energy

空気シャワー中にはニュートリノや高エネルギーミューオンといった, 大気蛍光に寄与しないあるいは寄与が小さく大気蛍光観測にかからない粒子が存在するため, 一次宇宙線のエネルギー E_0 の一部は Missing Energy(E_{miss}) となる. カロリメトリックエネルギー (E_{cal}) と E_0, E_{miss} の関係は

$$E_{\text{cal}} = E_0 - E_{\text{miss}} \quad (4.2)$$

である。ただし実際に E_0 を求める際は式 (4.2) を使わない。CORSIKA による空気シャワーシミュレーションから E_{cal} と E_0 の関係を計算し、この関係から E_0 を求めている。

$$E_{\text{cal}}/E_0 = A + B \log E_{\text{cal}} + C \log^2 E_{\text{cal}} + D \log^3 E_{\text{cal}} \quad (4.3)$$

式 (4.3) 中のそれぞれのパラメータは表 4.2 の通りである。

1 次宇宙線	A	B	C	D
陽子	-3.50360	0.618929	-0.0295565	4.85241×10^{-4}
鉄	-9.24513	1.47608	-0.0729345	1.22528×10^{-3}

表 4.2: 式 (4.3) 中のパラメータ

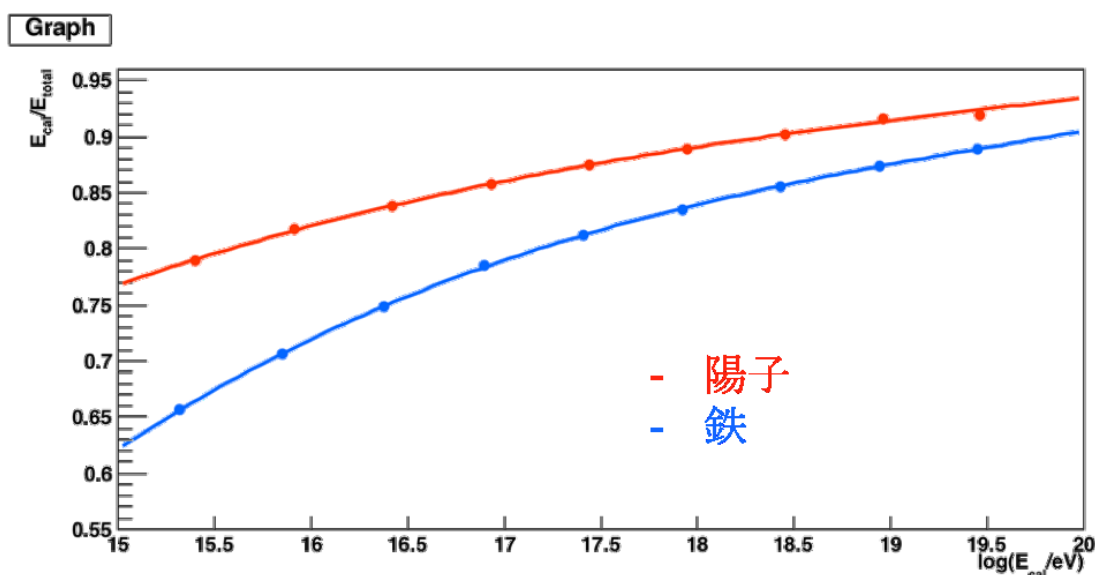


図 4.1: E_{cal}/E_0 と E_{cal} の関係. CORSIKA で計算した各セグメントあたりのシャワー全体のエネルギー損失量を積分して E_{cal} を求めて、 E_{cal}/E_0 を計算している。赤線は陽子、青線は鉄を表す。

4.1.3 大気蛍光発光

セグメントでのあたりのシャワー全体のエネルギー損失量とシャワーの空間的位置情報を用いて発光点から直進して入射する大気蛍光・チェレンコフ光と途中で散乱され方向が変わって入射するチェレンコフ光について、望遠鏡に入射する光子数を求める (図 4.2)。

セグメントごとでのエネルギー損失量から、各波長 λ ごとに発生する大気蛍光光子数 $N_{e,i}^{\text{Fl}}$ を求める。

$$N_{i\lambda}^{\text{Fl}} = N_{e,i} \frac{dE(s_i)}{dX} Y_{i\lambda}^{\text{Fl}}(H_i) dl_i \quad (4.4)$$

i はセグメントを区別する番号、 s_i はセグメントでの空気シャワーエイジ、 $Y_{i\lambda}^{\text{Fl}}(H_i)$ は地表から高さ H_i における発光効率、 dl_i はシャワー軸に沿ったセグメントの長さである。大気蛍光は等方

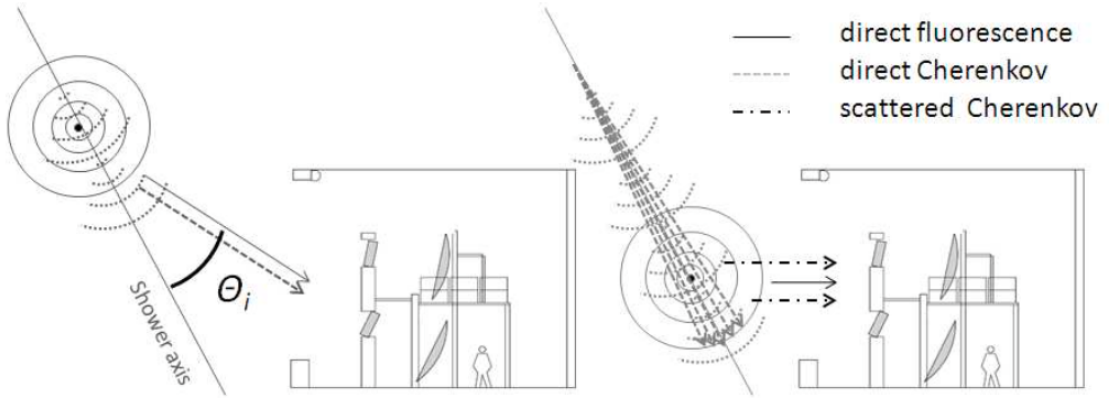


図 4.2: 空気シャワーから望遠鏡に入射する光子．発生点から直進して望遠鏡に入射する大気蛍光 (direct fluorescence) とチェレンコフ光 (direct Cherenkov) に加えて，大気に散乱されて入射するチェレンコフ光 (scattered Cherenkov) が考慮される．

的に放射され，さらには大気によって散乱されるため，望遠鏡に到達する光子数 $N_{i\lambda}^{\text{Fl, tel}}$ は以下の式ようになる．

$$N_{i\lambda}^{\text{Fl, tel}} = N_{i\lambda}^{\text{Fl}} T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(r_i) T_{i\lambda}^{\text{Mie}}(r_i) \frac{A_i}{4\pi r_i^2} \quad (4.5)$$

と計算される．ここで， r_i はセグメントから望遠鏡までの距離， $T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(r_i)$ ， $T_{i\lambda}^{\text{Mie}}(r_i)$ は距離 r_i 進んだときの大気によるレイリー散乱，ミー散乱による波長 λ の透過率， A_i は望遠鏡の検出面積である．ここでの望遠鏡の検出面積は，合成鏡を一枚の球面鏡と仮定したときの面積である．

4.1.4 チェレンコフ光

チェレンコフ光の場合も大気蛍光と同様に，セグメントごとのエネルギー損失量から発生する光子数を求める．大気蛍光とは異なりチェレンコフ光の発光効率，発光スペクトルはエイジパラメータに依存する [47]．そのため，セグメントで発生するチェレンコフ光の光子数は，

$$N_{i\lambda}^{\text{C}} = N_{e,i} \frac{dE(s_i)}{dX} Y_{i\lambda}^{\text{C}}(H_i, s_i) dl_i \quad (4.6)$$

ここで $Y_{i\lambda}^{\text{C}}(H_i, s_i)$ は高さ H_i ，エイジパラメータ s_i におけるチェレンコフ光の発光効率である．チェレンコフ光は大気蛍光とは異なり等方的に放射されない．そこでチェレンコフ光の角度分布 D_i^{C} を以下の式で近似して計算する．

$$D_i^{\text{C}}(\theta_i) = \frac{1}{\theta_0} \exp\left(-\frac{\theta_i}{\theta_0}\right) \quad (4.7)$$

ここで θ_i はシャワー軸と放射方向のなす角， θ_0 はチェレンコフ光を発するしきい値 $E_{\text{thr}}^{\text{C}}$ から求まるパラメータで $\theta_0 = a E_{\text{thr}}^{\text{C} - b}$ ， $(a, b) = (0.83, 0.67)$ を使用している [47]．さらに大気中での散乱を考慮して，望遠鏡に入射するチェレンコフ光 $N_{i\lambda}^{\text{C, tel}}$ は，

$$N_{i\lambda}^{C,\text{tel}} = N_{i\lambda}^C T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(r_i) T_{i\lambda}^{\text{Mie}}(r_i) \frac{2}{\sin \theta_i} \frac{A_i}{4\pi r_i^2} D_i^C(\theta_i) \quad (4.8)$$

から計算する．

4.1.5 散乱チェレンコフ光

FD で観測されるチェレンコフ光には発生点から直接入射するものだけではなく，大気分子やエアロゾルによって散乱され，方向が変えられて望遠鏡に入射するチェレンコフ光も含まれる．この光を以下では散乱チェレンコフ光と呼ぶ．

あるセグメントにおける散乱チェレンコフ光の光量は，シャワー軸上に沿って大気頂上からそのセグメントまでに放射されたチェレンコフ光の積分値に比例するとみなせる． i 番目のセグメントでの総チェレンコフ光量 $N_{i\lambda}^{C \text{ Total}}$ はその深さで発するチェレンコフ光と $i-1$ 番目のセグメントを散乱されることなく通過したチェレンコフ光の和は，

$$N_{i\lambda}^{C \text{ Total}} = N_{i\lambda}^C + N_{i-1}^{C \text{ pass}} \quad (4.9)$$

である． $N_{i\lambda}^{C \text{ Total}}$ からのセグメントでレイリー散乱，ミー散乱する光 $N_{i\lambda}^{\text{RayC}}$ ， $N_{i\lambda}^{\text{MieC}}$ と次のセグメントに伝播する光 $N_{i\lambda}^{C \text{ pass}}$ を求める．

$$N_{i\lambda}^{C \text{ pass}} = N_{i\lambda}^{C \text{ Total}} T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(dl_i) T_{i\lambda}^{\text{Mie}}(dl_i) \quad (4.10)$$

$$N_{i\lambda}^{\text{RayC}} = N_{i\lambda}^{C \text{ Total}} \left[1 - T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(dl_i) \right] T_{i\lambda}^{\text{Mie}}(dl_i) \quad (4.11)$$

$$N_{i\lambda}^{\text{MieC}} = N_{i\lambda}^{C \text{ Total}} T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(dl_i) \left[1 - T_{i\lambda}^{\text{Mie}}(dl_i) \right] \quad (4.12)$$

また，レイリー散乱とミー散乱の角度分布の違いを考慮し，

$$N_{i\lambda}^{\text{RayC,tel}} = N_{i\lambda}^{\text{RayC}} T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(r_i) T_{i\lambda}^{\text{Mie}}(r_i) \frac{A_i}{4\pi r_i^2} D_i^{\text{RayC}}(\theta_i) \quad (4.13)$$

$$N_{i\lambda}^{\text{MieC,tel}} = N_{i\lambda}^{\text{MieC}} T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(r_i) T_{i\lambda}^{\text{Mie}}(r_i) \frac{A_i}{4\pi r_i^2} D_i^{\text{MieC}}(\theta_i) \quad (4.14)$$

から望遠鏡に入射する光子数を求める．

ここまでのところでモンテカルロシミュレーションのうち，CORSIKA を用いて各セグメントごとのエネルギー損失量を計算し，望遠鏡に伝播する大気蛍光，チェレンコフ光，散乱チェレンコフ光の光子数を決定するところまで説明した．ここでは空気シャワーの横方向分布を考慮せずにセグメントの中央から平行光が来ると仮定し，角度分布を考慮して望遠鏡に入射する光子数を求めた．次節では，この光子数からセグメントでの横方向分布を持たせて PMT カメラで観測される波形データをシミュレーションする．

図 4.3 は望遠鏡に到達する光子数をシャワー軸に沿った大気の深さごとに表示したものである．赤色は大気蛍光，青はチェレンコフ光，紫色はレイリー散乱されたチェレンコフ光，緑色はミー散乱されたチェレンコフ光である．上図は視野を横切る空気シャワー軸からの光子数を表し，大部分が大気蛍光であるが，発達の深いところではレイリー散乱によるチェレンコフ光が入射することがわかる．下図は望遠鏡に向かってくる空気シャワーからの光子数であり，大気蛍光に比べチェレンコフの割合がずっと高いことがわかる．

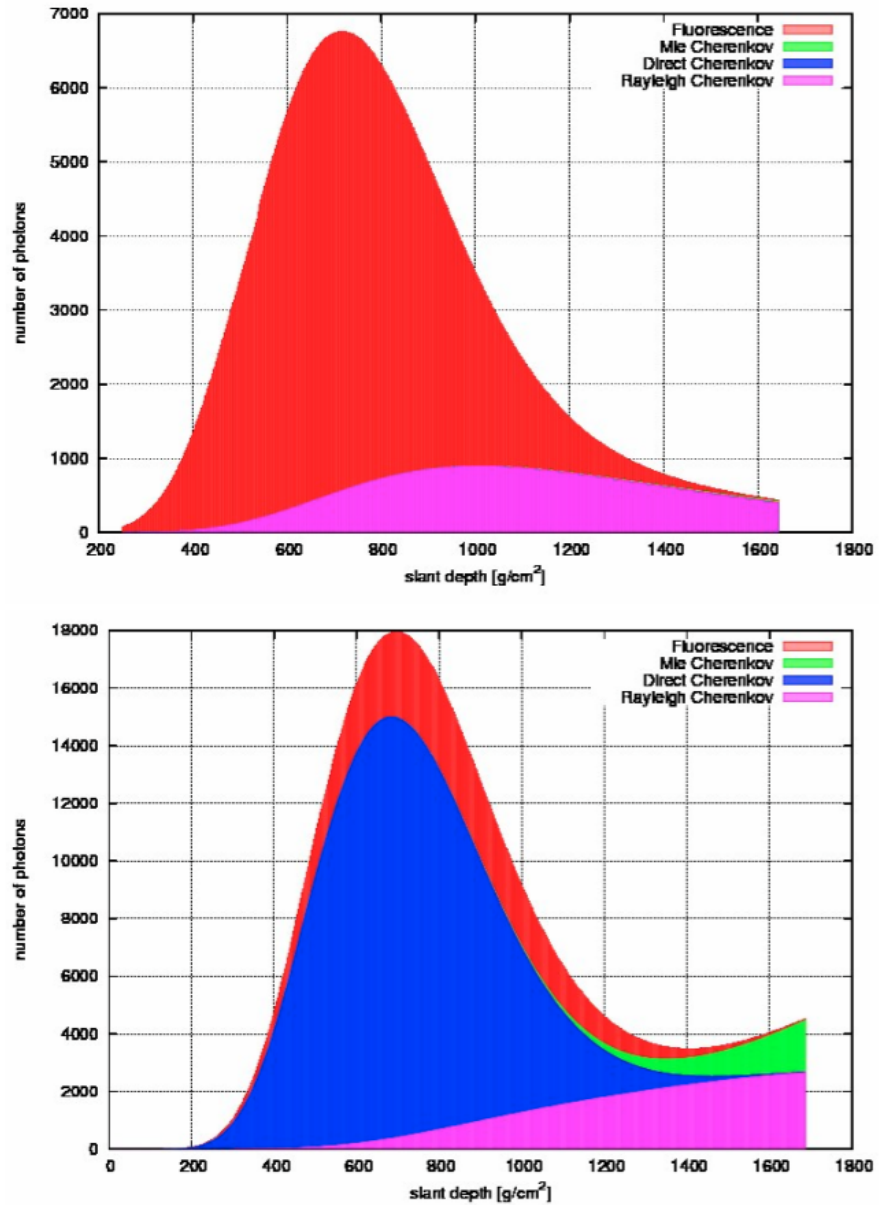


図 4.3: シミュレーションで計算された望遠鏡に入射する光子数．上図は望遠鏡の視野を横切る空気シャワーから入射する光子数，下図は望遠鏡に向かってくる空気シャワーからの光子数である．

4.2 検出器シミュレーション

このシミュレーションソフトウェアでは PMT カメラで観測されるデータをシミュレーションするために、望遠鏡に光子を入射させ、光子の軌跡を各光子についてレイトレースしている．そのためには、ソフトウェア中に細部構造も含めて詳細に記述しておく必要がある．図 4.4 にソフトウェアに実装したステーションの内部構造を示す．実際のステーション同様、合成鏡はもとより望遠鏡を支える支柱やカメラ構造まで再現してある．

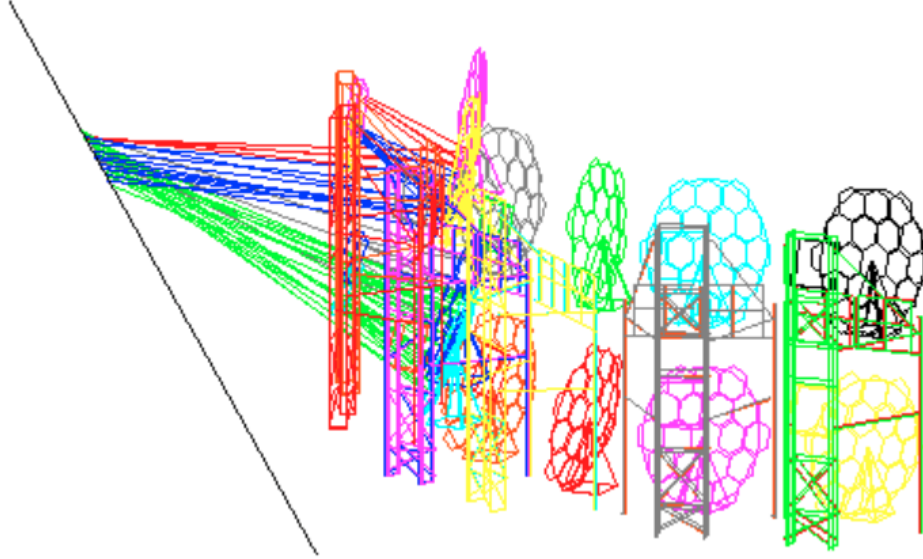


図 4.4: ソフトウェア中に再現された FD ステーションの内部構造．左の直線 (仮想的シャワー軸) の上から望遠鏡に向かって行ったレイトレースの軌跡も表示している．

レイトレースでは 1 光子ずつの軌跡を求めるため、計算量が多くなる．時間短縮のためにもレイトレースを開始する前に、望遠鏡に入射する光子に鏡の反射率や紫外光透過フィルターの透過率など入射位置に依存しない係数をかけて光子数を減らしておく．具体的には鏡の反射率、紫外光透過フィルターの透過率、量子効率をもとに各波長ごとに以下の式を計算する．結果的に求まる N_i^{RayTrace} は PMT カメラ面に到達する光子数である．

$$N_i^{\text{RayTrace}} = \int N_{i\lambda}^{\text{p, tel}} R_{i\lambda}^{\text{mirror}} \tau_{i\lambda}^{\text{para}} \tau_{i\lambda}^{\text{BG3}} Q_{i\lambda} d\lambda \quad (4.15)$$

$N_{i\lambda}^{\text{p, tel}}$ は前節で求めた望遠鏡に入射する光子数、 $R_{i\lambda}^{\text{mirror}}$ は鏡の反射率、 $\tau_{i\lambda}^{\text{para}}$ と $\tau_{i\lambda}^{\text{BG3}}$ はそれぞれ PMT カメラ全面と PMT の光電面上に取り付けている紫外光透過フィルターの透過率、 $Q_{i\lambda}$ は PMT の量子効率である．なお、PMT 感面での二次元不均一性は入射位置に依存するため、レイトレースによって入射位置を決定した後に考慮する．

ここまで準備できたところで、光子 1 つ 1 つについてカメラに入射する位置や時刻をレイトレースによって求める．放射位置は、NKG 関数でシャワーの横方向粒子分布を近似して考量し、ランダムに選ぶ．次に、鏡の検出面積内でランダムな 1 点を光子の到達点として選ぶと、この 2 点をつなぐ直線から光子の放射位置と方向が決まる．そして、発生点から鏡で反射し PMT カメラに到達するまでの軌跡をレイトレースする．鏡は合成球面鏡を使用しているため、鏡の隙間が反射位置に選ばれたときやカメラに光子が入射しない場合、または途中の構造物にぶつかった場

合にはレイトレースをやめる．このレイトレースを全光子について N_i^{RayTrace} 回繰り返す．その後，PMT カメラ面での不均一性を考慮するために，カメラ面での入射位置に応じて図 4.5 の上図の係数をかける．

図 4.5 は BRM ステーションのカメラ-05 の不均一性を XY-スキャナーで測定した結果である．また，図 4.5 の下図は標準 PMT を除いた 253 PMT の (標準偏差/平均値) の値である．XY-スキャナーの設置精度に加えて，PMT の端では感度が悪いためばらつきが大きくなるが，中心から 27.5 mm 以内では，標準偏差の比は 4% にピークを持ち，かつ 95 % が 10 % 以内に分布する．そのため，全ての PMT に対して同じ不均一性を持つと仮定している．

その後，PMT カメラに入射した光子は光電子となり増幅された後，電子回路を経て BRM/LR/TALE ステーションの場合は FADC でデジタル化され，MD ステーションの場合は Sample and Hold 回路を通してデジタル化される．レイトレースの軌跡から光が PMT に入射する時刻を求め，ゲイン，電子回路の応答関数をかけ合わせ，時間情報を含んだ波形データとし保存する．この手順を光子の数だけ繰り返し，重ね合わせることでカメラ全体でのシミュレーションデータが作られる．

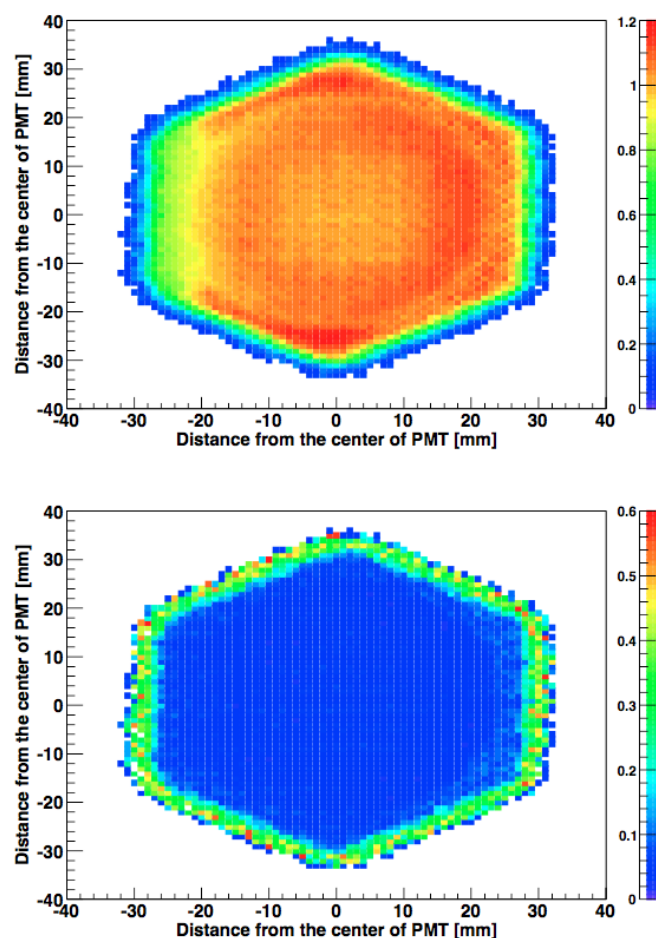


図 4.5: BRM/LR ステーションの PMT カソードの不均一性 (上)，不均一性の (標準偏差/平均値) の分布 (下)．

4.3 イベント再構成ソフトウェア

FD による大気蛍光観測で得られる情報は、各 PMT に入射した光による信号波形とその時刻である。これらから実際の空気シャワーの縦方向発達、そしてさらにさかのぼって一次宇宙線の情報を導出するためのイベント再構成ソフトウェアの詳細について述べる。再構成は、

1. 解析に使用する PMT の選別
2. 空気シャワー到来方向の再構成
3. 空気シャワー縦方向発達の再構成

の 3 つの段階を踏んで行われる。解析に使用する PMT の選別で、空気シャワー由来の信号とノイズ信号 (夜光や人工光などの空気シャワー由来ではない信号) を区別する。選ばれた PMT 信号を使い空気シャワー到来方向の再構成で空気シャワーの位置と方向を決定し、その後、縦方向発達再構成で空気シャワーの X_{\max} 及び一次宇宙線のエネルギーを決定する。

4.3.1 解析に使用する PMT の選別

実際の観測ではイベントトリガーが発生するとステーション内の全チャンネルの信号が記録・保存されるため、1 FD ステーションあたり 256×12 あるいは 256×14 本の PMT の信号が記録される。まず、以下の解析により各 PMT について空気シャワーによる大気蛍光の入射の有無を判別し、以後の再構成に用いるどうか判定する。また、再構成に必要な光電子数や光子の到達時間を見積もる。

1st セレクション

第一に各 PMT で得られた波形を個々に解析し、大気蛍光信号の有無を判定する。BRM, LR ステーションで記録される空気シャワーの信号波形は、図 4.6 で示されるように三角形で近似できるような形をしている。これを図 4.7 のように、波形のピーク位置 p と幅 ω で表現されるトライアングルフィルターでフィットし、以下に示す有意度 $\sigma(\omega, p)$ が最大になる p, ω を求める。

$$\sigma(\omega, p) = \frac{\sum_{i=p-\omega}^{p+\omega} F_{\text{sub}}(i)W(i)}{\sum_{i=p-\omega}^{p+\omega} P_{\text{rms}}(i)W(i)} \quad (4.16)$$

$$W(i) = \omega - |p - i| \quad (4.17)$$

$F_{\text{sub}}(i)$ はペDESTALの平均を差し引いた波形の i 番目のピンの値、 $W(i)$ は重み、 $P_{\text{rms}}(i)$ は i 番目のピンのペDESTALのゆらぎである。ペDESTALの平均やゆらぎは SDF によって記録される。 ω の探索範囲は 0 から 30 である。

有意度分布を図 4.8 に示す。空気シャワーの信号がない場合の有意度 (図 4.8(左)) はほぼ 6σ 以下に分布しているのに対して、空気シャワーの信号を含む場合 (図 4.8(右)) は 6σ 以上の領域にテールを持つ。このことから、 6σ 以上の有意度を持った PMT 信号を大気蛍光信号と判定し、以後の解析に使用する。 6σ に満たない PMT は以下で説明する 4th セレクションにかけられる。

最大有意度を持つ p と ω のペアが見つかったとき、タイミング T とその誤差 σ_T を以下の式によって計算する。

$$T = \frac{\sum_{i=p-\omega}^p i \times F_{\text{sub}}(i)}{\sum_{i=p-\omega}^{p+\omega} F_{\text{sub}}(i)} \times 100\text{ns} \quad (4.18)$$

$$\sigma_T^2 = \frac{\sum_{i=p-\omega}^{p+\omega} (T - i)^2 \times F_{\text{sub}}(i)}{\sum_{i=p-\omega}^{p+\omega} F_{\text{sub}}(i)} \times 100\text{ns} \quad (4.19)$$

上に2式では，サンプリング周波数は10 MHz なので相当するビン幅 100 ns をかけて時間に直している． T は上で求めた幅 ω 内での重心であることに注意する．現在は PMT 信号幅が 30 ビンと求めた場合は，その信号はノイズとみなし，解析には使用しない．光電子数は以下の式で得られる．

$$N_{\text{pe}} = \text{Gain} \times \sum_{i=p-3\omega}^{p+3\omega} F_{\text{sub}}(i) \quad (4.20)$$

Gain は FADC 値からの光電子数の変換係数で，キャリブレーションにより得られる．

MD ステーションはエレクトロニクスに 積分型 ADC (Sample and Hold 回路) を使用しているために信号の波形情報を持っていない．そのため，MD ステーションでは独自の方法で PMT の信号の有意度を計算している．

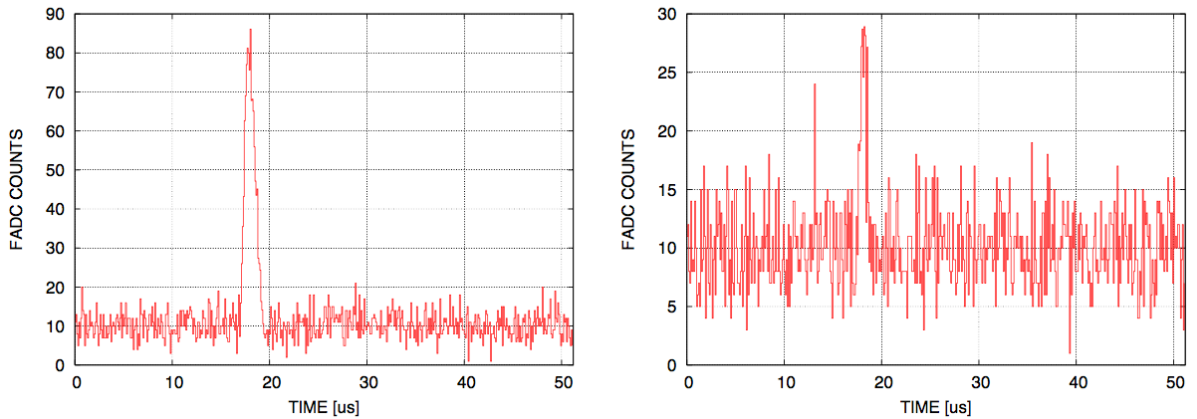


図 4.6: シミュレーションによる波形．

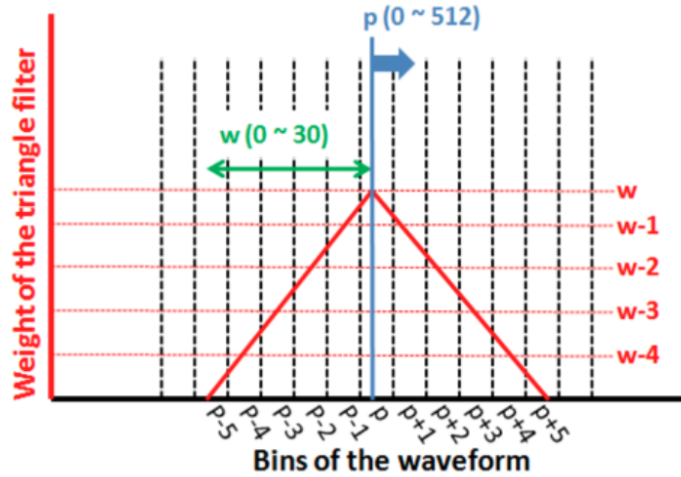


図 4.7: 重みを表しているトライアングルフィルターの概略図 .

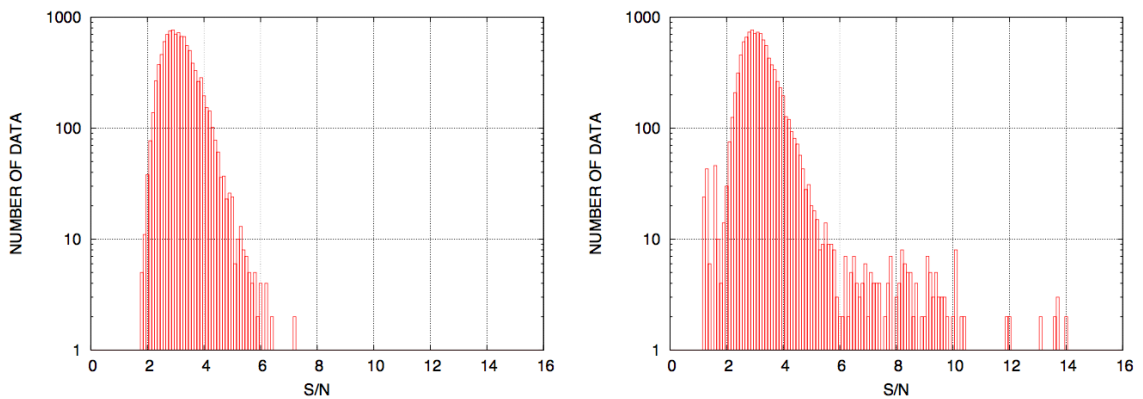


図 4.8: 観測で得られた波形の最大有意度の分布 . 空気シャワーの信号を含まない場合 (左) と含む場合 (右) .

2nd セレクション

1st セレクションによってほとんどのノイズ信号を除去できるが、それでも光量の大きい夜光を信号として選択してしまうことがあり、上記の波形解析による選別のみでは不十分である．そこでさらに別の方法による選別が必要となる．空気シャワーを撮像すると大気蛍光光子の入射した PMT はヒットマップ画面上に線状に分布するので、この線状の形状を弁別に利用する．シャワー粒子数はシャワー軸付近で最も多く、軸から遠くなるにしたがって減少する．大気蛍光もほぼ同じ分布に従うので、シャワー軸から離れた方向を見ている PMT には大気蛍光が入射していないとみなすことができる．そこで、シャワーイメージの中心軸をハフ変換アルゴリズムを用いて近似的にシャワー軸とみなし、この直線と PMT の視野方向との離角 (β とする) を求め、 β が大きい PMT はノイズ信号として除外する．しかし、 β の分布は一次エネルギーやジオメトリによっ

て決まり、あらかじめわかっていない．そのため、離角についての分布をとり、独立した PMT を除去する．

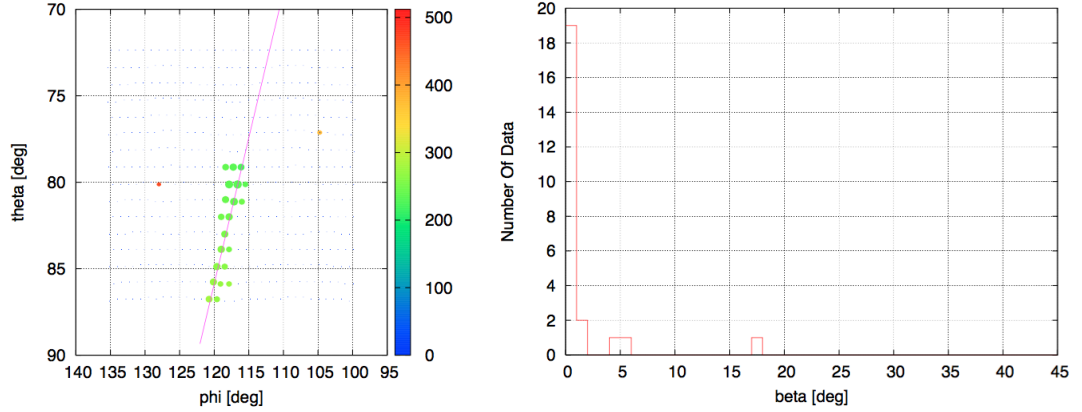


図 4.9: シャワートラック (左) と離角 β の分布空気シャワーによるデータは離角小さい部分に集中するのに対して、そこから外れたデータはノイズと考えられる．

3rd セレクション

2nd セレクションではシャワートラックから離れたノイズは除去できる．しかし、トラックに隣接したノイズ信号は取り除けない．再構成では光子の入射した時刻を用いるため、ノイズデータによる期待される時刻と明らかに異なったピークを持つような信号が混入すると、再構成の精度が著しく落ちてしまう．そこで、1st セレクションで求めた波形の入射時刻 T からデータを選別する．

各 PMT への光子の入射時刻は空気シャワーの到来方向とコア位置から決まる量である．PMT の方向とタイミング情報から仮のシャワー幾何学を決める．幾何学再構成については第 4.3.2 節で説明する．得られたシャワートラック中心への方向ベクトルに対して、シャワー軸の方向ベクトルのなす角を ψ 、 i 番目の PMT の方向ベクトルがなす角 α_i とすると、PMT への光子入射時刻 t_i は

$$t_i = t_* + \frac{1}{c} \frac{\sin\psi - \sin\alpha_i}{\sin(\psi + \alpha_i)} r_0 \quad (4.21)$$

となる．ここで t_* はシャワートラックの重心方向にシャワーが到達した時刻、 r_0 は FD からシャワートラック中心までの距離である． $\phi - \theta$ の直交座標系で考える場合、厳密には上式は成り立たないが、 α が小さい場合には近似的に成り立つと考えられている．離角 α_i はシャワートラック中心の方向ベクトル \mathbf{n}_c とシャワー軸上に投影した PMT の方向ベクトル $\mathbf{n}_i^{\text{proj}}$ から次式で決まる．

$$\alpha_i = \cos^{-1} \left(\mathbf{n}_i^{\text{proj}} \cdot \mathbf{n}_c \right) \quad (4.22)$$

各 PMT における α_i と 1st セレクションで求めた T_i を式 (4.21) によってフィッティングし、フィッティングから大きく外れたものを除外する．

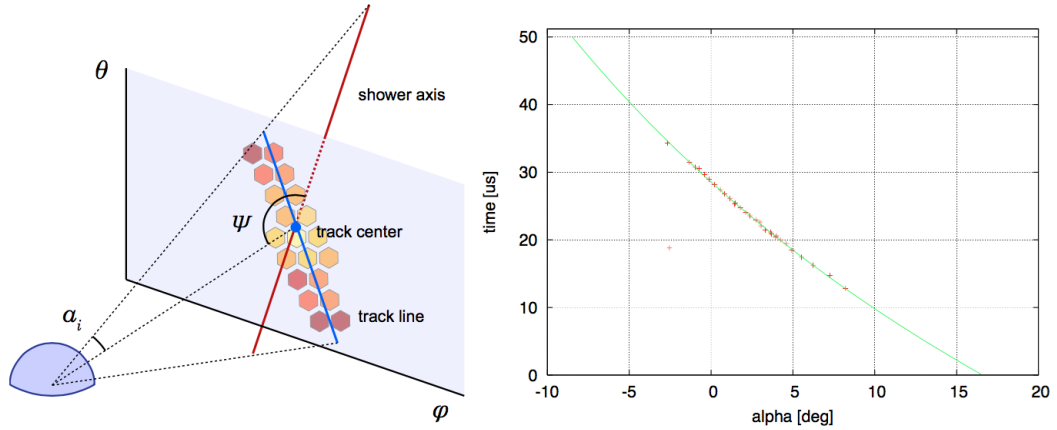


図 4.10: シャワートラック (左) とノイズ選別のためのタイミングフィット (右) . 右図ではフィッティング曲線から大きく外れた点 (-2.5° , $19 \mu\text{s}$) があり, これはノイズ信号である .

4th セレクション

4th セレクションでは, モノジオメトリ再構成と同じようにタイミング情報を使い, PMT セレクションをする . 1st , 2nd , 3rd セレクションによって 6σ 以上の有意度を持った PMT だけが選定される . ここでは, 6σ より小さい有意度を持った PMT も含めてセレクションをする .

まず初めに, 求めた Shower-Detector Plane (SDP) 上での PMT の仰角と PMT のタイミング情報を, モノジオメトリ再構成と同じ方法でタイミングフィットする . SDP の求め方とタイミングフィットの詳細は, 第 4.3.2 節で説明する .

次に, フィットした関数とのタイミングの差 R_i , 擬似 χ^2 , SDP からの離角 β_i を, 全ての PMT に対して計算する .

$$R_i = |f(\alpha_i) - T_i| \quad (4.23)$$

$$\chi^2 = \left(\frac{R_i}{\sigma_{T_i}}\right)^2 \quad (4.24)$$

$$\beta_i = \vec{P}_i \cdot \vec{V}_{\text{SDP}} \quad (4.25)$$

ここで, α_i は SDP へ投影された i 番目の PMT の仰角, $f(\alpha_i)$ は α_i でのフィット関数から得られるタイミング, σ_{T_i} は 1st セレクションによって得られたピークのタイミング誤差, \vec{P}_i はポインティングベクトル, \vec{V}_{SDP} は SDP での垂線方向である . これらのパラメータが PMT の排除または追加の判定に使用される .

これらの PMT は表 4.3 に示される 2 種類の基準値 (SOFT セレクション, HARD セレクション) によって分類される . 最初に, SOFT セレクションの基準値を使って, PMT を選定する . SOFT セレクション後, 基準値を HARD セレクションの基準値に変えて選別する .

分類された PMT は, 離角が判定される PMT の 5° 以内と時間差が $5 \mu\text{s}$ 以内の基準で選ばれた, 隣接した PMT との α_i と T_i の “Linear” フィッティングにより判定される . フィットされた関数からの時間差 R_{linear} , 擬似 χ_{linear}^2 , 使用される PMT 数 N_{linear} が判定に使用される . 表 4.4 が “Linear フィット” による PMT の選別基準である . この選定により, 位置とタイミングが孤立

item	SOFT	HARD
R_i	$< 1.2 \mu s$	$< 0.8 \mu s$
χ^2	< 20	< 15
β_i	$< 4^\circ$	$< 2^\circ$

表 4.3: 4th セレクションでの PMT 選別基準 .

している PMT を排除する . PMT がこれらの基準を全て満たすとき , PMT は解析に使用する PMT として追加される . このセレクションは , 追加または排除候補の PMT がなくなるまで繰り返される .

item	THRESHOLD
N_{linear}	> 3
R_{linear}	$1.2 \mu s$
χ^2_{linear}	$20 \mu s$

表 4.4: 4th セレクションでの Linear フィットによる PMT 選別基準 .

図 4.11 は観測された空気シャワーイベントのイベントディスプレイの 1 つの例である . 各マーカーの位置は PMT の視野方向 , 色は光子の入射時刻 , 大きさは光量を表している . 左図が 1st から 4th の全ての PMT セレクションを行う前で , S/N が 3 以上の波形が記録された PMT を全てプロットしてある . 右図は 1st から 4th の全ての PMT セレクションを行った後であり , 以降の解析で使用しない PMT には \times を表示した . PMT セレクションを行うことで有効にノイズ信号を持つ PMT を除去できていることがわかる .

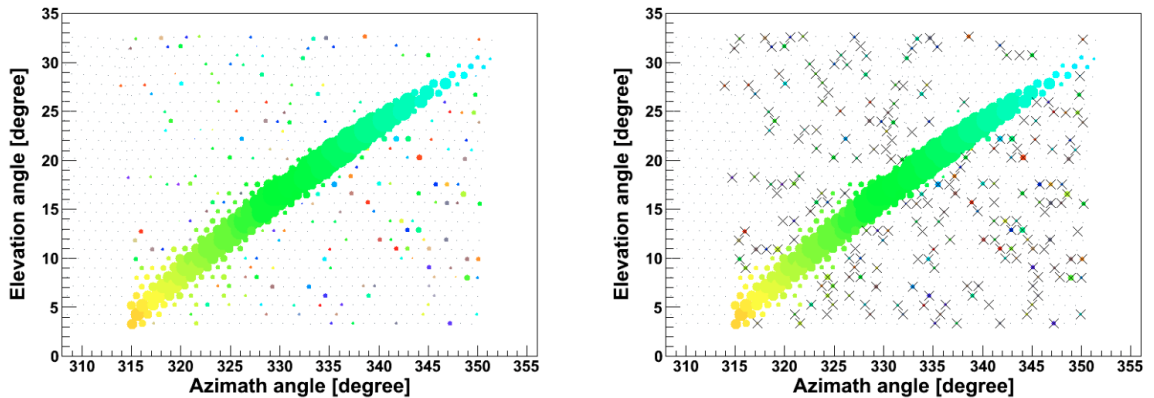


図 4.11: 1st から 4th の全てのセレクション前 (左) とセレクション後 (右) の空気シャワーイベントディスプレイ . ノイズが除去されていることがわかる .

4.3.2 空気シャワー到来方向の再構成

空気シャワー到来方向の再構成では、空気シャワー軸の位置や傾き、コア位置を求める。ここでは、2ステーションの観測データから到来方向を求める再構成と、1ステーションの観測データのみを使用して求める再構成の両方の場合について述べる。一般的に前者の方が精度が良いため、2ステーション以上でデータ収集されたイベント(ステレオイベント)の場合は前者で再構成し、それに失敗した場合、あるいは1ステーションのみでしか観測されなかったイベント(モノイベント)の場合は後者で再構成する。いずれの場合も、まずステーションごとにSDPを求める。

PMTの視野方向

空気シャワーの決定には、光子の入射方向が非常に重要である。つまり各PMTの視野を正確に知る必要がある。PMTの視野は、PMTと鏡の位置関係だけではなく周囲の遮蔽物などの望遠鏡全体構造、PMT感面での不均一性を考慮する必要があり、簡単な幾何学計算で求めるのは難しい。よってレイトレースシミュレーションをあらかじめ行い、計算しておく。

シミュレーション自体は単純で、平行光をFDの球面鏡に入射してレイトレースを行い、各PMTにおける入射光子数を見るモノである。これにより各PMTがある角度に対してどの程度の感度を持っているのかがわかる。この方法で得られたPMTの感度分布を図4.12に示す。PMTの視野はおよそ 1° 程度の広がりを持っていることがわかる。しかし、この視野の広がりを常に考慮して到来方向を再構成するのはたいへんであるので、イベント再構成の計算ではこれを1方向で代表させて行う。そこで各PMTに対し、入射光子数の重心方向をPMTの視野方向として定義する。また、PMTごとの方向による感度分布は、後述する逆モンテカル口法を高速化する上で重要である。

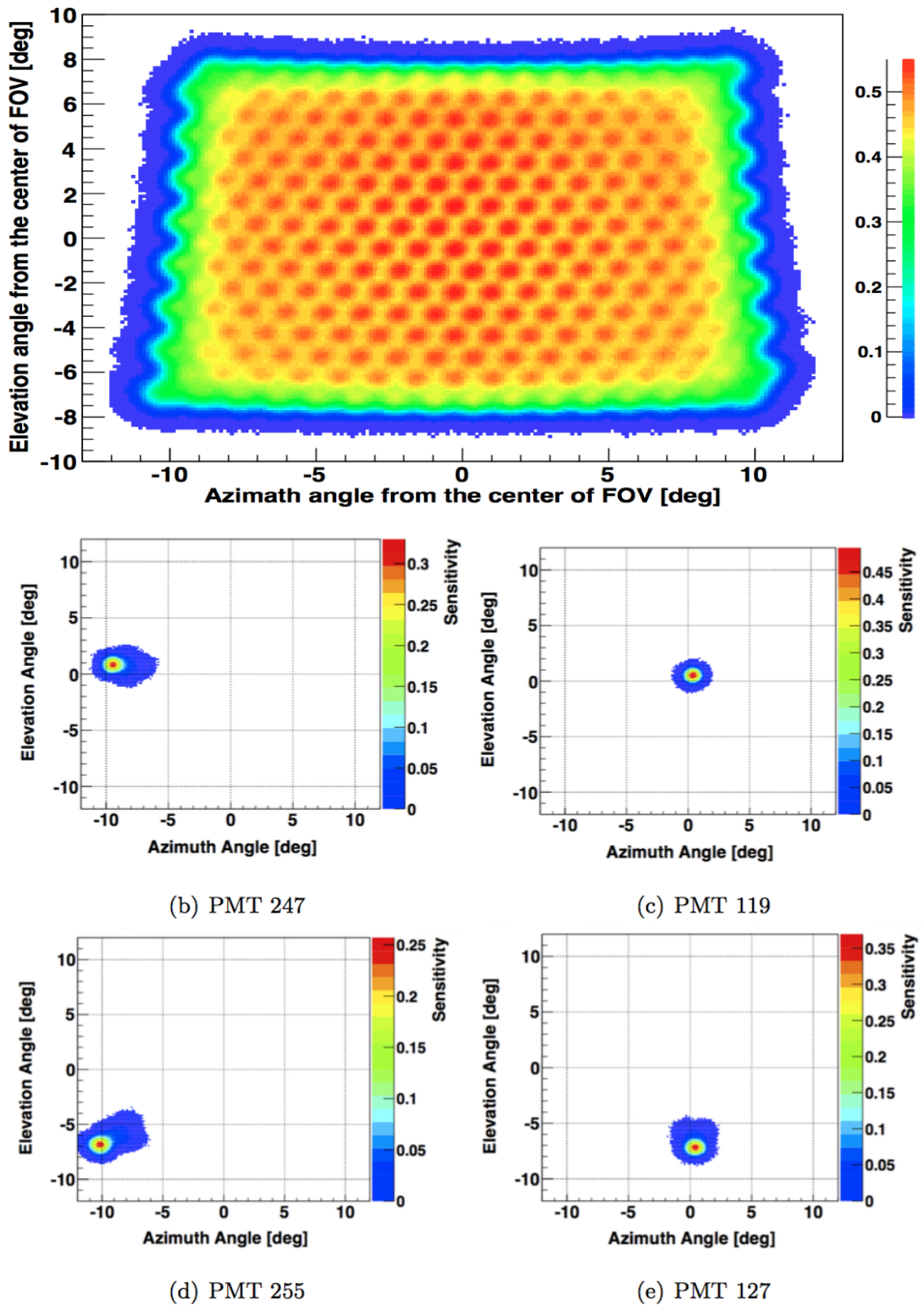


図 4.12: 望遠鏡への光子の入射方向に対する PMT の感度 (BRM Camera 00 の例) . 上は 1 カメラの全 PMT についてまとめて描いたもの . 下は各 PMT ごとに描いた図である . 数値はシミュレーション時の入射光子数に対する検出光子数の比である .

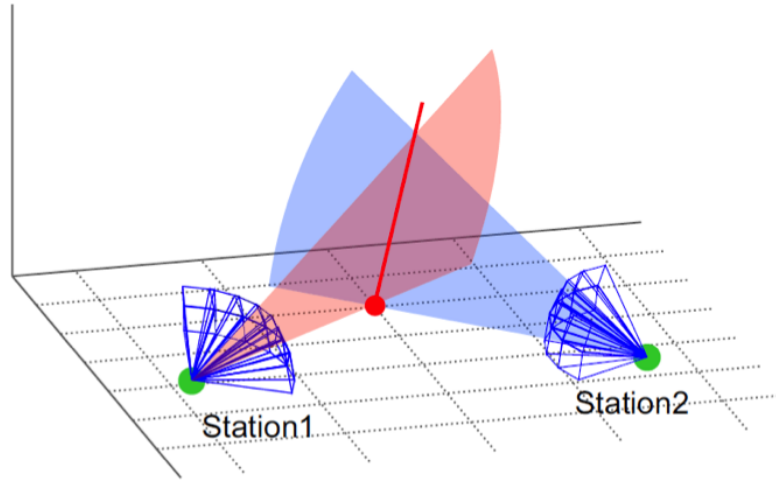


図 4.13: ステレオイベントの到来方向の再構成 . 2 つの SDP の交線としてシャワー軸が決定する .

Shower-Detector Plane

Shower-Detector Plane (SDP) とは, 検出器とシャワー軸によって張られる平面のことである . ここではステーション一体で一つの検出器とみなし, ステーション中心を座標原点とする . i 番目の PMT にシャワー軸から放射された大気蛍光光子が入射したとすれば, SDP の法線ベクトル \mathbf{n} はその PMT の視線方向 \mathbf{k}^i と垂直となる . 複数の PMT に光子が入ったとして, 以下の χ^2 を最小にする \mathbf{n} が SDP の法線ベクトルの最確値である .

$$\chi^2 = \sum_i \frac{w_i (\mathbf{n} \cdot \mathbf{k}^i)^2}{\sigma_i^2} \quad (4.26)$$

ここで, σ_i は PMT の視野を考慮した規格化因子で $\sigma_i = \sin 0.8^\circ$, w_i は重みである . シャワー軸に近い PMT に重みをつけて

$$w_i = \frac{N_i^{\text{pe}}}{\bar{N}^{\text{pe}}} \quad (4.27)$$

とする . N_i^{pe} は i 番目の PMT の光電子数, \bar{N}^{pe} は全 PMT の光電子数の平均である .

ステレオイベントの到来方向の再構成

ステレオイベントの場合には, 2 つの SDP が求まる . よって, シャワー軸は 2 つの SDP の交線として与えられる (図 4.13) . 2 つの SDP の法線ベクトルをそれぞれ \mathbf{n}_1 , \mathbf{n}_2 とすれば, シャワー軸の方向ベクトル \mathbf{s} は

$$\mathbf{s} = \mathbf{n}_1 \times \mathbf{n}_2 \quad (4.28)$$

である．また，シャワーのコア位置 R は，連立方程式

$$\begin{cases} \mathbf{n}_1 \cdot (\mathbf{R} \cdot \mathbf{r}_1) = 0 \\ \mathbf{n}_2 \cdot (\mathbf{R} \cdot \mathbf{r}_2) = 0 \end{cases} \quad (4.29)$$

の解として得られる． \mathbf{r}_i は i 番目の FD ステーションの位置ベクトルである．

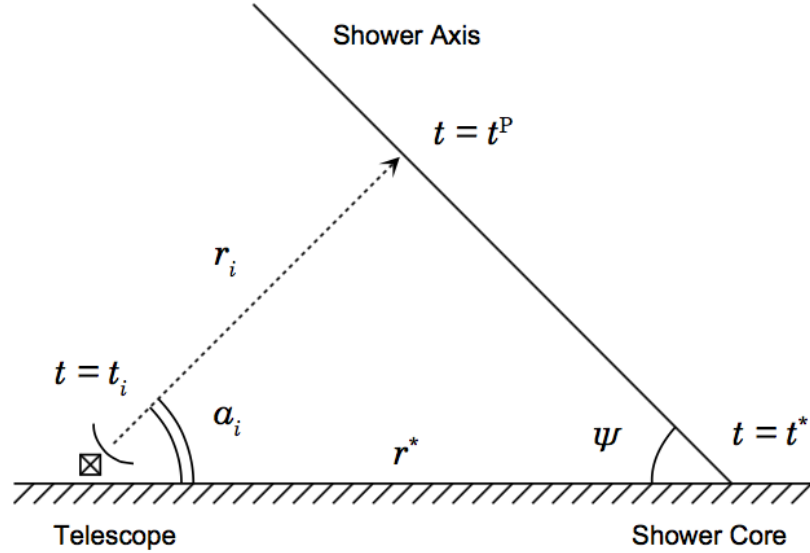


図 4.14: 1 ステーションのみで観測されたイベントの再構成．

1 ステーションのみで観測されたイベントの再構成

1 ステーションのみで観測されたイベントの場合は，各 PMT の光子の入射時刻情報の差を用いて到来方向を求める．今，SDP は決まっているので，FD ステーションを原点とする座標系を考える (図 4.14)．コア位置を \mathbf{r}^* ，シャワーがコアに到達した時間を t^* とする．また，シャワー軸上の \mathbf{r}_i の点から時刻 t^P に放出された光子は i 番目の PMT により時刻 t_i に検出されたとする．このとき，

$$t_i = t^P + \frac{1}{c} |\mathbf{r}_i| \quad (4.30)$$

$$t^* = t^P + \frac{1}{c} |\mathbf{r}^* - \mathbf{r}_i| \quad (4.31)$$

が成り立つ．ここから t^P を消去すると，

$$t_i - t^* = \frac{1}{c} (|\mathbf{r}_i| - |\mathbf{r}^* - \mathbf{r}_i|) \quad (4.32)$$

となる．各 PMT の視野は既知であるので，光子の発生点 \mathbf{r}_i への仰角 α_i も既知である．これを用いて式 (4.32) を書き換えると，

$$t_i = t^* + \frac{1}{c} \frac{\sin\psi - \sin\alpha_i}{\sin(\psi + \alpha_i)} r^* \quad (4.33)$$

ここで ψ はシャワー軸の SDP 内での地表面からの仰角である．再構成ルーチン内では，光子入射時刻 T_i の測定誤差 σ_i を考量して，以下の χ^2 を最小にする t^* , r^* , ψ の最確値とする．

$$\chi^2 = \sum_i \left[\frac{\left\{ t_i - t^* - \frac{1}{c} s_i(\psi) r^* \right\}^2}{\sigma_i^2} \right] \quad (4.34)$$

ただし， $s_i(\psi)$ は

$$s_i(\psi) = \frac{\sin\psi - \sin\alpha_i}{\sin(\psi + \alpha_i)} \quad (4.35)$$

である．このようにして， r^* と ψ が決まるので，結果としてシャワー軸の方向ベクトルとコア位置の方向ベクトルが求まる．

4.3.3 縦方向発達再構成 - 逆モンテカルロ法 -

縦方向発達は，観測された考量から大気深さごとの空気シャワー中の電子数を計算することで決定できる．福田らの開発した Waveform Sum Method[48] は，10 MHz の実効サンプリングレートで記録されている波形から 100 ns ごとの各 PMT の光子数を求め，それを対応する大気深さでのシャワー中電子数に変換し，空気シャワーの縦方向発達を再構成する方法である．この Waveform Sum Method は非常に高速にデータ解析をできる長所がある一方で，チェレンコフ光や散乱チェレンコフ光が信号中に含まれることを考量していない，という決定的な短所があった．第 4.1 節でも述べたように，大気蛍光観測ではジオメトリによりかなりの割合でチェレンコフ光やその散乱光が混入するため，全て大気蛍光の光であるとみなし解析してしまうとエネルギーを過大評価してしまう．そこで，チェレンコフ光とその散乱光を精密に考慮するために「逆モンテカルロ法」を用いた縦方向発達再構成ルーチンが開発された．以下で，その詳細について説明する．

X_{\max} 決定

逆モンテカルロ法とは，到来方向の再構成で得られたシャワー軸に沿って，繰り返し空気シャワーをモンテカルロ法でシミュレートし，PMT カメラで観測される信号を計算し，観測されたデータをもっともよく再現する空気シャワーを選ぶ方法である．空気シャワーの縦方向発達曲線は Gaisser - Hillas 関数を使って X_{\max} , N_{\max} をパラメータとし，繰り返し生成する．実際には X_{\max} の最確値を探す．具体的には，このとき $N_{\max} = 1.0$ と固定しておき，縦方向発達の形が一致するものを探す．また，Gaisser - Hillas 関数の X_0 は縦方向発達曲線の形を大きく変化させるパラメータではないため， $X_0 = 0.0 \text{ g/cm}^2$ と常に固定されている．

与えられた X_{\max} , N_{\max} からカメラ面での信号を求めるが，第 4 章で述べたイベントシミュレーションと同様に縦方向発達からレイトレースを行うと計算機の負担が大きくなるため現実的ではない．そのため，第 4.3.2 節で述べた PMT の視線方向を求めるときに利用されたシミュレーション計算で求められた方向に対する感度 (f_i) を利用して計算を簡略化・高速化している． i 番目の PMT で検出される信号 n_i^{pe} (光電子数) は

$$n_i^{\text{pe}} = \int_x \int_\lambda N_{x\lambda}^{\text{RayTrace}} \times f_i(\mathbf{n}_x) d\lambda dx \quad (4.36)$$

で求めることができる．ここで $N_{x\lambda}^{\text{RayTrace}}$ はイベントシミュレーション同様，深さ x g/cm² ごとの大気蛍光，チェレンコフ光，散乱チェレンコフ光の望遠鏡に届く光子数を計算し，第 4.2 節で述べた式 (4.15) の位置に依存しない係数のかけた光子数である． $f_i(n_x)$ はある方向 n_x i 番目の PMT の感度図 4.12 の値に相当する．

式 (4.36) を使って計算した信号と観測データをもとに，次の尤度を計算する．

$$L = \sum_i \{n_i^{\text{pe,data}} \log \frac{n_i^{\text{pe}}}{n_i^{\text{pe,st}}}\} \quad (4.37)$$

$$n^{\text{pe,st}} = \sum_i n_i^{\text{pe}} \quad (4.38)$$

ここで $n^{\text{pe,st}}$ は式 (4.36) のシミュレーションで計算されたステーションでの総光子数の和であり， $n_i^{\text{pe,data}}$ は実際の観測データから求めた i 番目の光電子数である． X_{max} を変えながら，式 (4.37) の尤度を繰り返し計算し，最大になる X_{max} を最確値とする．

N_{max} 決定

縦方向発達を求めたのち， N_{max} を求める．検出された総光電子数がもっとも多かったステーションでの総光電子数と式 (4.36) から求まる $N_{\text{max}} = 1.0$ の総光電子数の比から N_{max} を決定する．すなわち，

$$N_{\text{max}} = \frac{\sum_i n_i^{\text{pe,data}}}{\sum_i n_i^{\text{pe}}} \quad (4.39)$$

である．図 4.15 は観測されたシャワーイメージと，再構成結果をもとに式 (4.36) から計算した PMT で検出される光電子数との比較である．図 4.11 と同じイベントである．左図は各 PMT で計算された波形データを単位間隔ごとに足し合わせて，時刻情報を大気斜め深さに変えたものである．右図は求めた X_{max} , N_{max} の縦方向発達曲線から式 (4.36) を使い，カメラで観測される粒子数を求め重ね書きした図である．データの立ち上がり，立ち下りやプロットの真ん中に位置するカメラの隙間による光量の損失も含めて観測データをよく再現できていることがわかる．

Energy 決定

一次宇宙線のエネルギーは空気シャワー中の全粒子のエネルギーの合計である．逆モンテカルロ法で求めた X_{max} , N_{max} を Gaisser - Hillas 関数に代入して積分すると，電磁成分のエネルギー E_{cal} が求まる． E_{cal} は一次宇宙線のエネルギーではないことに注意する．

$$E_{\text{cal}} = \frac{d\overline{E}}{dX} \int_{X_1}^{\infty} N_e(X, N_{\text{max}}, X_{\text{max}}, X_0) dX \quad (4.40)$$

ここで $d\overline{E}/dX$ は 1 電子が単位深さ走ったときの平均 energy deposit で 2.2 MeV/(g/cm²) である．ところで，Gaisser - Hillas 関数は

$$t = \frac{X - X_0}{\lambda} \quad (4.41)$$

$$\xi = \frac{X_{\text{max}} - X_0}{\lambda} \quad (4.42)$$

を用いて書き換えると

$$N_e = N_{\max} \left(\frac{e}{\xi} \right)^\xi e^{-t t^\xi} \quad (4.43)$$

となる．したがって，この積分である E_{cal} はガンマ関数 Γ を用いた以下の式を計算すればよい．

$$E_{\text{cal}} = \lambda N_{\max} \frac{\overline{dE}}{dX} \left(\frac{e}{\xi} \right)^\xi \Gamma(\xi + 1) \quad (4.44)$$

そのようにして求めた E_{cal} に式 (4.3) の Missing Energy の補正を加えることによって，一次宇宙線のエネルギー E_0 が決定する．

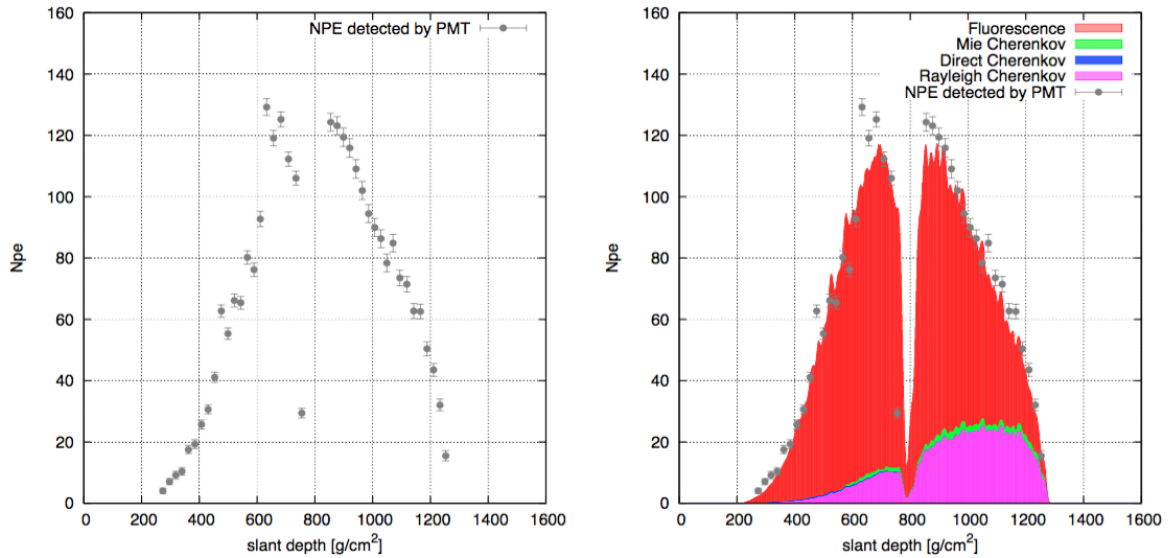


図 4.15: 観測データとシミュレーションの比較．左図は実際の観測データであり，右図は再構成で得られたシャワーパラメータをもとにシミュレートした光電子数を重ね書きしたものである．右図のヒストグラムでは，赤色は大気蛍光，青はチェレンコフ光，紫色はレイリー散乱されたチェレンコフ光，緑色はミー散乱されたチェレンコフ光の光電子への寄与を表す．

第5章 標準ソフトウェアでのTALE-FDステーションの取り扱い

本研究では、TALE-FDステーションを前章で述べた標準ソフトウェアへ組み込むことである。この章では、標準ソフトウェアに導入したTALE-FDステーションの取り扱いについて述べる。

5.1 検出器シミュレーション

TALE-FDステーションのためのシミュレーション部は、BRM / LR / MDステーションと同様に空気シャワーシミュレーションクラス群と検出器シミュレーションクラス群の2つのグループで構成されている。空気シャワーシミュレーションクラス群はBRM / LR / MDステーションと全く同じものを使用している。検出器シミュレーションクラス群は、BRM / LR / MDステーションとは望遠鏡のミラーの形状やデータ収集エレクトロニクスが異なるのでそれに応じて変更、実装した。

5.1.1 大気蛍光望遠鏡

TALE-FDステーションの大気蛍光望遠鏡の情報をBRM / LR / MDステーションと同じようにソフトウェアに実装し、再現した大気蛍光望遠鏡の構造が図5.1である。図5.1の紫色の箱がPMTカメラであり、緑色はPMTカメラに取り付けた遮蔽物である。BRM / LR / MDステーションと同様に、シミュレーションでは空気シャワー光子が遮蔽物に当たった場合はそれ以上レイトレースされない。

TALE-FDステーションの合成鏡は、内側に重なった4つの小さな円と外側の大きな円で構成されている。内側の4つの小円が実際のTALE-FDの望遠鏡の鏡面に相当する。レイトレースでは、ステーションに入射してきた光子が鏡面に当たったかを1枚ずつ判定していく。その際に、4つの内のいずれかの小円で当たり判定がされたら、その時点で次の小円で当たり判定はされない。従って、図5.1にあるように小円が重なっている領域に光子が当たった場合でも光子の当たり判定が重複されることない。球面鏡によって反射された光子は次にPMTカメラに入射するかどうか判定される。

5.1.2 レイトレースとエレクトロニクス

レイトレース

レイトレースに関しては、BRM / LRステーションで使われているルーチンとほぼ同様のルーチンを使用している。しかし、BRM/LRステーションとTALE-FDステーションでレイトレースにおいて異なる点が2つあり、1つ目はTALEステーションで使用されているPMTの光電面にはバンドパスフィルターが取り付けられていない点である。そのため、式(4.15)をTALE-FDス

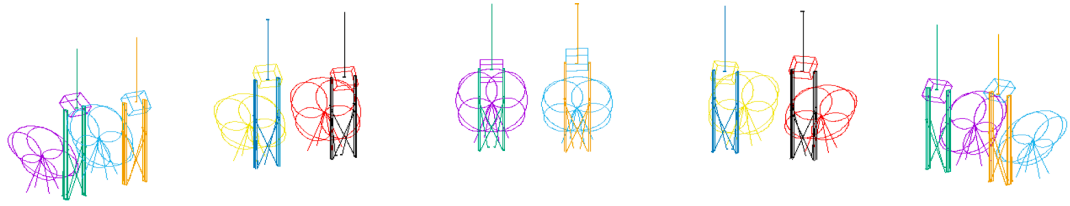


図 5.1: ソフトウェア内に実装した大気蛍光望遠鏡 .

テーション用書き換える必要があり, レイトレース開始前の光子数 $N_{i\lambda}^{p, tel}$, 鏡の反射率 $R_{i\lambda}^{mirror}$, カメラ前方に取り付けられた紫外光透過フィルターの透過率 $\tau_{i\lambda}^{filter}$, PMT の量子効率 $Q_{i\lambda}$ から以下のような式となる .

$$N_i^{RayTrace} = \int N_{i\lambda}^{p, tel} R_{i\lambda}^{mirror} \tau_{i\lambda}^{filter} Q_{i\lambda} d\lambda \quad (5.1)$$

ただし, $N_i^{RayTrace}$ は望遠鏡に入射する光子数である .

2つ目は, PMT カソード応答の不均一性である . TALE-FD ステーションで使用している PMT のカソードの不均一性は BRM/LR ステーションとは異なり, 図 5.2 となる .

その後, PMT カメラに入射した光子は光電子となり, 個々の PMT によって増幅された後, FADC 回路を通してデジタル化される .

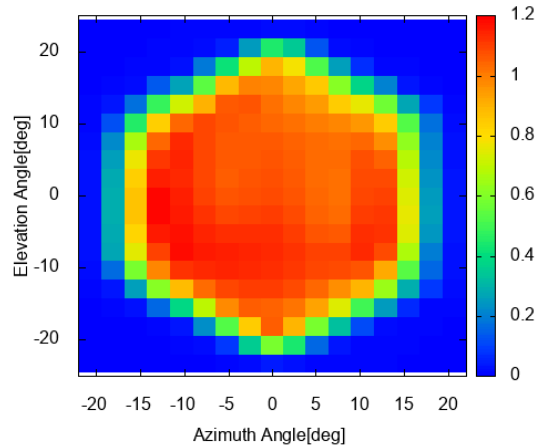


図 5.2: PMT カソードの不均一性 .

エレクトロニクス

TALE-FD ステーションのエレクトロニクスは FADC 回路である . 実装した回路が正しく動作しているかを確認するために, HiRes ベースの米国側の解析ソフトウェアと今回開発したソフトウェアに同じ信号を入力しエレクトロニクスの応答を比較したのが図 5.3, 5.4 である .

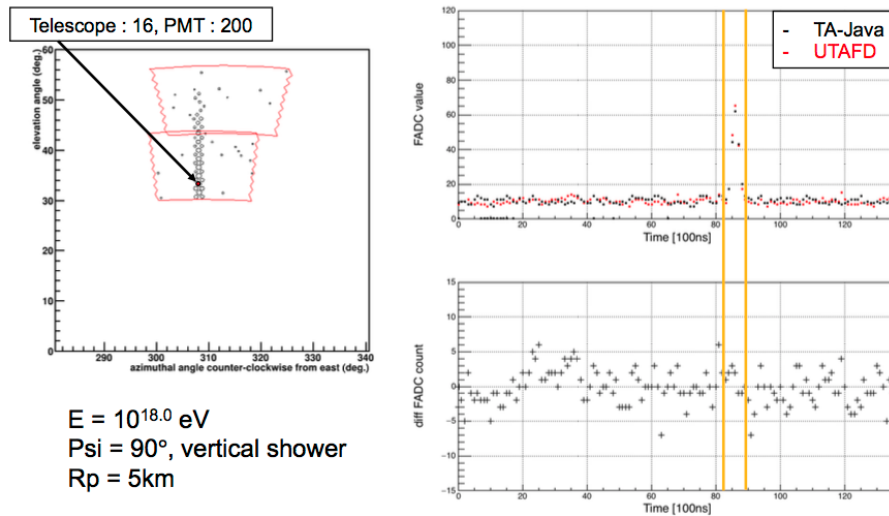


図 5.3: 標準ソフトウェアと HiRes ベースの解析ソフトウェアとのエレクトロニクスの応答の比較 1. 左図の望遠鏡 16 番の PMT200 番 (●) の信号を取り出したものが右図である. 右図の黒の波形信号が今回開発したソフトウェアの応答で, 赤の波形信号が HiRes ベースの米国側ソフトウェアの応答である. ノイズ信号の生成はそれぞれのソフトウェアの乱数によって生成されているため, 波形信号は完全には一致しない.

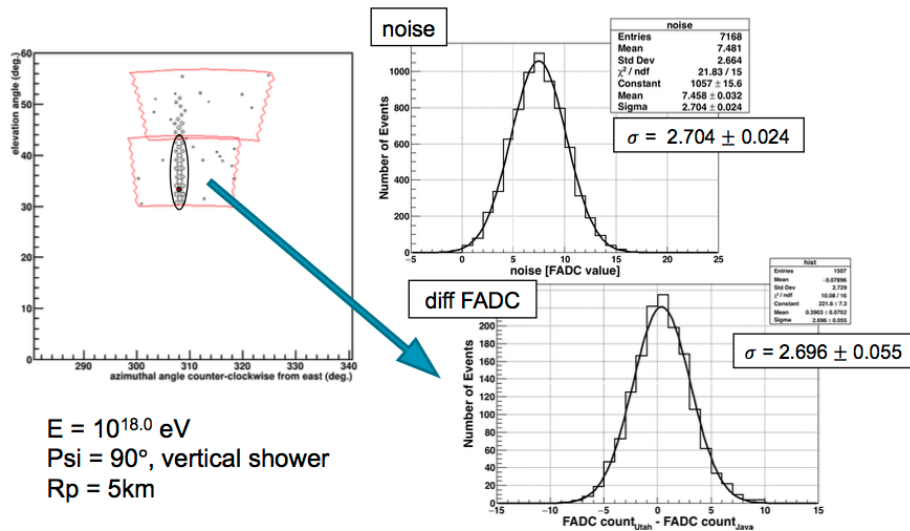


図 5.4: 標準ソフトウェアと HiRes ベースの解析ソフトウェアとのエレクトロニクスの応答の比較 2. 左図の望遠鏡 16 番の丸で囲まれたすべての PMT の信号を取り出し, 各時間でのそれぞれのソフトウェアで生成された波形信号の差分の分布が右下図である. 右上図はノイズ信号の分布であり, その分布の幅が信号の差分分布と一致しており, ノイズの生成を含めてエレクトロニクスの応答が正しく動作していることがわかる.

5.2 イベント再構成

TALE-FD ステーションのイベント再構成では、BRM / LR / MD ステーションと同様の第 4.3 節で述べた到来方向の再構成、縦方向発達の再構成を使用していない。TALE 実験は TA 実験より低いエネルギー領域を観測しているため、4.3.2 章で述べた従来の再構成手法では $10^{17.5}\text{eV}$ 以下の低いエネルギーの空気シャワーイベントの解析は困難であったためである。そこで従来の手法に変わる、新たな空気シャワーイベント再構成手法 (Profile Constrained Geometry Fit, PCGF 法) の導入を提案し、これを実装した。

実際に、TALE-FD ステーションのイベント再構成の流れを図 5.5 に示す。解析に使用する信号の選別と SDP の決定方法は他のステーションと共通のアルゴリズムを使用している。

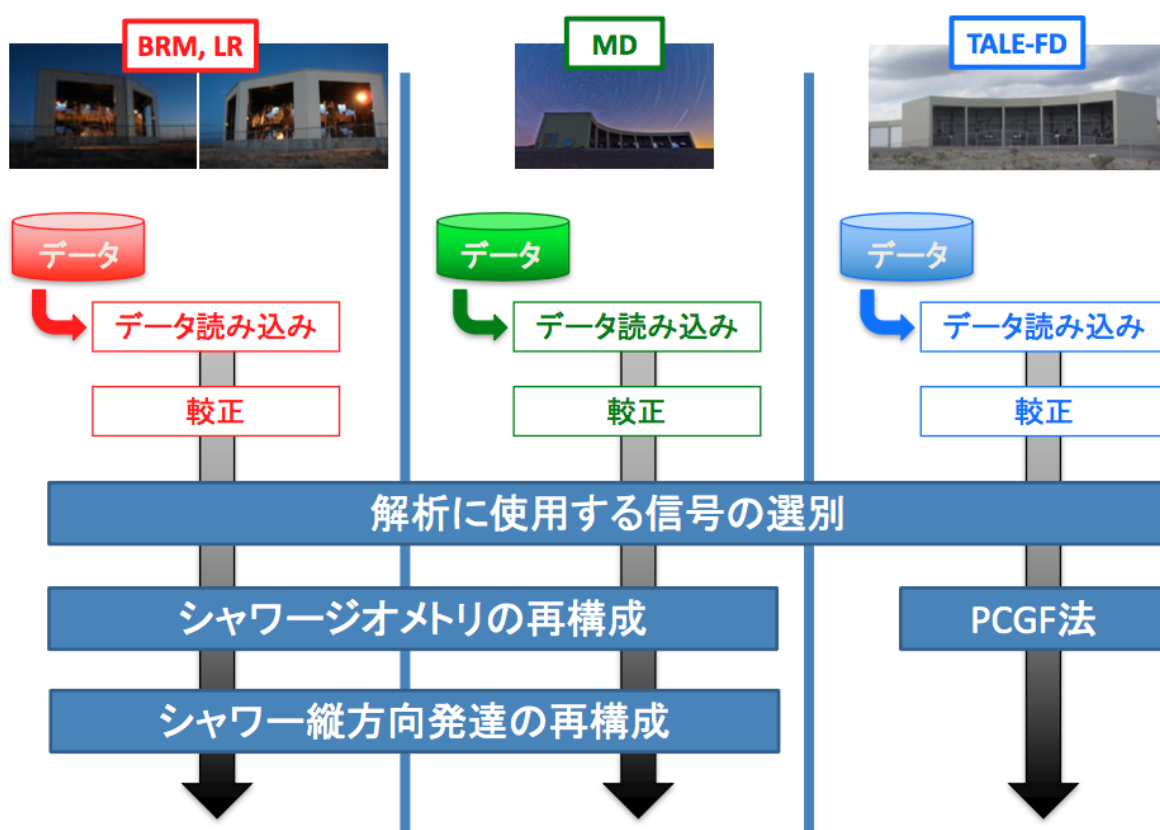


図 5.5: BRM / LR / MD ステーションと TALE-FD ステーションのイベント再構成ソフトウェアの流れ

5.2.1 Profile Constrained Geometry Fit - PCGF 法 -

従来の空気シャワー到来方向の再構成法では $10^{17.5}\text{eV}$ 以下の低いエネルギーの空気シャワーイベントの解析は、記録されるイベントの時間的広がりが短いために、光子の到来時間差だけでシャワー軸を求めるのは困難であった。PCGF 法では光子の到来時間差だけでなく、各 PMT の光子数も考慮してシャワー軸、及び X_{max} を求める方法である。PCGF 法は rough search と refined search の 2 段階で構成されている。

rough search

rough search でおおよそのシャワー軸と X_{\max} を求める. SDP 上の角度 ψ ($10^\circ \leq \psi \leq 170^\circ$, 1° ステップ, 計 161 個) に対して, それぞれの ψ での式 (5.2) を最小にするシャワー軸を求める. 式 (5.2) は式 (4.34) を変形した式であり, R_p はシャワー軸と FD の最短距離, χ_i は SDP 上での各 PMT の仰角方向である (図 5.6).

$$\chi_{tim}^2 = \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} \left[\tau_i - \left\{ \tau_0 + \frac{R_p}{c} \tan\left(\frac{\pi - \psi - \chi_i}{2}\right) \right\} \right] \quad (5.2)$$

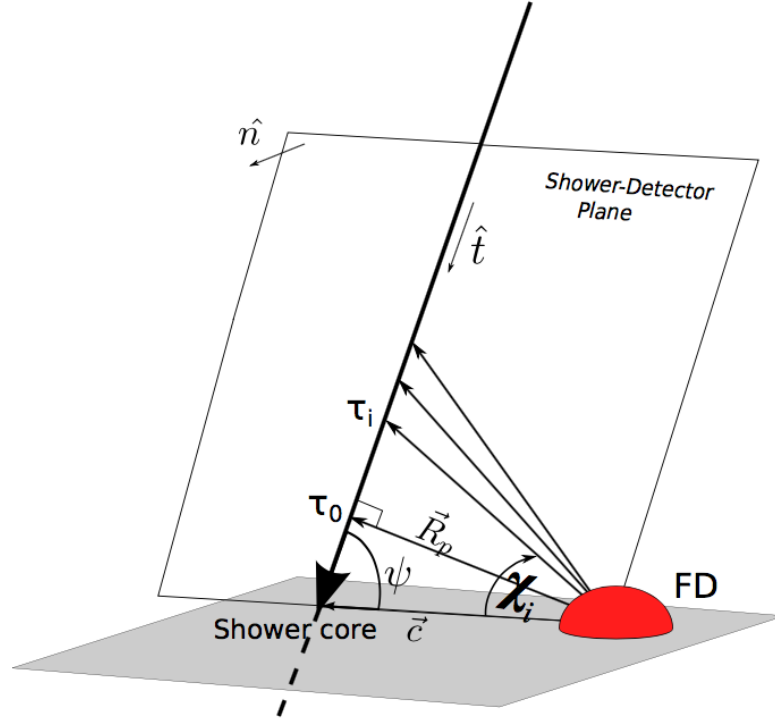


図 5.6: FD と空気シャワー軸の関係.

次に, 個々の ψ でのシャワー軸に対して $X_{\max} = 500, 550, 600, 650, 700, 750 \text{ g/cm}^2$ の空気シャワーシュミレーションを行い, 式 (5.3) を計算する.

$$\chi_{pfl}^2 = \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} \left(\frac{n_i^{obs}}{n^{obs,st}} - \frac{n_i^{exp}}{n^{exp,st}} \right) \quad (5.3)$$

ここで n_i^{obs} は i 番目の PMT で検出した光電子数, $n^{obs,st}$ はステーション全体での総光電子数, n_i^{exp} は空気シャワーシュミレーションによって計算された i 番目の PMT の光子数, $n^{exp,st}$ は空気シャワーシュミレーションによって計算されたステーション全体での総光子数である. n_i^{exp} は逆モンテカルロ法での計算方法と全く同じである. σ_i は光電子数の測定誤差である.

6 種類の X_{\max} で計算された χ_{pfl}^2 の中で最も小さいものと, χ_{tim}^2 を足したものが個々の ψ での $\chi_{combination}^2$ (式 5.4) となる. この計算をすべての ψ に対して行い, その中で $\chi_{combination}^2$ が最小となるシャワー軸と X_{\max} のペアを探す. このペアは次の refined search の初期条件として使用される.

$$\chi_{combination}^2 = \chi_{tim}^2 + \chi_{pfl}^2 \quad (5.4)$$

refined search

refine search では rough search で求めたシャワー軸と X_{max} のペアを初期条件として、シンプレックス法 [65] によって $\chi_{combination}^2$ が最小となるシャワー軸と X_{max} を探す。シンプレックス法は多変数関数の最小化によく用いられる一般的な方法である。ここでは X_{max} , ψ , SDP のノルムをパラメータとし、それぞれのパラメータをわずかに変化させながら χ_{tim}^2 と χ_{pfl}^2 を計算し、 $\chi_{combination}^2$ が最小となるシャワー軸と X_{max} をこのイベントの再構成結果とする。従来の到来方向の再構成とは違い、refined search で X_{max} も求めているので、逆モンテカルロ法による X_{max} 決定は行わず、4.3.3 章で述べた方法で N_{max} と Energy を決定する。

第6章 性能

本研究で開発した TALE-FD ステーションのイベント再構成ソフトウェアのモノ再構成 (単眼観測イベントに対するシャワー再構成のパラメータ) の決定精度を評価した。シミュレーションソフトウェアで生成した空気シャワーデータをイベント再構成ソフトウェアで解析し、シャワーパラメータに対して、シミュレーションで与えた真値と再構成によって得られた値を比較し、再構成ソフトウェアの性能とした。

6.1 モノ再構成の決定精度

6.1.1 シミュレーション条件とイベントセレクション

TALE-FD ステーションのためのイベント再構成ソフトウェアのモノ再構成の性能を評価するために、以下の条件でシミュレーションした。

- 一次宇宙線の種類：陽子, 鉄
- 一次宇宙線のエネルギー E_0 : $10^{16.0}$, $10^{16.5}$ eV, $10^{17.0}$, $10^{17.5}$ eV, $10^{18.0}$, $10^{18.5}$ eV の 6 種類のエネルギー
- 到来方向 (天頂角) : 0-70 度の範囲で等方的にランダム
- 到来方向 (方位角) : 0-360 度の範囲で等方的にランダム

再構成されたイベントに対して、さらに再構成精度のよいイベントだけを抽出するために、次の条件でイベントセレクションを行った。

- crossing time $0.1\mu\text{s}$
- Track Length $> 9^\circ$
- # of PMTs > 10
- # photoelectrons / # of PMTs > 50
- X_{max} が TALE-FD の視野内
- 天頂角 $< 65^\circ$
- シャワー軸と TALE-FD の距離 > 400 m
- $\chi_{pfl}^2/ndf < 2.5$

さらに大気蛍光の寄与が全体の光子数の 75% 以上と推定されるイベントに対しては以下の条件を追加している。

- $X_{\text{end}} > 700 \text{ g/cm}^2$
- $X_{\text{end}} - X_{\text{start}} > 400 \text{ g/cm}^2$
- # of photoelectron > 2000

6.1.2 決定精度

図 6.2, 6.3, 6.4, 6.5 はそれぞれイベント再構成ソフトウェアの R_p , ψ , X_{max} , エネルギーの決定精度を示している．それぞれの図の上列は 1 次宇宙線に陽子を用いた際のシミュレーションで与えた値と再構成で求めた値の差の分布であり，下列は 1 次宇宙線に鉄を用いた際のシミュレーションで与えた値と再構成で求めた値の差の分布となっている．ここで， R_p (図 6.1) はステーションからシャワー軸に対して垂線を下ろした時の距離である．

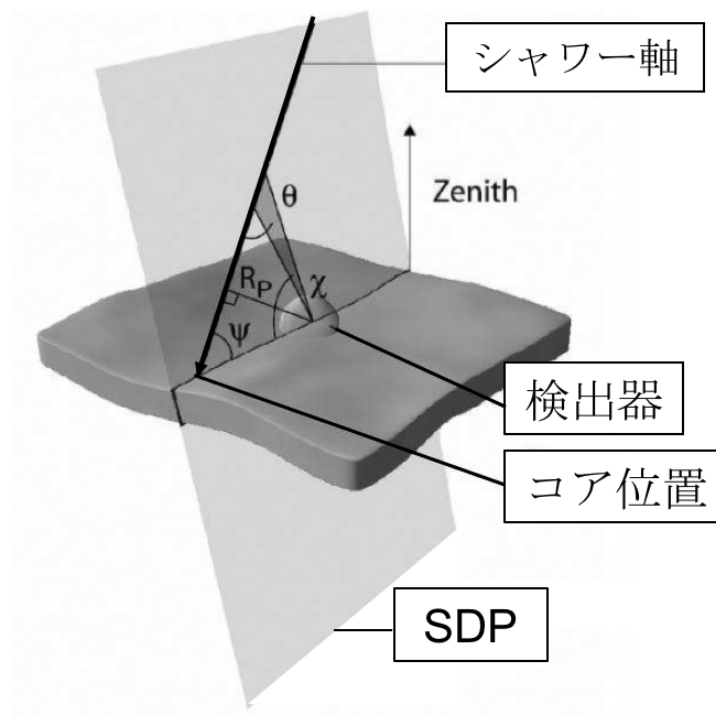
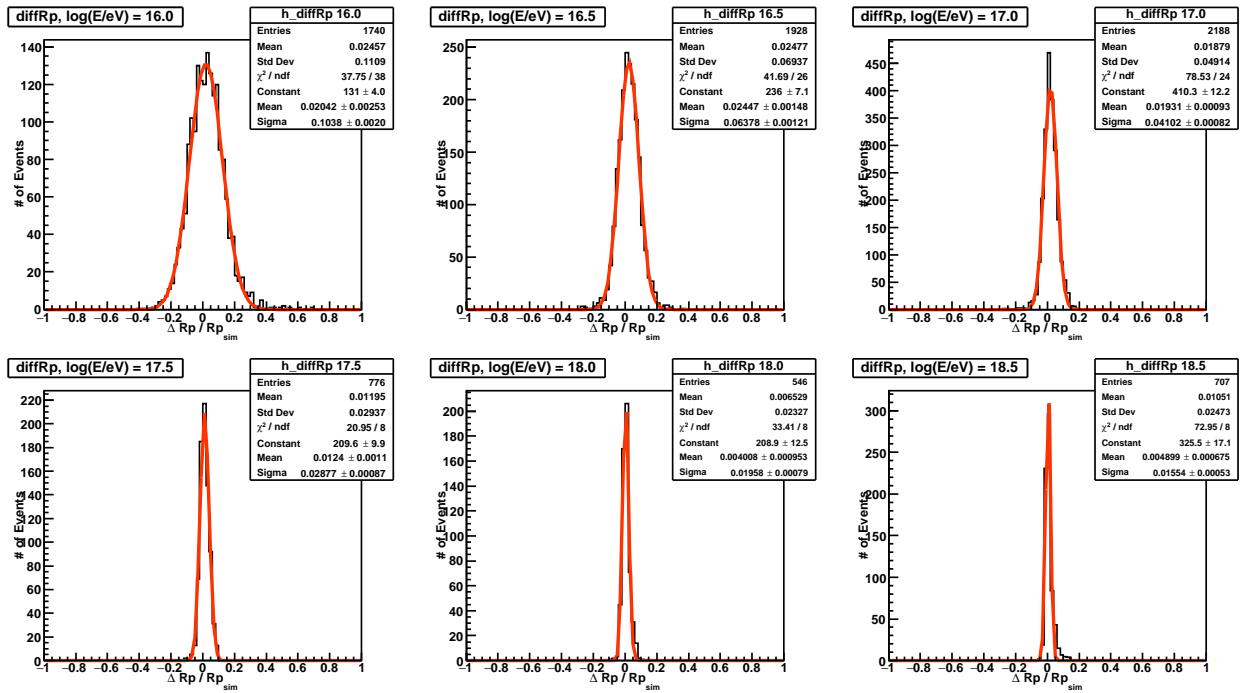
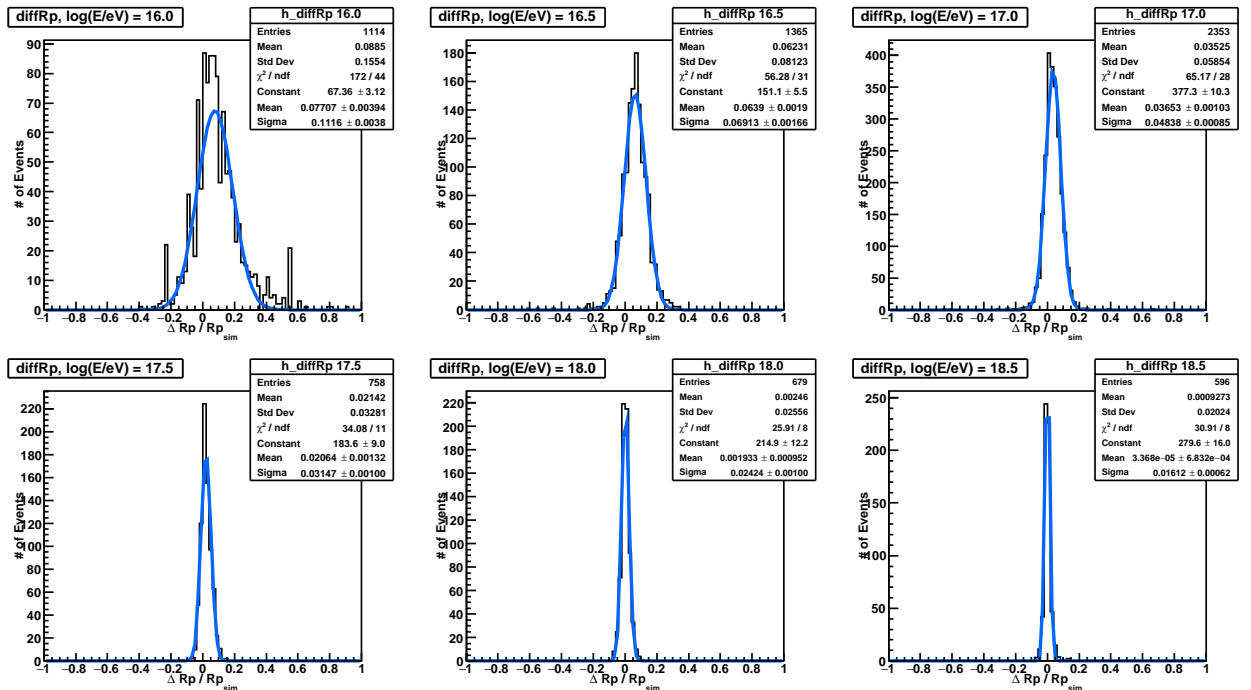


図 6.1: 各パラメータの説明

表 6.1, 6.2 にモノ再構成の決定精度をまとめた． ΔR_p , $\Delta\psi$, ΔX_{max} , ΔE はそれぞれガウス分布でフィットしたときの平均値 m と標準偏差 σ を使い， $m \pm \sigma$ で示している．

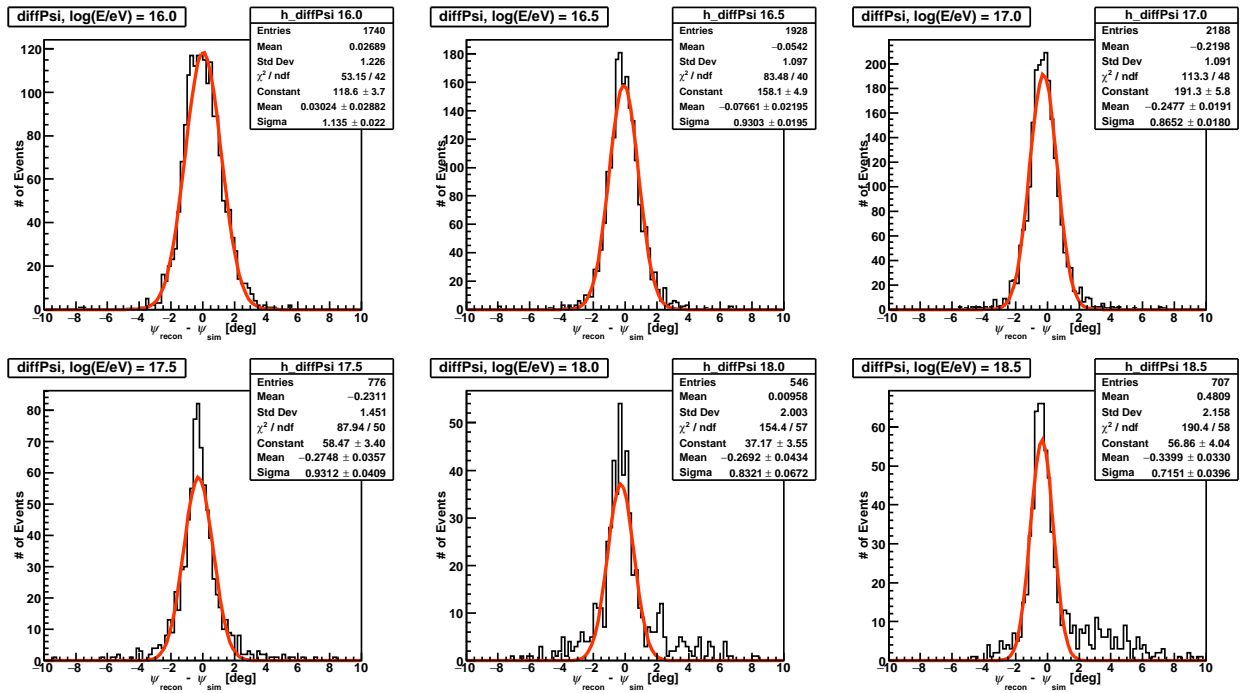


(a) 1次宇宙線: 陽子

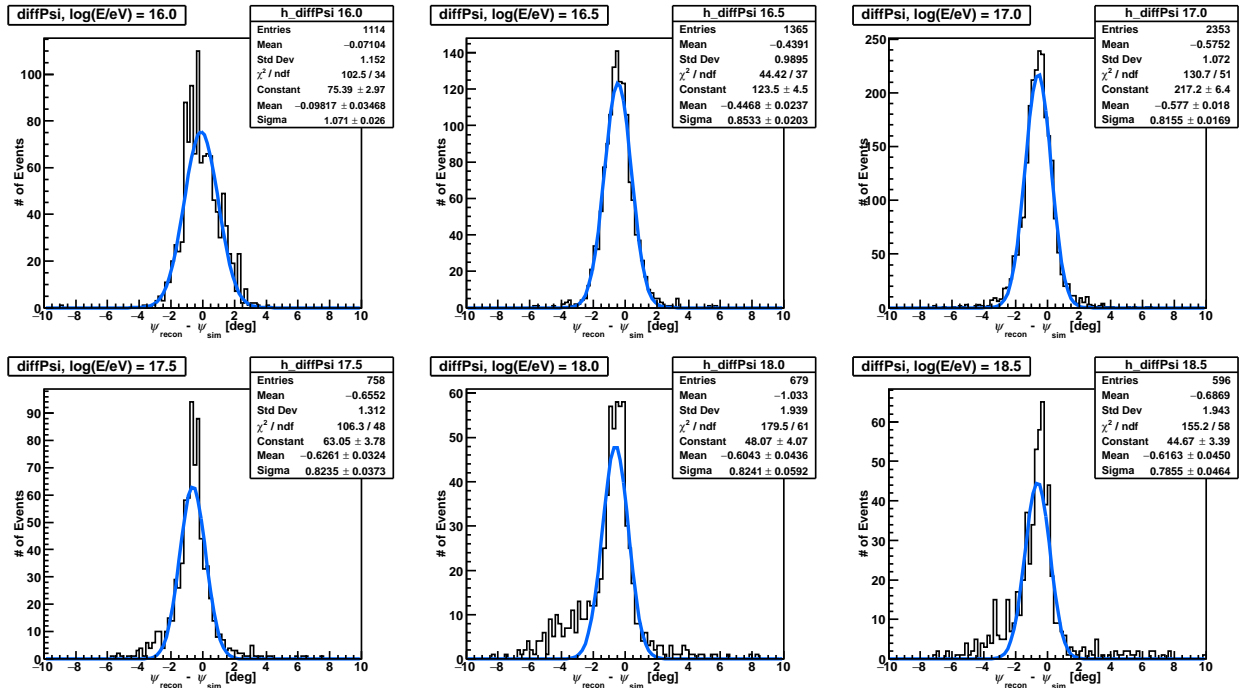


(b) 1次宇宙線: 鉄

図 6.2: イベント再構成ソフトウェアの R_p の決定精度. 上列は1次宇宙線に陽子を用いた際のシミュレーションで与えた値と再構成で求めた値の差の分布であり, 下列は1次宇宙線に鉄を用いた際のシミュレーションで与えた値と再構成で求めた値の差の分布である.

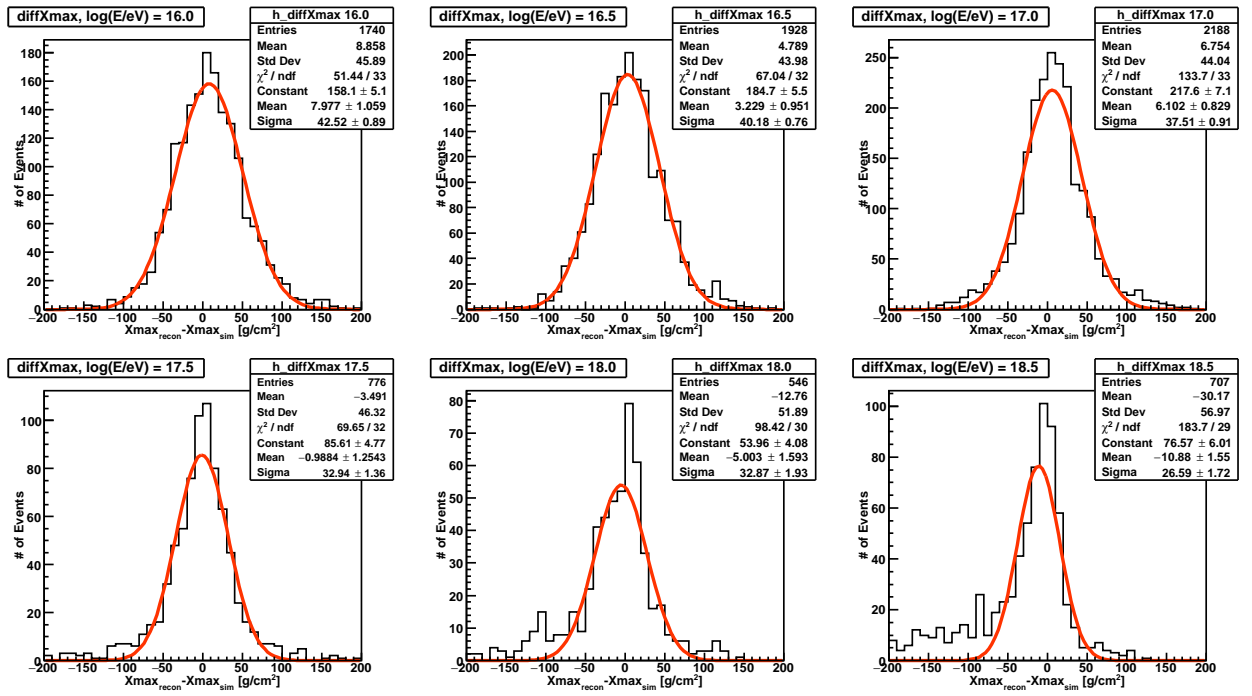


(a) 1次宇宙線: 陽子

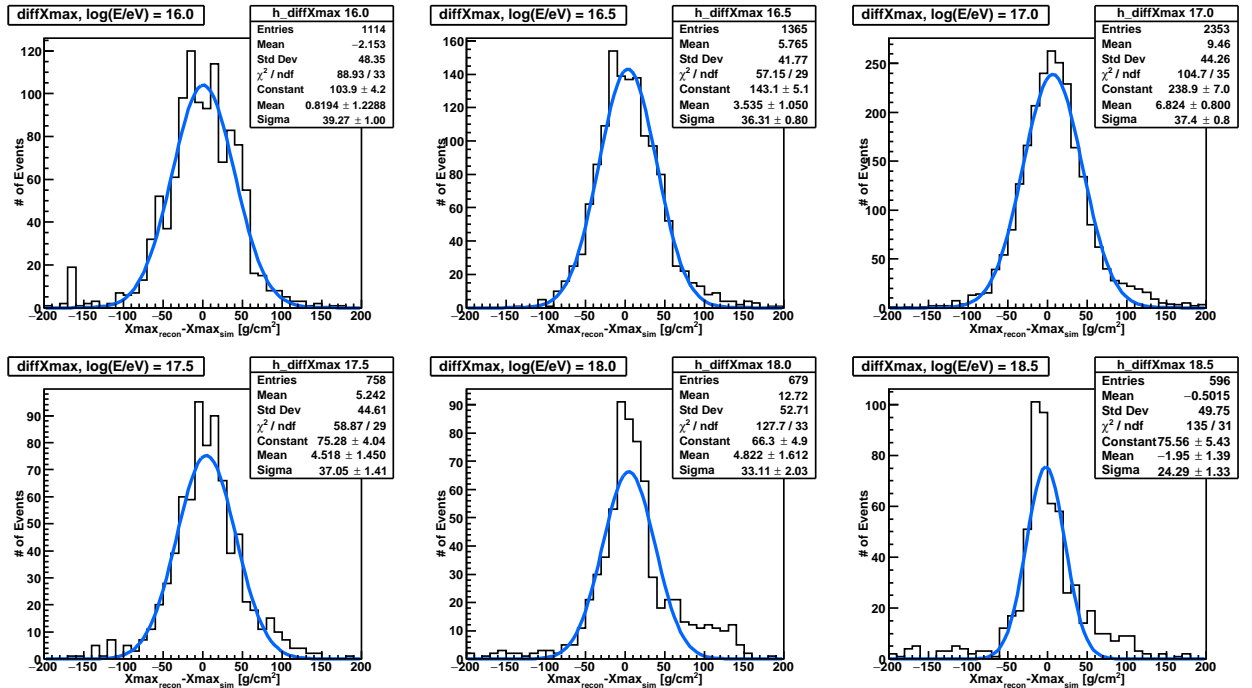


(b) 1次宇宙線: 鉄

図 6.3: イベント再構成ソフトウェアの ψ の決定精度. 上列は1次宇宙線に陽子を用いた際のシミュレーションで与えた値と再構成で求めた値の差の分布であり, 下列は1次宇宙線に鉄を用いた際のシミュレーションで与えた値と再構成で求めた値の差の分布である.



(a) 1次宇宙線: 陽子



(b) 1次宇宙線: 鉄

図 6.4: イベント再構成ソフトウェアの X_{max} の決定精度. 上列は1次宇宙線に陽子を用いた際のシミュレーションで与えた値と再構成で求めた値の差の分布であり, 下列は1次宇宙線に鉄を用いた際のシミュレーションで与えた値と再構成で求めた値の差の分布である.

E_0 [eV]	ΔR_p [%]	$\Delta\psi$ [deg]	ΔX_{\max} [g/cm ²]	ΔE [%]
$10^{16.0}$	2.0 ± 10.4	0.3 ± 1.1	8.0 ± 42.5	4.5 ± 24.2
$10^{16.5}$	2.4 ± 6.4	-0.1 ± 0.9	3.2 ± 40.2	1.3 ± 16.7
$10^{17.0}$	1.9 ± 4.1	-0.2 ± 0.9	6.1 ± 37.5	-0.1 ± 13.5
$10^{17.5}$	1.2 ± 2.9	-0.3 ± 0.9	-1.0 ± 32.9	-3.0 ± 9.0
$10^{18.0}$	0.4 ± 2.0	-0.3 ± 0.8	-5.0 ± 32.9	-4.0 ± 6.8
$10^{18.5}$	0.5 ± 1.6	-0.3 ± 0.7	-10.9 ± 26.6	-5.9 ± 5.8

表 6.1: 各エネルギーでのモノ再構成の決定精度．1次宇宙線は陽子

E_0 [eV]	ΔR_p [%]	$\Delta\psi$ [deg]	ΔX_{\max} [g/cm ²]	ΔE [%]
$10^{16.0}$	7.7 ± 11.1	-0.1 ± 1.1	0.8 ± 39.3	6.4 ± 24.7
$10^{16.5}$	6.4 ± 6.9	-0.4 ± 0.9	3.5 ± 36.3	4.6 ± 17.5
$10^{17.0}$	3.7 ± 4.8	-0.6 ± 0.8	6.8 ± 37.4	0.0 ± 13.3
$10^{17.5}$	2.1 ± 3.1	-0.6 ± 0.8	4.5 ± 37.1	-5.5 ± 8.2
$10^{18.0}$	0.0 ± 2.4	-0.6 ± 0.8	4.8 ± 33.1	-8.6 ± 5.0
$10^{18.5}$	0.0 ± 1.6	-0.6 ± 0.8	-2.0 ± 24.3	-9.6 ± 3.9

表 6.2: 各エネルギーでのモノ再構成の決定精度．1次宇宙線は鉄

今回開発したイベント再構成ソフトウェアの空気シャワー最大発達深さ X_{\max} の決定精度は $10^{16.0}$ eV $\sim 10^{18.5}$ eV の領域でエネルギー、宇宙線粒子種によらず再構成バイアスがなく、2nfd knee 付近の $10^{17.0}$ eV の陽子で 37.4 g/cm² 程度であることがわかった。これは従来の FD 単眼解析による X_{\max} 決定精度に比べて 20 g/cm² 以上も改善されている。[3]

第7章 結論

日本でFDステーションのために開発された標準解析ソフトウェアに、TALE-FDステーションのための解析ソフトウェアを組み込むことで、全ての大気蛍光望遠鏡データを解析できるイベント再構成ソフトウェアを開発し、米国側とは独立にTALE-FDステーションの観測データを解析できるようにした。

同時にTALE-FDステーションのためのシミュレーションソフトウェアも開発し、これを使い生成した空気シャワーイベントデータを解析することで、開発したイベント再構成ソフトウェアのモノ再構成の決定精度を評価した。

その結果、2nd knee 付近の $10^{17.0}$ eV での空気シャワーに対する単眼での再構成の決定精度は、陽子の場合、

- R_p の決定精度: $1.9 \pm 4.1 \%$
- ψ の決定精度: $-0.2 \pm 0.9^\circ$
- X_{\max} の決定精度: $6.1 \pm 37.5 \text{ g/cm}^2$
- エネルギーの決定精度: $0.1 \pm 13.5 \%$

鉄の場合、

- R_p の決定精度: $3.7 \pm 4.8 \%$
- ψ の決定精度: $-0.6 \pm 0.8^\circ$
- X_{\max} の決定精度: $6.8 \pm 37.4 \text{ g/cm}^2$
- エネルギーの決定精度: $0.02 \pm 13.3 \%$

となった。

また、新たな空気シャワーイベント再構成手法を導入したことにより、再構成可能なしきい値エネルギーを 10^{16} eV まで下げることに成功し、TA 実験と合わせて5桁のエネルギーにわたる宇宙線イベントの解析が可能となった。さらに、陽子宇宙線と鉄宇宙線の同一エネルギーでの平均 X_{\max} の差がおよそ 100 g/cm^2 であることから、この再構成ソフトウェアによって2nd knee 付近で起きていると予想される陽子宇宙線と鉄宇宙線の分布の違いを区別できることが期待される。

今後は、開発したイベント再構成ソフトウェアを用いてTALE-FDステーションの実データを解析し、“2nd knee”を含む領域の質量組成決定を行う。

謝辞

本研究に携わる機会を与えて頂き、研究を進めるにあたっては、全てにおいて数多くのご助言、ご指導いただきました大阪市立大学の荻尾彰一教授に深く感謝致します。

本研究の、特に進歩報告の場において様々なご助言を頂きました大阪市立大学の常定芳基准教授、京都大学の藤井俊博助教、東京大学地震研究所の池田大輔特任研究員、大阪電気通信大学の多米田裕一郎講師に深く感謝致します。

ユタ大学の Tareq AbuZayyad 研究准教授、JiHee Kim さんには本研究のイベント再構成ソフトウェアの開発に関して幾度となく相談にのって頂き、ご助言を頂きましたことを深く感謝致します。

毎日の研究生活の中で支えとなっていた大阪市の Jihyun Kim 博士、大野木瞭太氏、岸上翔一氏、高橋優一氏、Rosa Mayta 氏、佐原涼介氏、高木芳紀氏、織田浩行氏、尾村勇吾氏、田上裕太氏、中井慧氏、藤原亮太氏、古賀臯さん、松宮弘幸氏、並びに信州大学の関皓月氏、中村凌市、山本真周氏、稲富大地氏、岩倉広和氏、上濱孝文氏、佐野賢吾氏、曾根直宙氏、中村雄也氏に感謝致します。特に大野木瞭太氏には本研究について、数多くの相談に応じて頂いたことに深く感謝致します。

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、野中敏幸助教、川田和正助教、木戸英治博士、成均館大学の武石隆治博士、神奈川大学の有働慈治准教授、山崎勝也特別助教信州大学の富田孝幸助教、立命館大学の奥田剛司特任助教、埼玉大学の井上直也教授、近畿大学の千川道幸教授、徳島大学の櫻井信之講師にはグループ会議において数多くのご助言を頂きましたことを感謝致します。特に竹田成宏助教、富田孝幸助教には、ユタでの観測作業において丁寧なご指導を頂き、またユタでの生活全般において大変お世話になりましたことを感謝致します。

ユタ大学の John N. Matthews 教授、Gordon Thomson 教授、Cosmic Ray Center の Dave Barr 氏、Cindy Barr さんにはユタでの観測作業や生活でお世話になりましたことを感謝致します。

大阪市立大学の川口幸子さん、大鶴淳美さん、勝村美枝子さん、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多くの事務処理を行って頂きましたことを感謝致します。

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」、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。関係機関の皆様に感謝致します。

本研究は Telescope Array 実験なしには成り立ちませんでした。Telescope Array 実験コラボレーター、関係研究機関の皆様に深く感謝します。

最後に、研究生活を支えてくれた家族、友人に深く感謝致します。

参考文献

- [1] R.U. Abbasi et al., *ApJ* 865 p74, (2018)
- [2] R.U. Abbasi et al, *The Astrophysical Journal*, 858 76 (2018)
- [3] 藤井俊博, 博士論文 大阪市立大学, (2012).
- [4] JEM-EUSO Home Page,<http://jemeuso.riken.jp/jp/about2.html> (2016/12 現在)
- [5] 日本物理学会誌 *Vol.71, No 41, 2016* (2016).
- [6] M. Nagano, *New J. Phys.*, **11**, 065012(2009).
- [7] T. Abu-Zayyad, et al., *Astroparticle Physics*, **61**, 93, (2015).
- [8] V. S. Berezhinsky, S. I. Grigorieva, and B. I. Hnatyk, *Astropart. Phys.*, **21**, 617, (2004).
- [9] V. Berezhinsky, A. Z. Gazizov, and S. I. Grigorieva, *Phys. Lett.*, **B612**, 147, (2005).
- [10] F. W. Stecker and M. H. Salamon, *Astrophys. J.*, **512**, 521, (1999).
- [11] G. Gelmini, O. Kalashev, and D. V. Semikoz, *J. Exp. Theor. Phys.*,
- [12] J. A. Simpson, *Ann. Revs. Nucl & Part. Sci.*, **33**, 323(1983).
- [13] T.K. Gaisser, "*Cosmic Rays and Particle Physics*", Cambridge University Press (1990).
- [14] L. Drury, *Rep. Prog. Phys*, **46**, 973(1983).
- [15] P. O. Lagage and C. J. Cesarsky, *Astronomy and Astrophysics*, **118**, 223, (1983).
- [16] T.K. Gaisser, "*Cosmic Rays and Particle Physics*", Cambridge University Press (1990).
- [17] K. Kamata, J. Nishimura, *Suppl. Prog. Theor. Phys.*, **6**, 93(1958).
- [18] K. Greisen, *Progress in Cosmic Ray Physics III*.(ed.by J.G. Wilson), **27**(1956).
- [19] J. Linsley, et al., *J. Phys. Soc. Japan.*, Suppl A-III **91**(1962).
- [20] K. Greisen, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **10**, 63(1960).
- [21] J. Linsley, *Phys. G: Nucl. Phys.*, **12**, 51(1986).
- [22] T. Hara, *Proc. of 18th ICRC.*, **11**, 27(1983).
- [23] F. Kakimoto et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, A 372, (1996).

- [24] K. Suga, *Proc. 5th, Interamerican Symp, La Paz*, (eds. I. Escobar et al.), 2, (1962) XLIX-1-5.
- [25] T.Hara, G.Tanahashi et al., *Proc. 11th Int. Conf. on Cosmic Rays*, Budapest, (1969).
- [26] F. Arqueros, et al., *29th International Cosmic Ray Conference Pune*, **7**, , 267, (2005).
- [27] R.Abbasi et al, *Astropart. Phys.*, **29**, 77, (2008).
- [28] 木戸英治, 修士論文 東京大学 (2007).
- [29] 米田泰久, 修士論文 大阪市立大学 (2013).
- [30] Y. Tameda *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. A*, (2009) **609** 227.
- [31] S. Kawana et al., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **681**, 68, (2012).
- [32] H. Tokuno et al., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **601**, 364, (2009).
- [33] T. Tomida et al., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **654**, 653, (2011).
- [34] 和知慎吾, 修士論文 大阪市立大学 (2016).
- [35] 荻尾 彰一, *2015 秋季大会 合同シンポジウム「宇宙線起源の解明に向けた新展開」*, (2015).
- [36] T.Stroman, Y.Tameda *Proc. of 34th ICRC*, **361**(2015).
- [37] T.Fujii *Proc. of 34th ICRC*, **320**(2015).
- [38] J,Belz *Proc. of 34th ICRC*, **361**(2015).
- [39] D.Ikeda, W.Hanlon *Proc. of 34th ICRC*, **362**(2015).
- [40] R. Abbasi et al., *Astroparticle Physics*, **64**, 49, (2015).
- [41] A.Aab et al., *Proceedings of 34th International Cosmic Ray Conference*, (2015), arXiv:1509.03732v1.
- [42] D.Rodriguez , *Ph.D.thesis , The University of Utah*,(2011)
- [43] P.Shah , *Ph.D.thesis , The University of Utah*,(2012)
- [44] M.Allen , *Ph.D.thesis , The University of Utah*,(2012)
- [45] D.Heck *et al.*, *Forschungszentrum Karlsruhe Report FZKA* **6019** (1998).
- [46] H.M.J.Barbosa *et al.*, *Astropart. Phys.*, (2004) **22** 159.
- [47] Nerling F *et al.*, *Astropart. Phys.*, (2006) **24** 421.
- [48] 福田崇徳, 修士論文 東京工業大学, (2009).

- [49] M. Chikawa et al., “ *Cloud Monitoring with an Infra-Red Camera for the Telescope Array Experiment* ”, *Proceedings of 31st International Cosmic Ray Conference*, (2009).
- [50] T.Fujii, *et al.*, *Astropart. Phys.*, (2016) **80** 131.
- [51] Dmitri Ivanov: “ *Energy Spectrum Measured By The Telescope Array Surface Detector* ”, D-thesis of New Brunswick Rutgers, The State University of New Jersey (2012).
- [52] KASCADE-Grande Home Page , <https://web.ikp.kit.edu/KASCADE> (2018/02 現在)
- [53] A.A. Ivanov, et al., EPJ Web of Conference **53**, 04003(2013)
- [54] V.V. Prosin, et al., EPJ Web of Conference **99**, 04002(2015)
- [55] The IceCube Collaboration, *Proc. of 34rd ICRC*, 0334(2015)
- [56] A. Haungs, et al., *Proc. of 33rd ICRC*, 0300(2013)
- [57] W. Apel, et al., *Phys. Rev.Lett.*, **107**, 171104(2011).
- [58] W. Apel, et al., *Phys. Rev.D.*, **87**, 081101(R)(2013).
- [59] S.P. Knurenko, et al., *Proc. of 33rd ICRC*, 0053(2013)
- [60] Z.Zundel, *Ph.D.thesis* , *The University of Utah*,(2016)
- [61] FREESCALE, Dsp56309 users manual,
http://www.freescale.com/files/dsp/doc/ref_manual/DSP56309UM.pdf
- [62] Atmel, Flex 8000 programmable logic device family,
<https://www.intel.com/content/dam/www/programmable/us/en/pdfs/literature/ds/archives/dsf8k.pdf>
- [63] Max 7000 programmable logic device family, <https://www.intel.com/content/dam/www/programmable/us/en/pdfs/literature/ds/archives/m7000.pdf>
- [64] D. Heck, G. Schatz, T. Thouw, J. Knapp, J.N. Capdevielle: “CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air shower”, Technical Report 6019, FZKA (1998).
- [65] J. A. Nelder R. Mead A Simplex Method for Function Minimization,
The Computer Journal, Volume 7, Issue 4, 1 Pages 308
UTF2013313, (1965)