

NICHE 実験のための宇宙線エネルギーと組成解析
ソフトウェアの開発

(Development of event reconstruction software for the NICHE
experiment to study cosmic ray energy spectrum and
mass composition)

理学研究科

数物系専攻

中井 慧

目次

第1章	序章	1
第2章	“2nd knee”領域の宇宙線	3
2.1	宇宙線	3
2.1.1	宇宙線のエネルギースペクトル	4
2.1.2	宇宙線の加速機構	5
2.2	“2nd knee”領域の宇宙線	6
2.2.1	宇宙線起源の銀河系内から銀河系外への遷移	6
2.2.2	宇宙線源分布の宇宙論的「進化」	6
2.2.3	LHC と空気シャワー現象	8
2.3	宇宙線観測と空気シャワー現象	9
2.3.1	空気シャワー現象	9
2.3.2	空気シャワーの縦方向発達	11
2.3.3	空気シャワーの横方向分布	13
2.3.4	空気チェレンコフ光	14
2.3.5	空気チェレンコフ光の到着時間分布	15
2.3.6	空気チェレンコフ光の横方向分布	16
2.4	“2nd knee”領域の宇宙線の観測結果の現状	18
2.4.1	エネルギースペクトル	19
2.4.2	質量組成	22
第3章	Non-Imaging Cherenkov(NICHE) 実験	25
3.1	TA 実験	25
3.1.1	大気蛍光望遠鏡	29
3.1.2	地表検出器	29
3.2	NICHE 実験	31
3.2.1	NICHE 実験の目的	31
3.2.2	NICHE 実験方法と実験原理	31
3.2.3	検出器配置	32
3.2.4	NICHE 検出器	34
3.2.5	トリガー方法	34
第4章	NICHE 実験装置	35
4.1	測定ユニット	35
4.1.1	FADC	36
4.2	コントロール回路	38
4.3	PMT	41

4.3.1	HV-PMT ゲイン関係	42
4.3.2	CRAYS による PMT 絶対ゲイン測定	43
4.4	ネットワーク	44
4.5	発電システム	45
第 5 章	NICHE 実験のためのシミュレーション	47
5.1	空気シャワーモンテカルロシミュレーション	47
5.1.1	コアポジションの散乱	47
5.2	検出器シミュレーション	48
5.2.1	PMT の量子効率	48
5.2.2	レイトレース	48
5.2.3	擬似ノイズの生成	50
5.2.4	PMT インパルスレスポンスの再現	52
5.3	空気チェレンコフ光横方向分布フィッティング	53
5.4	データセレクション	56
第 6 章	宇宙線エネルギー決定ソフトウェア	57
6.1	エネルギー変換関数の導出	57
6.2	エネルギーの決定精度	58
第 7 章	宇宙線質量組成決定ソフトウェア	59
7.1	質量組成の決定 I	59
7.1.1	X_{max} への変換関数の導出	59
7.1.2	変換関数を用いた X_{max} 決定の精度	60
7.1.3	エネルギー決定を含めた X_{max} 決定	60
7.2	質量組成の決定 II	62
7.2.1	最尤法を用いた質量組成の決定	62
7.2.2	最尤法での質量組成の決定の精度	63
7.2.3	最尤法を用いたエネルギー帯ごとの質量組成決定	63
第 8 章	結論	65

要旨

近年の宇宙線物理学の研究分野で、最も興味深いトピックスの一つは“2nd knee”である。“2nd knee”とは宇宙線のエネルギースペクトルの $10^{17.5}$ eV 付近に見られる折れ曲がり構造である。

10^{17} eV 付近のエネルギー領域では宇宙線の主成分は重い原子核であることが様々な観測から示唆されている。しかしその一方で、より高エネルギーの $10^{18.2}$ eV \sim $10^{19.5}$ eV 領域において、Telescope Array (TA) 実験は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付けている。銀河系内の超新星残骸における粒子加速では、磁場の強さ、加速天体の大きさ及び加速が可能な爆発からの時間的制限から、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”の折れ曲がり構造は、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測定するために、Non-Imaging Cherenkov (NICHE) 実験が進んでいる。NICHE 実験は、空気シャワーが放出する空気チェレンコフ光を検出する検出器を TA 実験サイトに配置されている。NICHE 実験は単体での宇宙線のエネルギースペクトル及び化学組成を決定することを目的としている。2018 年 9 月に 14 台の検出器の設置が完了し、2018 年 5 月から定常観測を始め、14 台の検出器が稼働している。さらには立地を活かして、TA 実験の大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector: FD) とのクロスキャリブレーションを図る。空気チェレンコフ光は空気シャワー中の電磁成分よりも密度が高く、精度の良い観測ができるという利点がある。また、空気チェレンコフ光の横方向分布は、宇宙線エネルギーや観測高度よりも大気の薄い部分での空気シャワーの縦方向発達の様子を良く反映するパラメータである。本研究では、NICHE 検出器アレイのためのモンテカルロシミュレーションを用いて、空気チェレンコフ光の横方向分布の特性を利用した宇宙線エネルギー再構成と組成決定の解析ソフトウェアを開発した。

第1章 序章

宇宙空間に存在する高エネルギー放射線は宇宙線と呼ばれ、1912年にV.Hessによって発見された。宇宙線はこれまでに $10^8 - 10^{20}$ eVを超える広い範囲で観測されており、発見から100年を経た今でもその起源には謎が多い。

$10^{19.5}$ eV以上の超高エネルギーの宇宙線にとって宇宙は透明ではなく、伝播中に宇宙背景放射との相互作用によってエネルギーを失い、約50Mpc以遠の領域からは地球に到達できない(GZK限界)という予言がなされてきた。しかし、日本の宇宙線観測グループAGASAの観測結果ではこのGZK限界を超えるsuper-GZK宇宙線が11事象観測された。少し遅れて、AGASAに匹敵する検出面積を持った宇宙線観測グループHiResがアメリカで始まり、HiResグループでは $10^{19.5}$ eV付近にGZK限界の予言通りのエネルギーカットオフが見られるという結果を発表した。HiResの結果は理論予測に一致しているがAGASAがある以上、どちらが正しいかはさらに別の実験による検証を待たざるを得ない。

そこで始まったのが、日米韓露共同のTelescope Array(TA)実験である。TAではAGASA式の地表検出器による宇宙線観測とHiRes式の大気蛍光望遠鏡による宇宙線観測を同時に行うハイブリッド観測を行っている。これによって 10^{18} eV以上の最高エネルギー宇宙線を観測し、その発生源や宇宙空間での伝播機構を解明することを目的としている。

近年の宇宙線物理学の研究分野で、最も興味深いトピックスの一つは“2nd knee”である。“2nd knee”とは宇宙線のエネルギースペクトルの $10^{17.5}$ eV付近に見られる折れ曲がり構造である。

10^{17} eV付近のエネルギー領域では宇宙線の主成分は重い原子核であることが様々な観測から示唆されている。しかしその一方で、より高エネルギーの $10^{18.2}$ eV $\sim 10^{19.5}$ eV領域において、Telescope Array(TA)実験は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付けている。銀河系内の超新星残骸における粒子加速では、磁場の強さ、加速天体の大きさ及び加速が可能な爆発からの時間的制限から、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”の折れ曲がり構造は、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測定するために、Non-Imaging Cherenkov(NICHE)実験が進んでいる。NICHE実験は、空気シャワーが放出する空気チェレンコフ光を検出する検出器をTA実験サイトに配置されている。NICHE実験は単体での一次宇宙線のエネルギースペクトル及び化学組成を決定することを目的としている。さらには立地を活かして、TA実験の大気蛍光望遠鏡(Fluorescence Detector:FD)とのクロスキャリブレーションを図る。2018年9月に14台の検出器の設置が完了した。検出器はTA実験の大気蛍光望遠鏡の一つであるMiddle Drum Fluorescence Detector(MD-FD)の視野角内に、 $300 \times 300 m^2$ の格子状に配置されている。2018年5月から定常観測を始め、現在も14台の検出器が稼働している。本研究では、NICHE検出器アレイのためのモンテカルロシミュレーションを用いて、NICHE実験のための空気チェレンコフ光の横方向分布フィッティング関数の導出とそのパラメータを利用した宇宙線エネルギー再構成と組成決定の解析ソフトウェアを開発した。

空気チェレンコフ光は空気シャワー中の電磁成分よりも密度が高く、精度の良い観測ができるという利点がある。また、空気チェレンコフ光の横方向分布は、宇宙線エネルギーや観測高度よりも大気の薄い部分での空気シャワーの縦方向発達の様子を良く反映するパラメータである。NICHE 実験のための空気チェレンコフ光の横方向分布フィッティング関数は、NICHE 実験に場所と標高がともに近い CASA-BLANCA 実験で使われていた空気チェレンコフ光の横方向分布フィッティング関数を参考にして導出した。

さらに空気チェレンコフ光の横方向分布フィッティング関数のパラメータを利用した宇宙線エネルギー再構成と組成決定の解析ソフトウェアを開発した。また、その決定精度も評価した。エネルギーは空気チェレンコフ光の横方向分布フィッティング関数のパラメータをエネルギーに変換する関数を導出し再構成した。組成は2つの方法で決定した。1つは一次宇宙線の質量に関する空気シャワーの最大発達点 X_{max} を再構成し、組成を決定した。 X_{max} は空気チェレンコフ光の横方向分布フィッティング関数のパラメータを X_{max} に変換する関数を導出し再構成した。もう1つは X_{max} へと変換するために使用したパラメータの分布を用いて最尤法で質量組成を決定した。エネルギー再構成と組成決定を NICHE 検出器アレイのためのモンテカルロシミュレーションで生成されたシミュレーションデータに対して行い、決定精度を評価した。

第2章 “2nd knee” 領域の宇宙線

2.1 宇宙線

宇宙線とは、宇宙空間を飛び交う高エネルギーの放射線であり、1912年にオーストラリアの物理学者 V.F.Hess によって発見された。宇宙線はこれまで 10^8 eV から 10^{20} eV を超える広範囲のエネルギーで観測されている。宇宙線は大別して一次宇宙線と二次宇宙線とに分かれる。一次宇宙線とは宇宙空間から地球に降ってくる放射線の総称である。この一次宇宙線が地球の大気中の粒子と相互作用することによって大規模な二次現象（空気シャワー）を引き起こす。このときに発生する二次粒子のことを二次宇宙線と呼ぶ。宇宙線はエネルギーが大きくなるにつれ、観測数が少なくなることが知られており、その到来頻度はエネルギーのほぼ3乗に比例して小さくなることが知られている。図 2.1 に一次宇宙線のエネルギースペクトルを示す。

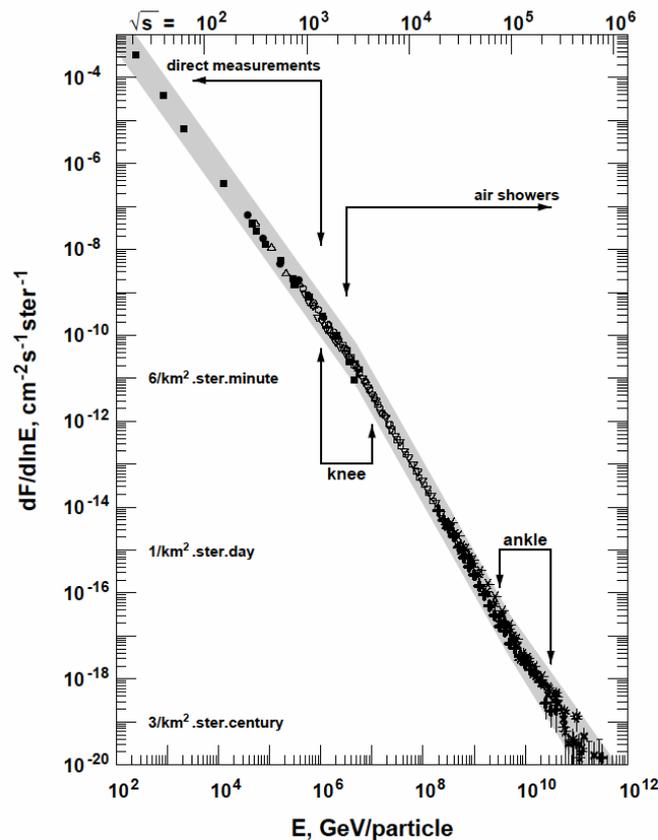


図 2.1: 一次宇宙線のエネルギースペクトル

2.1.1 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、宇宙線の到来頻度はエネルギーのべき乗 $F(E) = K \times E^{-\gamma}$ で近似できる。 γ はほぼ 3 であるが、エネルギー領域によってわずかに異なる。宇宙線のスペクトルに構造があることを見るために、フラックスに E^3 を掛けたものを図 2.2 に示す。 10^{15} eV 付近までは γ は ~ 2.7 であり、そこから ~ 3.0 へと変化する。そして $10^{17.5}$ eV 付近でさらに傾きが急になり、 $10^{18.5}$ eV 付近からまた $\gamma \sim 2.7$ となる。これら 3 つのスペクトルの折れ曲がり方をそれぞれ “knee”、“2nd knee”、“ankle” と呼んでいる。これらの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。

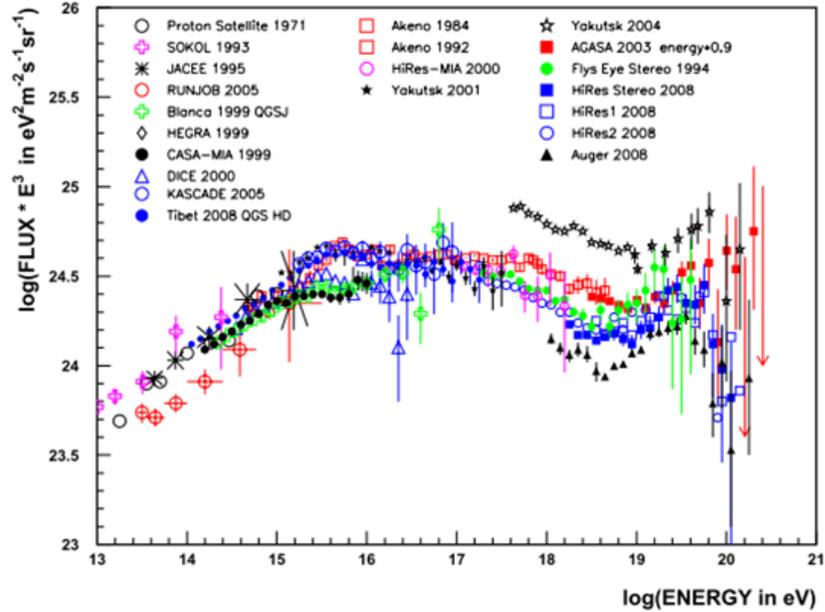


図 2.2: 一次宇宙線のエネルギースペクトル。 10^{15} eV、 $10^{17.5}$ eV、 $10^{18.5}$ eV 付近に折れ曲がり構造があることが分かる。[1]

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おり、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の結果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。[2]

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 [3]。

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 構造が宇宙線と宇宙背景放射光子との相互作用、すなわち $p + \gamma \rightarrow p + e^+ + e^-$ 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てい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。この場合は $10^{17.5}$ 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も“2nd knee”で変化していると予測される。

2.1.2 宇宙線の加速機構

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が、未だ解明されていないことが多い。また先に述べたようなべき型のエネルギースペクトルを満たすことが必須の条件となる。現在加速機構として有力だと考えられているのが「フェルミ加速機構」である [4]。

フェルミ加速

フェルミ加速は 1949 年に E.Fermi によって提唱された荷電粒子加速理論で、荷電粒子が星間磁気雲との衝突を繰り返すことで運動エネルギーを獲得し、加速されるという統計的な加速モデルである。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 つの粒子の 1 回の衝突あたりの平均的なエネルギー増量 (ΔE) は粒子のエネルギーに比例する、つまり $\Delta E = \alpha E$ と仮定する。

粒子の初期エネルギーを E_0 とし、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すると、 n 回の衝突後の粒子のエネルギー E_n は以下ようになる。

$$E_n = E_0 (1 + \alpha)^n \quad (2.1)$$

よって、エネルギーが E になるのに必要な衝突回数は、

$$n = \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \alpha)} \quad (2.2)$$

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} とおくと、 n 回衝突後に加速領域に留まる確率は $(1 - P_{\text{esc}})^n$ となる。 E 以上のエネルギーに加速される粒子の割合は、

$$N(\geq E) \propto \sum_{m=n}^{\infty} (1 - P_{\text{esc}})^m = \frac{(1 - P_{\text{esc}})^n}{P_{\text{esc}}} \quad (2.3)$$

である。式 (2.2) を式 (2.3) に代入すると、

$$N(> E) \propto \frac{1}{P_{\text{esc}}} \frac{E^{-\gamma}}{E_0} \quad (2.4)$$

となる。ここで、

$$\gamma = \frac{\ln[(1 - P_{\text{esc}})^{-1}]}{\ln(1 + \alpha)} \approx \frac{P_{\text{esc}}}{\alpha} \quad (2.5)$$

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

宇宙線の加速モデル

宇宙線を高エネルギーにまで加速するメカニズムに関しては、未だ理論的にも観測的にも謎の部分が多い。粒子を高エネルギーに加速するためには、ある領域に閉じ込めたうえで少しずつエネルギーを与えていくことが必要である。しかし、銀河系内にはそれが可能な天体は見つかっていない。銀河系外の活動銀河核として知られる極めて活発な天体などが加速源として有力視されているが、未だ同定にはいたっていない。このように低いエネルギーの粒子を高いエネルギーにまで加速させるという考え方は宇宙線起源のボトムアップモデルと呼ばれている。これとは逆に極めて大きな未知の素粒子や暗黒物質が崩壊して超高エネルギー宇宙線として観測されるという考え方はトップダウンモデルと呼ばれている。最近の研究ではトップダウンモデルは否定的になっている [2]。

2.2 “2nd knee” 領域の宇宙線

“2nd knee” とは図 2.2 に示されるエネルギースペクトルの $10^{17.5}$ 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と考えられている。この節では“2nd knee” 領域の宇宙線が持つ重要な項目についていくつか説明する。

2.2.1 宇宙線起源の銀河系内から銀河系外への遷移

$10^{15.5}$ 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 2.1 節で述べたように、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る。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、折れ曲がり “iron knee” が観測されるはずである。

それ以上に高いエネルギーの宇宙線の主成分はなにか。現在のところ、陽子以外の原子核が銀河系外で加速されているとしても、地球へやってくる宇宙線は銀河内空間で破碎され陽子が主成分となると考えられている。

よって、銀河系内から銀河系外への遷移が起きているエネルギー領域では、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、この遷移領域では、 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。そしてこの遷移領域として “2nd knee” 領域が注目されている。

2.2.2 宇宙線源分布の宇宙論的「進化」

高エネルギー宇宙線は、主に宇宙の膨張と宇宙背景放射 (Cosmic Microwave Background Radiation: CMBR) との相互作用によってエネルギーを損失する。これらのエネルギー損失の過程は、

宇宙線源から地球への伝搬距離に依存するため、観測されるエネルギースペクトルには、距離毎の宇宙線発生源の密度の違いを反映した各種の構造が見られると予想される (図 2.3)。

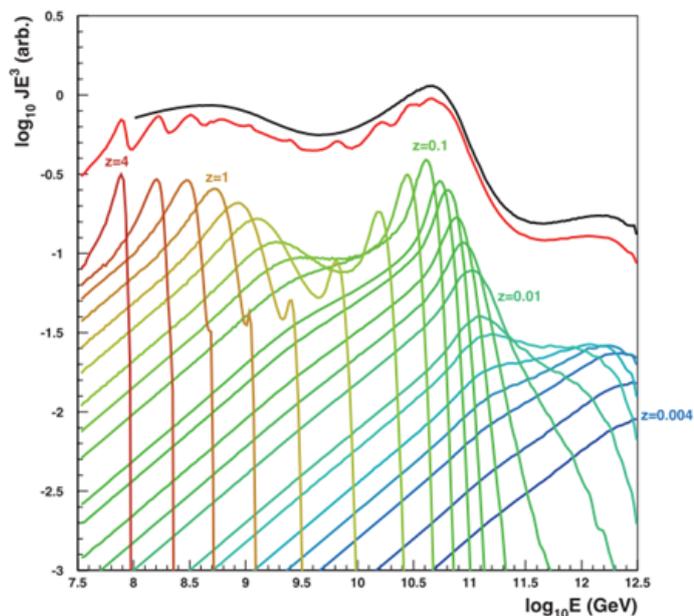


図 2.3: 各エネルギーで宇宙線フラックスに寄与する宇宙線源の赤方偏移量 z [5]

このスペクトルの構造を宇宙線伝搬シミュレーションと比較することによって、宇宙線源の空間密度の赤方偏移依存性、 $\rho \propto (1+z)^m$ の evolution parameter m が求められる。

図 2.4 は宇宙線のエネルギースペクトルの構造へのスペクトルインデックスの変化の寄与と、 m の変化の寄与を示したものである。 10^{19} eV 半ば付近の形状はスペクトルインデックスに強く依存し、 $10^{18.7}$ eV のすぐ下のエネルギー領域は m に強く依存することが予想されている [5]。このため、“2nd knee” 領域の宇宙線のエネルギースペクトルを詳しく調べることによって、これらの重要なパラメータを個別に制限することができる。これによって「エネルギースペクトル」「質量組成」「到来方向分布」という観測量に加えて、宇宙線源の研究のための新しい「進化」という座標軸を切り開くことができる。

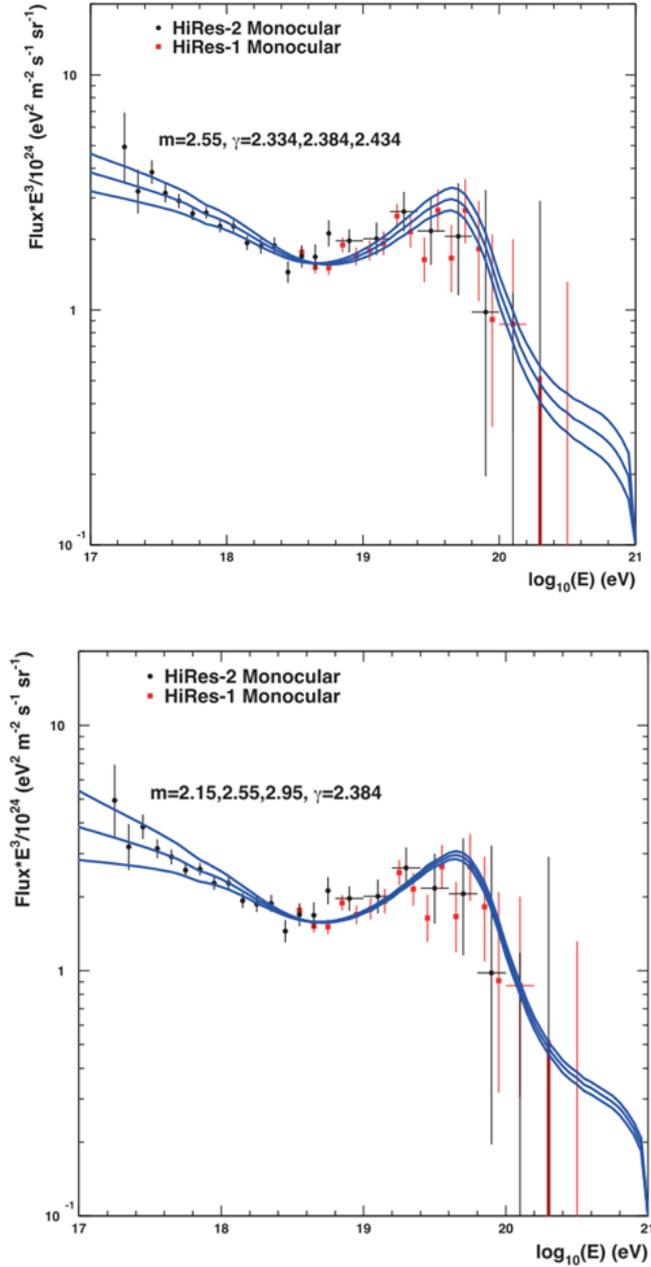


図 2.4: 極高エネルギー領域におけるエネルギースペクトルの構造へのスペクトルインデックスの変化の寄与(上)、evolution parameter(m)の寄与(下)。スペクトルインデックスの違いは、GZK領域、“2ndknee”領域の両方に現れるのに対して、 m の違いは“2nd knee”領域で顕著であることがわかる [5]。

2.2.3 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。

2.3 宇宙線観測と空気シャワー現象

2.1 節で述べたように、宇宙線の到来頻度 (フラックス) はほぼ E^{-3} に比例して減少するので、 10^9 eV から 10^{20} eV のエネルギー領域ではフラックスが 10^{30} 違う。低エネルギーの宇宙線は到来頻度が高く、大気原子核との相互作用によるエネルギー損失によって地上まで到達できないという特徴がある。したがって、 10^{14} eV 以下の低エネルギー宇宙線は、超高層大気または宇宙空間で飛翔体搭載検出器 (気球、人工衛星、宇宙ステーション等) によって直接観測される。しかし 10^{14} eV 以上の高エネルギー宇宙線は到来頻度が少ないために、観測には大きな検出面積と長い時間が必要であり、飛翔体搭載検出器による直接観測は難しい。しかし、一次宇宙線が大気と相互作用してできる二次宇宙線群 (空気シャワー) が地表に到来するのでこれを利用した間接観測が行われている。

2.3.1 空気シャワー現象

大気中に一次宇宙線が入射すると、大気中の原子核と相互作用して二次宇宙線を生成する。さらにこれらの二次宇宙線も大気中の原子核と相互作用を起こし、粒子を生成していく。この過程を繰り返し、一次宇宙線が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。この様子を模式的に表したものが図 2.5 である。

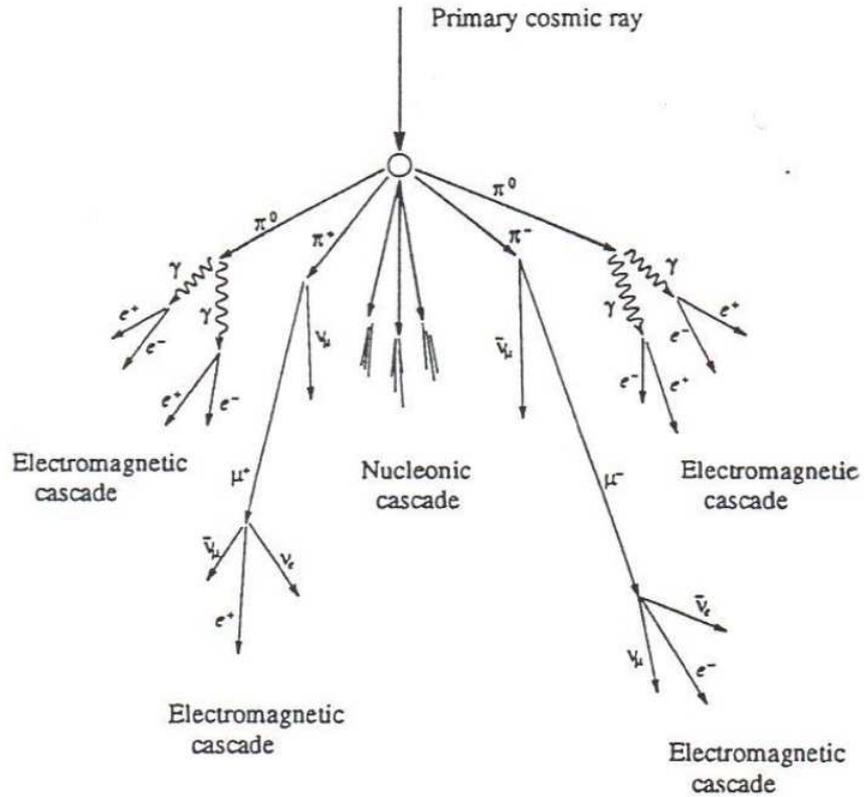


図 2.5: 空気シャワーの模式図

核カスケード

宇宙線の主成分である陽子などの原子核が大気原子核と衝突すると、陽子や中性子を叩き出し、また π 、 K などのハドロンの多重生成を起こす。この多重発生で生成されたハドロンがさらに多重発生を起こすことで結果的に大量のハドロンが生成される。これを核カスケードと呼ぶ。核カスケードで生成された二次粒子の大部分は結果的に π となる。これを π 中間子の多重発生と呼んでいる。

$$p^+ + p^+ \rightarrow p^+ + n + \pi^+ \quad (2.6)$$

$$n + p^+ \rightarrow p^+ + p^+ + \pi^- \quad (2.7)$$

$$n + p^+ \rightarrow p^+ + n + \pi^0 \quad (2.8)$$

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 で、

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu \quad (2.9)$$

のように崩壊し、 μ^\pm を生成する。 μ^\pm の寿命は 2.20×10^{-6} s で、

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (2.10)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (2.11)$$

のように崩壊する。大気の厚みは核相互作用の平均自由行程の 10 倍以上であるため、相互作用が繰り返されることで多数の粒子が生成される。

電磁カスケード

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作る。そして生成されたこれらの電子と陽電子は制動放射によってガンマ線を放出する。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。

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{brems.}} \simeq -\frac{E}{X_0} \quad (2.12)$$

ここで、 X_0 は電子のエネルギーが $1/e$ になる厚さで輻射長と呼ばれ、以下のような量である。

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4Z^2 r_e^2 N}{137 A} \ln\left(184Z^{-\frac{1}{3}}\right) \quad (2.13)$$

ここで、 Z はターゲットとなる原子核の原子番号 N はアボガドロ数、 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、電子対生成に対しては、

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{pair}} = -\frac{7}{9} \frac{E}{X_0} \quad (2.14)$$

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、ガンマ線がつけられる現象を電磁カスケードと呼ぶ。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、電子成分が大気に吸収されて粒子総数が減少する。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 $E_c \simeq 85 \text{ MeV}$ である [6]。一次宇宙線が原子核の場合の空気シャワーは核カスケードと電磁カスケードから構成され、ハドロンシャワーと呼ばれる。一方、一次宇宙線がガンマ線であった場合の空気シャワーはほぼ電磁カスケードのみで構成され、電磁シャワーと呼ばれる。

2.3.2 空気シャワーの縦方向発達

空気シャワーによって粒子数は増大していくが、いつまでも粒子数が増えていくというわけではない。それは、空気シャワー中に含まれる粒子の総数が増大するにつれて、個々の粒子の持つエネルギーが減少していくからである。高エネルギーの電子は主に制動放射によってエネルギーを失っていくが、制動放射よりも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 $E_c \simeq 85 \text{ MeV}$) にまでエネルギーが下がると、急激にエネルギーを失って大気に吸収されてしまう。したがって、シャワー中の粒子の総数はある段階で現象に転じる。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 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は、次の近似式が用いられる。

$$N_e(t) \sim \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp\left[t\left(1 - \frac{3}{2} \ln s\right)\right] \quad (2.15)$$

$$y = \ln\left(\frac{E_0}{E_c}\right) \quad (2.16)$$

$$s = \frac{3t}{t + 2y} \quad (2.17)$$

ここで t は電子の大気中での輻射長 38 g/cm^2 を単位とするシャワーが通過した大気厚さであり、 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呼ばれる。このシャワーエイジは N_e (全電子・陽電子数) が最大になるときに $s = 1$ となるパラメータである [4]。

一次宇宙線が陽子の場合に生成され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。

$$N_e(X) = N_{\max} \left(\frac{X - X_0}{X_{\max} - X_0} \right)^{\frac{X_{\max} - X_0}{\lambda}} \exp \left(-\frac{X_{\max} - X}{\lambda} \right) \quad (2.18)$$

ここで、 N_{\max} はシャワーの最大発達時の粒子数、 X_{\max} はシャワー最大発達深さ [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 (attenuation length) で 70 g/cm^2 である。 N_{\max} は一次宇宙線のエネルギーに依存しており、およそ $N_{\max} \sim 2 \times E_0 \times 10^{-9}$ (E_0 は一次宇宙線のエネルギー、単位: eV) の関係となる。また、一次宇宙線のエネルギーが同一である場合、一次宇宙線の粒子種の違いは X_0 、 X_{\max} に現れ、重い原子核ほど X_0 、 X_{\max} の値が小さくなる傾向がある。これは、重い原子核ほど大気との相互作用断面積が大きいことにより上空で発達が始まること、さらに核子当たりのエネルギーが小さいため、エネルギーの細分化が早く進むことが原因である。単純なモデル計算から、 $X_{\max} \propto \ln(E_0/A)$ (A は一次宇宙線の質量数) の関係があることが示される。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 2.6 に示す。

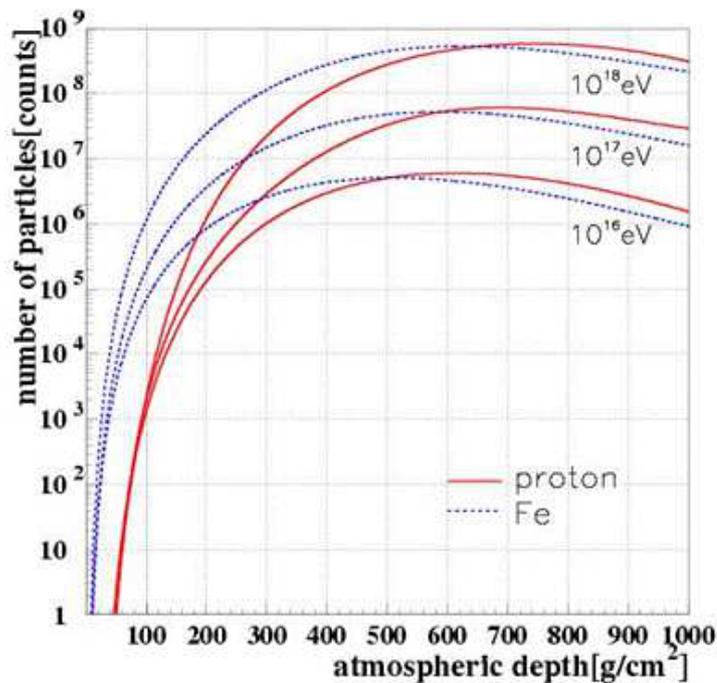


図 2.6: 空気シャワーの縦方向発達

2.3.3 空気シャワーの横方向分布

空気シャワーのシャワー軸と垂直な方向の粒子密度分布を横方向分布 (lateral distribution) と呼ぶ。空気シャワーの横方向分布は電磁シャワーとハドロンシャワーで異なる。

電磁カスケードは電荷を持った粒子が大量に発生するために、多重クーロン散乱によりシャワー粒子は横方向に広がっていく。電磁カスケードの横方向分布は西村と鎌田によって解析的に求められ [7]、Greisen により整理された NKG function が一般的によく使われる [8]。これによると電磁カスケードの中心からの距離 R の位置での電子数密度 $\rho_e(R)$ は次式で表される。

$$\rho_e(R) = C \frac{N_e}{R_M^2} \left(\frac{R}{R_M} \right)^{s-2.0} \left(1 + \frac{R}{R_M} \right)^{s-4.5} \quad (2.19)$$

ここで、 N_e は総荷電粒子数、 C は規格化定数、 s はエイジパラメータ、 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た距離 (厚さ) であり、 $R_M \sim 9.3 \text{ g/cm}^2$ である。電磁シャワーは電磁カスケードのみで構成されるのでこれで良いが、ハドロンシャワーは純粋な電磁シャワーとは少し様相が異なる。

ハドロンにより引き起こされる空気シャワーの電磁成分は、核相互作用によって生成された多世代の π_0 の崩壊からの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 の崩壊による発達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 の崩壊による粒子の増殖が終わった電磁カスケードが主成分となる。これにより、シャワー中心から遠く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想される。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 [9]。これによると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

$$\rho_e(R) \propto \left(\frac{R}{R_M} \right)^{-\alpha} \left(1 + \frac{R}{R_M} \right)^{-(\eta-\alpha)} \quad (2.20)$$

と表される。AGASA グループは、電子成分の横方向分布は 1 km より遠いところで粒子数密度が減少しているので、式 (2.20) 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に補正項を加えるべきであることを示した [9]。

$$\rho_e(R) = C \left(\frac{R}{R_M} \right)^{-1.2} \left(1 + \frac{R}{R_M} \right)^{-(\eta-1.2)} \left(1.0 + \left(\frac{R}{1[\text{km}]} \right)^2 \right)^{-\delta} \quad (2.21)$$

いくつかのエイジにおける横方向分布を図 2.7 に示す。

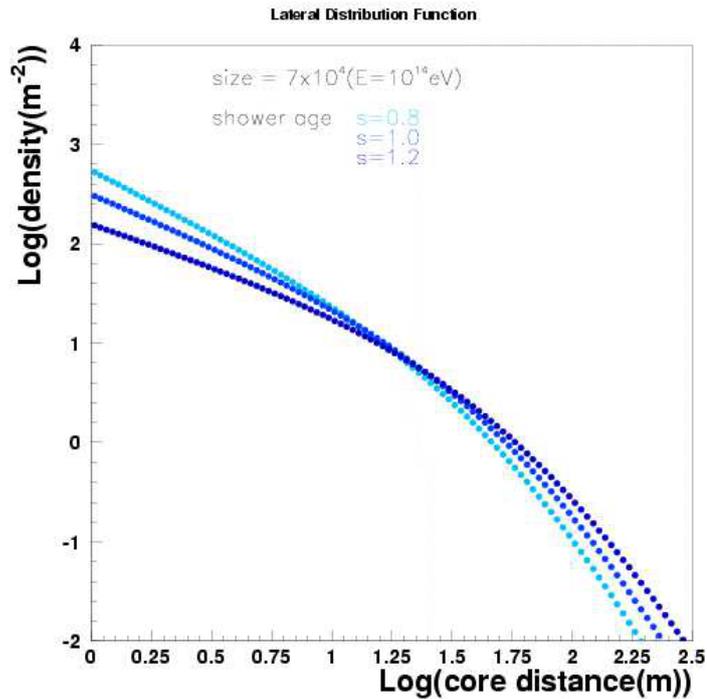


図 2.7: 空気シャワーの横方向分布

2.3.4 空気チェレンコフ光

荷電粒子が誘電体の中を通過するとき、粒子の電場によって誘電体は分極を起こす。粒子が通過した後、分極が解消するときに電磁波を放出する。このとき粒子の速度 v が媒質中の (屈折率 n) の光の速度 c/n に満たなければ、位相が合うこともなく打ち消しあうが、粒子の速度が媒質中の光の速度よりも大きければ、放出した電磁波はコヒーレント光となり、粒子の進行方向に対して角度 θ_c 方向に放出される。 θ_c は、 $\beta = v/c$ を用いて、

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n} (\leq 1) \quad (2.22)$$

の関係を満たし、チェレンコフ光は粒子の軌道を軸とした円錐状に放射される (図 2.8)。媒質が大気の場合、相対論的な速度を持つ荷電粒子が放射するチェレンコフ光は、空気チェレンコフ光と呼ばれる。

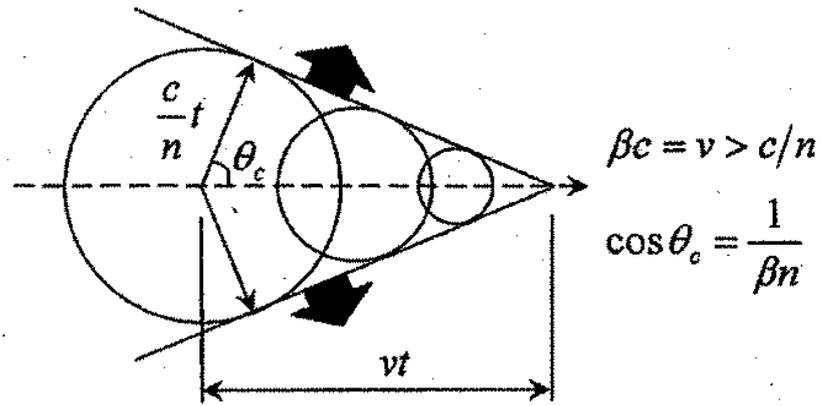


図 2.8: チェレンコフ放射の様子

荷電粒子が距離 dL 進んだときチェレンコフ光放射で失うエネルギー dW は、

$$\frac{dW}{dL} = \frac{Z^2 c^2}{4\pi\epsilon_0 c^2} \int \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2}\right) \omega d\omega \quad (2.23)$$

ここで、 ω はチェレンコフ光の角振動数、 Z は荷電粒子の電荷、 ϵ_0 は真空の誘電率、 n は媒質の屈折率を表す。放射される波長 λ のチェレンコフ光の光子数は、

$$\frac{d^2 N}{dL d\lambda} = \frac{2\pi\alpha Z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2}\right) \quad (2.24)$$

ここで、 $\alpha = e^2/4\pi\epsilon_0 \hbar c \sim 1/137$ は微細構造定数である。この式によって、チェレンコフ光は波長の短いものほど多く放射されることがわかる。

2.3.5 空気チェレンコフ光の到着時間分布

空気シャワーの発生点から観測地点までの空気チェレンコフ光の経路が異なることから発生点の高度によって空気チェレンコフ光の観測地点への到着時間が異なる。したがって、空気チェレンコフ光の到着時間分布は空気シャワーの縦方向発達に強く依存する(図 2.9)。空気シャワーは、同じエネルギーの一次宇宙線であれば、より質量の大きい重原子核ほど大気との相互作用によってそのエネルギーが早く細分されてしまうために、大気上空で速やかに発達する。つまり、重原子核による空気チェレンコフ光パルスは、軽原子核によるチェレンコフ光パルスに比べて時間幅が狭くて立ち上がりの早いものになる。

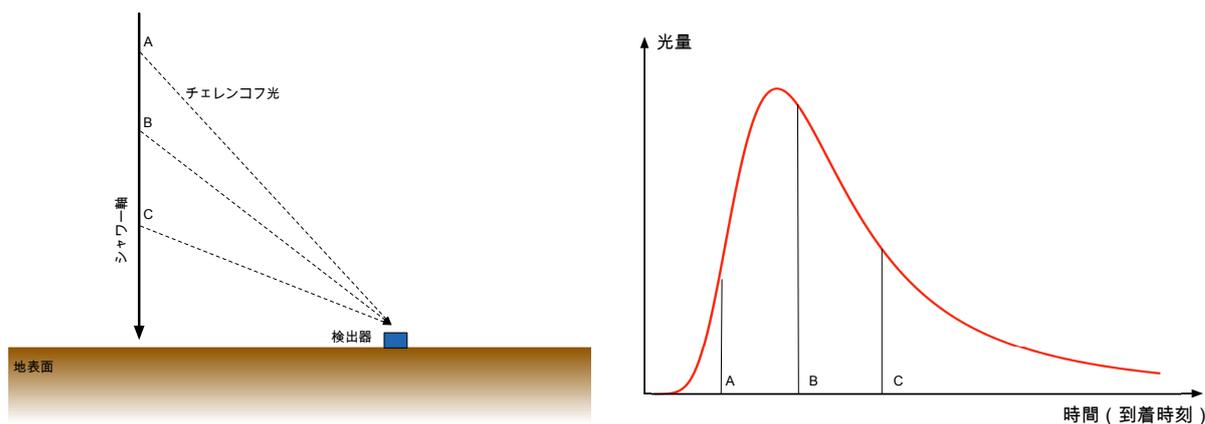


図 2.9: 左:観測地点に到来する空気チェレンコフ光の発生点 (A,B,C)。右:発生点の高度によって観測地点への到着時間が異なる。

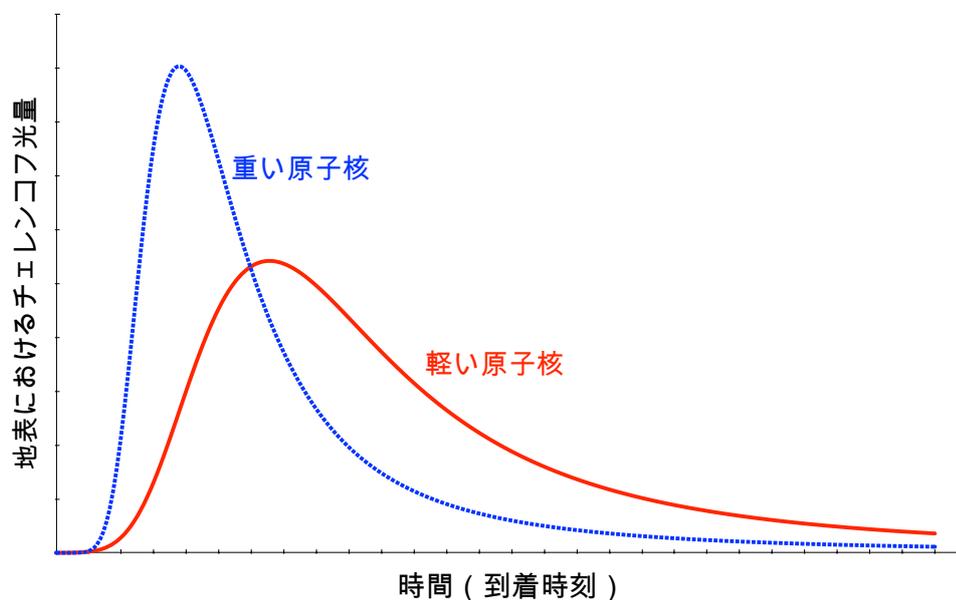


図 2.10: 一次宇宙線核種ごとの空気シャワー縦方向発達の違いが、空気チェレンコフ光の到着時間分布の違いになって現れる様子。

2.3.6 空気チェレンコフ光の横方向分布

Chicago Air Shower Array(CASA) 実験は、1000 台程度の荷電粒子検出器を配置して PeV 領域のガンマ線と宇宙線の源の研究のために 1992 年にユタ州ダグウェー (1435m,870g/cm²) で始まった実験である [21]。CASA-Broad Lateral Non-imaging Cherenkov Array(CASA-BLANCA) 実験は、CASA 実験検出器アレイと同じ所に配置 (図 2.11) され、144 台のチェレンコフ光検出器から構成されている。

CASA 実験検出器アレイが空気シャワーイベントを検知したときに外部トリガーが発行され、CASA-BLANCA 実験検出器アレイはチェレンコフ光シャワーイベントを取得する。

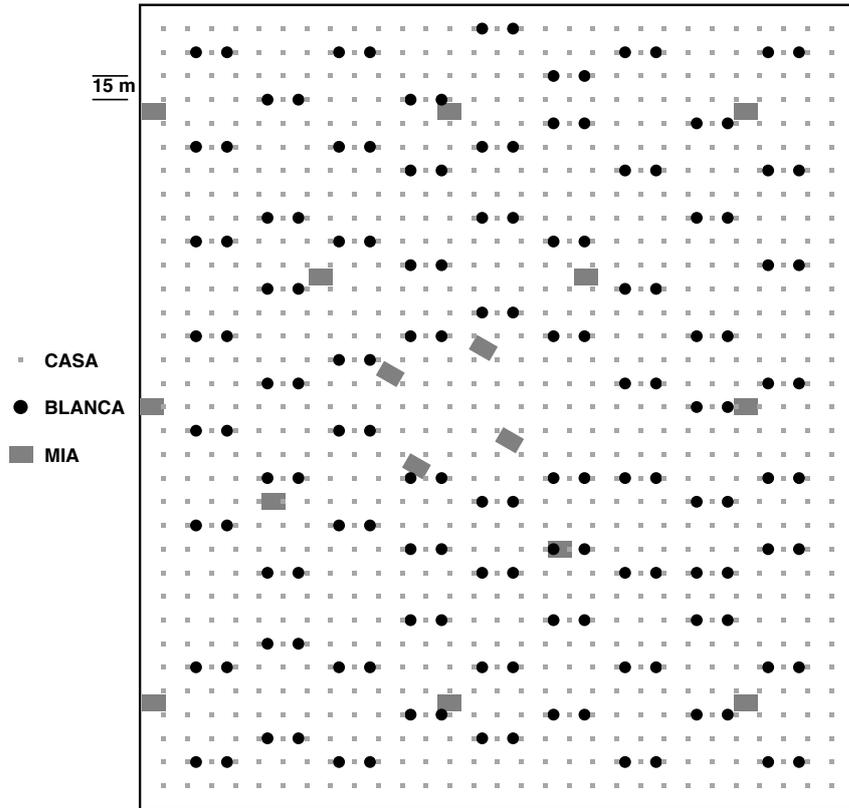


図 2.11: CASA 実験サイトの検出器配置図。CASA は荷電粒子検出器。BLANCA はチェレンコフ光検出器。MIA は地下に埋められたミュオン検出器。

CASA-BLANCA 実験では、チェレンコフ光の横方向分布を (2.25) 式でフィットしていた。CASA-BLANCA 検出器に対するシミュレーション横方向分布と実際に測定された横方向分布を図 2.12 に示す。

$$C(r) = \begin{cases} C_{120}e^{s(120m-r)}, & 30m < r \leq 120m \\ C_{120}(r/120m)^{-\beta}, & 120m < r \leq 350m \end{cases} \quad (2.25)$$

フィット関数は 3 つのパラメーター C_{120}, s, β から成る。 C_{120} は 120m 地点での強度、 s は内側の指数関数の傾き、 β は外側の冪関数の傾きを表す。この関数は実験とシミュレーションの結果に基づいて作られた。

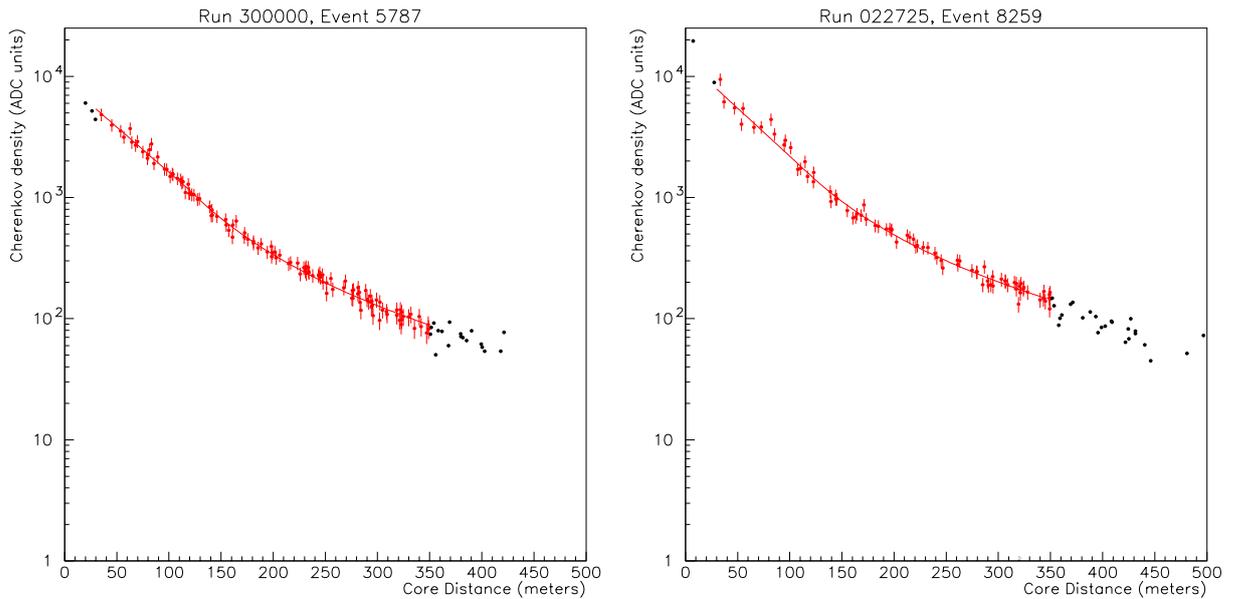


図 2.12: CASA-BLANCA 実験における横方向分布 [22] : シミュレーションによる 1PeV の陽子シャワーの横方向分布 (左) と実際に測定された横方向分布 (右)。赤線が (2.25) 式によるフィット結果。

2.4 “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 2.2 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、IceCube 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 実験はドイツのカールスルーエ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 $10^{16} \sim 10^{18}\text{ eV}$ 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 [10]。

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する [11]。

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 [12]。

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 $10^{15} \sim 10^{18}$ eV のエネルギーを持つ宇宙線を観測している [13]。

2.4.1 エネルギースペクトル

図 2.13、図 2.14、図 2.15、図 2.16 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。

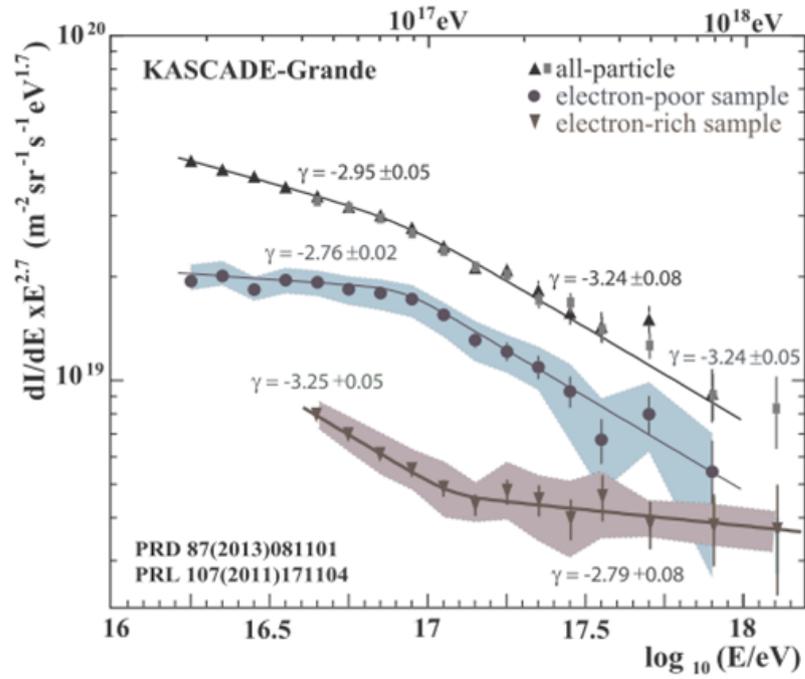


図 2.13: KASCADE-Grande 実験で観測されたエネルギースペクトル [14]。黒丸と青は muon rich、すなわち重一次原子核と思われるシャワーのエネルギースペクトル。下三角と茶色は muon poor、すなわち軽一次原子核によると思われるシャワー。上三角と四角は全粒子スペクトルで、灰色四角が 2011 年 [15]。上三角が 2013 年 [16] に発表した結果である。色付きの領域は系統誤差の範囲を表している。

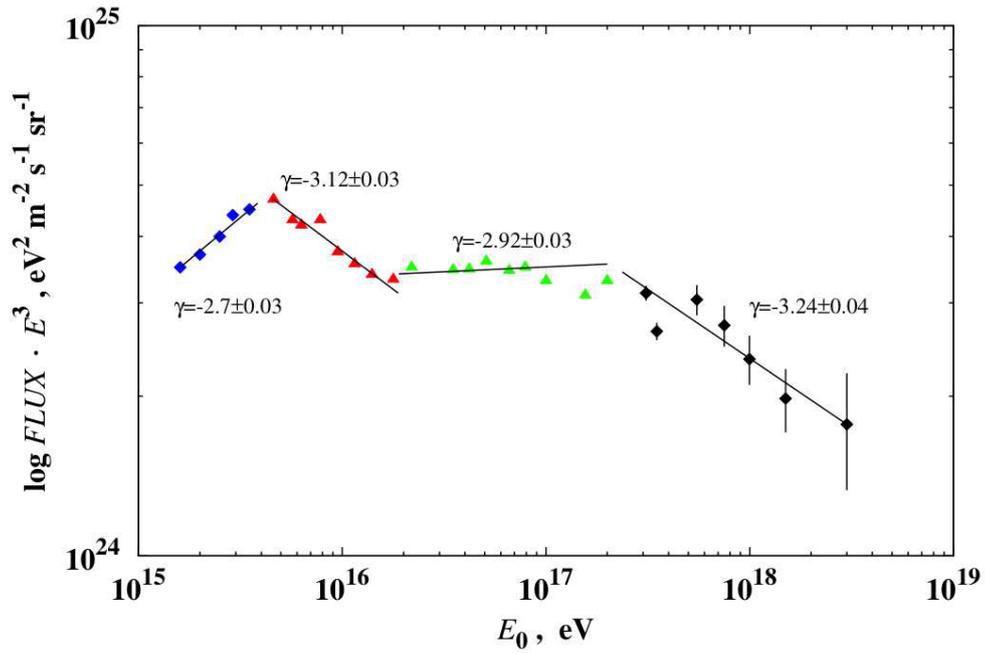


図 2.14: Yakutsk 実験で観測されたエネルギースペクトル [17]

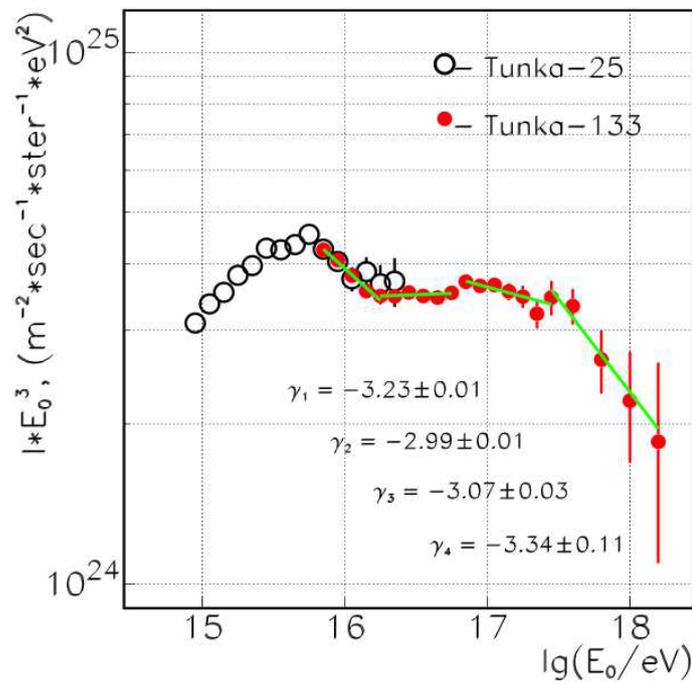


図 2.15: Tunka 実験で観測されたエネルギースペクトル [12]

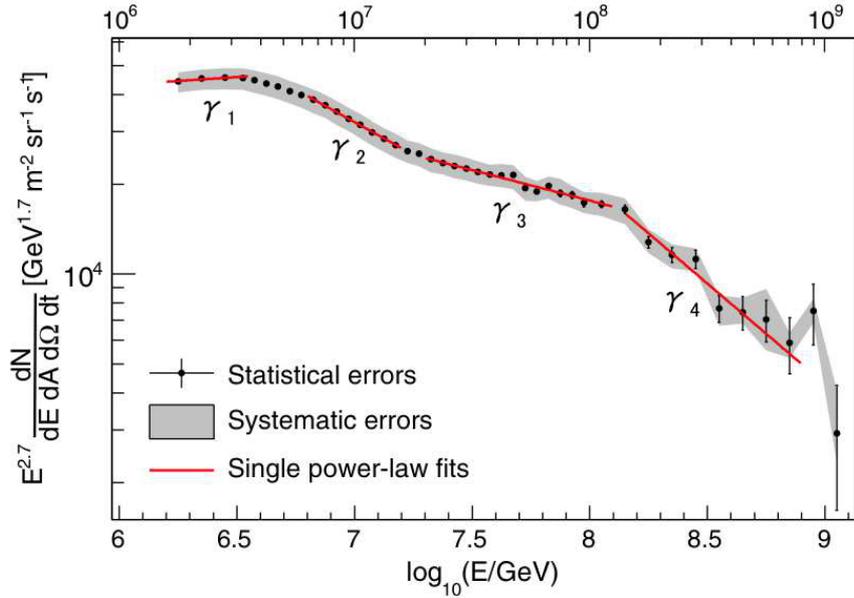


図 2.16: IceTop で観測されたエネルギースペクトル [13] $\gamma_1 = -2.63 \pm 0.06$ 、 $\gamma_2 = -3.13 \pm 0.03$ 、 $\gamma_3 = -2.91 \pm 0.03$ 、 $\gamma_4 = -3.37 \pm 0.08$

2.4.2 質量組成

図 2.17、図 2.18、図 2.19 に Yakutsk 実験、Tunka 実験、IceCube 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、2.4.1 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一次粒子種（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粒子種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が出ている。また、図 2.13 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 あたりまで重一次原子核成分（黒丸と青）の γ が小さく逆に軽一次原子核成分（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 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粒子種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。

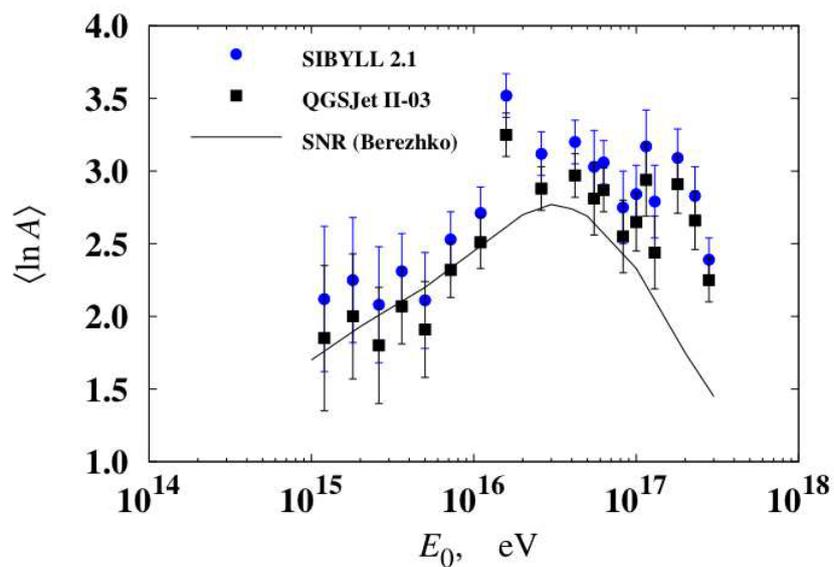


図 2.17: Yakutsk 実験で観測された質量組成 [11] .

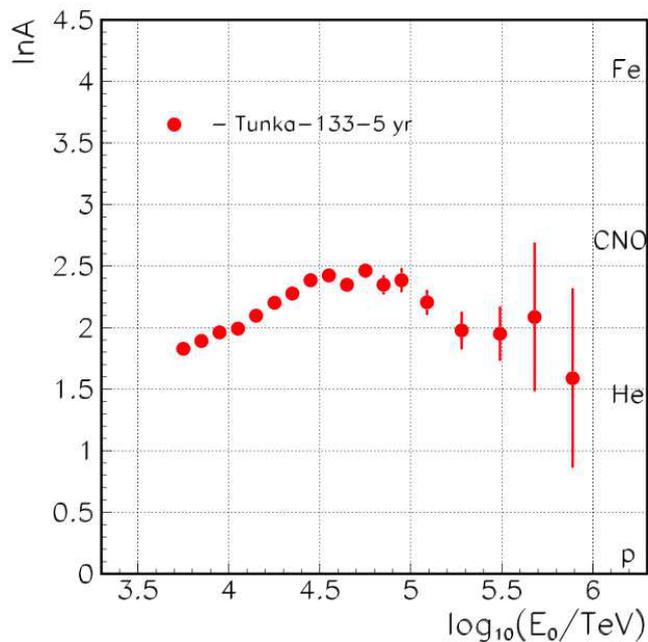


図 2.18: Tunka 実験で観測された質量組成 [12] .

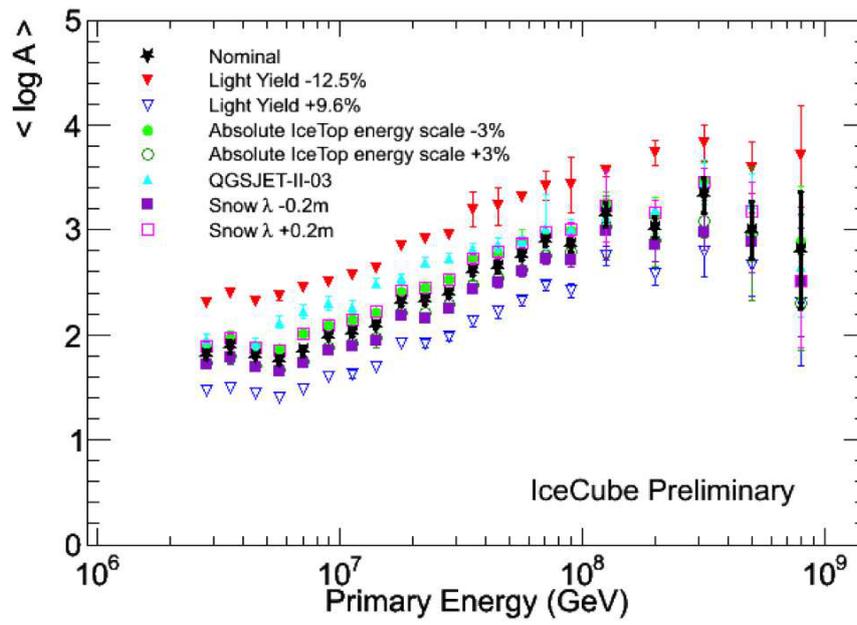


図 2.19: IceCube で観測された質量組成 [13] .

第3章 Non-Imaging Cherenkov(NICHE) 実験

NICHE 実験は Telescope Array(TA) 実験の枠組みの中で行われる。15 台のチェレンコフ光検出器からなる NICHE 実験検出器アレイは TA 実験サイトに配置され、TA 実験の大気蛍光望遠鏡との宇宙線の同時観測が可能である。同時検出された同一シャワーを、空気シャワーから異なる物理現象で放出されるチェレンコフ光と大気蛍光を観測することで系統誤差を減らし、エネルギー及び質量組成の決定精度を高める。

3.1 TA 実験

TA 実験はエネルギー決定精度にハドロン相互作用のモデル依存が少ない大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector:FD) と、稼働時間が長く大きな統計量が見込める地表検出器 (Surface Detector:SD) による空気シャワーアレイのお互いの利点を生かし、 10^{18} eV 以上の極高エネルギー宇宙線の空気シャワーを観測する実験である。

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 700 km^2 である。FD ステーションは SD アレイ周辺の三ヶ所に約 35 km 間隔で設置され、方位角 108° 、仰角 3° - 33° でアレイ上空を観測している。一つのステーションに 12 台または 14 台の望遠鏡が設置され、全部で 38 台である。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 高い場所に置かれている。TA の検出器配置を図 3.1 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ハイブリッド観測することが可能となっている。

これまでの観測では、図 3.2 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。これらの構造はそれぞれ、電子・陽電子生成による dip($10^{18.7}$ eV)、GZK pileup($10^{19.4}$ eV)、GZK cutoff($10^{19.7}$ eV) によるものと解釈できる。また図 3.3 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純粋に陽子のみからなると仮定した場合と矛盾しないことがわかった。これらの結果を統合して、最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。また、TA 実験では 57 EeV 以上のエネルギーを持つ宇宙線の到来方向分布について図 3.4 のように 5.1σ の有意度をもつ領域を観測し、この領域をホットスポットと呼んでいる。宇宙線の到来方向について等方的な分布を仮定した場合にこの 5.1σ の有意度をもつような偶然確率は 3.4σ であると計算されている。

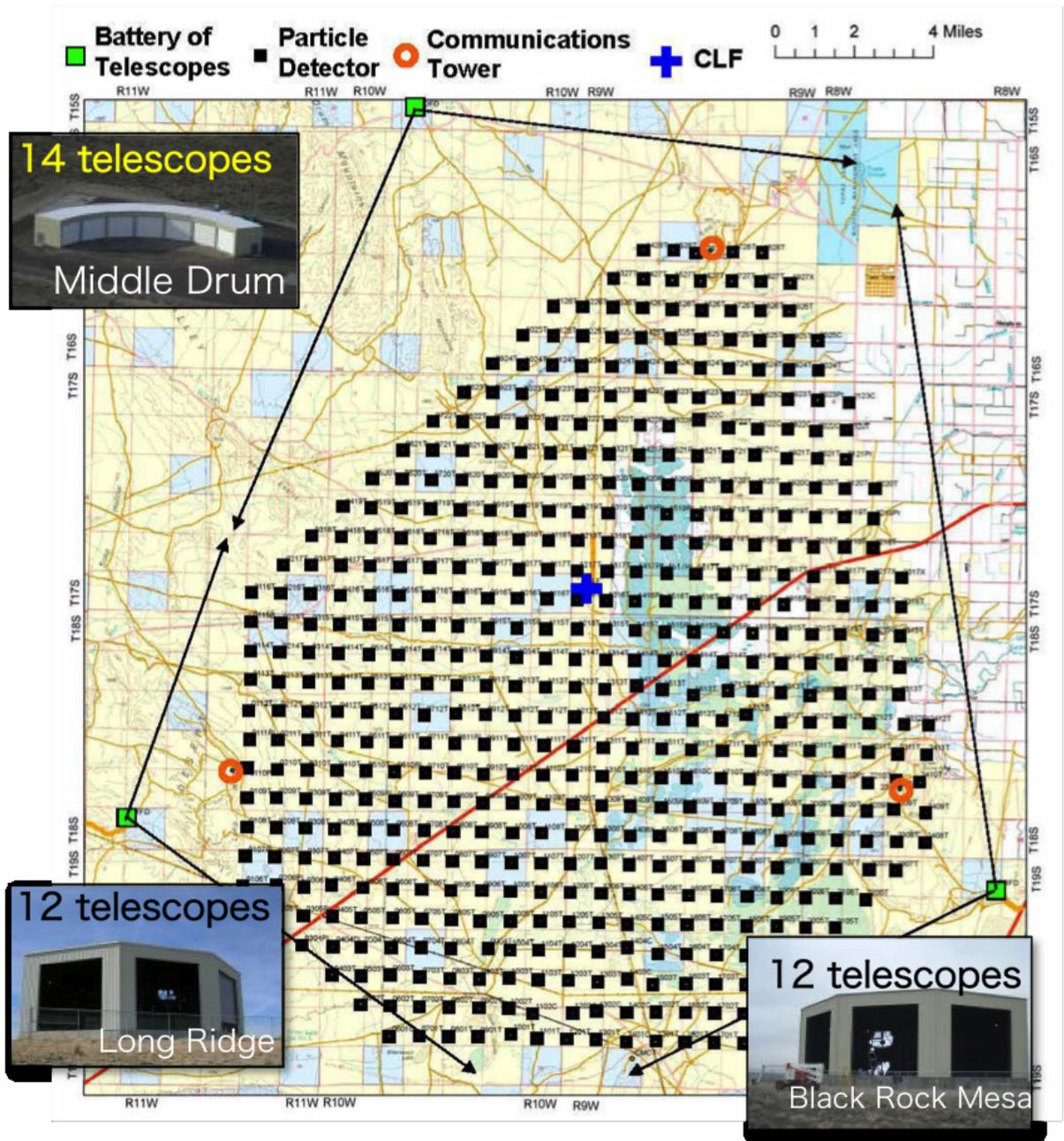


図 3.1: TA 実験における装置の配置図

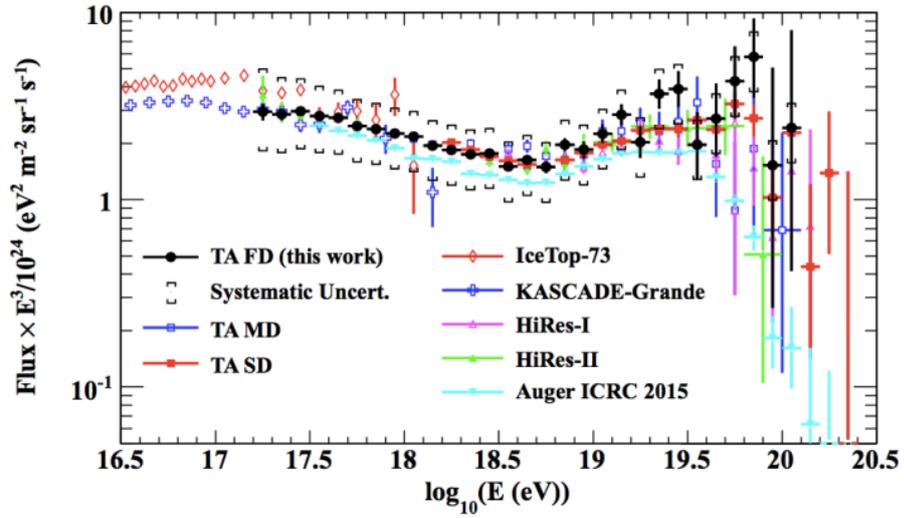


図 3.2: TA 実験といくつかの実験によるエネルギースペクトル [18]。スペクトルの微細構造を見やすくするためにスペクトルに E^3 を掛けている。

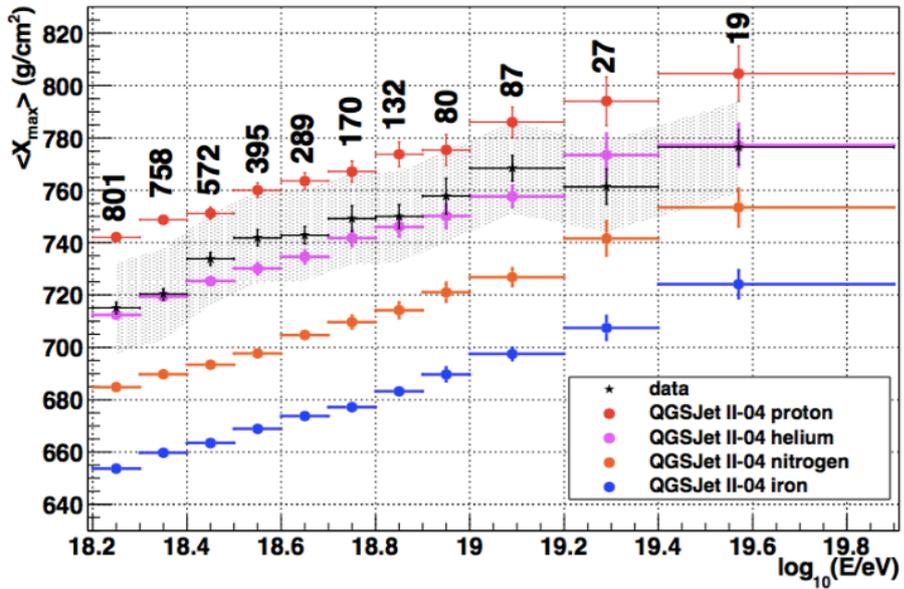


図 3.3: TA 実験による平均 X_{\max} [19]。黒が観測データ、赤が陽子と仮定したとき、青が鉄と仮定したときのシミュレーションの結果。 $10^{18.2}$ eV 以上のエネルギー領域での観測データは、100%陽子であると仮定した時の組成と矛盾しない。

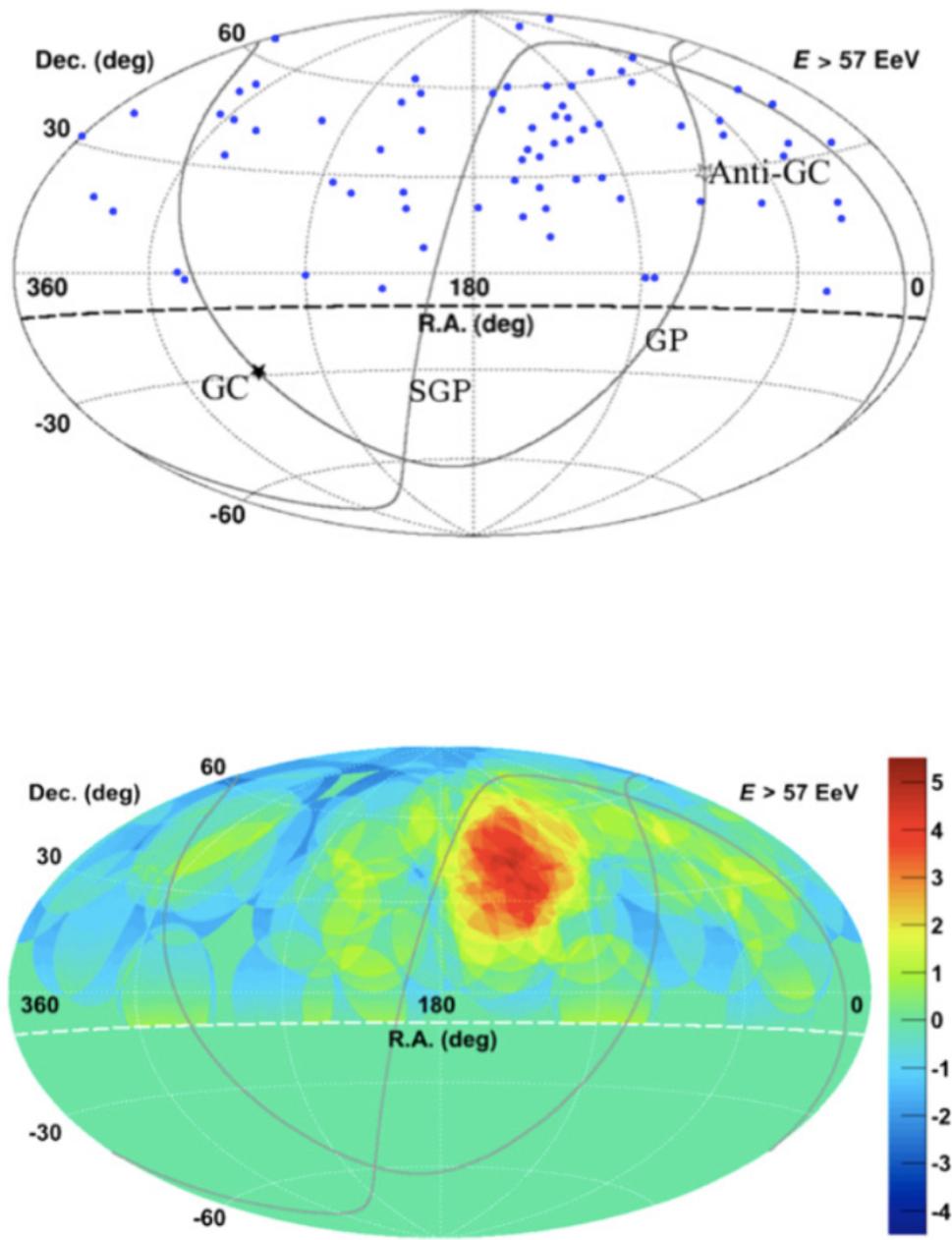


図 3.4: 上図:TA 実験で観測された 57EeV 以上のエネルギーをもつ宇宙線の到来方向。下図:上図の 1 点 1 点について 20 度の円を重ね書きして、その有意度を表したもの [20]。

3.1.1 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、FD は 3ヶ所のステーションに設置されている。Long Ridge(LR) ステーション、Black Rock Mesa(BRM) ステーション、Middle Drum(MD) ステーションの 3つである。LR、BRM 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が 12 台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 3.5 に Long Ridge(LR) と Black Rock Mesa(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 台は、HiRes 実験で使用されていた望遠鏡を移設したものである [30]。

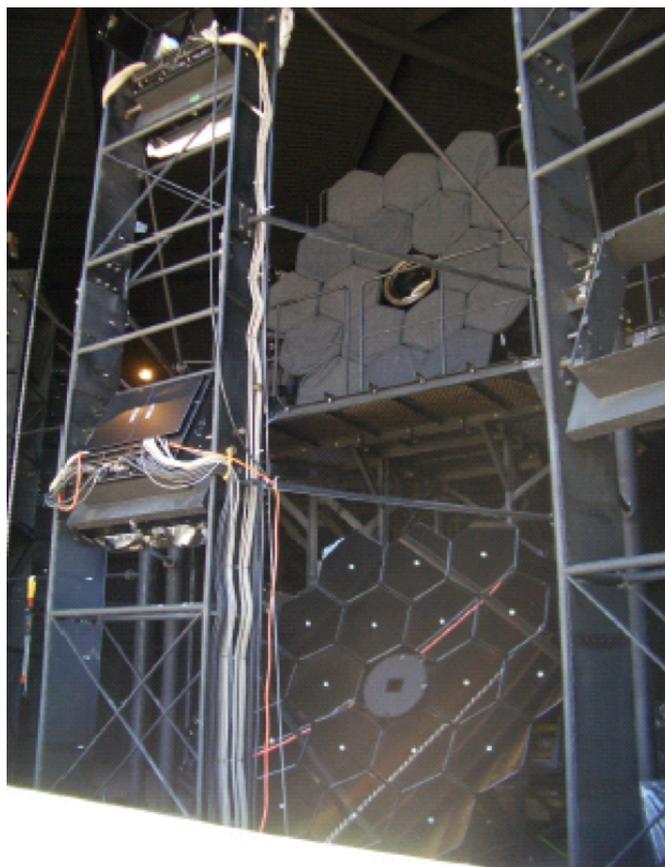


図 3.5: BR ステーションの大気蛍光望遠鏡

3.1.2 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 km^2 の検出面積を持つ。TA の SD アレイは 3 領域の部分アレイから構成されており、各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。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。

SDの粒子検出部分には、1.2 cm厚、2.0 m×1.5 mのプラスチックシンチレータ (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を取り除き、二次宇宙線荷電粒子からの信号を区別する。なお、1層のシンチレータは8枚のシンチレータパネルで構成されている。荷電粒子が入射するとシンチレータは発光する。発生した光は、各層ごとに104本の波長変換ファイバー (Kuraray 製 Y-11) を通じて光電子増倍管 (Electron-tubes 製 9124SA、PhotoMultiplier Tube、以下PMT) 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3.7に、現在設置している35台のSDのシンチレータボックスの構成図を示す。



図 3.6: 現在設置されている TA 実験 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。

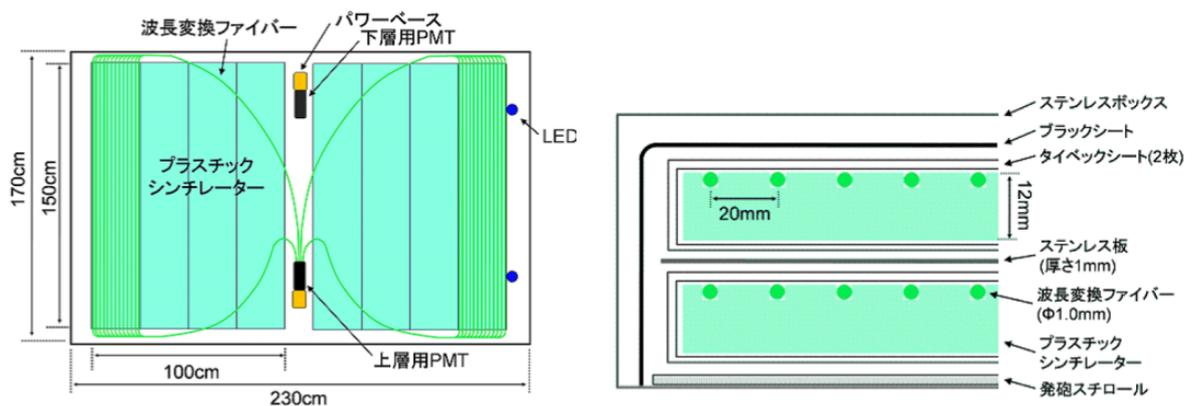


図 3.7: TA 実験 SD のシンチレータボックスの構成図。(左) シンチレータボックスの内部構造 (右) シンチレータボックスの断面図

3.2 NICHE 実験

3.2.1 NICHE 実験の目的

2.2 節で述べたように、エネルギー 10^{16}eV までと 10^{18}eV 以上の宇宙線の質量組成については研究が進んでおり、低・高エネルギー側では組成がはっきり異なっていることがわかっている。しかし、宇宙線の質量組成の変化が起こっているはずの中間エネルギー領域では信頼できるデータは殆どない。

本研究の目的は、この宇宙物理学にきわめて重要でありながら、これまでの研究において観測があまり行われなかったエネルギー領域である $10^{16.5} - 10^{18.5}\text{eV}$ の宇宙線を観測し、エネルギースペクトルを決定するとともに質量組成とその変化を精密に測定し、銀河系内及び銀河系外起源の宇宙線の起源天体、及び転換エネルギー境界を確定させることである。宇宙線の起源が銀河系内であると考えられている低エネルギー側では重い原子核が多く、一方で銀河系外だと考えられている高エネルギー側では陽子が主成分であるはずである。この領域で観測を行えばエネルギーとともに急激な重成分の減少と軽成分の増加が見られるはずで、その遷移がどのエネルギーで起こっているのかを決定することができる。

3.2.2 NICHE 実験方法と実験原理

NICHE 実験では、 $10^{16.5}-10^{18.5}\text{eV}$ のエネルギー領域の宇宙線を観測し質量組成を測定するために、宇宙線が大気中で空気シャワーを発生した際に放射される空気チェレンコフ光を捕らえる。そして空気シャワーを起こした宇宙線の元の原子核が何であったかを決定するためには、空気シャワーの縦方向発達を観測することが重要である。つまり、PMT を夜空に向け空気チェレンコフ光を測定することで、空気シャワーの縦方向発達の様子を決定し、一次宇宙線原子核の質量数判別を行う。2.3.5 項で説明したように空気チェレンコフ光の到着時間分布の特徴によって空気シャワーの縦方向発達の様子を調べ、一次宇宙線の原子核種を決定する。NICHE 実験では、各々の検出器が記録した空気チェレンコフ光のパルス高からエネルギーを決定し、パルス幅からそのチェレンコフ光を発生させた空気シャワーの最大発達深さ X_{\max} を決定する。そして 14 台の検出器それぞれが記録した X_{\max} 、エネルギーの平均値として元の空気シャワーの X_{\max} 、エネルギーを決定し一次宇宙線原子核種の決定を行っている。

3.2.3 検出器配置

14台のNICHE実験検出器はTA実験 Middle Drum FD(MD-FD)の視野角内に、 $300 \times 300\text{m}^2$ の格子状に配置されている(図3.8)。各検出器の位置はGPSモジュール Oregon 600を使って測量してある。

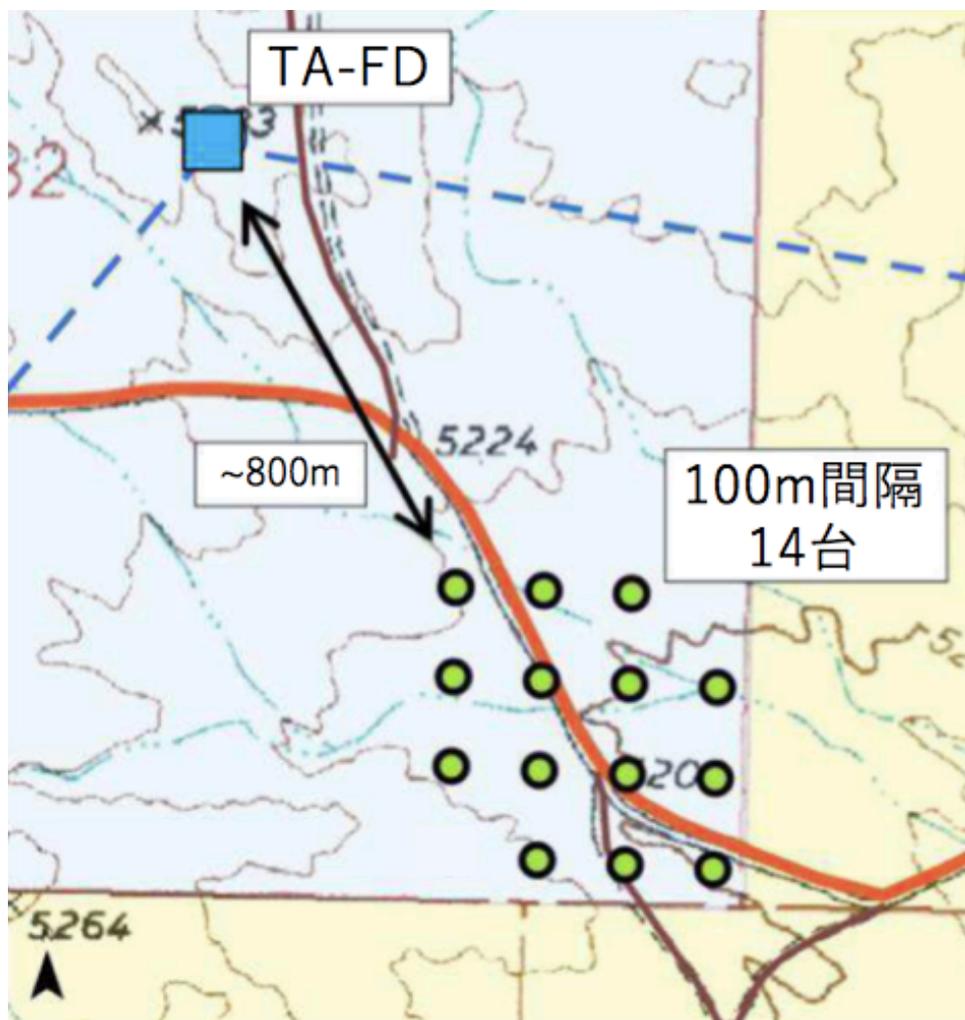


図 3.8: TA 実験の FD と NICHE 検出器の配置図。 が TA の FD。 が NICHE の検出器。 FD は、NICHE 検出器の方向に向いていて、視野の境界線を点線で表している。

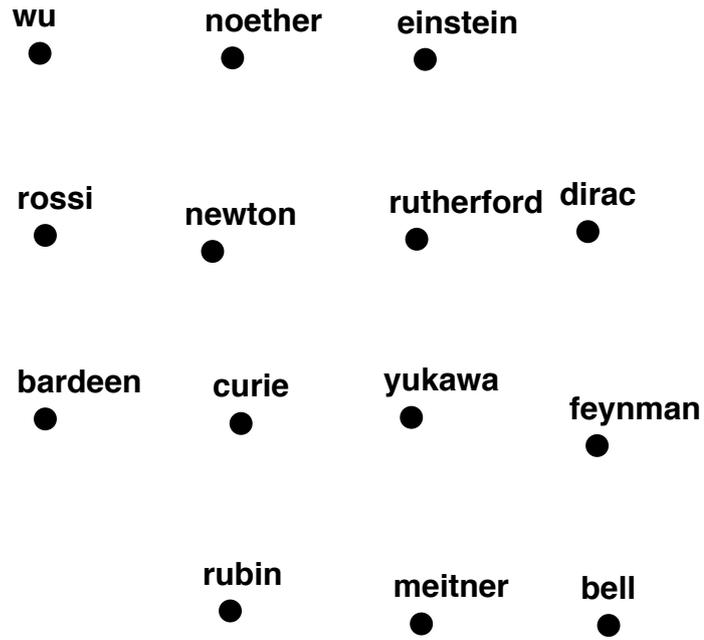


図 3.9: 設置済み NICHE 検出器の名前：全検出器に識別できる名前が割り当てられている

bell	1565.11m
feynman	1564.83m
dirac	1564.90m
meitner	1569.93m
yukawa	1566.67m
rutherford	1566.22m
curie	1567.89m
newton	1568.14m
noether	1568.32m
rossi	1569.44m
wu	1569.50m
einstein	1567.33m
rubin	1572.11m
bardeen	1570.51m

表 3.1: 各検出器の高度

3.2.4 NICHE 検出器

NICHE は TA の大気蛍光望遠鏡とは違い、検出器に向かって降ってくる空気チェレンコフ光を検出するために少数の PMT で観測を行うことができ、実験にかかるコストも比較的安く抑えることができる。検出器は上に向けた 1 本の PMT を持つ簡単な構造になっており、効率よく空気チェレンコフ光を検出できるように、視野角 45 度の集光コーンを取り付けてある。また、夜の間に観測され、日の出ている時間帯は観測しないため、検出器には開閉のできるシャッターが取り付けられており、観測をしないときにはシャッターが閉まっている。

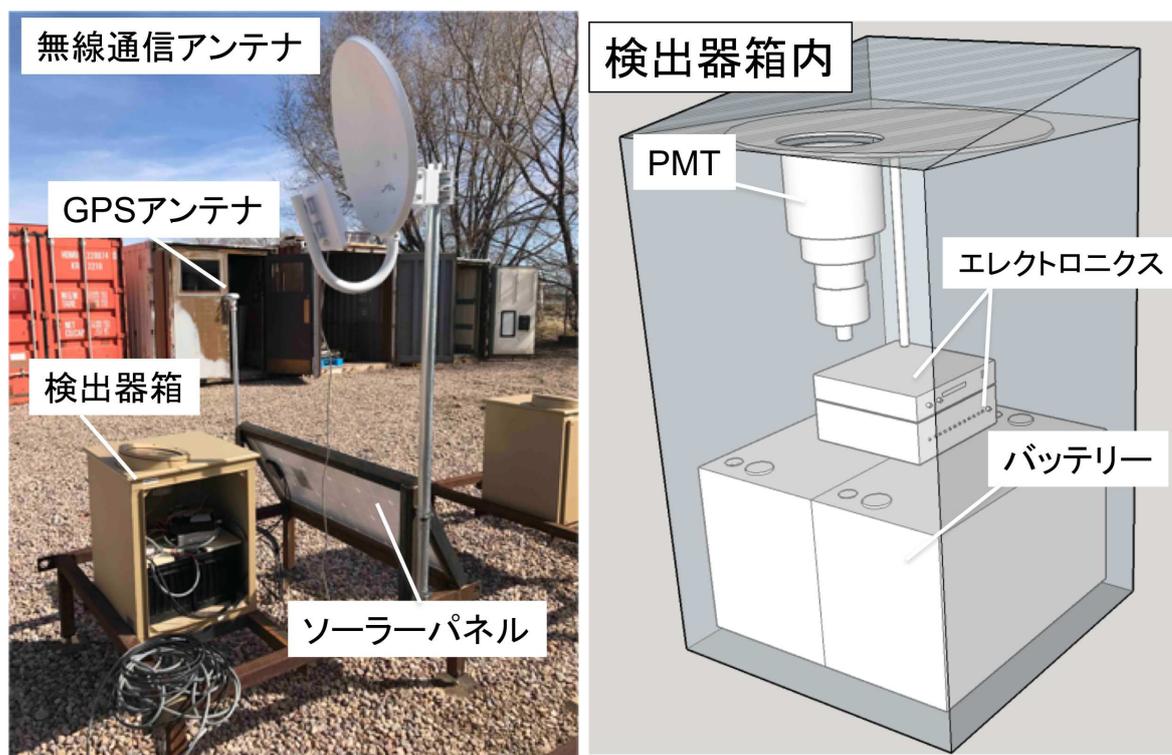


図 3.10: 検出器の外観（左）と検出器箱内の概略図（右）。

図 3.10 のように、検出器は主に無線通信アンテナ、GPS、PMT、エレクトロニクスである測定ユニット及びコントロール回路から成る。各実験装置の役割及び性能については 4 節で後述する。

3.2.5 トリガー方法

観測中には、検出器レベルでのセルフトリガーを採用している。検出器は PMT による観測から、FADC を介し横軸が時間、縦軸が ADC 値のパルス波形を記録する。FADC は 200MHz のサンプリングであるから、その時間分解能は 5ns である。FADC は信号がないときに 1023 ポイント (1 ポイント = 5ns) のノイズの振れ幅 σ を常に計算しており、次の 1023 ポイントでの信号判定のためのスレッシュホールドとして設定する。また、事前に設定しておいた 2, 4, 8, 16, 32 いずれかの場合の移動平均を常に計算しており、(移動平均後の値 - 平均値)² > (トリガ発生のない 1023 ポイントの母分散 σ) × (スレッシュホールド値) を満たしたときにトリガーが発行される。

なお、観測データ解析時には、各検出器で得られた観測データからコインシデンスイベントを見つける。

第4章 NICHE 実験装置

NICHE 実験装置は大きく分けて FADC を持つフロントエンドである測定ユニット、コントロール回路、PMT からなる。

4.1 測定ユニット

NICHE 検出器が持つ測定ユニットは、Linux を搭載しておりインターネットを経由してのログインができ、遠隔の操作により、観測開始/終了、検出器のステータスの取得及びデータ収集を行う。測定ユニットは、サンプリングレート 200MHz、ADC 分解能 12bit の FADC を搭載している。

一般的に空気チェレンコフ光信号のパルス波形幅は数百 ns なので 200MHz のサンプリング周波数つまり 5ns 間隔でサンプリングすれば、十分な波形幅を持つ信号データを取得することが可能である。また FADC のサンプリング周波数は 200MHz であることから、ナイキスト周波数が 100MHz に決まる。また、エイリアスを避けるため、カットオフ周波数 100MHz の 2 次のバターワースフィルタを FADC の直前に組み込んである。

Clock	200MHz
FADC	12bits
100MHz filter	2nd-order butterworth
Linux	ARM CPU

表 4.1: 測定ユニットエレクトロニクス



図 4.1: 測定ユニット：表 4.1 のように仕様を決定し、ブレインズ社に作成を委託した。

検出された信号には、FADCを介して波形データとして取り込まれる際に時間情報として、GPSモジュールによる1PPS信号によって較正された時間と1PPS信号と同期したクロックカウンタ数が与えられる。1psの分解能を持つパルスジェネレータから同時に2つの検出器に信号を入射し各検出器に保存された同信号に対する時間情報の差を取り、時間情報の正確さを調べた結果を図4.2に示す。およそ1クロックカウンタ(5ns)分の時間差を持つことがわかる。

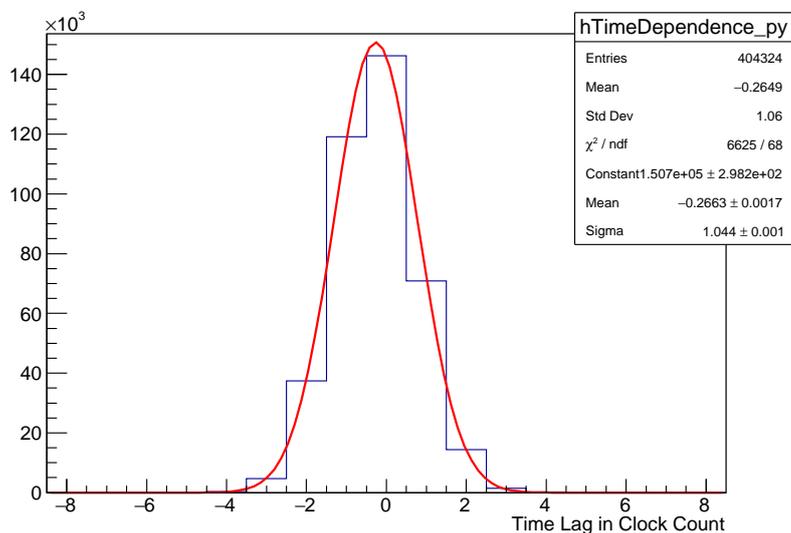


図 4.2: 時間情報の正確さ。

4.1.1 FADC

測定ユニットの持つFADCの入力はACカップリングのバイポーラ入力となっており、最大1.536Vのデータ記録が可能である。PMTからの信号は負電圧であるため、FADCに入力される信号は正極性に反転される。ADCは12bits、サンプリングレートは200MHzであり、ADCと時間の分解能はそれぞれ $1.536\text{V}/2^{12} = 0.375\text{mV}$ 、5nsである。

3.2.5項で述べたように測定ユニットはFADCに入力された信号をセルフトリガーで保存する。セルフトリガー条件のパラメータ(表4.2)は測定ユニット上で設定することができて、観測対象に応じて移動平均ポイント数やトリガースレッシュホールド値が変更可能である。観測時にはチェレンコフ光の波形幅とベースラインのふらつきを考慮して移動平均ポイント数を8(40ns相当)、トリガースレッシュホールド値を49(7 σ 相当)にしている。セルフトリガーされると、トリガーされたポイントを含む合計1024ポイントが保存されるが、トリガ位置はこの区間内で任意の値に変更可能で、中心付近の500ポイント目が採用されている。

セルフトリガー条件を満たしたポジションは測定ユニットで事前に設定されたトリガ位置(500ポイント目)にセットされる。測定ユニットで得られた波形例を図4.3に示す。

移動平均ポイント数	4, 8, 16, 32
トリガースレッシュホールド値 σ^2	0-255

表 4.2: セルフトリガー条件のための設定可能パラメータ

トリガ位置 (ポイント)	0-1023
レベルシフト (V)	0-0.8
ゲイン (dB)	0-24

表 4.3: その他の測定ユニットで設定可能なパラメータ :

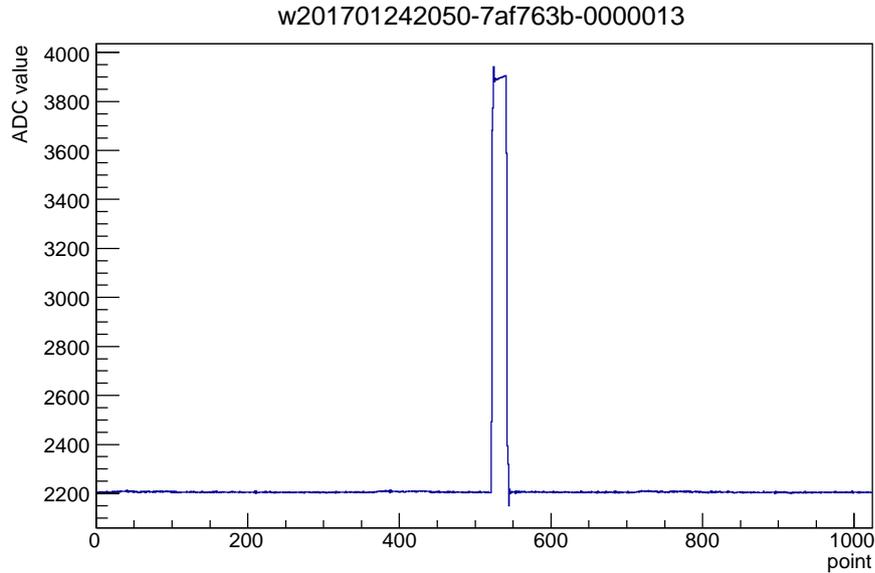


図 4.3: 測定ユニットに波高 0.8V の矩形波を入力した際の信号。横軸のポイント数は 0 から 1023 まで縦軸の ADC 値は 0 から 4095 まで取る。レベルシフトとゲインはともに 0 で、トリガ位置は 500 ポイントにセットされている。GPS の 1PPS と同期したトリガ位置における時間情報がグラフ上部に表示されておりハイフンを挟んで左から順に、年日時分秒、直前に 1PPS 信号受信してから数えられたクロックカウンタ数 (16 進数)、波形取得開始してから得られた波形数に対応している。この波形は 2017 年 1 月 24 日 20 時 50 分、 $128939579(0x7af763b) \times 5ns = 644697895ns$ に取られたものであるとわかる。

PMT からの入力電圧は常に負のため、レベルシフトを 0.8V に設定すれば波形保存可能な領域が増え測定できる信号の幅が広がるが、レベルシフトを増やすとベースラインのふらつきが大きくなる。ベースラインのふらつきは周期的なものになっており解析時に鋸歯状波によるフィットでノイズを除くことが可能である。しかし、ベースラインのふらつきが大きいため検出できる信号の最小波高が大きくなってしまふことを懸念して、観測時にはベースラインのふらつきが最も小さくなるようなレベルシフトが採用されている。そのようなレベルシフトは検出器固有の値であるが図 4.4 より 0.05V 程度である。

後述する PMT に入力する HV を変えることで信号の大きさを変化することができるため測定ユニットのゲインは使わず、常に 0dB にしている。

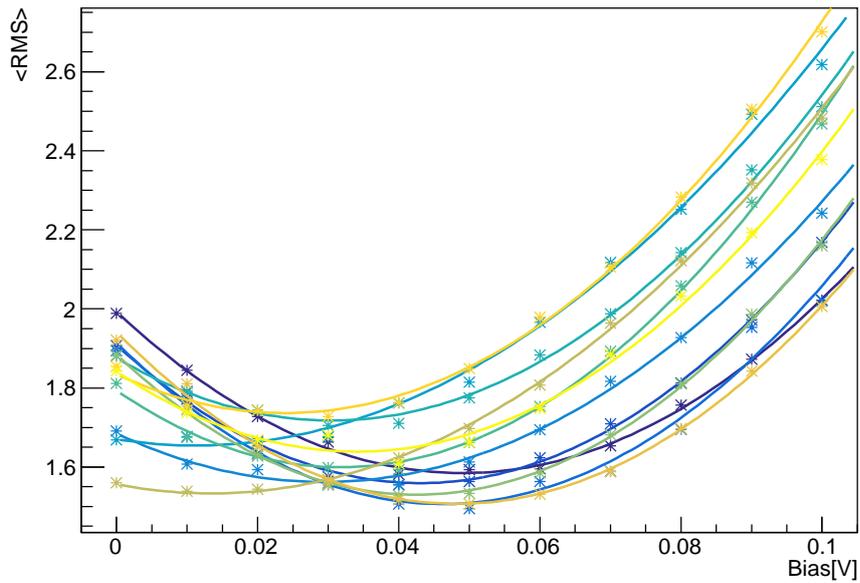


図 4.4: レベルシフト Bias とベースラインのふらつきの平均値 $\langle \text{RMS} \rangle$ の関係。12 台の測定ユニットの結果が色分けされて描かれている。スターはデータ点を示し 1 点あたり 170 程度のデータが記録されている。実線はデータ点をフィットしたもので二次関数を使っている。観測時にはフィット関数上で最小になる所のレベルシフトを使い、今回測定していない残り 3 台の測定ユニットに対しては 12 台分の平均値を使う。

移動平均ポイント数	8
トリガースレッシュールド値 σ^2	49
トリガ位置 (ポイント)	500
レベルシフト (V)	~ 0.05 (検出器固有の値を使う)
ゲイン (dB)	0

表 4.4: 観測中に設定しているパラメータ

4.2 コントロール回路

各検出器には PMT の HV 電源の ON/OFF や検出器のシャッターの開閉などを測定ユニットを用いてコントロールするための回路が搭載されている。コントロール回路の電源はバッテリーからの 12V を用いるが、コントロール回路自体は内部で 3.3V で動作するので、スイッチングレギュレータを用いて 12V から 3.3V への変換される。

- PMT への HV 電源の ON/OFF を Relay で行う。Relay に測定ユニットのデジタル出力のあるポートから High/Low が渡され、ON/OFF を行う仕組みである。HV 出力の設定は、測定ユニットの DAC 出力 (0-5V) を受け取って制御される。また、HV 電源からの高電圧出力は、1/1000 分圧器を介して測定ユニットの低速 ADC によるモニターが可能である。

- 検出器のシャッターの開閉を行う。測定ユニットからの Open/Close 命令を受け取り、東芝製モータードライバを介してモーターへの 12V 電源の制御を行っている。また、シャッターの Open 側、Close 側にはどちらもリミットスイッチを取り付けており、シャッターが開ききった状態、閉まりきった状態を検知し、モータードライバがハード的にモーターへの電源供給をストップさせることができる。この動作は測定ユニットからの Open/Close よりも優先されるため、もし何らかの理由によって Open/Close のコマンドが出続けてしまったとしても、モーターが回り続けて装置を破損してしまうことはない。

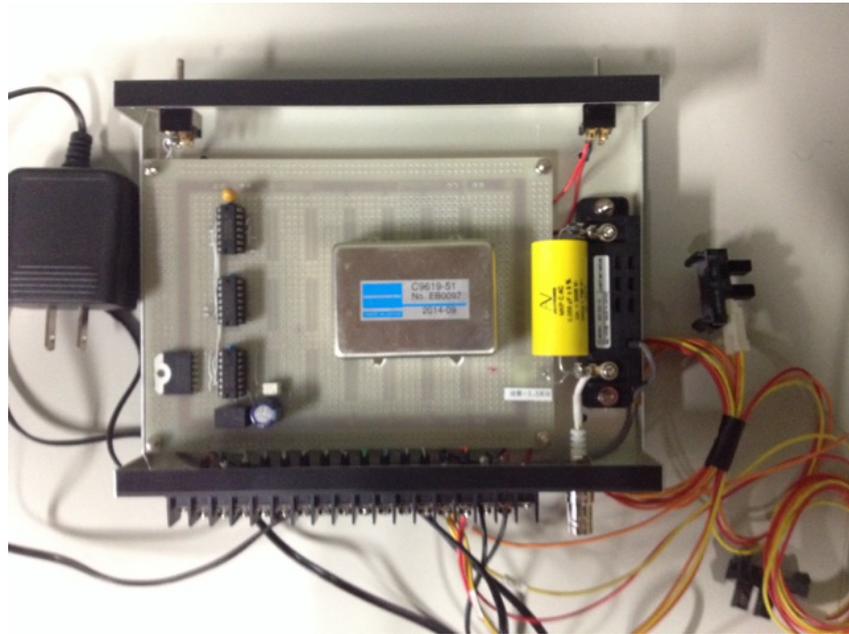


図 4.5: コントロールボックスの回路写真:HV(真ん中にある銀色の物体)用のコンデンサーは右側の黄色い物体。HV 用コンデンサーのすぐ右隣りに取り付けてあるのは 1/1000 分圧器。基板の左端に取り付けてあるのがモータードライバ。2つのリミットスイッチ(右側にある赤線につながっている黒いブロック状の物体)は突起間に何か遮蔽物が挿入されると、センサーが遮断され、電圧が落ちる仕組みである。

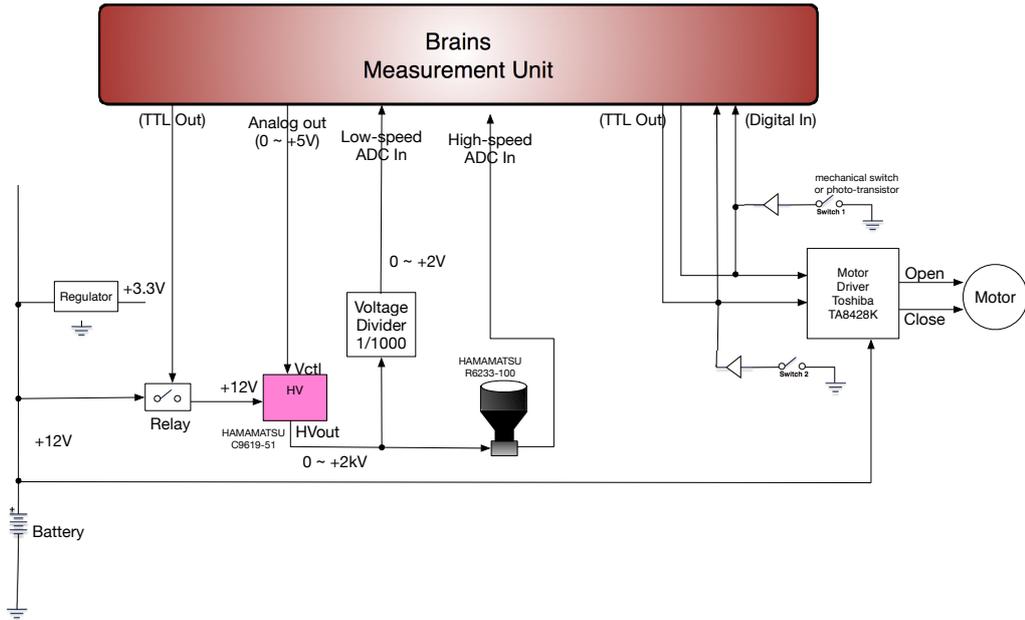


図 4.6: 測定ユニットによるコントロールダイアグラム

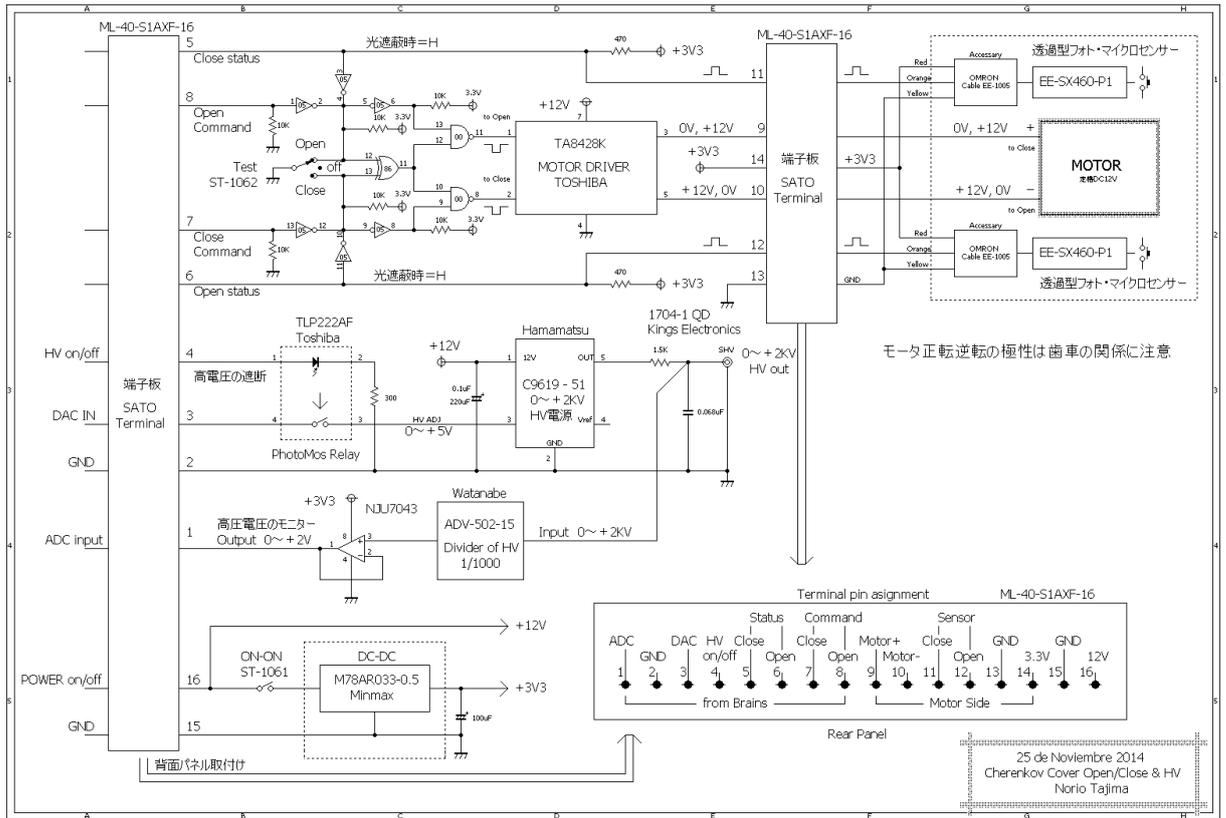


図 4.7: コントロールボックスの回路図

4.3 PMT

NICHE 実験ではPMT を用いて空気チェレンコフ光の観測を行う。検出器に向かってくるチェレンコフ光を観測するので、PMT は受光面がバルブ頭部に取り付けられているヘッドオン型のもので使用されている。また空気チェレンコフ光は非常に微弱な光で、観測されるパルス幅も数百 ns であるため、PMT(R6233-100) の電子増倍部分は、電子収集効率の高いボックス型と時間応答性が極めて早く、時間分解能の良いラインフォーカス型を組み合わせた構造を採用している。



図 4.8: PMT 写真：受光面の直径は 70mm。

光電面直径	70 mm
感度波長範囲	300 ~ 650nm
最高量子効率波長	350nm
カソード	Bialkali
ダイノード構造/段数	BoxLinfocus/8
量子効率	35%
立ち上がり時間	9.5ns

表 4.5: PMT(R6233-100:浜松ホトニクス) の特性

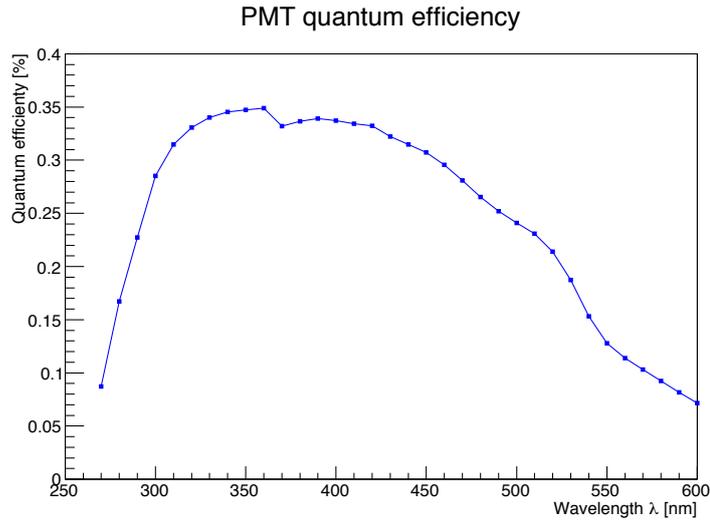


図 4.9: 浜松ホトニクス社提供データによる PMT の量子効率：300-450nm 付近に最大量子効率を持つ。

4.3.1 HV-PMT ゲイン関係

PMT ゲインは陽極からの出力電流と陰極からの光電子電流との比で、一般的に、 n 段のダイノードを持つ PMT の陽極-陰極間に V の電圧を印加した場合の PMT ゲイン μ は $\mu = KV^n$ で与えられる。ここで K は定数で、 α はダイノードの形によって決まり、0.7-0.8 の値を取る。PMT(R6233-100) のダイノードの段数は 8 段であるから、PMT ゲインは印加電圧の 5.6-6.4 乗に比例することになる。

安定光源である YAP (図 4.10) を光電面に貼り付け、PMT に印加する HV を変化させた際の PMT からの信号を FADC を介して得た ADC 値積分値を測定して得られた HV と PMT(R6233-100) のゲイン関係を図 4.11 に示す。さらに他 13 台に対しても同等の測定をし得られた傾きの分布を図 4.12 に示す。

観測時には、測定したゲインの式を使い全検出器のゲインを揃えている。

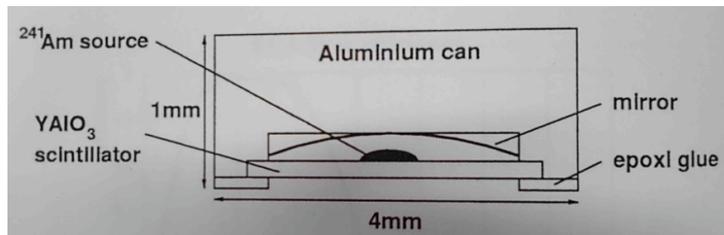


図 4.10: YAP の構造。放射性同位体である ^{241}Am から放出されるアルファ線によるシンチレーション光を利用する [23]。

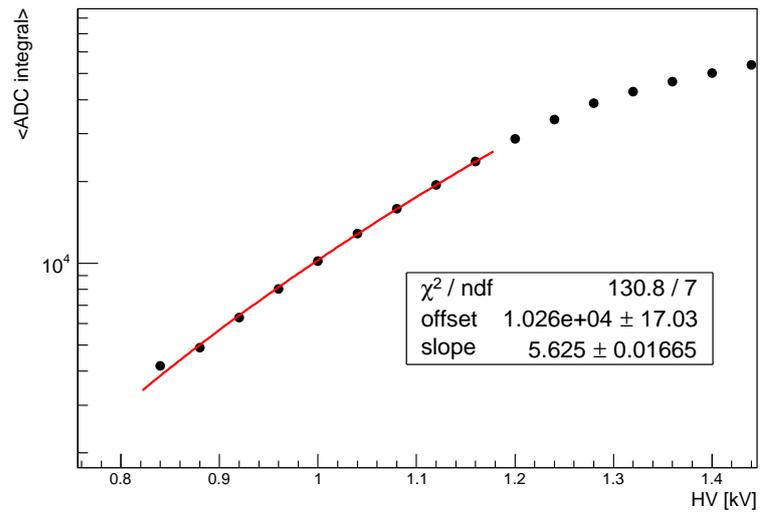


図 4.11: HV-PMT ゲイン関係。横軸が HV 値で縦軸が測定ユニットで読み取った信号の積分値の片対数グラフ。赤線は冪関数によるフィット関数であるが、サチュレートした信号を含むデータ点はフィットされていない。

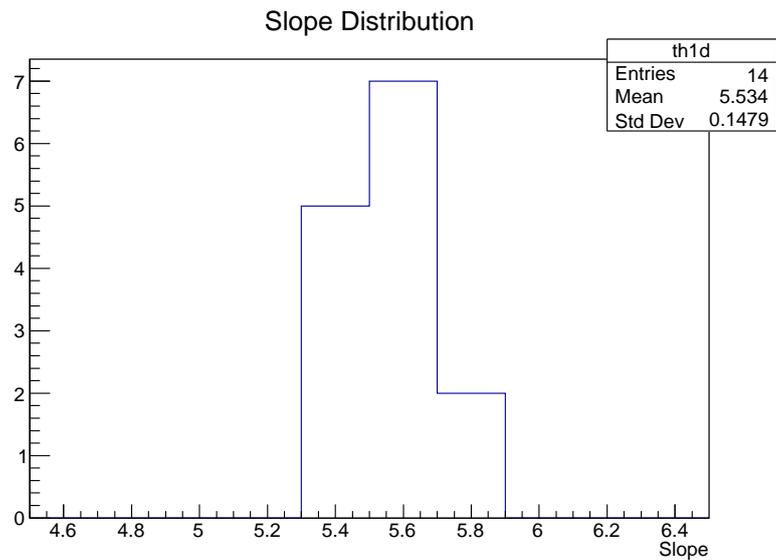


図 4.12: 14 台のゲインの傾き分布。

4.3.2 CRAYS による PMT 絶対ゲイン測定

観測時にはエネルギー決定のために、得られた ADC 値から PMT に入射した光子数を求める必要がある。TA 実験の PMT ゲインの絶対較正にも使われた CRAYS(Calibration using RAYleigh Scattering)[24] を使い 1 光子相当の ADC 値が得られている。

CRAYS では、窒素レーザー (337.1ns) を純気体 (> 99.9999%; N₂, Ar) が詰められたチャンパーに入射させる。入射したレーザーは気体分子によりレイリー散乱され、一部の光子が PMT に入射する。その過程はシミュレーションによるレイトレースで計算することができ、実際に測定された ADC 値とシミュレーションによる PMT に入射した光子数を対応付けることで 1 光子に相当する ADC 値を求めることができる。結果を図 4.13 に示す。

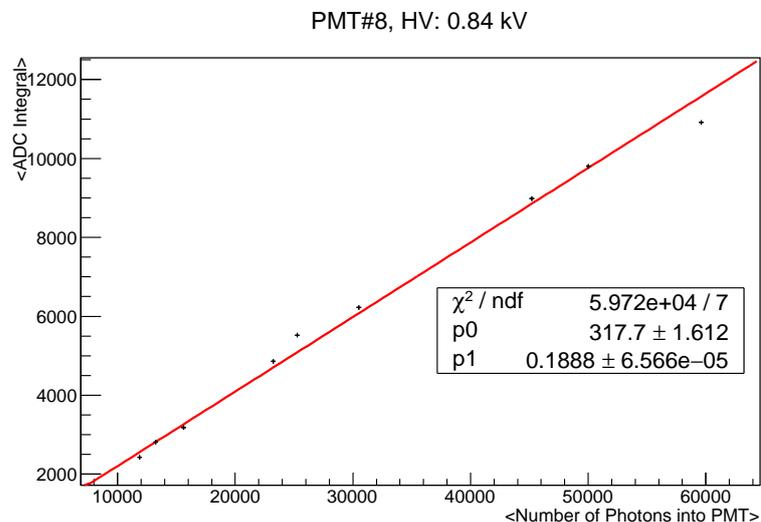


図 4.13: ADC 値と光子数の関係。

4.4 ネットワーク

検出器間隔はそれぞれ 100m であり、屋外においてデータのやり取りにケーブルを使うことは困難であるので、無線 LAN による長距離通信を使う。アクセスポイントとして、長距離通信が可能である Rocket M 900 Base Station を使う。ネットワーク環境を整えることで日本から MD-FD ネットワークに接続された、各検出器を制御し DAQ を行うメイン PC にアクセスすることが可能である。

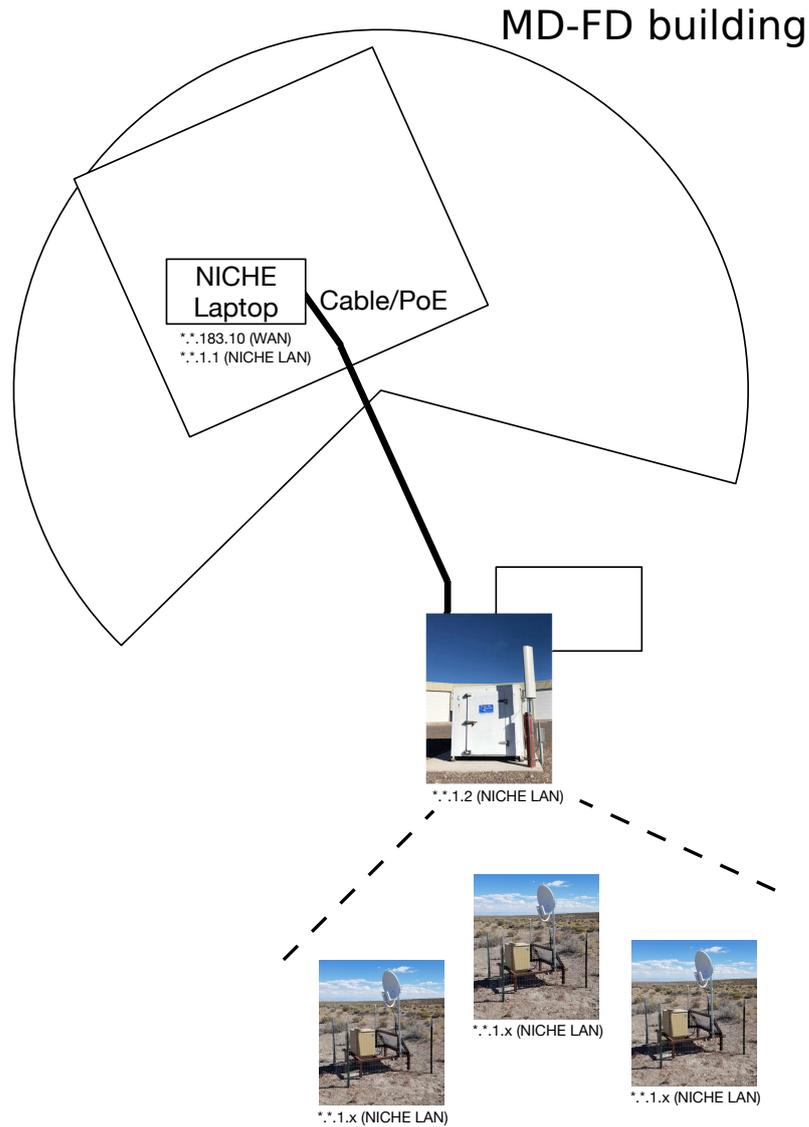


図 4.14: メイン PC と検出器を含むネットワークの概略図

4.5 発電システム

実験に用いる検出器はアメリカのユタ州にある砂漠地帯に設置され、各検出器への電力の供給は太陽光発電によって行う。本実験の検出器のメインである測定ユニットの消費電力は 10W であり、検出器の稼働時間は一日中であるから、合計 240Wh の電力量が最低でも必要となる。また、一日の平均発電時間を 5 時間とするとソーラーパネルの最大出力電力は最低でも 48W、バッテリーの容量は $240 \div 12 = 20\text{Ah}$ が必要である。

- ソーラーパネル：最大出力電力 100W
- チャージコントローラ：12V, 10A
- バッテリー：鉛蓄電池 ×2、DC12V, 100Ah

現在、バッテリーにはリチウムイオン電池のほうがよく用いられているが、本実験には、TA 地表検出器での使用実績をふまえて鉛蓄電池を使用している。また、実験場所は砂漠地帯で夜になるとかなり冷えるためにバッテリーの性能はかなり落ちる。そのための予備電源を含めバッテリーを2つ用いることにしている。また、繰り返し充放電行う際によく用いられるディープサイクルバッテリーを採用している。チャージコントローラー容量 10A はソーラーパネルの最大出力電圧の最大値 ($12V \times 10A = 120W$) を決定するものであり、使用されているソーラーパネルが 100W であるためこのような仕様になっている。

第5章 NICHE 実験のためのシミュレーション

イベント再構成ソフトウェアを開発し性能を評価するには、シミュレーションで生成する擬似空気シャワーイベントが必要である。この章では NICHE 実験用に開発されたシミュレーションソフトウェアについて説明する。

空気シャワーとチェレンコフ光の生成部分は TA 実験を含め宇宙線解析分野で広く使われている CORSIKA を利用した。CORSIKA の出力データから検出器の特性や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も行われる。

5.1 空気シャワーモンテカルロシミュレーション

空気シャワーとチェレンコフ光シャワーを生成する部分は、KASCADE 実験で開発された CORSIKA(version: 7.7100)[25] を使う。CORSIKA を使い一次宇宙線が大気中に入射してから起こる 2.3.1 項で説明した諸反応を粒子レベルで計算し、観測高度 1580m まで空気シャワーの発達と減衰を計算する。チェレンコフ光を生成するオプションを加え空気シャワー中の荷電粒子成分によるチェレンコフ光シャワーも生成する。

CORSIKA は観測高度に達した粒子及び光子の位置情報、時間情報及び運動量ベクトルをバイナリデータとして出力する。出力データ量を減らすため、また、粒子成分は必要がないため保存せず、空気シャワー由来のチェレンコフ光による光子のみを保存する。

ハドロン相互作用モデルとして高エネルギー領域では QGSJET-II[26]、低エネルギー領域では GHEISHA[27] を、電磁相互作用については EGS4[28] を使う。

5.1.1 コアポジションの散乱

本研究では計算にかかる必要時間を減らすために 1 つのシャワーに対して、20 回検出範囲をずらして空気シャワーの描像は完全に同一であるがコアポジションのみが異なる 20 個のシャワーを生成している。また、コアポジションは NICHE 検出器アレイ中心か 100m(図 5.1 の赤い四角)より内側の範囲でランダムにした。

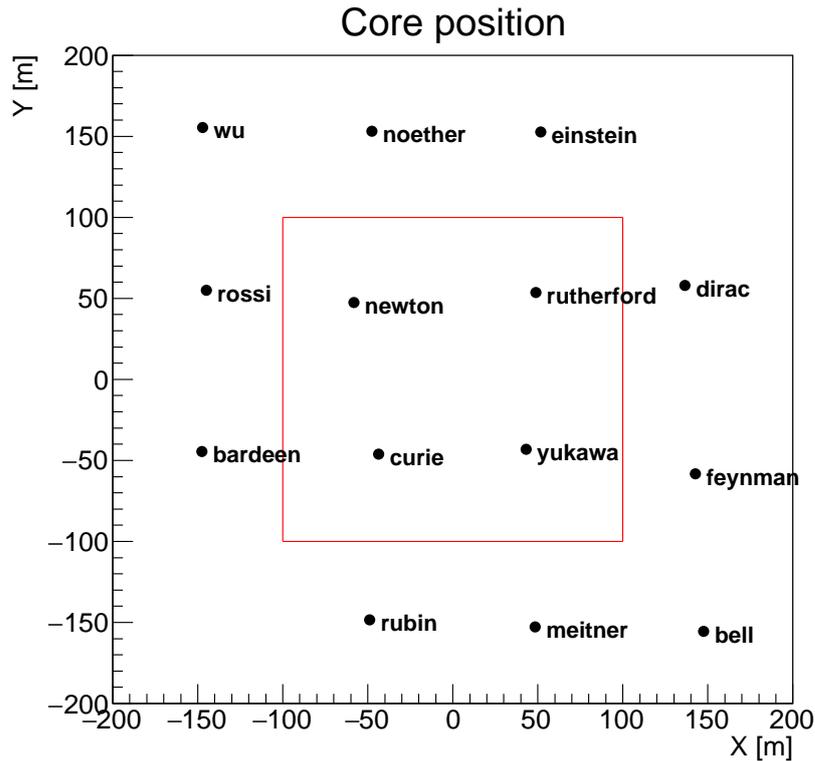


図 5.1: 赤い四角の内側にランダムでコアポジションを設定した。

5.2 検出器シミュレーション

5.2.1 PMT の量子効率

PMT の量子効率は図 4.9 の浜松ホトニクス社提供データに基づいて CORSIKA シミュレーション時に考慮される。

5.2.2 レイトレース

今回の CORSIKA シミュレーションの設定ではチェレンコフ光の生成から NICHE 検出器箱の穴に入ったかどうかまでしかシミュレートされない。そのため検出器箱の穴に入った光子が PMT まで到達したかどうかを計算するためのレイトレースを行う必要がある。レイトレースには光線追跡シミュレータ ROBAST (ROOT Based Simulator for Ray Tracing) を使う。ROBAST で再現した NICHE 検出器の全体図と検出器箱の断面図を図 5.2 に示す。

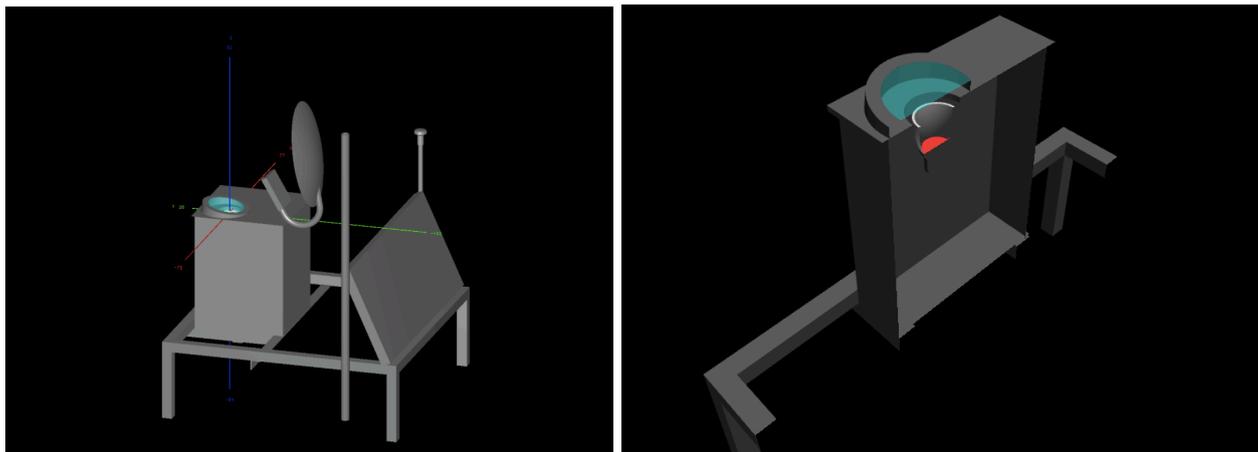


図 5.2: ROBAST を用いて再現した NICHE 検出器の全体図と検出器箱の断面図 (右) 赤い部分が PMT の光電面。

ウィンストンコーンの入り口面の中心から半径 5cm の範囲でランダムな位置に天頂角を任意に変えて光子を 10000 個入射させた。その結果を図 5.3 に示す。これを見ると、入射する光子は天頂角が 45 度より傾くと PMT まで到達できないことが分かる。また、天頂角が 45 度よりも小さくともウィンストンコーンの縁に弾かれたり、検出器箱の穴とウィンストンコーンの間から抜けたりすることで PMT まで到達できない光子は少なからず存在する (図 5.4)。

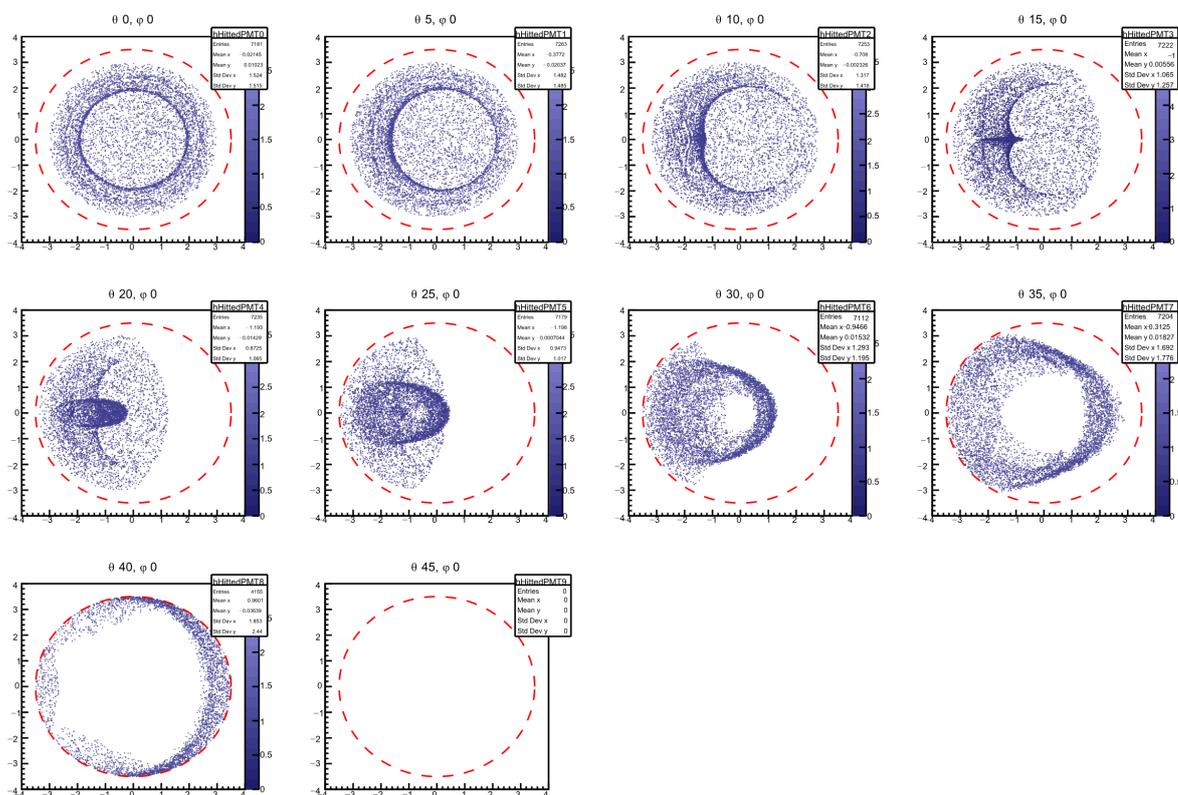


図 5.3: 赤い点線が PMT の光電陰極面の縁、青い点が光子が当たった場所

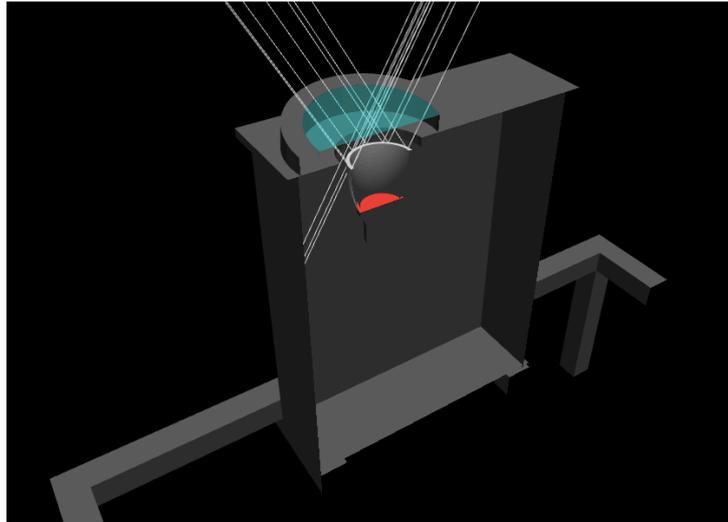


図 5.4: 白い線が光子の軌道である。図右上から光子が入射した様子。

5.2.3 擬似ノイズの生成

擬似ノイズはSawtooth Fit(5.1)式を用いて再現する。実データのノイズを(5.1)式をでフィットした結果を図5.5に示す。p[0]はオフセット、p[1]は周波数、p[2],p[4],,,,p[18]は振幅、p[3],p[5],,,,p[19]は位相である。

$$SawtoothFit : p[0] + \sum_{i=1}^9 p[2i] \cos(ip[i]x + p[2i + 1]) \quad (5.1)$$

w20190502033851-8f35779-0000014

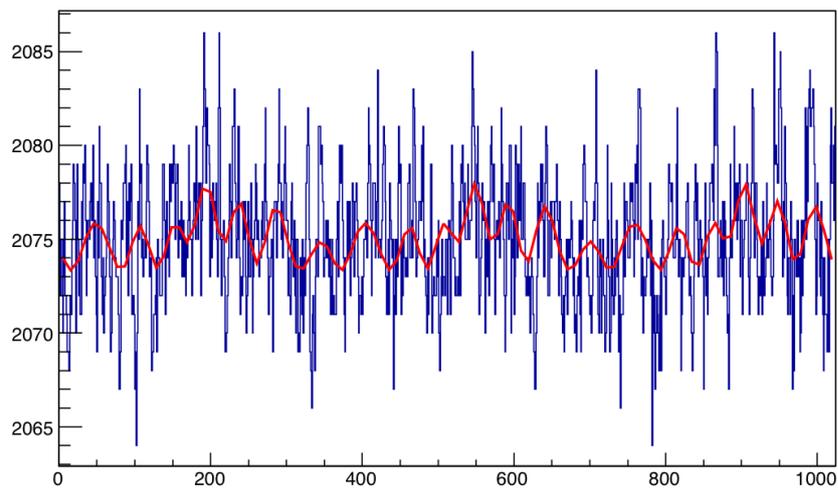


図 5.5: 観測前のバックグラウンド測定で得られたノイズを(5.1)式でフィットした結果である。

実データのバッファを除いた1ファイル分4084個(4096-12)のノイズに対してフィットした。その結果から得られたパラメータの分布を図5.6に示す。

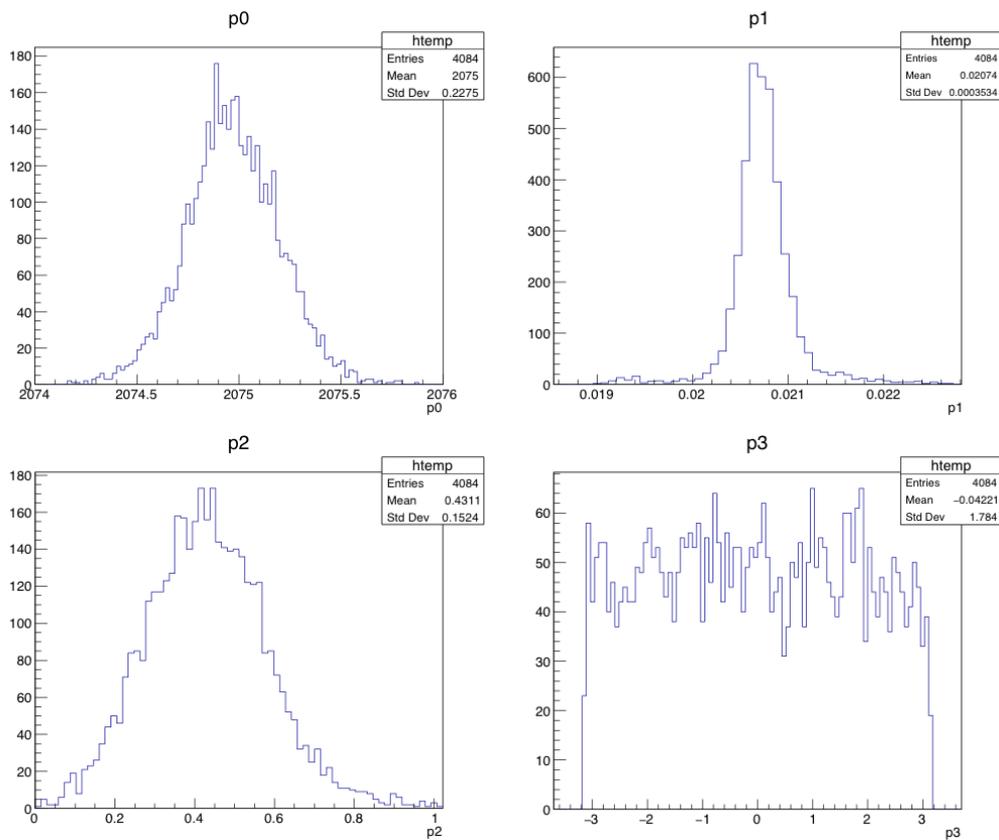


図 5.6: 左下図は振幅の例として p[2] の分布を示す。右下図は位相の例として p[3] の分布を示す。

図 5.6 の分布から各パラメータをランダムに決定し、擬似ノイズを再現する。位相のパラメータのみ位相差の分布からランダムにパラメータを決定する。図 5.7 にこの方法で再現した擬似ノイズと観測から得たノイズの FADC の分布を左図に、FFT の平均値を右図に示す。

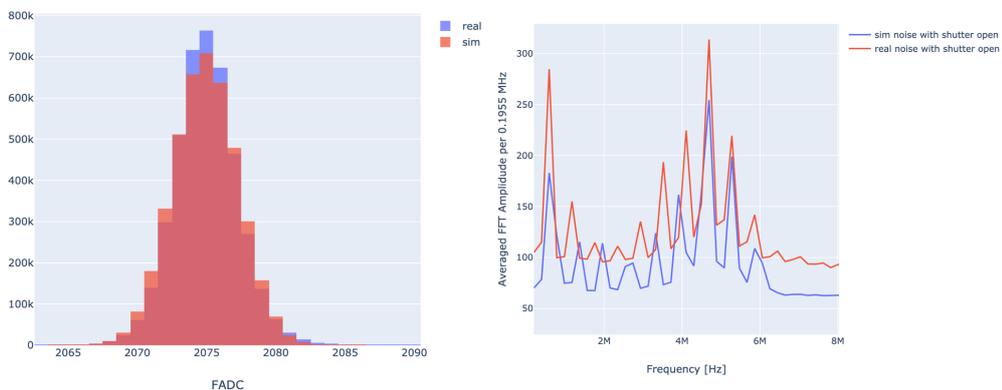


図 5.7: 再現した擬似ノイズ (赤) と観測から得たノイズ (青) の 4086 個分の FADC の分布 (左図) と FFT の平均値 (右図) である。

5.2.4 PMT インパルスレスポンスの再現

実際に観測で得られる信号を再現するために Tunka 実験で使われていた、チェレンコフ光の信号をフィットする関数 (5.2) 式を使う。実際の観測で得られた信号を (5.2) 式でフィットした例を図 5.8 に示す。

$$C(r) = \begin{cases} bg + Ae^{-f^{2+0.5f}} (f = |x|/t_{front}) & h = \begin{cases} 1.7 - 0.5g & (g < 0.8) \\ 1.3 & (else) \end{cases} \\ bg + Ae^{-g^h} (g = |x|/t_{droop}) & \end{cases} \quad (5.2)$$

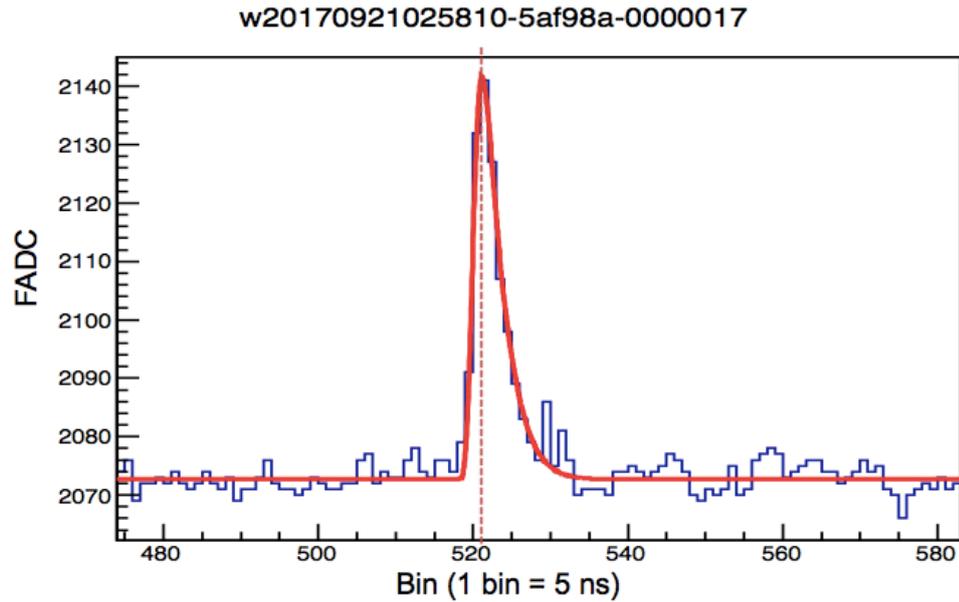


図 5.8: 観測で得られた信号 (青) と (5.2) 式でフィットした結果 (赤) である。

ここで $t_{front}=2.5\text{ns}$ 、 $t_{droop}=10.7\text{ns}$ の固定値を使用した。光子バンチ毎に光子数を (5.2) 式の積分値と対応させて信号を生成し、積み上げて足し上げることで観測で得られるような信号を図 5.9 のように再現する。

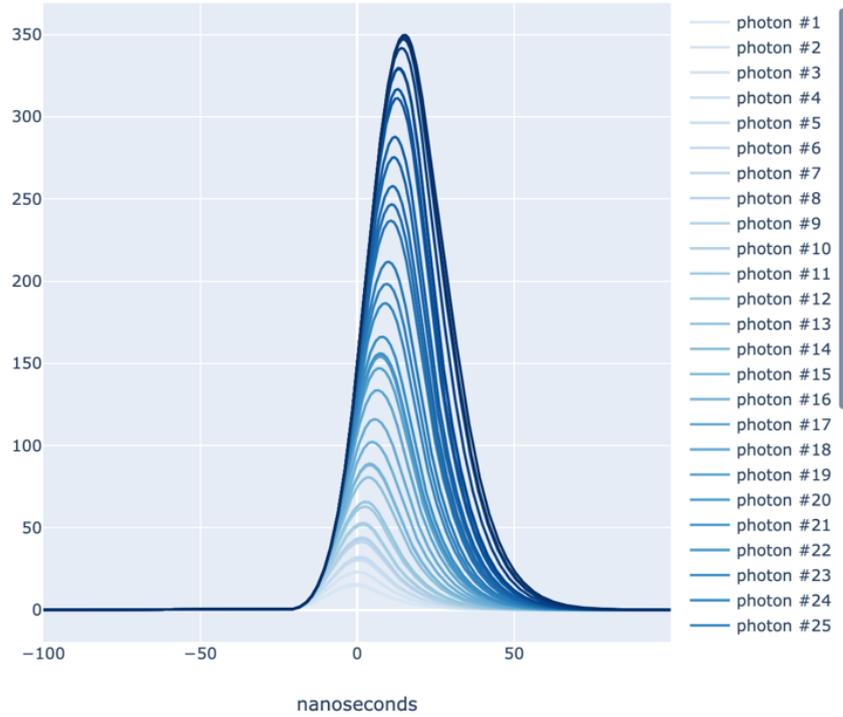


図 5.9: 線の色が濃くなるほど信号が足し合わされている。

5.3 空気チェレンコフ光横方向分布フィッティング

空気チェレンコフ光の横方向分布は 2.3.6 項で述べたように複数の関数で記述できるような複雑な描像を表している。本研究では NICHE 実験に場所と標高がともに近い CASA-BLANCA 実験で使われていた横方向分布 (2.25) 式を参考にした。

二つの関数の分かれ目である 120m という値は CASA-BLANCA 実験特有の値である。そのため、この値を NICHE 実験に適したものに変更する必要がある。ここでは NICHE 実験に適した分け目の決定方法について説明する。また、本研究ではシミュレートしたイベントの到来方向は全て垂直で解析で使用する到来方向とコアポジションの情報は CORSIKA の出力から得られた真値を使用する。

CASA-BLANCA 実験の横方向分布の 120m の部分をフリーパラメータに置き換え、整理すると以下のような式になる。

$$C(r) = \begin{cases} C_R e^{s(1-r/R)}, & 0\text{m} < r \leq R\text{m} \\ C_R (r/R)^{-\beta}, & R\text{m} < r \leq 500\text{m} \end{cases} \quad (5.3)$$

そして i 番目の検出器で記録された光子数を C_i 、 i 番目の検出器とシャワー軸との距離を r_i とすれば *Reduced* χ^2 は、

$$\text{Reduced } \chi^2 = \sum_i \left(\frac{C_i - C(r)}{\sigma_{\text{photon}}} \right)^2 / Ndf \quad (5.4)$$

となる。ここで $\sigma_{phton} = \sqrt{C_i}$ とする。(5.3) 式の R を任意に変化させて、 $Reduced \chi^2$ を指標に NICHE 実験に適した分け目を決定した。 $Reduced \chi^2$ と R[m] の散布図を図 5.10 の左図に示す。

R[m] vs ChiSquare

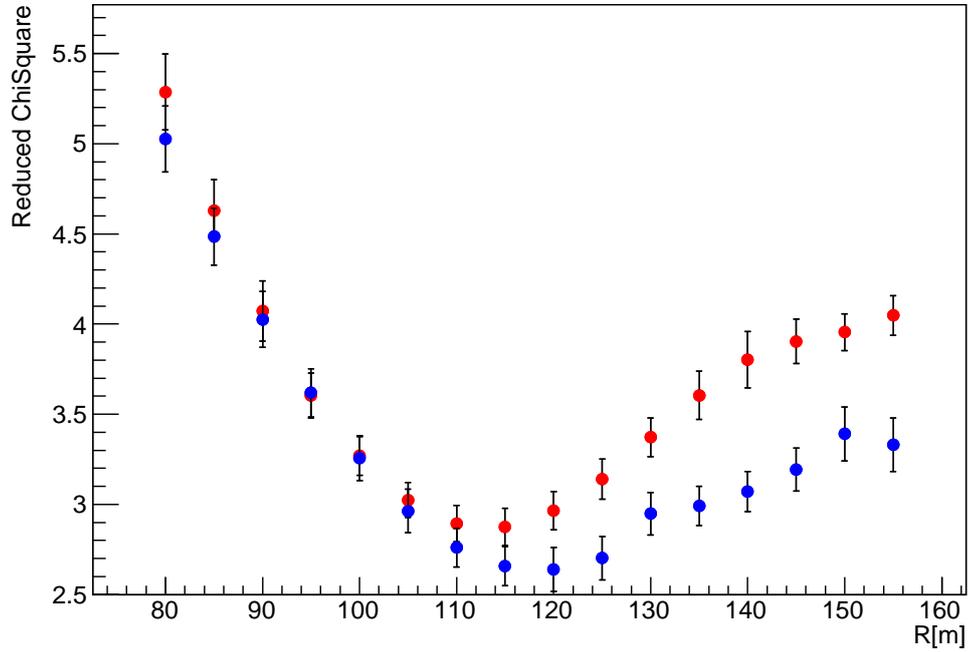


図 5.10: シミュレートした一次宇宙線は陽子 (赤プロット) と鉄 (青プロット) のエネルギー 3×10^{15} eV(各 200 イベント) である。

これを見ると、陽子は 115m、鉄は 120m で最もフィッティングがうまくいっている。そのため NICHE でも CASA-BLANCA 同様 120m を関数の分け目にすることにした。本研究では横方向分布フィッティングには以下の関数を使う。典型的な横方向分布フィッティングの例を図 5.11 に示す。内側の関数を inner function、外側の関数を outer function と呼ぶ。

$$C(r) = \begin{cases} C_{120}e^{s(1-r/120)}, & 0m < r \leq 120m \\ C_{120}(r/120)^{-\beta}, & 120m < r \leq 500m \end{cases} \quad (5.5)$$

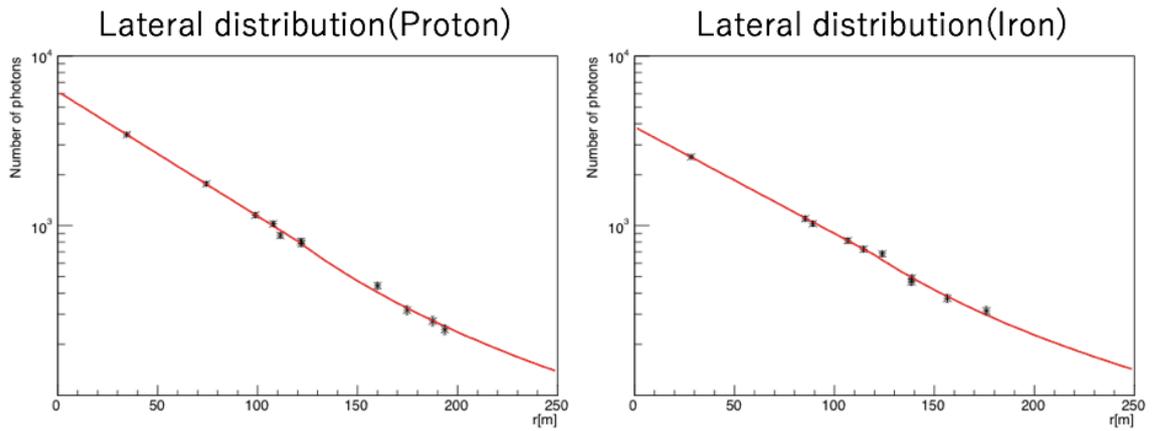


図 5.11: 左図が陽子、右図が鉄のそれぞれ一つのイベントに対して横方向分布フィッティングをした例である。

さらにフィッティングによって得られた C_{120} , s , β の分布を図 5.12 に示す。 s は値や分布の形から質量組成の決定に C_{120} はエネルギーの再構成に使用する。 β も s と同様に質量組成に関するパラメータであるが、一次宇宙線の質量ごとで値に違いが出にくいことや分布の幅が大きいことから本研究では使用しない。

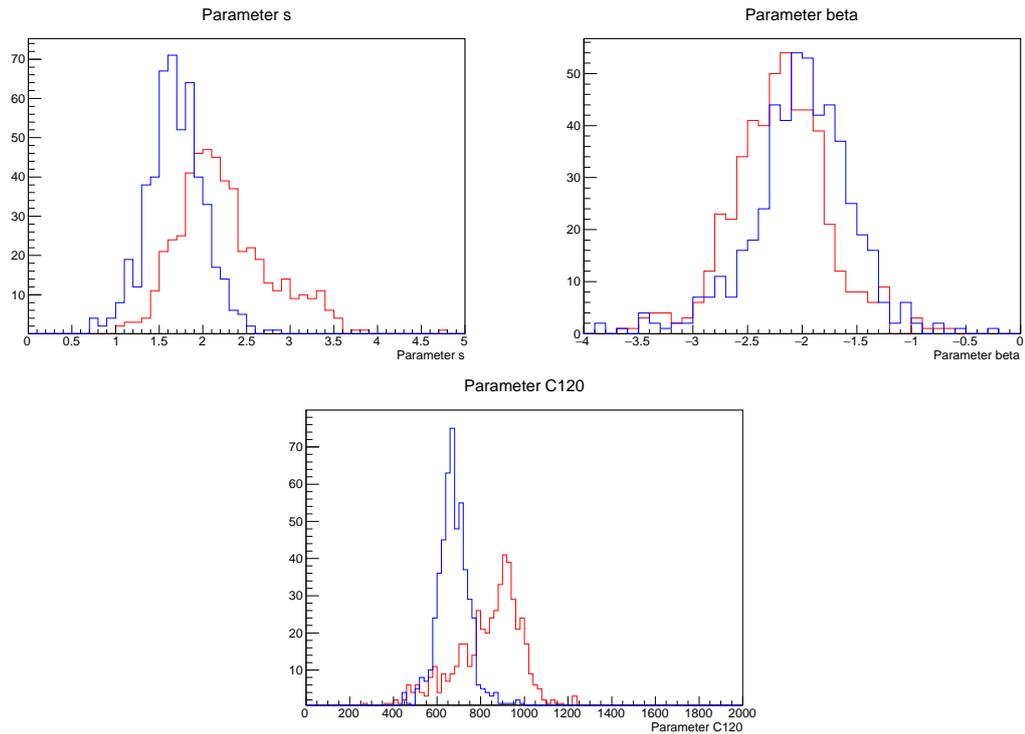


図 5.12: シミュレートした一次宇宙線は陽子 (赤線) と鉄 (青線) のエネルギー $10^{15.5}\text{eV}$ (各 500 イベント) である。左上図が内側の指数関数の傾き s 、右上図は外側の冪関数の傾き β 、下図は 120m 地点での強度 C_{120} の分布である。

5.4 データセクション

より良い解析をするためにデータのセクションをする。(5.5) 式の内側と外側の範囲とともに2つ以上のトリガーされた検出器がある場合のイベントのみを使用する。この時のデータセクション効率を図 5.13 に示す。

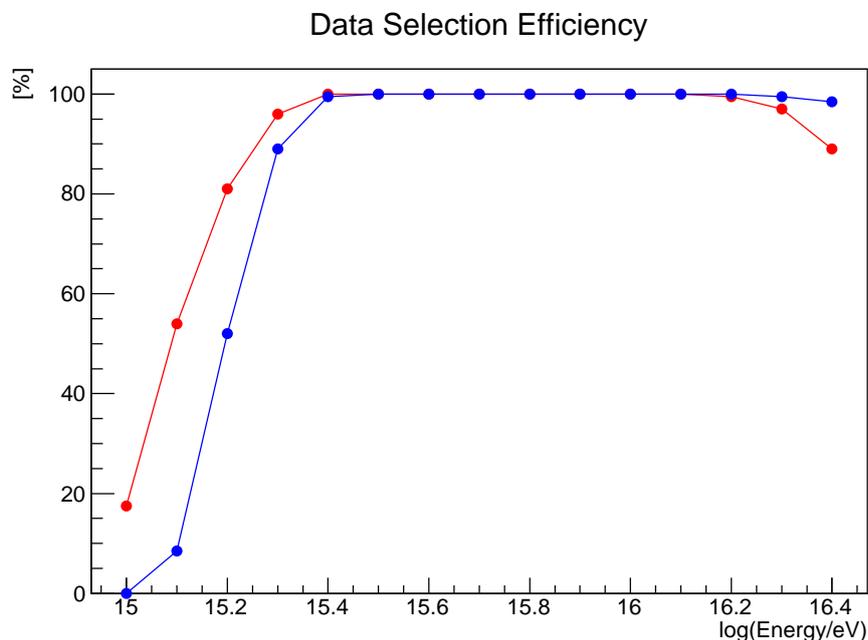


図 5.13: シミュレートした一次宇宙線は陽子 (赤プロット) と鉄 (青プロット) でエネルギーは 10^{15} eV から $10^{16.4}$ eV の範囲 ($d\text{Log}(\text{Energy}/\text{eV}) = 0.1$) で各 200 イベントである。

図 5.13 の低いエネルギーの部分は 1 つのイベントでトリガーされる検出器が少ないため、使用できるイベントが減ってしまう。また、高いエネルギーの部分ではコアポジションに近い検出器の信号がサチュレートしてしまうためイベントが増えてしまうため使用できるイベントが減っている。本研究ではデータセクション効率 が 100% のエネルギー範囲 ($10^{15.5}$ eV から $10^{16.1}$ eV) のみを使用する。

第6章 宇宙線エネルギー決定ソフトウェア

CASA-BLANCA 実験では横方向分布フィット関数 (2.25) 式のパラメータ C_{120} とエネルギーの関係からエネルギーの決定をしている。これを参考に NICHE 実験でもパラメータ C_{120} を使ったエネルギー決定ソフトウェアを開発し、シミュレーションデータに対してエネルギー決定をした。また、この方法でのエネルギー決定精度も示す。

6.1 エネルギー変換関数の導出

CASA-BLANCA 実験のエネルギー決定方法は C_{120} からエネルギーへの変換関数を用いて行われる。本研究ではこれを参考にして CASA-BLANCA 実験で使われていた変換関数 (6.1) 式を使う。5.4 節に述べたようにフィッティングに使用するシミュレーションデータはエネルギー範囲は $10^{15.5}\text{eV}$ から $10^{16.1}\text{eV}$ とする。エネルギーと C_{120} の関係とフィッティングの結果を図 6.1、6.2 式に示す。

$$\log_{10}(\text{Energy}) = p_0 + p_1 \log_{10}(C_{120}) + p_2 \log_{10}(C_{120})^2 \quad (6.1)$$

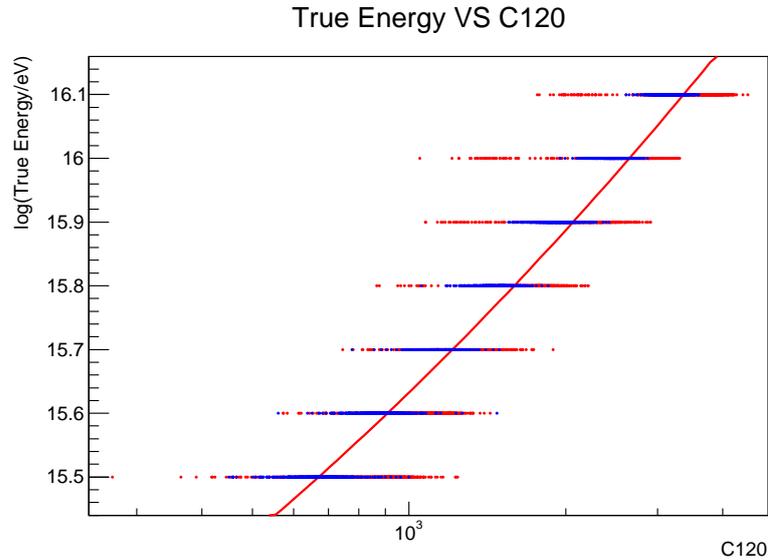


図 6.1: シミュレートした一次宇宙線は陽子 (赤プロット) と鉄 (青プロット) でエネルギーは $10^{15.5}\text{eV}$ から $10^{16.1}\text{eV}$ の範囲 ($d\text{Log}(\text{Energy}/\text{eV}) = 0.1$) で各 500 イベントである。赤線が (6.1) 式でフィッティングした結果である。

$$\log_{10}(\text{Energy}) = 14.84 + (-0.27) \log_{10}(C_{120}) + (0.18) \log_{10}(C_{120})^2 \quad (6.2)$$

フィットによって得られた関数 (6.2) 式を C_{120} からエネルギーへの変換関数として使用する。

6.2 エネルギーの決定精度

変換関数 (6.2) 式を使って決定したエネルギーとシミュレーションの出力から得た真値の差の分布を図 6.2 に示す。使用したシミュレーションデータは一次宇宙線が陽子と鉄でエネルギーは $10^{15.5}\text{eV}$ から $10^{16.1}\text{eV}$ の範囲でランダムに設定した各 1440 イベントである。エネルギースペクトルのような幕はつけておらず、どのエネルギーでも出現確率は一定である。

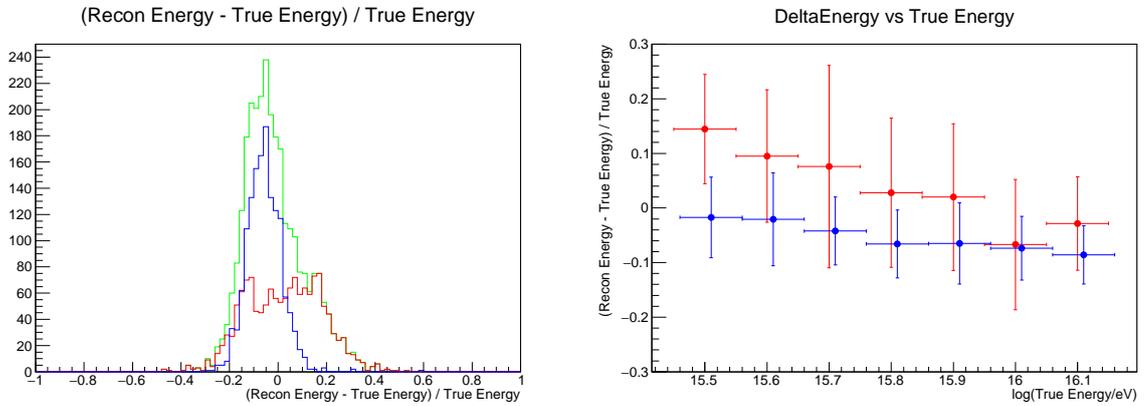


図 6.2: 左図は赤が陽子、青が鉄、緑が陽子と鉄の結果を足し合わせたものである。右図はエネルギーごとに左図のようなヒストグラムを作り、ガウス分布でフィットした結果から得た平均値をプロット、 1σ をエラーバーとして付けている。

$\log_{10}(Energy/1eV)$	Energy[%]
15.45 - 15.55	14.45 ± 10.00
15.55 - 15.65	9.50 ± 12.13
15.65 - 15.75	7.58 ± 18.52
15.75 - 15.85	2.78 ± 13.67
15.85 - 15.95	1.99 ± 13.42
15.95 - 16.05	-6.70 ± 11.93
16.05 - 16.15	-2.84 ± 8.56

表 6.1: エネルギー決定の精度 (陽子)

$\log_{10}(Energy/1eV)$	Energy[%]
15.45 - 15.55	-1.72 ± 7.39
15.55 - 15.65	-2.07 ± 8.51
15.65 - 15.75	-4.22 ± 6.22
15.75 - 15.85	-6.57 ± 6.22
15.85 - 15.95	-6.51 ± 7.44
15.95 - 16.05	-7.38 ± 5.85
16.05 - 16.15	-8.58 ± 5.34

表 6.2: エネルギー決定の精度 (鉄)

結果から陽子のイベントはエネルギーが大きくなると徐々に真値に近づいていくが低エネルギー付近では過大評価されることが分かった。また、鉄のイベントはどのエネルギー帯でも少なからず過小評価されてしまうことが分かった。これは図 6.2 の左図の分布が空気シャワーの最大発達深さ X_{max} の分布に似ているということから C_{120} が一次宇宙線の質量によって値が変化してしまうためであると考えられる。今後、 C_{120} と横方向分布フィット関数内側の指数関数の傾き s の二つのパラメータを用いて宇宙線の質量の影響を受けないエネルギー決定方法を確立する。

第7章 宇宙線質量組成決定ソフトウェア

横方向分布フィット関数 (5.5) 式の内側の指数関数の傾きであるパラメータ s を使った質量組成の決定方法を 2 つ提示する。1 つ目は宇宙線の質量に関係する空気シャワーの最大発達深さ X_{max} を決定し、質量組成を決定する方法である。 X_{max} はパラメータ s と X_{max} の真値の関係から変換関数を導出し、決定する。この方法ではイベントごとに質量を決定することができる。2 つ目は最尤法でパラメータ s の分布を再現し、質量組成を決定する方法である。この方法はある程度のイベントを集めることでそのイベント群の質量組成を決定することができる。本研究ではシミュレーションデータに対して質量組成を決定した。また、これらの決定方法の精度も示す。

7.1 質量組成の決定 I

7.1.1 X_{max} への変換関数の導出

X_{max} への変換関数は X_{max} の真値とパラメータ s の分布を 7.1 式でフィットして導出する。フィッティングに使用するシミュレーションデータのエネルギー範囲は $10^{15.5}\text{eV}$ から $10^{16.1}\text{eV}$ とする。 X_{max} と s の関係とフィッティングの結果を図 7.1、7.2 式に示す。

$$X_{max} = p_0 + p_1s + p_2s^2 \quad (7.1)$$

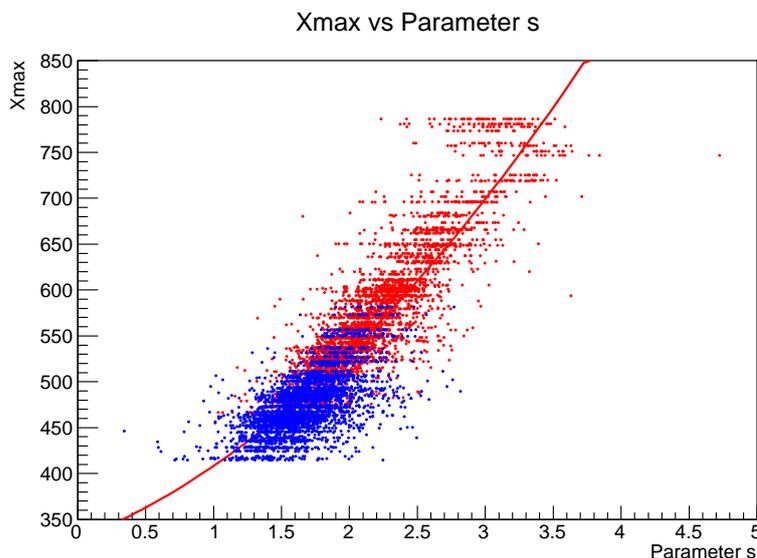


図 7.1: シミュレートした一次宇宙線は陽子 (赤プロット) と鉄 (青プロット) でエネルギーは $10^{15.5}\text{eV}$ から $10^{16.1}\text{eV}$ の範囲 ($d\text{Log}(\text{Energy}/\text{eV}) = 0.1$) で各 500 イベントである。赤線が 7.1 式でフィッティングした結果である。

$$X_{max} = 328.34 + (58.11)s + (21.82)s^2 \quad (7.2)$$

7.1.2 変換関数を用いた X_{max} 決定の精度

変換関数 (7.2) 式を使って決定した X_{max} とシミュレーションの出力から得た真値の差の分布を図 7.2 に示す。使用したシミュレーションデータは 5.2 節と同様の一次宇宙線が陽子と鉄でエネルギーは $10^{15.5}\text{eV}$ から $10^{16.1}\text{eV}$ の範囲でランダムに設定した各 1440 イベントである。エネルギースペクトルのような癖はつけておらず、どのエネルギーでも出現確率は一定である。

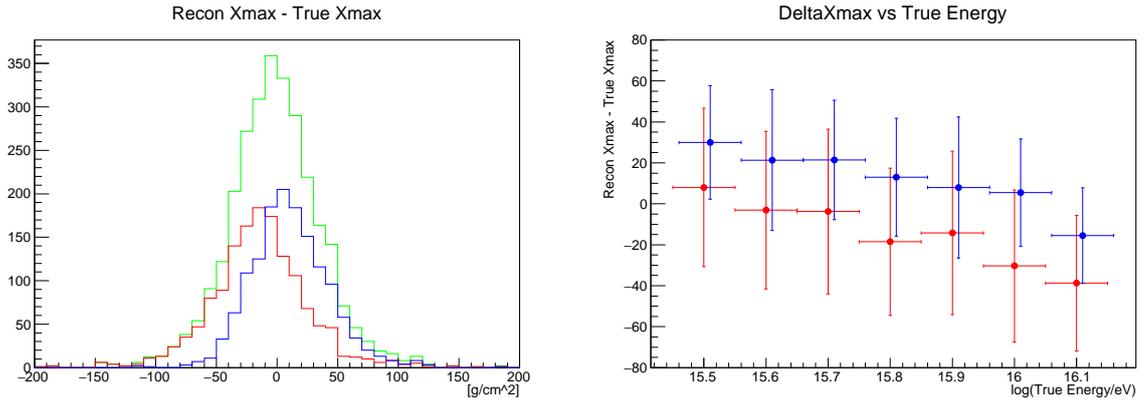


図 7.2: 左図は赤が陽子、青が鉄、緑が陽子と鉄の結果を足し合わせたものである。右図はエネルギーごとに左図のようなヒストグラムを作り、ガウス分布でフィットした結果から得た平均値をプロット、 1σ をエラーバーとして付けている。

$\log_{10}(\text{Energy}/1\text{eV})$	$X_{max}[\text{g}/\text{cm}^2]$
15.45 - 15.55	8.01 ± 38.71
15.55 - 15.65	-3.03 ± 38.47
15.65 - 15.75	-3.77 ± 40.22
15.75 - 15.85	-18.49 ± 35.96
15.85 - 15.95	-14.22 ± 39.89
15.95 - 16.05	-30.32 ± 37.10
16.05 - 16.15	-38.75 ± 33.07

表 7.1: X_{max} の決定精度 (陽子)

$\log_{10}(\text{Energy}/1\text{eV})$	$X_{max}[\text{g}/\text{cm}^2]$
15.45 - 15.55	29.96 ± 27.74
15.55 - 15.65	21.32 ± 34.4
15.65 - 15.75	21.38 ± 29.16
15.75 - 15.85	12.97 ± 28.77
15.85 - 15.95	8.00 ± 34.48
15.95 - 16.05	5.46 ± 26.22
16.05 - 16.15	-15.48 ± 23.36

表 7.2: X_{max} の決定精度 (鉄)

図 7.2 を見ると陽子のイベントは過小評価され、鉄のイベントは過大評価されてしまうことが分かった。

7.1.3 エネルギー決定を含めた X_{max} 決定

一次宇宙線が陽子と鉄でエネルギーは $10^{15.5}\text{eV}$ から $10^{16.1}\text{eV}$ の範囲でエネルギースペクトルのような癖はつけずにどのエネルギーでも出現確率を一定でランダムに設定した各 1440 のイベント

に対してエネルギーを決定し、各エネルギー帯で返還関数を用いて X_{max} の決定をした。その結果を図 7.3 に示す。

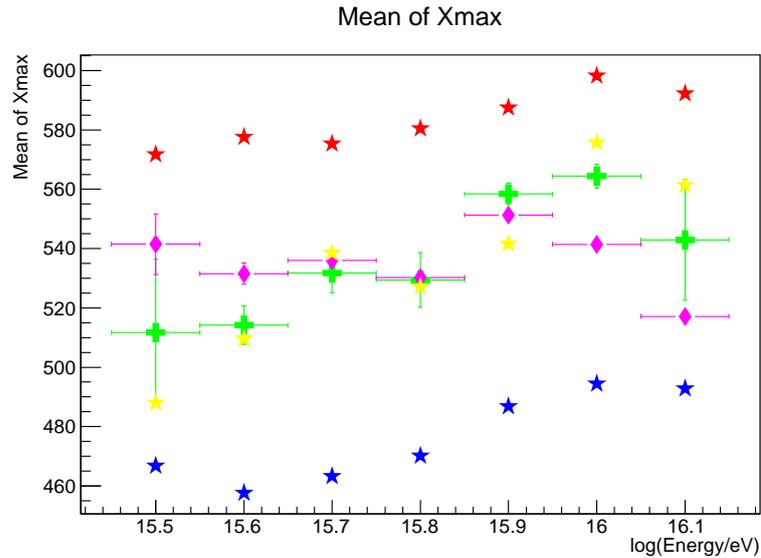


図 7.3: 赤は陽子、青は鉄の真値から求めた X_{max} の平均値 (各 500 イベント/ $10^{0.1}eV$)、黄色は陽子と鉄が混合しているシミュレーションデータの真値から求めた X_{max} の平均値。緑はエネルギー決定をし、 X_{max} の平均値は真値から求めた結果である。ピンクはエネルギーと X_{max} を決定した時の X_{max} の平均値である。

図 7.2 の右図からわかるように X_{max} の決定精度は陽子と鉄ともにエネルギーが大きくなるにつれて過小評価から過大評価されるようになる。そのため、エネルギー決定をし、 X_{max} の平均値は真値から求めた結果 (緑) が示す点よりも低エネルギーでは大きく、高エネルギーでは小さく見積もってしまうことがわかった。

X_{max} のより良い決定方法としては、 s から X_{max} への変換関数を陽子が占める部分と鉄が占める部分で違う関数で導出することがあげられる。ここで CASA-BLANCA で使用されている s から X_{max} への変換関数を (7.3) 式に示す。

$$X_{max} = \begin{cases} X_f + \gamma(s - s_*) & s < s_* \\ X_f + \gamma(s - s_*) + \delta(s - s_*)^2 & s > s_* \end{cases} \quad (7.3)$$

s_* は陽子が占める部分と鉄が占める部分の境目の s の値であり、CASA-BLANCA 固有の値である。この関数も 4.3 節の横方向分布のように NICHE 実験用に s_* を定めることができれば、 X_{max} の決定に使用できるのではないかと考える。

7.2 質量組成の決定 II

7.2.1 最尤法を用いた質量組成の決定

図 5.12 のパラメータ s の分布を見ると、同じエネルギー帯では陽子と鉄でピーク位置や幅には違いがある。このような質量によって異なる分布の特徴を利用し、最尤法で質量組成の決定を目指す。

エネルギー範囲が $10^{15.5}$ eV から $10^{16.1}$ eV で (陽子, 鉄) の割合を (30%,70%)、(50%,50%)、(70%,30%) として混ぜたシミュレーションデータに対して同じエネルギー範囲の陽子、鉄それぞれ 2400 イベントを用いて最尤法での質量組成の決定をした。再現できた分布を図 7.4 に、組成決定の結果を表 6.2 に示す。

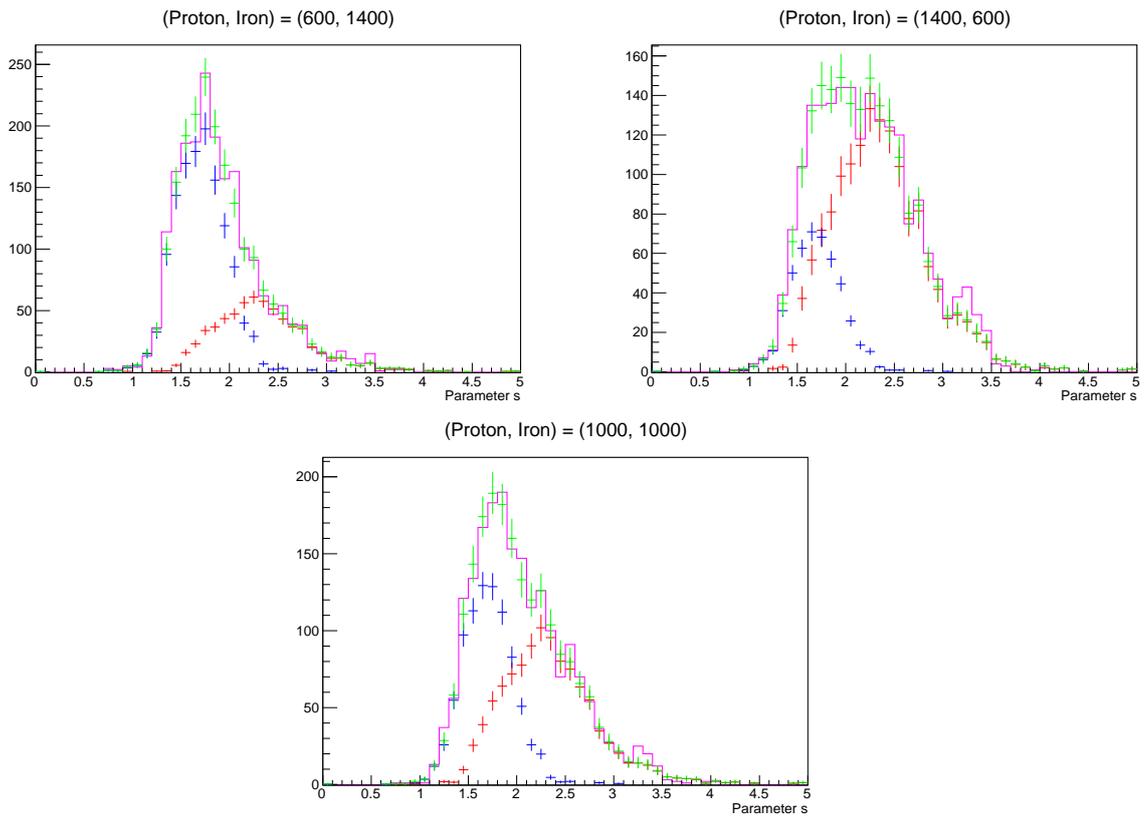


図 7.4: ((30%,70%) 左上図、(70%,30%) 右上図、(50%,50%) 下図。ピンクが陽子と鉄が混合しているシミュレーションデータ、緑が陽子の分布と鉄の分布から最尤法で再現した結果であり、赤が陽子成分、青が鉄成分である。

(陽子, 鉄) の割合 (真値)	陽子の割合 [%](最尤法)	鉄の割合 [%](最尤法)
(30%,70%)	29.82 ± 1.83	70.18 ± 2.65
(50%,50%)	48.81 ± 2.31	51.19 ± 2.36
(70%,30%)	69.01 ± 2.77	30.99 ± 2.05

表 7.3: 最尤法を用いた質量組成決定の結果

7.2.2 最尤法での質量組成の決定の精度

エネルギー範囲が $10^{15.5}$ eV から $10^{16.1}$ eV の陽子と鉄のシミュレーションデータ群からランダムに 2000 イベント選び取り合わせたシミュレーションデータ群に対して最尤法での質量組成の決定をする。これを 2000 回行い、陽子の割合の真値と最尤法で決定した陽子の割合の差の分布を図 7.5 に示す。

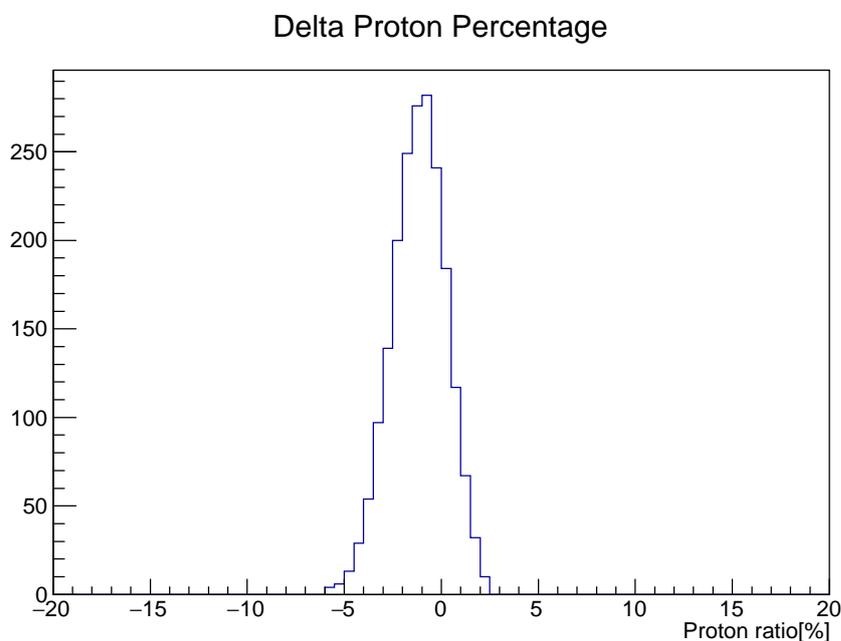


図 7.5: 最尤法で決定した陽子の割合と真値の差である。Mean は-1.17[%]、 1σ は 1.40[%] である。

最尤法での質量組成決定の精度は陽子の割合を 1% ほど小さく見積もるが極めて 0 に近い値を示している。

7.2.3 最尤法を用いたエネルギー帯ごとの質量組成決定

一次宇宙線が陽子と鉄でエネルギーは $10^{15.5}$ eV から $10^{16.1}$ eV の範囲でエネルギースペクトルのような冪はつけずにどのエネルギーでも出現確率を一定でランダムに設定した各 1440 のイベントに対して各エネルギー帯で最尤法を用いた質量組成の決定をした。その結果を図 7.6 に示す。

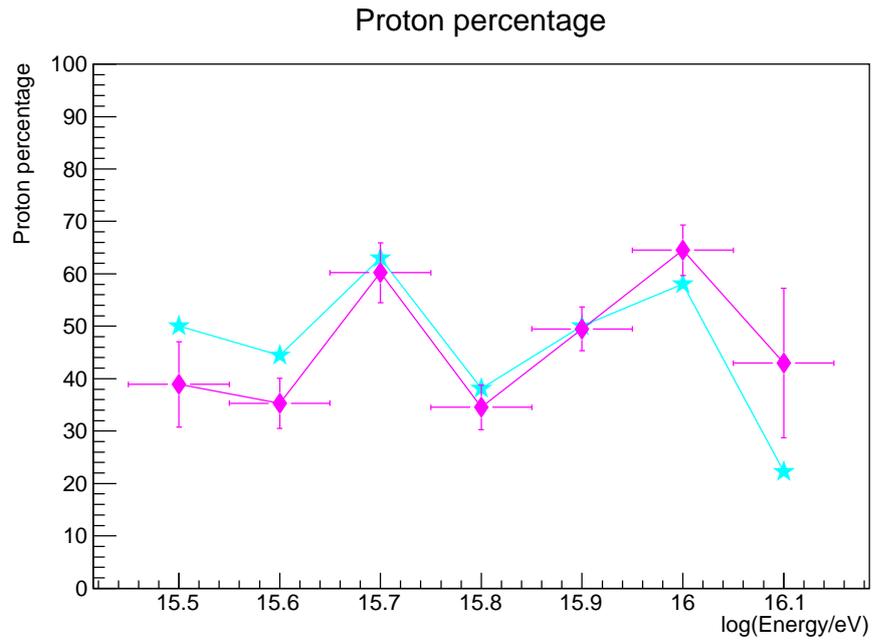


図 7.6: 水色は各エネルギー帯ごとの陽子の割合。ピンクは各エネルギー帯ごとで最尤法を用いて陽子の割合を決定した結果である。

エネルギー決定が改善されれば最尤法を用いた質量組成の決定は機能すると考える。今回は陽子と鉄の2つの核種で試してみたが、今後はこれに加えてヘリウム、CNOグループなどを加えた場合の質量組成決定も確認する必要がある。

第8章 結論

NICHE 検出器アレイのための空気チェレンコフ光横方向分布フィッティング関数を CASA-BLANCA 実験で使われていたものを参考に導出した。CASA-BLANCA 実験では横方向分布をコアポジションから 120m を境目に 2 つの関数でフィットさせていた。NICHE 実験でも 120m を境目としてフィッティングが最もよくできることを確認し、そのまま NICHE 実験でも使用することにした。

フィッティングパラメータ C_{120} から一次宇宙線のエネルギーを決定するソフトウェアを開発し、NICHE 検出器アレイのための空気シャワーシミュレーションを用いてエネルギー決定の精度を評価した。空気シャワーシミュレーションデータから得られたエネルギーの真値と横方向分布フィッティングで得たパラメータ C_{120} の関係からエネルギーへの変換関数を導出した。この変換関数に C_{120} を与えて一次宇宙線のエネルギーを決定する。同じエネルギーでも一次宇宙線の質量によって少なからず C_{120} が変化してしまうことによりエネルギー決定時に陽子は過大評価され、鉄は過小評価されてしまうことがわかった。一次宇宙線の質量に関係するフィッティングパラメータ s と共にエネルギーを決定することで改善が期待される。

フィッティングパラメータ s から一次宇宙線の X_{max} を決定するソフトウェアを開発し、NICHE 検出器アレイのための空気シャワーシミュレーションを用いて X_{max} の決定精度を評価した。空気シャワーシミュレーションデータから得られた X_{max} の真値と横方向分布フィッティングで得たパラメータ s の関係から X_{max} への変換関数を導出した。この変換関数に s を与えて一次宇宙線の X_{max} を決定する。変換関数を用いた X_{max} の決定は低いエネルギーで過大評価され、高いエネルギーで過小評価されてしまうことがわかった。CASA-BLANCA 実験で使われた変換関数のように陽子と鉄の各範囲で関数の使いわけることでより良い精度での X_{max} 決定が期待される。

一次宇宙線の質量で異なるフィッティングパラメータ s の分布に対して最尤法を使って質量組成を決定した。また NICHE 検出器アレイのための空気シャワーシミュレーションを用いて精度も評価した。最尤法での質量組成の決定は陽子の割合を約 1% 小さく見積もるが極めて 0 に近い値を示している。今後、陽子と鉄の間の質量であるヘリウムや CNO グループなどを加えた場合でもうまく質量組成を決定できるかどうか試す必要がある。

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数多くの丁寧かつ熱心なご助言、御指導頂きました大阪市立大学の常定芳基准教授並びに荻尾彰一教授に深く感謝いたします。

本研究の、特に進捗報告の場において様々なご助言を頂きました国立台湾大学の Bokkyun Shin 博士、信州大学の富田孝幸助教に深く感謝いたします。

共同研究者会議において、特に進捗報告の場において様々なご助言を頂きましたユタ大学の Douglas Bergman 准教授、NASA の John Krizmanic 氏に深く感謝いたします。

大阪市立大学の Jihyun Kim 博士、Rosa Mayta Palacios 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、には毎日の研究生活の中で研究に関することのみならず多くの相談に応じていただき、ご助言をいただきましたことを深く感謝いたします。

毎日の研究生活の中で支えとなって頂きました大阪市立大学の田上裕太氏、藤原亮太氏、古賀皐氏、松宮弘幸氏、荒井優斗氏、佐藤光希氏、福島涼氏、に感謝致します。

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、東京大学地震研究所の池田大輔特任研究員、京都大学の藤井俊博助教、立命館大学の奥田剛司特任助教、神奈川大学の有働慈治准教授、中部大学の山崎勝也助教、大阪電気通信大学の多米田裕一郎講師、成均館大学校の武石隆治博士には数多くのご助言を頂きましたことを感謝いたします。

ユタ大学の John N. Matthews 教授、Gordon Thomson 教授にはユタでの作業や生活でお世話になりましたことを感謝いたします。

大阪市立大学の理学部支援室、大学経理課、研究支援課の皆様、宇宙線物理学研究室秘書の勝村美枝子さん、東京大学宇宙線研究所の木次敦子さん、井戸村貴子さん、大阪市立大学生協の田中琴美さん、甲斐笹弥香さんには事務処理などでお世話になりましたことを感謝いたします。

最後に、研究生活を支えてくれた家族、友人に深く感謝いたします。

参考文献

- [1] M. Nagano, *New J. Phys.*, **11**, 065012(2009).
- [2] 日本物理学会誌 *Vol.71, No 4, 2016* (2016).
- [3] S. Ogio, F. Kakimoto, *Proc. 28th Int. Conf. Cosmic Rays.*, **1**, 315(2003).
- [4] T.K. Gaisser, "*Cosmic Rays and Particle Physics*", Cambridge University Press (1990).
- [5] D. R. Bergman, et. al., *astro-ph/0603797*(2006).
- [6] 木舟 正, 宇宙高エネルギー粒子の物理学, (2004).
- [7] K. Kamata, J. Nishimura, *Suppl. Prog. Theor. Phys.*, **6**, 93(1958).
- [8] K. Greisen, *Progress in Cosmic Ray Physics III*.(ed.by J.G. Wilson), **27**(1956).
- [9] J. Linsley, et al., *J. Phys. Soc. Japan.*, Suppl A-III **91**(1962).
- [10] KASCADE-Grande Home Page , <https://web.ikp.kit.edu/KASCADE> (2018/02 現在)
- [11] A.A. Ivanov, et al., *EPJ Web of Conference* **53**, 04003(2013)
- [12] V.V. Prosin, et al., *EPJ Web of Conference* **99**, 04002(2015)
- [13] The IceCube Collaboration, *Proc. of 34rd ICRC*, 0334(2015)
- [14] A. Haungs, et al., *Proc. of 33rd ICRC*, 0300(2013)
- [15] W. Apel, et al., *Phys. Rev.Lett.*, **107**, 171104(2011).
- [16] W. Apel, et al., *Phys. Rev.D.*, **87**, 081101(R)(2013).
- [17] S.P. Knurenko, et al., *Proc. of 33rd ICRC*, 0053(2013)
- [18] R. Abbasi et al., *Astroparticle Physics*, 80, pp. 131-140(2016).
- [19] R. Abbasi et al., *ArXiv*, 1801.09784 (2018).
- [20] R. Abbasi et al., *The Astrophysical Journal*, 790, L21(2014).
- [21] L. J. Rosenberg et al., *AIP Conference Proceedings* 220, 111 (1991)
- [22] L.F. Fortson et al., In Salt Lake City 1999, *Cosmic ray*, vol. 5 332-335
- [23] Kobayashi M, Shinkawa T, Sato T et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 337, 355 (1994).
- [24] T. Tokuno et al., *Nucl. Instr. and Meth. A*, (2009) 601 364.

- [25] D. Heck, J. Knapp, J. N. Capdevielle, et al., *Report FZKA 6019, Forschungszentrum, Karlsruhe* (1998)
- [26] N.N. Kalmykov and S.S. Ostapchenko, *Yad. Fiz.* 56 (1993) 105; *Phys. At. Nucl.* 56 N3 (1993) 346; N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, and A.I. Pavlov, *Izv. RAN Ser. Fiz.* 58 (1994) N12 p.21; N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, and A.I. Pavlov, *Bull. Russ. Acad. Science (Physics)* 58 (1994) 1966; N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, and A.I. Pavlov, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* 52B (1997) 17; S.S. Ostapchenko, private communications (2001)
- [27] H. Fesefeldt, Report PITHA-85/02 (1985), RWTH Aachen
- [28] W.R. Nelson, H. Hirayama, and D.W.O. Rogers, Report SLAC 265 (1985)
- [29] F.James and M.Roos, *Comput.Phys.Commun.*, 10 (1975) 343-367
- [30] 米田泰久, 修士論文 大阪市立大学 (2013).
- [31] 佐原涼介, 修士論文 大阪市立大学 (2018)
- [32] 光家貴斗, 修士論文 東京工業大学 (2015)