

畳み込みニューラルネットワークを用いた  
NICHE 空気シャワーイベント再構成手法の開発  
(Air shower reconstruction with a CNN technique  
for the NICHE data)

理学研究科  
数物系専攻

津田涼輔

# 目次

<b>第1章</b>	<b>“2nd knee”領域の宇宙線</b>	<b>3</b>
1.1	宇宙線	3
1.1.1	宇宙線のエネルギースペクトル	4
1.1.2	宇宙線の加速機構	5
1.2	“2nd knee”領域の宇宙線	6
1.2.1	宇宙線起源の銀河系内から銀河系外への遷移	7
1.2.2	宇宙線源分布の宇宙論的進化	7
1.2.3	LHCと空気シャワー現象	10
1.3	宇宙線観測と空気シャワー現象	10
1.3.1	空気シャワー現象	10
1.3.2	空気シャワーの縦方向発達	12
1.3.3	空気シャワーの横方向分布	14
1.3.4	空気チェレンコフ光	16
1.3.5	空気チェレンコフ光の到着時間分布	17
1.3.6	空気チェレンコフ光の横方向分布	18
1.4	“2nd knee”領域の宇宙線の観測結果の現状	20
1.4.1	エネルギースペクトル	24
1.4.2	質量組成	27
<b>第2章</b>	<b>Non-Imaging Cherenkov(NICHE) 実験</b>	<b>30</b>
2.1	TA 実験	30
2.1.1	大気蛍光望遠鏡	33
2.1.2	地表検出器	34
2.2	NICHE 実験	36
2.2.1	NICHE 実験の目的	36
2.2.2	NICHE 実験方法と実験原理	36
2.2.3	検出器配置	37
2.2.4	NICHE 検出器	39
2.2.5	トリガー方法	39
<b>第3章</b>	<b>NICHE 実験装置</b>	<b>41</b>
3.1	測定ユニット	41
3.1.1	FADC	43

3.2	コントロール回路	45
3.3	PMT	47
3.3.1	HV-PMT ゲイン関係	49
3.3.2	CRAYS による PMT 絶対ゲイン測定	50
3.4	ネットワーク	51
3.5	発電システム	52
<b>第 4 章</b>	<b>CNN を用いた NICHE 空気シャワーイベント再構成</b>	<b>54</b>
4.1	畳み込みニューラルネットワーク	54
4.1.1	機械学習	54
4.1.2	活性化関数	57
4.1.3	最適化アルゴリズム	58
4.1.4	損失関数	59
4.1.5	畳み込みニューラルネットワーク	60
4.2	イベント解析手法	62
4.2.1	モデルの種類	63
4.2.2	入力値	63
4.2.3	出力値	64
4.2.4	ネットワーク構造	64
4.2.5	使用するデータ	64
4.3	CNN モデルによる NICHE イベント再構成	65
4.3.1	到来方向決定モデル	65
4.3.2	コアポジション決定モデル	68
4.3.3	エネルギー決定	69
4.3.4	$X_{\max}$ 決定	71
4.3.5	決定精度まとめ	72
4.3.6	波形から得られる情報をもとにした宇宙線核種同定	72
4.3.7	再構成で得られる情報をもとにした宇宙線核種同定	76
<b>第 5 章</b>	<b>結論</b>	<b>79</b>

# 第1章 “2nd knee” 領域の宇宙線

## 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の放射線であり、1912年にオーストリアの物理学者 V.F.Hess によって発見された。宇宙線はこれまで  $10^8\text{eV}$  から  $10^{20}\text{eV}$  を超える広範囲のエネルギーで観測されている。宇宙空間から地球に到来する放射線を一次宇宙線と呼ぶ。一次宇宙線の主成分は陽子であり、その他ヘリウム等の原子核や電子で構成される。また、この一次宇宙線が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を引き起こし空気シャワーが作られる。このときに大気中で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高くなるにつれて観測数が少なくなり、その到来頻度はエネルギーのほぼ三乗に比例して小さくなること知られている。図 1.1 に一次宇宙線のエネルギースペクトルを示す。

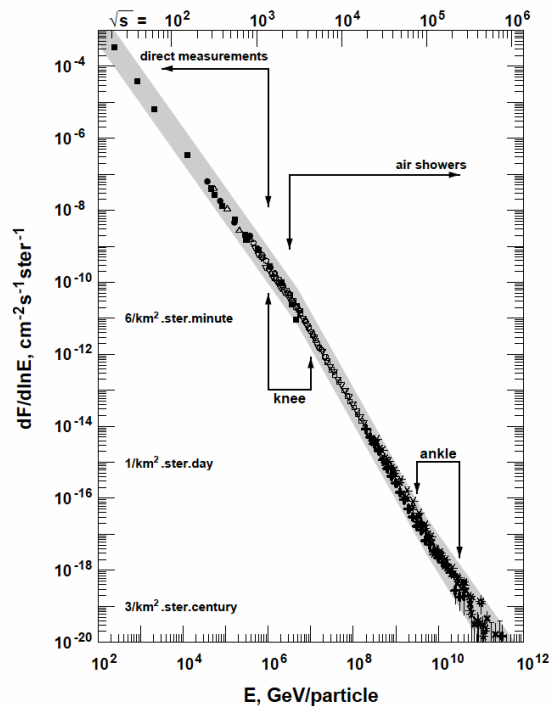


図 1.1: 一次宇宙線のエネルギースペクトル



### 1.1.1 宇宙線のエネルギースペクトル

エネルギーが  $10^{10}$  eV よりも低い宇宙線は、太陽活動の影響を受けて強度が変化する。一方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。 $\gamma$  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。 $\gamma$  の変化を確認しやすくするため、フラックスに  $E^3$  をかけたものを図 1.2 に示す。

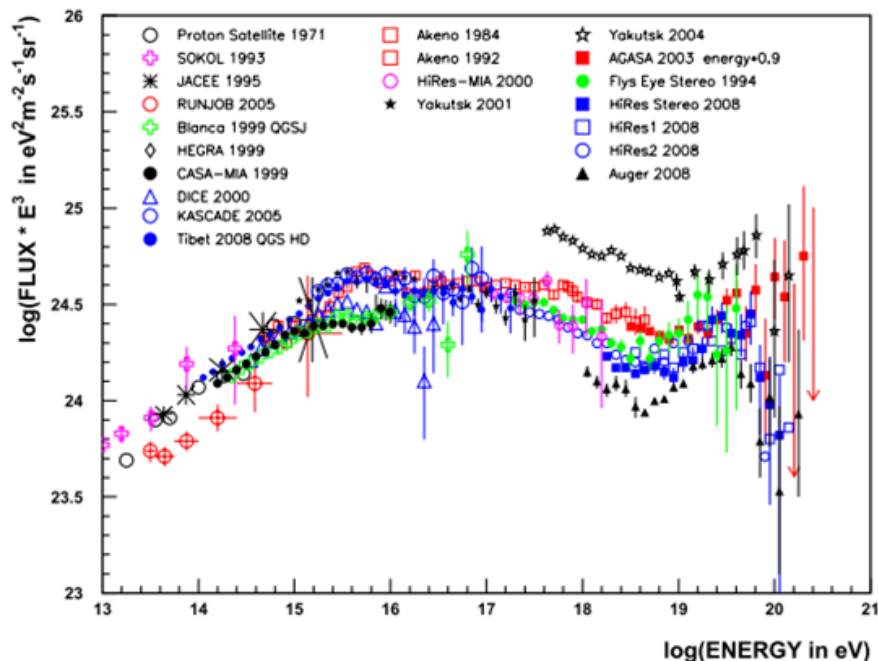


図 1.2: 一次宇宙線のエネルギースペクトル。  $10^{15}$  eV、  $10^{17.5}$  eV、  $10^{18.5}$  eV 付近に折れ曲がり構造があることがわかる。

$10^{15}$  eV 付近までは  $\gamma$  は  $\sim 2.7$  であるが、そこから  $\sim 3.0$  に変化する。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  $\sim 2.7$  となる。これら3つのスペクトルの折れ曲がり構造はそれぞれ”knee”、”2nd knee”、”ankle”と呼ばれる。これらの折れ曲がり構造の原因は宇宙線の加速源、伝播過程や宇宙線源に起因していると考えられており、現在ある解釈の一例を以下で述べる。

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。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。このエネルギー以上では荷電粒子のラーモア半径 (荷電粒子が一様磁場の中で等速円運動する際の半径) $r_L$  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、という考え方である。銀河磁場は約  $3\mu\text{G}$  なので、 $10^{15}\text{eV}$  の陽子では  $r_L \simeq 0.3\text{pc}$  となる。銀河円盤の厚さは中心部で約  $5\text{kpc}$ 、外縁部で約  $0.3\text{kpc}$  であるため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の効果が効きづらくなるため、エネルギースペクトルのベキが大きくなる。[3]

ankle 領域で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づら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形骸起源の宇宙線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  $p + \gamma \rightarrow p + e^+ + e^-$  で記述される電子陽電子対生成によるエネルギー損失により、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、低エネルギー側のどちらでも陽子のままで変化しないと予測される。この場合は  $10^{17.5}\text{eV}$  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。

### 1.1.2 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ベキ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加量 ( $\Delta E$ ) 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一回の衝突で  $\Delta E = \alpha E$  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  $E_n$  は以下のようになる。

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

よって、エネルギーが  $E$  になるのに必要な衝突回数は、

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

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  $P_{\text{esc}}$  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、

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

である。式(1.2)を式(1.3)に代入すると、

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

となる。ここで、

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

である。このようにして、フェルミ加速ではベキ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いう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、いまだに同定には至っていない。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。最近の観測結果からは、トップダウンモデルは否定的になっている。[2]

## 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、現在最も重要な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。

### 1.2.1 宇宙線起源の銀河系内から銀河系外への遷移

$10^{15}$ 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と移行していく様子が示されている。これは 1.1 説で述べたように、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へでて行ってしまい、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。 $10^{15}$ 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としては現在のところ、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陽子が主成分となると考えられている。同じエネルギーの鉄と陽子で比較すると、鉄は陽子に比べて磁場による偏向が 26 倍であり、遠方の銀河から非常に長い時間をかけないと我々の銀河に到達することができない。

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、非常に広くなるはずである。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。

### 1.2.2 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播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測される。(図 1.3)

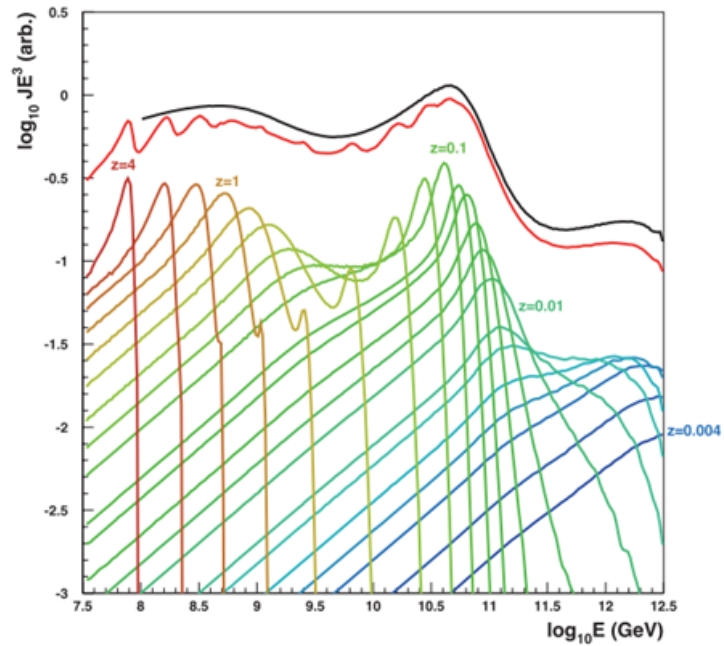


図 1.3: 各エネルギーで宇宙線フラックスに寄与する宇宙線源の赤方偏移量  $z$ [5]

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 1.4 は宇宙線のエネルギースペクトルの構造に対する、スペクトルのベキ  $\gamma$  と evolution parameter  $m$  の寄与を示している。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。

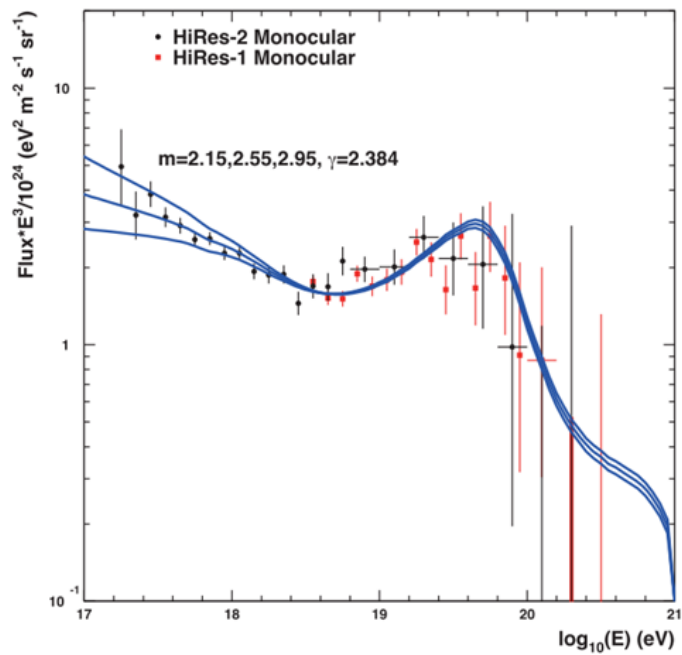
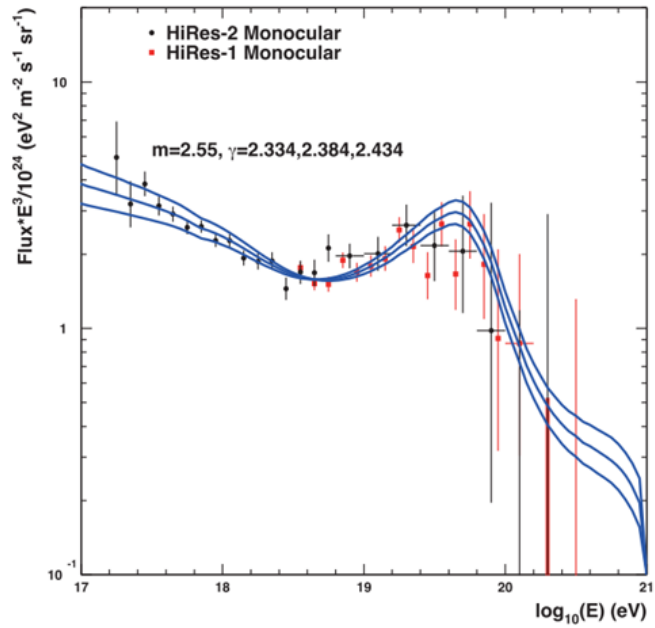


図 1.4: 極高エネルギー領域におけるエネルギースペクトルの構造へのスペクトルのベキの変化の寄与(上)、evolution parameter ( $m$ ) の寄与(下)。スペクトルのベキの違いは、GZK 領域、“2nd knee” 領域の両方に現れるのに対して、 $m$  の違いは“2nd knee” 領域 ( $10^{17} \sim 10^{18}$  eV あたり) で顕著であることがわかる [5]。

### 1.2.3 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である。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宇宙線観測実験にとって極めて重要である。

## 1.3 宇宙線観測と空気シャワー現象

1.1 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約  $10^{30}$  倍異なる。低エネルギーの宇宙線は到来頻度が高く、大気中の原子核と相互作用しておこるエネルギー損失によって地上まで到達できない。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気球、人工衛星、宇宙ステーション等の飛翔体搭載検出器により直接観測される。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、一次宇宙線が大気中の原子核と相互作用してできる空気シャワーが地表に到来するため、これを利用した間接観測が行われている。

### 1.3.1 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粒子を生成する。さらにこれらの二次粒子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この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 1.5 である。

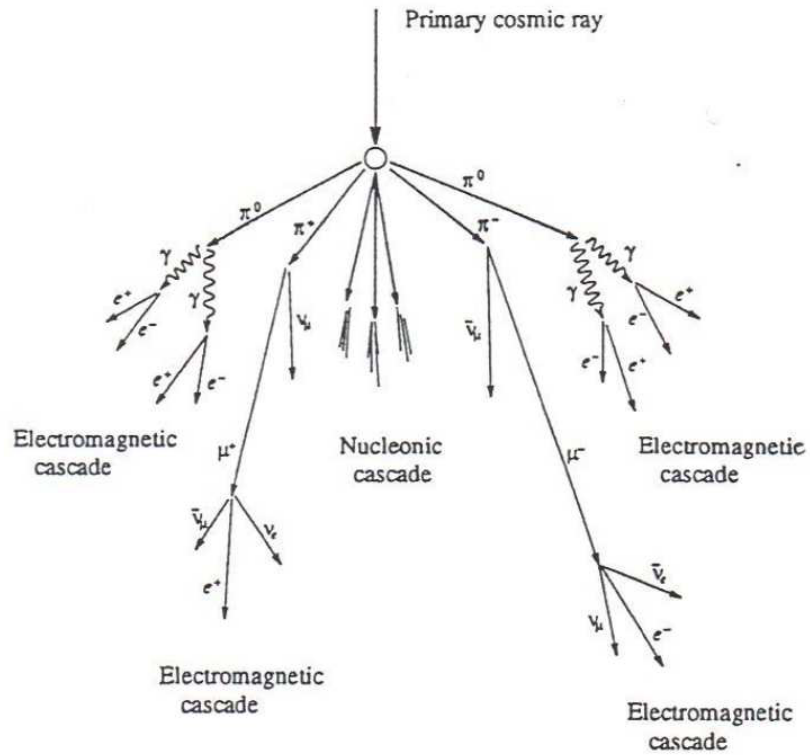


図 1.5: 空気シャワーの模式図

### 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中の原子核と衝突すると陽子や中性子を叩き出し、また  $\pi$ 、 $K$  などのハドロンの多重生成を起こす。この多重生成で作られたハドロンがさらに多重生成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よぶ。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  $\pi$  となる。これを  $\pi$  中間子の多重生成と呼ぶ。

$$p^+ + p^+ \rightarrow p^+ + n + \pi^+ \quad (1.6)$$

$$n + p^+ \rightarrow p^+ + p^+ + \pi^- \quad (1.7)$$

$$n + p^+ \rightarrow p^+ + n + \pi^0 \quad (1.8)$$

多重生成される  $\pi$  中間子には、 $\pi^+$ 、 $\pi^-$ 、 $\pi^0$  の三種類が存在する。 $\pi^\pm$  の寿命は  $2.60 \times 10^{-8}$ s で、

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu \quad (1.9)$$

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

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (1.10)$$



$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (1.11)$$

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。一方  $\pi^0$  は、短い寿命 ( $8.4 \times 10^{-17}$ 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。

### 電磁カスケード

$\pi^0$  の崩壊により生成された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  $(dE/dX)_{brem.s.}$  は以下のように表される。

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_{brem.s.} \simeq -\frac{E}{X_0} \quad (1.12)$$

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。

$$\frac{1}{X_0} = -\frac{4Z^2 r_e^2 N}{137 A} \ln\left(184Z^{-\frac{1}{3}}\right) \quad (1.13)$$

ここで  $Z$  はターゲット原子核の原子番号、 $N$  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  $38\text{g/cm}^2$  である。一方、電子対生成に対しては、

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_{pair} = -\frac{7}{9} \frac{E}{X_0} \quad (1.14)$$

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、ガンマ線がつく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  $E_c$  とよぶ。空気中では  $E_c$  は電離損失によるエネルギー損失  $2\text{MeV}/(\text{g/cm}^2)$  に  $38\text{g/cm}^2$  をかけて、 $E_c \simeq 76\text{MeV}$  と求められる。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。

### 1.3.2 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するからである。高いエネルギーの粒子は主に制動放射によってエネルギー失っていくが、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  $E_c$  (空気中では約 76MeV) 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減少に転じる。このような空気シャワーの通過した物質質量に対するシャワー中の粒子数の変化は、縦方向発達 (longitudinal development) と呼ばれる。

エネルギー  $E_0$  の一個のガンマ線が大気に入射した時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。

$$N_e(t) \sim \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp\left([t(1 - \frac{3}{2} \ln s)]\right) \quad (1.15)$$

$$y = \ln\left(\frac{E_0}{E_c}\right) \quad (1.16)$$

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

ここでは  $t$  は電子の大気中での輻射長  $38\text{g/cm}^2$  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。これは  $N_e$  (全電子、全陽子数) 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。

$$N_e(X) = N_{\max} \left(\frac{X - X_0}{X_{\max} - X_0}\right)^{\frac{X_{\max} - X_0}{\lambda}} \exp\left(\frac{X_{\max} - X}{\lambda}\right) \quad (1.18)$$

ここで  $N_{\max}$  はシャワーの最大発達時の粒子数、 $X_{\max}$  はシャワーの最大発達深さ [ $\text{g/cm}^2$ ]、 $\lambda$  は縦方向発達の減衰長で  $70\text{g/cm}^2$  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、単位は eV) の関係になる。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ため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低いため、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生成して求められた縦方向発達曲線を図 1.6 に示す。

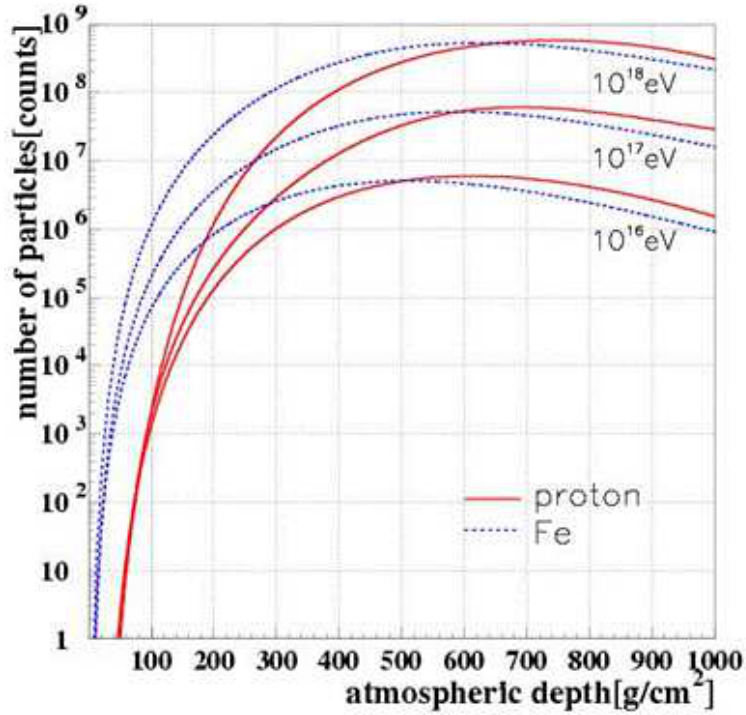


図 1.6: 空気シャワーの縦方向発達

### 1.3.3 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とで異なる。

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 (静電気力による散乱) 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 によって整理された NKG 関数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  $\rho_e$  は次式で表される。

$$\rho_e(R) = C \frac{N_e}{R_M^2} \left( \frac{R}{R_M} \right)^{s-2.0} \left( 1 + \frac{R}{R_M} \right)^{s-4.5} \quad (1.19)$$

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ためこれで表すことができるが、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  $\pi_0$  の崩壊による電磁カスケードの重ね合わせである。シャワーの中心部は核カスケードが発達する過程で次々に生成される  $\pi_0$  の崩壊による発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  $\pi_0$  の崩壊による粒子の増殖が終わった電磁カスケードが主成分となる。これにより、シャワー中心から遠く離れた場所での横方向分布は、NKG 関数の外挿により得られる分布よりフラットになることが予測される。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  $\rho_e$  は

$$\rho_e(R) \propto \frac{R}{R_M}^\alpha \left(1 + \frac{R}{R_M}\right)^{-(\eta-\alpha)} \quad (1.20)$$

と表される。AGASA グループは電子成分の縦方向発達は 1km より遠いところで粒子数密度が減少しているため、式 (1.20) 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]。

$$\rho_e(R) = C \left(\frac{R}{R_M}\right)^{-1.2} \left(1 + \frac{R}{R_M}\right)^{-(\eta-1.2)} \left(1.0 + \left(\frac{R}{1[\text{km}]}\right)^2\right)^{-\delta} \quad (1.21)$$

いくつかのエイジにおける横方向分布を図 1.7 に示す。

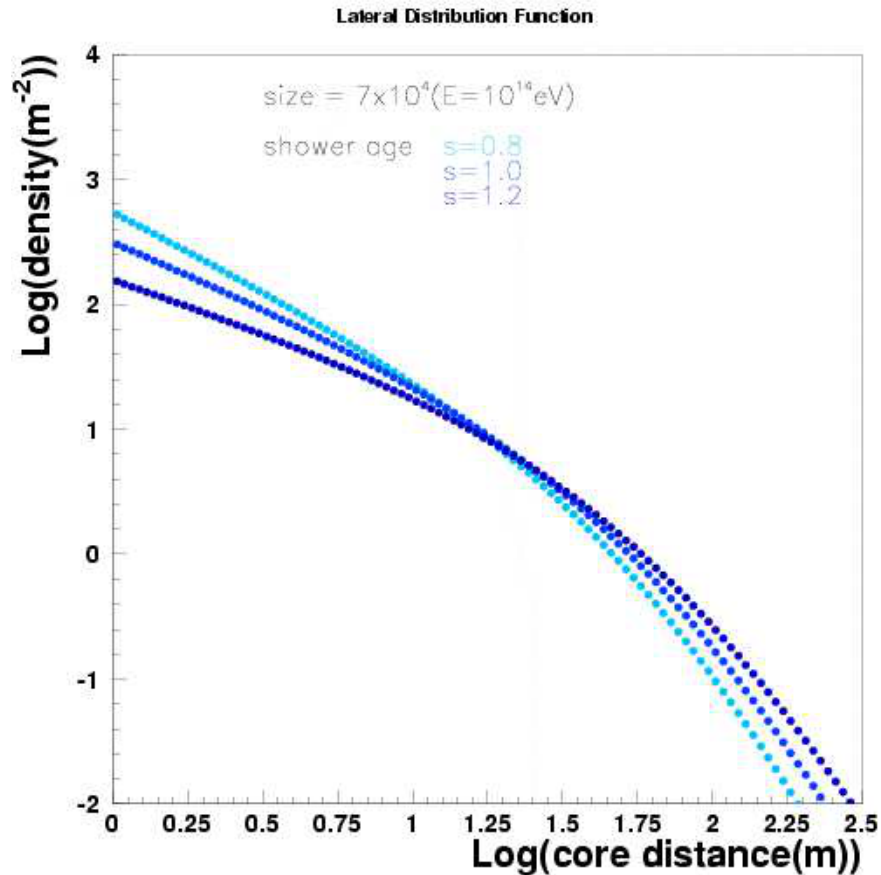


図 1.7: 空気シャワーの横方向分布

### 1.3.4 空気チェレンコフ光

荷電粒子が媒質中を通過する際に、荷電粒子の速度  $v$  が媒質中での光の速度  $c/n$  よりも速い場合に光が放射される現象をチェレンコフ放射といい、その光をチェレンコフ光と呼ぶ。荷電粒子の通過により誘電分極された媒質の運動により電磁波の放射がおこる。速度  $v$  の荷電粒子が媒質を通過しその媒質が分極されるときに粒子の運動に沿って変化する電磁場の位相を  $k_x x - \omega t$  とすると、位相速度  $v_p = \omega/k_x$  が粒子の速度  $v$  と等しくなるように分極が誘起されるので  $v_p = \omega/k_x$  となる。粒子の進行方向と放射されるチェレンコフ光のなす角度  $\theta_c$  とすると、放射されるチェレンコフ光の位相速度の粒子方向成分  $k \cos \theta$  は  $k_x$  と一致するので、 $k = n\omega$  の関係を用いて

$$v = \frac{\omega}{n\omega \cos \theta} \Leftrightarrow \cos \theta_c = \frac{1}{n\beta} \quad (1.22)$$

の関係が成り立つ [6]。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 1.8)。特に媒質が大気の場合、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。

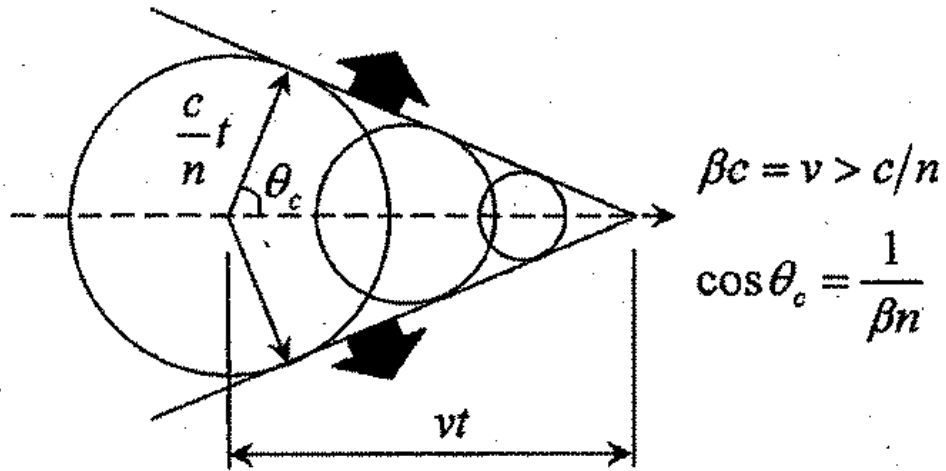


図 1.8: チェレンコフ光放射の様子

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

$$\frac{dW}{dL} = \frac{Z^2 c^2}{4\pi\epsilon_0 c^2} \int \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2}\right) \omega d\omega \quad (1.23)$$

ここで、 $\omega$  はチェレンコフ光の角振動数、 $Z$  は荷電粒子の電荷、 $\epsilon_0$  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  $\lambda$  のチェレンコフ光の光子数は、

$$\frac{d^2 N}{dL d\lambda} = \frac{2\pi\alpha Z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2}\right) \omega d\omega \quad (1.24)$$

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。

### 1.3.5 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1.9)。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。

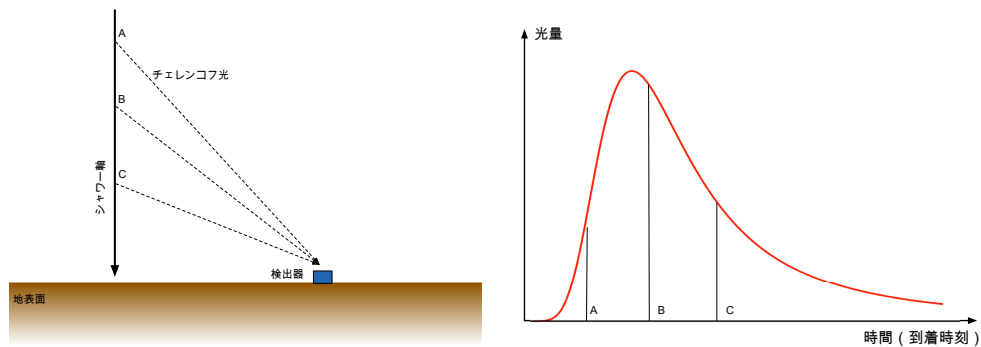


図 1.9: 左:観測地点に到来する空気チェレンコフ光の発生点 (A,B,C)。右:発生点の高度によって観測地点への到着時間が異なる。

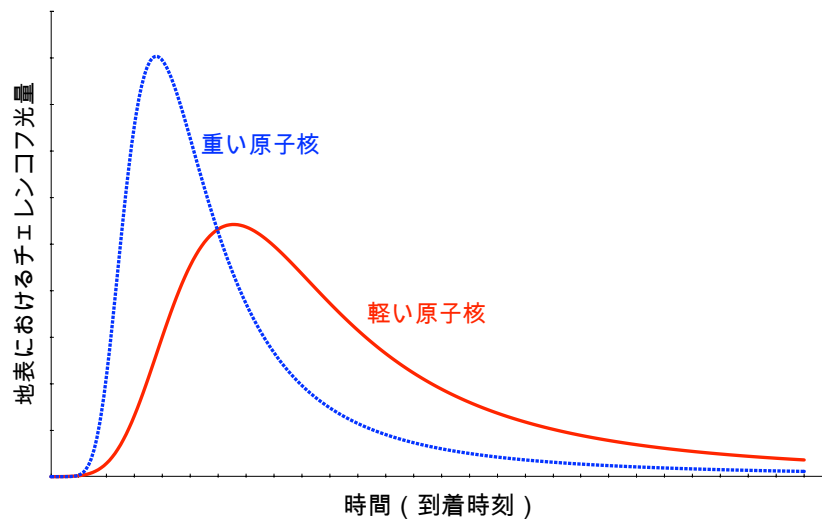


図 1.10: 一次宇宙線核種ごとの空気シャワー縦方向発達の違いが、空気チェレンコフ光の到着時間分布の違いになって現れる様子。

### 1.3.6 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源の研究のために 1992 年ユタ州ダグウェー (1435m,870g/cm<sup>2</sup>) 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ところに配置 (図 1.11) され、144 台のチェレンコフ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。

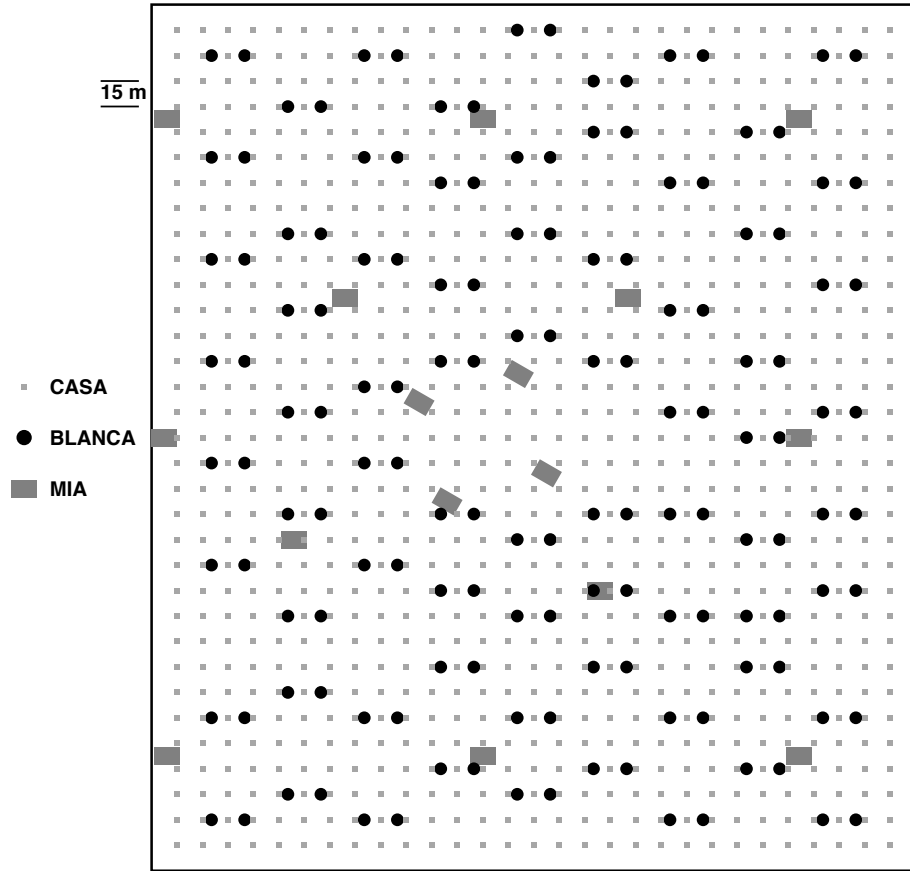


図 1.11: CASA 実験サイトの検出器配置図。CASA は荷電粒子検出器。BLANCA はチェレンコフ光検出器。MIA は地下に埋められたミューオン検出器。

CASA-BLANCA 実験では、チェレンコフ光の横方向分布を (1.25) 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 1.12 に示す。

$$C(r) = \begin{cases} C_{120}e^{s(120m-r)}, & 30m < r \leq 120m \\ C_{120}(r/120m)^{-\beta}, & 120m < r \leq 350m \end{cases} \quad (1.25)$$

フィット関数は3つのパラメータ  $C_{120}$ ,  $s$ ,  $\beta$  から成る。 $C_{120}$  は 120m 地点での強度、 $s$  は  $30m < r \leq 120m$  の指数関数の傾き、 $\beta$  は  $120m < r \leq 350m$  のべき関数の傾きを表す。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。



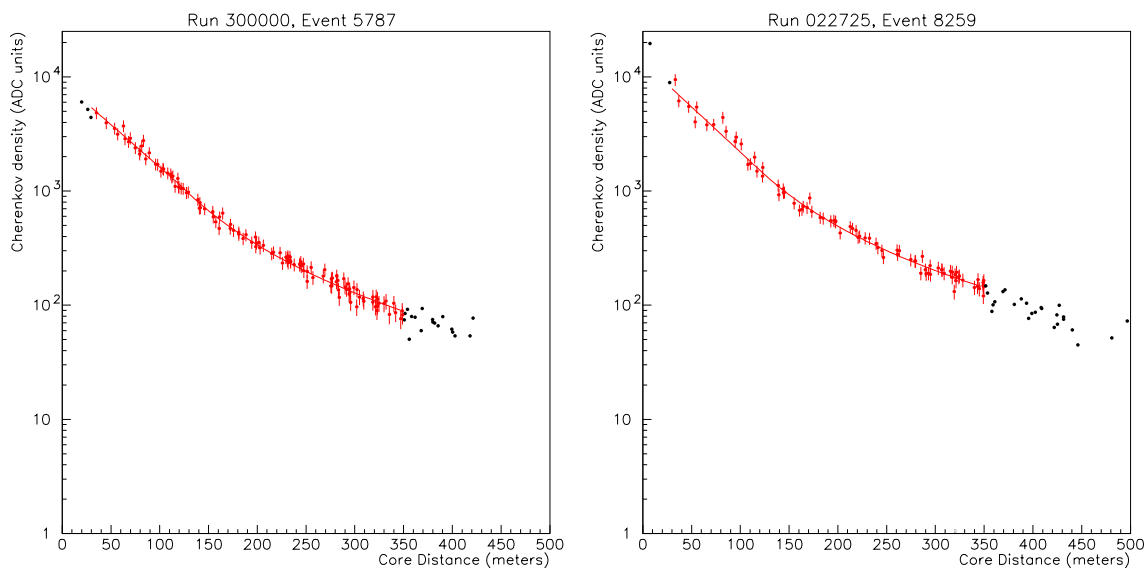


図 1.12: CASA-BLANKA 実験における横方向分布 [22] : シミュレーションによる 1PeV の陽子シャワーの横方向分布 (左) と実際に測定された横方向分布 (右)。赤線が式 (1.25) によるフィット結果。

## 1.4 “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 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”領域付近の宇宙線の観測をする (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  $10\text{m}^2$  のシンチレータ検出器を 137m 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  $3.2\text{m}^2$  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  $128\text{m}^2$  のミュオントラッキング 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]。

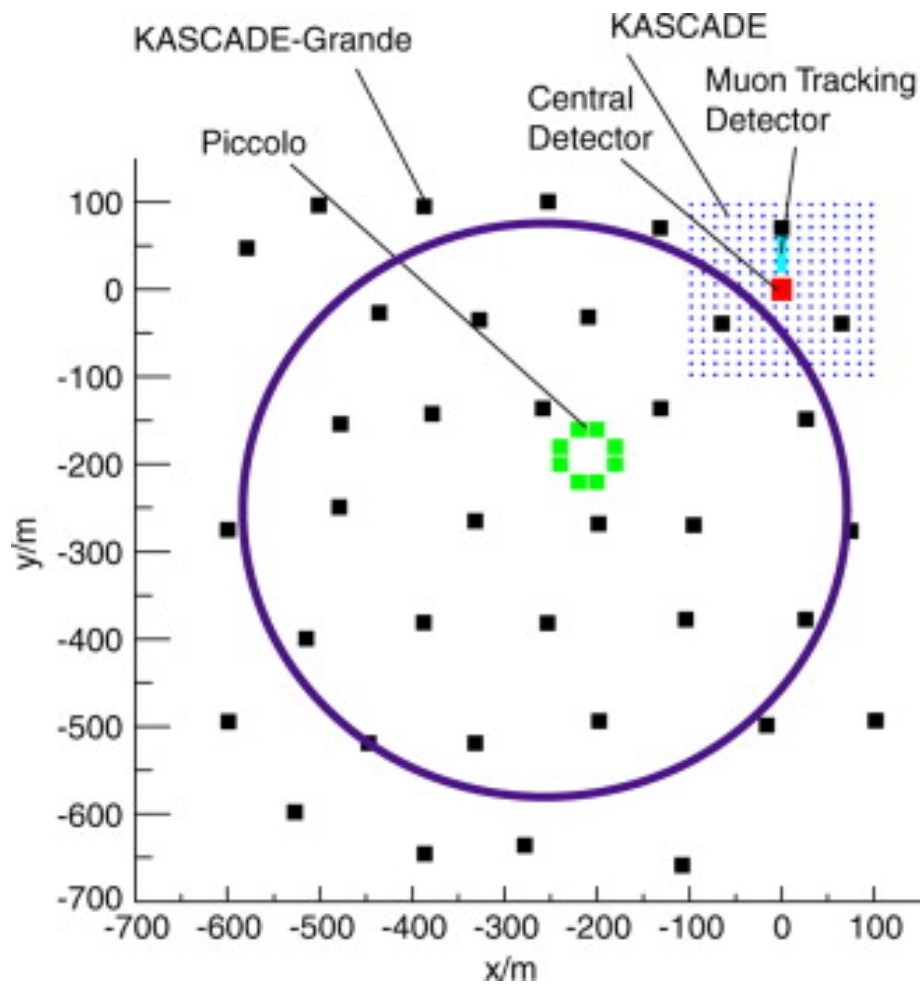


図 1.13: KASCADE-Grande 実験アレイ・KASCADE アレイ 検出機配置図 [31]

### 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 ( $2\text{m}^2$ ) と地下に配置された 6 台のミュオン検出器 ( $20\text{m}^2$ ) で  $8.2\text{m}^2$  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  $10^{15}\sim 10^{18}\text{eV}$  のエネルギーを持つ宇宙線を観測する [11]。

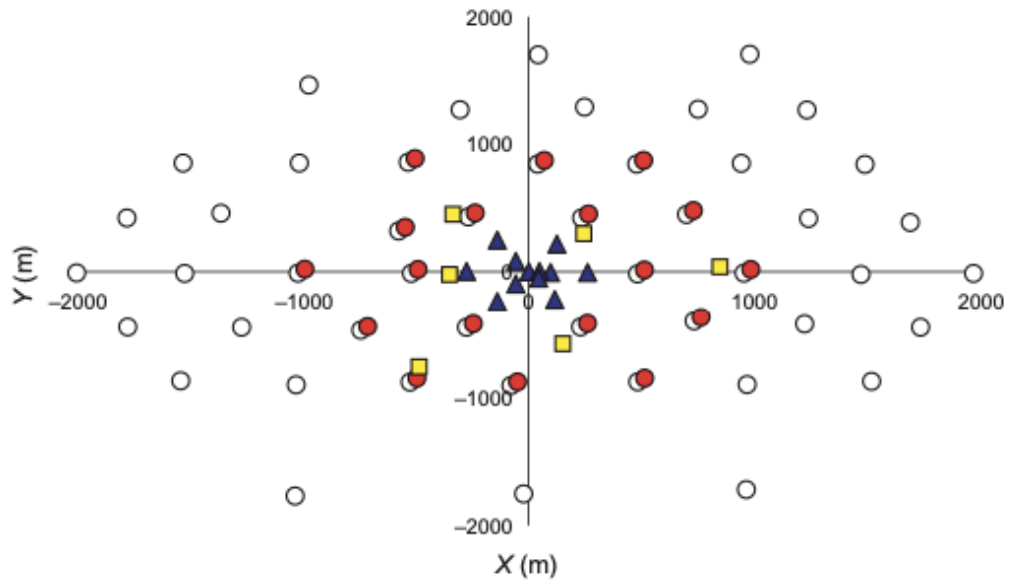


図 1.14: Yakutsk 実験アレイ 検出器配置図 [33]

## 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) で構成されているクラスターを 85m 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 1km の地点にさらに 6 クラスターを配置して、およそ  $3\text{m}^2$  をカバーする。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 [12]。

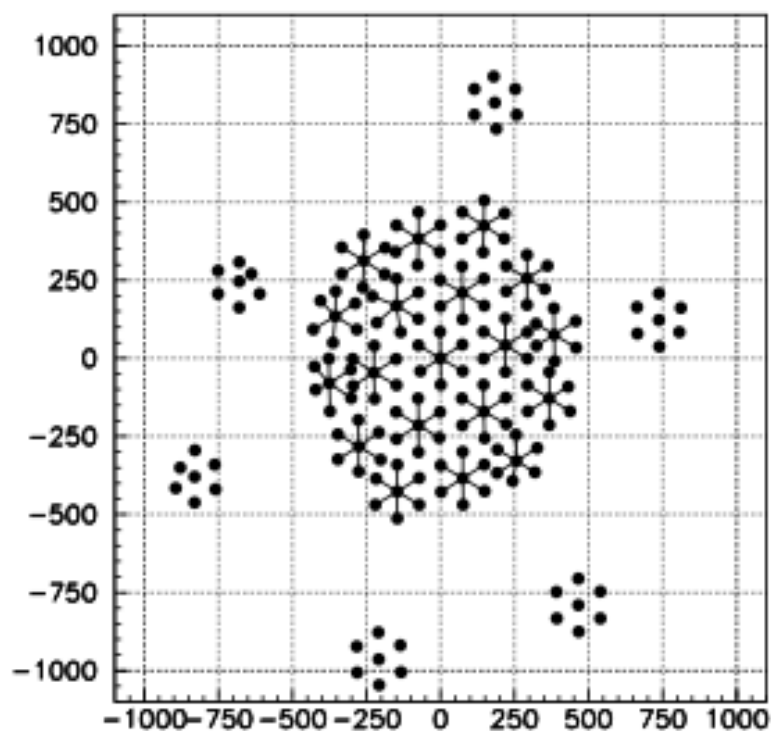


図 1.15: Tunka 実験アレイ 検出機配置図 [30]

### 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 120m 間隔で 86 本、地表面から深さ 1450~2450m の範囲に配置され、全体で  $1\text{m}^3$  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  $1\text{km}^2$  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 [13]。

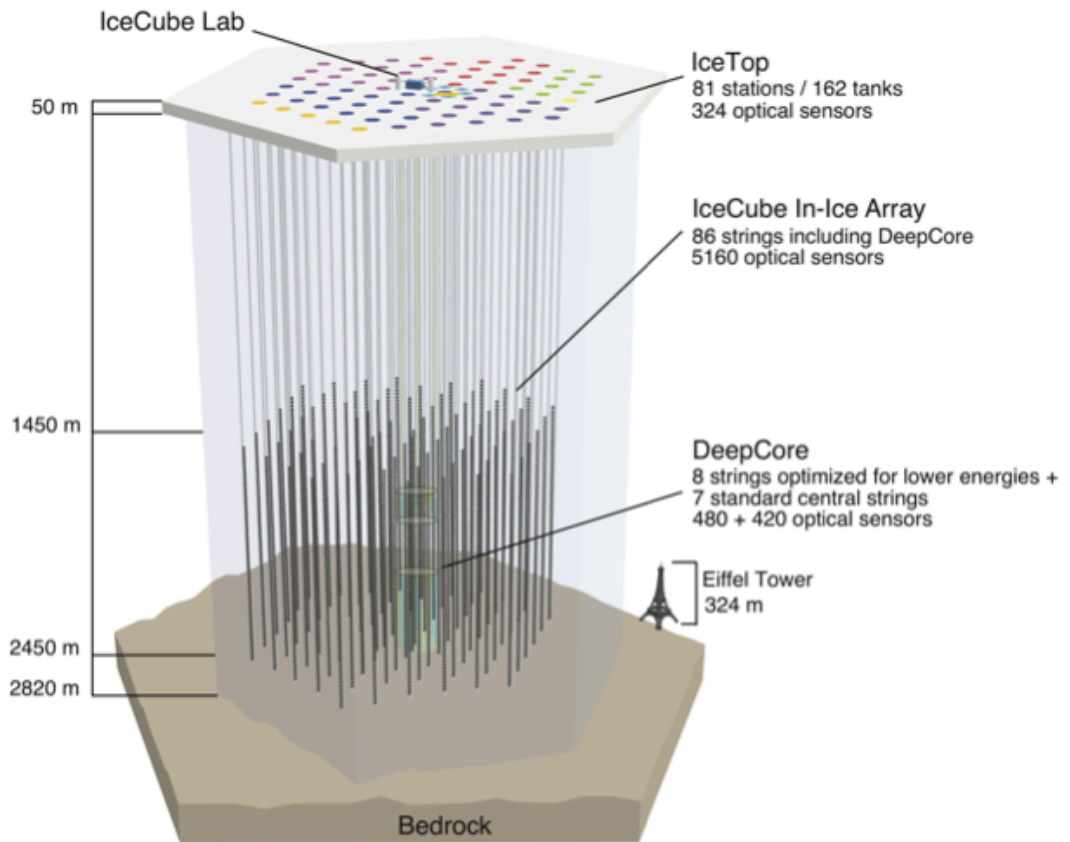


図 1.16: IceCube・IceTop 配置図 [32]

### 1.4.1 エネルギースペクトル

図 1.17、図 1.18、図 1.19、図 1.20 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  $\gamma_i$  はスペクトルのベキ指数である。エネルギースペクトルの  $\gamma_i$  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  $10^{17.5}$  eV の間で  $\gamma_i$  が小さくなる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いえる。

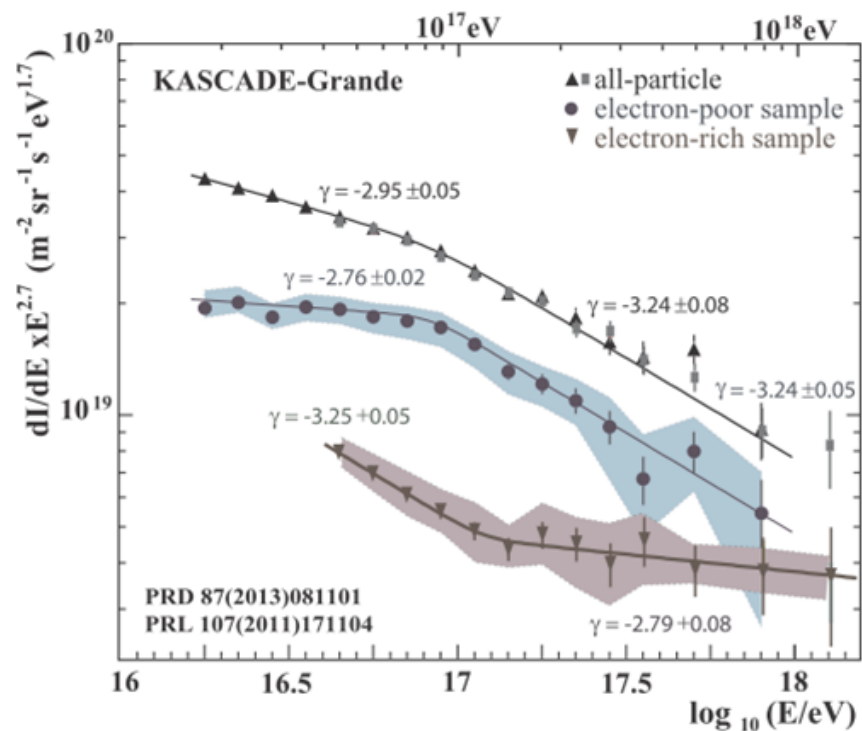


図 1.17: KASCADE 実験で観測されたエネルギースペクトル [14]。黒丸と青は muon rich、すなわち重一次原子核と思われるシャワーのエネルギースペクトル。下三角と茶色は、muon poor、すなわち軽一次原子核によるとと思われるシャワー。上三角と四角は全粒子スペクトルで、灰色四角が 2011 年 [15]。上三角が、2013 年 [16] に発表された結果である。色付きの領域が系統誤差の範囲を表している。

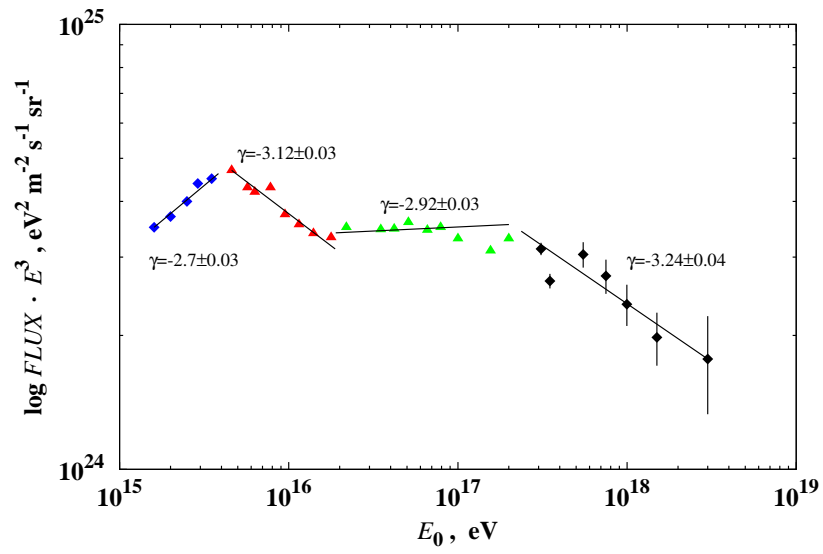


図 1.18: Yakutsk 実験で観測されたエネルギースペクトル [11]

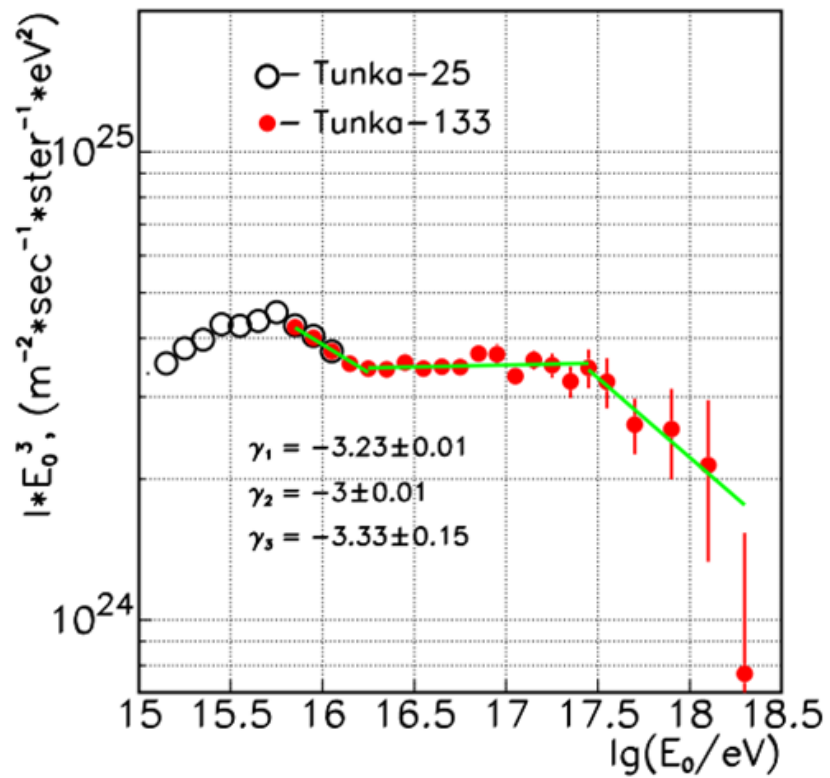


図 1.19: Tunka 実験で観測されたエネルギースペクトル [12]

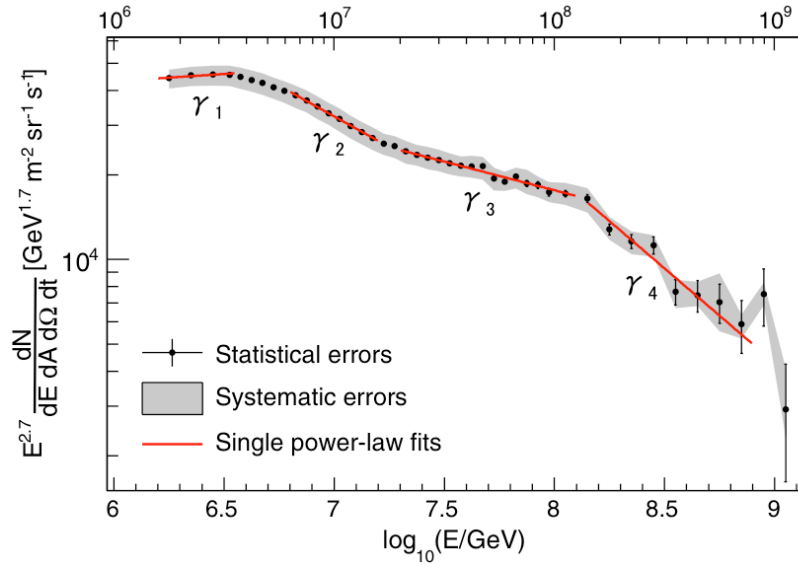


図 1.20: IceTop で観測されたエネルギースペクトル [13]  $\gamma_1 = -2.63 \pm 0.06$ ,  $\gamma_2 = -3.13 \pm 0.03$ ,  $\gamma_3 = -2.91 \pm 0.03$ ,  $\gamma_4 = -3.37 \pm 0.08$

## 1.4.2 質量組成

図 1.21、図 1.22、図 1.23 に Yakutsk 実験、Tunka 実験、IceCube 実験で方向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とったものである。

スペクトルにおける”2nd knee”の存在は、1.4.1 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 1.13 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  $\gamma$  が小さく逆に軽一次原子核成分(下三角と茶色)の  $\gamma$  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  $\gamma$  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



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られる。“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。

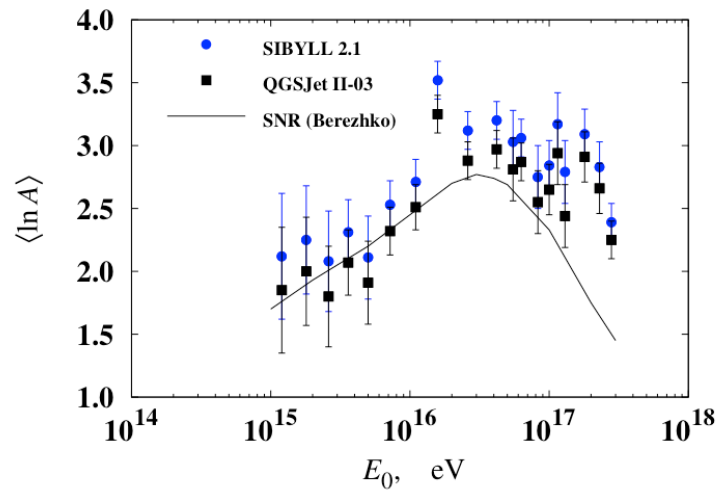


図 1.21: Yakutsk 実験で観測された質量組成 [11]

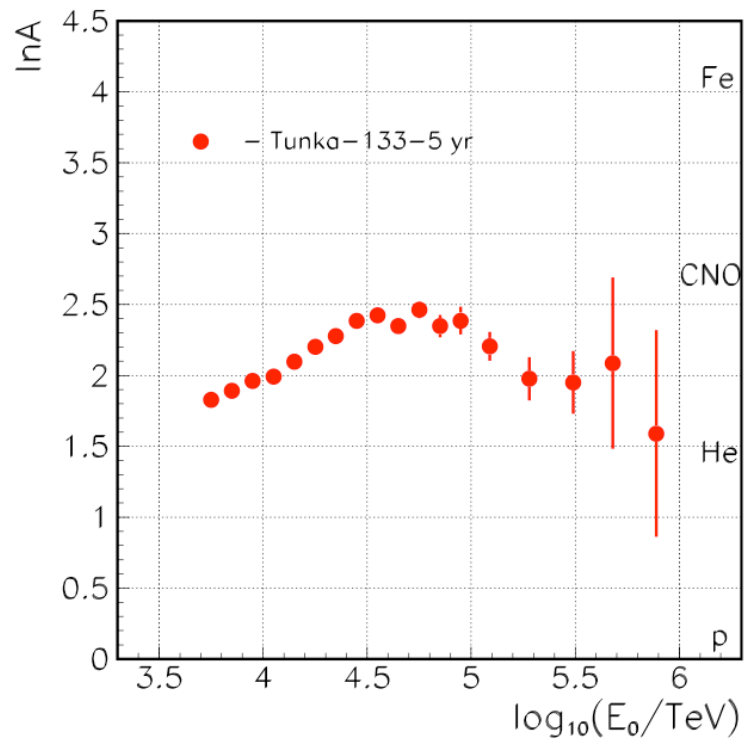


図 1.22: Tunka 実験で観測された質量組成 [12]

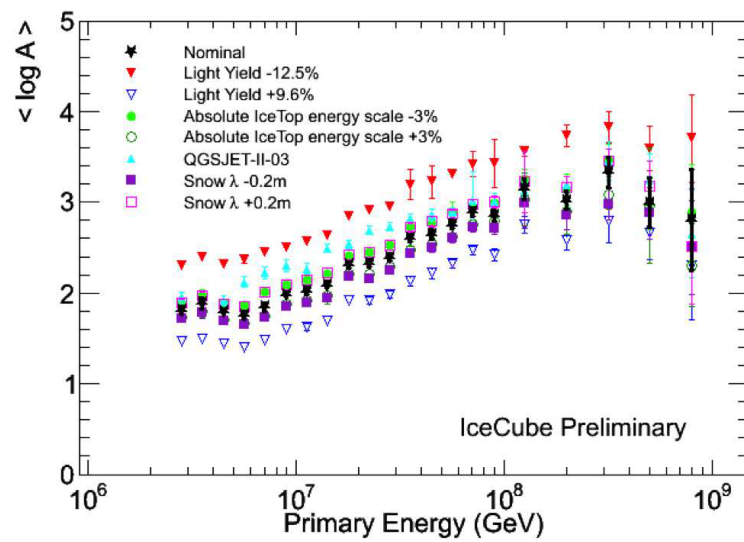


図 1.23: IceCube で観測された質量組成 [13]

## 第2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実験である。14 台のチェレンコフ検出器からなる NICHE 検出機アレイは TA 実験サイト内に配置され、TA 実験の大気蛍光望遠鏡 (FD) 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の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、エネルギーおよび質量組成の決定精度を高める。

### 2.1 TA 実験

TA 実験は、エネルギー決定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、稼働率が高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、お互いの利点を活かし  $10^{18}$ 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 1.2km 間隔で並べられた 507 台のシンチレーション検出器からなり、検出面積は約  $700\text{km}^2$  である。FD ステーションは SD アレイ周辺の 3 箇所にも約 35km 間隔で設置され方位角  $108^\circ$ 、仰角  $3^\circ \sim 33^\circ$  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 38 台ある。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 100~200m 高い場所に置かれている。TA の検出器配置を図 2.1 に示す。SD アレイ上空を FD の視野で覆い、到来する宇宙線を二つの異なる検出器でハイブリッド観測することが可能である。これまでの観測では、図 2.2 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。また図 2.3 のように  $X_{\text{max}}$  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などの軽い原子核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 57EeV 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 2.4 のように  $5.1\sigma$  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  $5.1\sigma$  の有意度をもつような偶然確率は  $3.4\sigma$  であると計算されている。

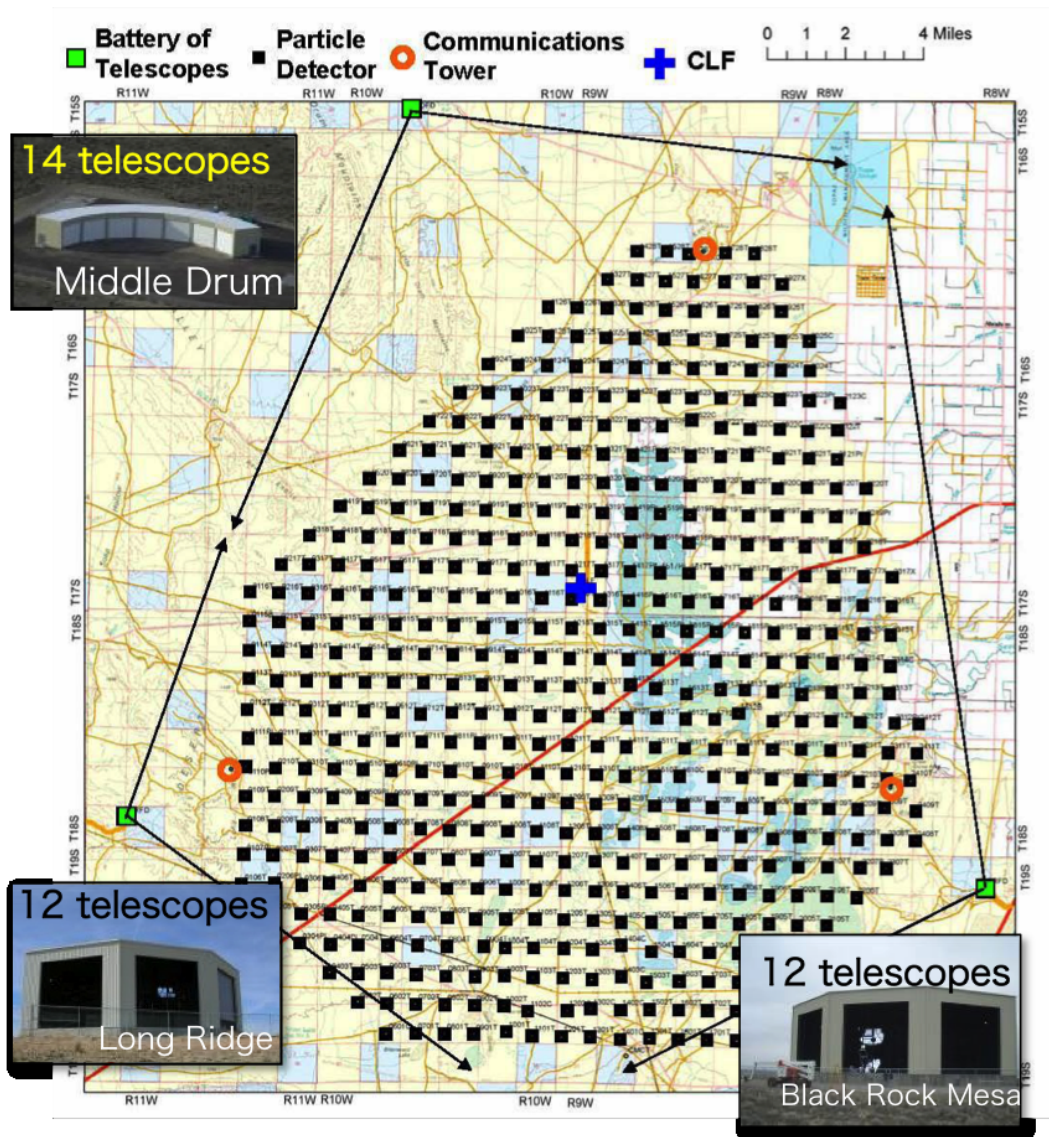


図 2.1: TA 実験における装置の配置図

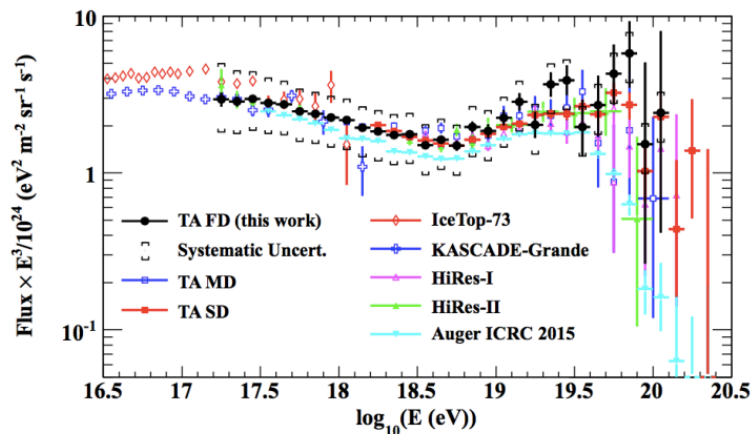


図 2.2: TA 実験といくつかの実験によるエネルギースペクトル [18]。スペクトルの微細構造を見やすくするためにスペクトルに  $E^3$  をかけている。

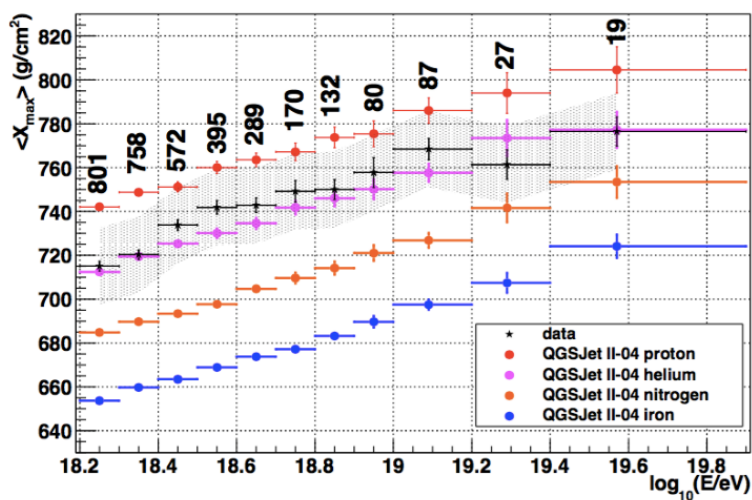


図 2.3: TA 実験による平均  $X_{\max}$  [19]。黒が観測データ、青が鉄と仮定したとき、赤が陽子と仮定したときのシミュレーションの結果。 $10^{18.2}$ eV 以上のエネルギー領域での観測データは、100%陽子であると仮定したときの組成と矛盾しない。

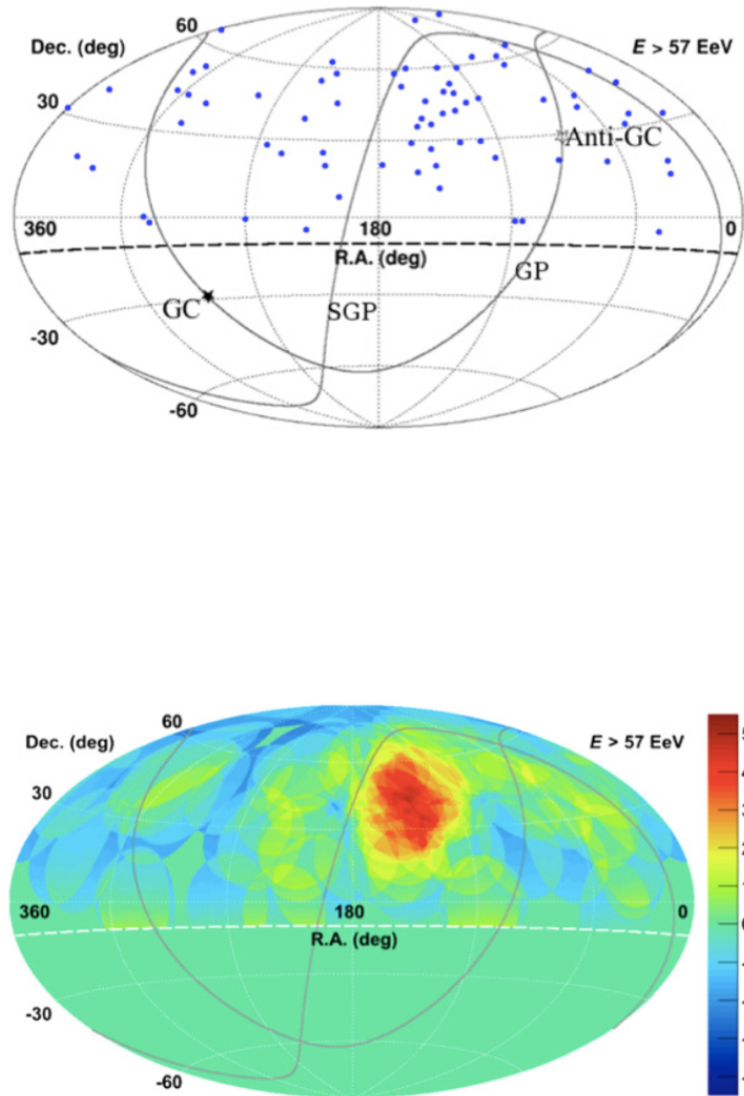


図 2.4: 上図:TA 実験で観測された 57EeV 以上のエネルギーをもつ宇宙線の到来方向。下図:上図の 1 点 1 点について 20 度の円を重ね書きして、その有意度を表したものの [20]

### 2.1.1 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め、それを PMT カメラで撮影して観測する装置である。TA 実験では、FD は 3 箇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(BR) ステーション、



Middle Drum(MD) ステーションの三つである。LR、BR ステーションに設置されている FD は、TA 実験のために新しく設計されたもので、口径 3m の球面積を持つ望遠鏡が 12 台ずつ設置されており、ステーション全体で方位角  $108^\circ$ 、仰角  $3^\circ \sim 33^\circ$  の範囲を見る。Black Rock(BR) の FD の外観を示す (図 2.5)。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。[36]

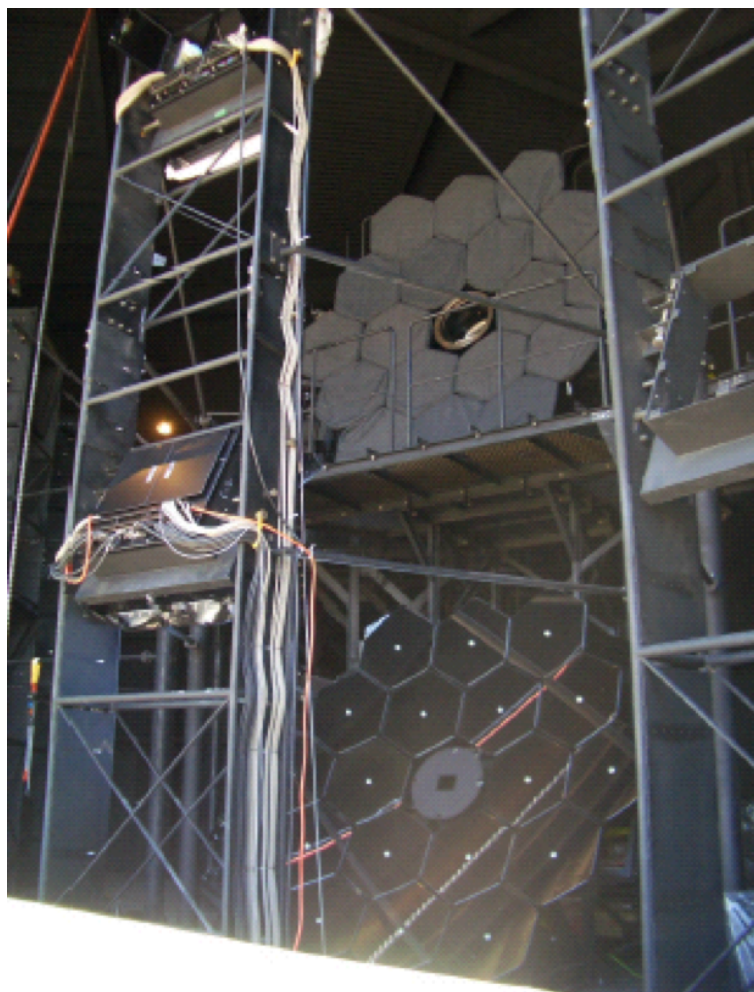


図 2.5: BR ステーションの大気蛍光望遠鏡

### 2.1.2 地表検出器

TA 実験の SD アレイは間隔 1.2km の碁盤目乗に並べられた 507 台の SD からなり、 $700\text{km}^2$  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 Communication Tower)、LRCT(Long Ridge Commu-

nication 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、1.2cm厚、2.0m×1.5mのプラスチックシンチレータ(CI工業製CIMS-G2)を二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1.2mm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2.7に、現在設置しているのSDのシンチレータボックスの構成図を示す。



図 2.6: 現在設置されている TA 実験の 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。



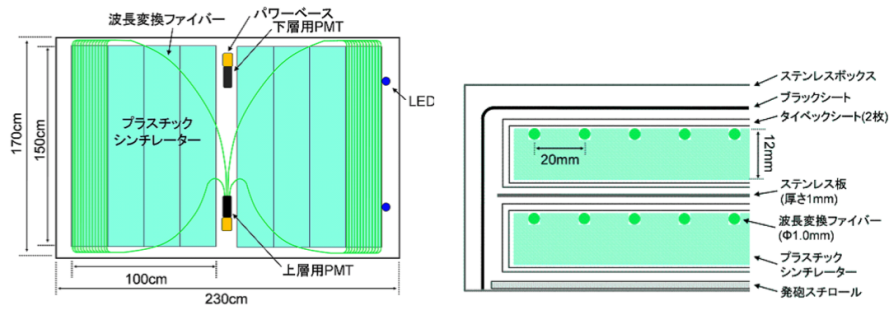


図 2.7: TA 実験 SD のシンチレータボックスの構成図。(左) シンチレータボックスの内部構造 (右) シンチレータボックスの断面図

## 2.2 NICHE 実験

### 2.2.1 NICHE 実験の目的

1.2 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と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のエネルギー領域では信頼できるデータはほとんどない。

本実験の目的は、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  $10^{16.5} - 10^{18.5}$ 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、銀河系内およ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かを決定することができる。

### 2.2.2 NICHE 実験方法と実験原理

NICHE 実験では  $10^{16.5} - 10^{18.5}$ 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。空気チェレンコフ光の到来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。

一方、本研究では、この手法を用いて空気シャワーの再構成あるいは一次宇宙線核種の決定を行うわけではない。測定したチェレンコフ光の情報をもとに深層学習手法を用いて、空気シャワーの再構成と一次宇宙線核種の決定を行う。(4章)

### 2.2.3 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る (図 2.8)。

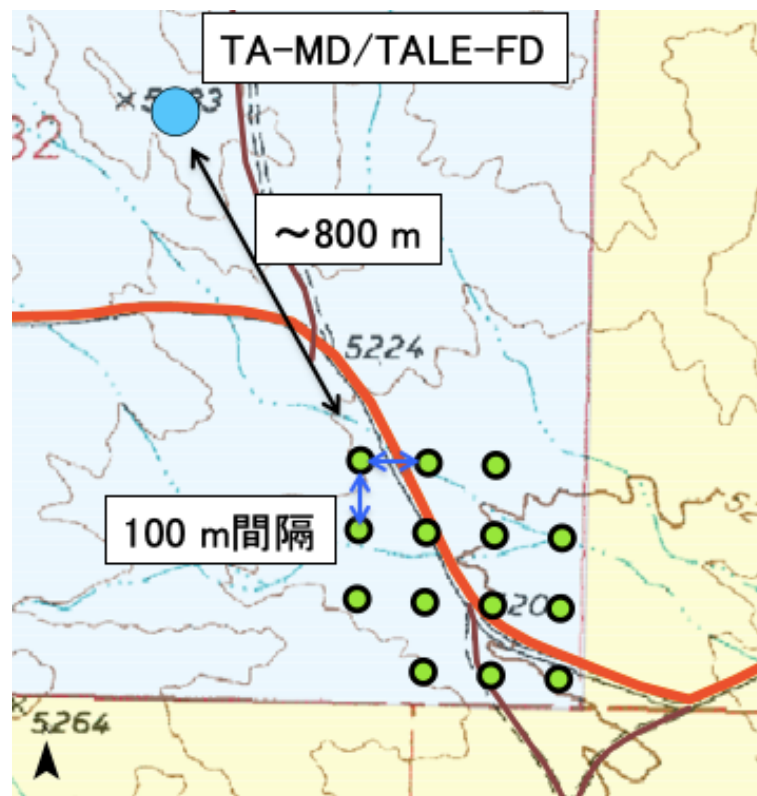


図 2.8: TA 実験の FD と NICHE 検出器の配置図。□が TA の FD。○が NICHE 検出器。FD は、NICHE 検出器の方向に向いていて、視野の境界線を点線で表している。

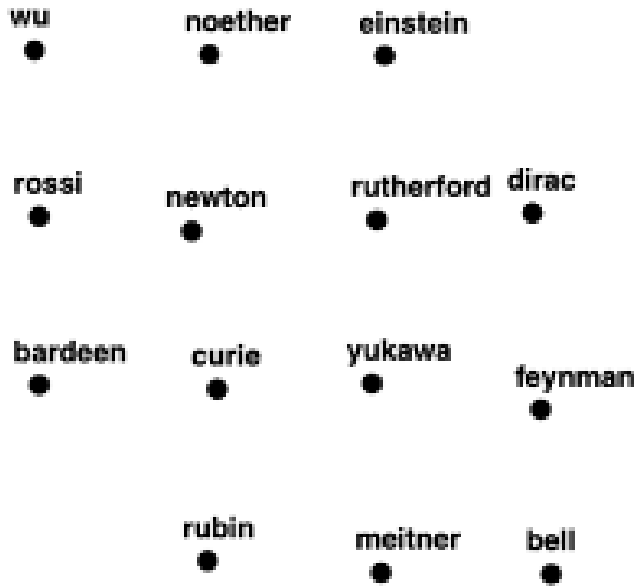


図 2.9: 設置済み NICHE 検出器の名前:全検出器に識別できる名前が割り当てられている。

検出器名	緯度	経度	標高 [m]	X[m]	Y[m]
bell	39.4655455	-112.9870413	1565.11m	147.562	-155.481
feynman	39.4664205	-112.9870997	1564.83m	142.620	-58.308
dirac	39.4674674	-112.9871719	1564.90m	136.506	57.957
meitner	39.4655700	-112.9881929	1569.93m	48.433	-152.660
yukawa	39.4665559	-112.9882568	1566.67m	43.033	-43.179
rutherford	39.4674284	-112.9881912	1566.22m	48.765	53.707
curie	39.4665285	-112.9892628	1567.89m	-43.564	-46.142
newton	39.4673702	-112.9894342	1568.14m	-58.234	47.344
noether	39.4683232	-112.9893122	1568.32m	-47.638	153.167
rossi	39.4674375	-112.9904424	1569.44m	-145.009	54.900
wu	39.4683432	112.9904673	1569.50	-147.061	155.481
einstein	39.4683195	-112.9881591	1567.33m	51.614	152.666
rubin	39.4656067	-112.9893238	1572.11m	-48.910	-148.491
bardeen	39.4665428	-112.9904710	1570.51m	-147.562	-44.453

表 2.1: 各検出器の経度、緯度、標高、アレイ中心を原点とする X、Y 座標

## 2.2.4 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一本の PMT を持つ簡単な構造になっており、効率よくチェレンコフ光を検出できるように、視野角  $45^\circ$  の集光コーンを取り付けた。また、観測は夜のうちに行われ、日の出ている時間帯は観測を行わないので、検出器の開閉が可能なシャッターを取り付けて観測を行わないときにはシャッターを閉める。



図 2.10: 検出器の外観

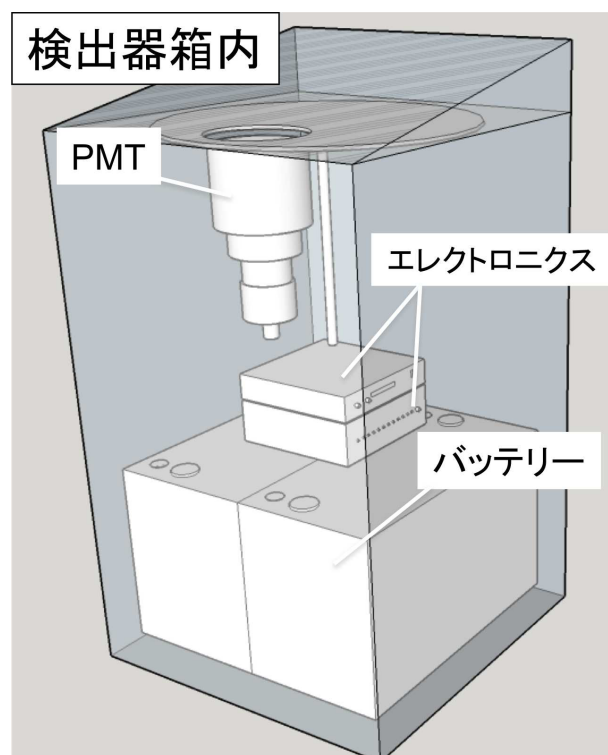


図 2.11: 検出器箱内の概略図

図 2.10、図 2.11 のように、検出器は無線通信アンテナ、GPS アンテナ、PMT、エレクトロニクスである測定ユニットおよびコントロール回路からなる。

## 2.2.5 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  $200\text{MHz}$  のサンプリングであるから、その時間分解能は  $5\text{ns}$  である。FADC は信号がないときに 1023 ポイントのノイズの振れ幅  $\sigma$  を常に計算していて、

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いた 2,4,8,16,32 いずれかの場合移動平均を常に計算しており、(移動平均後の値 - 平均値)<sup>2</sup> > (トリガ発生のない 1023 ポイントの母分散  $\sigma$ ) × (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オフラインでコインシデンスイベントを見つける。

## 第3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。

### 3.1 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経由でのログインができ、遠隔の操作により、観測開始/終了、検出器の制御、ステータスの取得およ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 であるため 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 3.1: 測定ユニットエレクトロニクス



図 3.1: 測定ユニット：表 3.1 のように使用を決定し、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 信号によって校正された時間と 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 3.2 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。

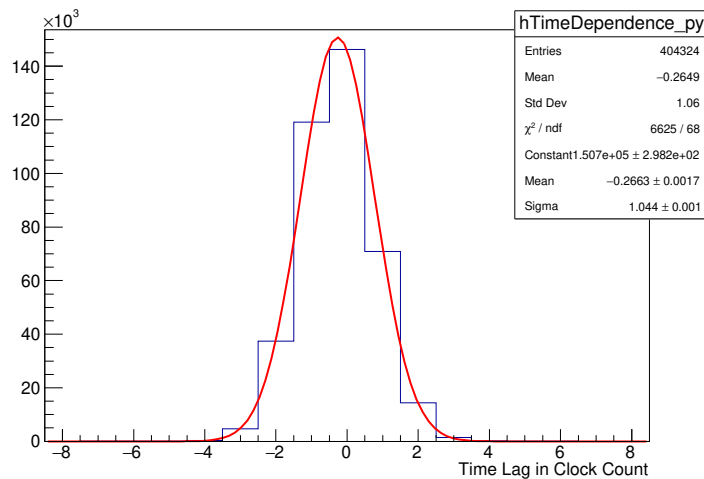


図 3.2: 時間情報の正確さ。

### 3.1.1 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からの信号は負電荷であるため、FADCに入力される信号は正に反転される。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 $1.526V/2^{12} = 0.375mV$ 、5nsである。

2.2.5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3.2)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閾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)、トリガー閾値を49( $7\sigma$ に相当)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、トリガー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内で事前に設定されたトリガー位置(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3.3に示す。

移動平均ポイント数	4,8,16,32
トリガー閾値 $\sigma^2$	0-255

表 3.2: セルフトリガー条件のための設定可能パラメータ

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

表 3.3: その他の測定ユニットで設定可能なパラメータ



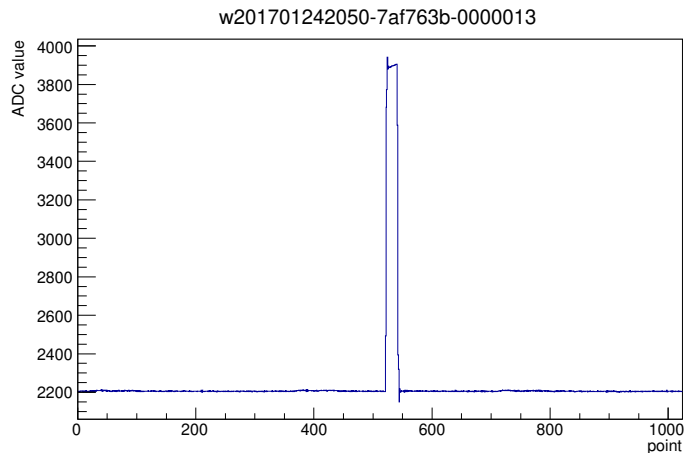


図 3.3: 測定ユニットに波高 0.8V の短波形を入力した際の信号。横軸のポイント数は 0 から 1023 まで、縦軸の ADC 値は 0 から 4095 までとる。レベルシフトとゲインは共に 0 で、トリガー位置は 500 ポイントにセットされている。GPS の 1PPS と同期したトリガー位置における時間情報がグラフ上部に表示されておりハイフンを挟んで左から順に、年日時分秒、直前に 1PPS 信号受信してから数えられたクロックカウント数 (16 進数)、波形取得開始してから得られた波形数に対応している。この波形は 2017 年 1 月 24 日 20 時 50 分、 $128939579(0x7af763b) \times 5\text{ns} = 644697895\text{ns}$  にと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うことを懸念して、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 3.4 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させ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。

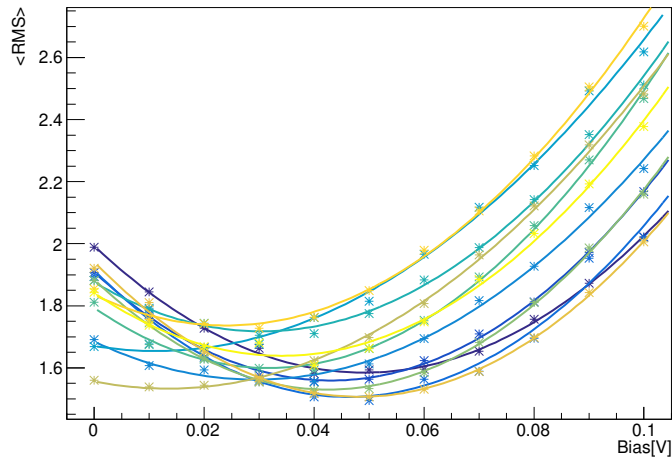


図 3.4: レベルシフト Bias とベースラインのふらつきの平均値  $\langle \text{RMS} \rangle$  の関係。12 台の測定ユニットの結果が色分けされて描かれている。スターはデータ点を示し、1 点あたり 170 程度のデータが記録されている。実践はデータ点をフィットしたもので二次関数を使用している。観測時にはフィット関数乗で最小になるところのレベルシフトを使い、測定していない残りの測定ユニットに対しては 12 台分の平均値をつかう。

移動平均ポイント数	8
トリガー閾値 $\sigma^2$	49
トリガー位置 (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 3.4: 観測中に設定しているパラメータ

## 3.2 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、レギュレータを用いて 12V から 3.3V へ変換される。

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 電源の制御を行なっている。また、シャッターが開き切った状態、閉まりきった状態を検知し、モータードライバは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 Opeb/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。

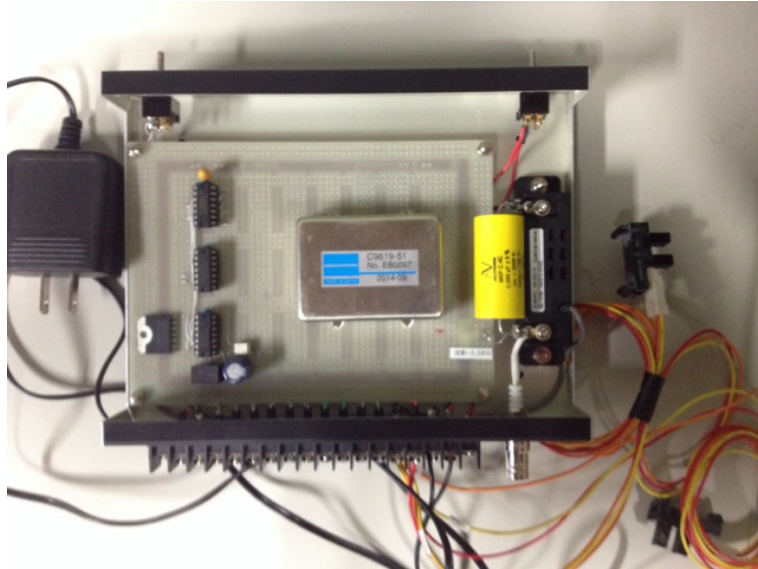


図 3.5: コントロールボックスの回路写真:HV(真ん中にある銀色の物体)用のコンデンサーは右側の黄色い物体。HV用コンダンスのすぐ右隣に取り付けてあるのは1/1000分圧器。基板の左端に取り付けてあるものがモータードライバー。2つのリミットスイッチ(右側にある赤線につながっている黒いブロック状の物体)は突起間に何か遮蔽物が挿入されると、センサーが遮断され、電圧が落ちる仕組みである。

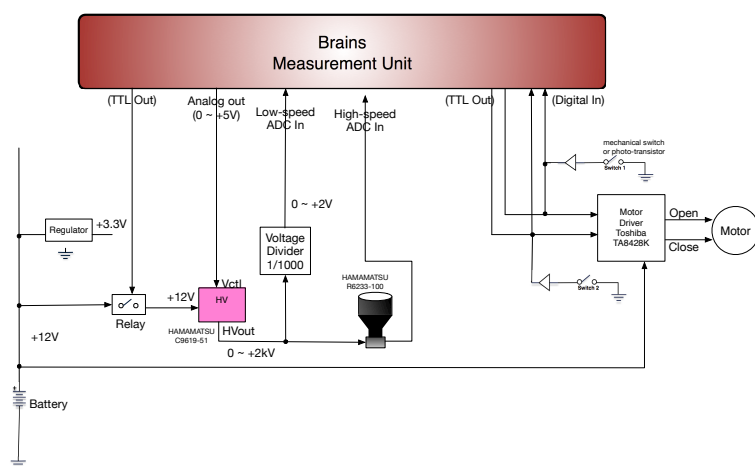


図 3.6: 測定ユニットによるコントロールダイアグラム

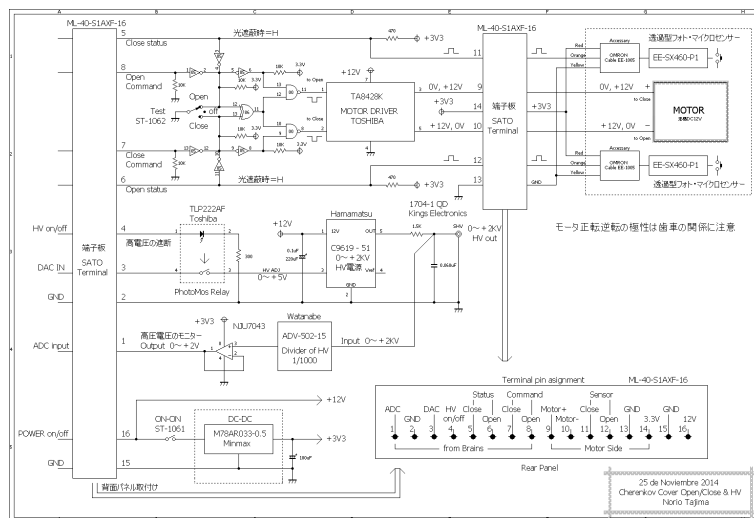


図 3.7: コントロールボックスの回路図

### 3.3 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 は受光面がバルブ胴部につけられているヘッドホン型のものを使用している。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させた構造を採用している。



図 3.8: PMT の写真 : 受光面の直径は 70mm

光電面直径	70mm
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 3.5: PMT(R6233-100:浜松ホトニクス) の特性

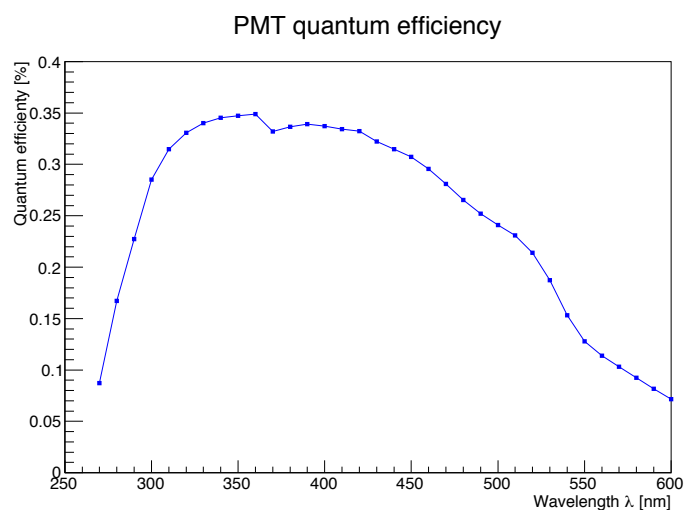


図 3.9: 浜松ホトニクス社提供データによる PMT の量子効率:300-450nm 付近に最大量子効率を持つ。

### 3.3.1 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  $V$  の電圧を印加したした場合の PMT ゲイン  $\mu$  は  $\mu = KV^{\alpha n}$  で与えられる。ここで  $K$  は定数で  $\alpha$  はダイノードの形によって決まり、0.7-0.8 の値をとる。PMT(R6233-100) のダイノードの段数は八段であるから、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。

安定後編である YAP(図 3.10) 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 3.11 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 3.12 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。

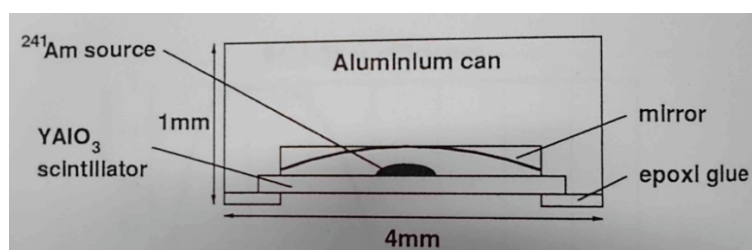


図 3.10: YAP の構造。放射性同位体である  $^{241}\text{Am}$  から放出されているアルファ線によるシンチレーション光を利用する。[23]

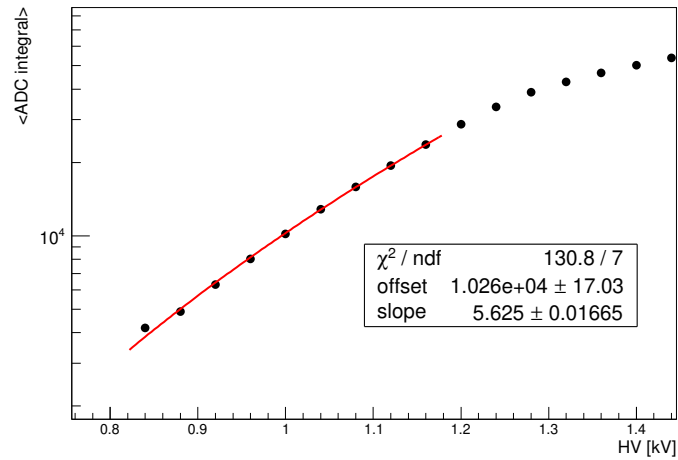


図 3.11: HV-PMT ゲイン関係。横軸は HV 値で縦軸が測定ユニットで読み取った信号の積分値の片対数グラフ。赤線はベキ関数によるフィット関数であるが、サチュレートした信号を含むデータ点はフィットされていない。

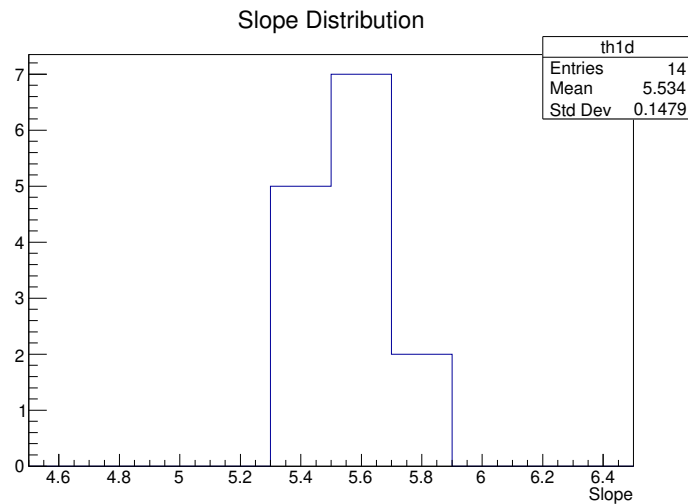


図 3.12: 14 台のゲインの傾き分布。

### 3.3.2 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 ゲインの絶対校正にも使われた CRAYS (Calibration using RAYleigh Scattering)[24] を使用する。CRAYS では、窒素レーザー (337.1ns) を準気体 (> 99.9999%;  $\text{N}_2$ , Ar) が詰められたチェンバーに入射させる。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、実際に推定された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3.13に示す。

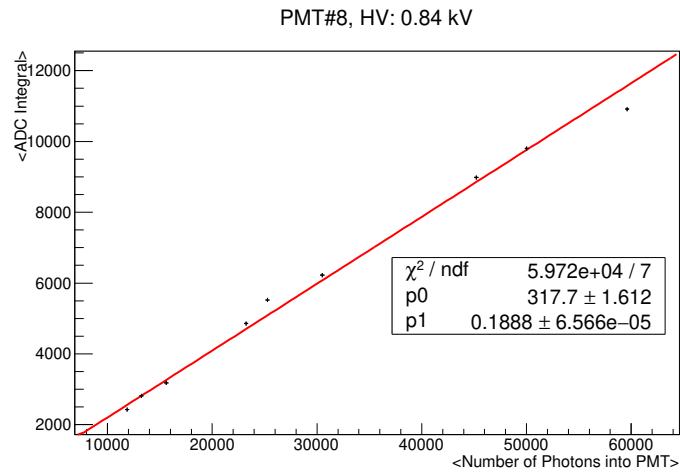


図 3.13: ADC 値と光子数の関係。

### 3.4 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行う。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。



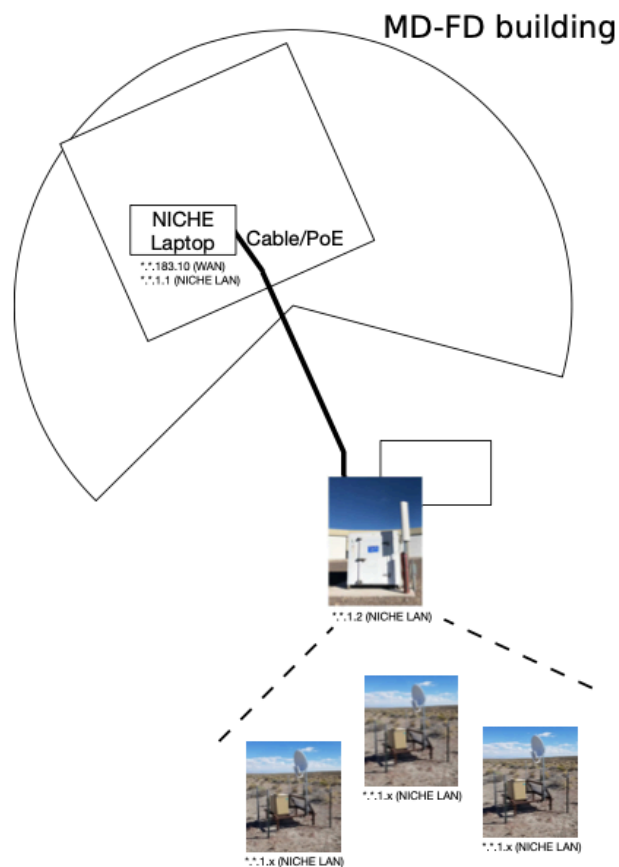


図 3.14: メイン PC と検出器を含むネットワークの概略図

### 3.5 発電システム

発電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、一日の平均発電量を 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, DC 12V, 100Ah

現在、バッテリーにはリチウムイオン電池の方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が使用されている。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二つ用いることにしている。また、繰り返し充放電を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4章 CNNを用いたNICHE空気シャワーイベント再構成

本研究ではNICHE検出器によって集められた信号データを用いて、空気シャワーイベントの再構成を行った。再構成の方法として機械学習、特に深層学習手法を使用し、宇宙線の到来方向やコアポジションなどを決定した。

### 4.1 畳み込みニューラルネットワーク

#### 4.1.1 機械学習

機械学習 (machine learning) とは、人間がこなすような様々な学習や知的作業を計算機に実行させるためのアプローチの研究、あるいはその手法そのもののことを指す。知識を人間が直接アルゴリズムに書き込んだり教えこんだりするのではなく、データという具体例の集まりから自動的に学ばせる方法をとる。機械学習と呼ばれる手法は多く存在し、その一つにニューラルネットワークを用いた手法がある。

ニューラルネットワーク (Neural Network ; NN) は入力層、出力層、中間層と呼ばれる三種類の層から構成される (図 4.1)。一つ一つの層はニューロンと呼ばれる最小単位によって形成される。入力層ではデータを入力値として受け取り、中間層で特徴量を抽出し、その演算結果を出力層に出力値として出力する。中間層は隠れ層とも呼ばれる。隠れ層を複数持つことで複雑な問題、計算を行うことが可能になった。

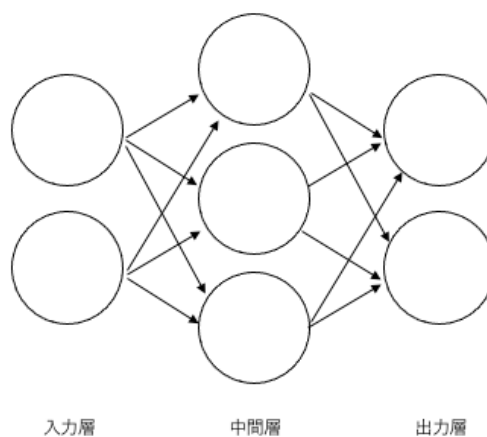


図 4.1: ニューラルネットワークの例

パーセプトロン (単層ニューラルネットワーク) は 60 年以上前に考案された演算アルゴリズムである。パーセプトロンは複数の入力から一つの値を出力する関数であり、多数のパーセプトロンによりニューラルネットワークは構成される。図 4.2 に簡単なパーセプトロンの例を示す。

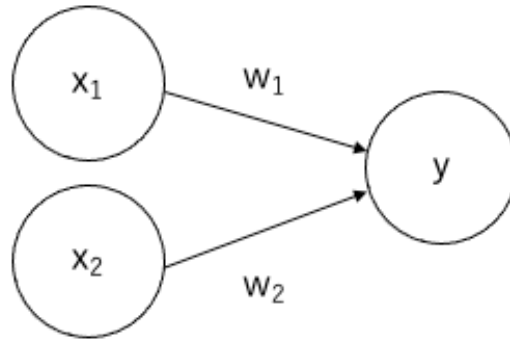


図 4.2: パーセプトロンの例

このとき出力  $y$  は

$$y = \begin{cases} 0 & (w_1x_1 + w_2x_2 + b \leq 0) \\ 1 & (w_1x_1 + w_2x_2 + b > 0) \end{cases} \quad (4.1)$$

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

$$f(x) = \sum_{i=1}^n w_i x_i + b \quad (4.2)$$

$$y = \begin{cases} 0 & (f(x) \leq 0) \\ 1 & (f(x) > 0) \end{cases} \quad (4.3)$$

と書くことができる。 $w$  は「重み」と呼ばれるパラメータで、入力信号の出力に対する重要性や影響の大きさを調整する。また  $b$  は「バイアス」と呼ばれるパラメータである。 $f(x)$  が 0 以上となり出力  $y$  が 1 になることをニューロンの発火という。バイアスはニューロンの発火させやすさを調整する。

パーセプトロンでは入力値と重みそれぞれの積の和をとり、バイアスを加えた後、さらに活性化関数  $h(a)$  による処理を行う。活性化関数は  $f(x)$  を別の数値に変換して出力する関数である。4.1.4 での計算を活性化関数を明示して書くと、

$$a = b + w_1x_1 + w_2x_2 \quad (4.4)$$

$$h(a) = 0 (a \leq 0), 1 (a > 0) \quad (4.5)$$

$$y = h(a) \quad (4.6)$$

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

## 4.1.2 活性化関数

前節で活性化関数の一つであるステップ関数について記述したが、この説では本研究で深層学習モデルを作成する際に使用した活性化関数についてそれぞれ説明する。

### シグモイド関数 (sigmoid function)

シグモイド関数  $\sigma$  は

$$\sigma(x) = \frac{1}{1 + e^{-x}} \quad (4.7)$$

で表される。0 から 1 の値を出力する関数で、二値分類モデルの出力層で頻繁に使用される。

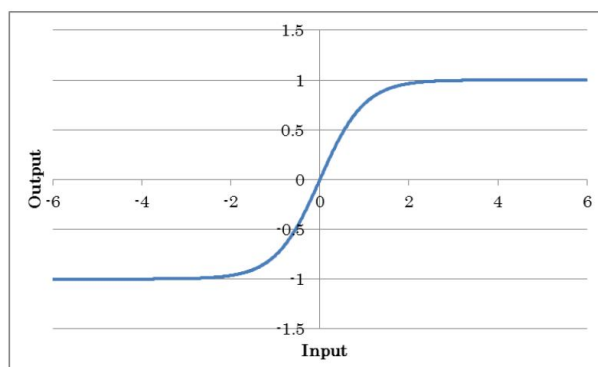


図 4.3: シグモイド関数

### tanh 関数 (Hyperbolic tangent function)

tanh 関数は

$$\tanh(x) = \frac{e^x - e^{-x}}{e^x + e^{-x}} \quad (4.8)$$

で表される関数である。シグモイド関数に比べて微分の値の上限が大きい (最大 1) ため学習を高速化することができ、シグモイド関数に代わって採用されるようになった。現在では -1 ~ 1 の範囲で値を出力する特性を活かし、シグモイド関数同様に出力層で用いられることが多い活性化関数である。

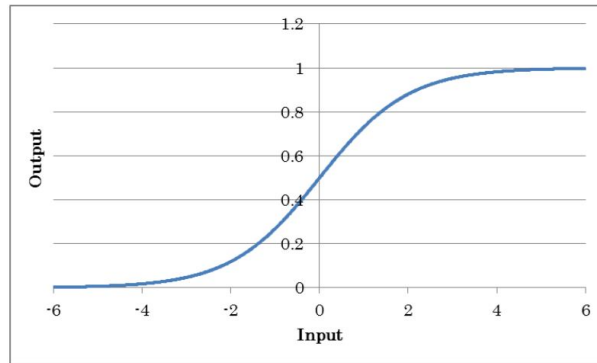


図 4.4: tanh 関数

## ReLU(Rectified Linear Unit)

ニューラルネットワークにおける ReLU は、

$$f(x) = \begin{cases} 0, & (x \leq 0) & (4.9a) \\ x, & (x > 0) & (4.9b) \end{cases}$$

のように、入力が 0 より大きいなら入力値をそのまま、0 以下なら 0 を返す関数である。微分の値  $f'(x)$  が  $x < 0$  で 0、 $x > 0$  で 1 と定数であるため計算時間が短く、微分の値が層が深くなるにつれて勾配が消失してしまう問題を解決することができる。

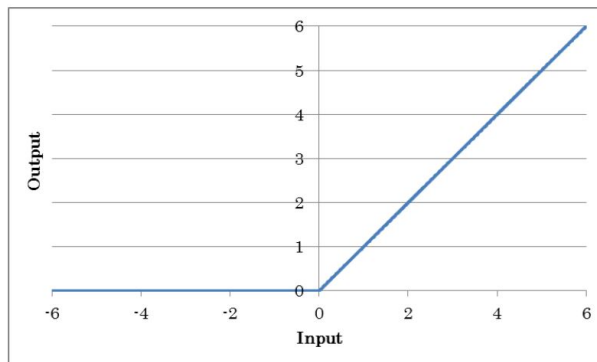


図 4.5: ReLU

### 4.1.3 最適化アルゴリズム

学習(トレーニング)とは与えた入力から、より優れた値を得るためにパラメータの(重み、バイアス)を更新する作業のことである。優れた値とは正解値に極力近い

値であり、出力値の正解値との差は「損失関数」により計算される「損失」を参照することで知ることができる(代表的な損失関数については次節で触れる。)

損失の値は出力値に依存し、出力値は4.1.2で記述したように各層でのパラメータ(重み、バイアス)により決まる。すなわち損失は重みやバイアスの関数であり、損失を最小にするように重みやバイアスを更新することで、正解に近い値を出力するニューラルネットを獲得することができる。このパラメータ更新の作業を「最適化」、そのアルゴリズムのことを「最適化アルゴリズム」という。

最適化アルゴリズムには様々な種類が存在する。ここでは本研究でのモデル作成に使用した最適化アルゴリズム「Adam」についてのみ記述する。Adamは現在あらゆる深層学習モデルでもっとも幅広く使われているスタンダードな最適化アルゴリズムである。Adamの更新式を以下に示す。

$$\nu_t = \beta_1 \nu_{t-1} + (1 - \beta_1) \nabla_w \mathcal{L}(w) \quad (4.10)$$

$$s_t = \beta_2 s_{t-1} + (1 - \beta_2) (\nabla_w \mathcal{L}(w))^2 \quad (4.11)$$

$$w_t = w_{t-1} - \alpha \frac{\nu_t}{\sqrt{s_t + \varepsilon}} \quad (4.12)$$

$w$ は重み、 $\nu$ は一次勾配 $\nabla_w \mathcal{L}(w)$ の移動平均、 $s$ は $\nabla_w \mathcal{L}(w)$ の分散の移動平均で学習中随時更新される。 $\mathcal{L}$ は損失関数であり学習の前に決める。さらに $\alpha$ は学習率、 $\beta_1$ は $\nabla_w \mathcal{L}(w)$ の移動平均算出の際の重み、 $\beta_2$ は $\nabla_w \mathcal{L}(w)$ の分散の移動平均算出の際の重み、 $\varepsilon$ は式(4.11)の第二項の分数の分母を0にしないための微少量であり、これらの値も学習の前に人の手で決める必要がある。このようなパラメータのことをハイパーパラメータと呼ぶ。本研究でAdamを用いる際の各ハイパーパラメータの値は、

$$\alpha = 0.001 \quad (4.13)$$

$$\beta_1 = 0.9 \quad (4.14)$$

$$\beta_2 = 0.999 \quad (4.15)$$

$$\varepsilon = 10^{-7} \quad (4.16)$$

で統一した。

#### 4.1.4 損失関数

損失関数は出力値と正解値の差を算出する。前節で述べた通りパラメータ更新に利用される。損失関数にもモデルの目的により様々な種類があり、その中で使用した二種類について記述する。



## 平均二乗誤差 (MSE : Mean Squared Error)

各データに対して出力値と正解値の差の二乗を計算し、平均を出力する。連続的な値の中から具体的な値を推定する際に用いる回帰モデルにおいて、もっとも一般的な損失関数として知られている。

$$MSE = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\tilde{y}_i - y_i)^2 \quad (4.17)$$

## 交差エントロピー誤差 (Cross-entropy Loss)

交差エントロピーは二つの確率分布によって定義される。真の確率分布  $p$ 、出力した確率分布  $q$  に対して交差エントロピー誤差  $H(p, q)$  は、次のようになる。

$$H(p, q) = -\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (p_i \log q_i + (1 - p_i) \log (1 - q_i)) \quad (4.18)$$

$H$  の取る値の範囲は  $0 \leq H \leq \infty$  であり、正解から離れたとき、交差エントロピー誤差は平均二乗誤差と比べてより大きな値をとる。入力データをあらかじめ定められた複数のクラスに分けるためのモデルを分類モデルと呼び、クラスの数  $2$  のとき特に二値分類モデルと呼ぶが、二値分類モデルの損失関数としてよく使用される。

モデルの学習のために用意したデータ (訓練データ) を繰り返し学習させる回数のことを epoch 数と呼ぶが、1epoch ごとの損失の値を確認することで学習の進行や停滞を確認することもできる (この場合損失関数ではなく評価関数と呼ぶ)。平均二乗誤差は回帰モデルの出力層で、交差エントロピーの値は二値分類モデルの出力層で評価関数に頻繁に使用される。

### 4.1.5 畳み込みニューラルネットワーク

ディープラーニング (Deep Learning) は音声の認識や画像の特定、識別、予測など、人間が行うタスクをコンピューターに学習させる機械学習の手法の一つである。人間や動物の脳神経回路をモデルにしたアルゴリズムを用い、パターン認識をするように設計されたニューラルネットワーク (NN) を多層に結合した構造を持つディープニューラルネットワーク (DNN) を用いた機械学習である。

本研究ではディープラーニングの中でも、畳み込みニューラルネットワーク (Convolutional Neural Network: CNN) と呼ばれる手法を用いる。CNN は特に画像認識分野に強みを持ち、自動運転、監視カメラ、オンラインショッピングの商品検索など、さまざまな分野で活用が進んでいる。CNN と通常のニューラルネットワークとの違いは、畳み込み層、プーリング層を持つことである。

## 畳み込み層

畳み込み層 (二次元畳み込み層) はカーネルと呼ばれる二次元配列を持つ。入力されたデータに対してカーネルをスライドしながら要素の小集合ごとに畳み込み演算を行い、その値によって次の層に入力される二次元配列が構成される。演算の様子を以下に示す。

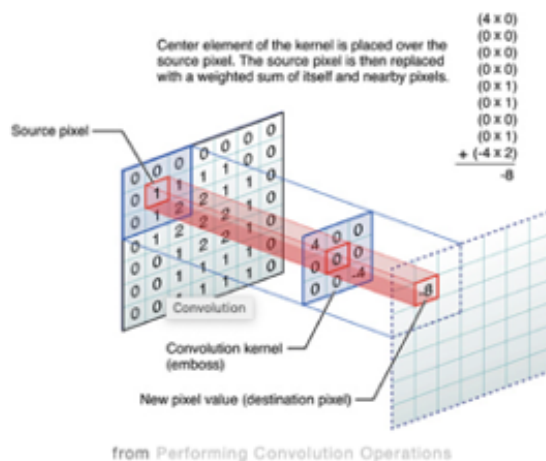


図 4.6: 畳み込み層での演算 [35]

二次元の入力データ  $u(x, y)$  に対してカーネル  $h(x, y)$  を用いて畳み込み演算を行い出力  $u'(x, y)$  を得る計算式は、以下ようになる。

$$u'(x, y) = \sum_i \sum_j h(i, j) u(x + i, y + j) \quad (4.19)$$

二次元の入力データが複数あり、例えば  $Q$  と  $T$  という二種類の二次元入力データがある場合は、それぞれに対するカーネルを用いて計算を行う。

$$u'_Q(x, y) = \sum_i \sum_j h_Q(i, j) u_Q(x + i, y + j) \quad (4.20)$$

$$u'_T(x, y) = \sum_i \sum_j h_T(i, j) u_T(x + i, y + j) \quad (4.21)$$

## プーリング層

畳み込み層同様に小さいカーネルを持つ。畳み込み層から出力される画像に対してカーネルを適応することで、画像の重要な特徴を残しながら出力画像のサイズを小さくする。画像の中の特徴の位置の変化に対するロバスト性を向上させる。よく採用されるプーリング層に Max Pooling 層 (図 4.7) と Average Pooling 層 (図 4.8) が

ある。Max Pooling 層では適応したカーネル毎に最大値をとり、Average Pooling 層では適応したカーネル毎に平均をとって出力する。一つの CNN 実装において、使用するプーリング層はいずれか 1 種類を採用することが多い。畳み込み層 1 層または複数層で処理をした後でプーリング層による処理を行う。さらにその後にも畳み込み層とプーリング層を実装し、より深い層の CNN にすることも可能である。通常、出力画像サイズは入力画像に比べて小さくなるが、入力画像の周りに 0 を埋めて入力サイズを大きくする (ゼロ) パディングを使用することで入力と出力のサイズを揃えることもできる。

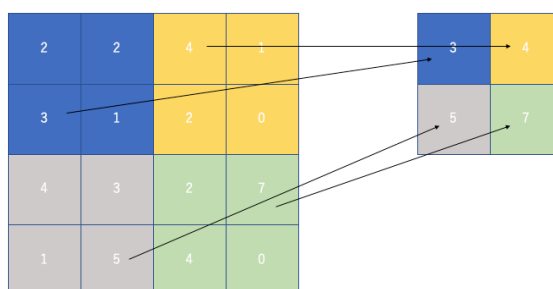


図 4.7: Max Pooling 層 例

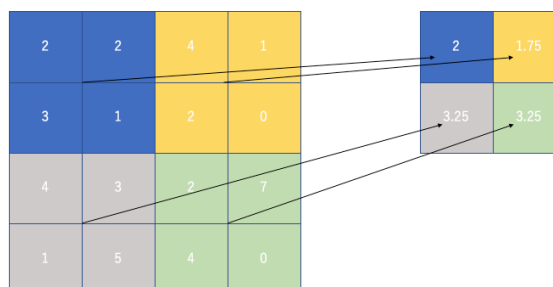


図 4.8: Average Pooling 層 例

## 4.2 イベント解析手法

この節では本研究で NICHE イベント再構成のために作る機械学習モデルの種類や使用するデータについて記す。

### 4.2.1 モデルの種類

深層学習モデルは目的により大きく二種類に分類可能である。分類モデルと回帰モデルである。分類モデルとは、入力されたデータをあらかじめ用意されたクラスのどれに属するかを推定するモデルである。一方回帰モデルでは入力された値をもとに具体的な値を推定するモデルである。角度やエネルギー、座標などは連続した値を持つため回帰モデルを用いて値の推定を行い、一次核種の分類は元々核種に選択肢があるため分類モデルを用いて分類する。この4.2節では到来方向、コアポジション、 $X_{\max}$ 、エネルギーを決定するための回帰モデルの説明を行う。核種決定のための分類モデルについては4.3.6に詳細を記述する。

### 4.2.2 入力値

本解析では、空気シャワーが到来し、NICHEの各検出器にチェレンコフ光が入射してトリガー・記録された波形データ群を入力データとした。NICHE実験では空気シャワーからのチェレンコフ光をとらえるための検出器が100mの間隔の格子状に計14台配置されている。検出器の配置を $4 \times 4$ のマトリックスと解釈すれば、各検出器 $x$ 種類のデータにより $(4, 4, x)$ という次元の入力データを受け取るCNNを用いた解析が可能である。検出器は実際には $4 \times 4 = 16$ 台ではなく14台であるので検出器の存在していないセルには0データを与える。

本研究で作成されるモデルは入力データ形式の違いによって大きく2つに大別される(これらをType1, Type2とする)。

Type1では、検出器に保存された波形信号から二つのパラメータを取得しそれを入力値とする。一つ目のパラメータは信号の積分値 $Q$ である。信号の積分値は波形として保存される1024ビンの1ビンごとのADC値の合計であり、これは検出器に入射した光子の量に比例する。二つ目のパラメータはトリガー時刻 $t$ である。ADC値の移動平均を計算した上で、ベースラインの変動幅に対し $7\sigma$ 以上の信号が来たときにトリガーされ、トリガー時刻が決まる。これら2種類のパラメータを入力値とするため、入力データ1つ(1イベント)の持つ次元は $(4, 4, 2)$ となる。また2つのデータの値をそのまま与えてると、値の大きいデータが計算結果に与える大きさが大きくなり、特定のパラメータへの依存が大きくなる恐れがある。そこで信号の積分値 $Q$ 、トリガー時刻 $t$ をどちらも規格化し、その値を使用する。具体的な計算は4.3.1項に記述する。

Type2では検出器に保存された信号(の一部)をそのまま入力データとする。波形全体を使用することでより多くの情報をNNに学習させることが目的である。こちらも4.3.1項に詳細を記述する。

### 4.2.3 出力値

本研究で CNN 手法を用いる目的は、NICHE イベントの再構成をすることである。したがって出力値には空気シャワーの到来方向やコアポジション、 $X_{\max}$ 、一次宇宙線のエネルギーの値を与える。4.3.1～4.3.4 項でそれぞれのモデルについて記述するため具体的な出力の形はそこで記す。

### 4.2.4 ネットワーク構造

この研究では、到来方向、コアポジション、エネルギー、 $X_{\max}$  を同時に決定するモデルを一つ作成するのではなく、到来方向を決定するためのモデル・コアポジションを決定するためのモデルなどのように用途ごとにモデルを分けて作成した。これは同時に全てのパラメータを十分に学習させて決めるにはパラメータ数が増えるため多量のメモリと学習時間が必要であり、使用可能なマシンの性能の観点からモデルを用途に合わせて別々で作成するという選択をした。これは Type1、Type2 共に共通である。

モデルの構造としては、入力層、畳み込み層、Flatten 層、全結合層、出力層を重ねたものになる。入力層で入力値を与え、畳み込み層 (Convolution Layer) でパラメータ抽出を行い、そのデータを Flatten 層で次元に変換し、全結合層を通して出力層に出力される。

### 4.2.5 使用するデータ

本研究ではモンテカルロシミュレーションによって生成したデータを用いてモデルの学習、テストを行う。KASCADE 実験で開発された CORSIKA 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も生成する。シミュレーションで空気シャワーイベントを生成する際の各パラメータの値の範囲を図 4.9 にまとめた。またシャワーは範囲内で等方的に、コアポジションも範囲内で一様になるように降らせた。

空気シャワー生成条件

項目	文字(単位)	条件
エネルギー	E(eV)	$10^{15} \leq E \leq 10^{16}$
天頂角	$\theta (^{\circ})$	$0 \leq \theta \leq 40$
方位角	$\phi (^{\circ})$	$0 \leq \phi \leq 360$
コアポジション	X(m)	$-300 \leq X \leq 300$
	Y(m)	$-300 \leq Y \leq 300$

図 4.9: CORSIKA による空気シャワー生成条件

一次宇宙線の核種は陽子と鉄の2種類でほぼ同じ割合で生成した。天頂角、方位角、 $X_{\max}$ 、エネルギーはシャワーごとに固有の値を持つ。一方イベント数を増やす目的で、一種類のシャワーを約1000回使い回しコアポジションのみが異なるイベントを生成している。

また「NICHE 検出器アレイのためのシミュレーションプログラム」を用いて CORSIKA の出力データから光子のレイトレースを行い、実際の NICHE 検出器の位置と観測可能有効範囲、さらに FADC の時間分解能 5ns を考慮した疑似波形データを生成した。これにより得られた検出器台数分の波形データを元に入力データを作成する。生成したイベントのうち4台以上の検出器でトリガーされたイベントのみをトレーニング、テストともに使用する。

**生成したシャワー数、イベント数**

	陽子	鉄	合計
シャワーの種類数	858	935	1,691
イベント総数	840,840	916,300	1,657,180
$n \geq 4$ のイベント数	645,792	688,705	1,334,497

図 4.10: シミュレーションによって生成したイベントの数

## 4.3 CNN モデルによる NICHE イベント再構成

決定したいパラメータごとに作成した各モデルの詳細と決定精度について述べる。

### 4.3.1 到来方向決定モデル

決定するパラメータによらず、入力と同じである。代表してこの節で詳細な値の計算を記す。

#### Type1 モデルの入力値のデータ前処理計算

空気シャワーにともなうチェレンコフ光パルスの波形は数 10~数 100ns の時間幅であり、200MHz サンプリグ (時間間隔 5ns) では 100 サンプリグ程度である。また NICHE のエレクトロニクスでは、トリガーされたパルス信号は総長 1024 サンプリグの波形として記録されるが、トリガーの原因となったパルスの立ち上がりの瞬間は、この中心付近である第 520 ビンに位置して記録されるようになっている。各ビンでの FADC 値を  $q_{ix}$  ( $i$  は 0 ~ 13 で検出器を示す。  $x$  はビンの番号) とし、チェレンコフ光が確実に入射していないと考えられる第 0~400 ビンと第 600~1000 ビンの FADC 値からベースライン  $b$  を求めると、

$$b_i = \frac{\sum_{x=0}^{400} q_{ix} + \sum_{x=600}^{1000} q_{ix}}{800} \quad (4.22)$$

各ビンでの FADC 値の合計から  $q_{bl}$  の 1024 倍を差し引くことで信号の積分値  $Q_i$  を求めることができる。

$$Q_i = \sum_{x=0}^{1023} q_{ix} - 1024 \times b_i \quad (4.23)$$

トリガー時刻  $T_i$  は検出器ごとに保存されている。トリガー時刻を入力値として与える目的は各検出器に入った信号の時間差を考慮することであるため、イベントごとに最も早いトリガー時刻  $t_{i\text{first}}$  を各検出器で保存されたトリガー時刻  $t_i$  から差し引き、時間差を求める。

$$T_i = t_i - t_{i\text{first}} \quad (4.24)$$

以上2つのパラメータ  $Q_i$  と  $T_i$  を入力値とする。

### Type2 モデルの入力値のデータ前処理計算

各検出器で保存される波形は全て第 520 ビンがトリガー時刻になるように 1024 点ずつ保存されている。1 イベントあたり  $1024 \times 14$  個の値を持つデータを学習させると非常に時間がかかるため、波形信号のうちチェレンコフ光が入射している部分だけ使用する。またそれぞれの波形から時間差を学習させるため、同一イベント内で最もトリガー時刻が早いものを基準に他の波形の位置を横にずらす。もっとも早いトリガー時刻を第 73 ビンに固定し、それ以外の波形は、式 (4.24) で計算した時間差を 1 ビンに対応する時間 5ns で割り、そのビン数だけ右にずらして使用する。出来る限り最小のビンで全イベントのチェレンコフ光到来部分の波形がおさまるようにデータのビン数を決め、300 ビンを入力値とした。(同一イベント内で生まれるトリガー時刻の最大の差は検出器の最大の距離を光速  $c$  で割った時間で求めることができ、約 1400ns である。実際にシミュレーションで生成したイベントの最大時間差を調べた (図 4.11)。これより最大で 1000ns、すなわち 200 ビンになる。また前後に 50 ビンの余裕を持たせ、300 ビンとした。) 以上より入力データの次元は (4, 4, 300) と決定した。

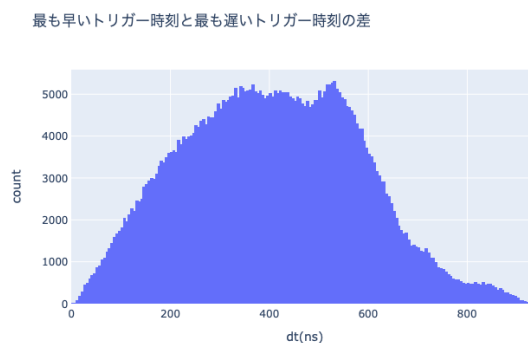


図 4.11: 同一イベントにおけるトリガー時刻の最大の差の分布

出力は、到来方向を決定するために2つの値を出力値にとる。空気シャワー軸の天頂角を  $\theta$ 、方位角を  $\phi$  に対して  $\sin \theta \sin \phi$ 、 $\sin \theta \cos \phi$ 、すなわち到来方向の単位ベクトルの  $x$ 、 $y$  成分を出力値とする。直接  $\theta$  や  $\phi$  の値を出力値にしない理由は、 $\phi = 0^\circ$  と  $\phi = 359^\circ$  のように値の差としては大きいが表示している方向はほとんど変わらないものを学習させるのが困難だからである。また到来方向ベクトルの  $z$  成分である  $\cos \theta \cos \phi$  は  $\sin \theta \sin \phi$ 、 $\sin \theta \cos \phi$  から一意に決定することができるため出力値に含めていない。以上より、 $\sin \theta \sin \phi$ 、 $\sin \theta \cos \phi$  をネットワークの出力値に設定し、その後  $\theta$ 、 $\phi$  の値を計算することで到来方向を求める。

活性化関数には全ての層で Relu を使用した。Optimizer は Adam を使用した (これは到来方向決定モデルだけでなく全てのモデルで Adam を使用)。それぞれのモデルの構造を図 4.12、図 4.13 で示す。

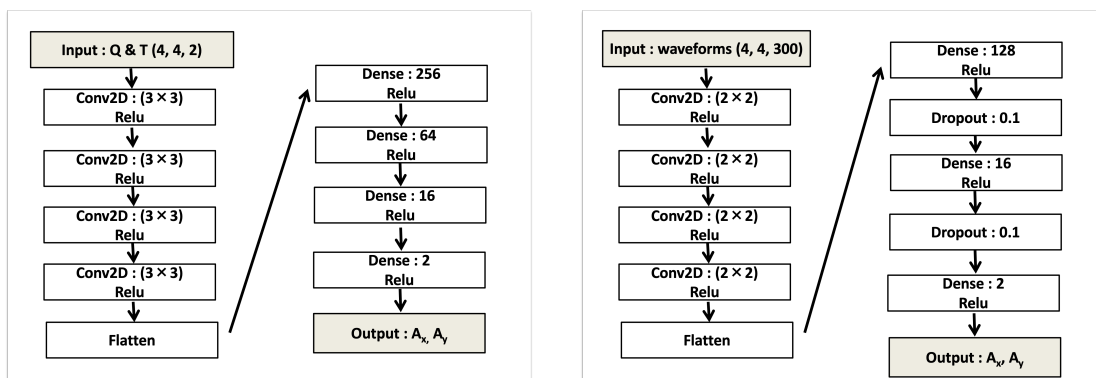


図 4.12: 到来方向決定モデル (Type1) モデル構造      図 4.13: 到来方向決定モデル (Type2) モデル構造

決定精度は、真の到来方向と CNN モデルを用いて決定した到来方向の開き角 (opening angle) で評価する。開き角  $\Theta$  は、シミュレーションで生成したシャワーの方向ベクトル  $n_{\text{true}} = (\sin \theta_{\text{true}} \cos \phi_{\text{true}}, \sin \theta_{\text{true}} \sin \phi_{\text{true}}, \cos \theta_{\text{true}})$  と再構成された方向ベクトル  $n_{\text{rec}} = (\sin \theta_{\text{rec}} \cos \phi_{\text{rec}}, \sin \theta_{\text{rec}} \sin \phi_{\text{rec}}, \cos \theta_{\text{rec}})$  より

$$\Theta = \cos^{-1}(n_{\text{true}} \cdot n_{\text{rec}}) \quad (4.25)$$

で計算できる。

テストデータに対して Type1、Type2 のモデルで到来方向の決定を行い、真値との開き角を計算した。それぞれのヒストグラムが図 4.14、図 4.15 である。



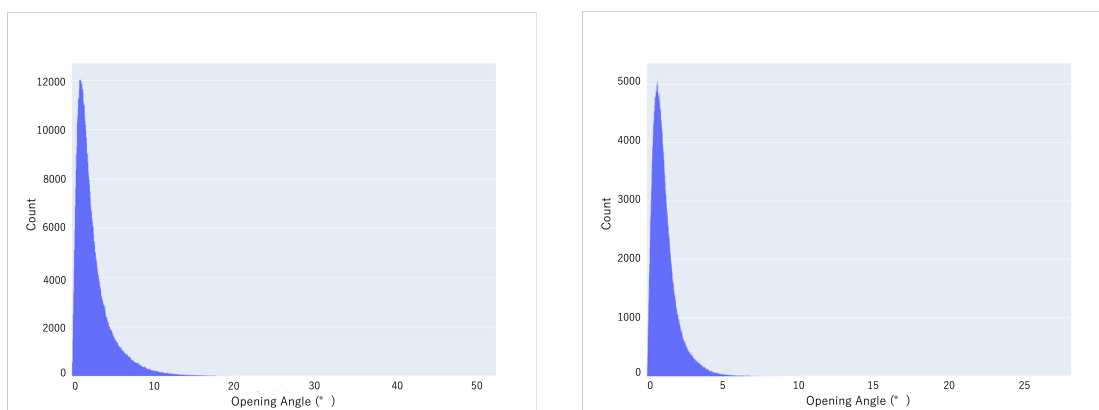


図 4.14: Type1 モデル 到来方向決定 結果 図 4.15: Type2 モデル 到来方向決定 結果

テストデータ全体に対して Type1 のモデルでは開き角の中央値が 1.9°、Type2 では中央値 0.95° の精度と評価された。

### 4.3.2 コアポジション決定モデル

入力値は到来方向決定モデルと同じである。

また出力は、コアポジションの  $x$  座標、 $y$  座標の 2 パラメータを出力値とする。コアポジションは  $x$  座標、 $y$  座標ともに  $-300(\text{m}) \leq x, y \leq 300(\text{m})$  の範囲にあり、 $x, y$  を式によって規格化した値  $X, Y$  を出力値とする。

$$X = \frac{x}{300} \quad (4.26)$$

$$Y = \frac{y}{300} \quad (4.27)$$

Type1 モデルと Type2 モデル、それぞれのモデルの構造を図 4.16、図 4.17 で示す。

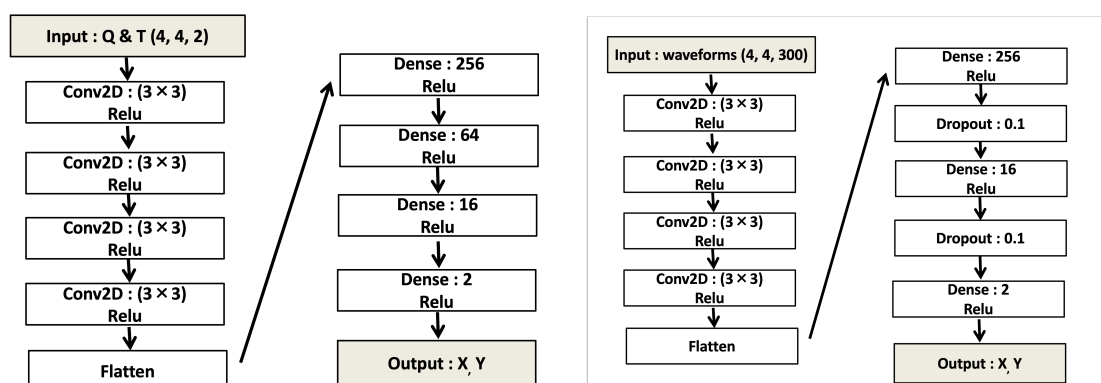


図 4.16: コアポジション決定モデル 図 4.17: コアポジション決定モデル (Type1) モデル構造 (Type2) モデル構造

各モデルによるコアポジションの決定精度は、真のコアポジションと CNN モデルを用いて決定したコアポジションの距離で評価する。それぞれのモデルでテストデータのコアポジションを決定し真のコアポジションと CNN モデルを用いて決定したコアポジションの距離を計算し、ヒストグラムにしたものが図 4.18、図 4.19 である。

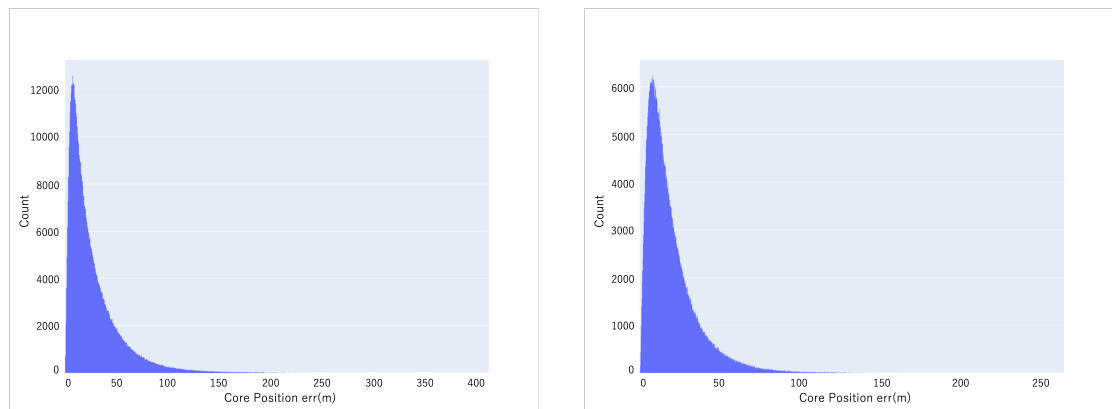


図 4.18: Type1 モデル コアポジション決定結果  
図 4.19: Type2 モデル コアポジション決定結果

Type1 では中央値で 18.5m、Type2 では 14.7m の精度と評価された。

### 4.3.3 エネルギー決定

入力値は、到来方向決定モデルと同じである。

また、一次宇宙線のエネルギー  $E$  の値 1 つを出力値とする。 $E$  は  $10^{15}(\text{eV}) \leq E \leq 10^{16}(\text{eV})$  の範囲内であり、その範囲に合わせて規格化する必要がある。ここで  $10^{15}$  が下限の 0、 $10^{16}$  が上限の 1 のなるように規格化すると、 $E = 1.1 \times 10^{16}$  のような値を出力することができなくなるため、範囲に余裕を持たせ、 $5 \times 10^{14}$  が 0 に、 $2 \times 10^{15}$  が 1 に対応するように規格化した。

それぞれのモデルの構造を図 4.20、図 4.21 で示す。

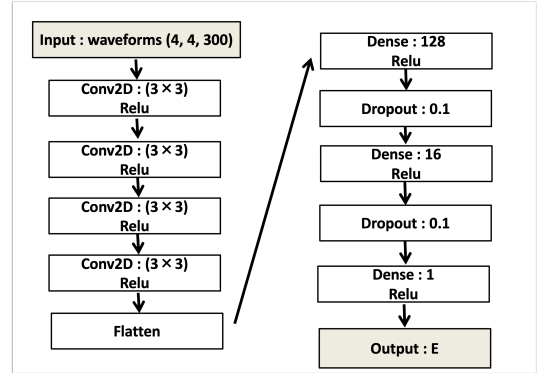
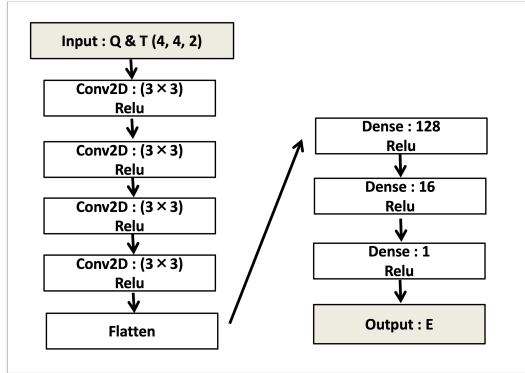


図 4.20: エネルギー決定モデル (Type1) モデル構造  
 図 4.21: エネルギー決定モデル (Type2) モデル構造

エネルギーの決定精度は、相対誤差  $E_{err}$  により評価する。相対誤差は

$$E_{err} = \frac{E_{rec} - E_{true}}{E_{true}} \quad (4.28)$$

によって計算できる。2種類のモデルを用いてエネルギーの決定を行った結果は、図 4.22、図 4.23 のようになった。それぞれのヒストグラムはガウス関数でフィットしている。

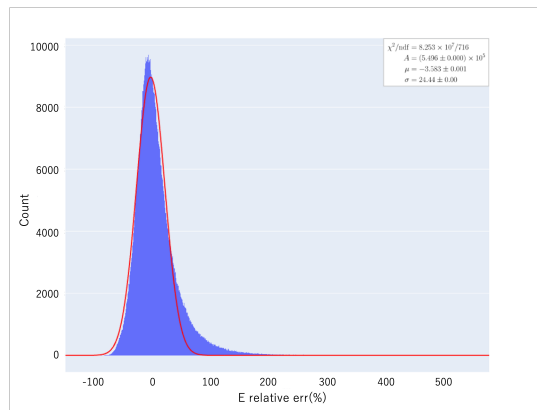
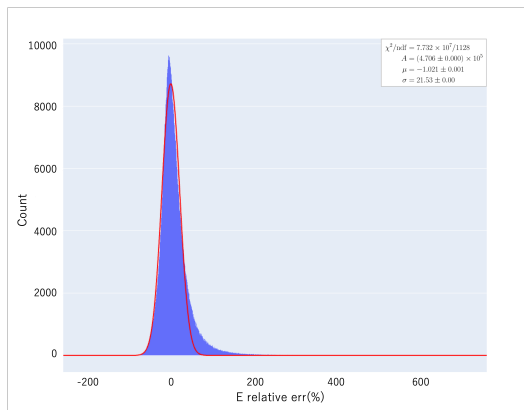


図 4.22: Type1 モデル エネルギー決定 結果  
 図 4.23: Type2 モデル エネルギー決定 結果

$1\sigma$  の範囲で Type1 では  $-1.021 \pm 21.53(\%)$ 、Type2 では  $-3.853 \pm 24.44(\%)$  の精度と評価された。幅、分布全体のバイアス共に二種類のモデルに大きな差は見られなかった。

#### 4.3.4 $X_{\max}$ 決定

入力値は、到来方向決定モデルと同じである。

出力は空気シャワーの  $X_{\max}$  のみ、1 パラメータを出力値とする。0~1000 の範囲で規格化する。

それぞれのモデルの構造を図 4.24、図 4.25 で示す。

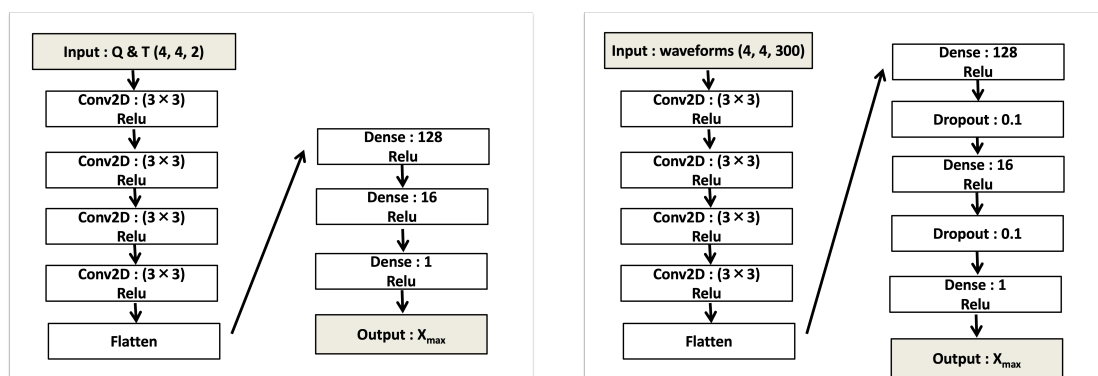


図 4.24:  $X_{\max}$  決定モデル (Type1) モデル 図 4.25:  $X_{\max}$  決定モデル (Type2) モデル構造

$X_{\max}$  の決定精度は絶対誤差  $X_{\max \text{err}}$  で評価する。 $X_{\max \text{err}}$  は

$$X_{\max \text{err}} = X_{\max \text{rec}} - X_{\max \text{true}} \quad (4.29)$$

で計算できる。横軸  $X_{\max \text{err}}$  でヒストグラムを作成し、ガウス関数でフィットした。(図 4.26、図 4.27)

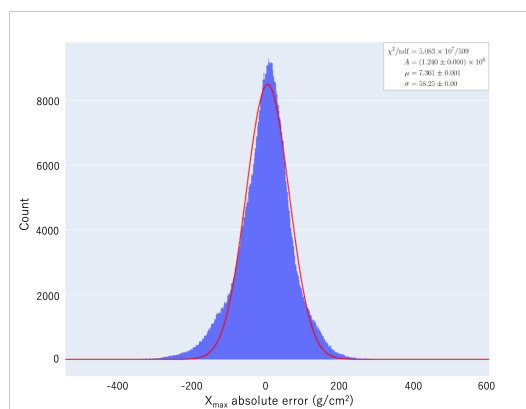
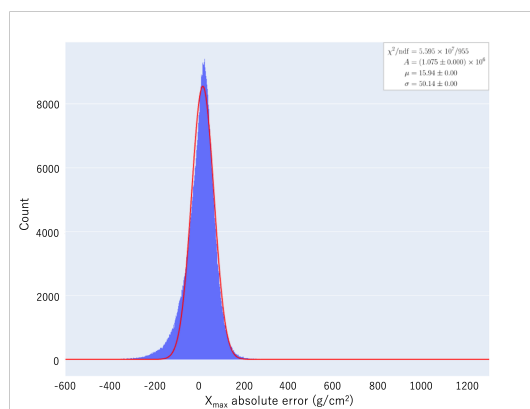


図 4.26: Type1 モデル  $X_{\max}$  決定結果 図 4.27: Type2 モデル  $X_{\max}$  決定結果

$1\sigma$  の範囲で Type1 では  $15.94 \pm 50.14(\text{g}/\text{cm}^2)$ 、Type2 では  $7.361 \pm 58.25(\text{g}/\text{cm}^2)$  の精度と評価された。Type1 の方が分布の幅は狭いが全体として過大評価する傾向が見られた。

$X_{\max}$  とエネルギー  $E$  の関係を比較する。 $E$  と  $X_{\max}$  は正の相関を持つ。実際に今回使用した全テストデータの真の  $E$  と真の  $X_{\max}$  の関係を示す二次元ヒストグラム (図 4.28(左)) から正の相関が見てとれる。一方、図 4.28(右) は Type2 モデルで決定した  $X_{\max}$  とエネルギーの関係を示す二次元ヒストグラムである。このグラフにエネルギーと  $X_{\max}$  の相関は見られない。このことから作成したモデルでは  $E$  あるいは  $X_{\max}$ 、またはその両方を高い精度で決定できていないことがわかる。

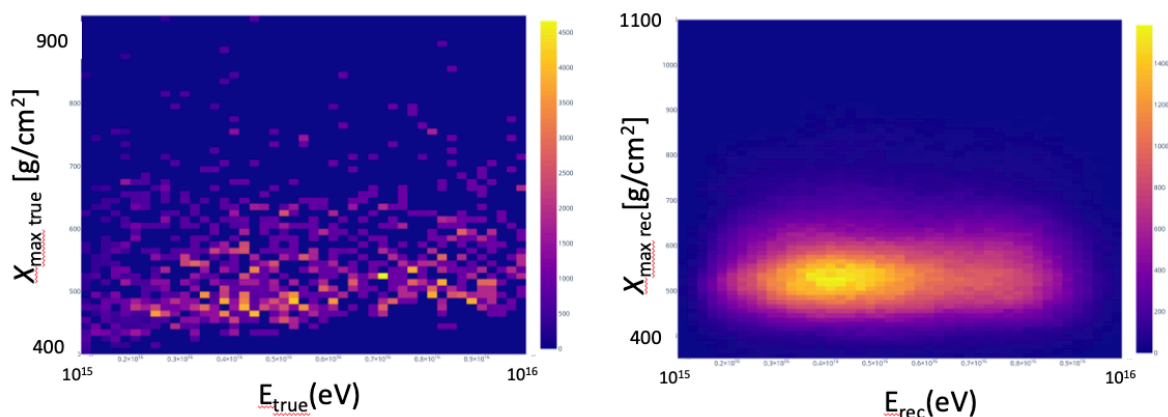


図 4.28: (左) 真の  $E$  と真の  $X_{\max}$  の関係 (右) Type2 モデルで決定した  $E$  と  $X_{\max}$  の関係

#### 4.3.5 決定精度まとめ

4.3.1~4.3.4 で機械学習手法による NICHE イベントの再構成結果を示した。これに加えて、使用するテストデータを特定の条件を満たすイベントだけに限定 (以下セレクションと呼ぶ) して再構成した結果も調べた。今回セレクションの条件は、再構成によって得られたアレイ中心からコアポジションまでの距離が 100m 以内かつ天頂角が  $30^\circ$  以下という条件を定めた。以上の結果を図 4.28 にまとめた。

#### 4.3.6 波形から得られる情報をもとにした宇宙線核種同定

シミュレーションで生成されたシャワーの核種は陽子と鉄の二種類である。分類モデルを作成し、検出器に保存される波形の情報、あるいは空気シャワーの再構成パラメータをもとに核種の分類を行った。分類モデルは入力値の違いにより二種類作成した。この節では波形から得られる情報を入力値にとって分類を行うモデルについて説明する。

入力として Type1 モデル同様に、 $Q$  と  $T$  を与えた。 $Q$ 、 $T$  の値は、4.3.1 で述べた計算方法を用いて求められる。

再構成結果まとめ				
	到来方向 開き角(中央値)	コア位置 誤差(中央値)	エネルギー 相対誤差(%)	Xmax 絶対誤差(g/cm2)
(4, 4, 2)	1.9°	18.5m	$\mu : -1.02 \pm 0.001$ $\sigma : 21.5 \pm 0.000$	$\mu : 15.9 \pm 0.000$ $\sigma : 50.1 \pm 0.000$
(4, 4, 2)(Selection)	1.6°	6.28m	$\mu : -1.46 \pm 0.004$ $\sigma : 15.7 \pm 0.000$	$\mu : 21.5 \pm 0.010$ $\sigma : 40.7 \pm 0.010$
(4, 4, 300)	0.95°	14.7m	$\mu : -3.85 \pm 0.000$ $\sigma : 24.5 \pm 0.000$	$\mu : 7.361 \pm 0.001$ $\sigma : 58.25 \pm 0.000$
(4, 4, 300)(Selection)	0.72°	6.32m	$\mu : -4.28 \pm 0.005$ $\sigma : 19.7 \pm 0.001$	$\mu : 17.1 \pm 0.015$ $\sigma : 55.2 \pm 0.020$

図 4.29: NICHE イベント再構成の結果 (selection) はセレクション条件を定めたテストデータに対しての結果

出力層では、陽子、または鉄を判断するため 0 1 の値が一つ出力される。出力値  $y$  に対して、 $y$  が核種が鉄である確率、 $1 - y$  が核種が陽子である確率となる。0 は 100%陽子、1 は 100%鉄と推定したことに対応し、出力が 0.5 以下なら陽子に分類、0.5 以上なら鉄に分類したとみなす。

最適化関数は Adam を、損失関数、評価関数には交差エントロピー誤差を使用した。

全テストデータ 705678 イベントに対して核種分類を行った結果を示す (図 4.29)。また図 4.30 はその結果を混同行列で示したものである。

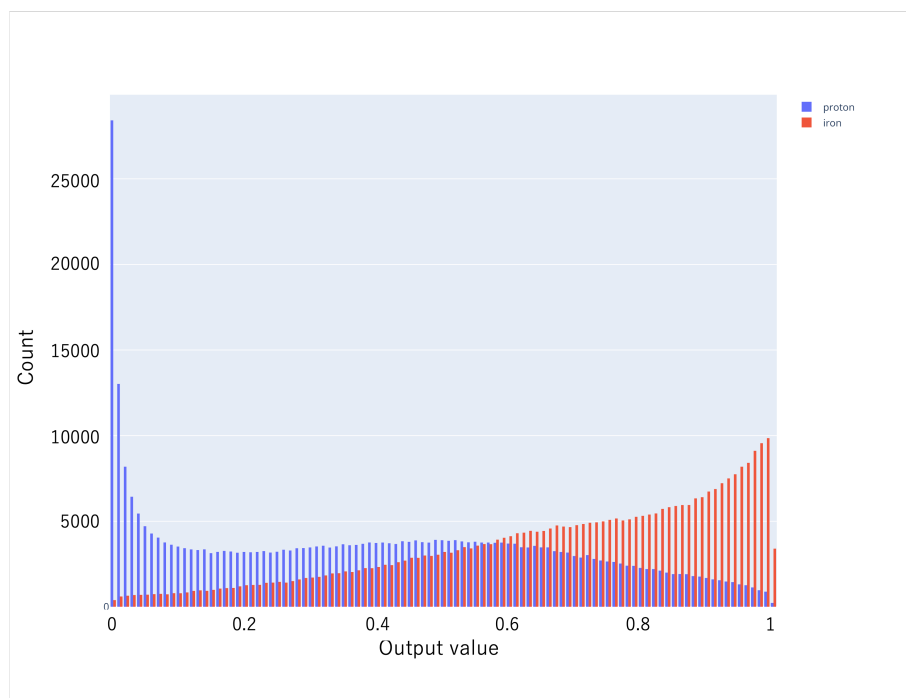


図 4.30: 全テストデータに対する出力値の分布 核種が陽子の場合の真値は0、鉄の場合の真値は1である。

正答 予測	陽子(0 ~ 0.5)	鉄(0.5~1)	計
陽子(0 ~ 0.5)	223236	79734	335149
鉄(0.5~1)	131190	271518	370529
計	354426	351252	705678

図 4.31: 核種分類結果 混同行列 出力値が0.5未満の場合陽子と予測、0.5以上の場合鉄と分類したとみなしている。

全体での正解率は  $(223236 + 271518) / 705678 \approx 0.701$  より、約 70.1(%) となった。ここで出力 1 が表す鉄を陽性、0 が表す陽子を陰性とする。鉄と推定して正解が鉄なら真陽性 (TP)、陽子と推定して正解が陽子なら真陰性 (TN)、鉄と推定して正解が陽子なら偽陽性 (FP)、陽子と推定して正解が鉄なら偽陰性 (FN) であり、それぞれの割合は、 $TP \approx 67.4(\%)$ 、 $TN \approx 73.7(\%)$ 、 $FP \approx 32.6(\%)$ 、 $FN \approx 26.3(\%)$  となった。

さらに、4.3.1~4.3.4と同じセレクション条件である、「再構成によって得られたアレイ中心からコアポジションまでの距離が100m以内かつ天頂角が30°以下」に該当するイベントに対して分類モデルを用いた結果を以下に示す。

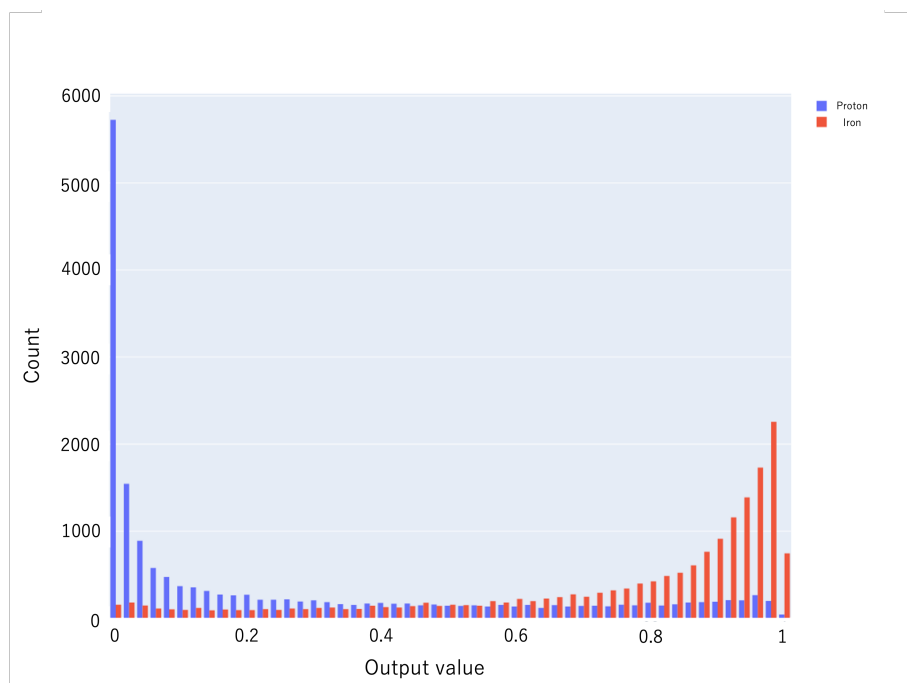


図 4.32: セレクションされたイベントに対する出力値の分布

正答 \ 予測	陽子(0~0.5)	鉄(0.5~1)	計
陽子(0~0.5)	13621	3054	16675
鉄(0.5~1)	3974	14467	18441
計	17595	17521	35116

図 4.33: 核種分類結果 混合行列 (selection)

$TP \simeq 78.4(\%)$ 、 $TN \simeq 81.7(\%)$ 、 $FP \simeq 21.5(\%)$ 、 $FN \simeq 18.3(\%)$ となった。

$X_{\max}$  の値は核種に依存する。図 4.33 と図 4.34 にモデルの出力値と真の  $X_{\max}$  の関係を二次元ヒストグラムで示した。陽子に比べて重い鉄原子核由来のシャワーは上空で発達するため  $X_{\max}$  は陽子由来のシャワーに比べて小さい。グラフを見ると



$X_{\max}$  の値がはっきりしているものは出力値が0または1に近いものが多く、明確に分類できているイベントが多い。逆に図 4.33 であれば  $X_{\max}$  が  $500[\text{g}/\text{cm}^2] \leq X_{\max} \leq 700[\text{g}/\text{cm}^2]$  のイベントは出力値が0.5 付近のイベントも多く存在することが確認できる。

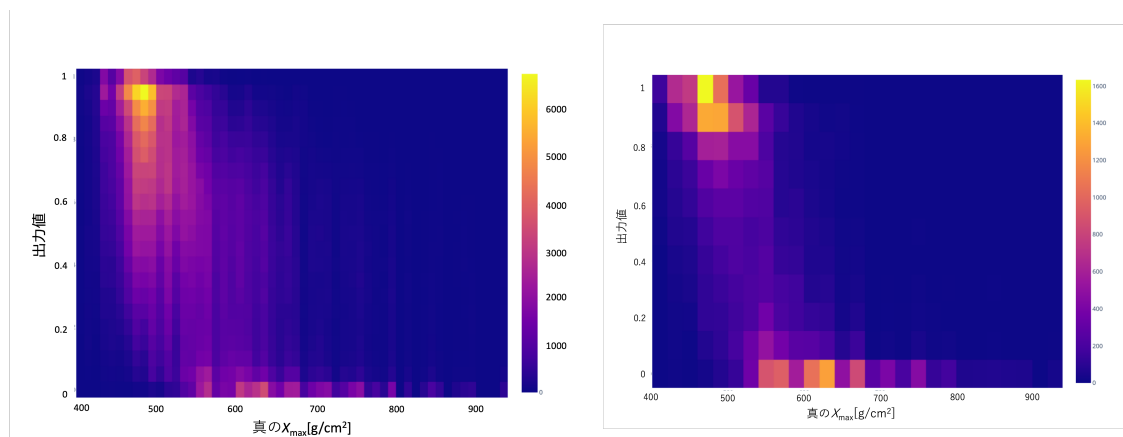


図 4.34: 出力値と真の  $X_{\max}$  の関係 (全テストイベント)      図 4.35: 出力値と真の  $X_{\max}$  の関係 (セレクションイベント)

さらに再構成で決定した  $X_{\max}$  の値をもとに核種を分類した場合との比較も行った。まずシミュレーションデータの真の  $X_{\max}$  の値の分布から、ある  $X_{\max}$  の値でそれより小さいものは鉄、大きいものは陽子と分けたときに最も正解イベント数が増える値を整数の範囲で調べると、その値は  $X_{\max} = 532[\text{g}/\text{cm}^2]$  であった。したがって再構成で決定した  $X_{\max}$  の値が 532 未満であれば鉄、532 以上であれば陽子に分類し、正答率を求めた。その結果は、テストイベント全体に対しては約 66.3%、セレクションイベントに対しては約 65.6% であった。セレクションをかけても正答率が上がらないことは、セレクションイベントに対して  $X_{\max}$  の決定精度が向上しないから妥当であると考えられる。テストイベント全体に対してとセレクションイベントに対しての両方で、1 イベントごとの分類において、核種分類モデルの方が分類精度が高いという結果が得られた。

#### 4.3.7 再構成で得られる情報をもとにした宇宙線核種同定

この節では、空気シャワーの再構成パラメータを入力値にとって核種の分類を行うモデルについて述べる。入力値にはシャワーの  $X_{\max}$  と一次宇宙線の持つエネルギー  $E$  を与えた。当初は 4.3.1~4.3.4 で決定した 4 パラメータを入力値としたが到来方向、コアポジションの情報の有無は分類精度に影響しなかったため、入力値から除外した。  $E$  と  $X_{\max}$  はそれぞれの決定時に規格化したのと同じ方法で規格化する。

出力層では、4.3.6 同様に、  $0 \leq y \leq 1$  の値 1 つが出力される。

また 4.3.6 同様に、最適化関数は Adam を、損失関数、評価関数には交差エントロピー誤差を使用した。

テストデータに対して分類を行った。本来ならテストデータの  $E$ 、 $X_{\max}$  を 4.3.3、4.3.4 で決定した値を入力にするべきであるが、 $X_{\max}$  が十分な精度で決まっておらず分類モデルの精度評価ができないため真の  $E$  と  $X_{\max}$  を入力しテストを行った。全テストデータ 705678 イベントに対して核種分類を行った結果を混同行列で示す。(図 4.33) 全体での正解率は 89.1(%) となった。また、 $TP = 87.0(\%)$ 、 $TN = 91.4(\%)$ 、

予測 \ 正答	陽子(0 ~ 0.5)	鉄(0.5~1)	計
陽子(0 ~ 0.5)	306365	28784	335149
鉄(0.5~1)	48061	322468	370529
計	354426	351252	705678

図 4.36: 核種分類結果 混同行列

$FP = 12.9(\%)$ 、 $FN = 8.59(\%)$  となった。

続いて、正答率とイベントの  $E$ 、 $X_{\max}$  の相関を調べた。図 4.34、図 4.35、は  $E$ 、 $X_{\max}$  それぞれの値に対するイベントのヒストグラムである。青色は正解のイベント、赤色は不正解のイベントを示す。

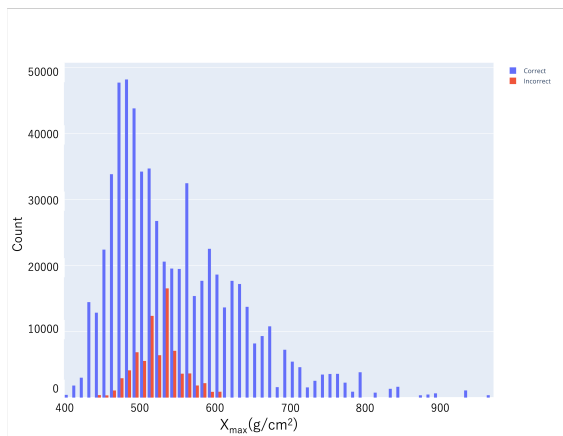
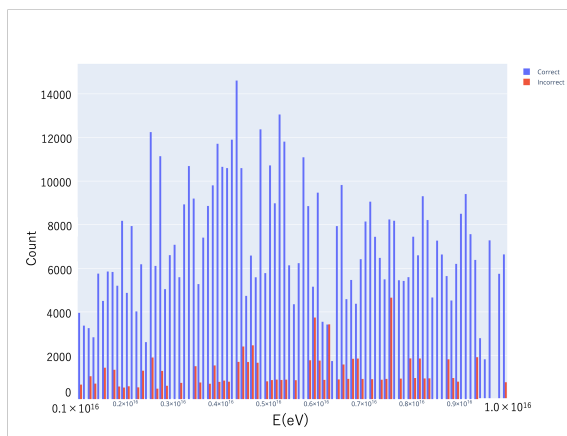


図 4.37: エネルギー依存性 (単位は (eV)) 図 4.38:  $X_{\max}$  依存性 (単位は (g/cm<sup>2</sup>))

このエネルギー範囲ではエネルギー大きさによる精度の明らかな依存性は見られなかった。 $X_{\max}$  は鉄由来のシャワーは陽子由来のシャワーに比べて平均的に小さい。

しかし完全に分離しているわけではなくそれぞれの  $X_{\max}$  分布には重なりがある。今回の結果からは予想通り重なりがある部分の正答率が  $X_{\max}$  が大きいまたは小さい範囲に比べて低くなっていることがわかる。

実際には  $E$  や  $X_{\max}$  は機械学習を含めた何かの再構成手法により決定し、それにより核種分類を行う。したがってその精度に伴って分類精度も悪化すると考えられる。

## 第5章 結論

NICHE イベントの再構成を行うための CNN モデルを作成した。まず、NICHE でとらえた信号から空気シャワーの到来方向、コアポジション、最大大気深さ  $X_{\max}$ 、一次宇宙線のエネルギーを、回帰モデルによって決定した。加えて、一次宇宙線の核種が鉄か陽子か分類するモデルも作成した。

回帰モデルは波形からパラメータ 2 つ (波形の積分値  $Q$  とトリガー時刻  $T$ ) を取得し入力値とする Type1 モデルと、波形の一部 (300 点) をそのまま入力とする Type2 モデルの二種類を作成した。テストデータに対する結果としては、到来方向の決定精度は Type2 の方が全イベント、セレクションされたイベント ( $\theta \leq 30^\circ$  かつ  $R_c \leq 100\text{m}$ ) に対しても高い精度で評価することができた。またコアポジションは全イベントに対しては Type2 が優れており、セレクションイベントでは同等の精度であった。一方、エネルギーや  $X_{\max}$  の決定精度に関しては、Type1 と Type2 ではフィットしたガウス分布の幅という点で Type1 が高い精度で評価できていた。入力パラメータの観点から Type2 モデルの方が再構成精度は高くなるだろうと考えていたためこの結果は予想を裏切るものであった。Type2 モデルはモデルの構造等を改良することでより性能の向上が見込めると考えられる。

また核種決定のために、波形の積分値  $Q$  とトリガー時刻  $T$  を入力値とする分類モデルを作成した。今回のモデルでは陽子と鉄の二種類のイベントのみを使用し、二値分類をおこなった。全テストイベントに対する正解率は約 70%、セレクションイベントには約 80% の正解率で核種分類を行うことができた。今後は分類精度を向上させることはもちろん、鉄と陽子の中間の質量にあたるヘリウムや窒素なども核種分類対象に加えた他クラス分類モデルも考える必要がある。

# 謝辞

本研究に携わる機会を与えていただき、研究を進めるにあたっては数多くの丁寧かつ熱心な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並びに常定芳基准教授に深く感謝いたします。

NICHE 実験の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いただきましたユタ大学の Douglas Bergman 准教授、NASA の John Krizmanic 博士に深く感謝いたします。

大阪市立大学の Rosa Mayta Palacios 博士、尾村勇吾氏、藤田慧太郎氏、には毎日の研究生生活の中で研究に関する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。

毎日の研究活動の中で支えとなっていただきました大阪市立大学の荒井優斗氏、木村優介氏、佐藤光希氏、福島涼氏、有村龍平氏、岩崎葵氏、古前壱朗氏、敷田淳氏、藤本紘史氏、に感謝いたします。

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、さこ隆志准教授、竹田成宏助教、野中敏幸助教、川田和正助教、木戸英治博士、信州大学の富田孝幸助教、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、大阪電気通信大学の多米田裕一郎講師、ユタ大学の Charles Jui 教授、Gordon Thomson 教授、John Matthews 教授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。

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横田晴香さん、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 *Vol71, No 4*, 2016(2016)
- [3] S. Ogie, 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://www.iap.kit.edu/kascade/>
- [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] S.F. Berezhnev, et al: “The Primary CR Spectrum by the Data of the Tunka-133 Array ” , Proc. of UHECR2014(2014)
- [31] A. Haungs, et al: “High-energy cosmic rays measured with KASCADE-Grande ” , Proc. of 33rd ICRC, 0300(2013)
- [32] M. G. Aartsen, et al: “The IceCube Neutrino Observatory: Instrumentation and Online Systems ” , Prepared for submission to JINST, arXiv:1612.05093, (2016).
- [33] A A Ivanov, S P Knurenko and I Ye Sleptsov: “Measuring extensive air showers with Cherenkov light detectors of the Yakutsk array: the energy spectrum of cosmic rays ” , *New Journal of Physics*, 11, 065008(2009)
- [34] 斎藤 康毅, ゼロから作る Deep Learning,(2016)
- [35] Performing Convolution Operations – Apple Developer  
<https://developer.apple.com/library/archive/documentation/Performance/Conceptual/vImage/ConvolutionOperations/ConvolutionOperations.html>
- [36] 米田泰久, 修士論文 大阪市立大学 (2013).

- [37] 佐原涼介, 修士論文 大阪市立大学 (2018).
- [38] 光家貴斗, 修士論文 東京工業大学 (2015).
- [39] 尾村勇吾, 修士論文 大阪市立大学 (2019).
- [40] 中井 慧, 修士論文 大阪市立大学 (2020).