

TALE 実験用地表検出器のための  
プラスチックシンチレーターと検出器容器の実験と  
モンテカルロシミュレーションによる性能評価  
( Experimental and Monte Carlo simulation studies of  
plastic scintillators and detector cases for surface detectors of  
the TALE experiment )

理学研究科

数物系専攻

西本 義樹

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>超高エネルギー宇宙線</b>	<b>1</b>
1.1	素粒子・宇宙線	1
1.1.1	素粒子	1
1.1.2	宇宙線	1
1.2	空気シャワー	2
1.2.1	空気シャワー現象	2
1.2.2	空気シャワーの観測方法	4
1.2.3	空気シャワー横方向発達	7
1.2.4	空気シャワー縦方向発達	7
1.3	超高エネルギー宇宙線	8
1.3.1	超高エネルギー宇宙線	8
1.3.2	超新星爆発	9
1.4	観測結果の現状	10
1.4.1	エネルギースペクトル	10
1.4.2	質量組成	11
<b>第 2 章</b>	<b>TA Low energy Extension(TALE) 実験</b>	<b>13</b>
2.1	TA 実験	13
2.1.1	TA 実験の観測装置	14
2.1.2	地表粒子検出器アレイ	14
2.1.3	大気蛍光望遠鏡	15
2.2	TALE 実験	15
2.2.1	TALE 実験の目的	16
<b>第 3 章</b>	<b>Akeno Giant Air Shower Array (AGASA) 実験</b>	<b>20</b>
3.1	AGASA 実験	20
3.2	AGASA 実験の観測装置	20
3.3	AGASA 実験による観測結果	20
<b>第 4 章</b>	<b>AGASA シンチレーター発光量とその一様性</b>	<b>24</b>
4.1	AGASA シンチレーター	24
4.1.1	シンチレーション検出器の原理	24
4.1.2	プラスチックシンチレーター	26
4.1.3	光電子増倍管の基本原理	27
4.2	AGASA シンチレーター光量測定	28
4.2.1	測定装置	28
4.2.2	測定方法	30

4.3	データ解析	33
4.3.1	温度補正	34
4.3.2	AGASA シンチレーター選別	38
4.3.3	AGASA シンチレーター均一性評価	45
<b>第 5 章</b>	<b>AGASA 検出器容器の非一様性</b>	<b>48</b>
5.1	AGASA 検出器の光量測定	48
5.1.1	AGASA 検出器	48
5.1.2	測定装置	48
5.1.3	測定方法	52
5.2	データ解析	56
5.2.1	温度補正	56
5.2.2	シンチレーターの発光光量の補正	59
5.3	AGASA 検出器の光量再測定	62
5.4	AGASA シンチレーター光量再測定	63
5.5	シンチレーターの発光光量の再補正	63
5.6	AGASA 検出器容器内の均一性評価	65
<b>第 6 章</b>	<b>検出器シミュレーション</b>	<b>69</b>
6.1	Geant 4	69
6.1.1	Geant4 中での可視光の取り扱い	69
6.1.2	検出器の構成	71
6.2	シミュレーション条件	71
6.3	データ解析	73
6.4	測定データとの比較	74
<b>第 7 章</b>	<b>結論</b>	<b>79</b>

## 要旨

宇宙線物理学という研究分野で、現在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。 $10^{16} \sim 10^{17}$  eV のエネルギー領域では宇宙線の組成はほぼ純粋に鉄であるという結果が報告されているが、一方で  $10^{18.5}$  eV 付近では純粋に陽子である。銀河系内で陽子が  $10^{18}$  eV 以上のエネルギーまで加速される可能性は非常に低いと考えられていること、銀河系内起源で最も高いエネルギーを持つ宇宙線は磁場による閉じ込め効果が最も高い鉄だと考えられていることなどから、この 2nd knee という折れ曲がり構造は、宇宙線の起源が銀河系「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。

また、銀河系外起源の宇宙線は、宇宙の膨張と宇宙背景放射との相互作用によってそのエネルギーを失う。これらのエネルギー損失過程は、宇宙線源から地球への伝播距離によるため、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様々な構造が見られると予想される。そして、2nd knee 領域では赤方偏移パラメーター  $z$  が 1 程度の宇宙論的距離にある宇宙線源の寄与が支配的であると考えられている。

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精密に測定し、宇宙線源の銀河系内から銀河系外への遷移と宇宙線源の密度と距離の変化を明かにするために TA Low energy Extension (TALE) 実験が進んでいる。TALE 実験は Telescope Array(TA) 実験に隣接して、10 台の大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector, FD) と 103 台の地表検出器 (Surface Detector, SD) を設置する。TALE 実験では、すでに 35 台の SD をすでに設置しており、そのうちの 16 台は地表検出器アレイとして稼働している。それに加えて、残りの 68 台の SD として AGASA(Akeno Giant Air Shower Array) 実験で使われていた検出器容器とプラスチックシンチレーターを再利用することが検討されている。しかし、AGASA 実験は 2004 年に終了しており、検出器容器、シンチレーターは倉庫に保管されているとはいえ、劣化していることが考えられる。

そこで、本研究では TALE 実験で AGASA のシンチレーターを再利用するためにシンチレーターの発光光量を測定し、発光量とその一様性を調べた。また、AGASA の検出器容器内にシンチレーターを並べ、そのシンチレーターの発光光量を測定し、粒子の入射位置による光電子増倍管に入る光量の違いと一様性を調べた。更にシミュレーションを用いて AGASA 検出器の反射率を推定した。反射率に関しては、シミュレーションで測定結果を再現できることを確認し、検出器の反射率を推定することができた。AGASA 実験で使われていたシンチレーター、検出器容器が TALE 実験用地表検出器として、再利用できる可能性を検討する。

# 第1章 超高エネルギー宇宙線

## 1.1 素粒子・宇宙線

### 1.1.1 素粒子

古代ギリシャの原子概念は不可分性、恒常性、空虚に対立する実体の3つの属性によって規定されていた。19世紀を通じて、こういう規定概念は修正される必要がなかった。特に不可分性は、原子概念に必須の規定であると認められてきた。そのため、Daltonの原子自身が、その一部分として、原子よりもはるかに小さな質量を持つ電子 (electron) を含んでいることが19世紀末になって確認された時には、電子が新しい原子として素粒子 (elementary particle) が登場することになった。陽子 (proton) すなわち水素の原子核が素粒子と認められたのも同様な理由からであった。20世紀の初頭に量子論が出現し、それに伴って光子 (photon) が登場するようになった。素粒子は大きく2つに分類でき、物質を構成するフェルミ粒子、力を媒介するボース粒子がある。フェルミ粒子はさらに、強い力を受けて陽子や中性子を作るクォーク、強い力の働かないレプトンに分類できる。

表 1.1: フェルミ粒子

	第一世代	第二世代	第三世代
クォーク	アップ (u) ダウン (d)	チャーム (c) ストレンジ (s)	トップ (t) ボトム (b)
レプトン	eニュートリノ ( e ) 電子 ( e )	μニュートリノ ( μ ) ミューオン ( μ )	ニュートリノ ( ) タウ ( )

表 1.2: ボース粒子

強い力	電磁力	弱い力	重力
グルーオン ( g )	光子 ( )	W ボソン ( W ) Z ボソン ( Z )	グラビトン ( G )

### 1.1.2 宇宙線

1912年にヘスの気球観測により、大気圏外から地球に到来する高エネルギー放射線が発見された。大気圏外から地球へやってくるため、高エネルギーの宇宙線放射線を意味する宇宙線 (cosmic ray) と名付けられた。宇宙線の主な成分は陽子であり、約85%を占めている。残りは、 $\alpha$ 粒子(約

12%)、その他の粒子(約3%)で構成されている。宇宙線は地球大気に突入すると、入射宇宙線粒子の持つエネルギーに依存しながら、大気中の窒素や酸素などの原子核と核反応を起こし、陽子や中性子などの核成分、パイオン( $\pi$ 中間子)などの強い相互作用をする成分、ミューオンやニュートリノなどの弱い相互作用をする成分などが作られる。このとき宇宙空間から地球大気に突入した宇宙線を一次宇宙線、核反応により新たに生成された粒子を二次宇宙線と呼ぶ。二次宇宙線は、ガンマ線、電子、陽電子、ミューオン、ニュートリノ、中性子が主な成分である。一次宇宙線がそのまま直接地上に降り注ぐことはなく、地上に降り注いでいる宇宙線はすべて二次宇宙線である。宇宙線には、銀河系内に起源を持つ銀河宇宙線、銀河系外に起源をもつ銀河系外宇宙線、太陽が放射した太陽宇宙線の3つがある。太陽宇宙線以外の起源は、まだわからないことがたくさんあるが、銀河系内の宇宙線源で有力なものに超新星爆発がある。銀河系内の超新星爆発によって宇宙空間へとばらまかれた粒子が加速されて、宇宙線になったと考えられている。非常に高いエネルギーの銀河系外宇宙線は、宇宙空間をほぼ直進して地球へと到達するため、飛んで来た方向を調べることで、その起源が特定できる可能性がある。また、銀河系外宇宙線が、銀河宇宙線とは異なる特徴的な性質を示せば、銀河系外で何か特別なことが起っているかもしれないと考えることができる。その意味で超高エネルギー宇宙線を調べることは、宇宙線研究にとって重要である。図1.1は一次宇宙線のエネルギースペクトルを表している。図1.1でわかるように、宇宙線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ため、超高エネルギー宇宙線の到来頻度は極めて少ない。

## 1.2 空気シャワー

### 1.2.1 空気シャワー現象

高エネルギー宇宙線が宇宙から大気圏に入ると大気中の原子核との相互作用により粒子の多重発生が起こり、さらにそれらの二次粒子も粒子生成を行なう。この過程をくり返し、一次宇宙線が結果的に大量の二次粒子群となる現象を空気シャワー現象と呼ぶ。空気シャワーの模式図を図1.2に示す。空気シャワーは高エネルギーハドロンの多重発生の繰り返しで作られる核カスケードと、高エネルギーガンマ線・電子・陽電子で作られる電磁カスケードからなる。宇宙線の主成分であるハドロンが大気中の原子核と相互作用した場合は $\pi$ , Kなどのハドロンの多重生成である核カスケードが起きる。生成された二次粒子の大部分は結果的に $\pi$ となる。 $\pi$ には、 $\pi^\pm$ と $\pi^0$ の三種類があり、そのうち $\pi^0$ は短い寿命( $8.4 \times 10^{-17}$  s)で崩壊し、電磁カスケードを形成する。

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (1.1)$$

また、 $\pi^\pm$ の寿命は $2.60 \times 10^{-8}$  sで、崩壊式は以下のように表される。

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu \quad (1.2)$$

さらに、 $\pi^\pm$ の崩壊によって生成される $\mu^\pm$ の寿命は $2.20 \times 10^{-6}$  sで、崩壊式は

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (1.3)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (1.4)$$

となる。このように、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。このことを核カスケードと呼ぶ。 $\pi^0$ の崩壊によって生成されるガンマ線は空気の原子核と衝突して、電子と陽電子に変わる。

$$\gamma \rightarrow e^+ + e^- \quad (1.5)$$

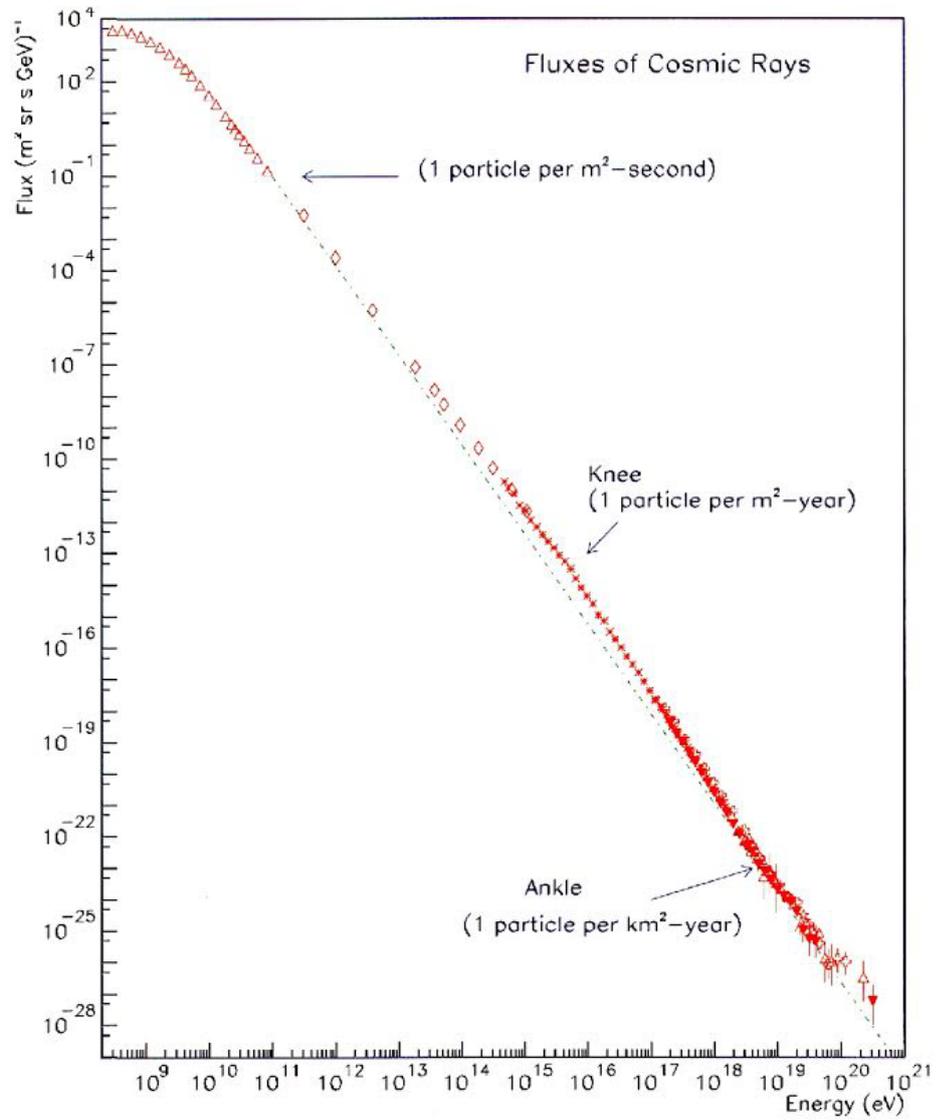


図 1.1: 一次宇宙線のエネルギースペクトル [1]

さらに、これらの電子、陽電子は制動放射によりガンマ線を放射する。

$$e^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \gamma \quad (1.6)$$

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が電磁カスケードである。

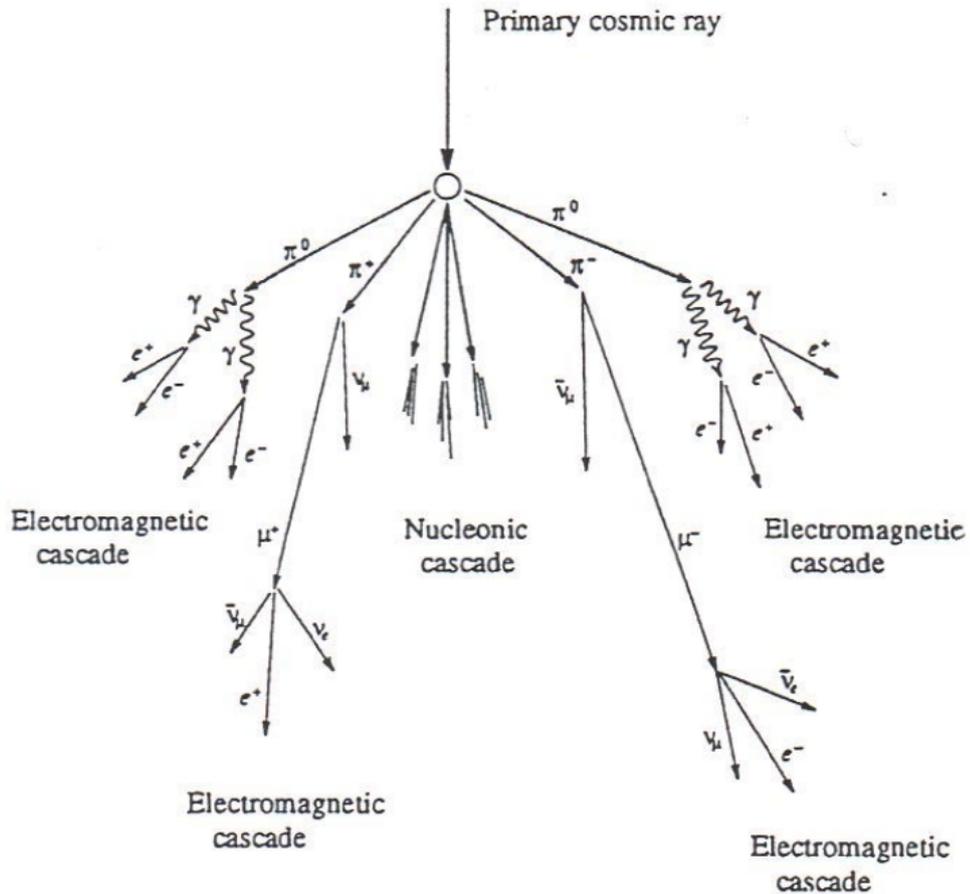


図 1.2: 空気シャワー模式図

### 1.2.2 空気シャワーの観測方法

空気シャワーの観測は、地表粒子検出器を用いた方法と、大気蛍光望遠鏡を用いた方法の2種類の観測方法がある。

#### 地表粒子検出器

図 1.3 のように地上に多数の地表粒子検出器を広くばらまいて配置し、空気シャワー粒子の全てではなく、ところどころでサンプリング的に検出し、その全体を解析から再構成する方法である。

地表に配置される検出器群を「空気シャワーアレイ」と呼ぶ。各検出器が記録した粒子密度とその分布からシャワーの中心(「コア」と呼ばれる)の位置を決めることができる。さらに各検出器への粒子の到達時刻の時間差から、シャワーの到来方向すなわちシャワーの中心軸が決まる。中心軸からの距離に対する粒子密度の変化、すなわち横広がりを表す曲線(横方向分布)が得られ、空気シャワー全体での総粒子数が推定される。しかし、全粒子数と横方向分布から一次宇宙線のエネルギーを推定するためには、ハドロン相互作用を考慮した大規模なモンテカルロ計算を必要とする。その際のハドロン相互作用の不確定性の影響を受けることは避けられない。また、空気シャワー発達のゆらぎの影響も無視できない。

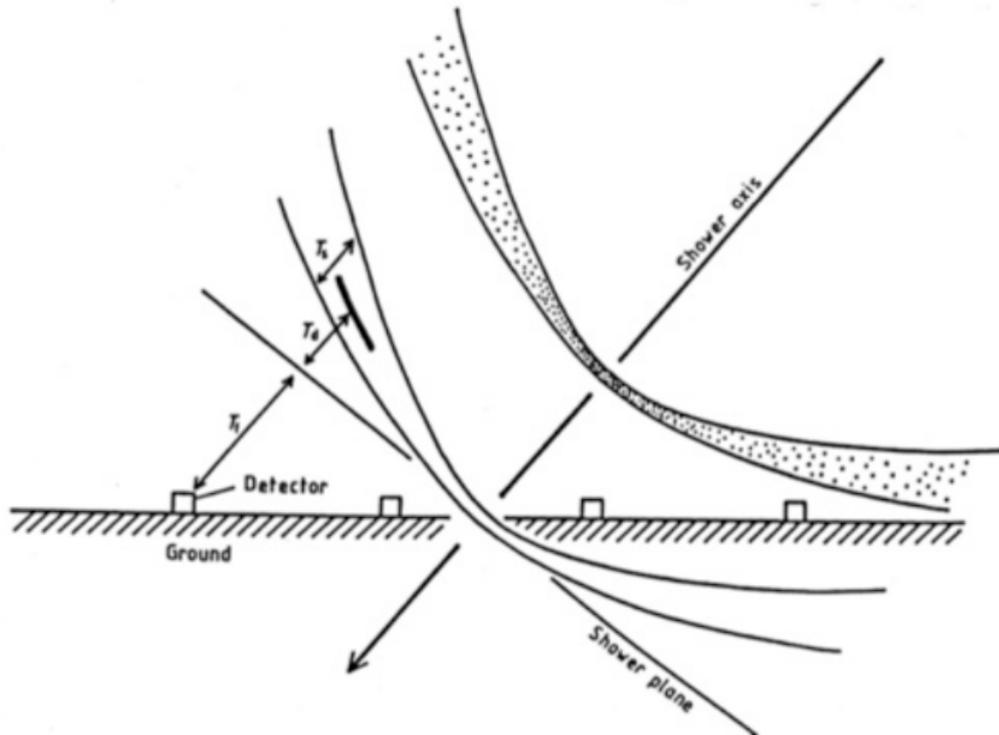


図 1.3: 地表検出器による空気シャワーの検出法

### 大気蛍光望遠鏡

高エネルギーの荷電粒子が大気中を通過すると、大気中の分子は励起され、これらの励起された大気分子の一部は蛍光を放射する(大気蛍光)。80 MeV の電子が 1 気圧の大気中を 1 m 通過した場合に発せられる大気蛍光光子数はおおよそ 4 個であるが、一次宇宙線のエネルギーが  $10^{20}$  eV の場合、膨大なシャワー粒子数のために全体での光子数は  $2 \times 10^{15}$  個にも達し、おおよそ 30 km 遠方からでも観測することができる [2]。さらに大気蛍光の放射方向は等方的であるため一次宇宙線の到来方向によらず遠方からでも観測を行うことができるという利点がある。この大気蛍光法は、1960 年代初めに菅などによって提案され、1968 年に原、棚橋らによって初めて検出された。大気蛍光法による一次宇宙線の各種情報の推定は、大きく分けて、① 空気シャワー軸の再構成、② 空気シャワーの縦方向発達の再構成、の 2 段階を経て行われる。宇宙線の到来方向 (= シャワー軸)

は蛍光の軌跡から簡単に求めることができる。特に、離れた2台の望遠鏡でシャワーをステレオ観測することができると、それぞれの望遠鏡が決めたシャワー平面(シャワー軸と望遠鏡を含む平面)の交線がシャワー軸となる(図1.4)。空気シャワー軸を決定した後、さらに次のような手順で空気シャワーの縦方向発達を再構成する。

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

空気シャワーが地表に到達するまでに失うエネルギーの90%以上は、シャワー中の電子成分の電離損失によるものであるので、求められたシャワー発達曲線  $N_e(X)$  から式(1.7)により一次宇宙線のエネルギー  $E_0$  が決まる。

$$E_0 = \frac{\epsilon_0}{X_{\text{rad}}} \int N_e(X) dX \quad (1.7)$$

ここで、 $X_{\text{rad}}$  は大気中での輻射長で  $38.0 \text{ g/cm}^2$ 、 $\epsilon_0$  は大気に対する臨界エネルギーで  $84 \text{ MeV}$  である。また、シャワーの縦方向発達の様子(特に最大発達深さ  $X_{\text{max}}$ ) から、一次粒子の粒子種を決定することができる。このように、大気蛍光法による観測では、シャワーの縦方向発達が推定され、一次エネルギーはモンテカルロ計算に依存することなく決定される。ただし、この方法でエネルギーを測定するには、大気中の大気蛍光発光効率、大気中での紫外光の散乱・吸収率、鏡の反射率、フィルターの吸収率、光電子増倍管の量子効率などをすべて積み上げて掛け合わせていく必要があり、系統誤差を正しく管理することは容易ではない。

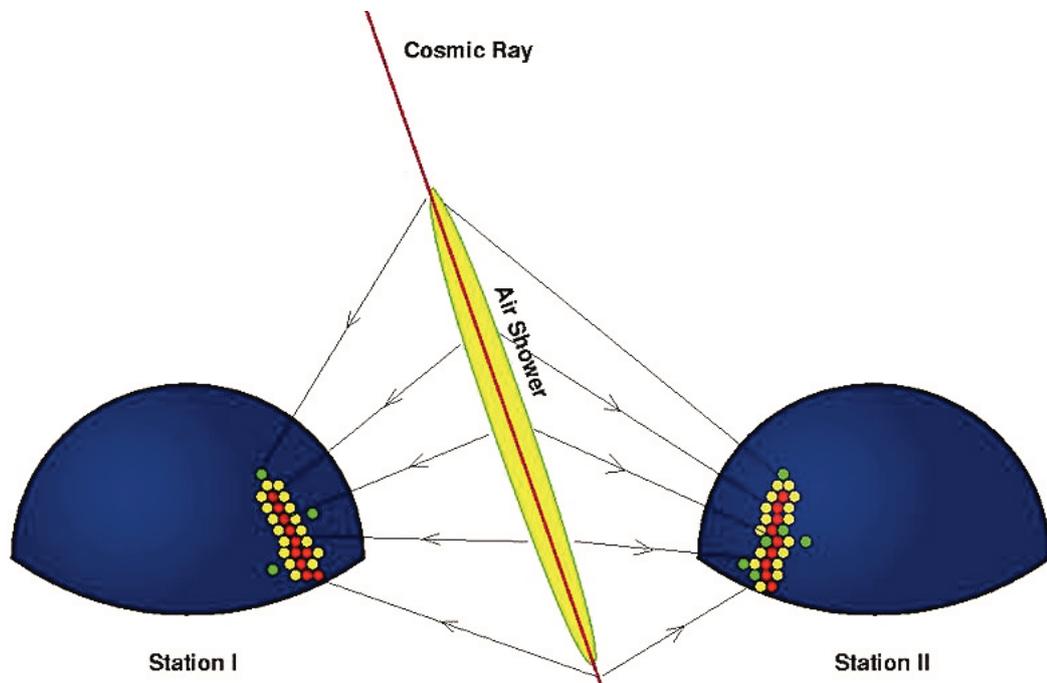


図 1.4: 大気蛍光望遠鏡による空気シャワーの検出法

### 1.2.3 空気シャワー横方向発達

空気シャワー粒子は、多重散乱、対生成、制動放射によって、横方向運動量を得る。大気を  $X$   $g/cm^2$  進んだ時の平均横広がりが角  $\langle \theta \rangle$  は

$$\langle \theta \rangle = \left(\frac{E_s}{E}\right)^2 \frac{X}{r_m} \quad (1.8)$$

$$E_s = \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}} m_e c^2 \sim 21 \text{MeV} \quad (1.9)$$

この式の  $r_m$  は電子が1輻射長進む間に進行方向からずれる距離（モリエールユニット）であり、空気中では  $\sim 9.5 g/cm^2$  となる。また、 $\alpha$  は微細構造定数で  $\alpha = \frac{1}{137}$  となる。

地上でみる空気シャワー粒子の大部分をしめる電子、光子成分は図 1.5 のように電子と光子の粒子密度  $\Delta$  は中心から離れるにつれて単調に減少する。このように、空気シャワーの中心からの距離と単位面積あたりの粒子数の関係を空気シャワーの横方向分布という。この横方向分布は空気シャワーを作り出した一次宇宙線のエネルギー、一次宇宙線の粒子種、核相互作用によって決まるため、空気シャワー横方向分布からこれらの情報が得られる。西村、鎌田、Grisen によって導かれた電磁カスケードシャワーの横方向分布関数は NKG 関数と呼ばれ、以下のように表される。

$$f(r, s, N_e) = C(s) N_e \left(\frac{r}{r_M}\right)^{s-2.0} \left(1 + \frac{r}{r_M}\right)^{s-4.5} \quad (1.10)$$

この式で、 $C(s)$  は規格化定数、 $N_e$  は総電子数、 $r$  はコアからの距離、 $s$  は age parameter と呼ばれ、空気シャワーの発達段階を表し、2 までの数値をとる。 $N_e$  (総電子数) が最大になる発達段階が  $s=1$  であり、 $s < 1$  ならばシャワーは増殖段階、 $s > 1$  ならば吸収段階を示す。図 1.6 で横軸はコアからの距離 (m)、縦軸は  $1m^2$  の面積に入射する粒子の数を表している。グラフに示した  $s$  の値は age parameter を示しており、 $s$  が小さいシャワーほど粒子がコア付近に集中している。

### 1.2.4 空気シャワー縦方向発達

空気シャワー中に含まれる粒子の総数が増大するにつれて、個々の粒子の持つエネルギーは減少する。電磁カスケードの場合、臨界エネルギー  $E_c$  (空気中では  $E_c = 84 \text{MeV}$ ) に近付くと大気中の原子、分子による電離損失が大きくなり、急速にエネルギーを失って大気に吸収されてしまう。そのため、空気シャワー中の粒子の総数はある段階で減少に転じる。このような通過した物質量に対する空気シャワー粒子数の変化は縦方向発達 (longitudinal development) と呼ばれる。

図 1.7 のような一次ガンマ線にはじまる単純なモデルを考える。距離  $\lambda$  進むごとに電子・陽電子は制動放射によって1個のガンマ線を放出しエネルギーを半分失うものとする。ガンマ線の場合は  $\lambda$  進むごとに1回の電子対生成を行うものとする距離  $X$  進んだときの総粒子数  $N(X)$  と粒子1個の持つエネルギー  $E(X)$  は

$$N(X) = 2^{\frac{X}{\lambda}} \quad (1.11)$$

$$E(X) = \frac{E_0}{2^{\frac{X}{\lambda}}} \quad (1.12)$$

となる。

$e^\pm$  のエネルギーが  $E(X) = E_c$  まで下がると電離が優勢になり、 $N(X)$  は増えなくなるので、この時最大となり  $N_{\max}$  は

$$N_{\max} = \frac{E_0}{E_c} \quad (1.13)$$

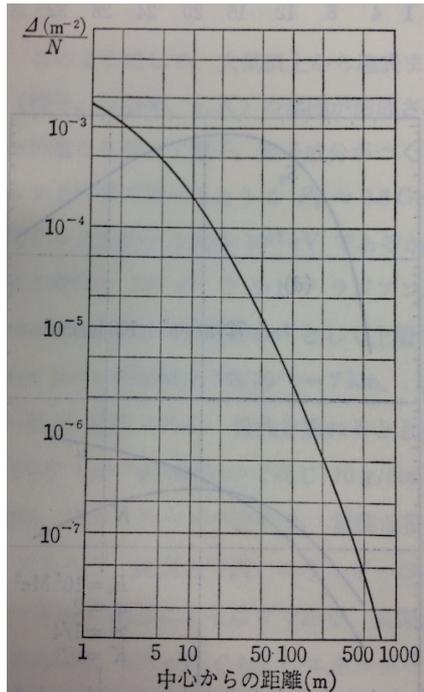


図 1.5: 電子+光子の粒子数密度とシャワー軸中心からの距離の関係図 [3]

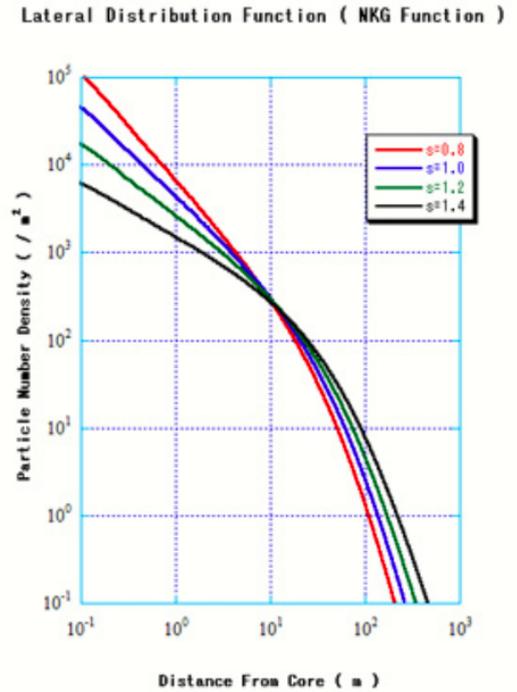


図 1.6: 地上でのサイズが  $10^5$  シャワーの NKG 関数 [4]

となり、 $X_{\max}$  は

$$X_{\max} = \lambda \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln 2} \quad (1.14)$$

となる。次に、一次粒子が A のガンマ線のみである場合を考える。これは一次宇宙線が質量数 A の原子核である場合の単純化されたモデルである。個々の粒子が最初に持つエネルギーは  $E_0/A$  になり、 $N'_{\max}$  と  $X'_{\max}$  は

$$N'_{\max} = \frac{(E_0/A)}{E_c} \quad (1.15)$$

$$X'_{\max} = \lambda \frac{\ln(E_0/A E_c)}{\ln 2} = \frac{\lambda}{\ln 2} \left( \ln \frac{E_0}{E_c} - \ln A \right) \quad (1.16)$$

となる。以上の式より、 $X_{\max} \propto \ln|A|$  の関係があることがわかる [10]。

## 1.3 超高エネルギー宇宙線

### 1.3.1 超高エネルギー宇宙線

これまでに、 $10^{20}$  eV を超える非常に高いエネルギーを持つ宇宙線も検出されている。それは定かではありません。このような高エネルギー宇宙線は銀河間磁場の影響をほとんど受けることなくほぼ直進すると考えられているため、その到来方向からその源を特定できると期待されている。

またこれほどの高エネルギー宇宙線では、宇宙背景放射光子との衝突による  $\pi$  中間子生成がエネ

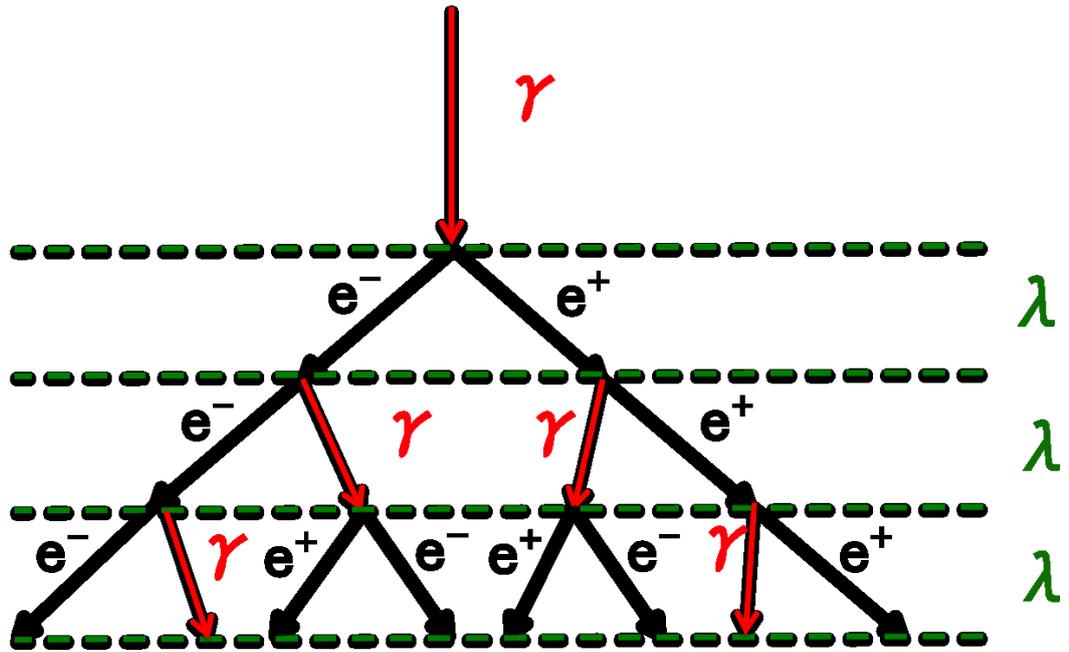


図 1.7: 空気シャワーの縦方向発達の ToyModel

ルギー損失の主過程となる。 $\pi$  中間子生成への共鳴状態  $\Delta^+$  の質量は、重心系で約 1.2 GeV である。この過程を反応式で表すと、

$$\gamma_{\text{CMB}} + p \rightarrow \Delta^+ \quad (1.17)$$

さらに、 $\Delta^+$  共鳴は、強い相互作用で

$$\Delta^+ \rightarrow p + \pi^0 \quad (1.18)$$

または

$$\Delta^+ \rightarrow n + \pi^+ \quad (1.19)$$

へ崩壊する。また、この共鳴が起こるエネルギーよりも低いエネルギーで、電子対生成 ( $\gamma + p \rightarrow e^+ + e^- + p$ ) によるエネルギー損失も起こる。これらの宇宙線背景放射との衝突によるエネルギー損失の結果、 $10^{19}$  eV 前後のエネルギースペクトルには特徴的な形状が現れることが予想されている。特に、 $10^{19.7}$  eV 付近に急激なフラックスの減少が予想されており、Greisen-Zatsepin-Kuzmin カットオフ (GZK カットオフ) とよばれている。

### 1.3.2 超新星爆発

新星は恒星 (白色矮星) の表面に一時的に強い爆発が起こり、それまでの光度の数  $10^2$  倍から  $10^6$  倍も増光する現象である。その新星よりも  $10^3$  倍  $\sim 10^4$  倍も増光する現象が超新星である。その明るさは 1 個の銀河に匹敵するほどの明るさとなる。超新星爆発は超新星が最期を迎えて爆発する現象である。超新星爆発後には中性子星が残され、パルサーとして観測される。また、超新星爆発に際して投げ出されたガスはかに星雲として最も詳しく研究されている天体の 1 つである。かに星雲を図 1.8 に示す。超新星爆発時には衝撃波が宇宙空間に広がる。その衝撃波からは X



図 1.8: かに星雲

線や X 線よりも高いエネルギーのガンマ線が放射される。超新星爆発によって生じる衝撃波を超新星残骸と呼ぶ。超新星爆発はほんの数秒だが、超新星残骸は  $10^5$  年以上、宇宙空間に存在する。超新星残骸からは、宇宙線の存在を示す X 線や非常に高いエネルギーのガンマ線が検出されている。このことから、超新星爆発は宇宙線の発生源と考えられている [11]。

## 1.4 観測結果の現状

超高エネルギー宇宙線は宇宙空間での爆発的な天体現象や未知の物理と結びついていると考えられ、観測結果が注目されている。この超高エネルギー宇宙線を、広大な領域の地表検出器アレイと大気蛍光望遠鏡で同時観測する実験として、Pierre Auger 観測所と Telescope Array 実験が現在稼働している。両者の実験結果にはある程度的一致が見られるものの、到来頻度の少なさと両者の系統的ずれから、超高エネルギー宇宙線の起源についての統一的理解はまだ得られていない。

### 1.4.1 エネルギースペクトル

各実験に対して報告されている宇宙線のエネルギースペクトルを図 1.9 に示す。宇宙線のエネルギースペクトルはエネルギーの冪乗  $F(E)=K \times E^{-\gamma}$  で近似される。図 1.9 の  $10^{15.5}$  eV 付近までは  $\gamma \sim 2.7$  であり、そこから  $\gamma \sim 3.0$  と変化し、 $10^{17.5}$  eV 付近で傾きが急になり、 $10^{18.5}$  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それぞれ”knee”、”2nd knee”、”ankle”と呼んでいる。図 1.9 では、TA 実験、Auger 共に、 $10^{19.6}$  eV よりも高いエネルギーでの宇宙線

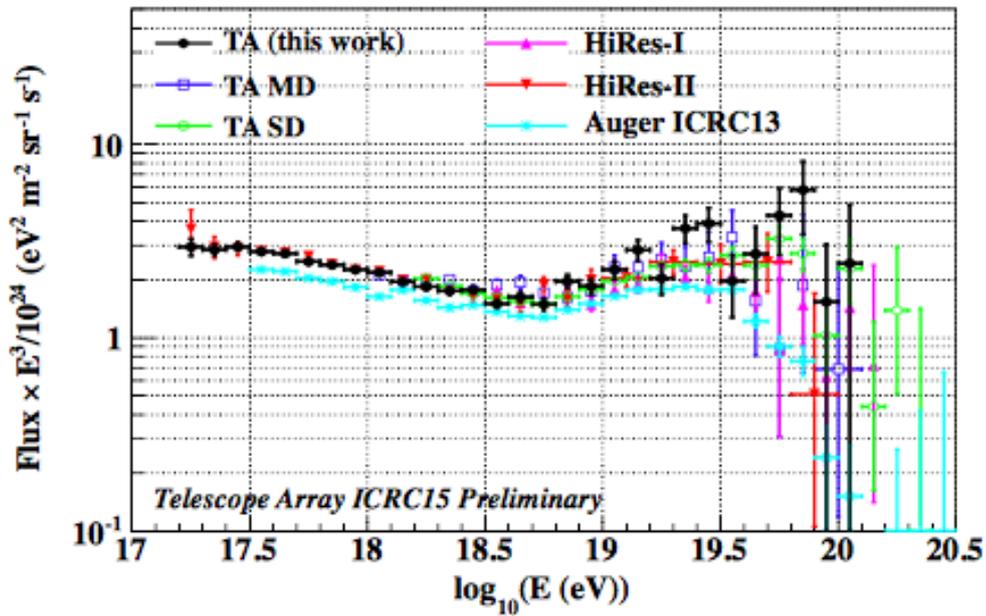


図 1.9: 宇宙線のエネルギースペクトル [12]

到来数の急激な減少が見られ、GZK 機構から理論的予言されるフラックスのカットオフが見られる。また、 $10^{19.5}$  eV 以下ではほぼ同じ構造を示しているが、 $10^{19.5}$  eV 以上では構造の違いが見られる。

#### 1.4.2 質量組成

TA 実験による  $X_{\max}$ (空気シャワーの最大発達深さ)の最新の結果を図 1.10 に示す。TA 実験による結果では、宇宙線の組成はエネルギーに関わらず陽子と一致している。しかし、Auger による結果では、 $10^{19}$  eV 付近では組成が重い方へと推移することが報告されている。この差の原因は北半球と南半球における局所銀河群に属する近傍天体の分布の違いや解析手法の違いなどが考えられる。高エネルギー側での組成の推移を明らかにするには、統計量の増加が望まれる。

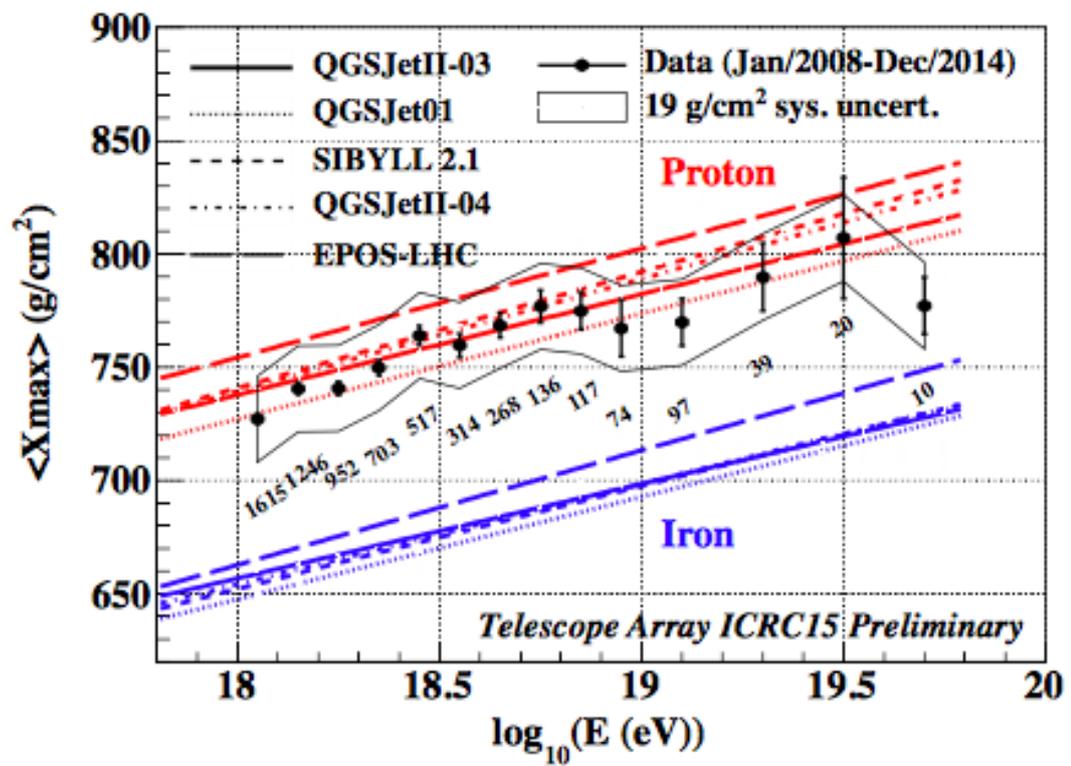


図 1.10: TA 実験の  $X_{\max}$  の結果 [12]

## 第2章 TA Low energy Extension(TALE) 実験

### 2.1 TA 実験

Telescope Array (TA) 実験とは、日本・アメリカ・ロシア・韓国・ベルギーの国際共同実験で、アメリカユタ州ミラード郡の西部砂漠地帯の西部砂漠地帯に図 2.1 のように観測装置を設置し、高エネルギー宇宙線から生成される空気シャワーを観測する。黒色の四角印は地表粒子検出器 (Surface Detector,SD) を、黄緑色の四角印は大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector,FD) ステーションを示す。TA 実験の目的は、超高エネルギー宇宙線のエネルギー、到来方向と組成を観測することにより、その起源を探り、宇宙の超高現象を解明することである。超高宇宙線が増殖して巨大な空気シャワーになるのを観測して、そのエネルギーや到来方向、粒子の種類などを決める。

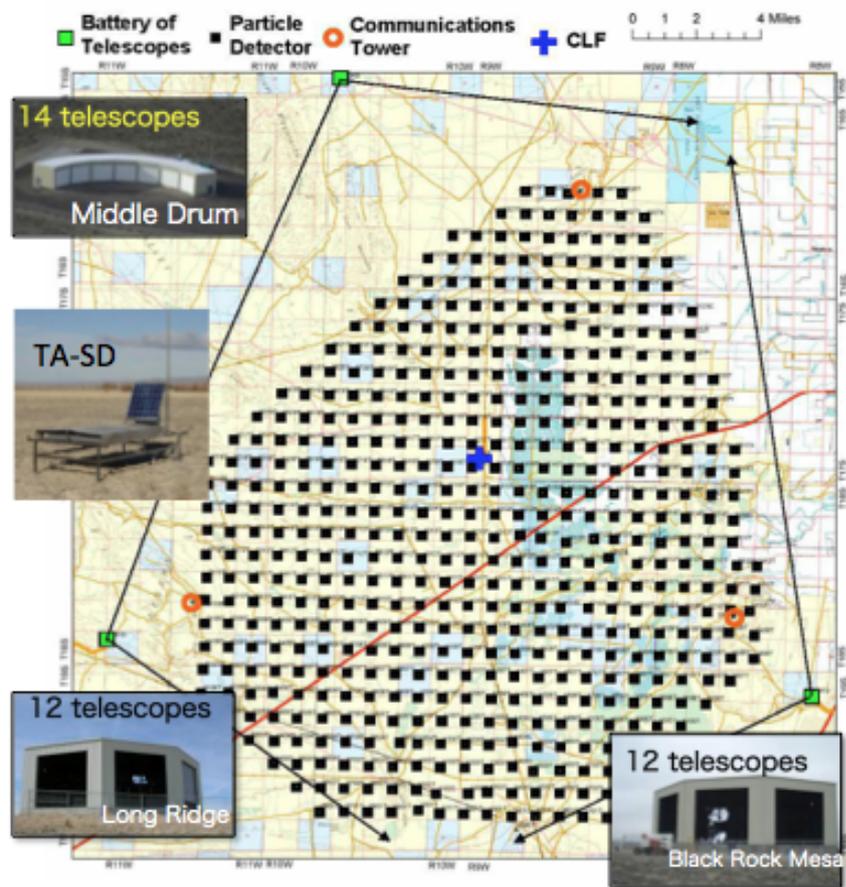


図 2.1: TA 実験の配置図

### 2.1.1 TA 実験の観測装置

TA 実験は膨大な統計量の蓄積が見込める地表検出器アレイとエネルギー決定精度にシミュレーション依存性の少ない大気蛍光望遠鏡の2種類の観測装置の利点を生かし、超高エネルギー宇宙線の空気シャワーを観測する。SDアレイの設置場所は設置、運用、修理作業に適した地形、植生、立地が望まれる。さらに太陽光電池パネルの有効な稼働のため高い晴天率、良好で安定した検出器通信のため平坦な地形が望ましい。また、FDの建設場所は観測時間を長く取るため高い晴天率、測定のノイズ源となる人工光が少なく、大気の透明度が高く、周囲に視界を遮るものが無い地形が望ましい。これらの条件を考慮し、TA実験の実験場として、米国ユタ州ミラード郡の西部砂漠地帯の西部砂漠地帯（北緯39.3°、西経112.9°、標高約1400 m、大気深さ860 (g/cm<sup>2</sup>)）が選ばれた。TA実験は、大気蛍光望遠鏡ステーションが3ヶ所あり、3ヶ所の大気蛍光望遠鏡ステーション全てによる観測は2007年11月に開始した。また、SDアレイに関しては2007年2月に主要な建設が終わり、2008年3月にフル稼働を開始した。現在は、これら2種類の観測装置によるHybrid観測が行われている。

### 2.1.2 地表粒子検出器アレイ

507台のプラスチックシンチレーターカウンターを約680 km<sup>2</sup>の領域に1.2 km間隔で碁盤の目状に設置して、地表粒子検出器アレイを構成している。検出面積は約700 km<sup>2</sup>で、この検出面積は滋賀県の琵琶湖の面積とほぼ同等である。プラスチックシンチレーターカウンターは、1層の厚さが1.2 cmでサイズが合計で3 m<sup>2</sup>のプラスチックシンチレーター2層を上下に重ね合わせ、2層の間に1 mm厚のステンレススチールの板を挟んで構成される。それぞれの層の溝には直径が1 mmで長さが5 mの104本の波長変換ファイバーが張られている。ファイバーの両端は束ねられ、それぞれの層からのシンチレーション光を光電子増倍管に集光する。各SDの電力はソーラーパネルとバッテリーによって供給される。各SDのエレキモジュールと通信塔に設置されたトリガー決定・データ収集用モジュールの間の通信は無線LANによって行われる。図2.2は実際にTAサイトで並べられている地表検出器一台の写真である。



図 2.2: TA 実験の地表検出器

### 2.1.3 大気蛍光望遠鏡

先ほどの 2.1.1 節で述べたように TA site には 3 つの大気蛍光望遠鏡 (FD) ステーションがある。南東部と南西部の FD ステーションは、それぞれ Black Rock Mesa (BRM) および Long Ridge (LR) と呼ばれるサイトに位置し、日本側が新規に望遠鏡を建設した。北部の FD ステーションは Middle Drum (MD) と呼ばれるサイトに位置し、米国側が建設した。BRM と LR の FD 各ステーションには、それぞれ 12 台の反射望遠鏡が設置された。地表粒子検出器アレイの中心の方向を向いて、仰角方向に  $3^{\circ}\sim 33^{\circ}$ 、方位角方向に  $108^{\circ}$  の視野をもつ。MD のステーションは HiRes-1 望遠鏡を再利用して建設された。14 台の反射望遠鏡で仰角方向に  $3^{\circ}\sim 31^{\circ}$ 、方位角方向に  $114^{\circ}$  の視野をもつ。地表近くで発生する霧などの影響を避けるために、ステーションは周囲から 100~200 m 高い所に置かれている。SD アレイ上空を FD の視野で覆い、到来する宇宙線を 2 つの異なる検出器で同時観測することが可能となっている。図 2.3 は TA 実験の Black Rock Mesa (BRM) 望遠鏡ステーションである。FD 自身によって大気状態をモニターのするため標準光源として 3 つの FD ステーションから等距離 (約 21 km) に位置するところに中央レーザー施設 CLF (Central Laser Facility) が設置されている。標準光源としてレーザーを垂直射出して、その側方散乱を大気蛍光望遠鏡で観測して大気モニターを行う。また大気モニターのために BRM ステーションに LIDAR (Light Detection And Ranging) システムを設置した。LIDAR は、パルス状に射出する Nd:YAG レーザーとその散乱光を受光する専用の望遠鏡から構成される。その後方散乱光を専用望遠鏡で受光し、消散係数を求める。夜空の雲を監視するために、BRM ステーションに赤外線 CCD カメラ (AVIO TVS-600S) を設置し、FD の観測中に 1 時間ごとにデータを取得している。また、BRM ステーションと LR ステーションに魚眼レンズを付けた CCD カメラ (WAT-120N) を設置し、ほぼ全天を 1 分毎に撮影している。また、大気蛍光望遠鏡のエネルギー較正をするために、小型電子線形加速器 (Electron Light Source : ELS) を BRM サイトに設置した。ELS を用いて 40 MeV のエネルギーをもつ電子 109 個からなるビームを  $1\ \mu\text{s}$  の時間幅、0.5 Hz の頻度で垂直射出する。FD ステーションから 100 m 先から 1 パルスあたり合計  $4\times 10^{16}$  eV のエネルギーを射出することになるので、10 km 先の  $4\times 10^{20}$  eV の空気シャワーに対応する。2010 年 9 月 3 日に初めて ELS から大気中に電子ビームを射出し、その疑似空気シャワーを FD で撮像することに成功した。ELS から射出された電子ビームの出力エネルギーは既知であるため、空中でのエネルギー損失量はシミュレーションで計算が可能である。そのエネルギー損失量と FD での観測量 1 との関係シミュレーションと実データで比較する事で、電子の空気中でのエネルギー損失から FD での観測量までの大気中の減衰係数以外の全較正定数に対する一括較正が可能となる。

## 2.2 TALE 実験

TA Low Energy extension (TALE) 実験は、TA 実験との同時観測と相互較正によって TA 実験のエネルギー範囲を  $10^{16.5}$  eV から  $10^{20.5}$  eV までの 4 ケタに拡大し、このエネルギー領域の宇宙線をシャワー再構成分解能に優れたハイブリッド観測する計画である。このエネルギー範囲は、銀河系内宇宙線とその終わり、系内から系外への遷移、銀河系外宇宙線とその GZK 限界のすべてを含むエネルギー領域である。TA 実験+TALE 実験は、統合された一つの実験であり、加速器で較正された唯一のエネルギースケールを用いて、この領域のエネルギースペクトルと質量組成の変化を高い精度で測定する。TALE 実験用 FD ステーションは MD サイトにある TA FD ステーションに隣接して 2012 年にすでに設置されており、TA FD の視野のさらに上、仰角  $31^{\circ}\sim 59^{\circ}$  を観測しており、2012 年 11 月から定常観測を続けている。これによって、より低いエネルギーの宇宙線 (より高い高度で最大発達を迎える空気シャワー) を検出する。TALE FD ステーションの



図 2.3: TA 実験の Black Rock Mesa(BRM) 望遠鏡ステーション

前方には 103 台のシンチレータ検出器からなる高密度空気シャワーアレイを展開する計画である。TALE FD ステーションから 3 km 以内では  $10^{16}$  eV 台の宇宙線に感度をもたせるために 40 台の SD を 400 m 間隔で並べる。FD ステーションから 3~5 km の範囲では検出器 36 台を 600 m 間隔で並べ  $10^{17}$  eV 台の宇宙線に対して感度をもたせる。このような高密度配置部分と TA の SD アレイを接続するために 27 台の SD を、それらの中間に 1.2 km 間隔で配置する。すでに TALE SD 35 台分が 2013 年 4 月に設置されている。残り 68 台の SD は 2017 年度までに設置される予定である。TALE SD アレイは FD とは独立して稼働しつつ、FD とのハイブリッド観測も行う。TALE SD アレイ単独での統計量は  $10^{16.5}$  eV 以上で約 50000 事象/年、ハイブリッド観測で約 5000 事象/年が期待される。図 2.4 は TA 実験と TALE 実験の SD の設置場所の他図であり、薄紫色で塗られている領域が TALE 実験 SD アレイを表している。さらに、図 2.4 の TALE 実験の領域を拡大した図が図 2.5 である。

### 2.2.1 TALE 実験の目的

銀河系の大きさと磁場の強さから、 $10^{18}$  eV 以上の一次エネルギーを持つ宇宙線は銀河系外に起源があり、逆に銀河系内宇宙線には、このあたりにエネルギー限界があるものと考えられている。そこでスペクトル、質量組成、到来方向などに、その遷移がみられると期待される。TALE 実験はこの遷移を突き止めることを第一の目的とする。この遷移領域を含む、広いエネルギー領域にわたってスペクトルと質量組成の変化を精度よく測定し、銀河系内宇宙線の寄与を切り分けて、銀河系外宇宙線の進化（宇宙線発生源の密度と距離の関係など）、生成源の性質（到来頻度の強度、スペクトルの傾き、エネルギー限界など）を導き出すことが TA 実験と TALE 実験を合わせた研究の目的である。また TALE 実験と TA 実験のハイブリッド観測領域である  $10^{16.5}$  eV~ $10^{20.5}$  eV

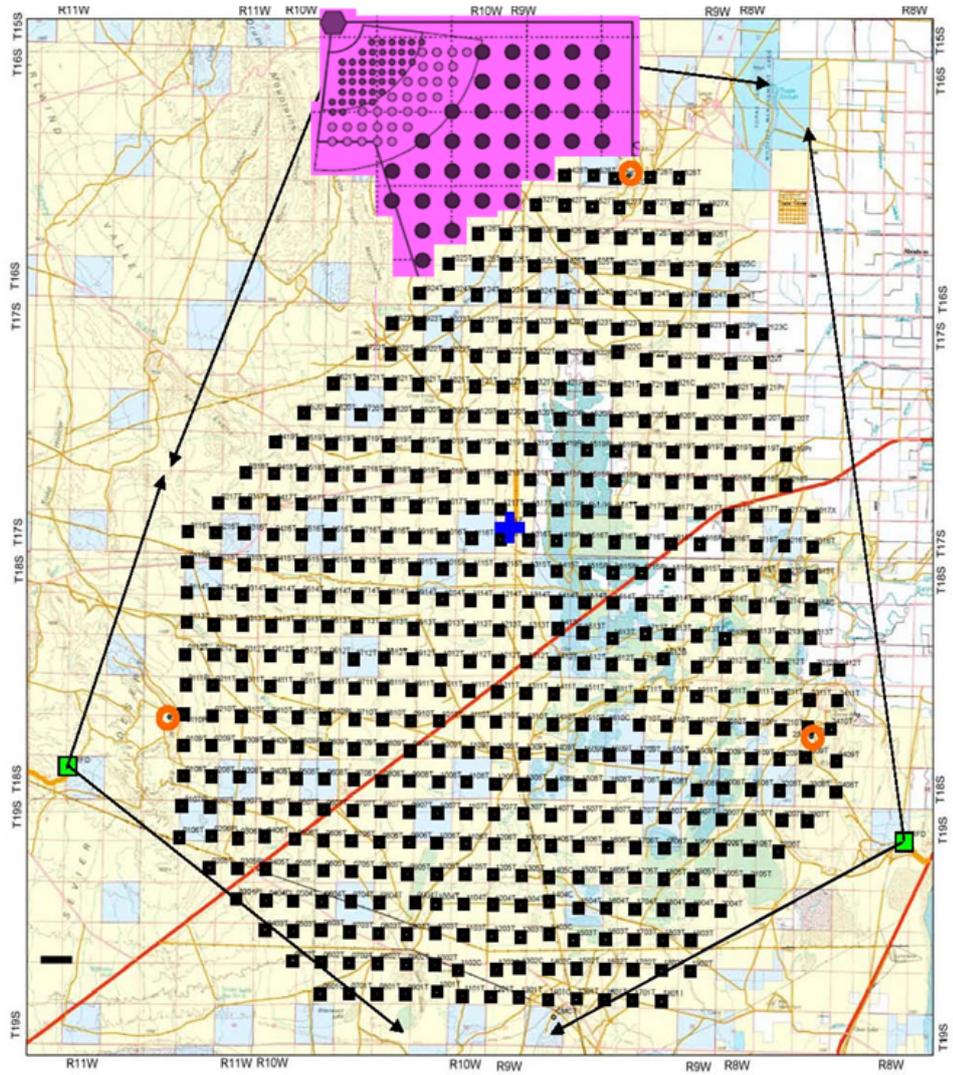


図 2.4: TA 実験+TALE 実験の配置図

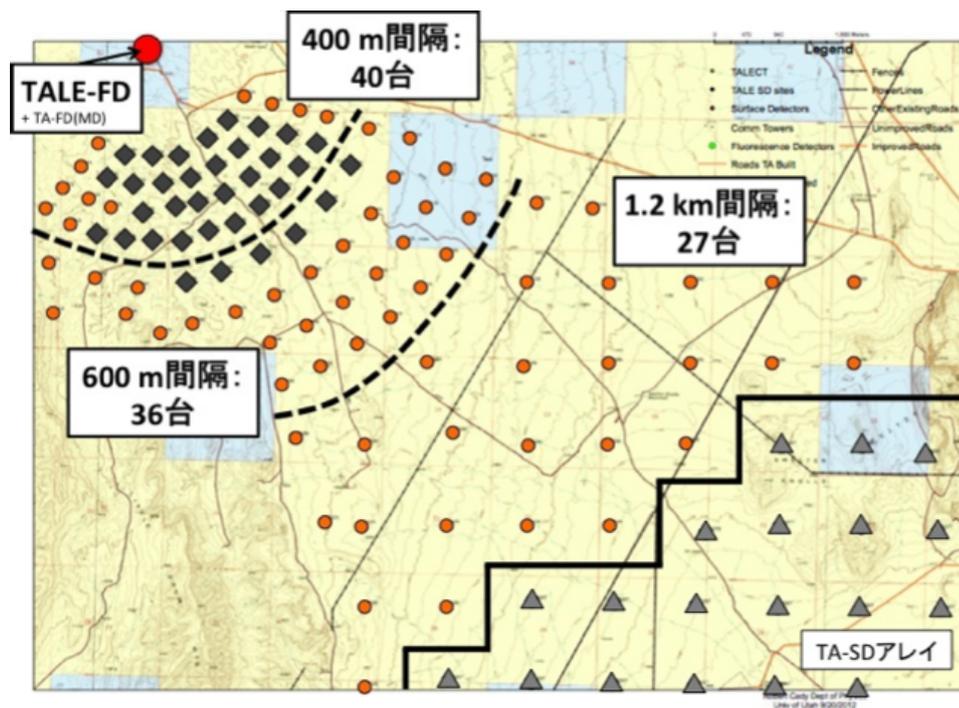


図 2.5: TALE 実験の配置図

の重心系エネルギー下端は LHC の衝突エネルギーと重なり、TALE 実験の宇宙線観測と LHC 実験の結果は外挿なしに同一エネルギーで比較ができる。図 2.6 に様々な実験で観測された宇宙線のエネルギースペクトルを表しており、TA 実験は薄青色がかかったエネルギー領域、TALE 実験は薄赤色がかかったエネルギー領域を測定することができる。LHC 実験による新しい測定が相互作用モデルに組み込まれれば、TALE 実験などによる空気シャワー観測はモデルのテストとして非常に有用となる。特に  $10^{17}$  eV での陽子・陽子あるいは陽子・原子核（窒素など）相互作用の全断面積や多重度が得られればさらに正確な空気シャワーシミュレーションが可能になり、最高エネルギー宇宙線実験にとっても重要である。さらに TALE 実験のハイブリッド観測から  $X_{\max}$  でタグ付けされた異方性測定が可能になるかもしれない。

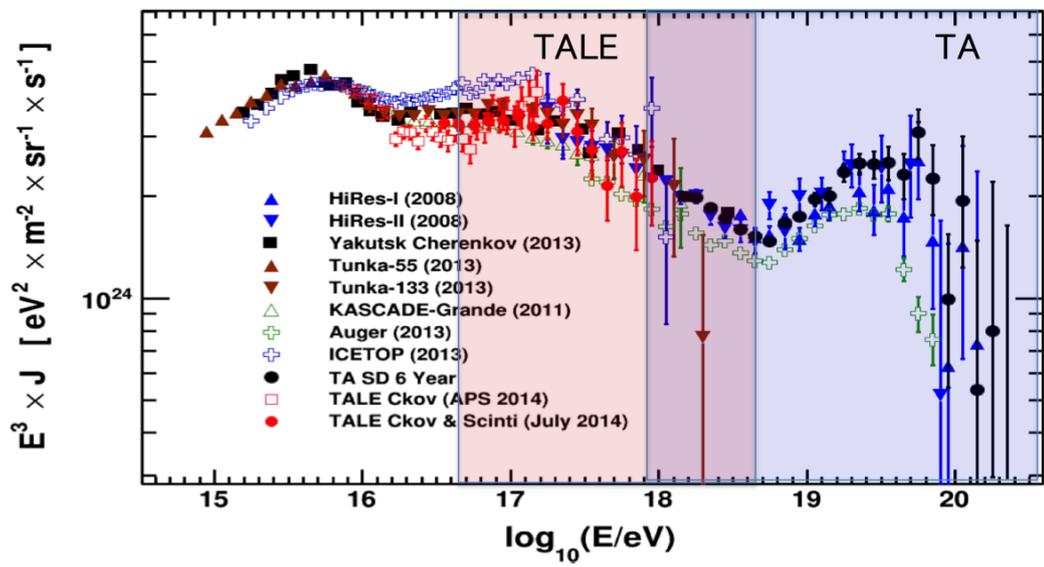


図 2.6: 宇宙線のエネルギースペクトル [13]

# 第3章 Akeno Giant Air Shower Array (AGASA) 実験

## 3.1 AGASA 実験

Akeno Giant Air Shower Array 実験 (明野超大空気シャワーアレイ実験、AGASA 実験) は、山梨県の明野観測所の北西のかつての明野村・韮崎市・須玉町・高根町・長坂町・大泉村の6町村にまたがる高原の広大な領域に 100 台以上の地上検出器を設置した宇宙線観測実験である [16]。AGASA 実験は 1991 年から 2004 年まで稼働していた。AGASA 実験の目的は、宇宙から飛来する最高エネルギー宇宙線を観測し、宇宙における高エネルギー現象を調べることであった。図 3.1 は AGASA 実験の地表検出器の配置を表している。図 3.1 の色の違いはデータ送信時に経由する副コンピュータの違いを表している。丸は電子成分検出器、四角はミュオン検出器、実線はデータ通信の光ファイバーケーブルを表している。有効面積は約  $100 \text{ km}^2$  で完成時点では世界最大の空気シャワーアレイであり、シンチレーション検出器は約 1 km 間隔で 111 台並べられ、検出器間を光ファイバーでつながれていた。得られたデータは図 3.1 の 4 色の領域ごとに設置された 4 カ所の副コンピュータを經由して、中央のコンピューターに送られる。

## 3.2 AGASA 実験の観測装置

AGASA のシンチレーション検出器は、図 3.2 のような形状をしており、その底面の大きさは  $170 \text{ cm} \times 170 \text{ cm}$ 、高さが 65 cm である。シンチレーターは大きさ  $50 \text{ cm} \times 50 \text{ cm}$ 、厚さ 5 cm で、9 枚 1 セットであり 1 台の検出器に収められる。9 枚のうち中央のシンチレーターには PMT が入るための穴が空いている。使用されていた PMT の大きさは光電面直径 5 inch 浜松ホトニクス社製の R1512 である。図 3.4 は実際に AGASA 検出器容器に AGASA 実験で実際に使われていたシンチレーターを入れた写真を表す。

## 3.3 AGASA 実験による観測結果

AGASA 実験は 13 年間の観測で  $10^{20} \text{ eV}$  を超える宇宙線事象を 11 例観測した。図 3.5 は AGASA 実験で観測された宇宙線のエネルギースペクトルであり、縦軸はフラックスに  $E^3$  を掛けたものである。スペクトルの赤い点が  $10^{20} \text{ eV}$  を超えた事象によるものである。図 3.5 から分かるように、AGASA 実験によるエネルギースペクトルには GZK 機構から理論的予言されるフラックスのカットオフが見られない [18]。1997 年 2 月 17 日 ~ 2002 年 7 月 31 日の期間で、AGASA 実験による超高エネルギー宇宙線事象 ( $4 \times 10^{19} \text{ eV}$  以上) の到来方向分布を図 3.6 に示す。図 3.6 の赤色の四角点は  $10^{20} \text{ eV}$  以上の宇宙線、緑色の丸点は  $(4 \sim 10) \times 10^{19} \text{ eV}$  の宇宙線を表している。図 3.6 から分かるように、Triplet、Doublet といった同一方向に複数の事象が何点も見られる。また、AGASA 実験では Triplet が偶然観測される確率はわずか 0.9 % だという結果を報告している [20]。

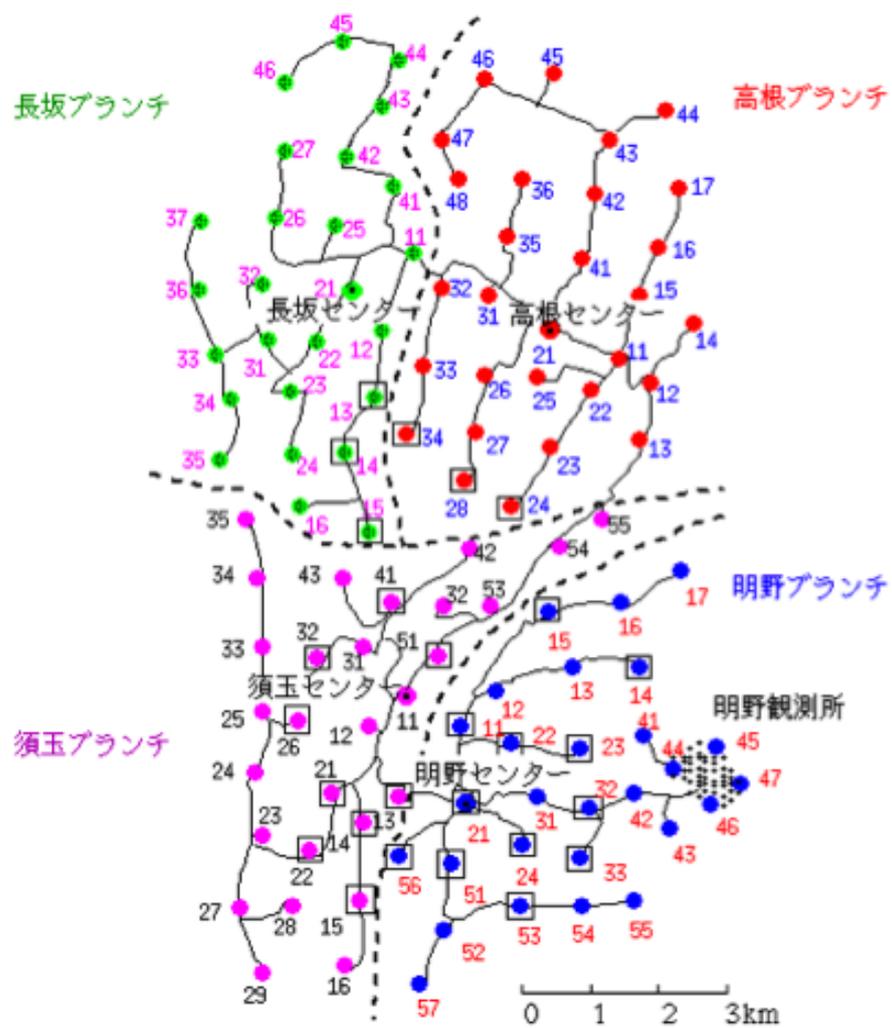


図 3.1: AGASA 実験の配置図 [17]

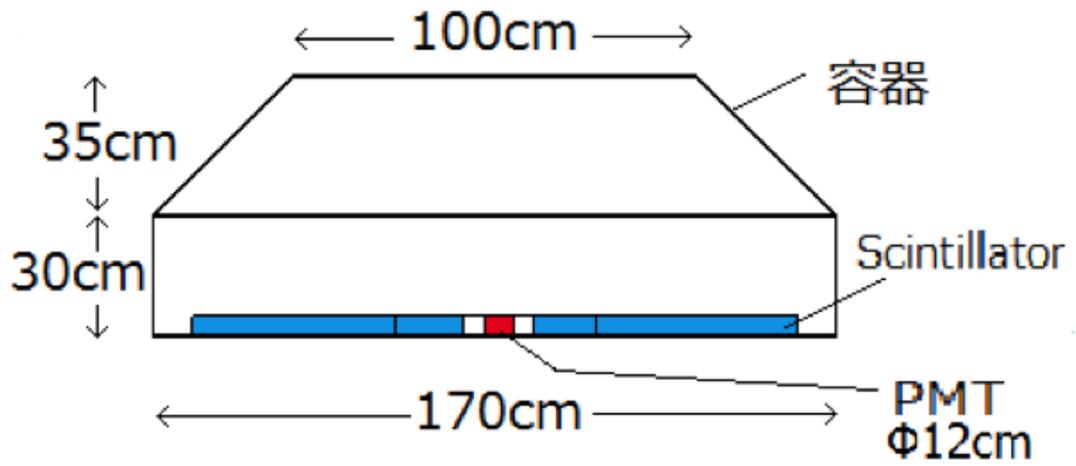


図 3.2: AGASA 検出器容器の概要

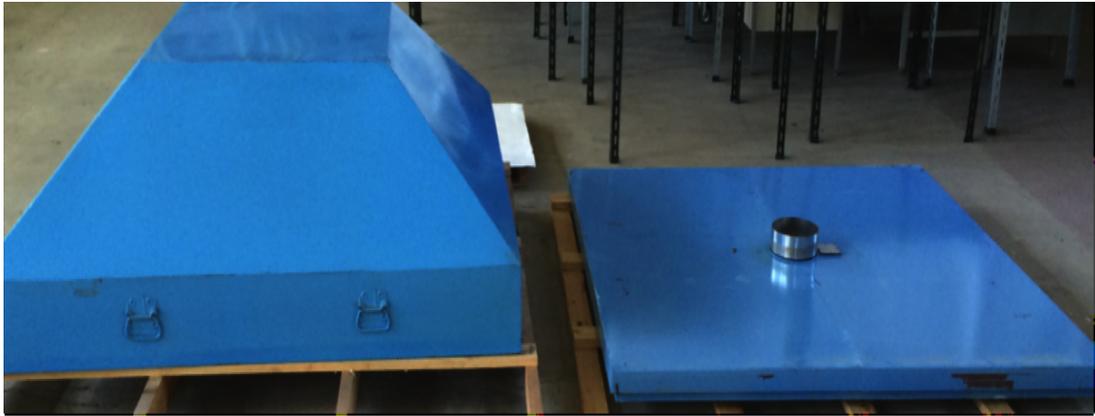


図 3.3: 実際に使われていた AGASA 検出器容器

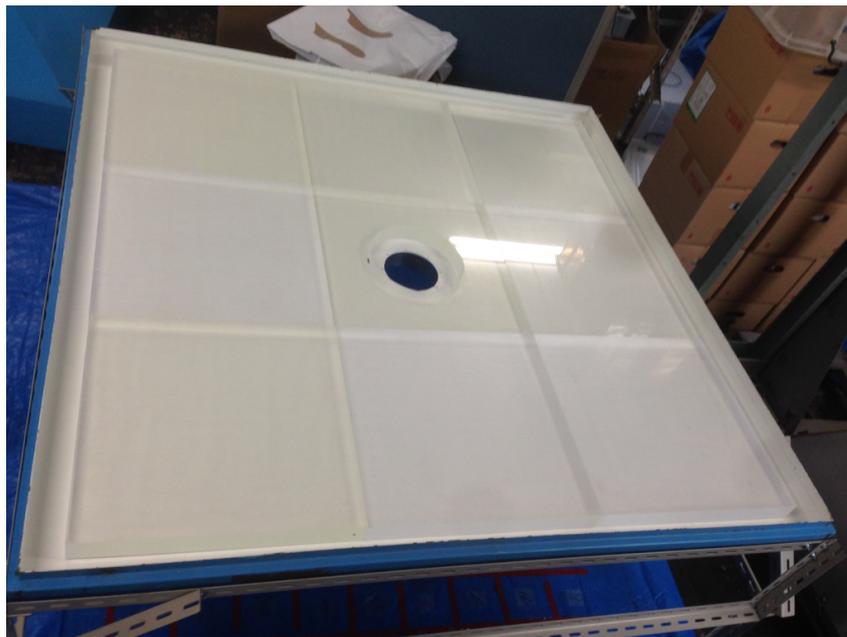


図 3.4: 実際に AGASA 検出器容器に AGASA シンチレーターを入れた写真

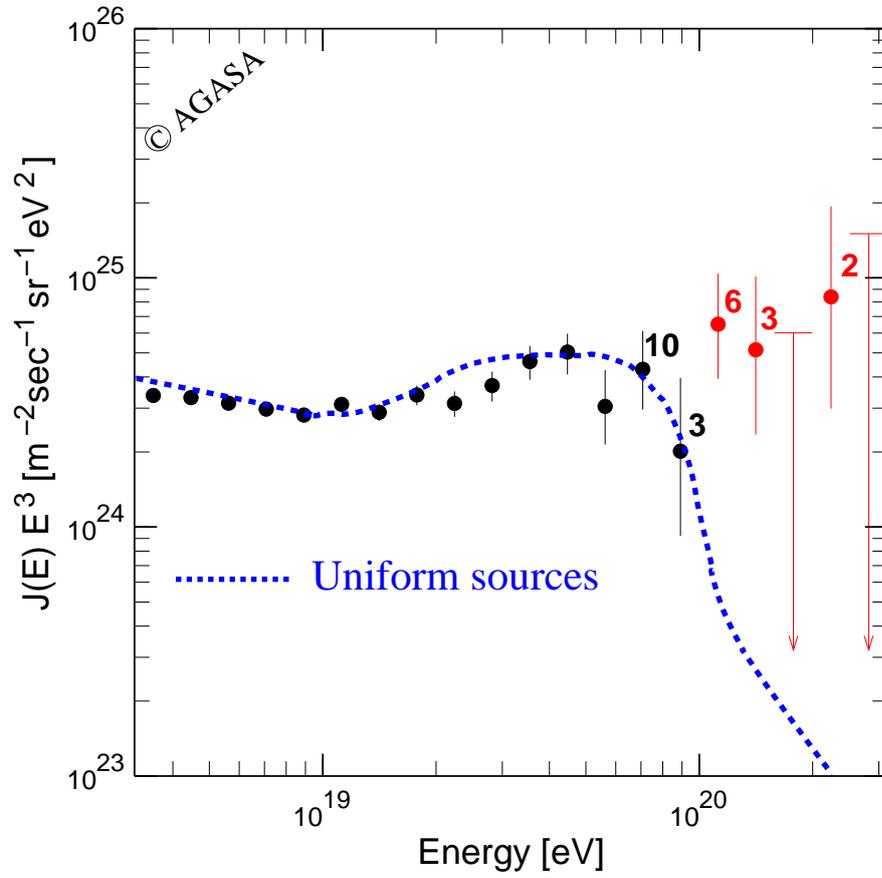


図 3.5: AGASA 実験によるエネルギースペクトル [19]

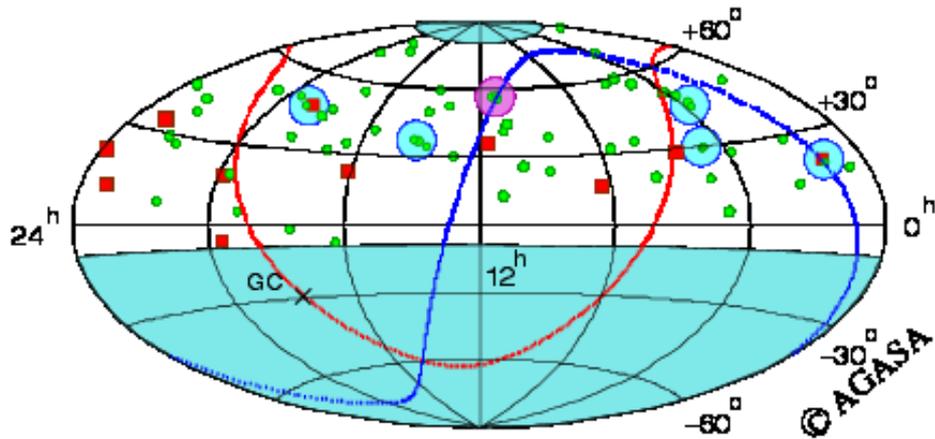


図 3.6: AGASA 実験による  $4 \times 10^{19}$  eV 以上の到来方向分布 [19]

## 第4章 AGASA シンチレーター発光量とその一様性

TALE 実験では地表検出器の台数を増やすために、AGASA 実験で使用されていた検出器容器等を再利用することが検討されている。現在、AGASA 実験で使用されていた検出器容器、シンチレーターは明野観測所の倉庫に保管されている。倉庫に保管されているため、保存状態が良く、再利用できる可能性がある。AGASA の地表検出器にはシンチレーターが9枚入り、これを見るPMTは1本である。従って、同一検出器内の全シンチレーターの単位電離損失あたりの発光量は同じであることが望ましく、また、その発光量は荷電粒子の入射位置によらず、一様であることが望ましい。そのため、再利用するにあたって、シンチレーター内での荷電粒子の入射位置による発光量の違いを調べる必要がある。また、異なるシンチレーターの発光量の違いも調べておく必要がある。これらの違いを知るために、AGASA 実験で使用されていたシンチレーターの在庫約900枚から15枚をサンプリングし、それらの発光量を測定し、荷電粒子が入射した位置によるシンチレーターの発光量の違いも調べた。

### 4.1 AGASA シンチレーター

AGASA 実験で使用されていたシンチレーターは3.2節で述べたように、50 cm × 50 cm で厚さ5 cm のプラスチックシンチレーターである。図5.3は実際のAGASA 実験で使用されていたシンチレーターである。(以降、AGASA 実験で使用されていたシンチレーターをAGASA シンチレーターと呼ぶことにする)

#### 4.1.1 シンチレーション検出器の原理

有機シンチレーターの荷電粒子に対する応答は、単位長さあたりに放出される蛍光エネルギー  $dL/dx$  と荷電粒子のエネルギー損失  $dE/dx$  の関係式で示され、Birks によって初めて提唱された [21]。

$$\frac{dL}{dx} = S \frac{dE}{dx} \quad (4.1)$$

ここで、 $S$  はシンチレーション効率である。消光の効果を含んだ式は式 (4.2) である [21]。

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \quad (4.2)$$

式 (4.2) は粒子の作用によって損傷を受けた分子の密度は電離密度に比例すると仮定し、 $B(dE/dx)$  と表すことにする。ここで、 $B$  は比例係数である。さらに、Birks は蛍光のうちの一部の割合  $k$  が消光を受けるものと仮定し、さらに、粒子の飛跡に沿った高い電離密度のところは損傷を受けた



図 4.1: AGASA シンチレーター

分子によって消光されるので、そのような分子密度にも比例するものとした。実際には、 $kB$  は特定のシンチレーターに対する実験データに合うように調整するパラメーターである。

高速電子で励起された場合、それが直接あるいは  $\gamma$  線照射による場合であっても  $dE/dx$  は十分大きな  $E$  の値に対して小さくなり、Birks の式は式 (4.3) ようになる [21]。

$$\left. \frac{dL}{dx} \right]_e = S \frac{dE}{dx} \quad (4.3)$$

単位エネルギー損失当りの蛍光エネルギーは一定になる。

$$\left. \frac{dL}{dE} \right]_e = S \quad (4.4)$$

この場合全蛍光エネルギーは、

$$L \equiv \int_0^E \frac{dL}{dE} dE = SE \quad (4.5)$$

となり、入射粒子のエネルギー  $E$  に比例することになる。

一方、 $\alpha$  粒子に対しては  $dE/dx$  は非常に大きくなり飛程に沿って飽和現象が起こり、Birks の式は式 (4.6) ようになる [21]。

$$\left. \frac{dL}{dx} \right]_\alpha = \frac{S}{kB} \quad (4.6)$$

となり、 $kB$  の値は次の二つの値の比をとって決められる。

$$kB = \frac{\left. \frac{dL}{dx} \right]_e}{\left. \frac{dL}{dx} \right]_\alpha} \quad (4.7)$$

と表される。実験データによりよく合致させるために  $dL/dx$  に関する他の式が多くの研究者によって提唱されている。これらは一個以上のパラメーターを追加して実験データに合わせるようにしている。その一例として Craun と Smith によって拡張された Birks の式が式 (4.8) である [21]。

$$\left. \frac{dL}{dx} \right|_e = \frac{S \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx} + C \left( \frac{dE}{dx} \right)^2} \quad (4.8)$$

ここで、 $C$  は実験値に合わせるためのパラメーターである。 $dE/dx$  が小さい場合、この式は式 (4.2) に示した簡単な Birks の式に近づく。

#### 4.1.2 プラスチックシンチレーター

プラスチックシンチレーターとはポリスチレンなどのプラスチックの中に有機発光物質が溶かし込まれているものであり、有機シンチレーターの1種である。プラスチックシンチレーターの母材としては、ポリスチレンやポリビニルトルエンなどの芳香族系化合物の重合体や、アクリルガラスと呼ばれる脂肪酸系化合物の重合体が用いられる。有機結晶でのシンチレーションの発光機構は、有機結晶の主成分蛍光物質の分子エネルギー準位の励起を通じて起こり、その励起状態からの脱励起に際して紫外線領域の波長帯域を持つ光を出す。この紫外光は、可視領域では透明な有機物によって容易に吸収され、その吸収長はわずか数 mm しかない。したがって光の信号を取り出すには、紫外光を可視光に変換する第2の蛍光物質 (波長変換材、ウェーブレングスシフターと呼ぶ) が用いられる有機蛍光物質およびウェーブレングスシフターの蛍光量最大波長、蛍光減衰時間、NaI との蛍光量比を示した表が表と表である

表 4.1: 有機蛍光物質 [22]

	蛍光量最大波長 $\lambda_{\max}$ (nm)	蛍光減衰時間 (ns)	蛍光量比 (NaI)
ナフタレン	348	96	0.12
アントラセン	440	30	0.5
ターフェニル	440	5	0.25

表 4.2: ウェーブレングスシフター [22]

	蛍光量最大波長 $\lambda_{\max}$ (nm)	蛍光減衰時間 (ns)
POPOP	420	1.6
bis - MSB	420	1.2

プラスチックシンチレーターは、種類によって蛍光準位への励起を表す時定数  $\tau_1$ 、蛍光準位の減衰を表す時定数  $\tau$  が異なり、これらのパラメーターによって、光パルス全体の形が異なる。光パルス全体の形は次の式 (4.9) で与えられる。

$$I = I_0(e^{-t/\tau} - e^{-t/\tau_1}) \quad (4.9)$$

数種のプラスチックシンチレーターに対する  $\tau_1$ 、 $\tau$  のパラメータ値を表 4.1.2 に示す。最高放

表 4.3: プラスチックシンチレーターの時間特性 [21]

	$\tau_1$ (立ち上がり)	$\tau$ (減衰)
NE 111	0.2 ns	1.7 ns
Naton 136	0.4 ns	1.6 ns
NE 102 A	0.6 ns	2.4 ns

出波長は NE 111 では 375 ns、NE 102 A では 423 ns である。

#### 4.1.3 光電子増倍管の基本原理

光電子増倍管 ( Photomultiplier Tube, PMT ) とは、光電効果を利用して、入射光を電子に変換し、内部で増幅して信号として、出力する光センサーで、極めて高感度、高速応答な光センサーである。図 4.2 に示すように光を電子に変換する陰極 ( 光電面 )、収束電極、電子増倍部、電子を集める陽極を真空の容器に収めたものである。光電子増倍管に入射した光は以下に示す過程を経

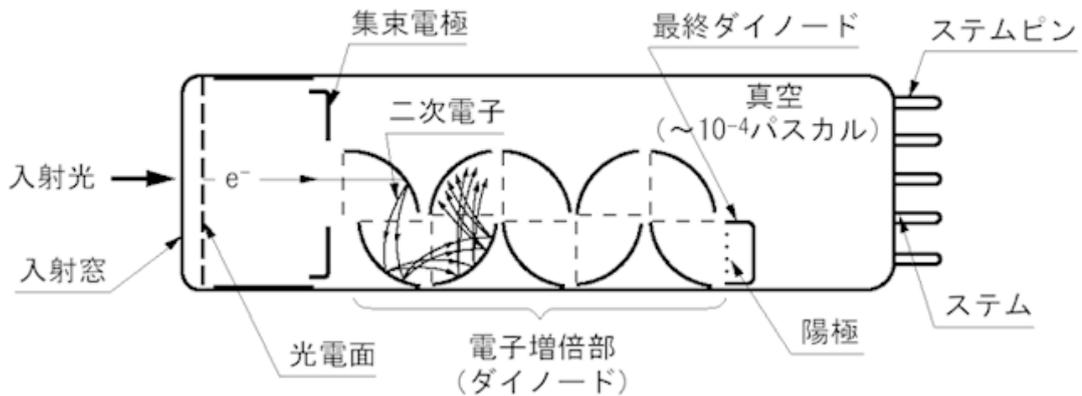


図 4.2: 光電子増倍管の断面図 [23]

て電気信号へ変換される。

1. ガラス窓を透過
2. 光電面内の電子を励起し、真空中に光電子を放出 ( 外部光電効果 )
3. 光電子は収束電極で第一ダイノード上に収束され、二次電子増倍された後、各ダイノードで二次電子放出を繰り返す
4. 最終のダイノードにより放出された二次電子群はアノードにより取り出される

このように、光電子増倍管では光電変換が行われている。図 4.3 に代表的なシンチレーターの発光スペクトラムと、光電子増倍管の光電面の分光感度特性を示す。PMT の光電面は仕事関数が低い

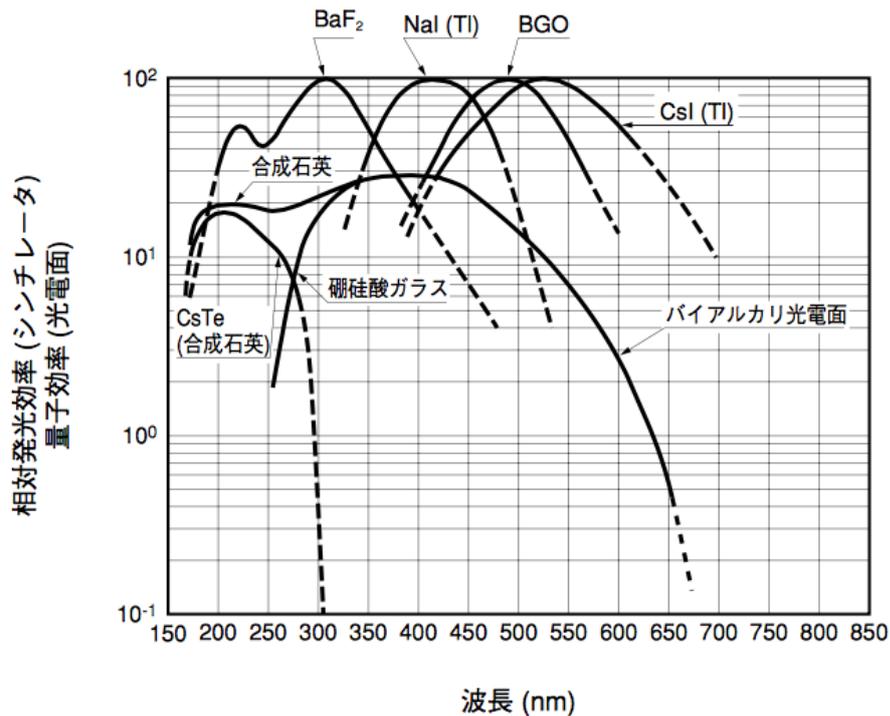


図 4.3: 光電面の量子効率とシンチレーターの発光波長分布 [24]

アルカリ金属を主成分とする化合物半導体である。光電面の種類は大きく分けて、反射型、透過型の2種類に分類される。光電面の種類ごとの分光感度特性を図4.4と図4.5に示す。光電面は一般に紫外線に対しても高い感度を持っているが、入射窓材によっては紫外線を吸収するため、短波長限界は使用する窓材の紫外線吸収特性により決められる。入射窓材ごとの透過率を図4.6に示す。PMTは一般には印加電圧を上げる程、ゲインは高くなる。PMTに使用する高圧電源のドリフト、リップル、温度変動、入力変動、負荷変動などの安定性は、PMTのゲインに影響を与える。PMTの代表的な印加電圧対ゲインの様子を図4.7に示す。

## 4.2 AGASA シンチレーター光量測定

### 4.2.1 測定装置

測定目的は荷電粒子が入射した位置によるシンチレーターの発光光量の違いを測定し、その個体差を知ると同時に位置による光量の違いの小さいシンチレーターを選別するためのルールを決めることにある。使用された測定装置は図4.8である。図4.8のシンチレーターボックスは乗鞍観測所で使用されていたもので、光漏れを防ぐために黒い布で覆われている。黒い布で覆われる前のシンチレーターボックスの外観は図4.9である。このシンチレーターボックスの中にはAGASAシンチレーターを一枚収納することができる。また、シンチレーターボックスの内側には反射率をより良くするために、反射率が高い素材であるタイベックシート(TA実験用SD内部で使われているものと同じもの)を図4.10と図4.11のように貼り合わせてある。小型検出器は図4.12であり、図4.13のような構造となっている。図4.13のように、PMTの光電面に15 cm × 15 cmで厚みが1.2 cmのプラスチックシンチレーターを2枚重ねてある。2枚のプラスチックシンチレーターの

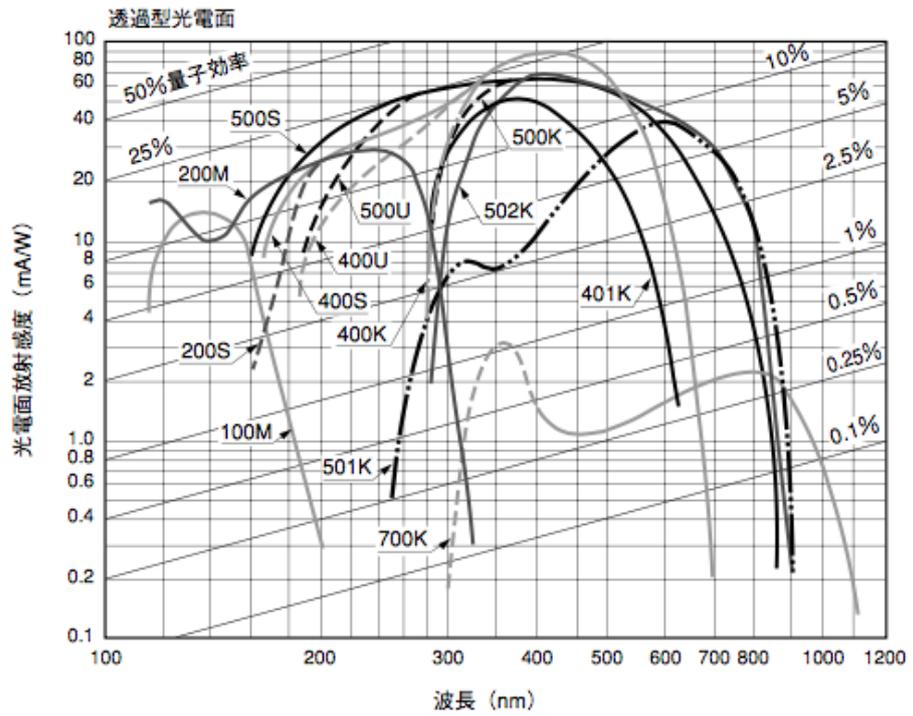


圖 4.4: 反射型各種光電面分光感度特性 [24]

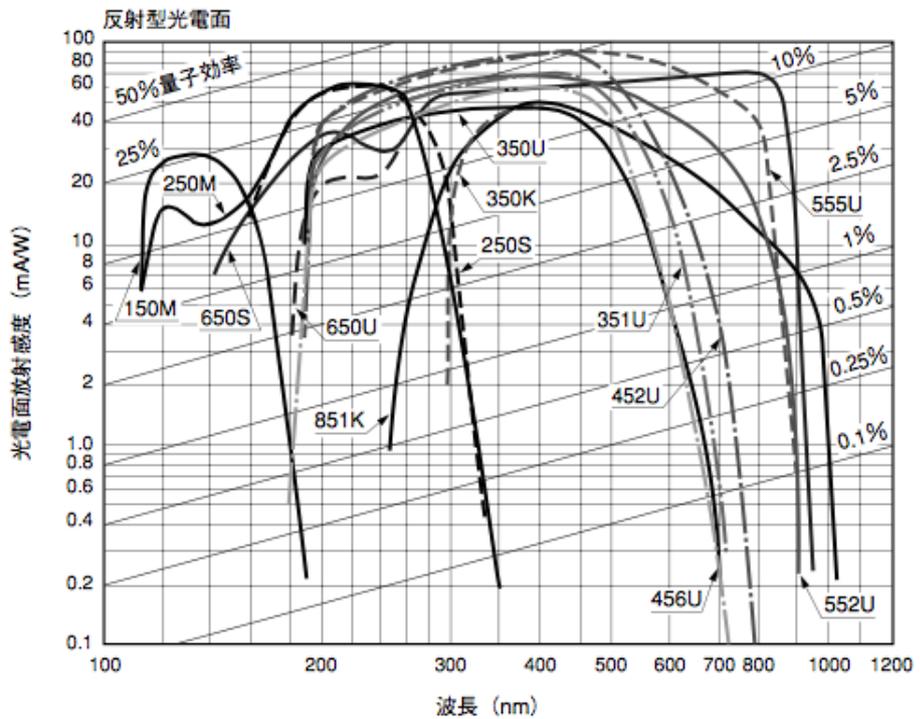


圖 4.5: 透過型各種光電面分光感度特性 [24]

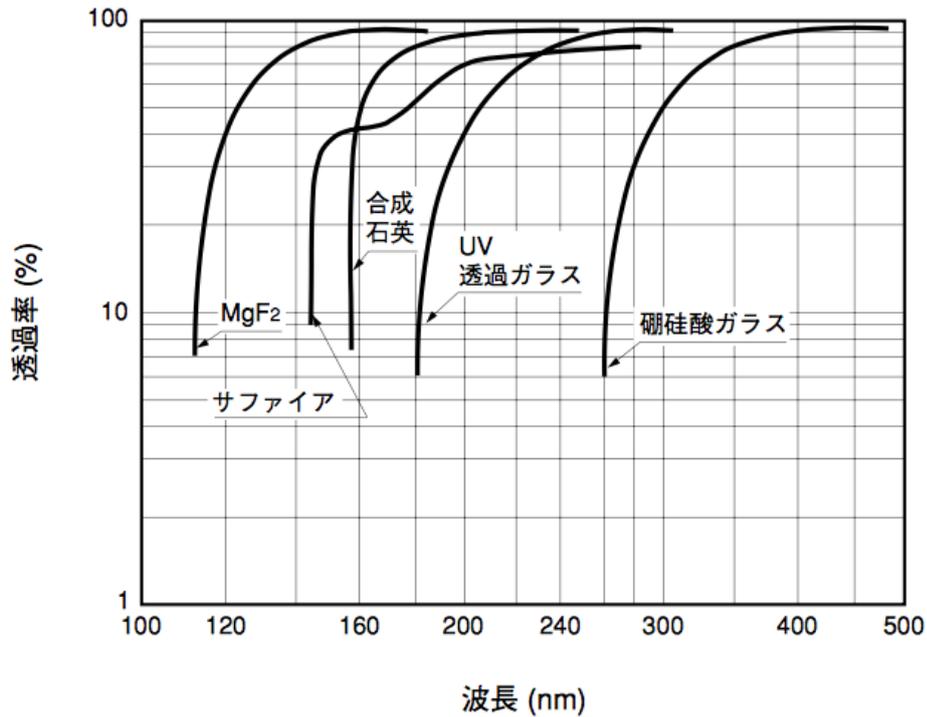


図 4.6: 入射窓材の透過率 [24]

間、PMTの光電面とプラスチックシンチレーターの間には、固定するための「のり付け」等はされていない。タイベックシートを上から巻き、さらに光漏れをしないように黒いシートとテープで巻き、これによってPMTとプラスチックシンチレーターを固定した。小型検出器に使用されているPMTは浜松ホトニクス社製R878(2 inch)である。また、R878のプリーダー回路(図4.14)は自作した。プリーダー回路の回路図は図4.15である。図4.15のKは光電陰極、Gはグリッド、Pは陽極、 $R_K$ 、 $R_G$ 、 $R_1$ 、 $R_2$ は240 k $\Omega$ 、 $R_3 \sim R_8$ 、 $R_L$ は100 k $\Omega$ の抵抗である。これらの抵抗値は抵抗の最大負荷電力の0.5 Wより十分小さくなるように設定した。また、 $C_1$ 、 $C_2$ は10 nF、 $C_C$ は1 nFのコンデンサーである。図4.8のシンチレーターボックスに直接取り付けられているPMTにも、光漏れのないように黒いシートとテープを巻いて遮光した。PMTは小型検出器で使用されているPMTと同様の浜松ホトニクス社のR878を採用し、プリーダー回路も同じ設計を採用した。さらに、このPMTの光電面には図4.16のように、YttriumAluminiumPerovskite(YAP)に減光フィルムを取り付けたものを光電面に直接置いている。YAPとは $Y_2AlO_3Ce$ シンチレーターのことであり、YAPを標準PMTに取り付け、この上に $\alpha$ 線源として $Am^{241}$ を付けることにより標準光源として用られる。

#### 4.2.2 測定方法

図4.17はデータ収集系のブロック図である。高圧電源は(林栄精器社製NHQ 203M)を使用した。Amplifier(林栄精器社製MODEL 776)のゲインは10倍である。また、Discriminator(テレデザイン・レクロイ・ジャパン社製MODEL 623B)のしきい値は70 mVに設定され、Gate Generator(カイズワークス社製KN1500)のゲート幅は300 nsに設定されている。ADC(Analog to Digital Converter

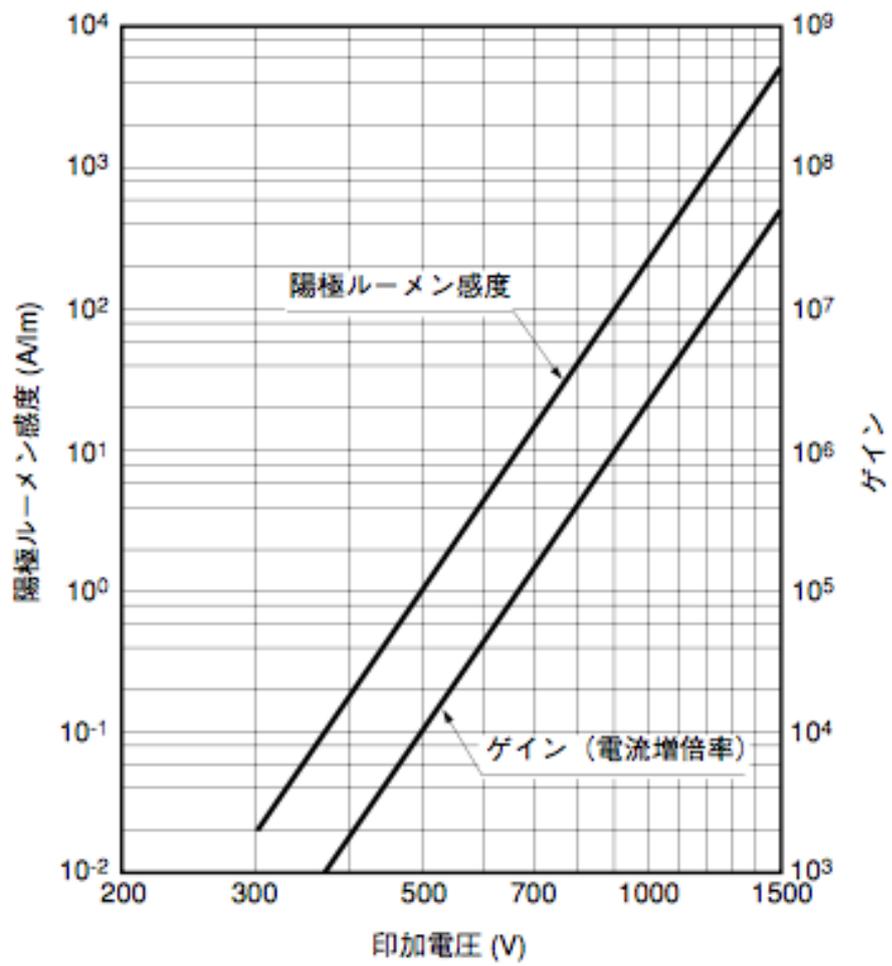


図 4.7: ゲインの電圧特性 [24]

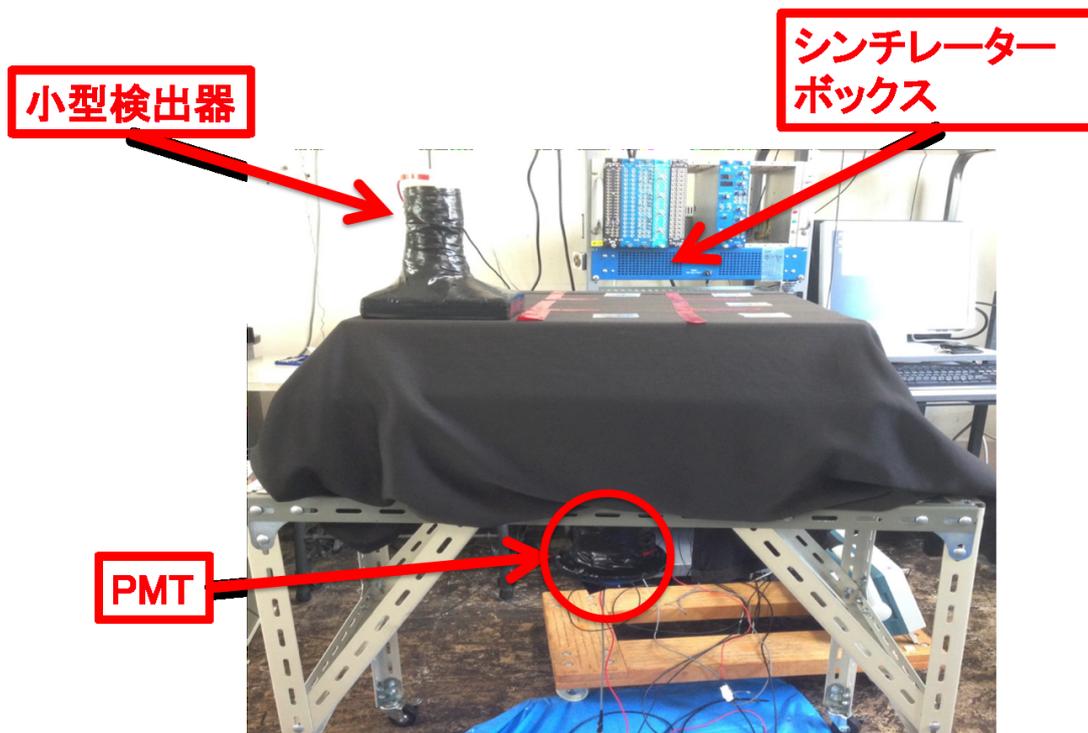


図 4.8: 測定装置の Set up

、林栄精器社製 RPC-022) は電荷積分型の ADC を使用した。Amplifier と ADC の間のケーブル長は 20 m とし、100 ns を遅らせて、ゲート内に信号が入るようにした。図 4.17 の赤色の丸の部分を切り替えることで、トリガーパターンが変更される。図 4.17 の場合は下記のモード 1 に対応する。

図 4.19 は測定装置の図 4.8 を真上から見た図で、小型検出器を置く位置に番号を付けてある。小型検出器に 900 V、シンチレーターボックス内の PMT に 1000 V の電圧をかけ、シンチレーターボックス上面の図 4.19 の 1,2,3,4,5,6,7,8,9、の場所に小型検出器を順に置きながら、以下に示す 3 つのデータ収集モードで測定した。現在、大阪市大には 17 枚の AGASA シンチレーターがあり、そのうち 2 枚は AGASA 検出器用で図 4.18 のようにシンチレーターの中心部分に円形の穴 (半径 : 12.5 cm) が空いている。そのため、穴あきの 2 枚のシンチレーターを除いた 15 枚の測定を行った。データ収集モードは以下の通りである。

- ・モード 1 : 小型検出器の PMT の出力信号がしきい値を超えた場合 (小型検出器にヒット)
- ・モード 2 : シンチレーターボックスの PMT の出力信号がしきい値を超えた場合 (PMT 上の YAP の発光、あるいはシンチレーターボックスにヒット)
- ・モード 3 : Gate Generator の GATE 幅を  $10\mu\text{s}$  遅らせ、シンチレーターボックス内の PMT の出力信号のないところを積分し AD 変換する場合 (ペDESTAL)

測定は 1 箇所につき、モード 3、モード 2 の順に 15000 イベントずつ測定し、次にモード 1 を 50000 イベント測定し、その後再びモード 3、モード 2 の順に 15000 イベントずつ測定した。



図 4.9: シンチレーターボックス

### 4.3 データ解析

4.2.2 節で述べた測定により、1~9 の各測定点における 3 つのデータ収集モードの ADC カウント分布が求まる。測定により、求めた ADC カウント分布の一例が図 4.20、図 4.21、図 4.22 である。図 4.20 はモード 3、図 4.21 はモード 2、図 4.22 はモード 1 である。横軸が ADC カウント数、縦軸がイベント数である。また、これら全て 1 ピンあたり 1 ADC カウントである。さらに、図 4.22 の横軸の範囲を拡大した図が図 4.23 である。モード 3 で得られるペDESTAL 値分布 (例: 図 4.20) は、ガウス分布とガウス分布を組み合わせた関数である Double Gaussian でフィッティングし、分布の中で最もイベント数の多い ADC カウント数 (以降、ピーク値と呼ぶことにする) を求めた。

モード 2 で得られた ADC カウント分布 (例: 4.21) には 2 つのピークがある。モード 1 の小型検出器によるトリガーの ADC 値分布 (例: 図 4.22) と比較すると、モード 2 の分布の左側のピークはシンチレーターの 1 粒子通過に相当するピーク (シングルピーク) であることがわかる。また、YAP の減光フィルターを変えると、右側の分布のピーク位置が動くこれは事前の測定から確かめられているので、この右のピークは YAP の発光による信号の ADC 値分布であるこれがわかる。YAP 信号の分布をガウス分布関数でフィットして、ピーク値を求めた。

モード 1 のときの分布にも、2 つのピークがある。ペDESTAL 分布との比較から、左側のピークはペDESTAL であることは明らかだ。そして、右側のピークがシングルピークである。1 粒子信号の分布の形が非対称であるため、Landau Gaussian というガウス分布とランダウ分布を組み合わせた分布関数でフィットして、ピーク値を求めた。

15 枚全てのシンチレーターに対して、1~9 の全ての位置で全モードでの測定結果としてピーク値を求めて、データ解析を行った。



図 4.10: シンチレーターボックスの内側

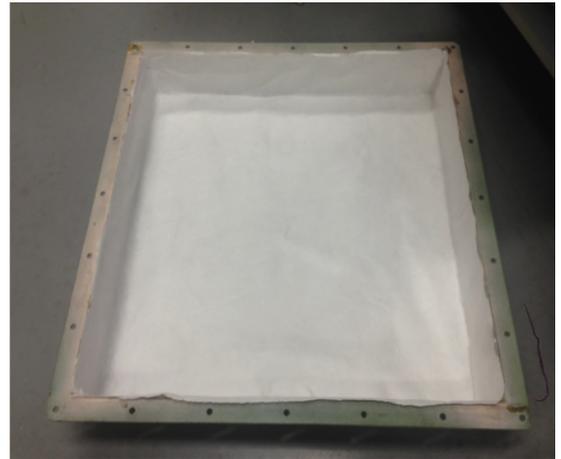


図 4.11: シンチレーターボックスの内側

#### 4.3.1 温度補正

4.2.2 節で述べた 3 つのモードのうち 1 つでは YAP 信号の大きさを測定している。YAP は PMT の光電面に置かれ、動かされていないため小型検出器をどの位置に置いても YAP の光量は常に一定のはずである。しかし、唯一変化する場合があり、それは温度変化による YAP の光量と PMT の (量子効率 × 増幅率) の変化である。YAP 信号のピーク値を使って、1 粒子信号の値を補正し、全ての 1 粒子信号のピーク値の温度補正をほどこした。その手順は以下の通りである。まず、YAP 信号強度は温度に比例して変化するものと仮定した。1 粒子信号を測定する前と後に YAP 信号を測り、それらのピーク値の平均を 1 粒子信号測定時の YAP 信号のピーク値とする。この YAP 信号平均ピーク値を使って温度補正をした。また、1 粒子信号、YAP 信号のピーク値からペDESTAL を差し引いた。差し引くペDESTAL は 1 粒子信号測定の前と後のペDESTAL 測定の平均値とした。以下より詳細に温度補正の手順を見ていこう。ペDESTAL を差し引いた後の 1 粒子信号のピーク値を  $S$ 、1 粒子信号の測定前の YAP 信号のピーク値を  $YAP_b$ 、測定後の YAP 信号のピーク値を  $YAP_a$  とすると YAP 信号の平均値  $YAP_{ave}$  は以下の式 (4.11) により求める。

$$YAP_{ave} = \frac{YAP_b + YAP_a}{2} \quad (4.10)$$

である。 $YAP_{ave}$  は、シンチレーター、位置ごとに求まるので、各シンチレーターを番号付けて、その番号を  $i$  ( $i = 1 \sim 15$ )、小型検出器の位置 1~9 を  $j$  ( $j = 1 \sim 9$ ) とした時の  $YAP_{ave}$  を  $Y_{ij}$  とし、ペDESTAL を差し引いた後の 1 粒子信号のピーク値を  $S_{ij}$  と表すことにする。 $Y_{ij}$  を使って、YAP 信号の大きさの変化量 [%] を次式 (4.11) により求める。

$$\Delta YAP_{ij} = \frac{\Delta Y_{ij}}{Y_{ij}} \times 100 \quad [\%] \quad (4.11)$$

ここで  $\Delta Y_{ij}$  は基準とする YAP 信号の大きさから YAP 信号の変化量であり、次式 (4.12) で計算される。

$$\Delta Y_{ij} = Y_{ij} - Y_{11} \quad (4.12)$$



図 4.12: 小型検出器

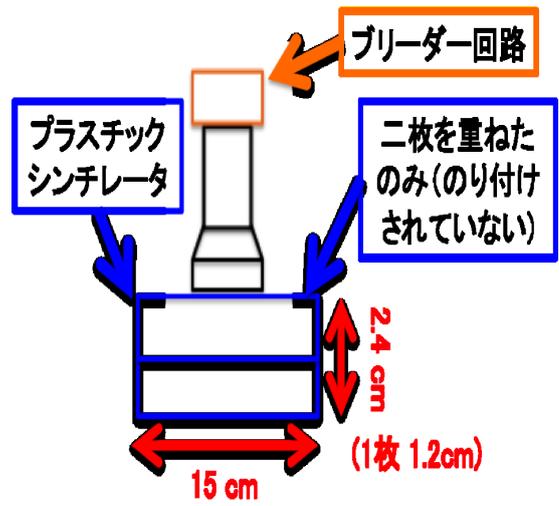


図 4.13: 小型検出器の概要

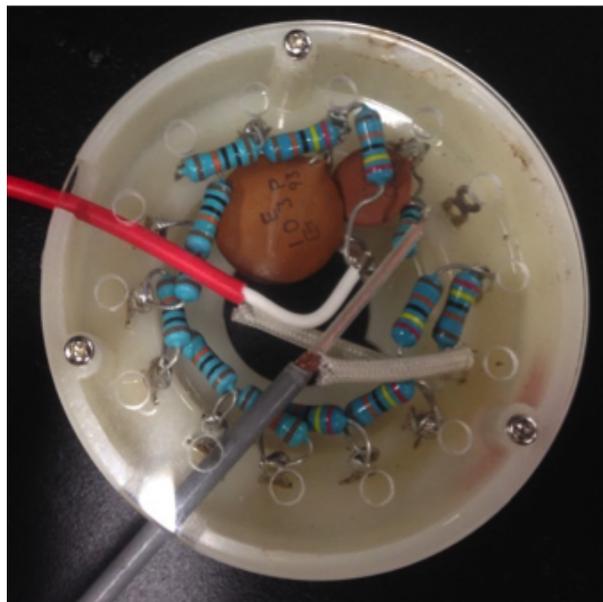


図 4.14: ブリーダー回路

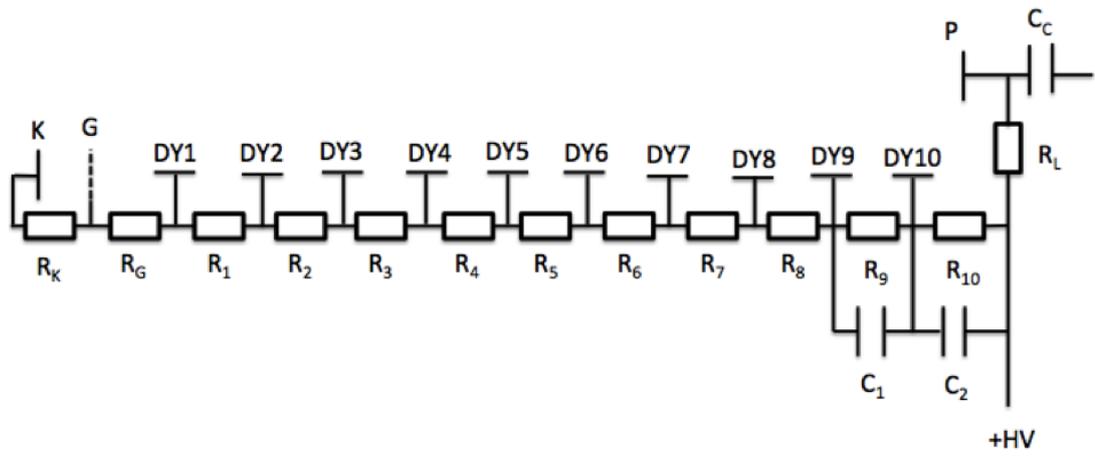


図 4.15: プリーダー回路の回路図



図 4.16: 実際のシンチレーターボックス内の PMT と減光フィルター付きの YAP

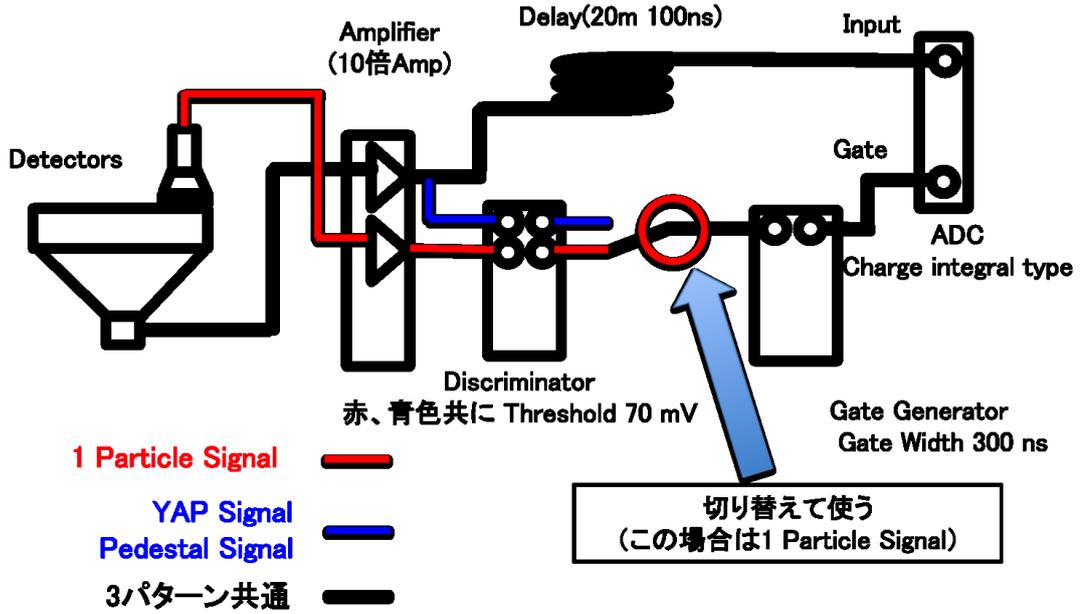


図 4.17: データ収集系のブロック図

補正式 (4.12) から明らかなように温度量を求めるにあたって、基準とする YAP 信号はシンチレーター 1 番目 ( $i=1$ ) の小型検出器の位置 1 ( $j=1$ ) の時を基準とした。式 (4.11) で求められた  $\Delta YAP_{ij}$  を使って、温度差  $\Delta T_{ij}$  を式 (4.13) 求める。

$$\Delta T_{ij} = \frac{\Delta YAP_{ij}}{\alpha_{\text{PMT}} + \alpha_{\text{YAP}}} \quad (4.13)$$

ここで、 $\alpha_{\text{PMT}}$  は PMT の温度係数であり、TA 実験の FD で使用されている PMT の温度係数  $-0.73$  [%/deg] を採用した。また、 $\alpha_{\text{YAP}}$  は YAP の温度係数であり、以前に測定された値である  $-0.23$  [%/deg] を採用した。

$\Delta T_{ij}$  を使い、温度補正後の 1 粒子信号のピーク値  $S_{T(ij)}$  とし、式 (4.14) により求める。

$$S_{T(ij)} = S_{ij} \times \frac{(100 + \alpha_{\text{PMT}} \times \Delta T_{ij})}{100} \quad (4.14)$$

式 (4.14) により、15 枚のシンチレーターの全箇所の 1 粒子信号のピーク値を補正した。得られた  $S_{T(ij)}$  の値をプロットした図が図 4.24 と図 4.25 である。縦軸は補正後の ADC カウント数 (以下、「光量」と呼ぶことにする)  $S_{T(ij)}$  の値、横軸は小型検出器の位置 ( $i=1\sim 9$ ) であり、プロットの色の違いはシンチレーターの番号の違いを表している。

シンチレーターの粒子の入射位置による発光光量の違いを調べるために、シンチレーターごとに小型検出器を中心の位置 ( $j=5$ ) に置きトリガーをかけた時の光量を 1 とした時の相対光量  $S_{R(ij)}$  を式 (4.15) により求めた。

$$S_{R(ij)} = \frac{S_{T(ij)}}{S_{T(i5)}} \quad (4.15)$$

相対光量  $S_{R(ij)}$  をプロットをした図が図 4.26 と図 4.27 である。縦軸は相対光量  $S_{R(ij)}$ 、横軸は小型検出器の位置 ( $j=1\sim 9$ ) であり、プロットの色の違いはシンチレーターの番号の違いで先ほどの図 4.24 と図 4.25 の色の違いに対応している。図 4.24、図 4.25 から、15 枚それぞれのシンチレー



図 4.18: 穴あき AGASA シンチレーター

ターの光量は各測定点で 10 % 以上の違いが見られる。また、図 4.26、図 4.27 から、粒子の入射位置による相対光量の違いはほぼ同じような違いが見られるシンチレーターもあるが、大きく違うシンチレーターもあることがわかった。

#### 4.3.2 AGASA シンチレーター選別

4.3.1 節で述べたように、同じシンチレーターでも粒子の入射位置によって相対光量は異なることがわかる。AGASA 検出器のシンチレーターを再利用するにあたって、「位置によるばらつき」が大きいシンチレーターは除外する必要がある。なぜなら、AGASA の地表検出器にはシンチレーターが 9 枚入り、これを見る PMT は 1 本である。従って、同一検出器内の全シンチレーターの単位電離損失あたりの発光量は同じであることが望ましく、また、その発光量は荷電粒子の入射位置によらず、一様であることが望ましい。そのため、個々のシンチレーターでも荷電粒子の入射位置によらず、発光量が一様であることが望ましいためである。これを今後「位置によるばらつき」と呼ぶことにする。すると、「位置によるばらつき」はシンチレーターによって異なることが図 4.26、図 4.27 からわかる。「位置によるばらつき」が大きいシンチレーターを除外するために以下 2 通りの方法で AGASA シンチレーターを選別した。

##### AGASA シンチレーター選別 1

図 4.28 は中心の位置 ( $j=5$ ) の光量を横軸の値とし、同じシンチレーターの四隅の位置の光量 ( $j=1,3,7,9$ ) を縦軸の値としてプロットしたものである。マーカーの色の違いは四隅の位置 ( $j=1,3,7,9$ ) の違いを表している。

$j=5$  の場所の光量と四隅の光量にはきれいな相関関係があることがわかる。しかし、光量が小さいシンチレーターでは「位置によるばらつき」が大きいことがわかる。「位置によるばらつき」

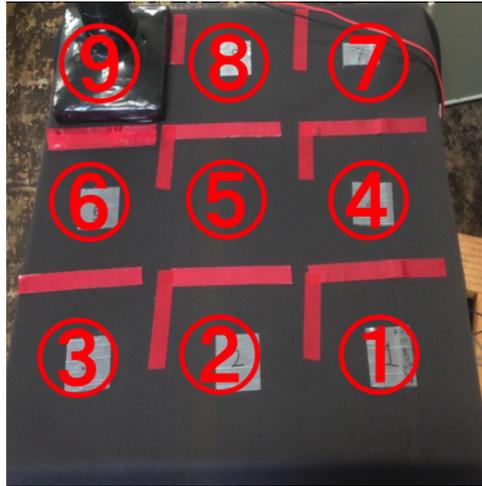


図 4.19: Set up を真上から見た写真

が大きいシンチレータを除外するためには、中心 ( $j=5$ ) の発光光量の小さいものを除外すればよいことがわかる。シンチレータ毎の中心の光量  $S_{T(i5)}$  横軸シンチレータ番号  $i$  として、プロットしたものが、図 4.3.2 である。赤線はシンチレータ 15 枚の  $S_{T(i5)}$  の平均値  $\overline{S_T}$  を表している。

「位置によるばらつき」が大きいシンチレータを選別するために  $S_{T(i5)}$  の  $1\sigma$  の範囲を求めた。ここで、 $\sigma$  は標準偏差であり、以下の式により求めた。

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{15} \sum_{i=1}^{15} (S_{T(i5)} - \overline{S_T})^2} \quad (4.16)$$

$\pm 1\sigma$  を水色の線で引いた。中心の位置の光量が小さいと位置によるばらつきが大きいので、 $1\sigma$  の範囲を下回ったシンチレータを除外した。この方法により、3 枚のシンチレータが除外される。

## AGASA シンチレータ選別 2

選別 1 では四隅の位置 ( $j = 1, 3, 7, 9$ ) の光量のばらつきに注目し、選別方法を考えた。しかし、四隅の位置の光量のばらつきは小さいくとも、四隅以外の位置 ( $j = 2, 4, 6, 8$ ) の位置の光量のばらつきが大きい場合もあるだろう。位置によるばらつきが大きいシンチレータを除外するために、相対光量を使って選別した。相対光量を使って選別するにあたって、選別 1 で除外されたシンチレータも含まれている。選別 1 で除外されたシンチレータも含めることで、四隅の位置の光量のばらつきが大きいシンチレータでは四隅以外の位置の光量のばらつきも大きいのか確かめる。

シンチレータの番号を  $i$ 、小型検出器の位置を  $j$ 、相対光量を  $R_{ij}$ 、各位置での相対光量の平均  $\overline{R_j}$  を式 (4.17) より求めた。相対光量の平均  $\overline{R_j}$  は各位置でのシンチレータ 15 枚分の平均である。

$$\overline{R_j} = \frac{\sum_{i=1}^{15} R_{ij}}{15} \quad (4.17)$$

相対光量の平均  $\overline{R_j}$  からのずれの割合  $\Delta R_{ij}$  を式 (4.18) により求めた。

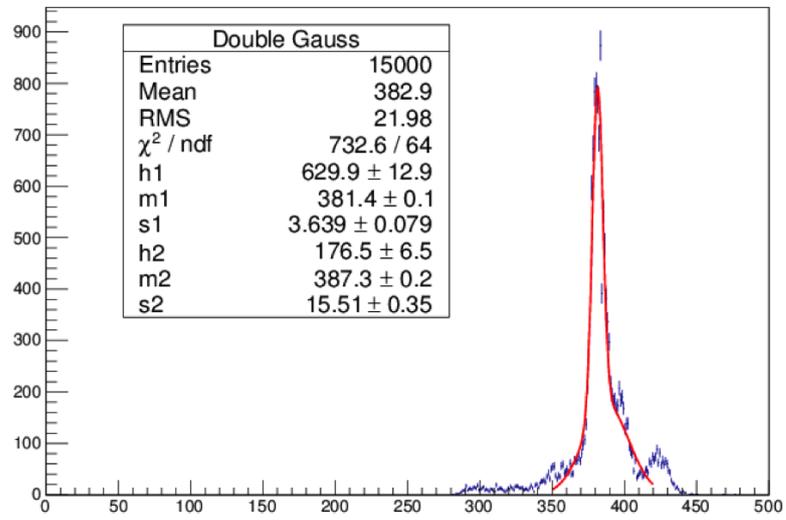


図 4.20: ペDESTALの大きさのヒストグラム

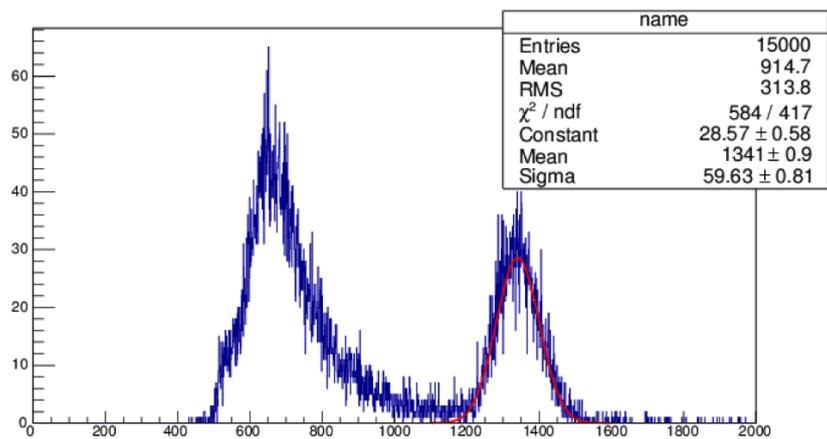


図 4.21: YAP 信号の ADC 値のヒストグラム (分布の左側のピークは 1 粒子信号であり、分布の右側は YAP 信号である)

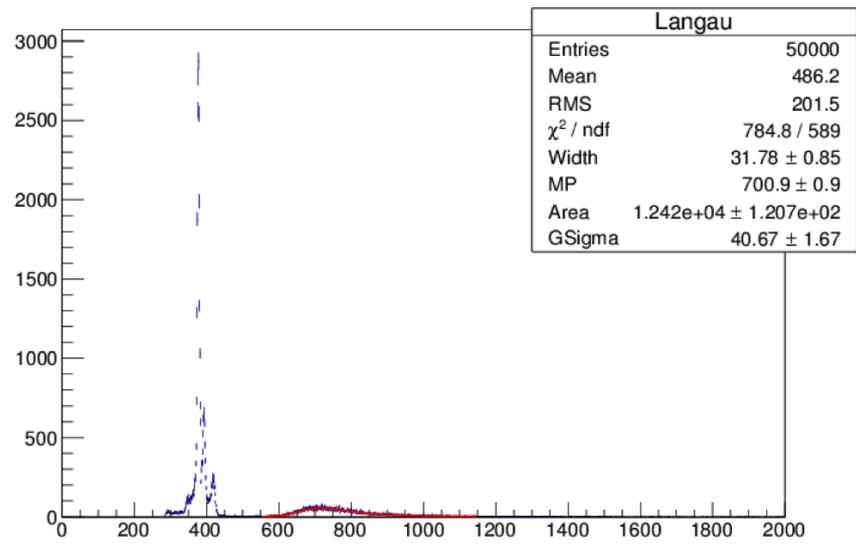


図 4.22: 1 粒子信号の ADC 値のヒストグラム (分布の左側のピークはペダスタルであり、分布の右側は 1 粒子信号である)

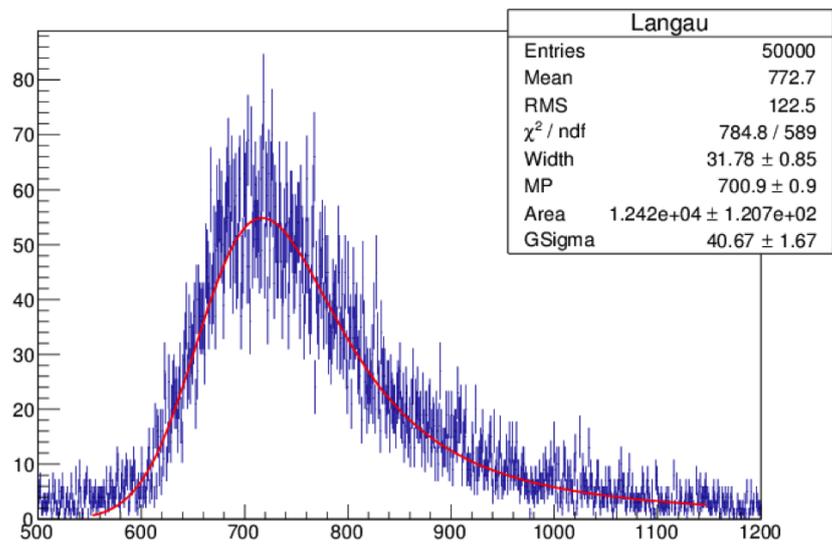


図 4.23: 1 粒子信号の ADC 値のヒストグラムの ADC 値が 500 から 1200 までの部分の拡大図

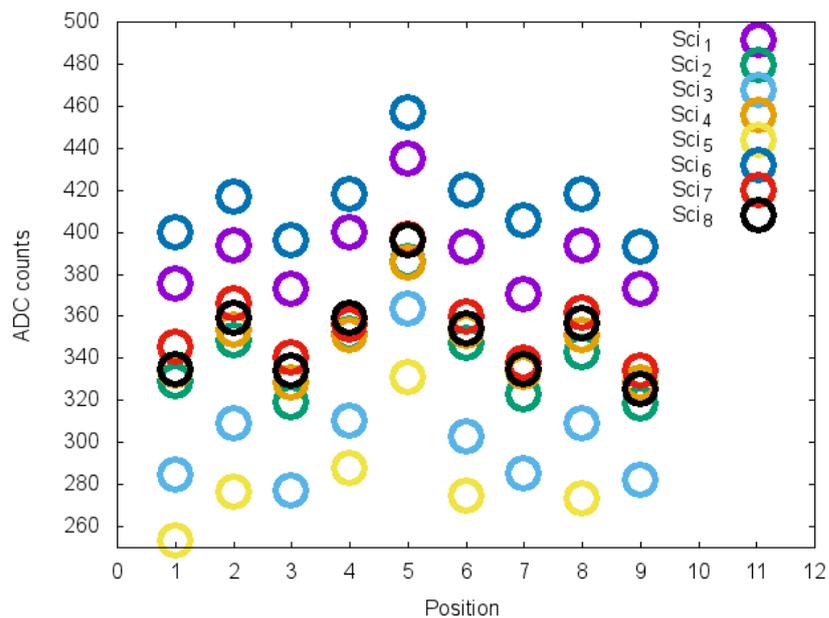


図 4.24: 温度補正後の光量 ( $i=1\sim 8$ ) 横軸は小型検出器の測定点、縦軸はシンチレーターの光量

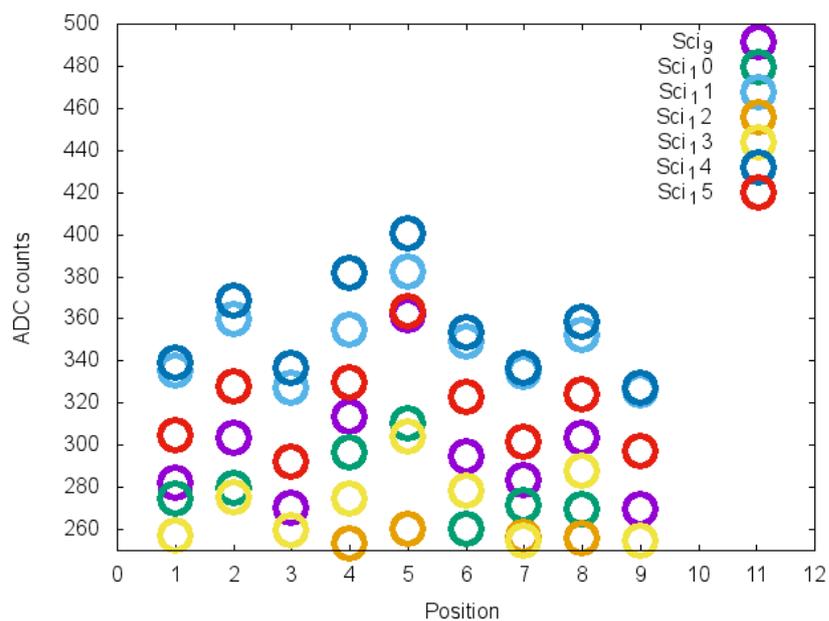


図 4.25: 温度補正後の光量 ( $i=9\sim 15$ ) 横軸は小型検出器の測定点、縦軸はシンチレーターの光量

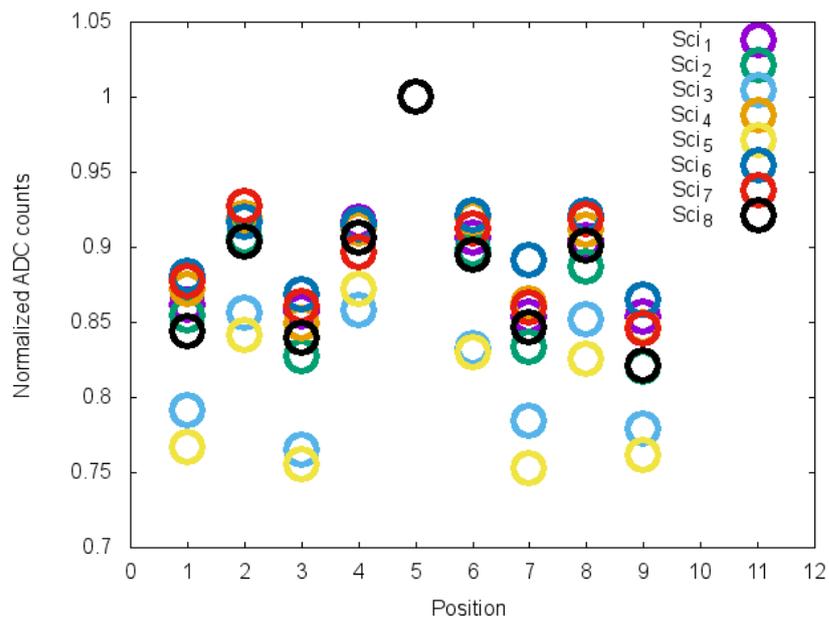


図 4.26: 温度補正後の相対光量 ( $i=1\sim 8$ ) 横軸は小型検出器の粒子の入射位置、縦軸はシンチレーターの相対光量

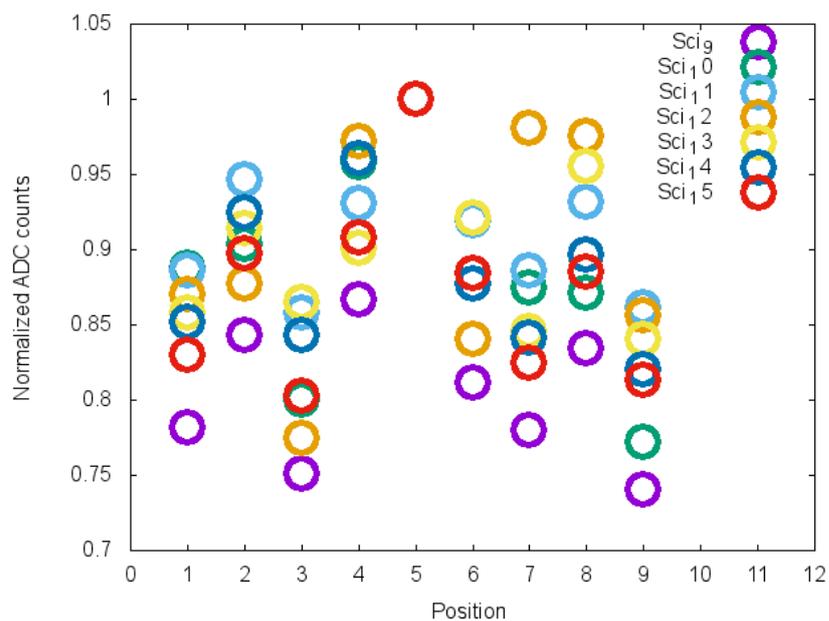


図 4.27: 温度補正後の相対光量 ( $i=9\sim 15$ ) 横軸は小型検出器の粒子の入射位置、縦軸はシンチレーターの相対光量

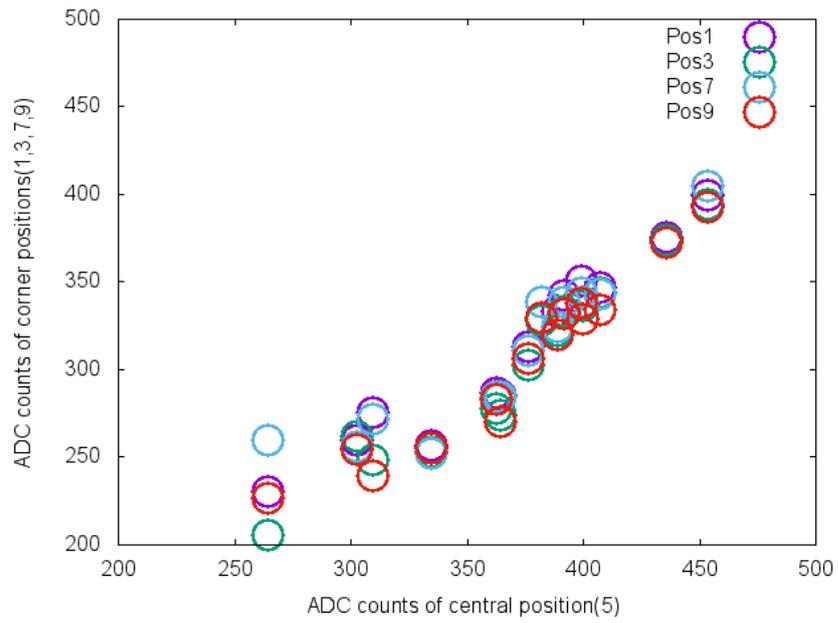


図 4.28: 中心の位置と四隅の位置の光量関係図 横軸は中心の位置の光量 ( $j=5$ )、縦軸は四隅の位置 ( $j=1,3,7,9$ ) の光量

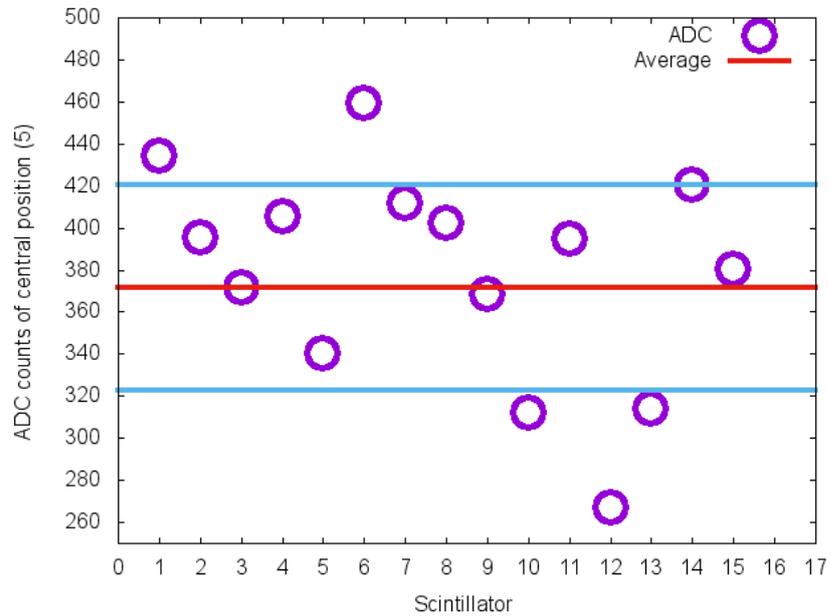


図 4.29: シンチレーター毎の中心の位置の光量関係図 横軸はシンチレーターの番号 ( $i$ )、縦軸は中心の位置の光量 ( $j=5$ )

$$\Delta R_{ij} = \frac{R_{ij} - \overline{R_j}}{\overline{R_j}} \times 100 \quad [\%] \quad (4.18)$$

$\Delta R_{ij}$  を横軸  $j$ (位置) でプロットした図が図 4.30 と図 4.31 である。横軸がの粒子の入射位置  $i$ 、縦軸が  $\Delta R_{ij}$  であり、丸点の色の違いはシンチレーターの違いである。さらに、平均からのずれ 5% に赤線が引かれている。5% を 1 箇所でも超えてずれたシンチレーターを除外とすることにより、選別 1 で除外されるシンチレーター 3 枚を含む合計 6 枚のシンチレーターが除外されることが分かった。

#### 4.3.3 AGASA シンチレーター均一性評価

選別 1、選別 2 では 9 枚のシンチレーターが選定された。選定されたシンチレーター 9 枚の中にもやはりシンチレーターの個体差はある。再利用するためには選定された 9 枚のシンチレーターの個体差を調べておく必要がある。選定された 9 枚のシンチレーターの個体差を調べるために、粒子の入射位置による不均一性を求めた。入射位置による不均一性  $U_i$  は以下の式 (4.19) から求まる。

$$U_i = \frac{\sigma_i}{S_{C(ij)}} \times 100 \quad [\%] \quad (4.19)$$

$i$  はシンチレーターの番号 ( $i=1\sim 15$ )、 $j$  は粒子の入射位置の四隅の位置 ( $j=1,3,7,9$ ) と表すこととする。 $\overline{S_{C(ij)}}$  はシンチレーターごとの四隅の位置 ( $j=1,3,7,9$ ) の光量の平均値、 $\sigma_i$  はシンチレーターごとの標準偏差である。標準偏差  $\sigma_i$  は式 (4.20) により求めた。

$$\sigma_i = \frac{\sum_{n=1}^4 (S_{C(ni)} - \overline{S_{C(ij)}})^2}{4} \quad (4.20)$$

$n$  は四隅の位置 ( $j=1,3,7,9$ ) の光量をそれぞれ  $n=1,2,3,4$  と表している。式 (4.20) で  $\Sigma$  を使うために、 $j=n$  とした。 $S_{C(ni)}$  は 15 枚のシンチレーターそれぞれの四隅の位置 ( $j=1,3,7,9$ ) の光量を表している。シンチレーターごとの四隅の不均一性横軸をシンチレーターの番号  $i$  ( $i=1\sim 15$ ) としてプロットしたものが図 4.32 である。黒線は選別 1、選別 2 により選定されたシンチレーター 9 枚の不均一性の平均値  $\overline{\sigma_i}$  が引かれている。図 4.32 では除外されたシンチレーターもプロットされており、マーカーの色の違いは、選定されたシンチレーターと除外されたシンチレーターの違いを表している。

四隅の位置では、標準偏差で平均 1.2% 不均一性があるという結果となった。

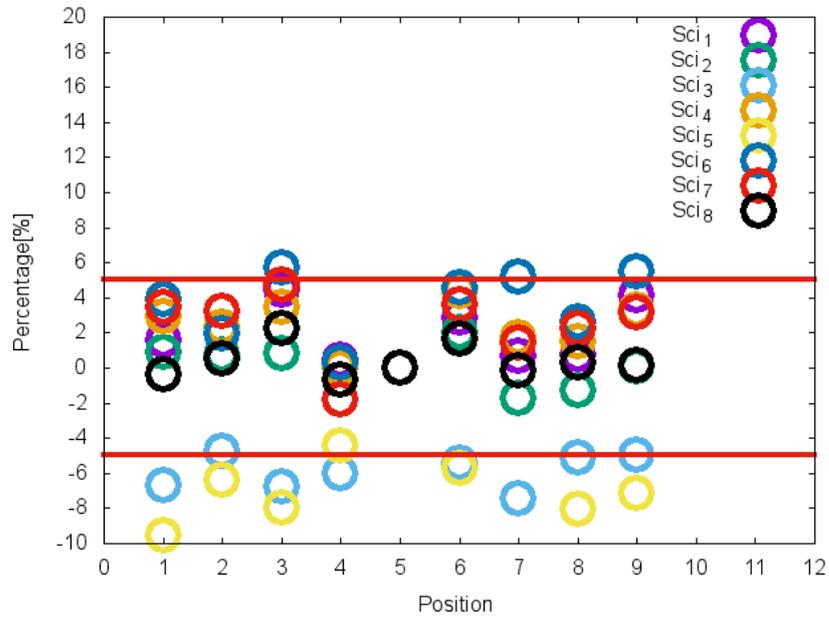


図 4.30: 各位置での相対光量の平均からのずれ ( $i=1\sim 8$ ) 横軸は粒子の入射位置 ( $j$ )、縦軸は相対光量の平均からのずれ  $\Delta R_{ij}$

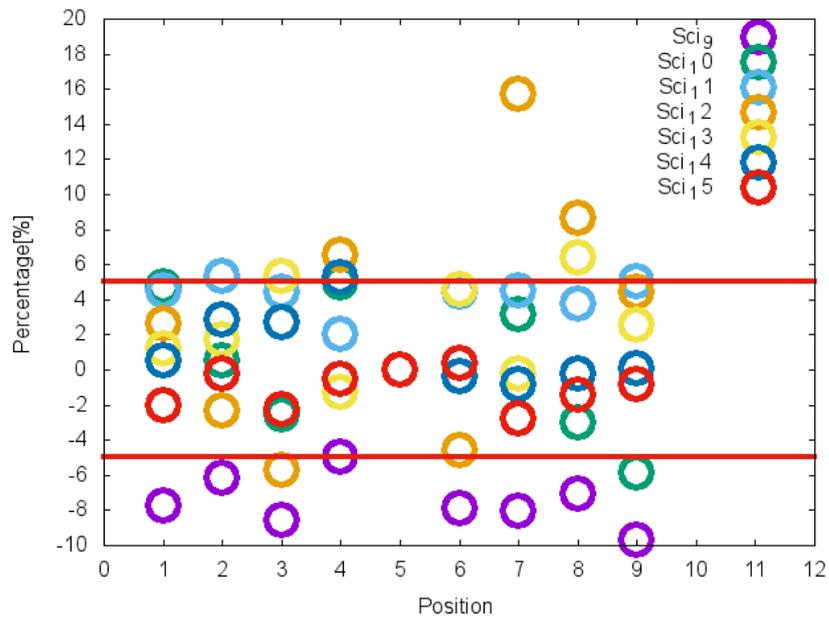


図 4.31: 各位置での相対光量の平均からのずれ ( $i=9\sim 15$ ) 横軸は粒子の入射位置 ( $j$ )、縦軸は相対光量の平均からのずれ  $\Delta R_{ij}$

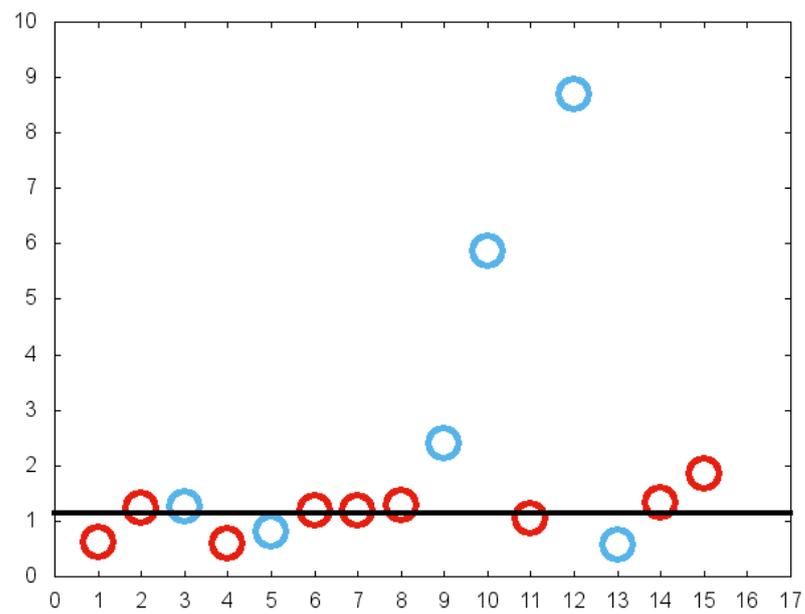


図 4.32: 個々のシンチレーターの不均一性 横軸はシンチレーターの番号 ( $i$ )、縦軸は標準偏差での不均一性 [%]

## 第5章 AGASA 検出器容器の非一様性

AGASA 実験で使われていた検出器 (以下、「AGASA 検出器」と呼ぶ) への最小電離損失粒子 1 個の入射を考えたとき、その入射位置の違いによる PMT を含む検出器の応答の変化 (応答の「一様性」) を測定によって調べた。使われるシンチレーターの個性は補正することとし、同一のシンチレーターを使うという理想的な条件のもとでの容器の大きさ形状による非一様性を評価した。

### 5.1 AGASA 検出器の光量測定

#### 5.1.1 AGASA 検出器

3.2 節で述べたように、AGASA 検出器の容器は 3.2 節の図 3.2 のような形状で、底面の大きさは  $170\text{ cm} \times 170\text{ cm}$ 、高さが  $65\text{ cm}$  である。図 5.1 と図 5.2 は実際の AGASA 検出器容器の写真である。図 5.1 は AGASA 検出器容器を斜め上方向から見た写真で、図 5.2 は AGASA 検出器容器を横方向から見た写真である。AGASA 検出器容器内のシンチレーターに高エネルギー荷電粒子が入射した時、入射位置によって中心に置かれた PMT に入る光量は変わる。発光点から光の伝播経路の長さ、反射や通過する物質量が発光点と受光部の位置関係によって変わるため途中での光の損失量も変わるためである。AGASA 検出器容器を再利用するにあたって、粒子の入射位置による PMT に入る光量の違い、すなわち非一様性を実験的に調べておく必要がある。そのため、実際に AGASA 検出器容器とシンチレーターを用意し放射線の入射位置と各位置の粒子通過による信号強度を測定した。

#### 5.1.2 測定装置

AGASA 検出器容器内に並べるシンチレーターは 4.3.2 節で選定されたシンチレーターのうち 8 枚のシンチレーターを使用した。使われるシンチレーターの番号は前の章の識別番号  $i$  では  $i=2,4,6,7,8,11,14,15$  である。AGASA 検出器容器内のシンチレーターの配置は図 5.3 のとおりである。図 5.3 の写真の方向は 3.2 節の図 3.4 と同じ方向である。

測定には 4.2.2 節と同じ小型検出器を使用した。図 5.4 は測定装置である。

AGASA 検出器容器と小型検出器の設置台は L 字アングルを使って作成した。図 5.4 の PMT box 内の PMT としては、浜松ホトニクス社製 R1828-01(2 inch) を使った。シンチレーターの一様性測定の時とは異なる型番の PMT を使用するため、新たにブリーダー回路を作成した。回路図は図 5.5 のとおりである。

図 5.5 の R1 ~ R16 は  $120\text{ k}\Omega$ 、R2 は  $180\text{ k}\Omega$ 、R3 ~ R8, R0, R11, R13 は  $100\text{ k}\Omega$ 、R9, R10 は  $150\text{ k}\Omega$ 、R12 は  $300\text{ k}\Omega$ 、R14 は  $240\text{ k}\Omega$ 、R15 は  $1\text{ M}\Omega$ 、RG は  $270\text{ k}\Omega$  の抵抗である。また、C0 ~ C9 は  $10\text{ }\mu\text{F}$  のコンデンサーである。これらの抵抗比、電気容量値は以前に作成された回路図を参考にした。

PMT R1828-01 の光電面には 4.2.1 節の図 4.8 と同様に、YAP に減光フィルムを取り付けたものを直接置いている。また、シミュレーションにより、最も適した光電面の高さを調べた。今回



図 5.1: 実際の AGASA 検出器容器



図 5.2: 実際の AGASA 検出器容器

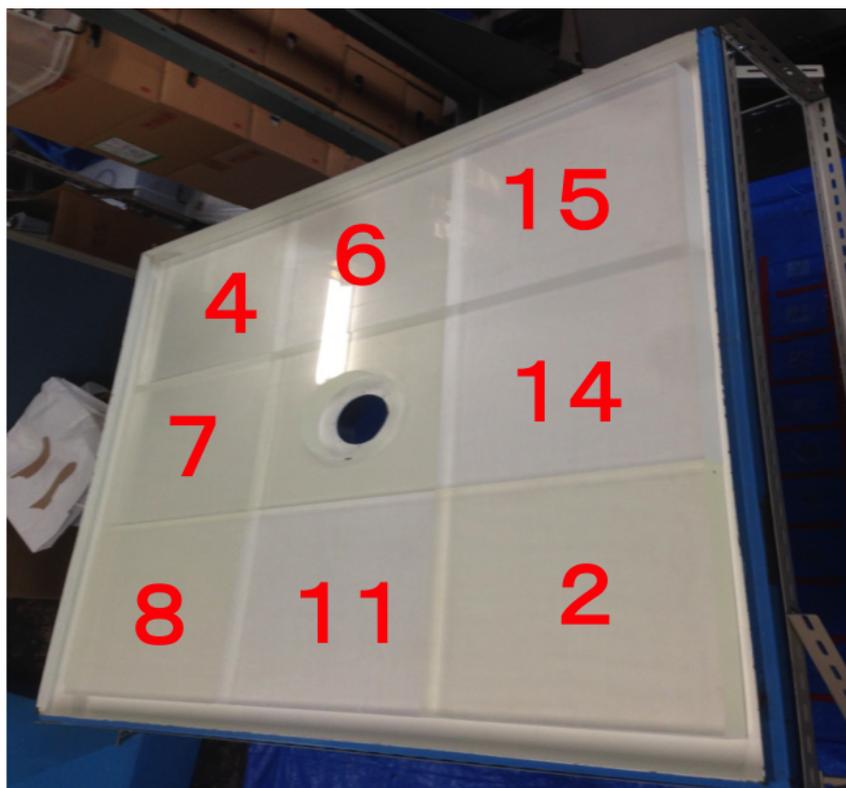


図 5.3: AGASA 検出器容器内シンチレーターの配置 赤色の数字は前の章のシンチレーターの識別番号  $i$  を表している

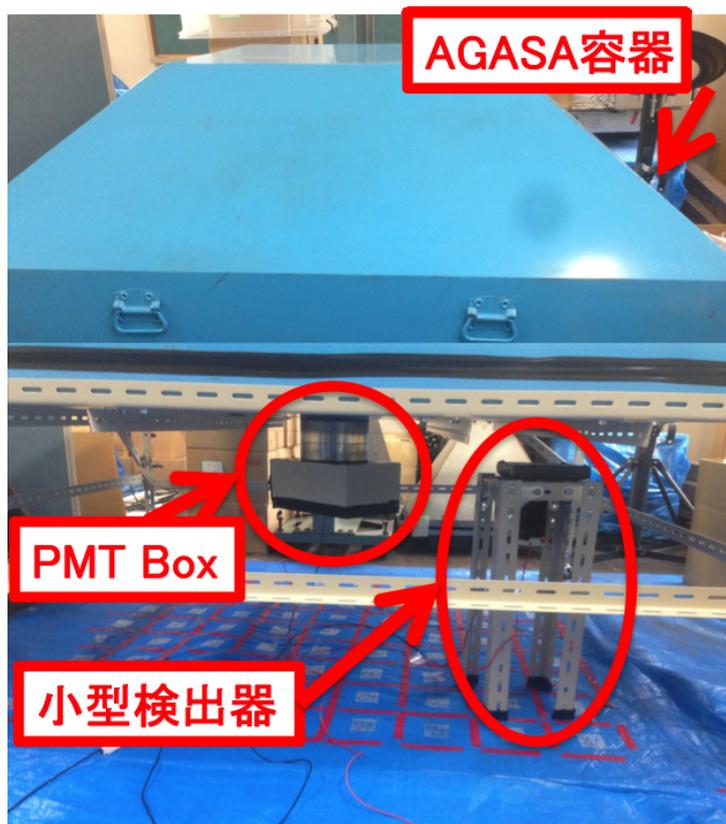


図 5.4: AGASA 検出器の測定 測定装置 中央にはPMT を AGASA 容器に取り付けるための PMT Box が取り付けられている

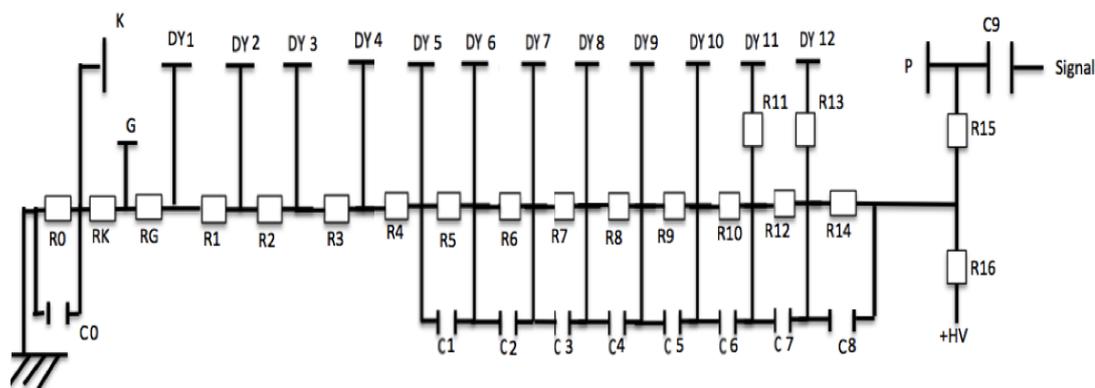


図 5.5: PMT(浜松ホトニクス社製 R1828-01) のプリーダー回路の回路図

使用した GEANT4 を利用したシミュレーションプログラムの詳細については 6 章で述べる。プログラムでは AGASA 検出器をシミュレートしており、そこでの設定は以下のようにした。

- 入射粒子を  $\mu^-$ 、入射粒子のエネルギーを 3 GeV 一定とし、鉛直下向きに入射する；後に述べるように変えながらシミュレートする。
- AGASA 検出器容器内部の反射率は 85 % とし、完全に乱反射するものとした。

図 5.6 は AGASA 検出器容器の中央のシンチレーターの中心部分断面の模式図で、図 5.6 のように AGASA 検出器容器の底の高さを 0 cm とし、光電面の高さを 0 cm、2.5 cm、5 cm、10 cm の 4 通りに設定した。図 5.7 のミュオン入射位置は PMT の中心から入射位置までの距離は 20 cm、40 cm、60 cm、80 cm である。図 5.6 では PMT の側面部分が描かれていないが実際には PMT の側面部分を定義し PMT の側面部分は境界面が不導体と金属により作られて、30 % が反射、残り 70% が吸収としてシミュレートした。

図 5.8 と図 5.9 がシミュレーションの結果で横軸は中心からの距離、縦軸は PMT で検出される光電子数である。図 5.8 は中心から横方向に入射位置を変えたときの結果であり、図 5.9 は中心から斜め方向に入射位置を変えたときの結果である。点の色の違いは設定された光電面の高さの違いを表している。図 5.8 と図 5.9 に示される結果から、PMT の光電面の高さを 5 cm としたとき、すなわちシンチレーターの表面と同じ高さにしたとき、中心からミュオン入射位置までの距離による光電子数の変化が最も小さいことがわかった。この結果を受けて、実際の測定でも PMT の光電面の高さを AGASA 検出器容器の底から 5 cm になるように設定した。なお、小型検出器と AGASA 検出器容器の底の間には 8 cm の隙間がある。

### 5.1.3 測定方法

5.1.2 節の図 5.4 の真下の床の写真が図 5.10 である。図 5.10 のように床には小型検出器を置く位置 (1~81) に番号を付けてある。5.1.2 節の図 5.3 の左上の角を 1、右上を 9、右下を 81 とし、小型検出器を置くの位置に番号をつけた。

図 5.4 の小型検出器の PMT には 900 V、AGASA 検出器の PMT に 2000 V の電圧をかけ、AGASA 検出器下、図 5.10 の 1 の位置から順に 81 の位置まで (ただし、中央のシンチレーターは中心部分に円形の穴が空いているため、この中央のシンチレーターの下に対応する 9 箇所を除く) 小型検出器を置きかえながら、以下に示すデータ収集モードで AGASA 検出器の PMT の出力信号を測定した。図 5.11 はデータ収集系のブロック図である。高圧電源は (林栄精器社製 NHQ 203M) を使用した。Amplifier (林栄精器社製 MODEL 776) のゲインは 10 倍である。また、Discriminator (テレデザイン・レクロイ・ジャパン社製 MODEL 623B) のしきい値はモード 1 では 100 mV に設定され、モード 2、モード 3 では 500 mV に設定されている。Gate Generator (カイズワークス社製 KN1500) のゲート幅は 300 ns に設定されている。ADC (Analog to Digital Converter, 林栄精器社製 RPC-022) は電荷積分型の ADC を使用した。Amplifier と ADC の間のケーブル長は 20 m とし、100 ns を遅らせて、ゲート内に信号が入るようにした。

- モード 1：小型検出器の PMT 出力信号がしきい値 (100 mV) を超えた場合 (小型検出器に放射線がヒットした場合) にトリガーをかける。
- モード 2：AGASA 検出器容器の PMT 出力信号がしきい値 (500 mV) を超えた場合 (PMT 上の YAP の発光、あるいは AGASA 検出器にシングルミュオンがヒットした場合) にトリガーをかける。

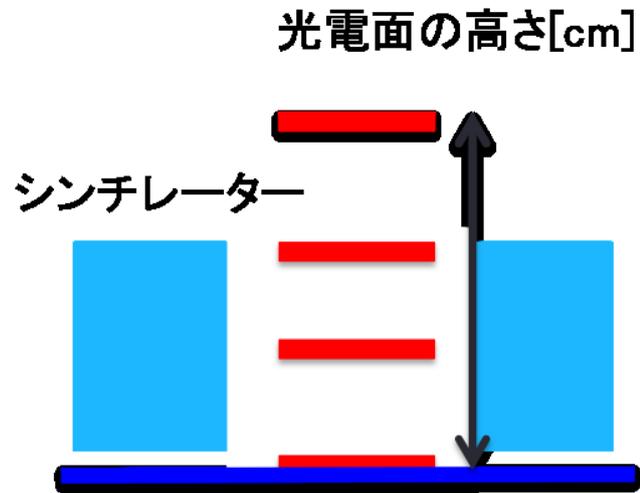


図 5.6: AGASA 検出器容器の底からの光電面の高さ Toy Model

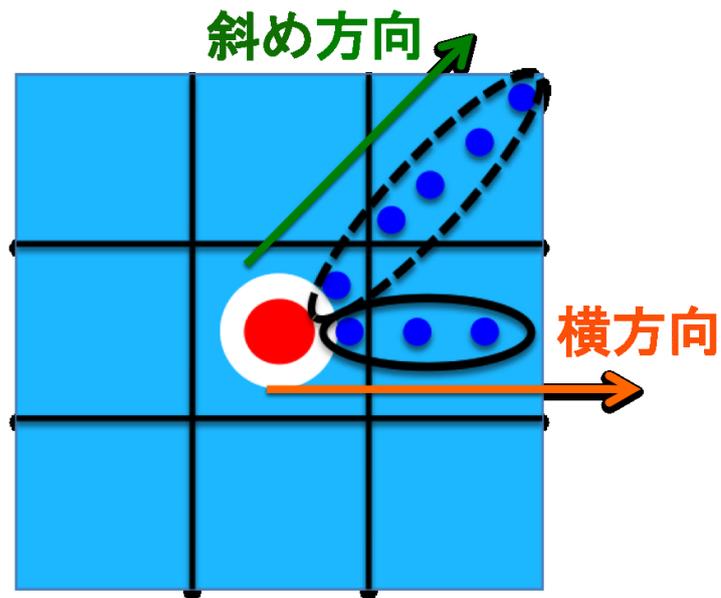


図 5.7: AGASA 検出器容器内のシンチレーター Toy Model (赤丸点はPMT、青丸点は $\mu^-$ の入射位置であり中心からの距離が20 cm、40 cm、60 cm、80 cm、100 cmを表している)

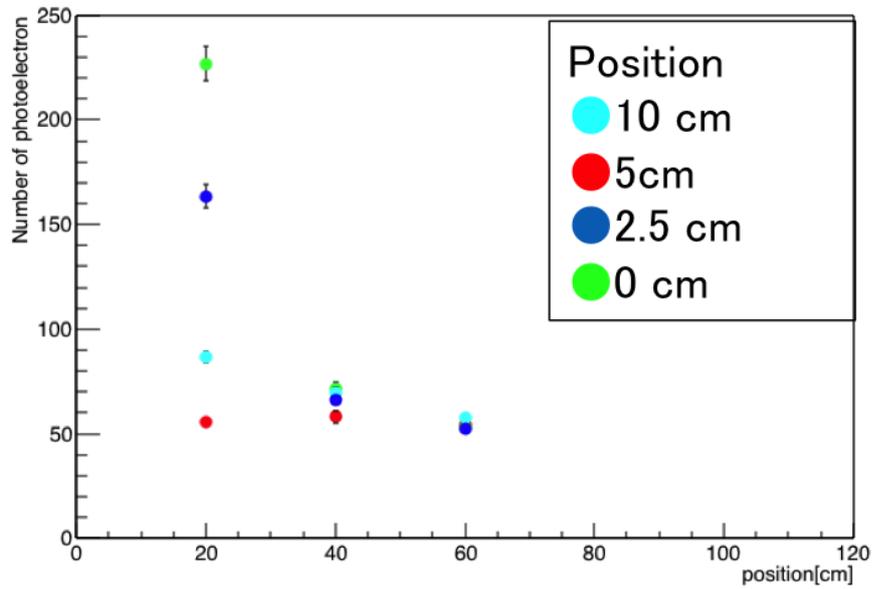


図 5.8: GEANT4 シミュレーションによって求められた AGASA 容器の底からの光電面の高さ  
PMT 光電面に入射する光電子数の関係 (中心から横方向にミュオンの入射位置を変えた場合)

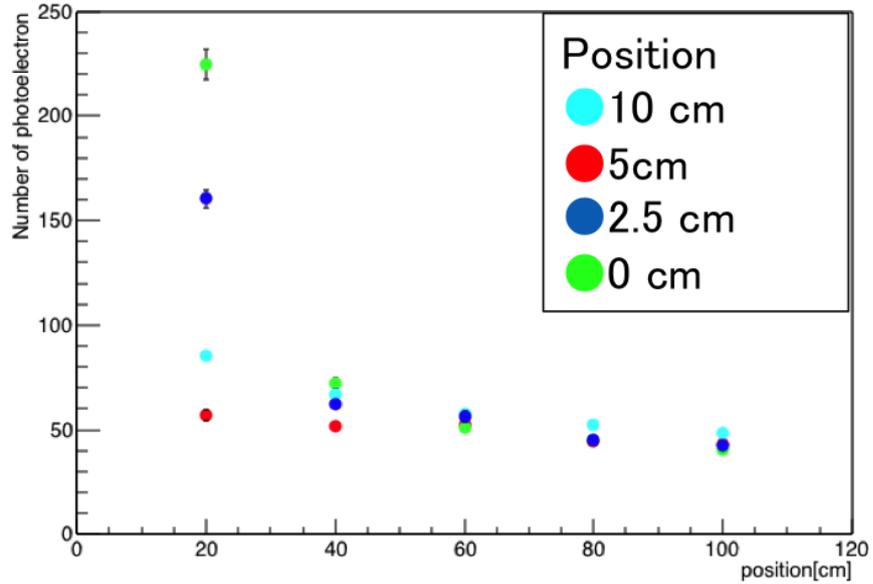


図 5.9: GEANT4 シミュレーションによって求められた AGASA 容器の底からの光電面の高さ  
PMT 光電面に入射する光電子数の関係 (中心から斜め方向にミュオンの入射位置を変えた場合)

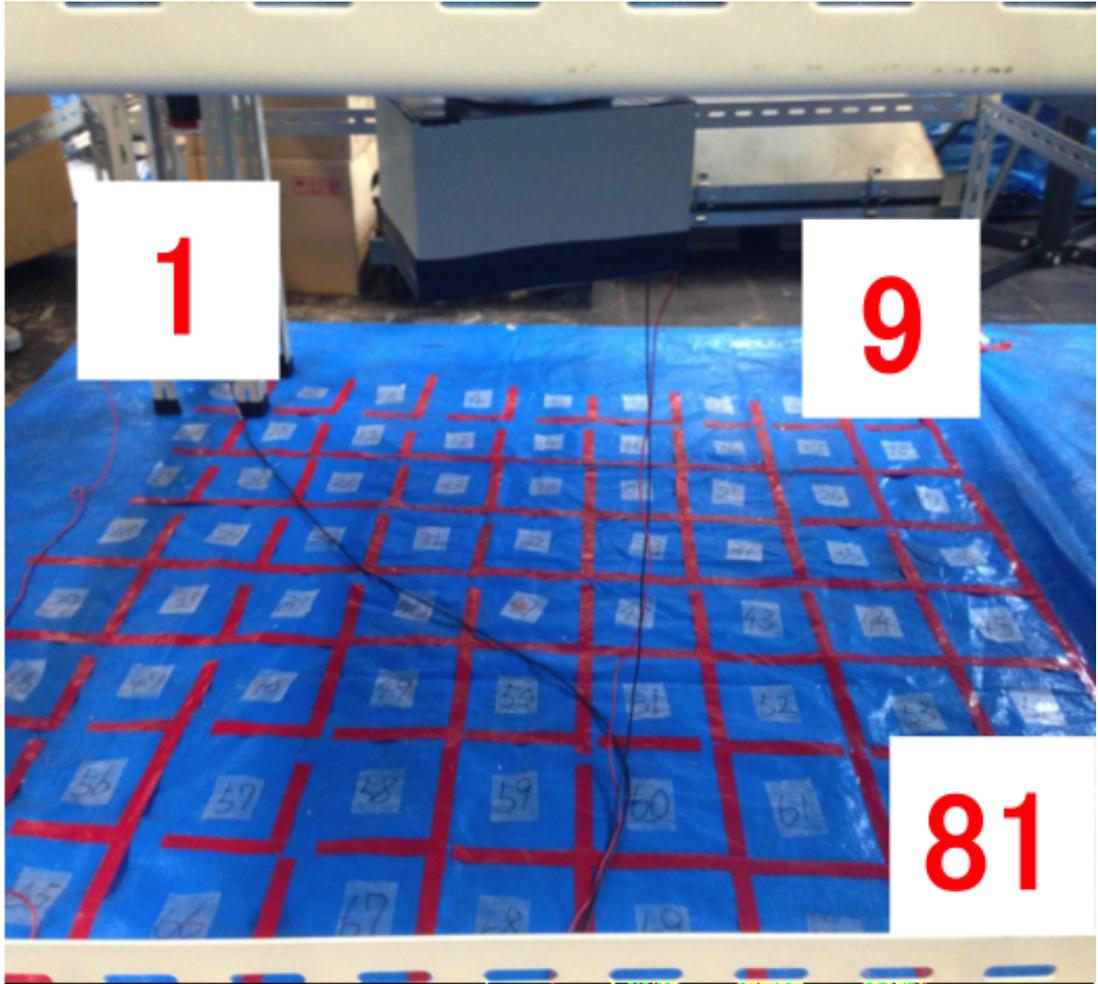


図 5.10: AGASA 検出器容器の真下部分

- ・モード3：トリガーは上述のモード2と同じ条件でかけるが、積分型 ADC 林栄精器社製 RPC-022 への GATE 信号タイミングを  $10 \mu\text{s}$  遅らせ、AGASA 検出器容器内の PMT 出力信号の無いところを積分し AD 変換する（ペDESTALを測定する）

測定は1箇所につき、モード3、モード2の順に15000イベントずつ測定し、次にモード1を30000イベント測定し、その後に再びモード3、モード2の順に15000イベントずつ測定した。

4.2.2節と同様に図5.11の赤色の丸の部分切り替えることで、モードを変更する。図5.11の場

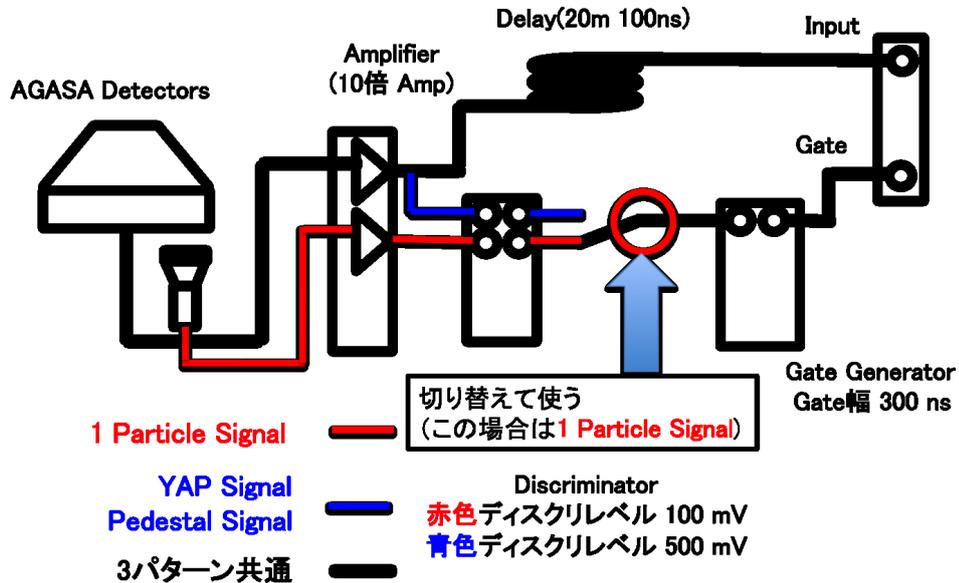


図 5.11: データ収集系のブロック図

合はモード1である。

## 5.2 データ解析

測定の結果として4.3節と同様に、1~81の測定点における3つのデータ収集モードのADCカウント分布が求まる。求まったADCカウント分布の一例が図5.12、図5.13、図5.14である。それぞれ、図5.12はモード3、図5.13はモード2、図5.14はモード1によって得られたデータである。

横軸がADCカウント数、縦軸がイベント数である。また、図5.12は1ピンあたり1ADCカウント、図5.13と図5.14は1ピンあたり5ADCカウントである。さらに、図5.14の横軸の範囲を拡大した図が図5.15である。

4.3節と同じ関数を使用して、フィットした。モード3はガウス分布で、モード2はDouble Gaussian、モード1は、Landau Gaussianでフィットし、最終的に1~81の測定点における3つのデータ収集モードのピーク値を求めた。

### 5.2.1 温度補正

4.3.1節と同様にモード2のピーク値、すなわちYAP信号の大きさを使って1粒子信号のピーク値の温度補正をしておく。温度補正の基準とされるYAP信号は小型検出器の位置1( $j=1$ )で

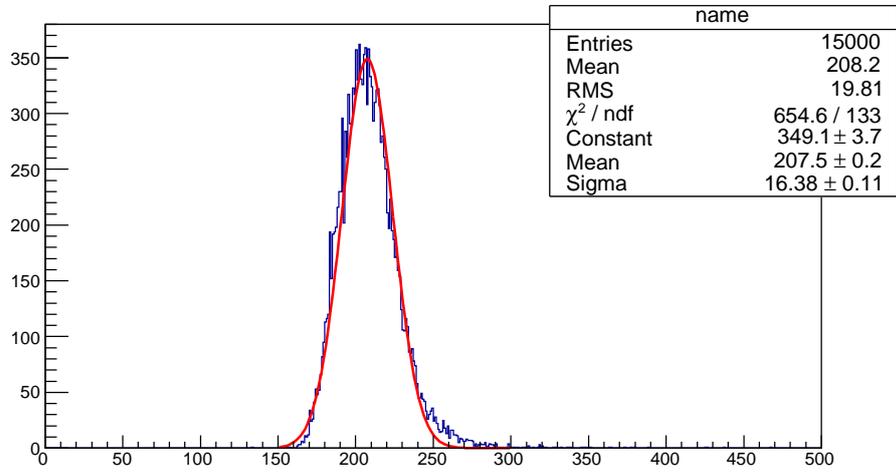


図 5.12: ペDESTALの大きさのヒストグラム

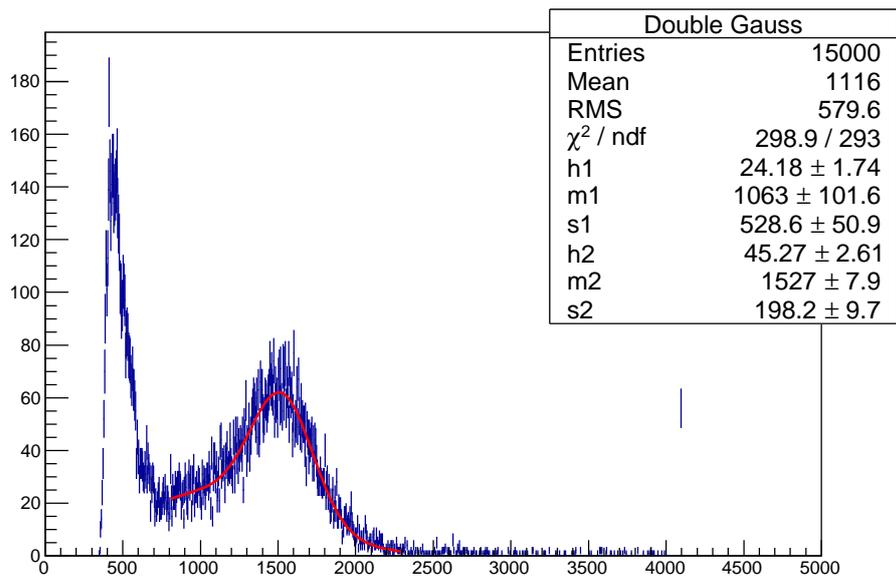


図 5.13: YAP 信号のヒストグラム (分布の左側のピークは 1 粒子信号であり、分布の右側は YAP 信号である)

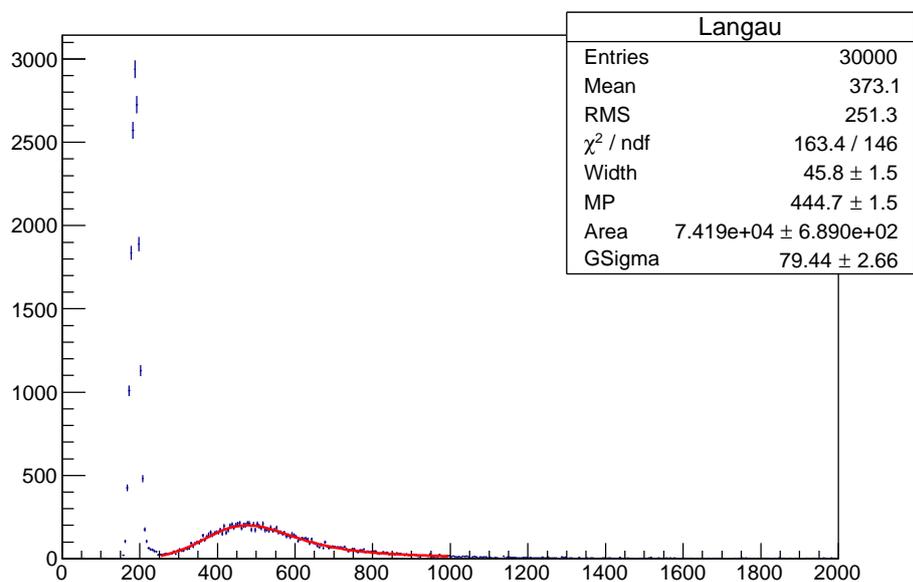


図 5.14: 1 粒子信号のヒストグラム (分布の左側のピークはペDESTALであり、分布の右側は 1 粒子信号である)

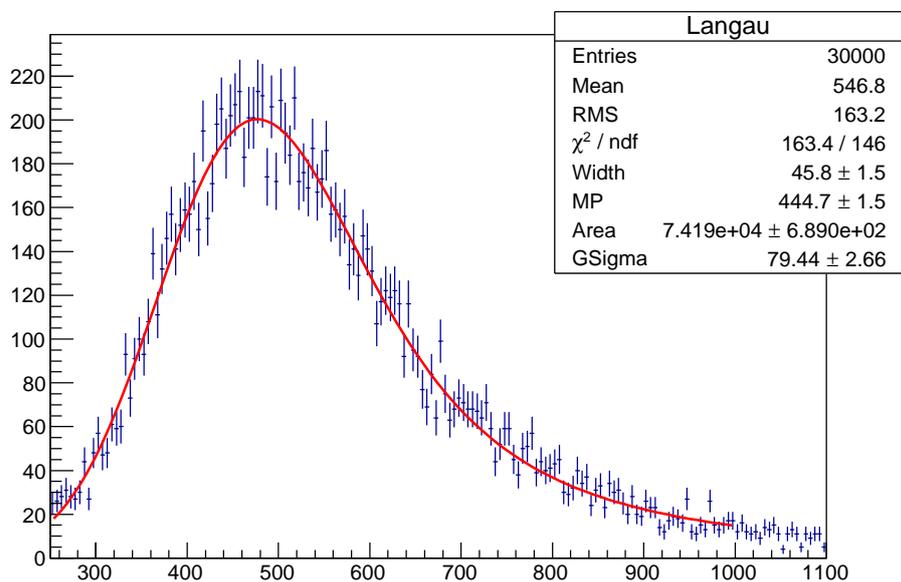


図 5.15: 1 粒子信号の ADC 値のヒストグラムの ADC 値が 250 から 1100 までの部分の拡大図

の測定値とし具体的な温度補正プロセスは 4.3.1 節と全く同じである。温度補正前の 1 粒子信号をカラーマップ表示した図が図 5.16 である。縦軸、横軸は中心からの距離 [cm]、色の違いは光量の違いを表している。AGASA 検出器容器内のシンチレーターの位置は 5.1.2 節の図 5.3 に対応している。温度補正後のカラーマップは図 5.17 である。

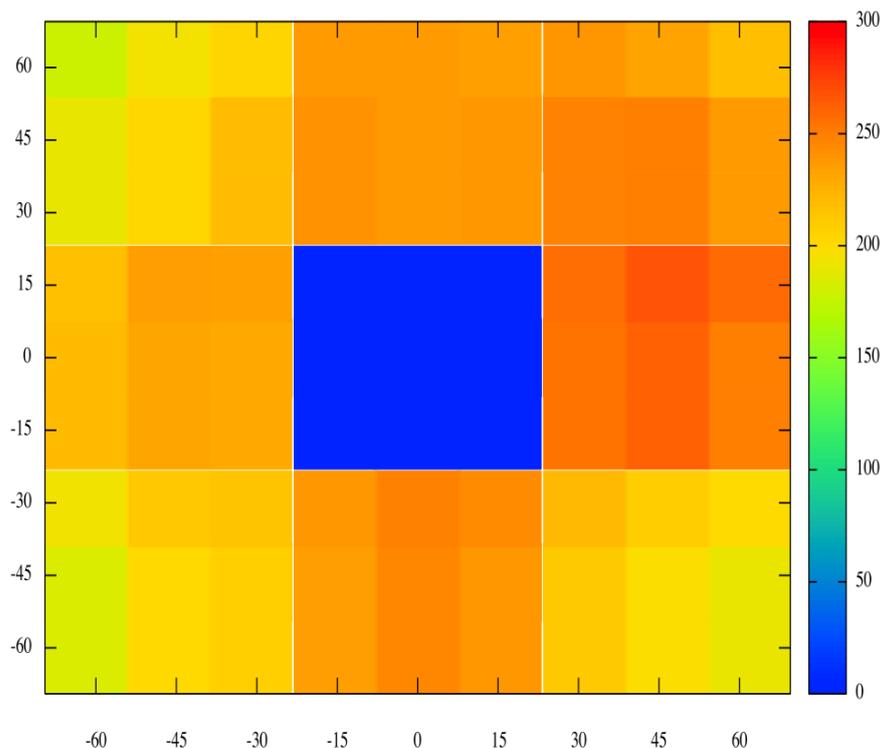


図 5.16: 温度補正前のカラーマップ (色の違いは光量の明るさを表している)

### 5.2.2 シンチレーターの発光光量の補正

温度補正後のカラーマップ図 5.17 には、AGASA 検出器容器の入射位置の違いによる PMT に入る光量の違いと個々のシンチレーターの発光光量の違いの両方の影響が表れ、結果的には測定される光量に「むら」ができています。AGASA 検出器容器を再利用にあたって、同じ発光光量のシンチレーターを同一の容器に使うことでシンチレーターの違いの影響をなくすことができると考えられるので、AGASA 検出器容器の入射位置による PMT に入る光量の違いを知っておきたい。AGASA 検出器容器の入射位置による光量の違いを調べるために、4 章で求めた個々のシンチレーターの発光光量値を使って、個々のシンチレーターの発光光量が全て同じになるように補正した。AGASA シンチレーターの光量は温度補正後の発光光量かつ小型検出器の測定点 ( $j=5$ )5 (中心の位置) の値を用いた。個々の AGASA シンチレーターの発光光量測定値を  $S_{ij}$  とする。 $i$  は 4 章で

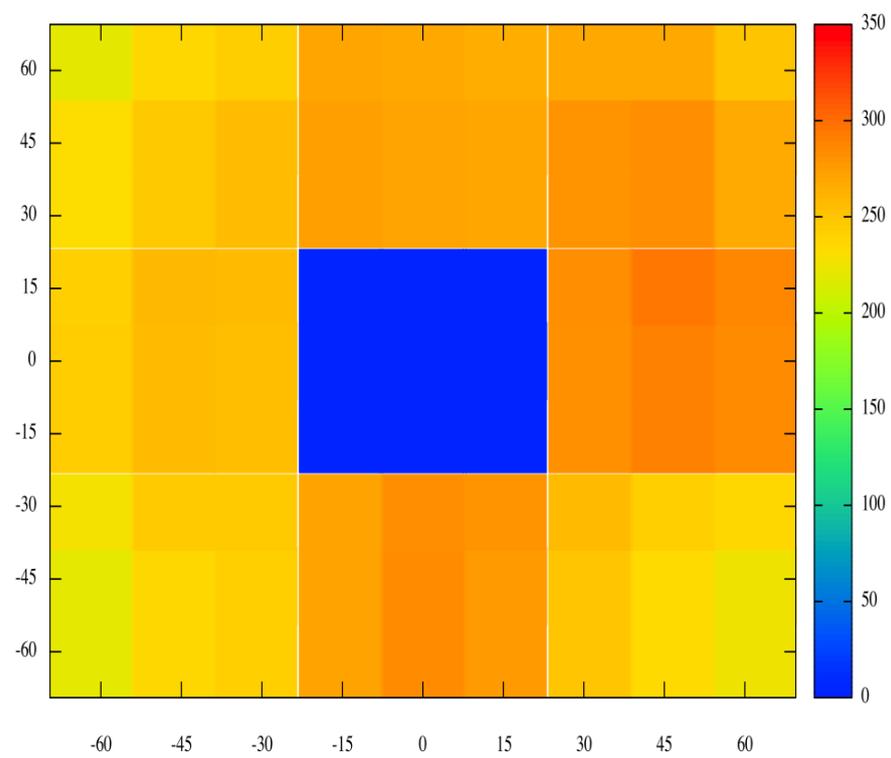


図 5.17: 温度補正後のカラーマップ (色の違いは光量の明るさを表している)

番号つけた AGASA シンチレーターの番号 ( $i=1\sim 15$ ) である。温度補正後の AGASA 検出器容器内のシンチレーターの光量測定値を  $Q_{ij}$  とする。 $j$  は AGASA 容器検出器内のシンチレーターの光量測定での小型検出器の測定点 ( $j=1\sim 81$ ) である。 $i$  は先ほどと同様にシンチレーターの番号 ( $i=1\sim 15$ ) である。シンチレーターの光量の違いを補正した後の光量を  $Q'_{ij}$  とすると、これは次の式 (5.1) により求まる。

$$Q'_{ij} = Q_{ij} \times \frac{S_{45}}{S_{i5}} \quad (5.1)$$

式 (5.1) の  $S_{45}$  は補正の基準とした 4 番シンチレーター ( $i=4$ ) の発光光量である。AGASA 検出器容器内のシンチレーターの番号は 5.1.2 節の図 5.3 である。図 5.3 の左上の 4 番のシンチレーターを基準に補正をした。図 5.18 は 5.2.1 節図 5.17 の個々のシンチレーターの光量の違いを補正した後のカラーマップである。個々のシンチレーターの発光光量の違いを無くすために、シンチレー

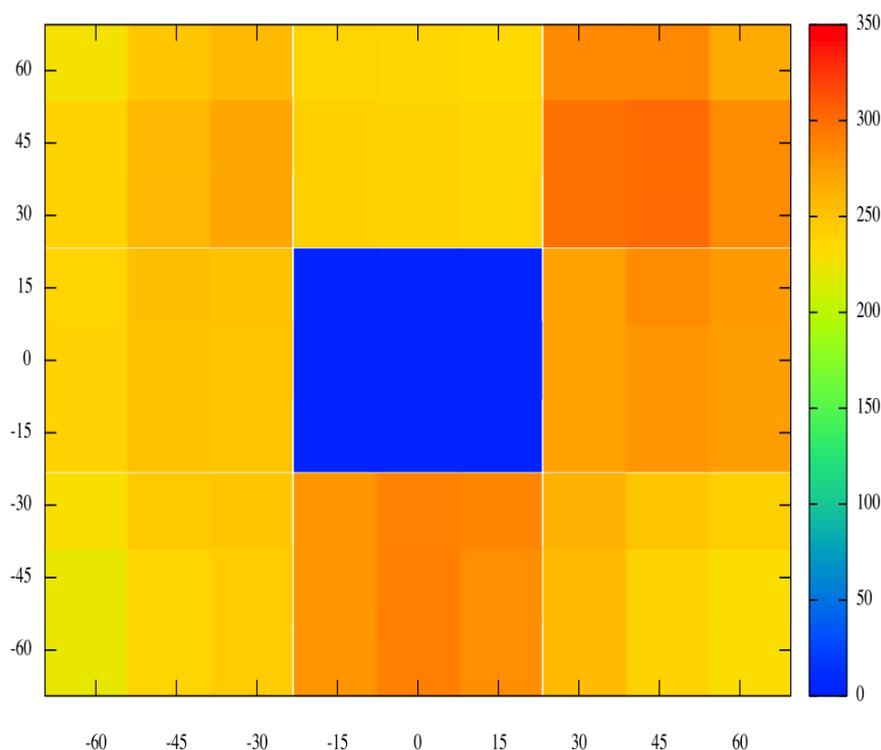


図 5.18: シンチレーター発光光量補正後のカラーマップ (色の違いは光量の明るさを表している)

ターの発光光量を補正したが、図 5.17 と比較すると、より一層個々のシンチレーターの発光光量の違いが大きくなっている。これは、シンチレーターの発光光量による補正ができていないことが考えられる。

### 5.3 AGASA 検出器の光量再測定

5.2 節では、シンチレーターの発光光量の補正後の違いの補正前より大きくなる結果となった。この結果が、AGASA 検出器容器自身が原因なのか、それとも個々の AGASA シンチレーター自身が原因なのか確かめるために、AGASA 検出器容器内のシンチレーターを一部入れ替えて測定した。図 5.19 は AGASA 容器内のシンチレーターを入れ替え前後のシンチレーターの配置を表している。赤色の数字は 4 章の図 5.3 で番号つけたシンチレーターの番号である。図 5.19 の左側は 5.1.2 節の測定時のシンチレーターの配置 (以降、配置 A と呼ぶこととする)、右側は再測定時のシンチレーターの配置 (以降、配置 B と呼ぶこととする) である。図 5.19 のように 4 番のシンチ

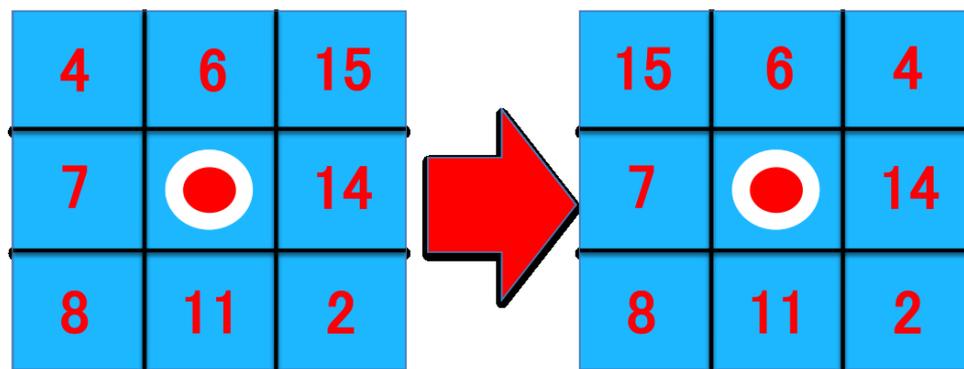


図 5.19: AGASA 容器内シンチレーター入れ替え前後 (左側は 5.1.2 節の測定時のシンチレーターの配置 (以降、配置 A と呼ぶこととする)、右側は再測定時のシンチレーターの配置 (以降、配置 B と呼ぶこととする) を表している)

レーター ( $i=4$ ) と 15 番のシンチレーター ( $i=15$ ) を入れ替えて (配置 B) 測定した。配置 B でシンチレーター 2 枚の中心の光量を交互に合計 2 回ずつ測定した。測定方法は 5.1.3 節と同様の方法で測定した。測定結果は表 5.1 である。表 5.1 は 5.2.1 節と同様の方法で温度を補正した。表 5.1 の誤差は 1 粒子信号の ADC カウント分布の半値半幅を誤差とした。さらに、5.1.2 節の測定値と比較した表が表 5.2 である。表 5.2 により、再測定時値の誤差の範囲内に 5.1.2 節の測定値が含まれ

表 5.1: 測定結果

	再測定 (配置 B)1 回目	再測定 (配置 B)2 回目
シンチレーター ( 4 )	237.19±84.87	256.12±85.24
シンチレーター ( 15 )	280.04±80.69	281.13±80.49

表 5.2: 測定結果の比較

	再測定 (配置 B)1 回目	再測定 (配置 B)	5.1.2 節の測定値
シンチレーター ( 4 )	237.19±84.87	256.12±85.24	234.21
シンチレーター ( 15 )	280.04±80.69	281.13±80.49	283.68

ているため、AGASA 検出器容器自身の問題ではなく、個々の AGASA シンチレーター自身の問題であることが分かった。

## 5.4 AGASA シンチレーター光量再測定

5.3 節より、AGASA シンチレーター自身の問題であることが分かった。そこで、シンチレーターの発光光量の補正に使用したシンチレーター中心の位置の発光光量を再測定した(以降、再測定した方を 2 回目と呼び、4 章で測定した方を 1 回目と呼ぶことにする)。測定方法は 4 章の方法と同様の方法で測定した。1 回目と 2 回目の発光光量を比較した図が図 5.20 である。図 5.20 は縦軸を発光光量(ADC カウント数)、横軸をシンチレーターの番号とし、プロットした図である。縦軸を発光光量(ADC カウント数)、横軸をシンチレーターの番号としてプロットした図である。赤点は 1 回目、水色の点は 2 回目のシンチレーター発光光量である。横軸のシンチレーターの番号は図 5.22 で表した番号である。5.2.2 節の図 5.18 と同じ向きである。さらに、図 5.20 を 4 章の 5.2.2 節と同様の方法で温度状態を補正した図が図 5.21 である。図 5.21 は図 5.20 と同様に縦軸を発光光量(ADC カウント数)、横軸をシンチレーターの番号としてプロットした図であり、赤点は 1 回目、水色の点は 2 回目のシンチレーター発光光量を表している。

図 5.20 から、2 番のシンチレーター以外は 1 回目と 2 回目で発光光量が大きく変化している。1 回目と 2 回目で発光光量が大きく変化した原因はまだ解明できていない。また、図 5.22 から YAP 信号による温度補正で 1 回目と 2 回目では補正量が大きく違うことが分かる。温度補正による補正量を 1 回目と 2 回目で比較した。個々のシンチレーターでの温度補正による補正量を 1 回目と 2 回目で比較した。比較した結果を表した表が表 5.3 である。表 5.3 の補正量は AGASA シンチレーター 15 枚の補正量を平均した値である。表 5.3 から、1 回目と 2 回目では温度補正による補正量

表 5.3: 温度補正による補正量比較

	1 回目	2 回目
異なるシンチレーターでの変化量 [%]	1.6	8.8

は 5.5 倍の違いがあることが分かる。YAP の発光光量の温度による補正量は、YAP の温度係数が  $-0.23$  [%/deg]、PMT の温度係数が  $-0.73$  [%/deg] により、1 % 程度の補正量である。室内の温度変化を考慮して大きく見積もっても 2 ~ 3 % 程度の補正量である。しかし、2 回目は 3% を大きく超えている。この原因として、シンチレーターを入れ替える時に、PMT の光電面に YAP が直接置かれているため、YAP の位置が中心からずれていることが考えられる。2 回目の測定では特にその影響が大きいので、真に温度補正になっていない。そのため、2 回目の発光光量は温度変化の影響を含まない温度補正前の値とした。

## 5.5 シンチレーターの発光光量の再補正

5.4 節で求めた 2 回目測定時シンチレーターの発光光量を使って、シンチレーターの発光光量が全て同じになるように補正した。5.2.2 節の式 (5.1) により、シンチレーターの発光光量の違いを補正した。5.2.2 節と同様にカラーマップを描いた図が図 5.23 である。図 5.18 と全く異なるカラーマップとなった。中央から同じ距離のシンチレーターと比べると、中央上側部分が明るくなり、中央下部分が少し暗くなったように見える。図 5.23 により、事前に測定されていたシンチレーター

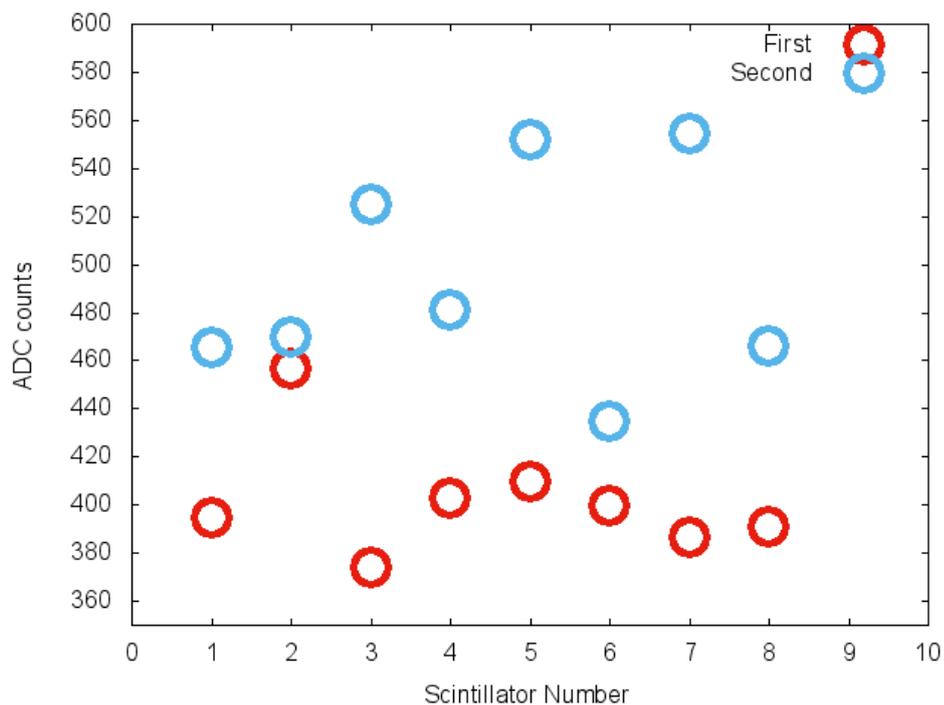


図 5.20: シンチレーター発光光量測定 1 回目と 2 回目の比較図 (温度補正前) (縦軸は中心の位置 ( $j=5$ ) 発光光量、横軸は 4 章で番号つけたシンチレーターの番号 ( $j=1\sim 15$ ) である)

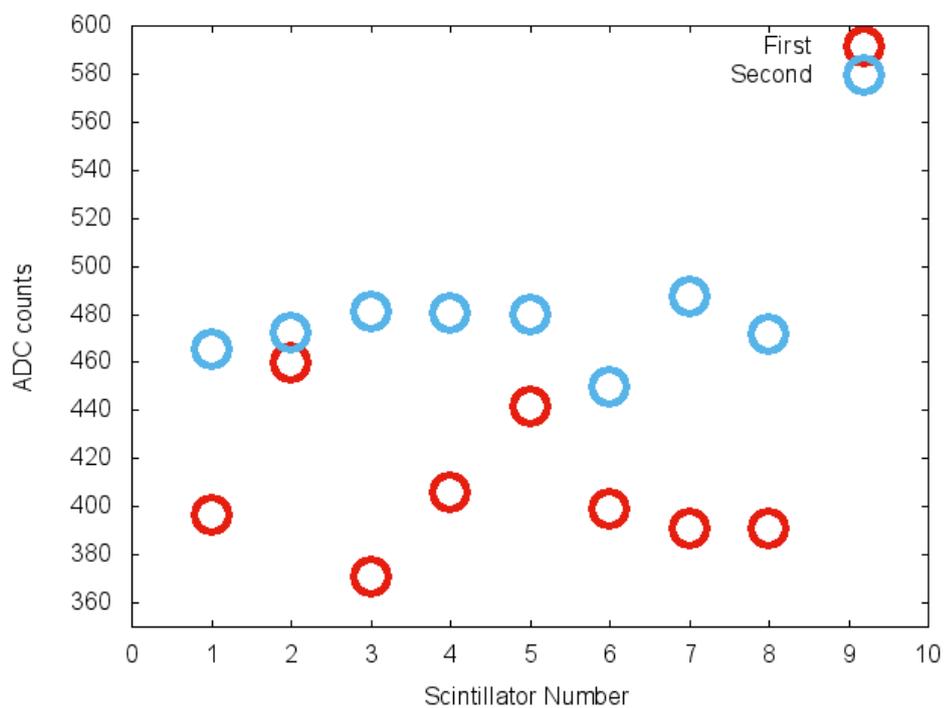


図 5.21: シンチレーター発光光量測定 1 回目と 2 回目の比較図 (温度補正後) (縦軸は中心の位置 ( $j=5$ ) 発光光量、横軸は 4 章で番号つけたシンチレーターの番号 ( $j=1\sim 15$ ) である)

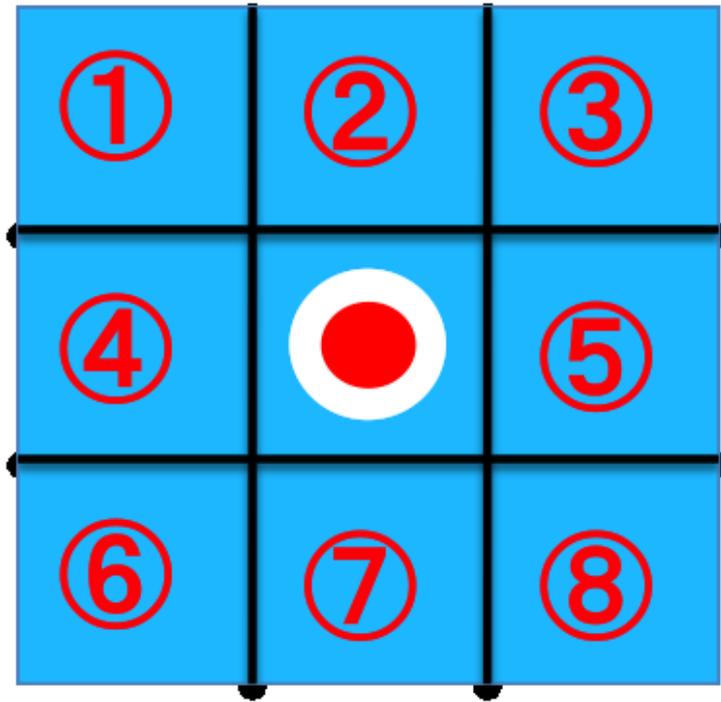


図 5.22: シンチレーターの識別番号

の発光光量値を使ってデータ補正をすることにより、100%ではないが、個々のシンチレーターの個性を取り去り、AGASA 検出器容器内の位置による違いを表すことができた。

## 5.6 AGASA 検出器容器内の均一性評価

5.5 節で AGASA 検出器容器の入射位置による PMT に入る光量の違いを表すことができた。AGASA 検出器容器の中心からの距離による光量を表した図が図 5.24 である。縦軸はシンチレーターの発光光量補正後の光量、横軸は AGASA 検出器容器の中心からの距離である。赤線はを最小二乗法による直線フィットの線である。AGASA 検出器容器の中心から一番近い距離  $Q_{\text{near}}$  (中心からの距離 30 cm) と一番遠い距離  $Q_{\text{far}}$  (中心からの距離 84.85 cm) でのシンチレーターの発光光量の変化率  $D$  [%] を式 (5.2) により求めた。

$$D = \frac{Q_{\text{far}} - Q_{\text{near}}}{Q_{\text{near}}} \times 100 \quad (5.2)$$

式 (5.2) より、変化率  $D$  は  $-8.8\%$  となった。シンチレーターの発光光量補正後の光量は AGASA 検出器容器の中心からの距離が一番近い距離から一番遠い距離で  $-8.8\%$  光量変化する分かった。

次に、同じ距離ごとでの不均一性  $U_k$  [%] を式 (5.3) により求めた。

$$U_k = \frac{\sigma_k}{Q_k} \times 100 \quad (5.3)$$

$\overline{Q_k}$  は AGASA 検出器容器の中心からの距離  $k$  ごとのシンチレーターの発光光量補正後の光量の平均値、 $\sigma_k$  は標準偏差である。標準偏差  $\sigma_k$  は式 (5.4) により求めた。 $k$  は AGASA 検出器容器の

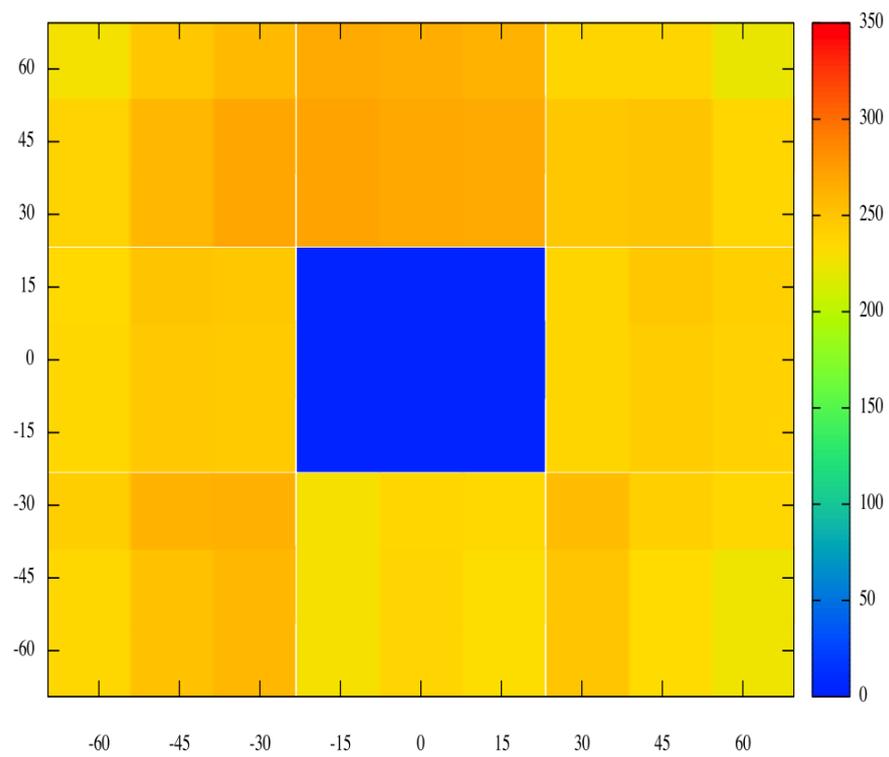


図 5.23: シンチレーターの発光光量補正後のカラーマップ 2 回目 (色の違いは光量の明るさを表している)

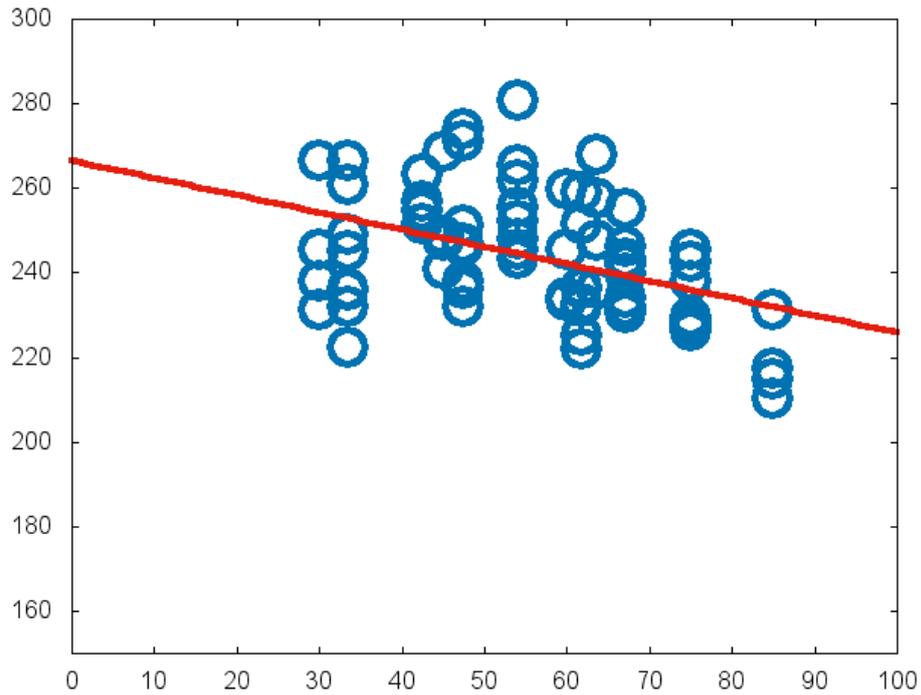


図 5.24: シンチレーター発光光量補正後の光量と AGASA 検出器容器の中心からの距離の関係 (縦軸は補正後の光量、横軸は AGASA 検出器容器の中心からの距離である))

中心からの距離であり、84.84 cm、75 cm、67.08 cm、63.64 cm、61.85 cm、60 cm、54.08 cm、47.43 cm、45 cm、42.43 cm、33.54 cm、30 cm の距離を表している。

$$\sigma_k = \frac{\sum_{n=1}^n (Q_{nk} - \overline{Q}_k)^2}{n} \quad (5.4)$$

$Q_{nk}$  は AGASA 検出器容器の中心からの距離  $k$  ごとの箇所数  $n$  である。中心からの距離によって  $n$  は異なる。例として、 $k=84.85$  [cm] の場合、合計 4 箇所の測定点が存在するので、それぞれ  $n=1,2,3,4$  とした。式 (5.4) を AGASA 検出器容器の中心からの距離ごとにプロットした図が図 5.25 である。

縦軸は不均一性、横軸は AGASA 検出器容器の中心からの距離で、赤線は全ての赤点を平均した値である。不均一性は平均で 4.3% である。図 5.25 から、AGASA 検出器容器内の不均一性は標準偏差で平均 4.3% の不均一性があることがわかった。

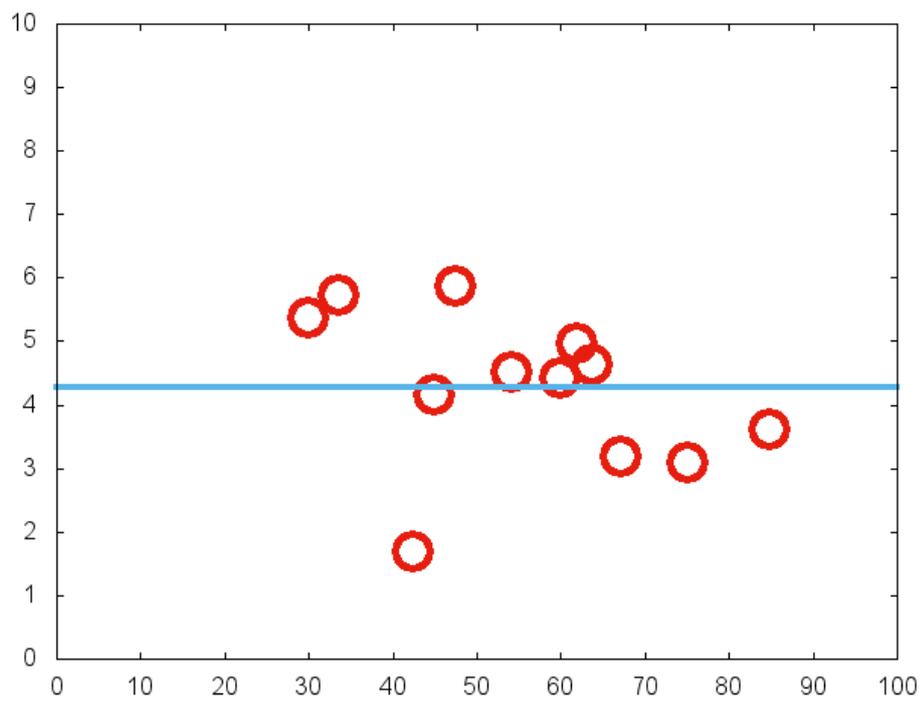


図 5.25: AGASA 検出器容器内の不均一性 (縦軸は不均一性 [%]、横軸は AGASA 検出器容器の中心からの距離である)

## 第6章 検出器シミュレーション

5章のAGASA検出器容器でのシンチレーターの発光および集光効率が検出器シミュレーションによって再現できるか確認した。シミュレーションはGeant 4を使用し、Geant 4のバージョンはGeant 4.10.00を使用した。AGASA検出器容器内の光の反射率は測定されていないため、ここでは85%と仮定した。AGASA検出器容器とAGASAシンチレーターを組み合わせた光量測定と同様に小型検出器の測定点を順に置き変えながら、シミュレートした。AGASA検出器容器の72箇所ある測定点のうち21箇所の測定点のシミュレートした。測定点21箇所はAGASA検出器容器の1/4の測定領域である。Geant 4を用いたシミュレーション結果と得られた測定結果と比較することで、測定結果が再現できるか確かめてみた。

### 6.1 Geant 4

Geant 4とは、Geometry and tracking 4の略称である。Geant 4は、陽子・中性子・電子・ガンマ線・ミュー粒子・パイ粒子などの素粒子が物質中で起こす反応をシミュレーションするツールキットである。Geant 4は、名前の通り検出器のような様々な形状を設定することができ、個々の粒子の物質境界での反応も見ることができる。さらに、放射線医学治療、放射線遮断、宇宙工学などの様々な分野に応用されている。図6.1はGeant 4を使ったAGASA検出器シミュレーションのイメージ図(粒子入射前)である。AGASA検出器シミュレーションのイメージ図(粒子入射後)は図6.2である。

#### 6.1.1 Geant4の中での可視光の取り扱い

光の伝播をシミュレーションする際に、光の発生、光粒子、光の伝播や物質の表面などの環境を考慮する必要がある。Geant 4ではそれらを記述するためのクラスや関数を持っている。以下に、Geant 4で使われるクラスと関数の種類を示す [27]。

- 光の発生                      シンチレーション光、チェレンコフ光
- 光粒子                        optical photon
- 光の伝播                      吸収、レイリー散乱
- 物質境界面での処理        反射、透過、吸収

Geant 4では境界面の物質の種類と表面状態が定義される。物質の種類は「dielectric - metal」と「dielectric - dielectric」の2種類で定義される。「dielectric - metal」は境界面が不導体と金属により作られていることを定義し、「dielectric - dielectric」境界面が2つの不導体により作られていることを定義する。境界面の表面状態は「polished」、「ground」、「polished back painted」、「ground back painted」、「polished front painted」、「gerund front painted」の6種類で定義される。境界面の表面状態について示す。

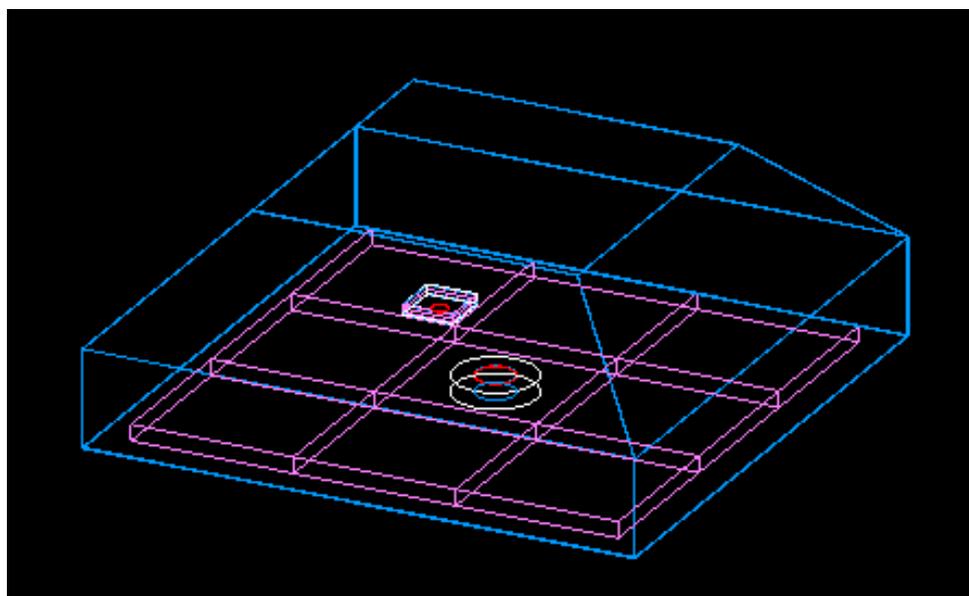


図 6.1: Geant 4 のイメージ図 (粒子入射前) 青色は AGASA 検出器容器、赤色は PMT、桃色はシンチレーターを表している

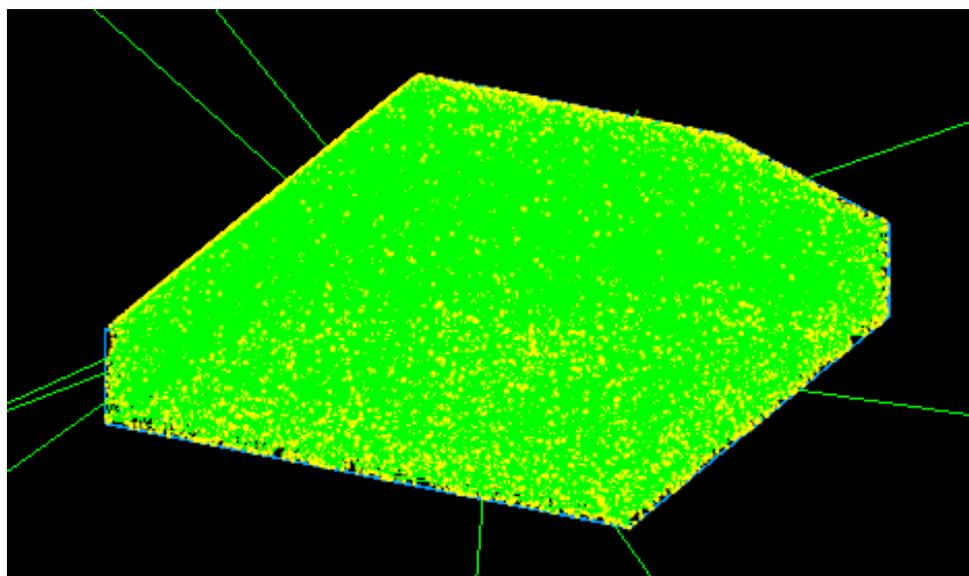


図 6.2: Geant 4 のイメージ図 (粒子入射後) 荷電粒子が入射した時の反射、吸収、散乱、透過が起きた様子を表している

「polished」は表面が磨かれていることを定義する。「ground」は表面がざらざらしていることを定義する。「polished back painted」は表面が磨かれていて、反射剤が内側に塗られていることを定義する。「ground back painted」は表面が磨かれていて、反射剤が内側に塗られていることを定義する。「polished front painted」は表面がざらざらで、反射剤が内側に塗られていることを定義する。「polished front painted」は表面が磨かれていて、外側に反射剤が塗られていることを定義する。「gerund front painted」は表面がざらざらで、外側に反射剤が塗られていることを定義する。

これらのクラスや関数を組み合わせることでより厳密なシミュレートされる。

次に、2つの物質の種類の境界面の物理過程について示す [27]。境界面の物質が「dielectric - metal」の場合は吸収、反射のどちらかが起こると定義されている。境界面の物質が「dielectric - dielectric」の場合は全反射、フレネル反射、フレネル屈折のどれかが起こると定義されている。

### 6.1.2 検出器の構成

図 6.3 は 5 章の図 5.4 と同じ図である。実際の検出器は細かい凹凸があるが、今回のシミュレーションでは細かい凹凸は考慮されていない。検出器の厚さはどこの位置でも 2 mm としている。また、AGASA 検出器容器は鉄を主成分 (69 %) とする金属でできているとする。AGASA 検出器容器の境界の種類は、物質の種類が「dielectric - metal」で、表面状態が「ground」である。AGASA 検出器容器の境界での反応は、ランバート反射 (図 6.4) と吸収のみとなっている。PMT の光電面の直径を 2 inch としてあり、標準的なバイアルカリ光電面の量子効率と波長依存性を考慮している。今回用いた PMT の量子効率を図 6.5 に示す。PMT の量子効率を考慮しているため、シミュレーションで得られるのは、光子数ではなく量子効率の掛かった光電子数にである。PMT の境界の種類は検出器と同じである。PMT の境界での反応は吸収のみとしてある。すなわち、光電面では光は反射しないと仮定している。小型検出器の PMT も同じである。シンチレーターは、プラスチックシンチレーターで大きさ 50 cm × 50 cm で厚さ 5 cm であり、密度は 1.032 g/cm<sup>3</sup> である。シンチレーターの一次発光物質は、p-Terphenyl で、二次発光物質は POPOP としてある。小型検出器のシンチレーターはプラスチックシンチレーターで大きさ 15 cm × 15 cm で厚さ 2.4 cm であり、密度は 1.032 g/cm<sup>3</sup> である。図 6.6 に p-Terphenyl と POPOP の発光スペクトルの発光スペクトルを示す。図 6.6 の緑点青点のスペクトルに PMT の量子効率をかけたもので PMT で検出される波長スペクトルである。シンチレーターの境界の種類は、物質の種類が「dielectric - dielectric」で、表面状態が「ground」としている。シンチレーターの境界での反応は、6.1.1 節で述べたように全反射、フレネル屈折、フレネル反射となっている。

## 6.2 シミュレーション条件

ここでは、シミュレーションの詳細設定について述べる。入射粒子は  $\mu^-$  と  $\mu^+$  とし、一様ランダムである。入射方向は方位角を  $0 \sim 2\pi$ 、天頂角を  $0 \sim \pi/2$  であり、天頂角は立体角の影響を考慮されている。入射方向は  $\mu^-$ 、 $\mu^+$  の角度分布を考慮されていない。天頂角  $\theta$  は式 (6.1) により、求まる。

$$\theta = \arccos\left(1 - \frac{R}{2\pi}\right) \quad (6.1)$$

式 (6.1) の  $R$  は  $0 \sim 2\pi$  の範囲で一様ランダムである。天頂角分布は図 6.7 である。図 6.7 の横軸は天頂角、縦軸はイベント数である。

$\mu$  のエネルギーの範囲は 10 keV  $\sim$  1TeV である。 $\mu$  の地上でのエネルギースペクトルは PHITS を

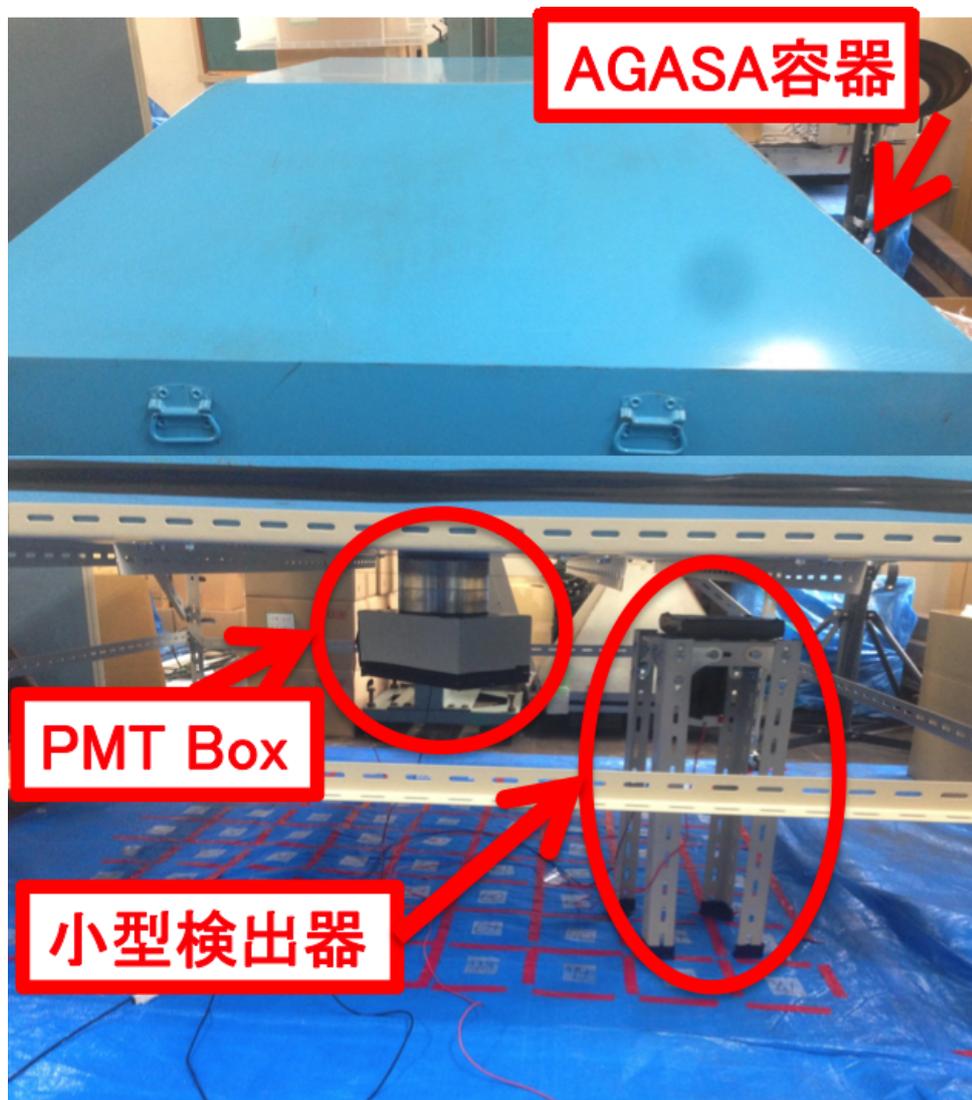


図 6.3: AGASA 検出器容器 測定装置 Set up (図 5.4 と同じ図である)

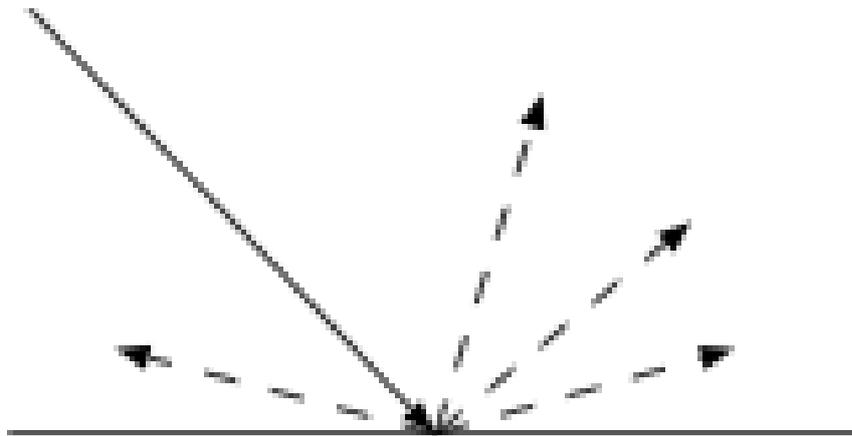


図 6.4: ランバート反射 (ランバート反射はすべての方向の光は同じ程度反射する反射モデルである)[28]

使った低エネルギー宇宙線による2次宇宙線生成のシミュレーションによるものである(図6.8)[29]。PHITSで得られた $\mu^+$ のフラックスは図6.8である。図6.8の横軸はエネルギー(MeV)、縦軸はフラックスである。入射位置の高さはAGASA検出器容器上面から約150 cmの位置で固定されている。水平方向の位置はAGASA検出器容器内のシンチレータ9枚の真上の領域で一様ランダムに決めた。小型検出器の測定点の真上の領域から水平方向に+5 cmの範囲に入射した $\mu$ の光電子を数えた。光電子数はPMTの光電面に当たった光子を数え、光子のエネルギーを波長に変換し、量子効率を求めて、その量子効率を足し合わせた数である。AGASA検出器容器中央のPMTと小型検出器のPMTは別々に光電子数を数えており、AGASA検出器容器のPMTと小型検出器のPMTの両方で光電子が数えられたイベントをコインシデンスイベントと定義する。コインシデンスイベントが1500イベント以上検出されるようにシミュレートした。

### 6.3 データ解析

6章初めに述べたように、5章のAGASA検出器容器でのシンチレータの発光および集光効率が検出器シミュレーションによって再現できるか確かめるために、6.2節の条件でシミュレートした。シミュレーションにより求めたデータの分布の一例が図6.9である。図6.9の横軸は光電子数、縦軸はイベント数である。図6.9のヒストグラムをLandau Gaussianでフィットして、ピーク値を求めた。測定点21箇所に対して、シミュレーション結果として、ピーク値を求めて、データ解析をした。測定点21箇所に対してピーク値をAGASA検出器容器の中心からの距離ごとにプロットした図が図6.10である。図6.10の横軸は検出器容器の中心からの距離(cm)、縦軸は光電子数であり、黒線は最小二乗法による直線フィットを表している。5.6節と同様に、5.6節の式(5.2)を用いて、中心から一番近い距離(中心からの距離30 cm)と一番遠い距離(中心からの距離84.85 cm)での光電子数の変化率 $D$  [%]を求めた。シミュレーションによって求めた光電子数

は中心からの距離が一番近い距離から一番遠い距離で  $-16.2\%$  変化することがわかった。

## 6.4 測定データとの比較

6.3 節により、シミュレーションによって求めた光電子数は中心からの距離が一番近い距離から一番遠い距離で  $-16.2\%$  変化することが分かった。検出器シミュレーションによって再現できているか確認するために、測定データと比較した。シミュレーションと比較するために5章の5.6節の図5.24と同じ図を示した図が図6.11である。5章で求めたAGASA容器検出器内の粒子の入射位置によるPMTに入る光量の変化率は  $-8.8\%$  であった。6.3節の図6.10と図6.11の比較により、シミュレーションはおおむねデータを再現しているが、実データは光量の変化率が  $-8.8\%$ 、シミュレーションデータは  $-16.2\%$  となり、実データの方が変化率が小さいという結果になった。以前のシミュレーションにより、反射率が高いほど直線の傾きは緩くなることがわかっている。これより、AGASA 検出器内の反射率は実際には  $85\%$  より高いことが予想される。

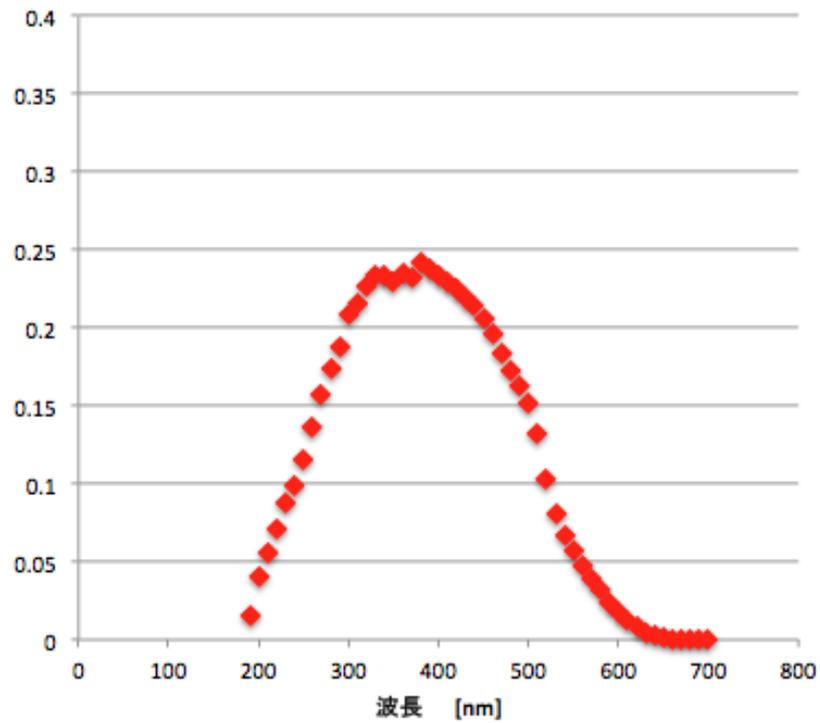


図 6.5: シミュレーションで用いた PMT の量子効率 [10]

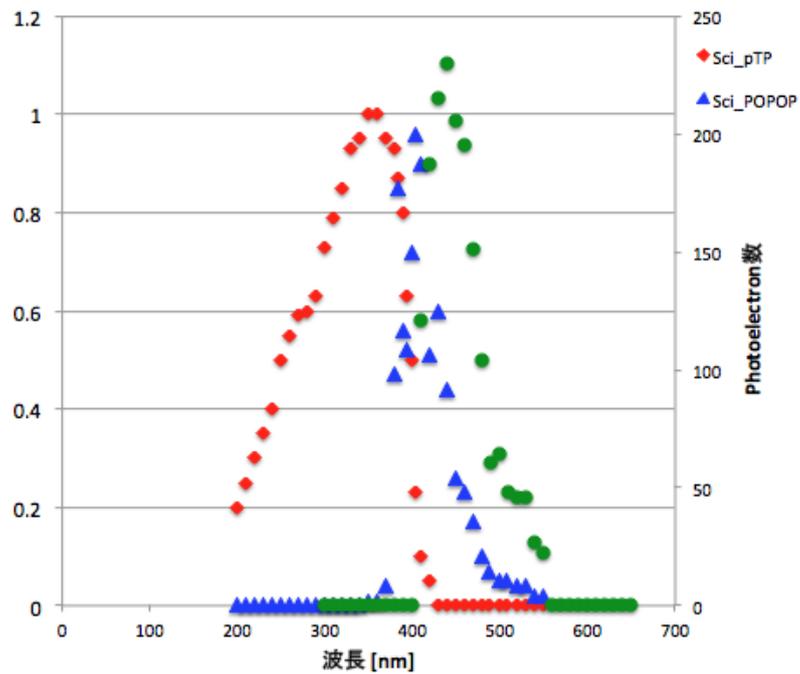


図 6.6: p-Terphenyl と POPOP の発光スペクトル (赤点は発光スペクトル、青点はシンチレーターの POPOP 成分の発光スペクトル、緑点は青点をウェブレングスシフトで波長変換した波長) [10]

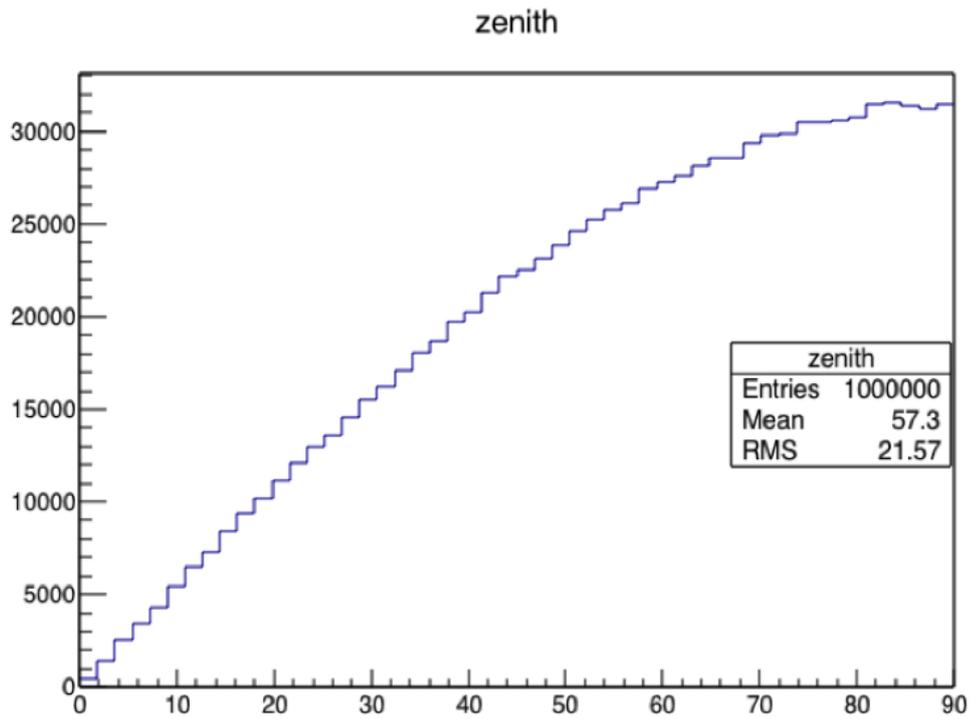


図 6.7: 天頂角分布

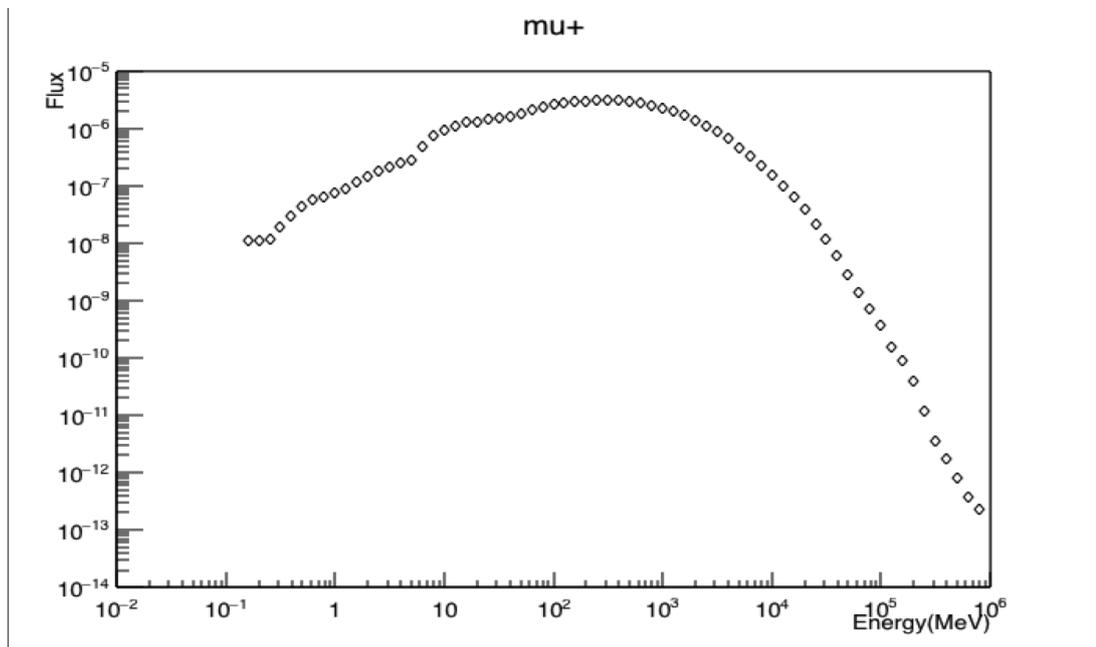


図 6.8: PHITS で計算された地上での  $\mu^+$  のエネルギースペクトル

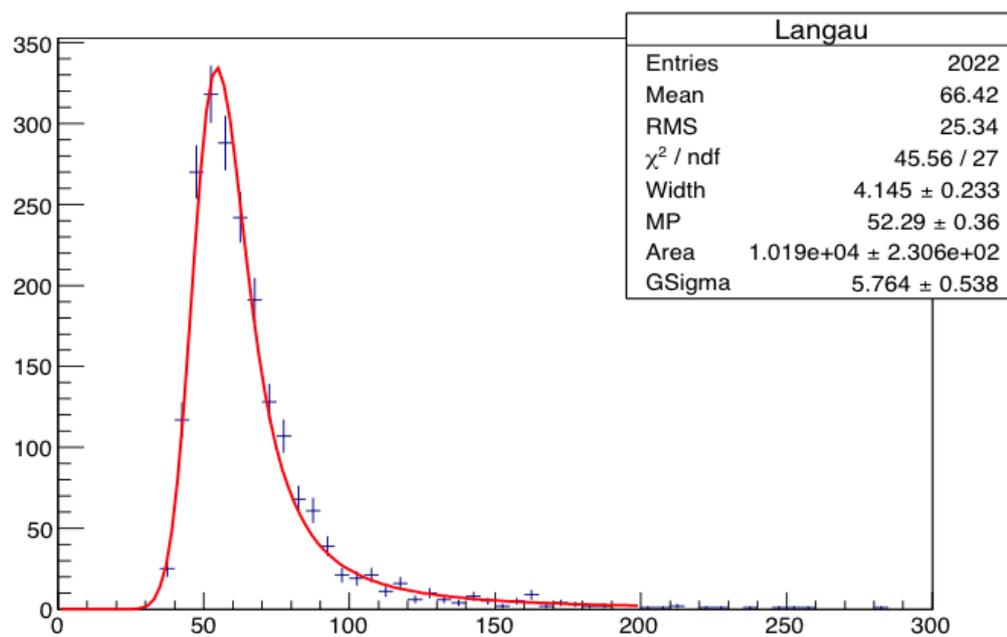


図 6.9: 光電子のヒストグラム ( $\mu^\pm$  の光電子分布である)

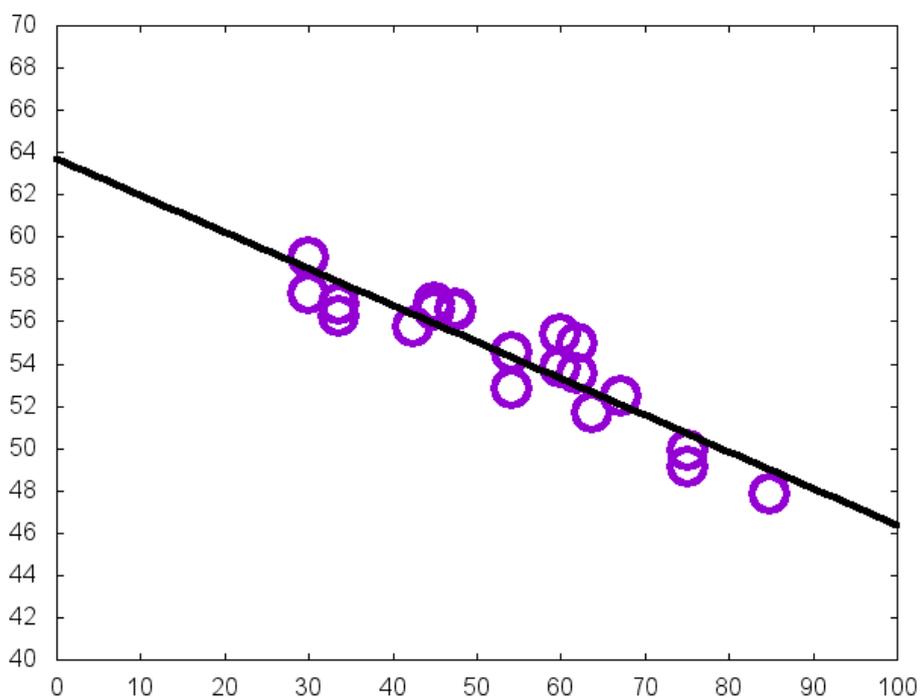


図 6.10: シミュレーション結果

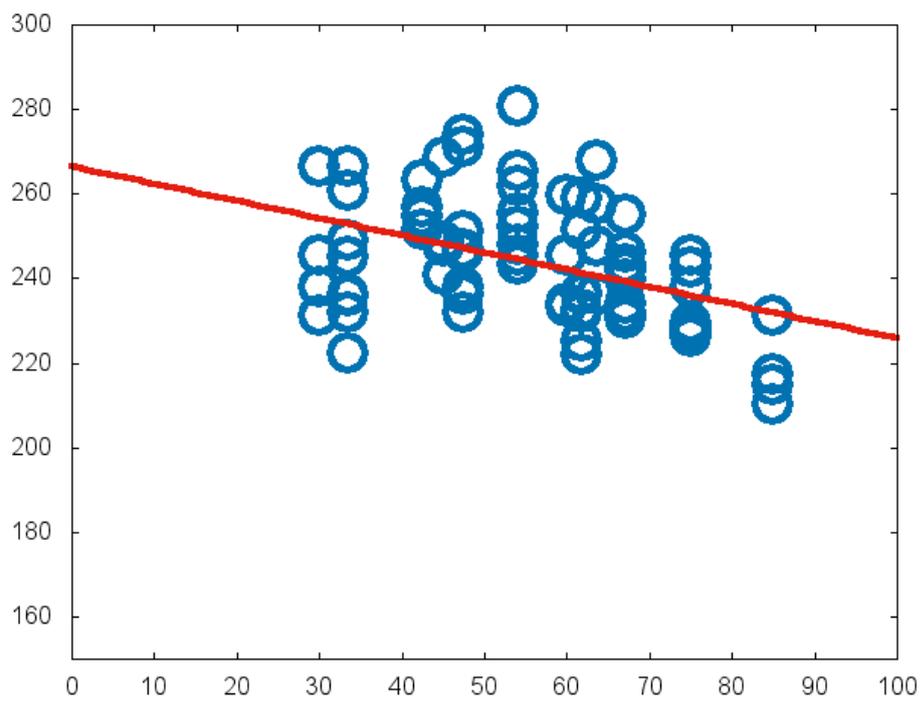


図 6.11: 測定データ

## 第7章 結論

AGASA 実験で使用されていた約 900 枚のシンチレーターのうち 15 枚をサンプリングし、粒子入射位置による違い、つまり発光量のムラが大きいシンチレーターを除外し、近い発光量のシンチレーターを分類するために、各シンチレーター単独での発光光量を測定した。

再利用するシンチレーターを選定するために、各シンチレーターの発光光量を使って 2 通りの方法で選別した。選別方法の一つ (以降、選別 1 と呼ぶこととする) は、発光量の小さいシンチレーターを除外するために、代表値として各シンチレーターの中心の発光光量を使った方法である。選別 1 により、15 枚のうち 3 枚のシンチレーターが除外された。もう一つの方法 (以降、選別 2 と呼ぶこととする) は、粒子の入射位置による発光光量のバラつきが小さいシンチレーターを選定するために、中心の発光光量に対する相対光量を使った方法である。選別 2 は選別 1 とは独立に行ったため、選別 1 で除外された 3 枚のシンチレーターを含んでいる。選別 2 により、15 枚のシンチレーターのうち選別 1 で除外された 3 枚のシンチレーターを含む合計 6 枚のシンチレーターが除外された。このことから、選別 2 だけで、シンチレーター中心の発光光量が小さく、かつ粒子の入射位置による発光光量のバラつきの大きいシンチレーターを除外できることがわかった。実際のシンチレーターの選別には、選別 2 だけで選別することができ、少なからず選別 2 以上に選別条件を緩くする必要がないことがわかった。選定された 9 枚のシンチレーターの四隅の不均一性を各シンチレーターごとに調べた。調べた結果、標準偏差で平均で 1.2 % の不均一性があることがわかった。

次に、AGASA 検出器容器内に並べられたシンチレーターの位置の違いによる測定光量の一様性を調べるために、検出器容器内の粒子の入射位置による、信号集光効率などの違いによる PMT に入る光量の大きさの違いを測定した。AGASA 検出器容器内には選定されたシンチレーター 8 枚を並べた。明るさの異なる 8 枚のシンチレーターを並べているため、個々のシンチレーターの事前に測定された発光光量を使って、AGASA 検出器容器を使った場合の個々の PMT で検出された光量の違いを補正した。事前に測定されていたシンチレーターの明るさを使ってデータ補正をすることにより、100 % ではないがシンチレーターの個性を取り去り、検出器容器内の位置による違いを表すことができた。補正された光量を使って、検出器容器の中心からの距離による光量の変化率を求めた。光量の変化率は検出器容器の中心から一番近い距離 (30 cm) から一番遠い距離 (84.85 cm) で  $-8.8\%$  変化することが分かった。また、補正された光量を使って検出器容器の中心からの距離ごとの不均一性を調べた。結果として、標準偏差で平均で 4.3 % の不均一性があることがわかった。

ここまで行ってきた AGASA 検出器容器でのシンチレーターの発光および集光効率が検出器シミュレーションによって再現できるかどうかを調べました。シミュレーションは Geant 4 を使用した。また、AGASA 検出器容器内の光の反射率は測定されていないため、ここでは 85 % と仮定してシミュレートした。シミュレーションはおおむねデータを再現していたが、実データの光量変化率が  $-8.8\%$  であるのに対し、シミュレーションの光量変化率は  $-16.2\%$  となり、実データの方が光量変化率が小さいという結果になった。以前のシミュレーションの経験により、AGASA 検出器内の反射率は実際には 85% より高いことが予想された。

TALE 実験では  $TA \times 4$  と仕様を共通化した場合と比べて、時間的、人的資源的にもコストが高

くなる可能性があるため AGASA 検出器容器を再利用しないことにしたが、将来的には再利用される可能性は十分にあるため新たな宇宙線観測実験で再利用されることが期待される。

## 謝辞

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

また、幾度となくご助言、ご指導を頂きました大阪市立大学の林嘉夫名誉教授に深く感謝致します。

本研究のご助言を頂きました大阪市立大学の常定芳基准教授、榊直人博士に深く感謝致します。毎週の研究室会議においてご助言を頂きました、愛知工業大学の小島浩司教授、大嶋晃敏准教授に深く感謝致します。

大阪市立大学の技術職員の松山利夫氏にはPMTのプリアンプ回路の作成などの数多くの相談に応じて頂き、的確なご助言を頂きましたことを深く感謝致します。

東京大学地震研究所の山崎勝也博士には毎日の研究生生活の中で研究に関する事のみならず多くの相談に応じて頂き、的確なご助言を頂きましたことを深く感謝致します。

同大学の同期として常に良い刺激を与えてくれて、時には相談にのって頂いた小西翔吾氏、和知慎吾氏に深く感謝致します。

大阪市立大学の太田大輔氏には本研究の検出器シミュレーションについて、数多くの相談に応じて頂き、また、毎日の研究生生活の中で支えとなって頂いたことに深く感謝致します。

毎日の研究生生活の中で支えとなって頂いた大阪市立大学の太田大輔氏、岸上翔一氏、Rosa Mayta Palacios氏、佐原涼介氏、高木芳紀氏に感謝致します。

東京大学宇宙線研究所の竹田成宏助教、野中敏幸助教、神奈川大学の多米田祐一郎博士、信州大学の冨田孝幸助教、林幹樹氏、立命館大学の奥田剛司博士、ユタ大学のJ.N.Matthews教授、Cosmic Ray Center 管理人のDave Barr氏、Cindy Barr氏、アメリカユタ州における研究生生活、並びに観測作業でお世話になりましたことを感謝致します。

東京大学宇宙線研究所の川田和正博士には、本研究の測定データのデータ解析プログラムについてご助言を頂きましたことを感謝致します。

東京大学宇宙線研究所の佐川宏行准教授、福島正己名誉教授、池田大輔博士、木戸英治博士、武石隆治氏、神奈川大学の有働慈治助教、シカゴ大学の藤井俊博博士、徳島大学の櫻井信之博士、埼玉大学の井上直也教授、近畿大学の千川道幸教授には、数多くのご助言して頂きましたことを感謝致します。

大阪市立大学大学運営本部学務企画課の川口幸子氏、大鶴淳美氏、東京大学宇宙線研究所の木次敦子氏、千田藍氏、大阪市立大学生協の田中琴美氏、甲斐笹弥香氏には数多くの事務処理を行って頂きましたことを感謝致します。

明野観測所の清水兼壽氏には明野観測所での生活でお世話になりましたことを感謝致します。

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

最後に、研究生生活を支えてくれた家族、友人に深く感謝致します。

なお、本研究は日本学術振興会科学研究費補助金(基盤(S))H27~H31「広エネルギー領域の精密測定で探る超高エネルギー宇宙線の進化」、日本学生支援機構H27開学留学支援制度(協定派遣)「数学研究所がリードする理学の院生短期海外研究推進プログラム」、東京大学宇宙線研究所共同

利用研究費の支援を受けて行いました。これらの関係研究機関の皆様に感謝致します。

## 参考文献

- [1] JEM-EUSO Home Page, <http://jemeuso.riken.jp/jp/about2.html> (2016/02 現在)
- [2] 武多昭道、修士論文 東京大学 (2006)
- [3] 小田稔, 宇宙線 (1960)
- [4] <http://luna.kwjc.kobe-wu.ac.jp/asakimori/cr/aslateral.html>(2016/02 現在)
- [5] Thomas K.Gaisser 小早川 恵三 訳, 素粒子と宇宙物理 (1990)
- [6] 武谷三男, 宇宙線研究 (1970)
- [7] 木舟正 著, 宇宙高エネルギー粒子の物理学=宇宙線・ガンマ線天文学 (2004)
- [8] TAHomePage, <http://taws100.icrr.u-tokyo.ac.jp> (2016/02 現在)
- [9] <http://www.jahep.org/hepnews/2013/13-3-4-TA.pdf>(2016/02 現在)
- [10] 大野木瞭太、卒業論文 大阪市立大学 (2014)
- [11] 日本物理学会編, 佐藤文隆 杉本大一郎 編集委員, 宇宙と物理 (1983)
- [12] T Fujii for the Telescope Array Collaboration(2015) , Study of UHECR Composition Using Telescope Array 's Middle Drum Detector and Surface Array in Hybrid Mode , 34th ICRC Netherlands 2015.
- [13] D Ivanov (2015). TA Spectrum Summary. 34th ICRC Netherlands 2015.
- [14] T. Abu-Zayyad, et al., *Ap. J.* **768**, L1(2013),
- [15] Y. Tameda, et al., *Proc. of 33rd ICRC*, 0512(2013)
- [16] AGASAHomePage,<http://www-akeno.icrr.u-tokyo.ac.jp/AGASA/index-j.html>(2016/02 現在)
- [17] H.Ohoka, et al., *Nucl. Instr. Methods A385* (1997) 268-276 *Further development of data acquisition system of the Akeno Giant Air Shower Array*(1997)
- [18] M.Takeda, et al.,*Phys. Rev. Letters* 81 (1998) 1163-1166 *Extension of the Cosmic-Ray Energy Spectrum beyond the Predicted Greisen-Zatsepin-Kuz 'min Cutoff*
- [19] AGASAHomePage, <http://www-akeno.icrr.u-tokyo.ac.jp/AGASA/results.html> (2016/02 現在)

- [20] M.Takeda, et al.,Astrophys. J. 522 (1999) 225-237 *SMALL-SCALE ANISOTROPY OF COSMIC RAYS ABOVE  $10^{19}$  EV OBSERVED WITH THE AKENO GIANT AIR SHOWER ARRAY*
- [21] Glenn F. Knoll 著 神野郁夫, 木村逸郎, 阪井英次 共訳, 放射線計測ハンドブック, 第4版
- [22] K. Kleinnecht 著 高橋嘉右, 吉城肇 訳, 粒子線検出器-放射線計測の基礎と応用-
- [23] 浜松ホトニクス株式会社, 光電子増倍管-その基礎と応用-, 第2版
- [24] 浜松ホトニクス株式会社 HomePage, <http://www.hamamatsu.com/jp/ja/index.html>
- [25] John R. Taylor 著 林茂雄, 馬場涼 訳, 計測における誤差解析入門
- [26] 木戸英治、修士論文 東京大学 (2007)
- [27] Peter Gumplinger, TRIUMF/GEANT4 User' Workshop at SLAC, February *Optical Photon Processes in GEANT4*
- [28] 井本昭子、卒業論文 広島大学 (2002)
- [29] PHITSHomePage <http://phits.jaea.go.jp/indexj.html>