

修士論文

Telescope Array 実験における
 μ 粒子数測定用地表粒子検出器の開発

東京理科大学大学院
理工学研究科 物理学専攻

学籍番号 6212615

高村 茉衣

指導教官 千葉順成

平成26年3月7日

目次

第 1 章 Introduction	3
第 2 章 極高エネルギー宇宙線	4
2.1 宇宙線	4
2.1.1 エネルギースペクトル	4
2.1.2 組成	5
2.1.3 加速機構	6
2.1.4 スペクトルの構造	6
2.2 空気シャワー現象	7
2.2.1 縦方向発達	8
2.2.2 横方向発達	9
2.3 極高エネルギー宇宙線	10
2.3.1 GZK カットオフ	10
2.3.2 起源モデル	11
2.4 過去に行われた極高エネルギー宇宙線観測実験	14
第 3 章 Telescope Array 実験	16
3.1 概要	16
3.2 地表粒子検出器	16
3.2.1 地表粒子検出器のデータ収集	18
3.2.2 地表粒子検出器によるエネルギー、到来方向決定	19
3.3 大気蛍光望遠鏡	20
3.3.1 大気蛍光望遠鏡のデータ収集	20
3.3.2 大気蛍光望遠鏡の較正	21
3.4 TALE 実験	26
3.4.1 TALE 実験の目的	26
3.4.2 TALE 実験装置	26
3.5 極高エネルギー宇宙線実験の現状	27
3.5.1 エネルギースペクトル	27
3.5.2 一次宇宙線の組成	28
3.5.3 ハドロン相互作用モデルの不確定性	28
3.5.4 空気シャワー粒子の測定による高エネルギーハドロン相互作用モデルの確定	29
第 4 章 μ 粒子数測定用地表粒子検出器精度シミュレーション	30
4.1 μ 粒子数測定用地表粒子検出器	30
4.2 空気シャワーシミュレーション	33
4.3 検出器シミュレーション	33
4.4 波形の生成	33
4.5 μ 粒子の計数方法	35

4.5.1	波形の立ち上がりによる μ 粒子数の計数方法	35
4.5.2	信号の電荷量による μ 粒子数の計数方法	37
4.6	μ 粒子数計数シミュレーション結果 (鉛サンドイッチ型)	37
4.6.1	波形による μ 粒子数の計数シミュレーション	37
4.6.2	信号の電荷量を使った μ 粒子数の計数シミュレーション	40
4.6.3	μ 粒子数計数方法の比較	40
4.7	μ 粒子数の計数シミュレーション結果 (地下型)	42
4.7.1	波形による μ 粒子数の計数シミュレーション	42
4.7.2	信号の電荷量を使った μ 粒子数の計数シミュレーション	43
4.7.3	土の厚みと μ 粒子数の比較	43
4.7.4	μ 粒子数計数方法比較	45
第 5 章	μ 粒子数測定用地表検出器設置シミュレーション	47
5.1	設置する μ 粒子数測定用地表粒子検出器	47
5.2	地面による跳ね返りの考察	47
5.3	相互作用モデル間の比較	49
5.3.1	空気シャワー中の粒子数分布	49
5.3.2	検出器シミュレーション	51
5.4	様々な面積での観測	54
5.4.1	鉛サンドイッチ型	54
5.4.2	地下型	54
5.5	期待される μ 粒子数横方向分布	57
5.5.1	鉛サンドイッチ型	57
5.5.2	地下型	59
5.6	検出器設置方法	62
5.7	設置シミュレーションまとめ	63
第 6 章	μ 粒子数測定用地表粒子検出器の製作と性能評価	64
6.1	検出器デザイン	64
6.2	検出器応答一様性測定	66
6.3	1photo electron 測定	68
6.4	photo electron 数増加のための対処	70
第 7 章	鉛サンドイッチ型検出器試験的設置	72
7.1	設置前試験	72
7.1.1	1MIP 測定	72
7.1.2	リニアリティ測定	73
7.2	設置概要	74
7.3	設置した検出器の応答	76
7.3.1	カウントレイト	76
7.3.2	空気シャワーイベント	79
第 8 章	結論	87

第1章 Introduction

宇宙空間を飛び交う高エネルギーの素粒子、原子核を宇宙線という。1912年の宇宙線発見以来、 $10^8 \sim 10^{20}$ eV という広い範囲で観測されている。その到来頻度は、エネルギーが大きくなるほど小さくなる。その中でも、 10^{19} eV 付近、またはそれ以上のエネルギーをもつ宇宙線は極高エネルギー宇宙線とよばれ、その到来頻度は、1粒子/ $1\text{km}^2/1$ 年である。

10^{14} eV 以下の比較的低いエネルギーをもつ宇宙線は到来頻度が多く、気球や人工衛星などを用いた直接観測が行われている。一方、 10^{14} eV 以上のエネルギーをもつ宇宙線は到来頻度が少なく、大きな検出面積と長い観測時間が必要となる。このようなエネルギーをもつ宇宙線は、地球大気と反応して二次宇宙線（空気シャワー）を生成するので、空気シャワー中の粒子が発する光を望遠鏡で検出する、もしくは地表に広く展開した検出器にてシャワー粒子を検出するといった間接測定が行われている。

1964年、 10^{20} eV 以上のエネルギーを持つ極高エネルギー宇宙線陽子は宇宙空間で2.7 Kの背景放射と相互作用を起こすことにより地球まで到来しないと予想された（GZK カットオフ）[1][2]。しかし1998年、日本のAGASAグループがこの限界を超える宇宙線を11事象観測したという結果を発表した[3]。一方でアメリカのHiResグループはGZK カットオフの存在を示唆する結果を発表し[4]、二つの相反する結果が出た。しかし両実験とも統計量が少なく、系統誤差も大きなものであったため、 10^{20} eV 以上のエネルギーを持つ宇宙線の存在は確定されなかった。また極高エネルギー宇宙線が存在する場合、その起源や加速機構も分かっていない。この問題を解決するには、多くの統計量があり決定精度の良い実験を行う必要があった。

テレスコープアレイ（Telescope Array:TA）実験は、これらの問題を解決するため、プラスチックシンチレータを用いて二次宇宙線を観測する地表粒子検出器（Surface Detector:SD）と、宇宙線が大気と相互作用を起こすことで生じる蛍光を観測する大気蛍光望遠鏡（Fluorescence Detector:FD）を用いて極高エネルギー宇宙線の同時観測を開始した。アメリカユタ州（北半球）で、約 700 km^2 の検出面積で2008年から観測が行われている。

また、アルゼンチン（南半球）では、Auger（Pierre Auger Observatory）グループが、TA実験と同様に地表粒子検出器と大気蛍光望遠鏡を用いて観測を行っている。

ふたつの実験のこれまでの観測により、Auger、TAともにGZK カットオフで予想されるエネルギー付近で宇宙線フラックスが減衰するスペクトルを観測している[27][24]。しかし、エネルギースペクトルや一次宇宙線核種については、両者で異なる部分がある。極高エネルギー宇宙線について詳細を知るためには、統計量を増やすことが望まれる。統計を増やすために重要となるのがSDによるデータであるが、SDデータからの再構成にはハドロン相互作用が用いられている。現在、 $10^{17.0}\text{eV}$ 以上の加速器実験は行われておらず、その詳細は不明な部分が多い。ハドロン相互作用の測定結果が存在しないエネルギー領域では、この相互作用に依存して再構成が行われるSDのデータ解析や、一次宇宙線核種の決定には不確定な部分が含まれる。その一つの表れとして、Augerグループの μ 粒子過剰の問題、TAグループのSDとFDのエネルギー決定精度の差の問題にはハドロン相互作用が影響していると考えられている[23][24]。

ハドロン相互作用について知る鍵となるのが、空気シャワー中の μ 粒子数である。 μ 粒子は、地上高くでパイオンから生成され、地表まで数をほとんど減らすことなく地表に到達するため、空気シャワー中の μ 粒子数を測定することは、ハドロン相互作用モデルの選別へつながる。相互作用モデルが定まると、SDによるエネルギー決定の系統誤差が改善し、空気シャワー発達の様相がより現実に近いものとなることで、組成の推定についても大きく進歩すると考えられる。本研究では、 μ 粒子数測定用地表粒子検出器を構想し、そのシミュレーション、製作および試験を行い、TAサイト内で試験的な観測をした。

第2章 極高エネルギー宇宙線

2.1 宇宙線

宇宙線とは、宇宙空間を光速で飛び交う高エネルギーの素粒子や原子核のことであり、1912年の発見以来 10^8 eV \sim 10^{20} eV という広範囲のエネルギーのものが観測されている。

また、宇宙線には、大きく分けて一次宇宙線と二次宇宙線がある。前者は、宇宙空間を飛び交い地球に降ってくるもので、後者は一次宇宙線が地球大気と反応してできる二次粒子のことである。

2.1.1 エネルギースペクトル

これまでに観測された一次宇宙線のエネルギースペクトルを図 2.1.1 に示す。

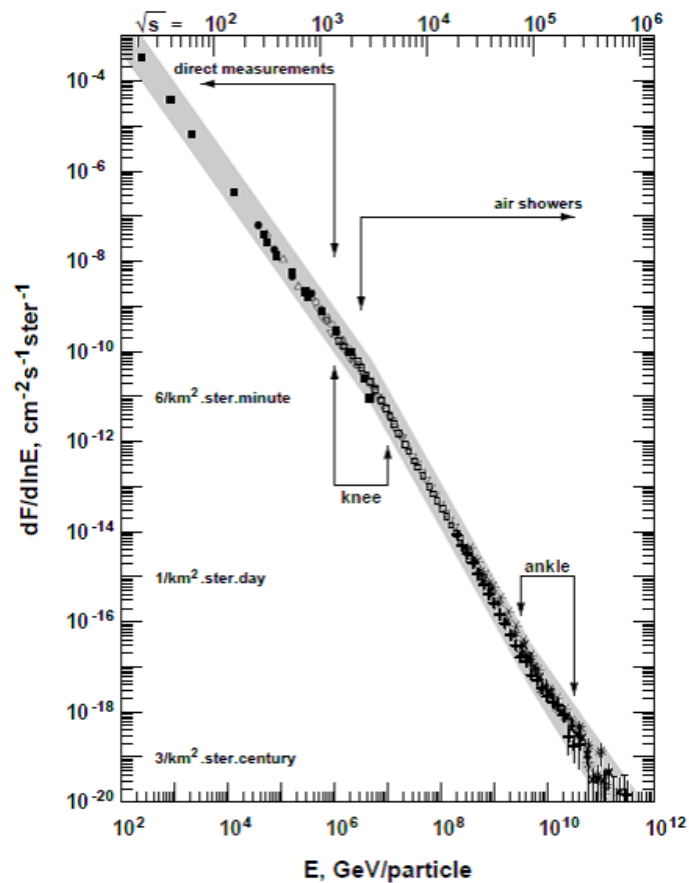


図 2.1.1: 宇宙線のエネルギースペクトル

一次宇宙線の到来頻度は、 $F(E) = K \times E^{-\gamma}$ で近似される。 γ はほぼ 3 であるが、エネルギーによってわずかに異なる。10¹⁵ eV あたりまでは γ は約 2.7、そこから 10¹⁹ eV 付近までは約 3.1、それ以上で約 2.7、というように変化する。この 2 つの折れ曲がりにはそれぞれ「ankle」、「knee」と呼ばれている。10^{17.3} eV 付近にも小さな折れ曲がりがあり、これは「2nd knee」と呼ばれている。これらの折れ曲がりについては、2.1.4 で詳しく記述する。knee 以下のエネルギーをもつ宇宙線は銀河天体で、ankle 以降のエネルギーを持つ宇宙線は銀河系外天体で加速されると考えられているが、その加速機構や発生源については、未だ分かっていない。

また、エネルギーのべき乗で到来頻度が変わるため、エネルギーによって到来頻度は大きく変化する。例えば、10¹¹ eV で 1 粒子/m²/秒、10¹⁵ eV で 1 粒子/m²/年、10¹⁹ eV では 1 粒子/100km²/年、と少なくなっていく。

2.1.2 組成

宇宙線の組成は、その約 9 割が陽子、残りはヘリウムや鉄などの重い原子核である。太陽系と宇宙線中の原子核存在比を比較した図を図 2.1.2 に示す [5]。Si を 100 とした相対存在度として示してある。白丸が

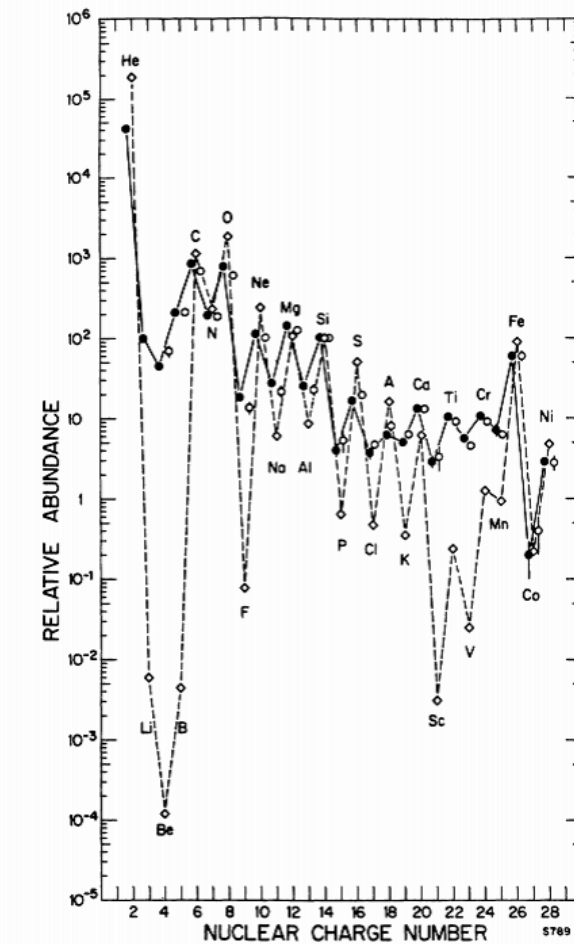


図 2.1.2: 太陽系と宇宙線中の原子核存在比

太陽系、黒丸が宇宙線を表しており、両者ともに偶数 Z 核がより多く存在するという偶奇性を示す。両者の異なる部分としては、宇宙線中の Li、Be、B と Sc、Ti、V、Cr、Mn が太陽系物質と比べて数桁多いと

いうことである。これは宇宙線が銀河中を伝搬する間に、これらより重い原子核が星間物質と相互作用し、二次核種として生成されたものと考えられる。エネルギーが増加すると 磁場による散乱が小さくなり、宇宙線が通過する物質量が減少する。このため、一次核種に対する二次核種の比は減少する。原子核と星間物質の相互作用断面積については分かっているので、宇宙線が生成されてから観測されるまでに通過した物質量を知ることができ、それは $\sim 2 \text{ GeV}$ で $5\sim 10 \text{ g/cm}^2$ 程度と推定されている。

2.1.3 加速機構

高エネルギー宇宙線の加速機構については、未だ解明されていない部分が多い。また、2.1.1 節で述べたようなべき型のエネルギースペクトルを満たすことが条件である。

フェルミ加速

加速機構として、現在、超新星爆発に伴う衝撃波の乱流電磁場下でのフェルミ加速が有力である。

フェルミ加速とは 1949 年 E.Fermi によって提唱された加速理論で、荷電粒子が星間磁気雲との衝突を繰り返すことによって加速されるという統計的な加速である [6]。これによると、星間磁気雲と荷電粒子の衝突方向は統計的にランダムであるが、粒子の 1 回の衝突あたりの平均的なエネルギー増加量 ΔE は正であり、 $\Delta E = \alpha E$ と粒子のエネルギーに比例することが示される。星間磁気雲との衝突による加速は、この α が星間磁気雲の速度の 2 乗に比例することから、2 次フェルミ加速と呼ばれる。しかし、この 2 次フェルミ加速では加速効率が悪く、宇宙線のスペクトルを再現することは難しい。そこで超新星爆発などで生じる衝撃波を衝突対象とした 1 次フェルミ加速が考えられており、この加速では宇宙線を 10^{15} eV 程度まで加速することが可能である。1 次フェルミ加速では α が衝撃波の移動速度の 1 乗に比例する。

2.1.4 スペクトルの構造

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た後、銀河磁場に捉えられて銀河内に閉じ込められていると考えられている。荷電粒子のラーモア半径が銀河円盤の厚さよりも大きくなるため、粒子の閉じ込め効果がきかず、銀河円盤の外に逃げ出していくことから、knee での折れ曲がりができるといわれている。荷電粒子の磁場中でのらせん運動のラーモア半径は

$$r_L = \frac{p}{ZeB} = \frac{pc}{Ze} \times \frac{1}{cB} \quad (2.1.1)$$

で与えられる。ここで e は素電荷、 Z は原子番号、 p は運動量、 B は磁場の強さである。その大きさは pc/Ze で表せる rigidity (剛度) という量に依存する。銀河磁場は約 $3 \mu\text{G}$ であるので、 10^{15} eV の陽子では $r_L \sim 0.3 \text{ pc}$ となる。この値は銀河円盤の厚さより小さいが、拡散運動の効果を合わせると、これ以上のエネルギーを持つ宇宙線は銀河系外に逃げってしまうものが多くなるため、観測量は激減する。

また、ラーモア半径は rigidity に依存しており、銀河系外への逃げだしによる観測量の減少が見られるエネルギーは $E_{knee}^Z = ZE_{knee}^p$ となる。 10^{15} eV での陽子成分の減衰に始まり、このプロセスが順に鉄まで続く。knee よりも 26 倍高いエネルギー、すなわち $\sim 10^{16.8} \text{ eV}$ では主成分が鉄となる。また、この領域では異方性についての変化がみられる。エネルギーと異方性の振幅 (宇宙線到来方向の偏りを表したもの) を図 2.1.3 に示す [9]。 10^{15} eV 以上では、エネルギーが高くなるにつれて異方性が増加する傾向にある。これは、大きい rigidity をもつ宇宙線ほど銀河系外に漏れだすことから、その結果として異方性振幅が増加しているためだと説明できる。

このような rigidity に依存するモデルを考えると、2nd knee から ankle あたりで銀河系内の超新星残骸による加速は限界となる。一方、この領域では銀河系外のソースからの宇宙線が地球に到達できるようになるため、銀河系内から銀河系外の移り変わりの領域と考えられている [16]。

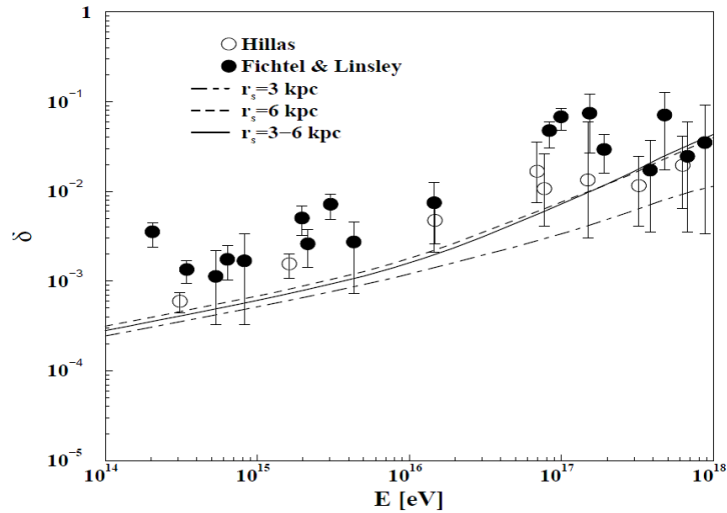


図 2.1.3: エネルギーと異方性振幅 [9]

2nd knee の折れ曲がりに関する解釈は二通りある。ひとつは銀河系内から系外への遷移が折れ曲がりに対応するというモデルである [17]。このモデルでは、2nd knee から ankle にかけてゆっくりと銀河系内と系外の成分が移り変わるとされており、この領域の宇宙線は銀河系内起源の鉄の組成を反映する。

もうひとつは、銀河系内から系外への遷移は折れ曲がりの低エネルギー側 (~2nd knee) で起こり、折れ曲がり、銀河系外からの宇宙線陽子と宇宙背景放射との相互作用で e^+e^- が生成されることによるものである [18]。このモデルの場合、組成は陽子が主である。

このエネルギー領域でのスペクトルの詳細を知ることは、宇宙線組成と伝搬過程を知ることにつながる。

2.2 空気シャワー現象

地球大気に突入した一次宇宙線は、大気中の原子核と反応して二次宇宙線を生成する。その二次宇宙線も、それぞれ地球大気と反応して二次粒子を生成していく。このようにして、二次粒子は指数関数的に増加したのち、減衰していく。この様子がシャワーのように見えることから、空気シャワー現象と呼ばれている。

10^{14} eV 以下の比較的低いエネルギーをもつ宇宙線は到来頻度が多いため、気球や人工衛星などを用いた直接測定が行われているが、 10^{14} eV 以上のエネルギーをもつ宇宙線は到来頻度が少なく、大きな検出面積と長い観測時間が必要となるため、空気シャワー（二次粒子）を観測する間接測定が行われている。

宇宙線二次粒子として、陽子、中性子、 π 、K などのハドロンが生成される。これらも大気中の原子核と次々相互作用を起こしハドロンが生成されていく。この現象をハドロンシャワーと呼ぶ。二次粒子のうち π_0 は寿命が短いため、相互作用を起こす前に 2 つの γ 線に崩壊する。

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma (\tau = 0.84 \times 10^{-16} \text{sec}) \quad (2.2.1)$$

高エネルギーの γ は電子陽電子対生成をおこし、また生成された電子陽電子は制動放射や電子陽電子対消滅により複数の γ を放出する。

一方 π^\pm は以下のように崩壊を起こす。

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\nu_\mu^-) (\tau = 2.6 \times 10^{-8} \text{sec}) \quad (2.2.2)$$

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e(\nu_{e^-}) + \nu_\mu(\nu_{\mu^-}) (\tau = 2.2 \times 10^{-6} \text{ sec}) \quad (2.2.3)$$

ここで生成される電子、陽電子も同様に γ を放出する。このようにして電磁シャワーが生成される。また、ここで生成される高いエネルギーを持った μ 粒子は、地上まで到達する確率が高い。大気中でほとんど相互作用を起こさず、相対論の効果によって粒子の寿命がのびるためである。以上のような現象を総称して空気シャワーと呼ぶ。また、空気シャワーの中心の軸をシャワーコアと呼ぶ。図 2.2.1 に空気シャワーの模式図を示す。

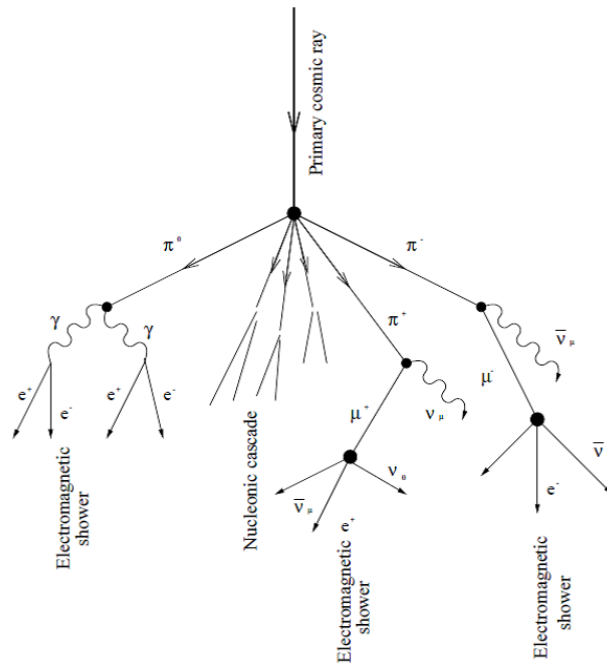


図 2.2.1: 空気シャワーの模式図

2.2.1 縦方向発達

空気シャワー中に含まれる粒子の中でも大多数を占める電子の総数が増大するにつれて、個々の電子のエネルギーは減少し、臨界エネルギー E_c (空気中では $E_c = 84 \text{ MeV}$) に近づく。臨界エネルギー以下では 制動放射と追生成過程が起こるが、電離損失によるエネルギー損失が支配的となるため、電磁成分の数は減少に転じる。このような、空気シャワーの通過した物質質量に対する粒子数の変化は縦方向発達 (longitudinal development) と呼ばれる。エネルギーが E_0 の一個の光子が大気に入射したときに生じる空気シャワーの縦方向発達については、次の近似式が用いられる。

$$N_e(t) \sim \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp \left\{ t \left(1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right\} \quad (2.2.4)$$

$$y = \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right) \quad (2.2.5)$$

$$s = \frac{3t}{t + 2y} \quad (2.2.6)$$

ここで t は、電子の輻射長 (38 g/cm^2) を単位とするシャワーが通過した大気厚さで、 s はシャワーエイジパラメータである。宇宙線陽子が生起す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ている。

$$N(X) = N_{max} \left(\frac{X - X_0}{X_{max} - X_0} \right)^{\frac{X_{max} - X_0}{\lambda}} \exp \left(-\frac{X - X_{max}}{\lambda} \right) \quad (2.2.7)$$

$$S_0 = 0.0451 + 0.0217 \ln \frac{E}{100 \text{ TeV}} \quad (2.2.8)$$

ここで、 N_{max} は最大発達時の粒子数、 X_{max} はシャワー最大発達深さ [g/cm^2]、 X_0 は一次宇宙線の最初の相互作用の深さ [g/cm^2]、 λ は縦方向発達の attenuation length で 70 g/cm^2 である。一次宇宙線のエネルギーの違いは、 N_{max} (最大発達時の粒子数) の違いとなって現れ、およそ $N_{max} \sim 2 \times E_0 \times 10^{-9}$ (E_0 は一次宇宙線のエネルギー、単位 : eV) の関係がある。また、同一の一次エネルギーである場合、一次宇宙線粒子種の違いは X_1 、 X_{max} に現れ、重い原子核ほど X_1 、 X_{max} の値が小さくなる傾向がある。これは、重い原子核ほど大気との相互作用断面積が大きくより上空で発達が始まること、さらに核子当たりのエネルギーが小さくエネルギー細分化が早く進むことによる。簡単なモデルでは、 $X_{max} \propto \ln(E_0/A)$ (A は質量数) である。

空気シャワーのシミュレーションによる縦方向発達曲線を図 2.2.2 に示す [22]。横軸が大気深さで、縦軸が粒子の数である。青が電磁成分、赤が μ 粒子を示している。電磁成分に対して μ 粒子はほとんど数を減らさずに地表に到来していることが分かる。

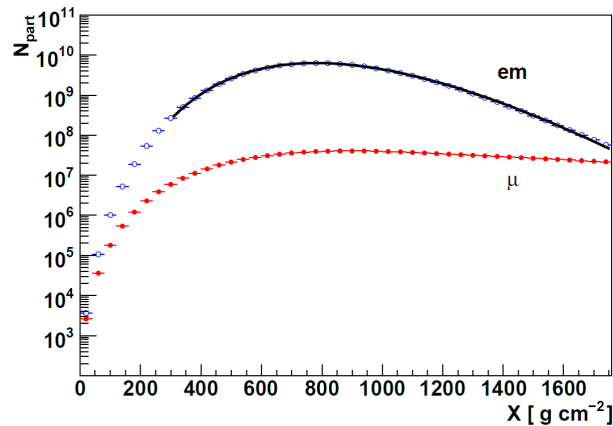


図 2.2.2: 大気深さと粒子数

2.2.2 横方向発達

シャワーコアと垂直な方向の粒子密度分布は横方向分布 (lateral distribution) と呼ばれる。電磁シャワーについて荷電粒子の横方向分布が 3 次元で解析的に計算されており、Greisen が近似して得られた Nishimura-Kamata-Greisen (NKG) 関数がよく用いられている [11]。

$$\rho(R) = C \frac{N_e}{R_M^2} \left(\frac{R}{R_M} \right)^{s-2} \left(\frac{R}{R_M} + 1 \right)^{s-4.5} \quad (2.2.9)$$

ここで R はシャワーコアからの距離、 C は規格化定数、 N_e は全電子数、 R_M はモリエールユニットである。空気シャワーはシャワーエイジパラメータ $s = 1$ で最大発達となり、 $s < 1$ では発達、 $s > 1$ では減衰状態となる。

2.3 極高エネルギー宇宙線

極高エネルギー宇宙線とは 10^{20} eV 付近あるいはそれ以上のエネルギーを持つ宇宙線のことを指す。その存在や起源、伝播についてはまだ解明されていない。

2.3.1 GZK カットオフ

宇宙背景放射 (Cosmic Microwave Background Radiation: CMBR) は、宇宙空間でほぼ等方的に同強度で観測される約 2.7 K の電波であり、1940 年代に予言 [12]、1964 年に発見された [13]。その後、Greisen、Zatsepin、Kuzmin らは $10^{19.6}$ eV 以上の宇宙線陽子が CMBR と相互作用することで大きなエネルギー損失を起こすことを指摘した [1][2]。2.7 K の CMBR ($\sim 10^3$ eV) は、宇宙線陽子の静止系では 100 MeV を超える高エネルギーガンマ線と同等であり、陽子は高い確率で核子共鳴状態に励起される。共鳴状態は π 中間子を放出して崩壊するため、大きなエネルギー損失が起こる。

$$p + \gamma_{\text{CMBR}} \rightarrow p + \pi^0 \quad (2.3.1)$$

or

$$p + \gamma_{\text{CMBR}} \rightarrow n + \pi^+ \quad (2.3.2)$$

図 2.3.1 に、シミュレーションから求められた宇宙背景放射における宇宙線のエネルギーと減衰距離を示す [14]。 10^{20} eV 以上の減衰距離は 100 Mpc 程度であり、彼らの主張が正しいとすると、地球から 100 Mpc

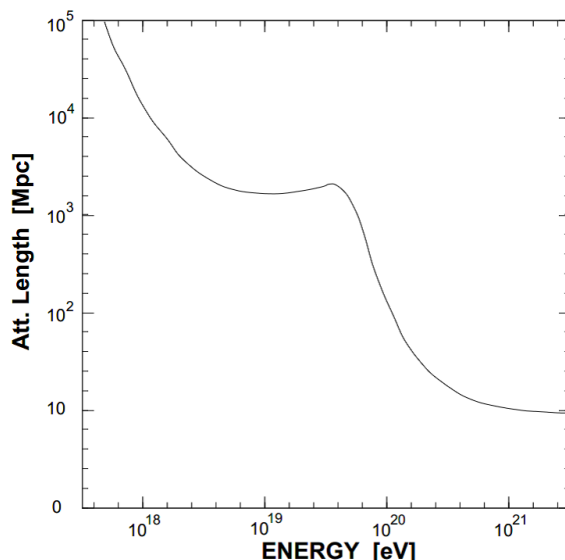


図 2.3.1: 宇宙線のエネルギーと減衰距離

以上離れた場所で 10^{20} eV を超えた宇宙線が発生したとしても伝播中に相互作用を起こしてエネルギーを失うため、地球に到達することはない。もし、 10^{20} eV 以上の一次宇宙線が地球に到来した場合、100 Mpc 以内に極高エネルギー宇宙線の起源があることを示している。以上のような理由により地球で観測される宇宙線のエネルギースペクトルには 10^{20} eV 付近に大きなカットオフがあると考えられており、これが GZK カットオフと呼ばれるものである。発見者の頭文字をとって名付けられた。様々な宇宙線源のモデルから予想されるエネルギースペクトルを図 2.3.2 と図 2.3.3 に示す [14]。 10^{19} eV から 10^{20} eV の間に急激な折れ曲がりがあるが、赤方偏移の値やモデルによって違いがあることが分かる。例えば、源が宇宙空間に一様に分

布する場合は、 $5 \times 10^{19} \text{ eV}$ で急激な減衰が現れると予想されている。観測される最高エネルギー宇宙線のスペクトルの構造は、宇宙線源がどのように分布するかを知る手がかりとなる。

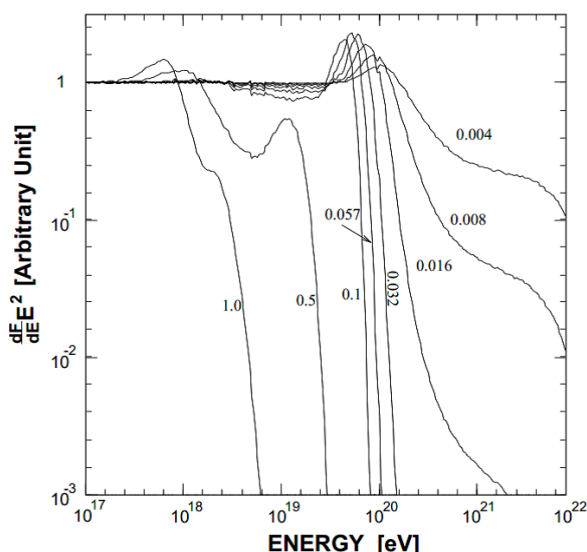


図 2.3.2: ひとつの線源がいくつかの赤方偏移 ($z=0.004 \sim 1.0$) にあると仮定した場合の宇宙線エネルギースペクトル

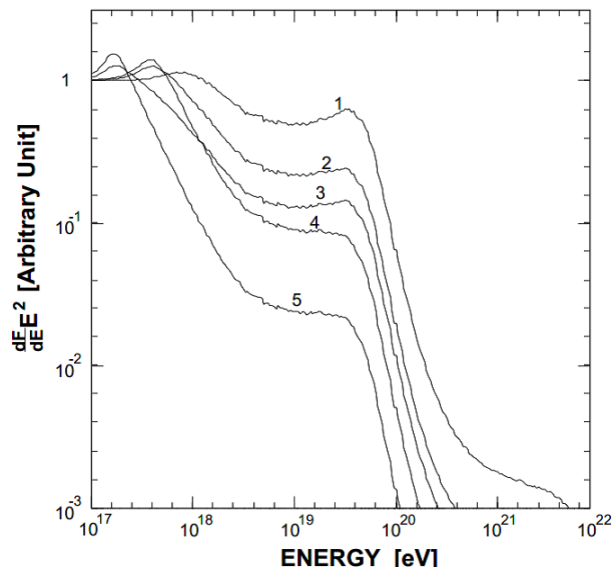


図 2.3.3: 線源が空間一様分布しているとして、その分布がいくつかの異なる evolution model に従うと仮定した場合の宇宙線エネルギースペクトル

2.3.2 起源モデル

極高エネルギー宇宙線の起源はいくつかの候補が考えられており、それらは大きく「ボトムアップモデル」と「トップダウンモデル」の2種類に分けられる。

<ボトムアップモデル>

フェルミ加速あるいはその他のメカニズムによって低いエネルギーの宇宙線を極高エネルギーへと加速し、放射している放射源モデルをボトムアップモデルと呼ぶ。宇宙線を高エネルギーに加速するためには、そのラーモア半径が加速領域より小さい必要があるため、加速限界が決まり、最大加速エネルギーは

$$E_{max} \leq \gamma e Z B L \beta c \quad (2.3.3)$$

となる [7]。ここで βc は衝撃波の速度、 eZ は加速される粒子の電荷、 B は加速領域の磁場の強さ、 L は加速領域の大きさ、 γ は衝撃波のローレンツ因子で正の定数である。図 2.3.4 に 10^{20} eV 以上にまで加速可能な候補天体の大きさと電磁強度、最大加速エネルギーの関係を示した [10]。この図から、銀河系そのものを含むほとんどの銀河系内天体は極高エネルギー宇宙線の加速源の候補から除外されることがわかる。銀河系内の天体では唯一、中性子星が候補天体である。銀河系外起源の候補では、活動銀河核 (AGN)、ガンマ線バースト (GRB)、電波銀河、銀河団などが挙げられる。

中性子星

表面の磁場が 10^{13} G を超えるような中性子星は、鉄原子核を 10^{20} eV 以上まで加速することが可能である。しかしこのような非常に強い磁場が存在すると、荷電粒子はシンクロトロン放射によってエネルギーを

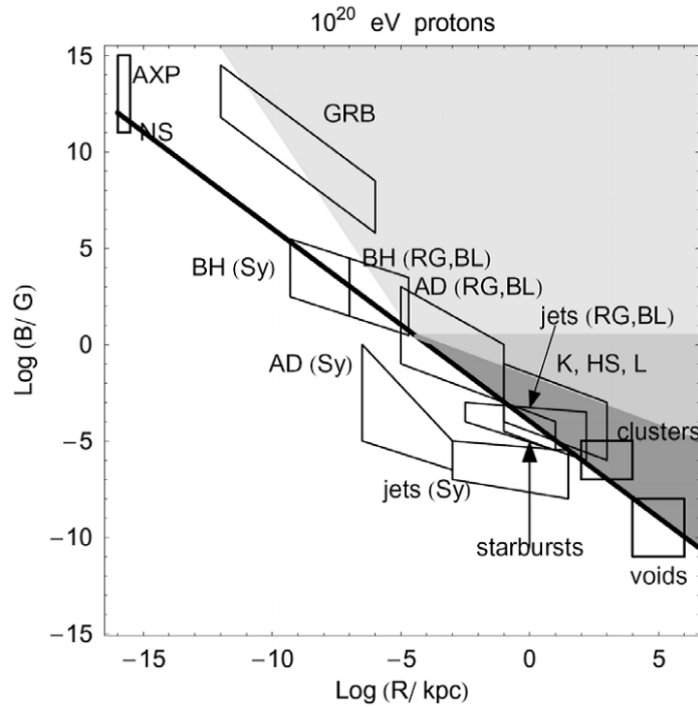


図 2.3.4: Hillas による候補天体のプロット

失い、実際にはそのような高エネルギーまでの加速は不可能であると考えられている。ただし、シンクロトロン放射によるエネルギー損失率は中性子星表面からの距離に強く依存し、表面から 10^9 cm 以上離れた領域で加速された粒子は大きなエネルギー損失を伴わずに放射されるという指摘もある。このモデルでは極高エネルギー宇宙線は銀河系内起源ということになる。中性子星で加速される粒子は主に鉄原子核であると予想されるので、極高エネルギー宇宙線の組成の測定がこのモデルを検証する上で重要である。

活動銀河核

活動銀河核 (Active Galactic Nuclei: AGN) では、中心にあるブラックホールに降着する物質の重力エネルギーを粒子の運動エネルギーとして解放する。粒子加速は回転する磁場によって起こる。ただし、AGN における加速ではその周囲の放射場との衝突による荷電粒子のエネルギー損失が顕著であり、最大加速エネルギーは 10^{19} eV であると考えられている。電波ローブ AGN の電波ローブと呼ばれる領域では、中心核から放出されるジェットと銀河間空間ガスとの衝突によって強い衝撃波が生じており、100 kpc 以上にも広がっている。その中で特に強い電磁波が放射されている領域 (radio hot-spot) では、光子、物質ともに密度が低い場合エネルギー損失が少なく、かつ粒子を閉じ込めるだけの十分な強さの乱流磁場が存在していることが、電波観測から予想されている。しかし hot-spot を伴う電波ローブを持つ AGN は稀で、地球からの距離も遠く、さらにこれまでに観測された極高エネルギー宇宙線の到来方向分布と合わない。仮に M87 (18 Mpc) がそのような放射源であれば、M87 の方向に観測事象が集中するはずである。次に近い既知の類似天体は NGC315 だが、これは 100 Mpc であり、遠すぎる。

ガンマ線バースト

ガンマ線バースト (Gamma Ray Burst: GRB) は、既知の現象の中で最も激烈なものの一つであり、極高エネルギー宇宙線の到来方向と同様に等方的に分布している。GRB によるエネルギー放出率は、極高エネルギー宇宙線源が一様に分布していると考えた場合の 10^{19} eV 以上の宇宙線としてのエネルギー放出率

にはほぼ等しく、非常に有力な候補天体である。しかし、GZK 限界のために地球近傍 50 Mpc 以内に存在しなければならない。このような GRB は 100 年に 1 回程度しか発生しないと予想されているので、観測される宇宙線の到来方向分布は GRB の方向に集中することが容易に予想できるが、これまでに観測された極高エネルギー宇宙線イベントと GRB の方向に相関は見つかっていない。

銀河団

数 μG オーダーの磁場が 50 kpc 程度の広がりを持って観測されており、これは最大加速の条件式 (2.3.3) を満たしている。しかし 10^{20} eV 以上まで宇宙線が加速されたとしても、銀河団内部での GZK 機構によるエネルギー損失が大きく、銀河団の外には放射されないと考えられている。

衝突銀河

巨大な衝撃波と 20 μG オーダーの強い磁場を持った衝突銀河が観測されており、その大きさは加速された宇宙線のラーモア半径を超える。運動は非相対論的 (\sim 数 100 km/s) であるが、空間スケールが巨大なため、宇宙線の加速源候補になりうるといわれている。陽子の場合は 10^{18} eV 程度まで、鉄なら 10^{20} eV も可能と考えられている。

<トップダウンモデル>

前述のように、これまでに観測された最高エネルギー宇宙線、特に AGASA 実験が発見を主張した 10^{20} eV 以上の GZK カットオフを超えるイベント [3] については、既知の天体现象や素粒子物理、宇宙論の標準的な枠組みの中で説明する事が困難である。このため、AGASA による発見は多くの理論家の興味を呼び起こし、素粒子物理の標準的な理論を越えた新しい物理に基づくモデルや、未知の超高エネルギー天体现象に基づくモデルが提案されている。こうしたモデルは、従来のような低エネルギー粒子が加速されて最高エネルギーに達するというボトムアップモデルに対して、トップダウンモデルと呼ばれる。

TD・SHR の崩壊・対消滅

ビッグバン初期、すなわちインフレーションの最後またはその後に生成された宇宙ひもなどの位相欠陥 (Topological Defect:TD)、または超重粒子 (Super Heavy Relic Particles:SHR) が銀河近傍で崩壊して極高エネルギー宇宙線を発生しているとするモデルである [19]。TD は互いの衝突や対消滅によって、超重ゲージボソンやヒッグスボソンに崩壊すると考えられている。これらはパイオンのハドロジェットを作り最終的にガンマ線、電子、ニュートリノに崩壊し、ハドロンのうち数%だけが核子となる。GZK 機構を考慮すると、この過程では GZK カットオフより低エネルギーでは陽子が、高エネルギーではガンマ線が主成分になると予想される。SHR も崩壊によってハドロジェットを作るが、SHR は cold dark matter として銀河ハロー内にも存在すると考えられるため、GZK 機構の影響を受けず、粒子種がエネルギーとともに変化することはないと予測されている。

Z バースト

極高エネルギーのニュートリノが重力によって銀河近傍に集積している宇宙背景ニュートリノと相互作用して Z^0 粒子を作り、その崩壊生成物が極高エネルギー宇宙線として観測されるとするモデルである [20]。この反応で生成されるのはほとんどが光子である。また宇宙背景ニュートリノは銀河近傍に大きな半径を持つクラスターを作るので、到来方向分布は等方的になると予想される。

相対論の破れ

極高エネルギー領域では特殊相対論に破れがあり、GZK 機構で考慮されている Δ^+ の共鳴的生成が起こらないとするモデルである [21]。これまで、ローレンツ因子 γ が 10^{11} eV を超えるようなエネルギー領域で

は特殊相対論の実験的検証がなされていないため、このような提案が可能である。

このようにトップダウンモデルでは、GZK カットオフを超える極高エネルギー宇宙線の存在が確立されれば、現在の標準的な素粒子と天体の理論を超える新たな物理への鍵となる可能性がある。

2.4 過去に行われた極高エネルギー宇宙線観測実験

これまでに行われてきた極高エネルギー宇宙線の観測実験の「AGASA」と「HiRes」について記す。

AGASA (Akeno Giant Air Shower Array) は、山梨県現・北杜市明野町とその近郊に設置された空気シャワー観測装置である。面積 2.2 m^2 のプラスチックシンチレータを約 1 km 間隔で 111 台設置した空気シャワーアレイで観測を行っていた。観測面積は約 100 km^2 で、観測は 1990 年頃から 10 数年続いた。

HiRes (High Resolution Fly's Eye) 実験は、ユタ州で大気蛍光望遠鏡による観測を行っていた。21 の望遠鏡ユニットをもつ HiRes-I は 1997 年から 2006 年、HiRes-I の 2 倍のユニットを持ち 12.6 km 離れた場所に設置された HiRes-II は 2000 年から 2006 年まで稼働した。

これらの 2 つの実験から発表された結果には、GZK カットオフに関する食い違いがあった。AGASA 実験では、GZK カットオフより上回る 10^{20} eV を超える宇宙線が 11 事象観測された一方で、HiRes 実験では GZK カットオフと矛盾しない結果が出た [3][4]。両者のエネルギースペクトルを図 2.4.1 に示す。横軸はエネルギーの対数で、縦軸は到来頻度にエネルギーの 3 乗をかけたものである。青で示したものが AGASA 実験のエネルギースペクトルで、 $10^{19.7} \text{ eV}$ 付近の GZK カットオフを超えても到来頻度が減っていない。それに対して、赤と黒で示された HiRes 実験のスペクトルは、GZK カットオフ付近で到来頻度が減っている。このように、両者は矛盾した観測結果を示しているが、AGASA のエネルギー決定精度は 18%、HiRes は 25%と主張しており、GZK カットオフの存否についてはどちらも決定的な結果は示されていない。

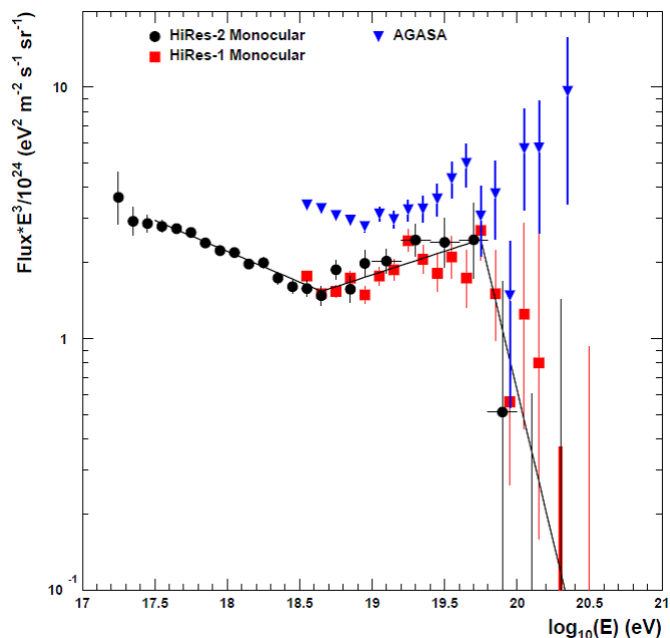


図 2.4.1: AGASA 実験と HiRes 実験のエネルギースペクトル

エネルギー決定精度向上のため、現在、地表粒子検出器と大気蛍光望遠鏡を用いたハイブリッド観測が Auger (Pierre Auger Observatory) グループ、TA グループによって行われている。

Auger は、南半球アルゼンチンで超高エネルギー宇宙線の観測を行っているグループである。Auger の地表検出器は、1600 基の水タンク検出器を 1.5 km おきに三角格子状に並べており、3000 km² をカバーしている。大気蛍光望遠鏡は地表アレイを囲うように 4 サイト 24 望遠鏡が設置されている。この 2 つの実験の現状については、3 章で記す。

第3章 Telescope Array 実験

3.1 概要

テレスコープアレイ (Telescope Array:TA) 実験グループは、地表粒子検出器 (Surface Detector:SD) と大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector:FD) を用いて極高エネルギー宇宙線の観測を行っている。507 台の地表粒子検出器 (SD) と 3 ステーションの大気蛍光望遠鏡 (FD) を用いて、アメリカユタ州で 2008 年に観測が開始された。以前行われていた極高エネルギー宇宙線実験 AGASA 型の地表粒子検出器と HiRes 型の大気蛍光望遠鏡を用いて同一のイベントを観測できる点が特徴である。設置場所は北緯 39 度、西経 113 度、平均標高 1400m の砂漠地帯である。実験サイトの全体像を図 3.1.1 に示す。

黒い点ひとつひとつが SD で、1.2 km 間隔に 507 台設置されている。それを囲むように FD が 3 ステーション (緑の四角) が設置されている。FD ステーションは、北側に位置する MD (Middle Drum)、西側の LR (Long Ridge)、東側の BRM (Brack Rock Mesa) の 3 つがある。MD には、HiRes のミラーを移設したものが、LR、BRM には TA 実験開始時に作成されたミラー、望遠鏡が設置されている。

各望遠鏡ステーションから等距離の位置には Central Laser Facility (CLF)、BRM の FD ステーションでは Light Detection And Ranging (LIDAR) を設置し、大気透明度を測定している。Black Rock Mesa FD ステーションから 100 m 離れた場所に小型加速器 Electron Light Source (ELS) を設置されており、FD の絶対エネルギー較正を行っている。実験サイトの 3ヶ所に通信塔を設置し、SD と通信塔、通信塔間、通信塔とステーション間で無線通信を実現している。テレスコープアレイ実験では SD と FD で同時観測を行うことで SD、FD の系統誤差の見積もりを行えるだけでなく、両検出器の情報を利用することでより高い精度でエネルギーや到来方向を決定することが出来る。

3.2 地表粒子検出器

TA 実験の SD はプラスチックシンチレータを使用し、荷電粒子を直接観測する検出器である。図 3.2.1 に SD の外観図を示す。1 台の SD は無線通信用アンテナ、ソーラーパネル、シンチレータボックス、エレクトロニクスとバッテリーを収納するステンレスボックスで構成されている。シンチレータボックスの内部の構造を図 3.2 と 3.2 に示す。

シンチレータボックス内には、面積 $1.5 \times 0.25 \text{ m}^2$ 、厚さ 12 mm のプラスチックシンチレータが一層あたり 8 枚敷き詰められている。総面積 3 m^2 のシンチレータが 1 mm のステンレスを挟み、二層敷き詰められている。

プラスチックシンチレータが発する光を効率よく集めるため、シンチレータ上に 20 mm 間隔で掘られた溝に直径 1 mm の波長変換ファイバー (WLSF) が張られ、シンチレータの各層ごとに集光されたものが光電子増倍管 (PMT) へと繋がっている。また、シンチレータは 4 枚ごとに上下層ごとに反射率が 90% ほどのタイベックシートで覆われており、シンチレーション光を効率よく検出することが出来る。

層ごとに PMT で読み出すことで、それぞれの層を通過した粒子を独立に検出することが出来る。それぞれのシンチレータ層からの信号のコインシデンスを取ることで、環境ガンマ線等のノイズと信号を判別し、S/N 比の高いデータを取得することが出来る。また各 PMT を異なるゲインで用いることにより、広いダイナミックレンジを持った検出器とすることも可能である。リニアリティ測定用の LED が各層 2 つずつシンチレータに取り付けられ、ボックス内の状態をモニターするための温度計・湿度計がボックスの中

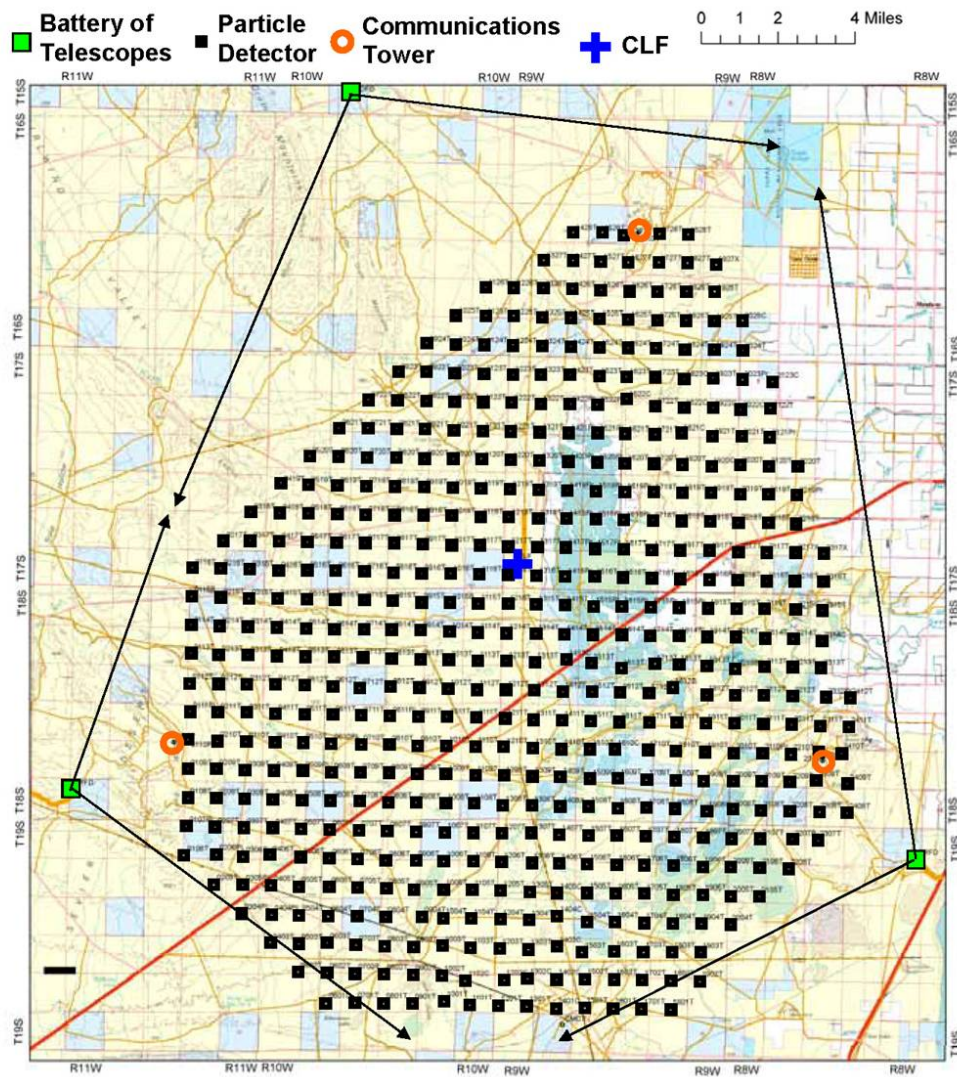


図 3.1.1: テレスコープアレイ実験全体像

央の支柱に設置されている。またシンチレータボックスに直接日光が当たらないように 1.4 mm 厚の鉄製の屋根が取り付けられている。

各 SD は最大出力 120 W のソーラーパネルと 12 V、100 A のバッテリーを備え、外部からの電源供給無しに独立で稼働する。また指向性アンテナが装備され、図 3.2.4 に示した通信塔と 2.4 GHz 帯の無線 LAN 通信を行う。

ソーラーパネルの裏側にはバッテリー、クーラーボックス、エレクトロニクスを収納したステンレスボックスがある。バッテリーは温度に依存して充放電性能が変化するので、クーラーボックス内に収納し温度変化を抑えている。またバッテリー側面にはフィルムヒーターを付着しており、必要に応じてバッテリーを温めることができる。

図 3.2.5 に SD のエレクトロニクスを示す。メインボードにはフラッシュ ADC (Flash ADC:FADC)、CPU が搭載され、チャージコントローラー、GPS、無線 LAN ユニットが接続されている。SD はチャージコントローラーを用いてエレクトロニクスの電力管理をしており、主にバッテリーの充放電管理、電圧低下時の自動シャットダウン、電圧回復時の自動復帰を行う。検出器同士の時間同期のために GPS を用いており、20 ns 以下の精度で同期されている。またメインボードの下段には検出器のリモート操作のために無線 LAN



図 3.2.1: 地表粒子検出器外観

ユニットを搭載しており、指向性アンテナと併用して通信を行う。

3.2.1 地表粒子検出器のデータ収集

SDにおけるデータ収集では各SDでデータを取得してトリガーを生成し、通信塔にデータやトリガー情報を送信する。各SDのエレクトロニクスはPMTからの波形データを50 MHzのFADCによってデジタル化する。PMTからの信号出力時間幅はおよそ \sim nsであり、FADCへの入力の前に2段のオペアンプからなる波形整形器を通して電荷は保存されたまま波形は引き伸ばされる。これにより50 MHzのサンプリングレートで十分な精度で信号波形を測定する事が出来る。

トリガーには、Level-0,1,2の3種類が存在する。各SDではLevel-0の条件を満たした波形をメモリに保存する。1秒に1度、より高い閾値のLevel-1の条件を満たした信号波形の時刻情報をまとめて通信塔へ送る。通信塔では各SDから送られたLevel-1トリガーの時間情報から、空気シャワーイベントを判別し、Level-2トリガーを生成する。Level-2トリガーは空気シャワー現象の検出を意味する。そのLevel-2トリガーは、Level-1トリガーの時刻情報を基にして空気シャワーイベントの時刻として各SDに送られる。各SDはLevel-2トリガーの時刻付近の時間帯、 $\pm 32 \mu\text{s}$ 以内にLevel-0トリガーとして保存された信号波形を通信塔に送信する。通信塔では送られた波形を空気シャワー事象の波形として保存する。

物質中でのエネルギー損失量にはある下限が存在し、この時の粒子を最小電離粒子（MIP : Minimum Ionizing Particle）と呼ぶ。地表に到来する宇宙線は主に μ 粒子でありこれらは様々なエネルギー、到来方向を持つが、1粒子の検出器中でのエネルギー損失量はほぼ物質厚みだけにだけに比例するため、1MIPを測定する事でFADCカウント値と検出器中でのエネルギー損失量の関係を把握する事ができ、較正できる。SDでのLevel-0、Level-1トリガーの閾値の条件はこのMIP値を基準として設定されている。以下に各レベルのトリガー条件の詳細を示す。

Level-0 トリガー

level-0トリガーとは、エレクトロニクスによる波形データのバッファリングを意味する。FADCでデジタル化した波形データについてFPGAを通してトリガー判定を行う。8 bin分のFADC値の和と前の8 binの和とを比較し、設定した閾値を超えているかを判断する。ここで設定されたトリガー条件はシンチレー

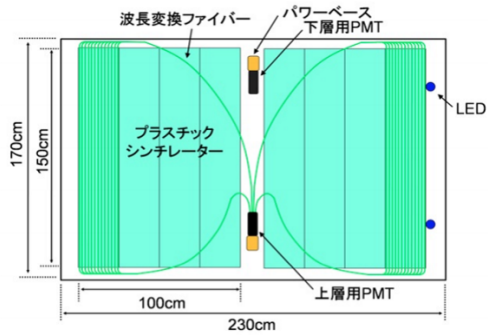


図 3.2.2: シンチレータボックスの内部構造（上から見たもの）

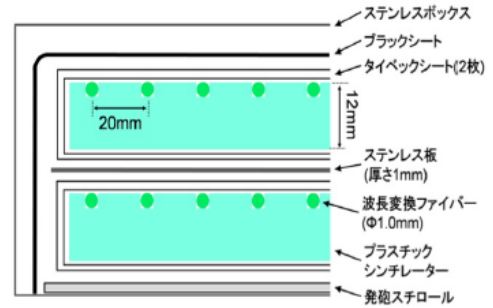


図 3.2.3: シンチレータボックスの内部構造（横から見たもの）

タ上下層が反応し、0.3 MIPs 以上がシンチレータでエネルギー損失した場合の PMT 出力電荷量を持つ場合である。0.3 MIPs により PMT 光電面から放出する光電子 (photo electron:p.e.) は 8 p.e. 程度である。トリガーを生成した場合、閾値を超えた部分から 35 bin 程度遡ったところから 128 bin の時間 (=2.56 μ s) 分のデータが記録される。このトリガー条件でのイベント頻度は 750 Hz である。

Level-1 トリガー

Level-1 トリガーの条件はシンチレータ上下層で 3 MIPs 相当の出力電荷を持つ場合である。トリガーを生成した場合、Level-0 トリガーと同じように波形はバッファへ記録され、さらに Level-1 トリガーの発生時刻のリストが 1 μ s の精度で作成される。そのリストは 1 秒に 1 回通信塔にあるトリガーエレクトロニクスへ送られる。通常 Level-1 トリガーの頻度は約 25 Hz 程度である。

Level-2 トリガー

Level-2 トリガーは通信塔に設置したエレクトロニクスで判定する。エレクトロニクスは各 SD のエレクトロニクスと同等である。各 SD における Level-1 トリガーの情報は 1 秒ごとに通信塔に送信される。タワーエレクトロニクスは 1 秒に 1 回、各 SD から送られた Level-1 トリガーが発生した時刻リストの中から空気シャワーイベントによって SD 間で同期した Level-1 トリガーの時刻を探す。探索の結果 3 台の隣接した SD から 8 μ s 以内に同期した Level-1 トリガーが見つかった場合に空気シャワートリガーとして Level-2 トリガーが生成される。

3.2.2 地表粒子検出器によるエネルギー、到来方向決定

SD による極高エネルギー宇宙線観測では、SD アレイで観測した空気シャワー粒子による検出器内での信号の横方向分布から一次粒子のエネルギーを決定する。

エネルギーの決定精度は定性的に、検出器の稼働率、検出器設置間隔、空気シャワー中心から遠方では大気中の μ 粒子による信号への混入がバックグラウンドとなるため、決定精度を左右する。

一次粒子の到来方向は SD アレイが空気シャワーを検出する時間差から幾何学的にシャワー軸の傾きを求めることで決定する。空気シャワーフロントの構造からシャワー粒子の到来時間はシャワー軸からの距離に応じて生じる時間差を補正する必要がある。また GPS による検出器の空気シャワーに対する時間決定精度、検出器の位置決定精度も重要になる。さらに検出器の間隔が 1.2 km と広いと、地球の曲率を考慮する必要もある。



図 3.2.4: 地表粒子検出器の通信塔

3.3 大気蛍光望遠鏡

大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector:FD) は空気シャワーにより生じる大気蛍光を球面鏡で集光し、PMT カメラで撮像して観測する検出器である。図 3.3.1 に FD ステーションの外観を示す。TA 実験の FD は 1 ステーション当たり上下 2 段 6 セット設置され、各ステーションの視野は方位角 108 度、仰角 3~33 度である。1 台の FD は球面鏡と PMT カメラで構成されている (図 3.3.2)。FD で用いる球面鏡は曲率半径 6.067 m、口径 3.3 m となるように 18 枚のセグメントミラーで構成された合成鏡である。ミラーは対辺の距離が 660 mm の六角形であり、ミラー表面は Al_2O_3 でコーティングされている。ミラーは焦点距離でのスポットサイズが 20 mm 以下のミラーだけを使用する。また各ミラーの方向調節や PMT のゲイン調節など較正用装置を設置出来るように、球面鏡の中心にはミラーを設置していない。この球面鏡を使用することで FD1 台の視野は方位角 18.0 度、仰角 15.5 度となる。FD の PMT カメラは、16×16 に並べた計 256 本で構成されている (図 3.3.3)。図 3.3.4 に示すように各 PMT の光電面上には BG3 フィルタが取り付けられており、大気蛍光の発光スペクトルである波長 300~400 nm だけを通すようにしている。埃や砂に対する対策として、カメラは前面に紫外透過パラグラスが取り付けられた箱に収納されている。カメラ視野の境界部分は上下左右のカメラに対して PMT1 本分重なるように設置している。

3.3.1 大気蛍光望遠鏡のデータ収集

FD のエレクトロニクスには VME ボードを採用しており、Signal Digitizer and Finder (SDF)、Track Finder (TF)、Central Trigger Distributor (CTD) の 3 種類で構成されている。図 3.3.5 にデータ収集システムのブロックダイアグラムを示す。

SDF

SDF は PMT からのアナログ信号を 12 bit、40 MHz サンプリングの FADC でデジタル変換する。サンプリングされたデータは 4 bin ごとに積分され、1 フレーム=12.8 μs ごとに記録する。フレームごとに S/N 比が計算され、大気蛍光による信号かを判断し、その結果を TF に送る。SDF1 枚には 16 ch あるので、各カメラごとに 16 枚用意されている。

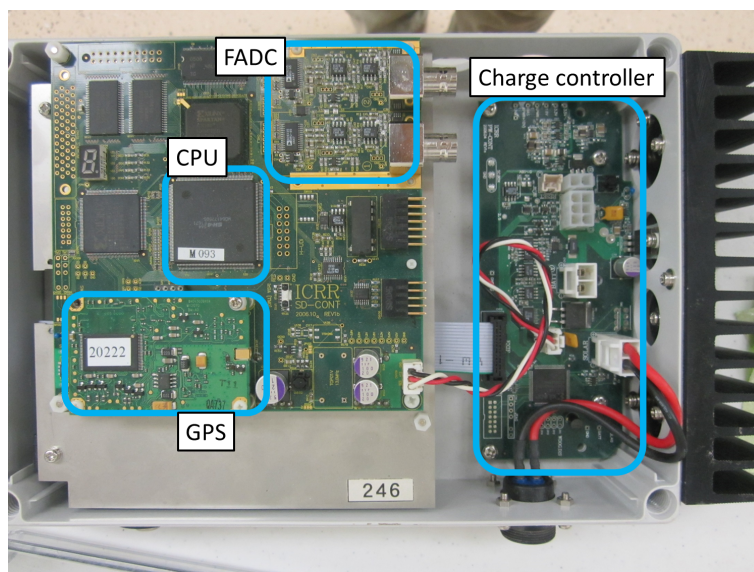


図 3.2.5: 地表粒子検出器のエレクトロニクス

TF

TF はカメラごとに1枚用意されており、SDF16枚（カメラ1台分）からヒットパターンを取得して、飛跡が大気蛍光によるものかを判断する。以下が判断条件である。

- 連続した PMT5 本以上から信号がある。
- カメラの端で連続した PMT3 本以上から信号がある
- 閾値を超えた信号を超えた信号を出力した PMT が1本以上ある。

CTD

CTD はステーションごとに1枚用意されており、12枚の TF からのトリガーコードを集め、カメラ間にまたがるシャワーイベントの判定を行い最終判断をする。またエレクトロニクス共通のクロックや初期信号の生成も行う。

3.3.2 大気蛍光望遠鏡の較正

大気蛍光法を用いての空気シャワー観測では、空気シャワーの縦方向発達を観測することで一次粒子の情報を得るため、光子数の高精度な測定、大気の状態の把握が重要となる。そこで以下のような PMT のゲイン較正、大気透明度の較正、線形加速器を用いたエネルギーの絶対較正を行う。

< PMT ゲインの較正 >

FD 用の PMT ゲインの較正では、1カメラあたり3本の PMT を CRAYS で絶対較正し、その時間変動を YAP で追い、Xe フラッシャーで各 PMT を相対的に較正する方法を用いている。

CRAYS

F 用の基準 PMT は CRAYS (Calibration using RAYleigh Scattering) を用いて絶対較正を行う。N2 レーザー (337.1 nm) の Rayleigh 散乱光を光源に使用している。レーザーの出力と Rayleigh 散乱断面積から PMT への入射光子数を計算し、基準 PMT の QE (量子効率) × CE (収集効率) を求めることが出来



図 3.3.1: FD ステーション (BRM)

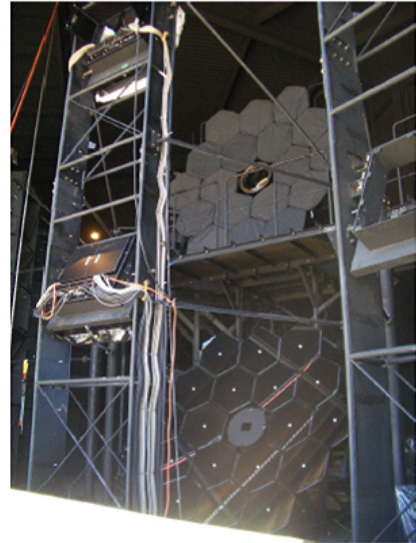


図 3.3.2: FD ステーション内の FD

る。

YAP (Yttrium Aluminium Perovskite)

YAP とは Y_2AlO_3Ce シンチレータのことであり、YAP を標準 PMT に取り付け、この上に α 線源として ^{241}Am を付けることにより標準光源として用いる較正法である。YAP は CRAYS で測定した PMT に取り付けられ、CRAYS による絶対較正以後のゲイン変動を追う。

Xe flasher

Xe flasher は Xe 光源を FD の合成鏡中心部に空けてある部分に取り付け、PMT カメラ面に一様な光を照射する較正法である。これにより各 PMT の出力が標準 PMT と等しくなるように調整をすることで相対的にゲインを揃えることが出来る。

XY scanner

XY scanner とは紫外 LED のスポット光を用いて、PMT カメラ面を 4 mm 間隔で走査することにより PMT 光電面の二次元不均一性を測定する較正法である。

<大気透明度の較正>

大気蛍光の観測では、大気蛍光を起こしてから FD で観測するまでの蛍光の大気中での伝わり方を理解することは非常に重要である。そこでテレスコープアレイ実験では CLF (Central Laser Facility)、LIDAR (Light Detection And Ranging) システム、IR カメラ (Infrared Rays camera) を用いて大気透明度の較正を行う。

CLF

CLF は各 FD ステーションから等距離に設置され、垂直に打ち上げた波長 355 nm の YAG レーザーの側方散乱を FD で観測する。エアロゾルがない場合、側方散乱される光子数はレイリー散乱で決まるので、射出した光子数から大気中エアロゾルの垂直方向の厚さを計算することが出来る。

LIDAR

BRM FD ステーションから 100 m 離れた位置に設置されたドームから波長 355 nm の YAG レーザーを大気中に打ち、その後方散乱を LIDAR 観測専用の反射型望遠鏡で観測することにより大気の状態を見る較正法である。図 3.3.6 に望遠鏡とドームの外観を示す。

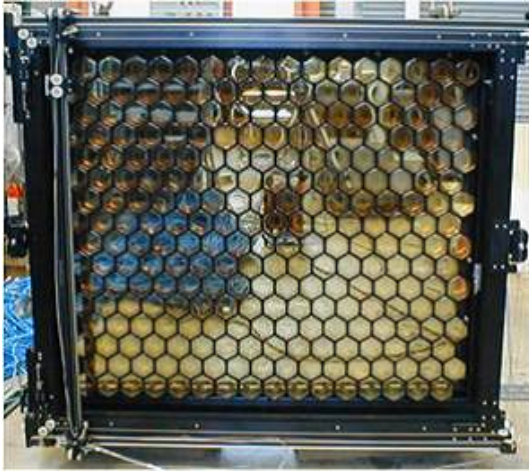


図 3.3.3: FD の PMT カメラ

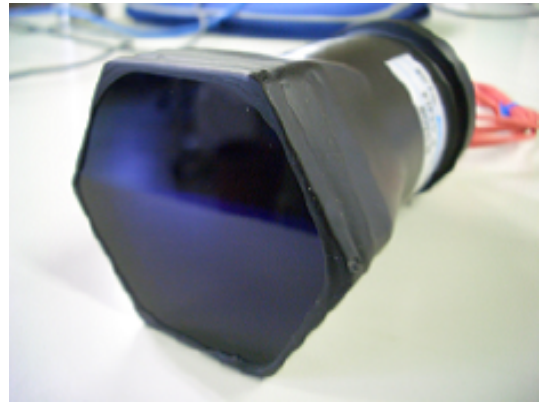


図 3.3.4: FD の PMT

IR カメラ

空に雲がかかっている場合は FD の観測に大きな影響を及ぼす。そのため BRM FD ステーションでは赤外線カメラを用いて大気中の温度を測定することにより、雲の有無を観測する。雲がある部分では温度は高く見える。

<エネルギーの絶対較正>

FD のエネルギー決定の系統誤差には主に大気蛍光の発光量、大気透明度、PMT が寄与する。テレスコープアレイ実験ではそれぞれの要素のキャリブレーションを行いそれらを積算方法だけでなく、ELS (Electron Light Source)、オクトコプターを使用する。

ELS

望遠鏡全体を一括して絶対較正するために小型電子線形加速器 ELS (Electron Light Source) を使用する。ELS は FD ステーションから 100 m 離れたところに設置されており、そこから 10、20、30、40 MeV の電子ビームを垂直に打つことで、極高エネルギー宇宙線の空気シャワーを擬似的に再現する。2010 年に TA サイトで加速器を稼働させ、2011 年 9 月に電子ビームを射出し大気蛍光望遠鏡による撮像に成功した。ELS から射出した疑似シャワーを望遠鏡で観測することによって望遠鏡のエネルギー較正を行っている。図 3.3.7 に ELS 射出の様子を示す。

オクトコプター

Auger 実験においても用いられているラジコンヘリ搭載高出力 LED 標準光源をオクトコプターと呼び、大気蛍光望遠鏡の較正を行っている。ELS で構成できる望遠鏡が 2 台であるのに対し、オクトコプターはポータブルなため様々な望遠鏡の較正を一つの光源で可能、さらに個々の PMT の較正も可能である。Auger グループとのクロスキャリブレーションを行うこともできる。オクトコプターの様子を図 3.3.8 に示す。

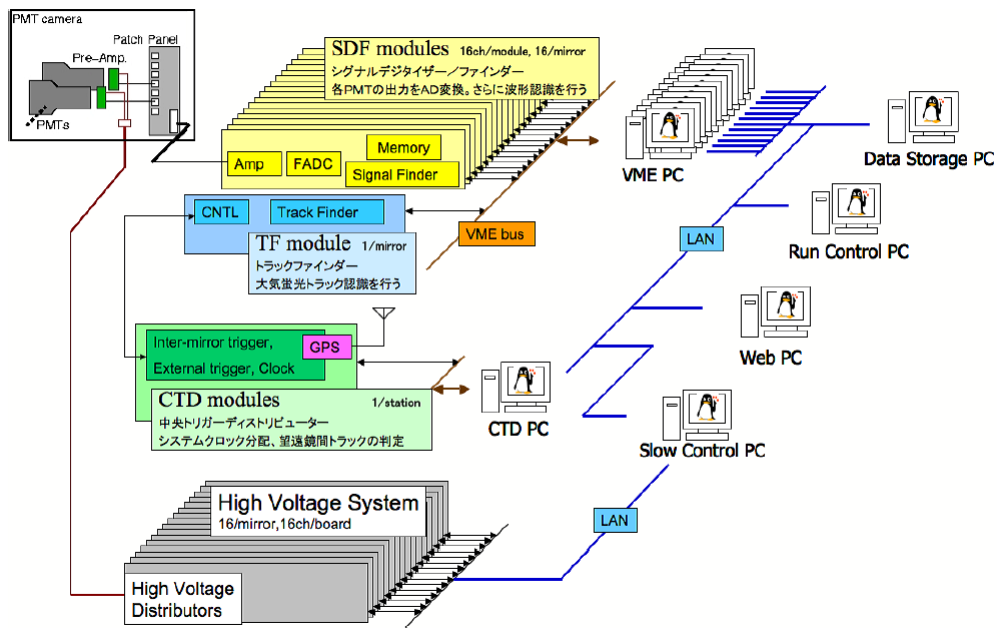


図 3.3.5: FD データ収集システムのブロックダイアグラム

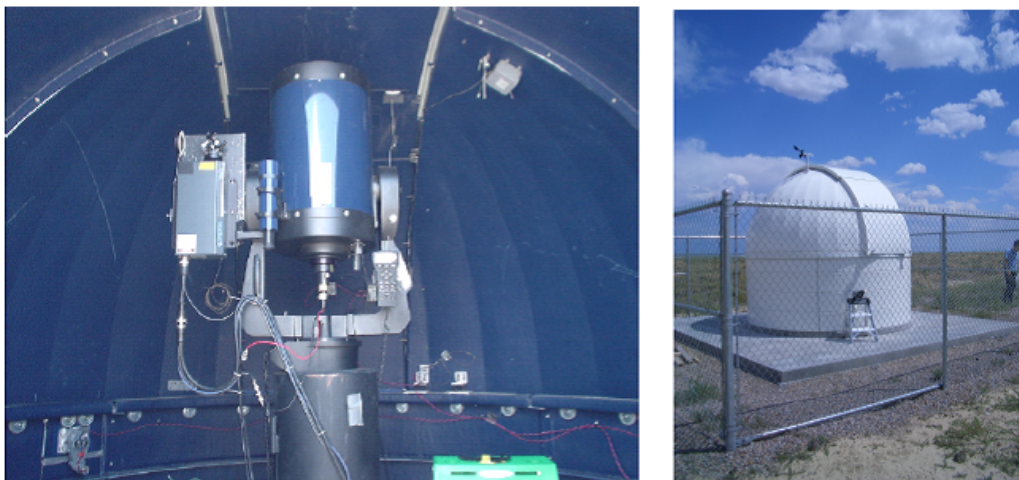


図 3.3.6: 左 : LIDAR で使用する望遠鏡、右 : LIDAR が内蔵されたドーム

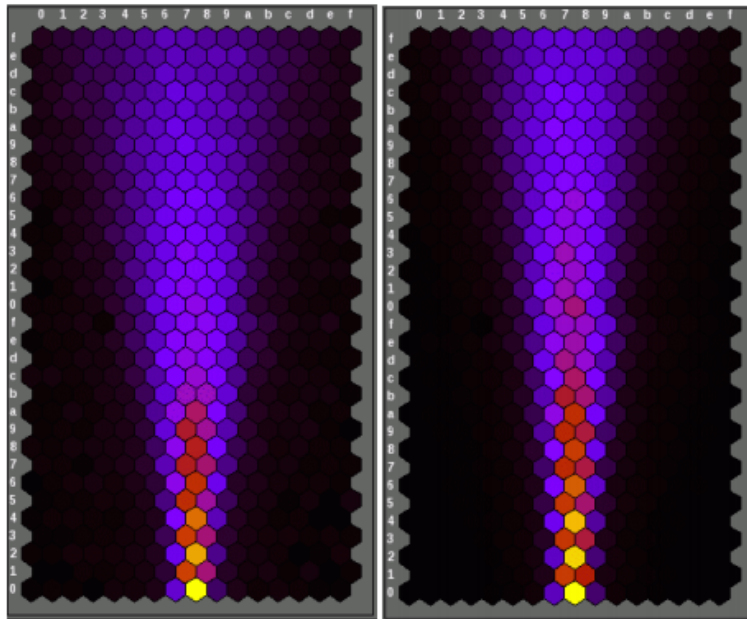


図 3.3.7: 射出された ELS の様子。左 : 30MeV 右 : 40MeV



図 3.3.8: オクトコプター

3.4 TALE 実験

望遠鏡アレイ実験の低エネルギー拡張計画として、TALE (Telescope Array Low energy Extension) 実験が進行している。TA 実験と TALE 実験により、 $10^{16.5}$ eV $\sim 10^{20}$ eV のエネルギーをもつ宇宙線を観測することができる。

TALE 実験サイトと TA サイトの位置関係を図 3.4.1 に、TALE サイトの全体像を図 3.4.2 に示す。図 3.4.1 の青い四角で囲まれた部分を拡大したものが、図 3.4.2 である。黄色の点が SD で、緑色の六角形が FD を表している。

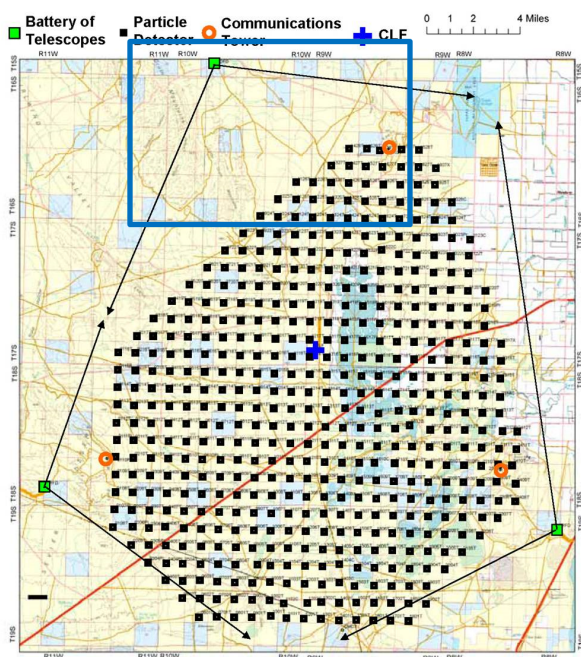


図 3.4.1: TA サイトと TALE サイトの位置関係

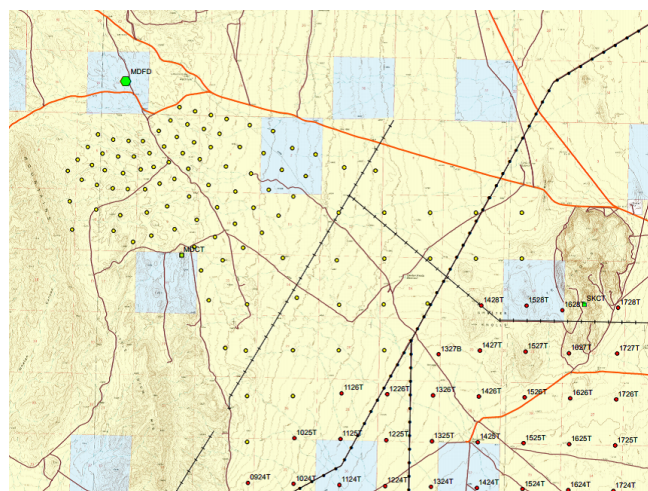


図 3.4.2: TALE サイト全体像

3.4.1 TALE 実験の目的

TALE 実験は、2nd knee 付近の宇宙線を観測し、銀河系内から系外への遷移を検出すること、2nd knee 付近のエネルギースペクトル、化学組成、異方性について知ることを目としている。

また、加速器実験 LHCf との比較も期待されている。cern の加速器 LHC では、7 TeV 陽子と 7 TeV 陽子を衝突させることで、重心系で 14 TeV、実験室系で 10^{17} eV 陽子と等価の衝突を起こすことができ、その超前方反応実験を LHCf が行っている。これにより、TALE 実験による 10^{17} eV のエネルギーをもった宇宙線の空気中での相互作用と加速器による実験 (LHCf) とを直接比較することができる。

3.4.2 TALE 実験装置

TALE 実験も、TA 実験同様、地表粒子検出器と大気蛍光望遠鏡の同時観測を行う。

TALEFD

TALEFD は TA 実験の MDFD ステーションに隣接して設置されている。視野としては TA 望遠鏡の視野のさらに上、仰角 31 \sim 59 度で、方位角は約 110 度である。TALE ステーションに設置される望遠鏡とエ

レクタロニクスには HiRes で使われていた装置を使用している。TALEFD は 2012 年 11 月に完成しており、現在試験観測を行っている。

TALESD

TALESD アレイは、TALEFD の前に展開される。TALESD アレイは 3 つの部分からなる。

1. FD から 3 km : SD40 台を 400 m 間隔で設置 (3×10^{16} eV の宇宙線に対して 10% のハイブリッド検出効率を持つ)
2. FD から 3~5 km : SD36 台を 600 m 間隔で設置 (10^{17} eV の宇宙線に対して 10% のハイブリッド検出効率を持つ)
3. FD から 5 km 以上 : 上記の高密度部分と TA アレイを接続するための SD 25 台を 1.2 km 間隔で設置

TALESD アレイは、2012 年 10 月に通信塔を建設し、2013 年 4 月には 400m 間隔の最も設置密度の高い領域に 35 台の検出器を設置した。そのうち 16 台にエレクトロニクスが設置され、試験観測を始めている。

3.5 極高エネルギー宇宙線実験の現状

3.5.1 エネルギースペクトル

図 3.5.1 に 2011 年の、図 3.5.2 に 2013 年の Auger と TA のエネルギースペクトルを示す [25][26][27][28]。まず、スペクトルの高エネルギー側の端に関して、Auger、TA とともに $10^{19.6}$ eV より上での宇宙線数の急速な減少が見られ、GZK カットオフ予想と一致する結果となっている。全体的には、2011 年には約 20% のスペクトルの違いが見られる。2013 年は Auger 実験のエネルギー推定方法のアップデートにより、エネルギースペクトルの違いは約 10% 相当になった [27]。図 3.5.2 は Auger 実験のスペクトルのエネルギーを 10% 上側に移動させて TA 実験と重ね書きしたもので、 $10^{19.5}$ eV 以下ではほぼ同じ形状を示し、 $10^{19.5}$ eV より高エネルギー側で違いがみられる。

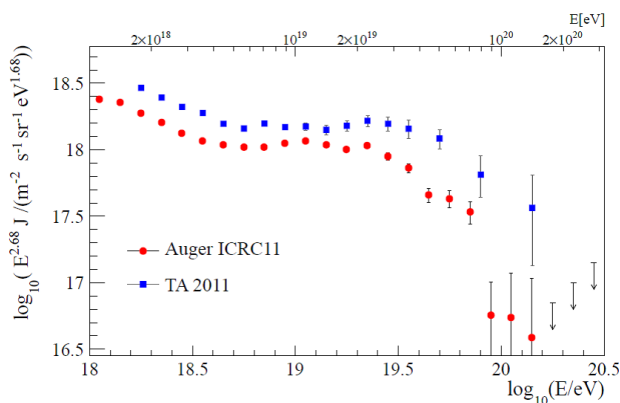


図 3.5.1: Auger と TA のエネルギースペクトル (ICRC2011)

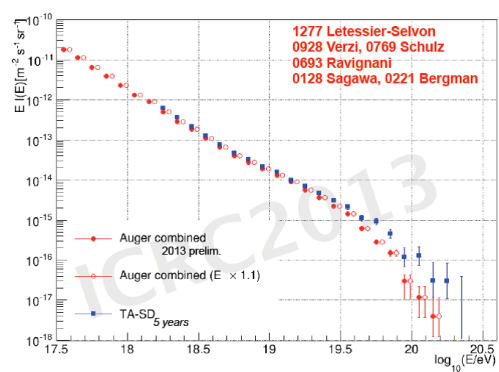


図 3.5.2: Auger と TA のエネルギースペクトル (ICRC2013)

3.5.2 一次宇宙線の組成

Auger 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 3.5.3 に、TA 実験によるものを図 3.5.4 に示す。Auger による結果では、 10^{19} eV 付近から組成が重い方へと変化することを示唆している [29]。TA による結果では、エネルギーに関わらず陽子と一致している [30]。

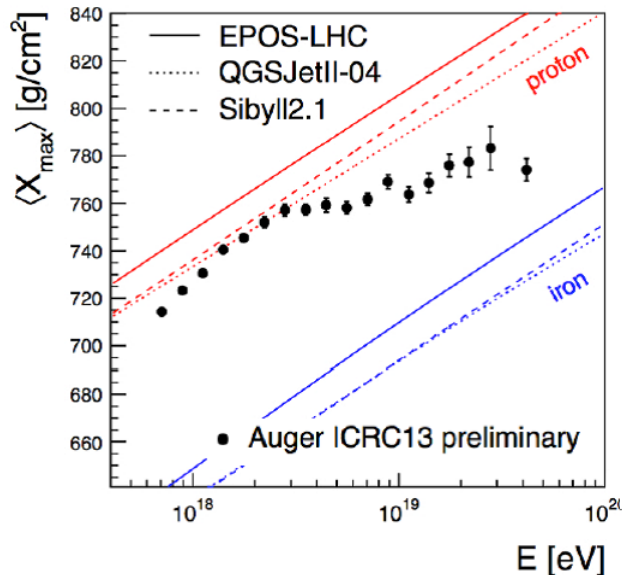


図 3.5.3: Auger 実験の X_{\max} 結果 (ICRC2013)

この差の原因に関して、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などの違いや解析手法の違いなどが考えられる。

この差の詳細、特に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。統計を増やすためには稼働率の高い SD によるデータが重要となってくるが、SD データからの再構成、一次宇宙線核種の決定には次節で述べるような問題が存在する。

3.5.3 ハドロン相互作用モデルの不確定性

高エネルギーのハドロン相互作用は、現在明確なモデルが存在していない。SD によるエネルギー再構成や一次宇宙線核種の決定法は、確定していない相互作用モデルに基づいたモンテカルロシミュレーションに依存している。

相互作用モデルが実際の空気シャワーを再現できていない例として、Auger の μ 粒子過剰、TA の FD と SD における一次宇宙線のエネルギー決定精度差について触れる。

Auger μ 粒子過剰

Auger 実験で用いられている水タンク検出器は、入射する荷電粒子が水中で発生させるチェレンコフ光を測定している。空気シャワー中の粒子のうち、 μ 粒子がより長く検出器中で飛跡を残すために、 μ 粒子に感受的となっている。Auger 実験によって観測された μ 粒子の数は、鉄由来のシャワーを仮定した場合よりも多いという結果が発表されている [23]。図 3.5.5 は、天頂角 62 度から 80 度のハイブリッドイベントを用いてプロットしたものである [31]。 R_{μ} は、 $R_{\mu} = N_{\mu} / N_{\mu,19}$ であらわされる。ここで、 $N_{\mu,19}$ は、モンテカルロシミュレーションから得られた 10^{19} eV の陽子由来のシャワーでの μ 粒子の数である。

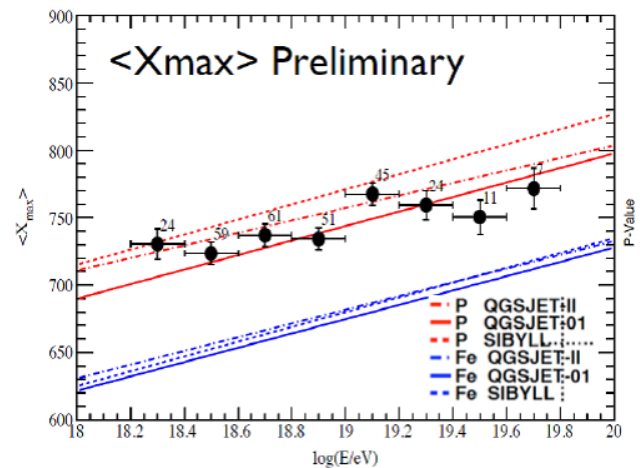


図 3.5.4: TA 実験の X_{\max} 結果 (ICRC2013)

青が鉄、赤が陽子、黒丸がデータを示しているが、鉄よりも大きいところに R_μ がある。白丸は、FD のエネルギースケールが統計エラーによって変化したときを示している。

TA 実験一次宇宙線エネルギー決定精度

TA 実験の一次宇宙線のエネルギー決定について、FD によるシャワーの直接測定と SD による横方向分布からの測定には、27%の開きがある。SD から推定されたエネルギーを 1/1.27 倍し、FD で補正した値を横軸に、FD で測定されたエネルギーを縦軸にとったものを図 3.5.6 に示す [24]。

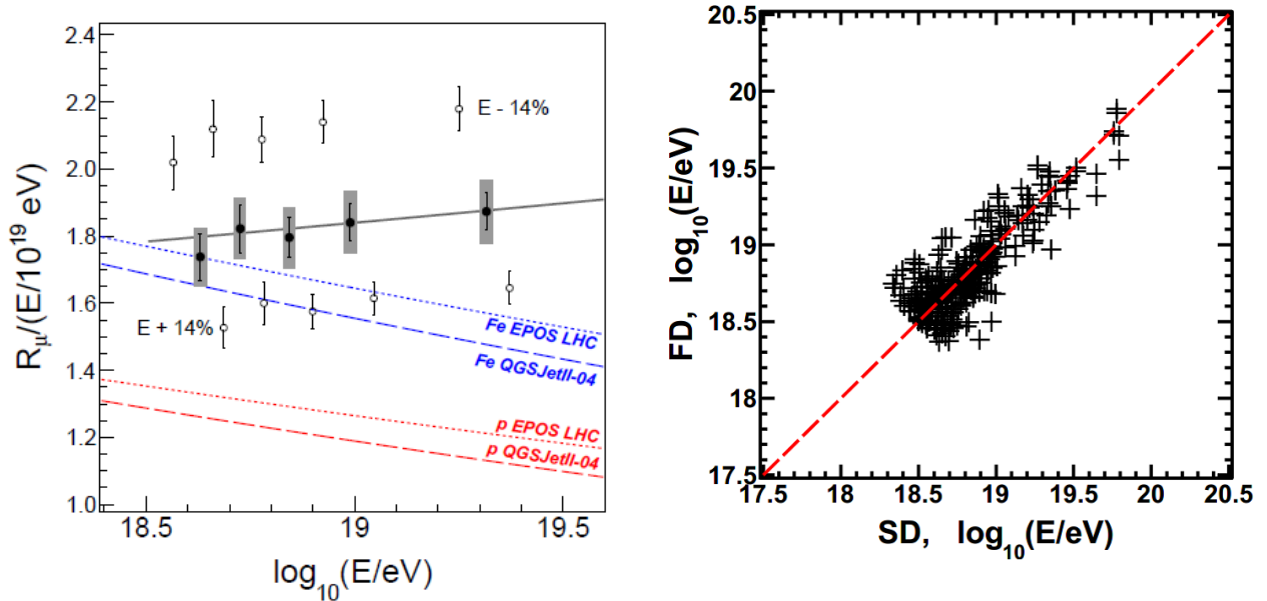


図 3.5.5: 天頂角 60 度以上のイベントにおける R_μ (Auger)

図 3.5.6: SD から推定された一次宇宙線のエネルギーを 1.27 で割ったものと FD から得られた一次宇宙線のエネルギー

3.5.4 空気シャワー粒子の測定による高エネルギーハドロン相互作用モデルの確定

空気シャワー中の μ 粒子は、地上高くでパイオンから生成され、地表まで数をほとんど減らすことなく地表に到達する。また、 $10^{18.3}$ eV $\sim 10^{19.0}$ eV 付近の一次宇宙線の組成は、TA、Auger 両観測においてほぼ陽子であることが報告されている [29][30]。組成が比較的単純な陽子であるとわかっている $10^{18.3}$ eV $\sim 10^{19.0}$ eV 弱の領域において空気シャワー中の μ 粒子数を測定することで、高エネルギーハドロン相互作用の理解に必要な情報を得ることができると考えた。

本研究では、TA サイト内で μ 粒子数を測定するための μ 粒子測定用地表粒子検出器を構想し、シミュレーション、作成、測定を行った。

第4章 μ 粒子数測定用地表粒子検出器精度シミュレーション

4.1 μ 粒子数測定用地表粒子検出器

μ 粒子数測定用地表粒子検出器を構想するにあたり、空気シャワー中の粒子の大部分を占める μ 粒子、電子、 γ 線の物質中の相互作用の特性について記す。

- μ 粒子： μ 粒子の物質中でのエネルギー損失には電離と制動放射があるが、地上に到達する μ 粒子がもつエネルギーにおいては、物質とのエネルギー損失は主に電離である。また、そのエネルギー損失は、通過する物質の厚み (g/cm^2) に比例する。
- 電子：電子の物質中のエネルギー損失には、電離と制動放射がある。制動放射のエネルギー損失は、臨界エネルギー（空气中：84MeV、鉛中：9.5MeV）を超えると大きくなる。制動放射の反応断面積は物質の原子番号に比例し、質量の2乗に反比例するため、軽い粒子である電子は制動放射を起こし、エネルギーを失いやすい。また、電子は電子との衝突で大きな偏向を受ける。
- γ 線：1.02 MeV を超えるエネルギーを持つ γ 線は、電子陽電子対生成を起こす。また、10 MeV 以下の γ 線は、光電効果、コンプトン散乱を起こす。

このような特徴を踏まえ、本研究では、TA サイトで μ 粒子数を測定するための地表粒子検出器を2種類構想した。ひとつは二層のシンチレータの間に 2.5 cm の鉛を挟んだ検出器（鉛サンドイッチ型）、もうひとつは地中に埋める検出器（地下型）である。

鉛サンドイッチ型検出器は、 μ 粒子のみを下層シンチレータまで到達させ、上下層のコインシデンスをとることで μ 粒子数を測定、地下型検出器は、地中で μ 粒子以外の粒子を止めることで μ 粒子数を測定する想定である。それぞれ、鉛と土以外は現行 SD と同様となっている。構想した検出器の概略図を図 4.1.1、4.1.2 に示した。

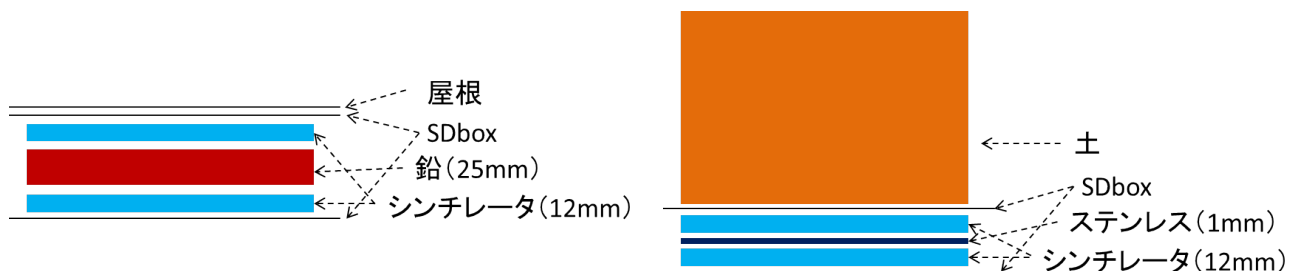


図 4.1.1: 鉛 SD 概要

図 4.1.2: 地下 SD 概要

鉛サンドイッチ型に関して、シミュレーションで γ 、電子、 μ をそれぞれ決まったエネルギーで 1000 イベント垂直入射させた結果を図 4.1.3 に示す。また、地下型に関して同様のものを図 4.1.4~4.1.6 に示す。地下型に関しては、土 1.0 m、2.0 m、コンクリート 1.2 m についてシミュレーションを行った。

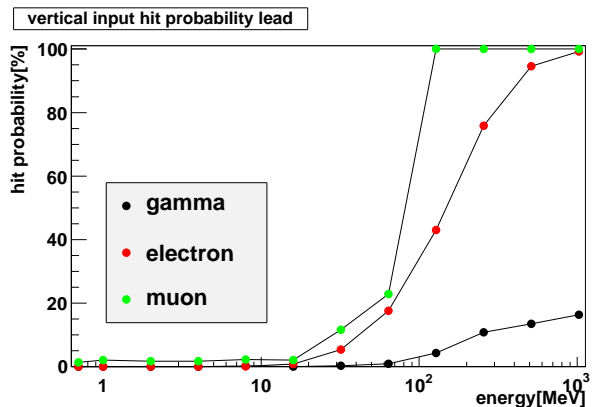


図 4.1.3: 垂直入射で上下ともにヒットする確率 (鉛サンドイッチ型)

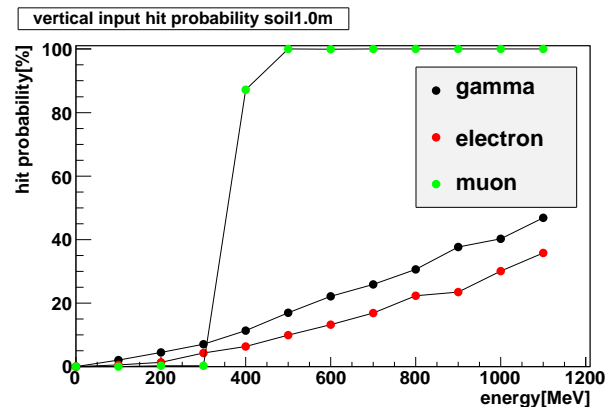


図 4.1.4: 垂直入射で上下ともにヒットする確率 (地下型: 土 1.0 m)

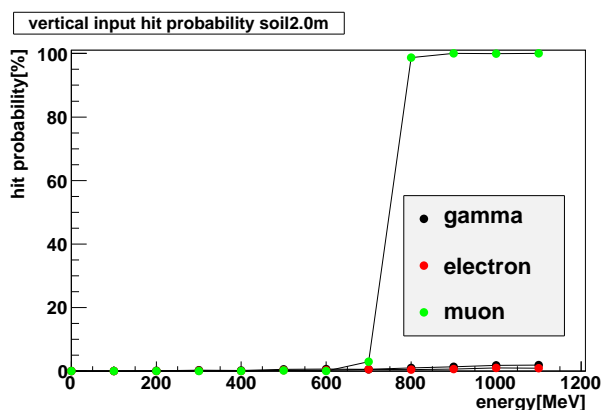


図 4.1.5: 垂直入射で上下ともにヒットする確率 (地下型: 土 2.0 m)

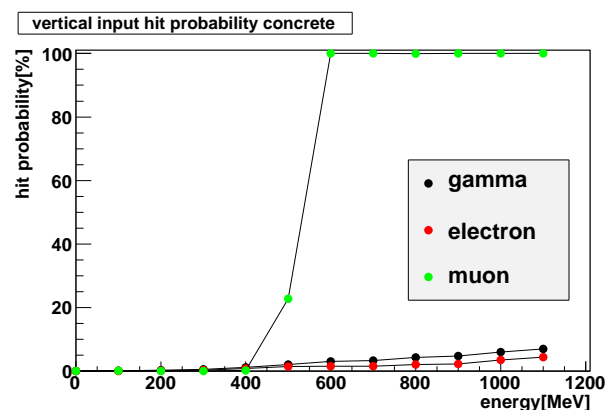


図 4.1.6: 垂直入射で上下ともにヒットする確率 (地下型: コンクリート 1.2 m)

シャワーコアから 1000~1200 m でのエネルギー分布 (陽子 $10^{19.0}$ eV) を図 4.1.7 に、積分型のエネルギー分布を図 4.1.8 に示す。また、1600~1800 m に関して同様のものを図 4.1.9、4.1.10 に示す。横軸が粒子のエネルギーで、黒が γ 、赤が電子、青が μ 、緑が中性子、ピンクが陽子を示しており、縦軸は 1 m^2 あたりの値となっている。

図 4.1.3 と合わせてみると、電子は 128 MeV 以上のエネルギーでヒットする割合が 40% を超えるが、図 4.1.8 に示すように、コアから 1000 m 程度離れたところでは、電子の大半が 100 MeV 以下のエネルギーを持っているので、鉛 2.5 cm で電磁成分をほぼ吸収できる。

図 4.1.4~4.1.6 を見てみると、土 1.0 m、2.0 m でそれぞれ約 400 MeV、800 MeV、コンクリート 1.2 m で 600 MeV 以上の μ 粒子が検出器まで到達し、 γ 、e はほとんど土やコンクリートで吸収されていることが分かる。ほとんどの μ 粒子以外の粒子は検出器まで到達しない。

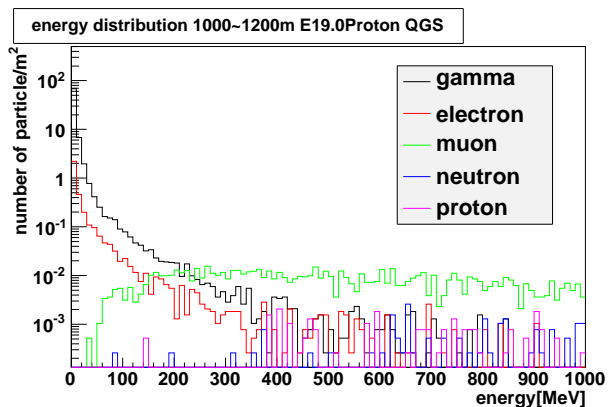


図 4.1.7: シャワーコアから 1000~1200 m のエネルギー分布 (陽子 $10^{19.0}$ eV, 1 m^2 あたり)

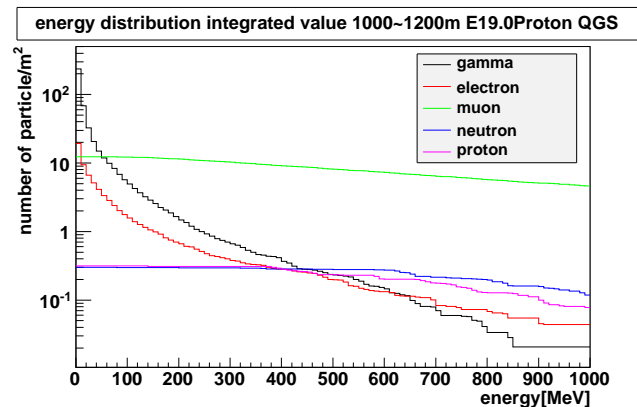


図 4.1.8: シャワーコアから 1000~1200 m の積分型エネルギー分布 (陽子 $10^{19.0}$ eV, 1 m^2 あたり)

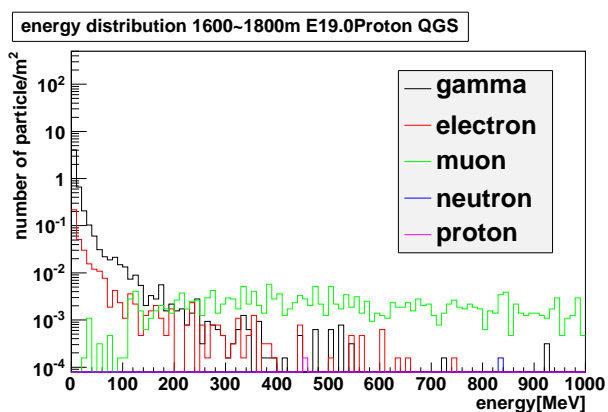


図 4.1.9: シャワーコアから 1600~1800 m のエネルギー分布 (陽子 $10^{19.0}$ eV, 1 m^2 あたり)

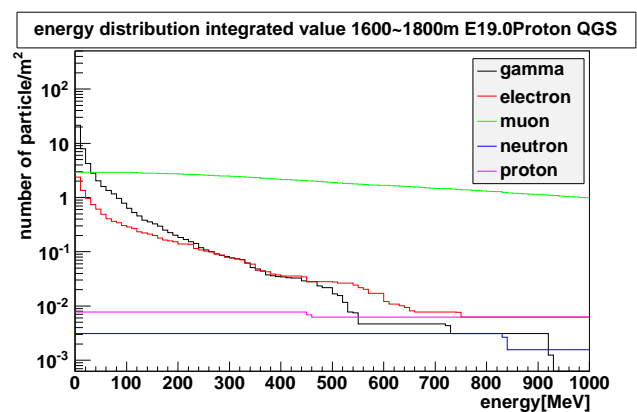


図 4.1.10: シャワーコアから 1600~1800 m の積分型エネルギー分布 (陽子 $10^{19.0}$ eV, 1 m^2 あたり)

4.2 空気シャワーシミュレーション

前節で構想した検出器の空気シャワー粒子に対する応答を調べるため、空気シャワーシミュレーションを行った。空気シャワーシミュレーションの詳細を以下に記す。

- 空気シャワーシミュレーションコード：COSMOS v7.5x [33][34]
- 相互作用モデル：QGSJetII [35]
- 天頂角：0
- イベント数：400
- エネルギー： $10^{19.4}$, $10^{19.0}$, $10^{18.7}$, $10^{18.4}$, $10^{18.0}$, $10^{17.7}$ eV
- 一次核種：陽子, 鉄原子核

シミュレーションでは1.2 km 間隔に配置された検出器を仮定し、その中のランダムな位置に空気シャワーの中心を降らせた。粒子の種類毎（電子、 μ 、 γ 、ハドロン）毎に全エネルギー、運動方向を出力させ、後述する検出器シミュレーションの粒子入射条件とした。

4.3 検出器シミュレーション

前節で得られた空気シャワーの情報を図 4.1.1、4.1.2 のような検出器を定義した GEANT4v9.6 [32] に入力し、検出器応答を得た。入射させた粒子は、 μ 、電子、 γ 、中性子、陽子である。

GEANT4 から、シンチレータ上下層での Energy Deposit を取得し、Energy Deposit から観測量である FADC カウントを計算する。検出器は TA 実験で用いられている SD と同じ厚みのシンチレータ、波長変換ファイバー、光電子増倍管を用いるとした。TA 実験 SD での 1MIP 信号の Energy Deposit は 2.4 MeV、p.e. 数は平均 20 数 p.e. であり、PMT ゲインは 1MIP の信号が FADC カウントの積分値で約 50 カウントになるように調整されている。したがって、今回のシミュレーションではそれらに相当する値として、1MIP の Energy Deposit (2.4 MeV) 当たり平均 24 p.e. の光電子が得られると仮定し、また 1MIP の FADC 出力値が 60 カウント程度になるように PMT のゲインが調節されているとした。

4.4 波形の生成

GEANT4 シミュレーションから得られた FADC カウントを用い、以下の式（現在の SD の応答を近似した式）に従って波形に広がりを持たせた。

$$F(t) = B \times t^s \left\{ \frac{\exp(-at/2) - \exp(-bt/2)}{b - a} \right\}^2 \quad (4.4.1)$$

ここで生成された波形を図 4.4.1 に示す。縦軸が FADC カウント、横軸は時間 (20 ns/bin) を示しており、Pedestal を含んでいる。TA 地表検出器エレクトロニクスでの Pedestal は約 7 カウント、Pedestal の揺らぎは 0.75 カウント/bin である。シミュレーションでの Pedestal は、これらの値を参考として、FADC からの波形の各時間 bin において、平均値が 7 で分散が 0.75 の値を持つガウス型の確率分布でばらつかせた。

赤色の線が γ 、緑が電子、青が μ 、水色がハドロン、黒がすべてを足し合わせた波形である。実際に観測される波形は黒の線のみである。

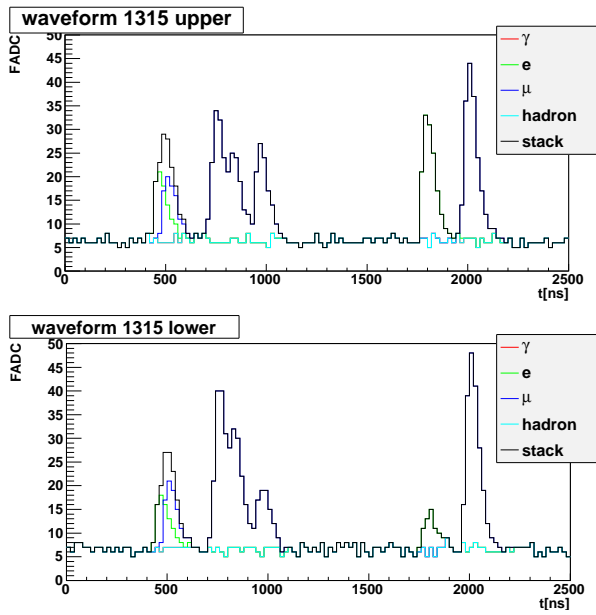


図 4.4.1: シミュレーションから生成された波形 (鉛サンドイッチ型)

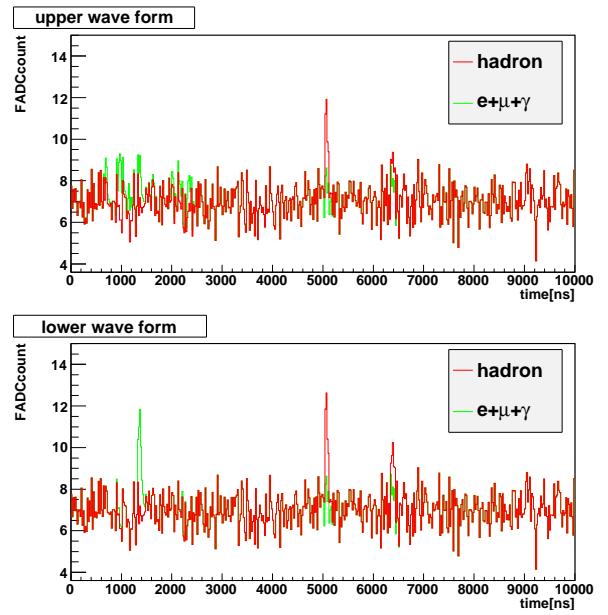


図 4.4.2: シミュレーションから生成された波形 (~10000 ns)

図 4.4.2 には、ハドロンを赤に、電子、 μ 、 γ の波形を足し合わせたものを緑に、10000 ns までの波形を示した。また、図 4.4.3 と図 4.4.4 に、シャワーコアからの距離で分けて、空気シャワー中の粒子の到来時間分布を示した。

2500 ns を過ぎると、 μ 粒子よりハドロンの寄与が大きくなる。このことから本研究では、2500 ns 以降の μ 粒子のカウントを行わないこととした。

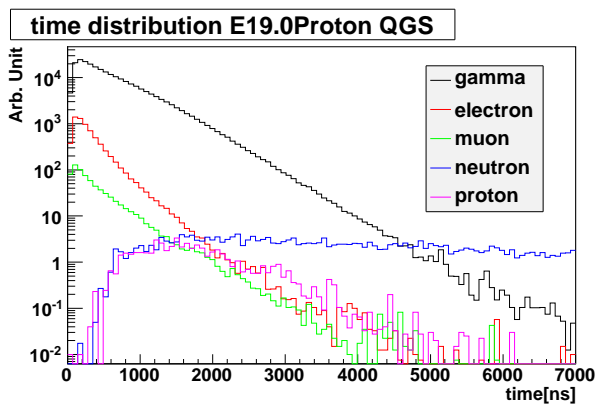


図 4.4.3: 空気シャワー中の各粒子の到来時間分布 (コアから 1000 m 以内)

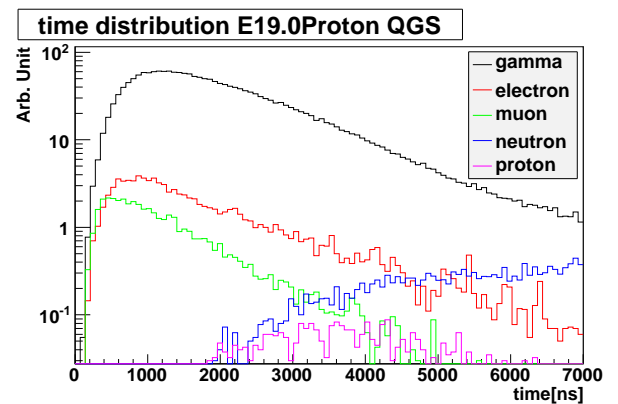


図 4.4.4: 空気シャワー中の各粒子の到来時間分布 (コアから 1000 m 以遠)

4.5 μ 粒子の計数方法

前節で得られた波形を元に、 μ 粒子数をカウントする。カウント方法に関しては、波形の立ち上がりを数える方法と、チャージ量を用いる方法の 2 通りのカウント方法を行い、比較を行った。

4.5.1 波形の立ち上がりによる μ 粒子数の計数方法

波形の立ち上がりの回数をカウントする方法の詳細を以下に示す。

1. 波形の時間順に FADC カウントの値を読んでいく。
2. 「上下層ともに FADC カウントの値が信号の立ち上がりの波高値として「Pedestal から 5 カウントを超えている」かつ「2bin 続けて上昇している」ときに μ 粒子が到来したと判断し、カウントを行う。(各数字に関しては、様々な条件下でカウントを行い、決定した。)
3. 一度カウントすると、上昇中はカウントできない状態となる。
4. 上下層どちらかで「FADC カウントが 12 を下回る」もしくは「3 bin 連続で下降」したとき、もう一度カウントできる状態となり、1 へ戻る。

これらを繰り返すことで、各検出器内でのカウント数（ここでは count と呼ぶ）が得られる。同時に、今回はシミュレーションなので、カウントした中で μ 粒子と同じタイミング情報を持っていたもの（ここでは count_timing と呼ぶ）と thrown も得ている。実際に観測するときには得られるものは、count のみである。このカウント方法について、カウントした時刻ともう一度カウントできる状態となった時刻について、シミュレーションから生成された波形を用いてを図 4.5.1 に示した。

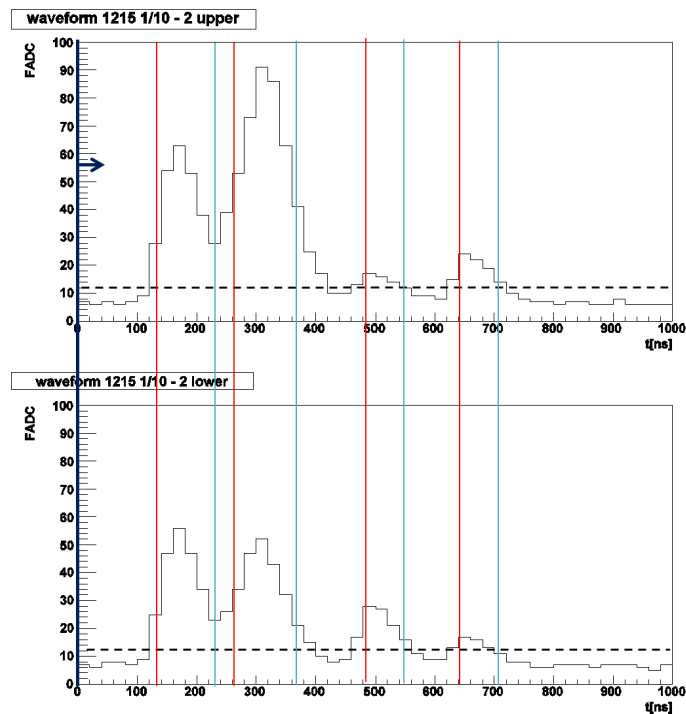


図 4.5.1: 波形による μ 粒子数計数方法 (赤: カウントした時刻, 青: もう一度カウントできる状態になった時刻)

<カウント方法決定過程>

μ 粒子数のカウント方法を決定するために、 $10^{19.0}$ eV 陽子由来のシャワー 400 イベントを生成し、コアから 1500 m 以遠の粒子を用いて、波形を生成した。その波形に対して条件を変えながら μ 粒子数のカウントを行い、信号の立ち上がりの波高値としての閾値 N とその信号が終わったとみなすための条件の最適化を行った。

閾値の設定

波形と Pedestal の差の値を N とし、波形の立ち上がりとして μ 粒子のカウントに使う閾値 N の値を変化させて μ 粒子のカウント効率を調べた。N の関わらない条件は、次項で検討を行う。

- カウント条件：上層 $FADC \geq N$ かつ 下層 $FADC \geq N$ かつ 前の bin と比べて上昇している
- もう一度カウントしてよい条件（一度カウントしてからはしばらくカウントできない状態となる）：上下層どちらかが 1bin 下降 または 上層 $FADC < N$ または 下層 $FADC < N$ となる

N を 1 ずつ変化させ、count/thrown、count_timing/thrown、count_timing/count の 1 との差が最も小さくなるものを採用した。

表 4.5.1: カウント方法-閾値の決定 (thrown : 6066)

N	count	count_timing	difference
2	6774	5410	0.426
3	6465	5407	0.338
4	6318	5388	0.301
5	6190	5342	0.276
6	6016	5229	0.277
7	5784	5047	0.342
8	5443	4715	0.459

カウント条件詳細の設定

カウント条件の詳細を決定するため、閾値の設定の条件の「前の bin と比べて上昇している」と「上下層どちらかが 1 bin 下がる」の部分を変化させ、前項と同じの手順で N を決定し、様々な条件と比較を行った。

表 4.5.2: カウント方法-詳細条件の決定 (thrown : 6066)

条件	N	count	count_timing	difference
1 bin 上昇でカウント/1 bin 下降でもう一度カウント	5	6190	5342	0.276
2 bin 上昇でカウント/1 bin 下降でもう一度カウント	5	6031	5225	0.278
3 bin 上昇でカウント/1 bin 下降でもう一度カウント	0	3584	3246	0.968
2 bin 上昇でカウント/1 bin 下降でもう一度カウント	4	6105	5257	0.278
1 bin 上昇でカウント/2 bin 下降でもう一度カウント	5	6152	5334	0.267
1 bin 上昇でカウント/3 bin 下降でもう一度カウント	5	6124	5329	0.261

表 4.5.2 より、以下の条件を採用した。

- カウント条件：上層 FADC ≥ 12 かつ 下層 FADC ≥ 12 かつ 前の bin と比べて上昇している
- もう一度カウントしていい条件（一度カウントしてからはしばらくカウントできない状態となる）：
上下層どちらかが 3 bin 連続下降 または 上層 FADC < 12 または 下層 FADC < 12

4.5.2 信号の電荷量による μ 粒子数の計数方法

μ 粒子が検出器内で失うエネルギーデポジットの総量に比例して信号電荷量が得られる。したがって、測定された信号の総電荷量を用いて μ 粒子数を数える事も可能である。以下に今回行ったカント方法の詳細を記す。

1. ひとつの検出器で上下層ともにエネルギー損失
2. 上下層の FADC カウントを足し合わせ、1MIP の FADC カウント最頻値である 120 で割る

(上下層での μ 粒子の 1 MIP 値が 4.8 MeV であり、PMT の応答が 4.8 MeV \rightarrow 120 FADC カウントと仮定してシミュレーションを行った。)

4.6 μ 粒子数計数シミュレーション結果（鉛サンドイッチ型）

4.6.1 波形による μ 粒子数の計数シミュレーション

波形によって μ 粒子数をカウントした結果を示す。ここでは、 $10^{19.0}$ eV の陽子の結果を示す。★は thrown (入力 μ 粒子数)、■は count (前節のようにカウントした数)、□は count_timing(カウントしたもののうち、 μ 粒子と同じタイミング情報を持っていたもの)を示している。各粒子数は、1 m² あたりの数となっている。どちらの図も横軸はシャワーコアからの距離である。

まず、分割なし (3 m²) の結果を示す。図 4.6.1 に各粒子数を、図 4.6.2 に各カウント数と thrown との比を示した。エラーバーは 100 イベントごとの標準偏差である。

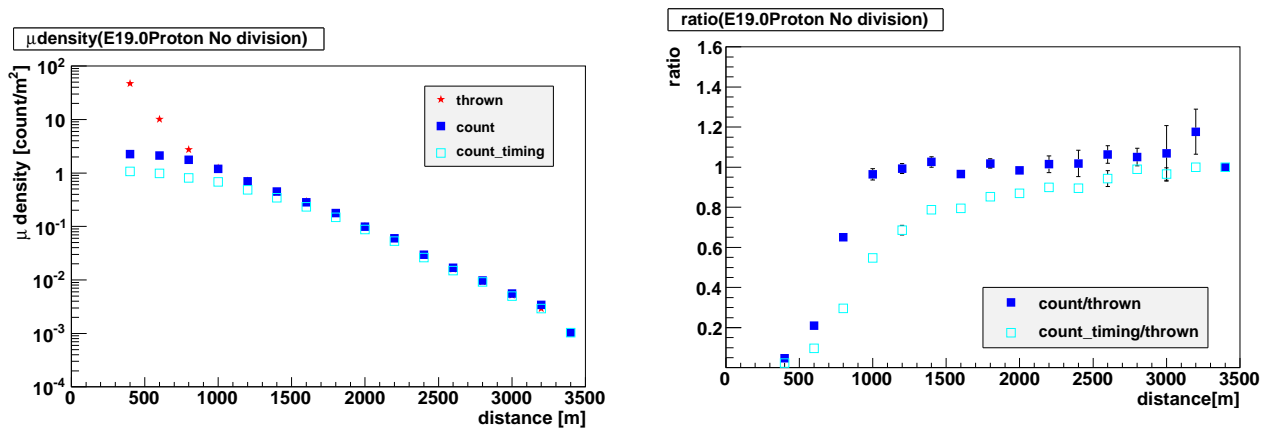


図 4.6.1: 横方向分布（鉛サンドイッチ型, 波形によるカウント, 分割なし, 陽子 $10^{19.0}$ eV)

図 4.6.2: 各カウント数と thrown の比率（鉛サンドイッチ型, 波形によるカウント, 分割なし, 陽子 $10^{19.0}$ eV)

今回のシミュレーション条件では、シャワーコアから 1600 m 以遠で約 20%の精度で測定できることが分かる。ここで 20%の精度とは、count/thrown、count_timing/thrown、count_timing/count 全てが 20%以内であることとする。

シャワーコア遠方ではカウント精度 20%以下であるが、シャワーコア近傍では数え落としが多いことが分かる。

図 4.6.3 にシャワーコア付近の波形を示す。また、図 4.6.4 に、横軸に 3 m^2 あたりの電子の数を縦軸に μ 粒子数の比率 (図 4.6.2 に示したもの) をとり、グラフ化したものを示す。シャワーコア付近では粒子数が多いため、前節で示したような計数方法では、数え落としが増えてしまう。

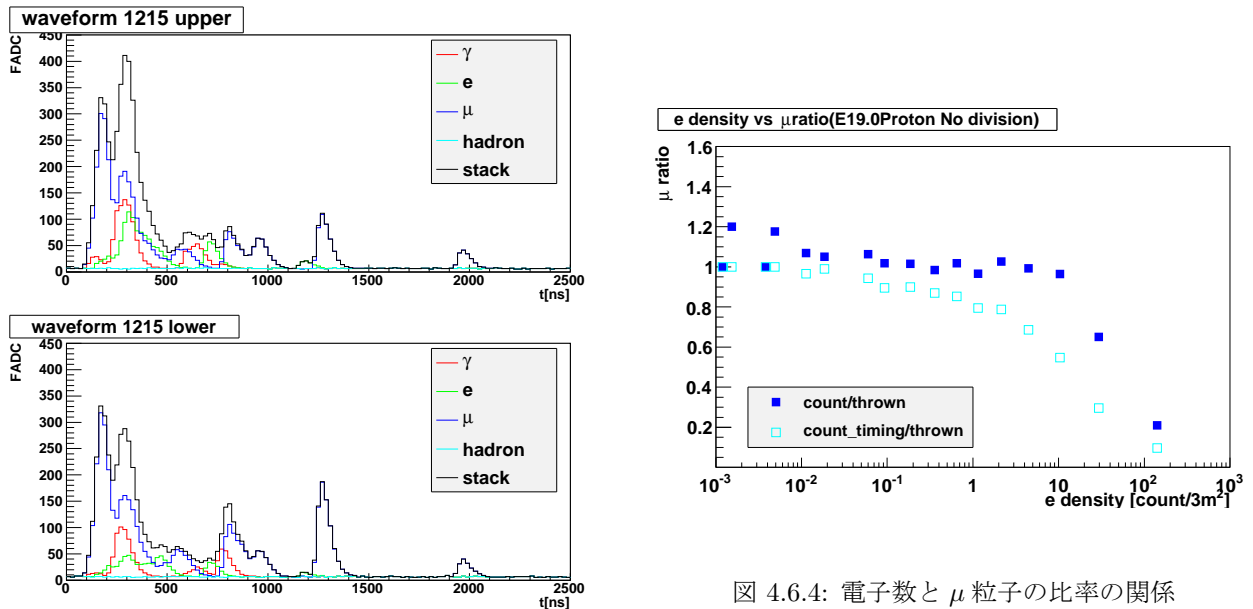


図 4.6.4: 電子数と μ 粒子の比率の関係

図 4.6.3: シャワーコア付近の波形 (陽子 $10^{19.0} \text{ eV}$)

この数え落としへの対処として、以下の 2 つを考えた。

- 検出器を分割し、ひとつひとつの分割に入射する粒子数を減らす
- エレクトロニクスの時定数を小さくし、波形のピークがみえやすくなる

本研究では、10 分割したものと 4 分割して時定数を 3 分の 1 にしたものを想定し、シミュレーションを行った。TASD エレクトロニクス (50MHz z サンプリング) ではサンプリングエラーの関係上、時定数は 3 分の 1 が限界であるため、3 分の 1 という値を用いることとした。

10 分割 (1 セグメントあたり 0.3 m^2) した結果を図 4.6.5 と図 4.6.6 に示す。10 分割することで各分割に入る粒子数が減るため、1200 m で 20% の精度で測定できることが分かる。

次に、4 分割 (1 セグメントあたり 0.75 m^2) し、時定数を 3 分の 1 にした結果を図 4.6.7 と図 4.6.8 に示す。4 分割することで各分割に入る粒子数が減り、時定数を 3 分の 1 にすることで波形の立ち上がりが見やすくなるため、1200 m で 20% の精度で測定できることが分かる。これは、10 分割と同等の結果である。

今回のシミュレーション条件下で 20% の精度で μ 粒子数が測定できる距離をエネルギー毎にまとめたものを表 4.6.1 に示す。10 分割したものと 4 分割かつ時定数を $1/3$ にしたものがほぼ同等の結果となっていることが分かる。また、10% 以上の精度での結果を表 4.6.2 に示す。「-」で示されている欄では、コアから 3000 m までの間に該当する距離がなかったことを示している。「鉄」は、鉄原子核由来のシャワーについて、「陽子」は、陽子由来のシャワーについてを示している。以降、表にはこの表記を用いる。

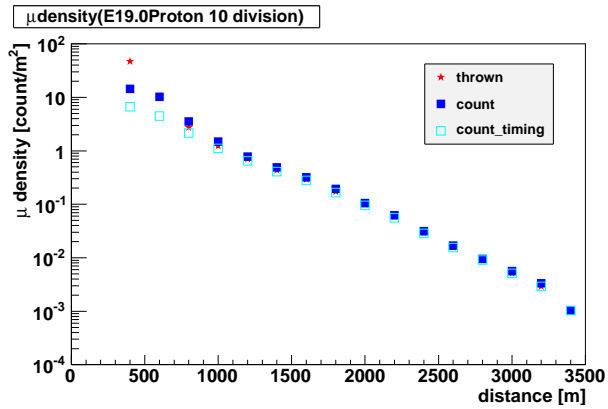


図 4.6.5: 横方向分布 (鉛サンドイッチ型, 波形によるカウント, 10 分割, 陽子 $10^{19.0}$ eV)

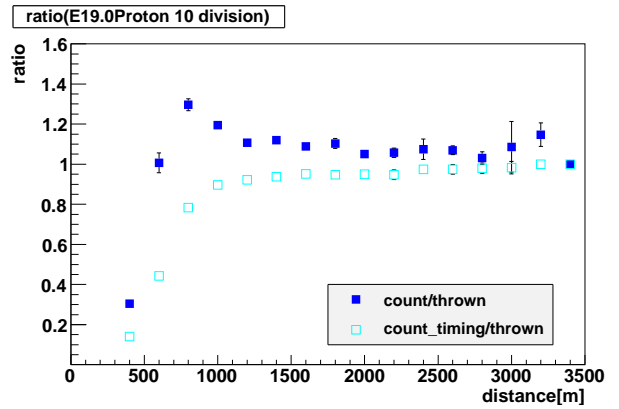


図 4.6.6: 各カウント数と thrown の比率 (鉛サンドイッチ型, 波形によるカウント, 10 分割, 陽子 $10^{19.0}$ eV)

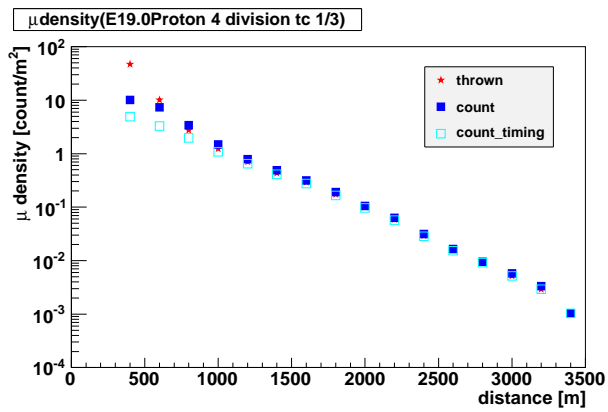


図 4.6.7: 横方向分布 (鉛サンドイッチ型, 波形によるカウント, 4 分割+時定数 3 分の 1, 陽子 $10^{19.0}$ eV)

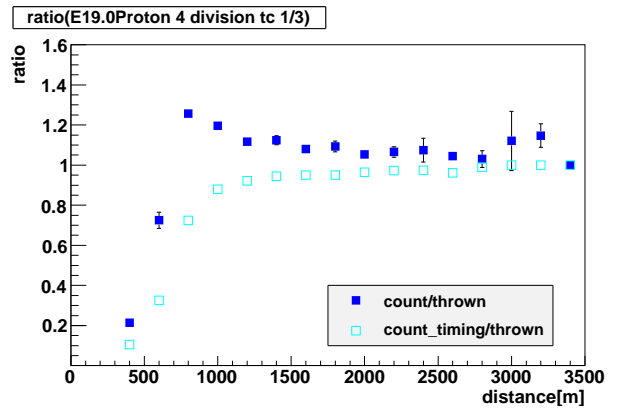


図 4.6.8: 各カウント数と thrown の比率 (鉛サンドイッチ型, 波形によるカウント, 4 分割+時定数 3 分の 1, 陽子 $10^{19.0}$ eV)

表 4.6.1: 20%以上の精度で μ 粒子数を測定できるコアからの距離 (鉛サンドイッチ型, 波形によるカウント)

エネルギー [eV]	分割なし		10 分割		4 分割+時定数 1/3	
	鉄 [m]	陽子 [m]	鉄 [m]	陽子 [m]	鉄 [m]	陽子 [m]
$10^{19.4}$	2000	2000	1400	1400	1400	1400
$10^{19.0}$	1800	1800	1200	1200	1200	1200
$10^{18.7}$	1400	1400	1200	1200	1200	1200
$10^{18.4}$	1400	1400	1000	1000	1000	1000
$10^{18.0}$	1200	1200	1000	1000	1000	1000
$10^{17.7}$	1000	1200	800	800	800	800

表 4.6.2: 10%以上の精度で μ 粒子数を測定できるコアからの距離 (鉛サンドイッチ型, 波形によるカウント)

エネルギー [eV]	分割なし		10 分割		4 分割+時定数 1/3	
	鉄 [m]	陽子 [m]	鉄 [m]	陽子 [m]	鉄 [m]	陽子 [m]
$10^{19.4}$	-	-	2000	2200	1800	1800
$10^{19.0}$	-	2800	2800	2000	1800	2000
$10^{18.7}$	-	-	-	-	1600	1800
$10^{18.4}$	-	-	2200	2600	1800	2400
$10^{18.0}$	-	-	1800	-	1400	-
$10^{17.7}$	-	-	2400	-	2400	-

4.6.2 信号の電荷量を使った μ 粒子数の計数シミュレーション

次に、電荷量から μ 粒子数をカウントした結果を図 4.6.9 と図 4.6.10 に示す。また、図 4.6.10 の 1.0 付近を拡大したものを図 4.6.11 に示す。

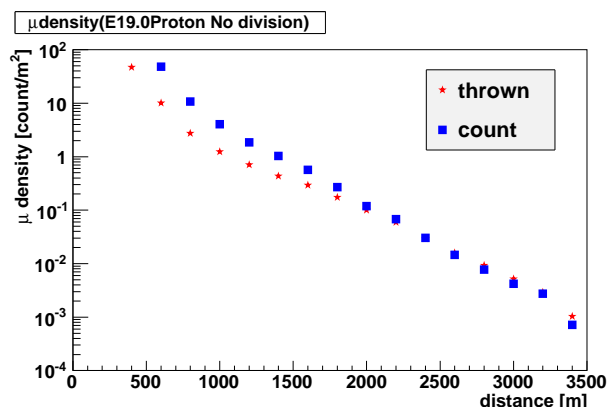


図 4.6.9: 横方向分布 (鉛サンドイッチ型, 電荷量によるカウント, 陽子 $10^{19.0}$ eV)

シャワーコア付近で、 μ 粒子数を多くカウントしていることが分かる。約 2000 m 以遠では、比率は 1 に近づいているが、シャワーから到来する μ 粒子数が少なくなるため、統計量が少なくエラーバーが大きくなっている。

4.6.3 μ 粒子数計数方法の比較

鉛検出器では、波形からのカウントの方が電荷量からのカウントより精度が良いことから、波形によるカウントを行うこととした。両カウント方法について、thrown を横軸、count を縦軸にとり、二次元ヒストグラムにしたものを図 4.6.12 に示す。この図からも、鉛検出器に関しては、波形からのカウントの方が精度よくカウントできることが分かる。

また、分割数と時定数に関して、精度やエレクトロニクスの数を考慮し、4 分割し時定数 3 分の 1 にしたものを採用することとした。

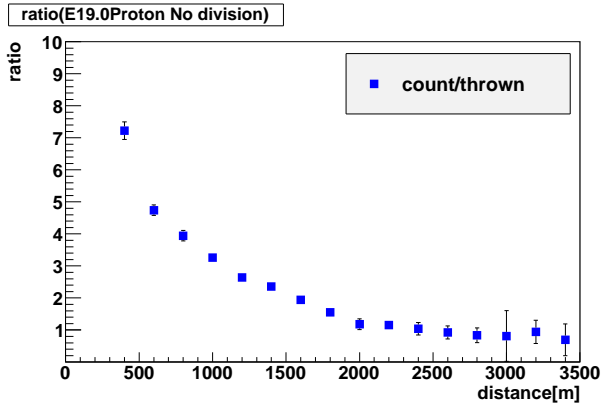


図 4.6.10: カウント数と thrown の比率 (鉛サンドイッチ型, 電荷量によるカウント, 陽子 $10^{19.0}$ eV)

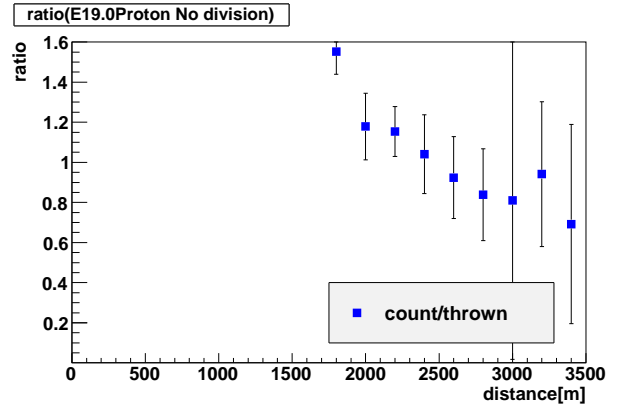


図 4.6.11: カウント数と thrown の比率 (鉛サンドイッチ型, 電荷量によるカウント, 陽子 $10^{19.0}$ eV 拡大)

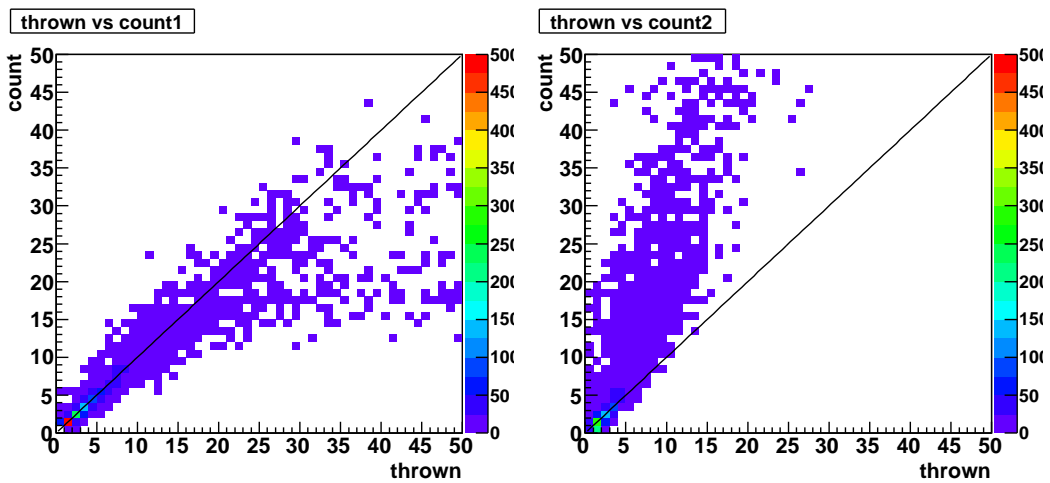


図 4.6.12: 鉛サンドイッチ型 SD における thrown と count の比較 (左: 波形 右: チャージ)

4.7 μ 粒子数の計数シミュレーション結果（地下型）

4.7.1 波形による μ 粒子数の計数シミュレーション

波形によるカウントの結果を示していく。

まず、分割なしの結果を図 4.6.1 に示す。例として、 $10^{19.0}$ eV の陽子の結果を示す。

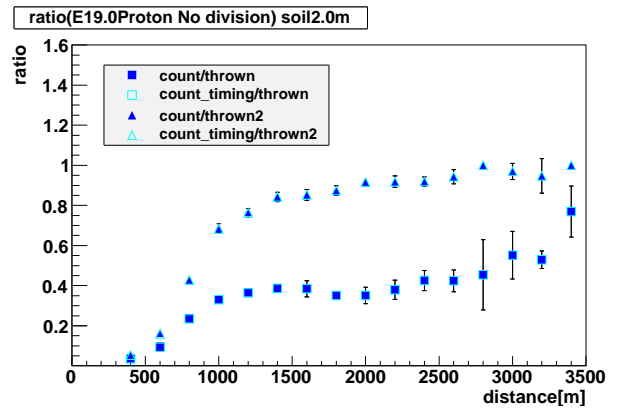
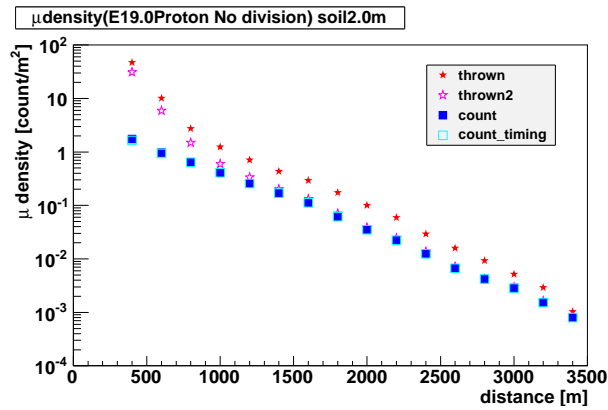


図 4.7.1: 横方向分布（地下型, 波形によるカウント, 分割なし, 土 2.0 m, 陽子 $10^{19.0}$ eV）

図 4.7.2: 各カウント数と thrown の比率（地下型, 波形によるカウント, 分割なし, 土 2.0m, 陽子 $10^{19.0}$ eV）

★は thrown（入力 μ 粒子数）、☆は thrown2（thrown のうちシンチレータまで到達した μ 粒子数）、■は count（前節のようにカウントした数）、□は count_timing（カウントしたもののうち、 μ 粒子と同じタイミング情報を持っていたもの）を示している。各粒子数は、 1 m^2 あたりの数となっている。図 4.7.1 に各粒子数を、図 4.7.2 に各カウント数と thrown との比を示した。ここでは、土の厚み 2.0m のもの示している。どちらの図も横軸はシャワーコアからの距離である。

count と count_timing がほぼ一致していることから、数えているものはほぼ μ 粒子であることが分かる。シンチレータに到来する粒子の 80% 以上を数えられる距離は 1200 m、90% 以上だと 2000 m 以遠となる。しかし、thrown と thrown2 を見ると、地上にあった μ 粒子は、土 2.5 m を通過することによって半分程度に減ってしまうことが分かる。

次に、10 分割の結果を図 4.7.3 と図 4.7.4 に示す。

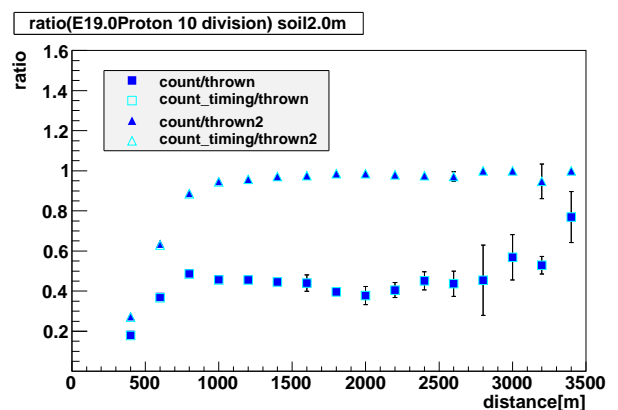
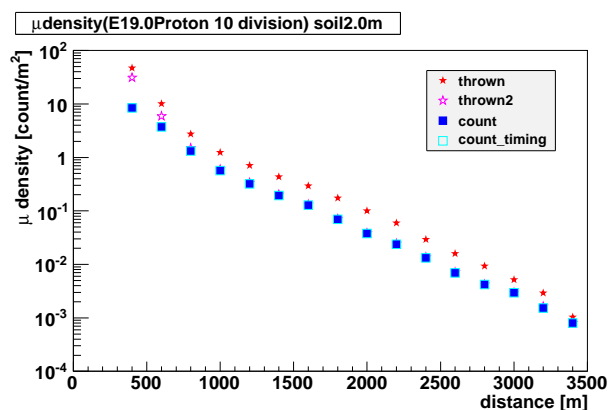


図 4.7.3: 横方向分布（地下型, 波形によるカウント, 10 分割, 土 2.0 m, 陽子 $10^{19.0}$ eV）

図 4.7.4: 各カウント数と thrown の比率（地下型, 波形によるカウント, 10 分割, 土 2.0 m, 陽子 $10^{19.0}$ eV）

シンチレータに到来する粒子の80%以上を数えられる距離は800 m、90%以上だと1000 m以上となる。土2.5mにおいて、シンチレータの到達する μ 粒子のうち90%以上を数えられる距離を表4.7.1に、80%以上を数えられる距離を表4.7.2にまとめた。

ここで、90%とは、count/thrown2、count_timing/thrown2、count_timing/countがいずれも90%以内にあり、エラーバーが10%以内であることである。

表 4.7.1: シンチレータに到達する μ 粒子のうち90%以上を数えられるコアからの距離（地下型, 土2.0 m, 波形によるカウント）

エネルギー [eV]	分割なし		10 分割		4 分割+時定数 1/3	
	鉄 [m]	陽子 [m]	鉄 [m]	陽子 [m]	鉄 [m]	陽子 [m]
$10^{19.4}$	2600	2400	1200	1000	1400	1400
$10^{19.0}$	2200	2000	1000	1000	1200	1200
$10^{18.7}$	1800	1800	800	800	1000	1000
$10^{18.4}$	1600	1400	800	800	1000	1000
$10^{18.0}$	1000	1200	800	800	800	800
$10^{17.7}$	1400	1200	600	400	600	600

表 4.7.2: シンチレータに到達する μ 粒子のうち80%以上を数えられるコアからの距離（地下型, 土2.0 m, 波形によるカウント）

エネルギー [eV]	分割なし		10 分割		4 分割+時定数 1/3	
	鉄 [m]	陽子 [m]	鉄 [m]	陽子 [m]	鉄 [m]	陽子 [m]
$10^{19.4}$	1800	1600	1000	1000	1200	1000
$10^{19.0}$	1400	1400	800	800	1000	1000
$10^{18.7}$	1200	1200	800	800	800	800
$10^{18.4}$	1200	1000	800	600	800	800
$10^{18.0}$	800	1000	600	600	800	800
$10^{17.7}$	800	800	200	200	600	400

4.7.2 信号の電荷量を使った μ 粒子数の計数シミュレーション

電荷量からカウントした結果を図4.7.5と4.7.6に示す。

地下型検出器においては、検出器上の土が電磁成分を遮蔽するため、チャージによるカウントはコア付近でも精度が悪くなっていない。

4.7.3 土の厚みと μ 粒子数の比較

地下検出器は、土の厚みによって検出器まで到達する μ 粒子数が異なる。上下層ともにエネルギー損失があった μ 粒子数についてエネルギーを横軸に取り、土の厚みごとにヒストグラムを作成したものを図4.7.7に示す。土の厚みは、1.0 m~2.5 mで0.5 mきざみで示してある。

黒が土の上での μ 粒子数、赤が土1.0 m、緑が土1.5 m、青が土2.0 m、ピンクが土2.5 m、水色がコンクリート1.2 mを示している。図4.7.8には、各距離での土の上の μ 粒子数とシンチレータ上下層でエネルギー損失があった粒子数との比を示した。

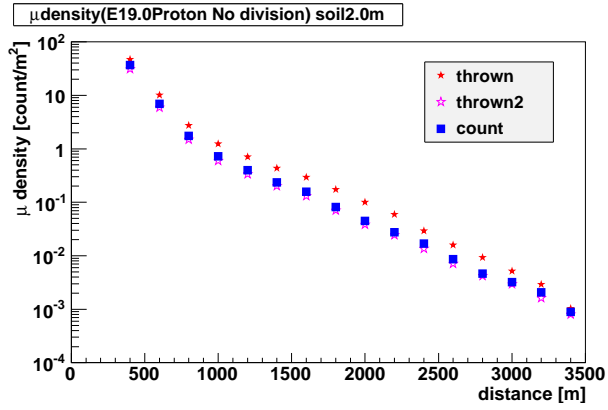


図 4.7.5: 横方向分布 (地下型, 電荷量によるカウント, 土 2.0 m, 陽子 $10^{19.0}$ eV)

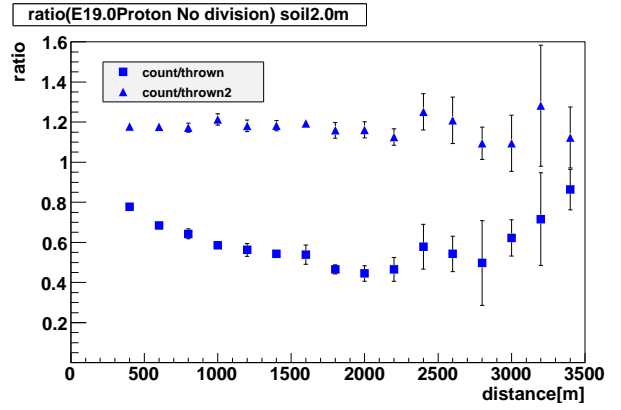


図 4.7.6: 各カウント数と thrown の比率 (地下型, 電荷量によるカウント, 土 2.0 m, 陽子 $10^{19.0}$ eV)

これらより、土やコンクリートの厚みによってシンチレータまで到達する粒子の数が大きく変わることが分かる。

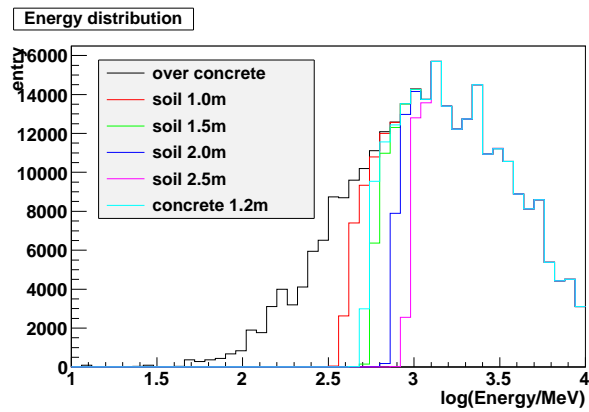


図 4.7.7: 各土の厚みを通過する μ 粒子のエネルギー分布

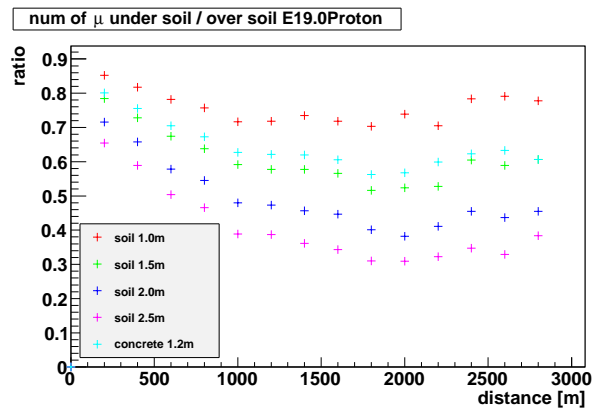


図 4.7.8: 土の上の μ 粒子数と土を通過した μ 粒子数の比較

4.7.4 μ 粒子数計数方法比較

両カウント方法について、thrown を横軸、count を縦軸にとり、二次元ヒストグラムにしたものを図 4.7.9 に示す。

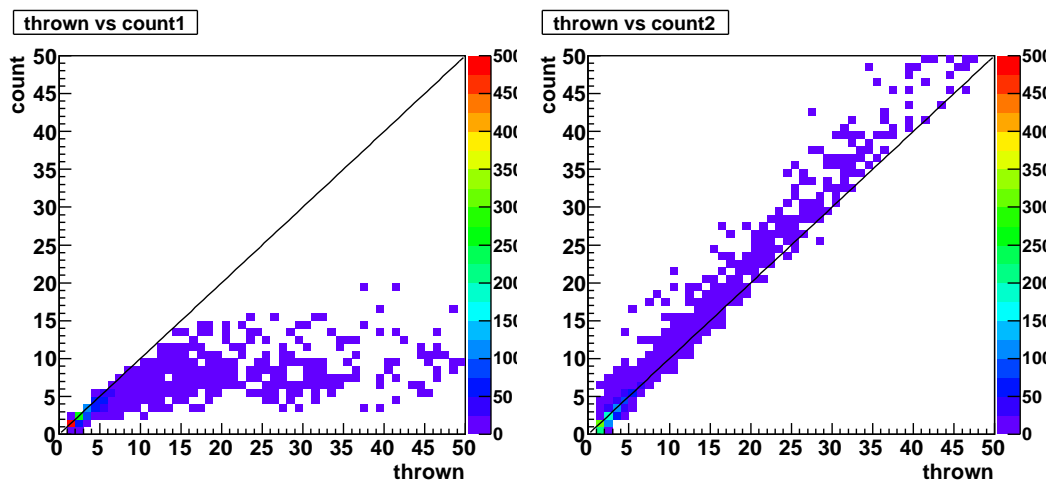


図 4.7.9: 地下型 SD (±2.0 m) における thrown と count の比較 (左: 波形 右: charge)

図 4.7.9 から、波形によるカウントは、粒子数が少ないところでは精度よくカウントできているが粒子数が多いところで数え落としが多くなることが分かる。一方、電荷量によるカウントは、粒子数で精度は変化しないが、一定の幅を持っていることが分かる。これらから、地下型検出器においてはコア付近の数え落としに対して、分割や時定数の変更で対応するのではなく、カウント方法をシャワーコアからの距離で変更することで対応することを検討した。

粒子数が多いところ (シャワーコア近傍) では電荷量によるカウントを、粒子数が少ないところ (シャワーコア遠方) では波形によるカウントを行う。

具体的な距離を決めるため、図 4.7.9 の count/thrown を計算し、距離毎にヒストグラムを作成した。600 m~1400 m について 200 m 間隔で図 4.7.10~4.7.13 に示す。赤が波形によるカウント、青が charge によるカウントを示している。これらから、 $10^{19.0}$ eV の陽子由来のシャワーでは、コアから 1000 m までは charge によるカウント、1000 m 以遠は波形によるカウントを行うこととした。ここでの FADC カウントが約 360 (3 MIP) なので、これを他のエネルギーにも適用し、どの距離まで電荷慮によるカウントを行うかを決定した。その結果を表 4.7.3 記す。

表 4.7.3: カウント方法が変化するコアからの距離

エネルギー [eV]	鉄 [m]	陽子 [m]
$10^{19.4}$	1400	1600
$10^{19.0}$	1000	1200
$10^{18.7}$	1000	1000
$10^{18.4}$	800	800
$10^{18.0}$	800	800
$10^{17.7}$	600	600

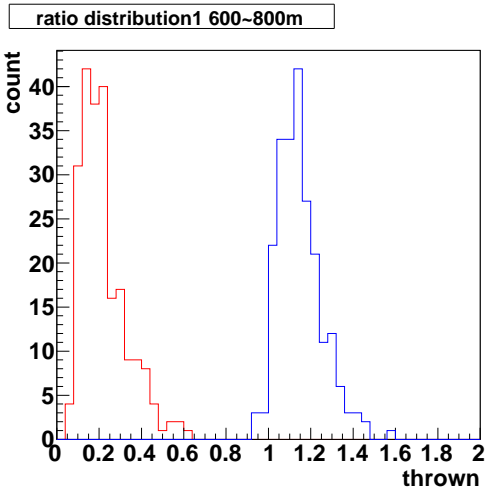


図 4.7.10: count/thrown ヒストグラム 600m~800m

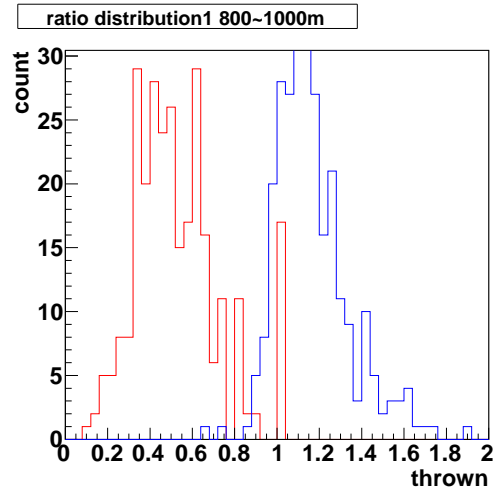


図 4.7.11: count/thrown ヒストグラム 800~1000m

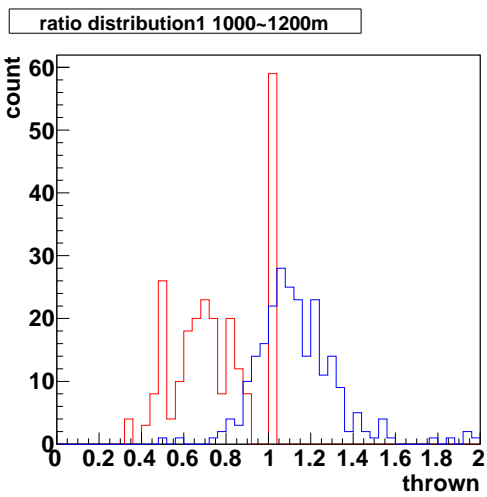


図 4.7.12: count/thrown ヒストグラム 1000m~1200m

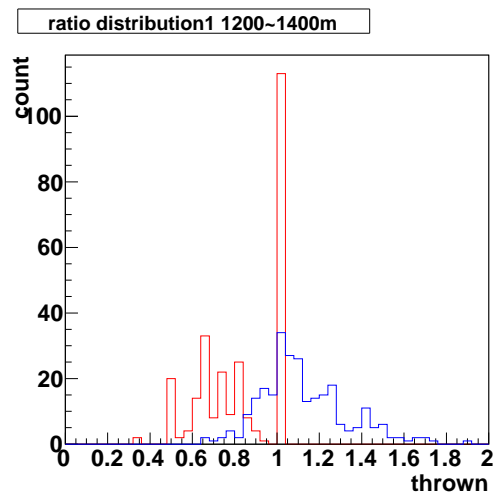


図 4.7.13: count/thrown ヒストグラム 1200~1400m

第5章 μ 粒子数測定用地表検出器設置シミュレーション

前章までに、 μ 粒子数測定のための2つの検出器のカウント精度について記してきた。本章では、これらの検出器を実際に TA サイトに設置した際の測定精度について考察する。

5.1 設置する μ 粒子数測定用地表粒子検出器

前章の結果より、設置する検出器の分割数、時定数、カウント方法を決定した。その結果を表 5.1.1 にまとめる。地下型 SD の土、コンクリートに関しては、厚みの可変性やメンテナンスのしやすさから、コンクリートを用いることとした。厚みに関しては、60 cm のブロックを積んで変化させることになるが今回はブロックを2つ積み、1.2 m コンクリートで設置する。

表 5.1.1: 設置する検出器概要

検出器の種類	分割	1 分割あたりの面積 [m ²]	時定数	カウント方法
鉛サンドイッチ型	4 分割	0.75	3 分の 1	波形によるカウント
地下型	分割なし	3	変更なし	コア付近は電荷量によるカウント コア遠方では波形によるカウント

5.2 地面による跳ね返りの考察

鉛サンドイッチ型 SD を実際に設置するにあたり、地面からの粒子の跳ね返りが予想される。現在、シミュレーションでは地面を定義していないため、これによる影響がどれくらいあるのかを考察する。方法として、検出器から 50 cm または 100 cm 離れた場所に地面（土）があるときとないときで、 $10^{19.0}$ eV 陽子由来のシャワーを 10 イベントずつ降らせ、鉛サンドイッチ型検出器のシンチレータ上下層ともにエネルギー損失があった粒子を距離毎に数えていく。数えた結果を 5.2.1 に示す。横軸がコアからの距離、縦軸が粒子数である。黒が地面がないとき、赤が検出器と地面の間 50 cm、緑が検出器と地面の間 100 cm の結果を表している。地面があるときとないときとで粒子数の比をとったものを図 5.2.2 に示す。コアから離れたところで、地面からの跳ね返りの影響が大きい。

地面があるときとないときの比率に関して、粒子ごとにプロットしたものを図 5.2.3 に示す。黒が γ 、赤が電子、緑が μ 、青が中性子、ピンクが陽子を表している。主に中性子の影響が大きい。中性子の影響は、質量の重いハドロンが多く到来する、空気シャワーの到達から 2.5 μ sec 以降であることから、現在波形生成の際に、ハドロンによる寄与を少なくするために用いている条件「2500 ns 以内に到来」という条件を加えた結果を図 5.2.4 と図 5.2.5 に示す。

以上より、粒子を到来時間 2500 ns 以内に限定することで、地面による跳ね返りの効果を減らすことができることが分かった。

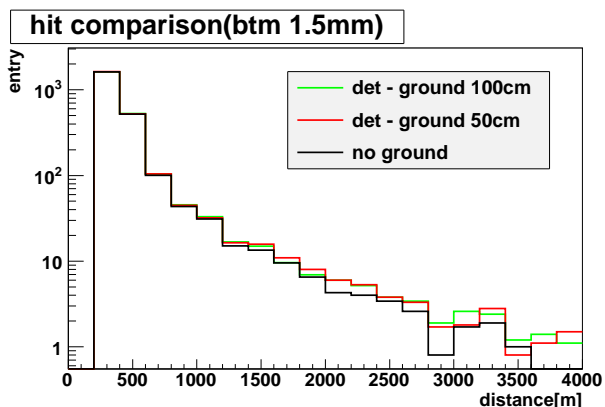


図 5.2.1: シンチレータ上下層ともにエネルギー損失があった粒子

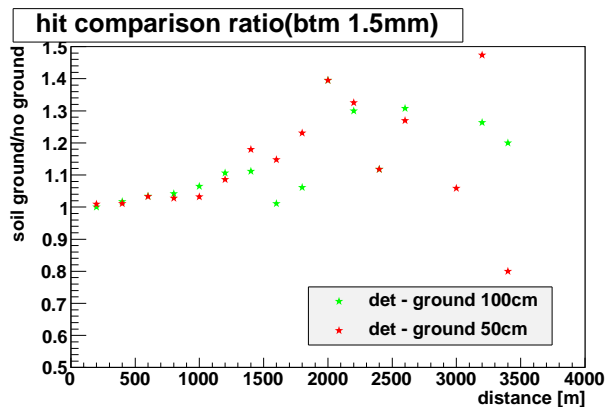


図 5.2.2: シンチレータ上下層ともにエネルギー損失があった粒子数の比率 (地面あり/なし)

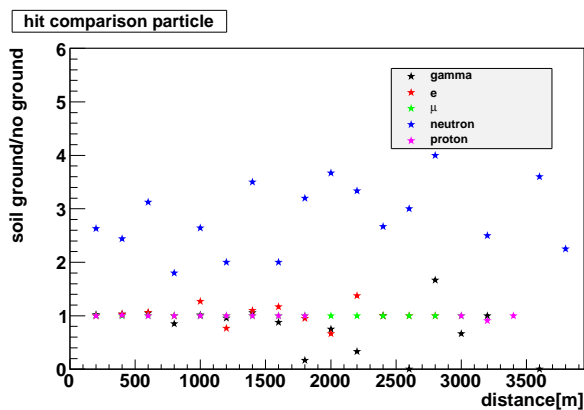


図 5.2.3: シンチレータ上下層ともにエネルギー損失があった粒子数の比率 (地面あり/なし) 粒子ごと

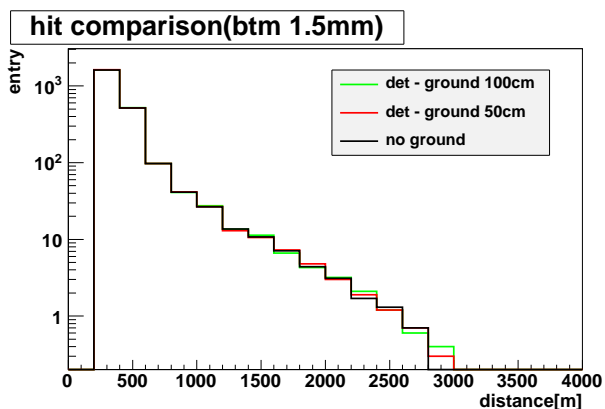


図 5.2.4: シンチレータ上下層ともにエネルギー損失があった粒子 (2500 ns 以内に到来)

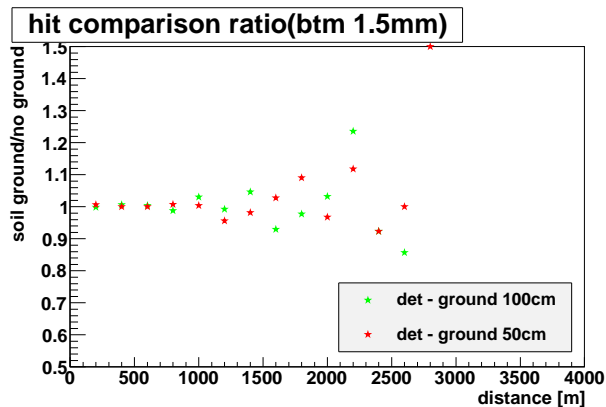


図 5.2.5: シンチレータ上下層ともにエネルギー損失があった粒子数の比率 (地面あり/なし, 2500 ns 以内に到来)

5.3 相互作用モデル間の比較

ここまでのシミュレーションは、全てひとつの相互作用モデル (QGSJetII [35]) で行ってきた。本節では、DPMJetIII [36] でも同様のシミュレーションを行い、比較をする。

5.3.1 空気シャワー中の粒子数分布

まず、空気シャワー中の粒子数分布について比較を行った。図 5.3.1 に QGSJetII による粒子の横方向分布を、図 5.3.2 に DPMJetIII による粒子の横方向分布を示す。横軸がシャワーコアからの距離、縦軸が 1m^2 あたり、1 イベントあたりの粒子の数を示している。黒が γ 、赤が電子、緑が μ 、青が中性子、ピンクが陽子を示しており、到来時間を 2500ns までとしている。

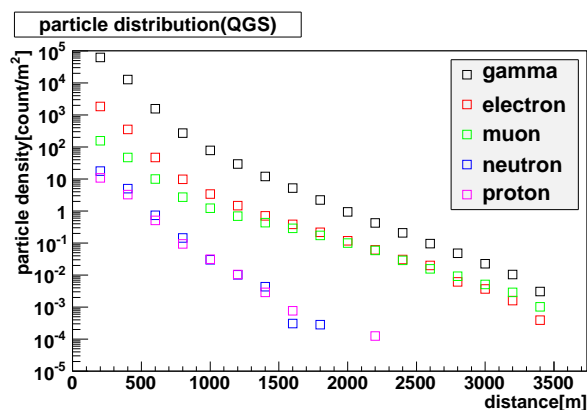


図 5.3.1: QGSJetII による横方向分布

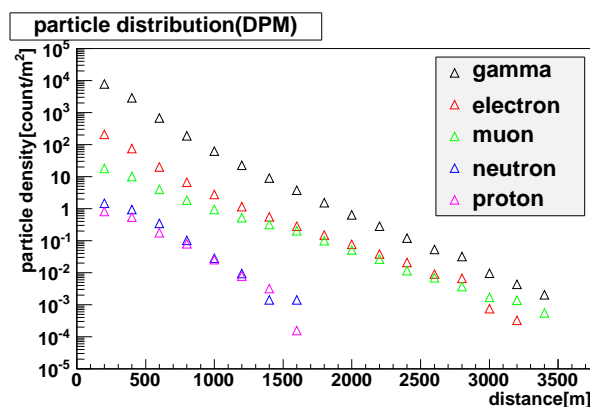


図 5.3.2: DPMJetIII による横方向分布

コア付近で QGSJetII の方が、DPMJetIII より粒子数が多いように見える。 γ 、電子、 μ について、それぞれの相互作用モデルの横方向分布をプロットしたものを図 5.3.3、5.3.4、5.3.5 に示す。 \square が QGSJetII、 \triangle が DPMJetIII を表している。

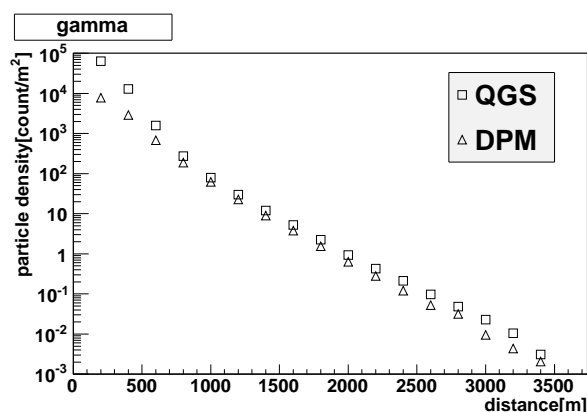


図 5.3.3: γ の横方向分布

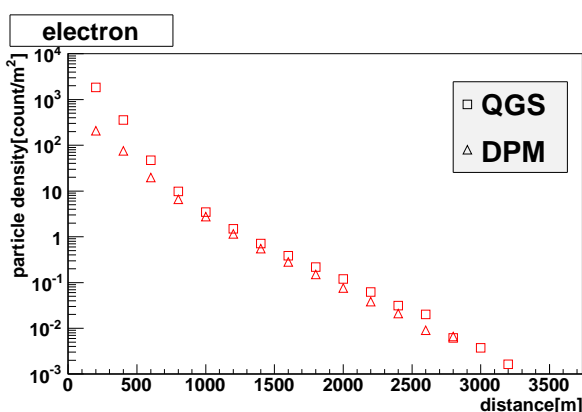


図 5.3.4: 電子の横方向分布

全体的に、QGSJetII の方が、DPMJetIII より粒子数が多く、コア付近ではそれが大きくなっている。 μ 粒子に関しては、コア遠方でもそれが確認できる。

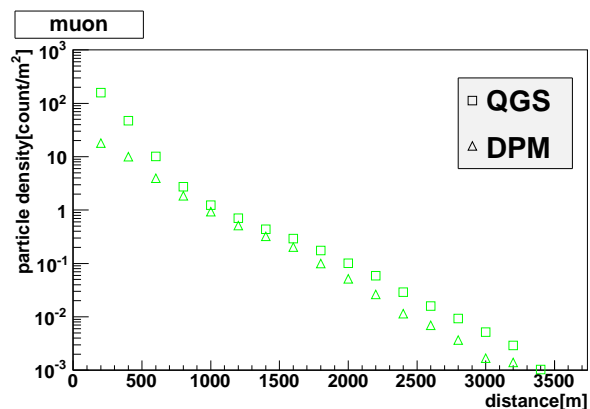


図 5.3.5: μ の横方向分布

QGSJetII での μ 粒子数を DPMjetIII での μ 粒子数で割ったものを横軸コアからの距離でグラフにしたものを図 5.3.6 に示した。コアから約 800 m までは、QGSJetII が DPMJetIII より 2 倍以上 μ 粒子数があることが分かる。さらに、図 5.3.6 の 0~3 を拡大したものを図 5.3.7 に示す。コアからの距離 1800 m 以遠で、粒子数が多くなっていることが分かる。

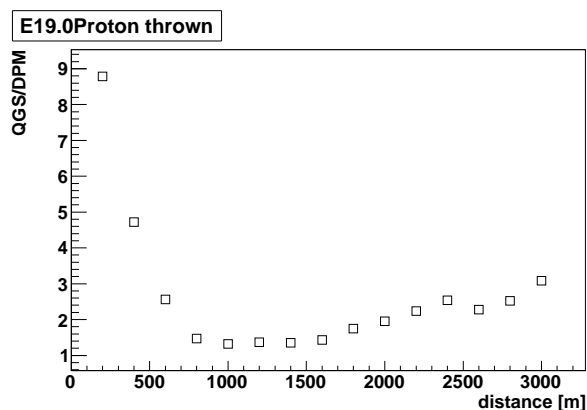


図 5.3.6: μ 粒子数比率 (QGSJetII/DPMJetIII)

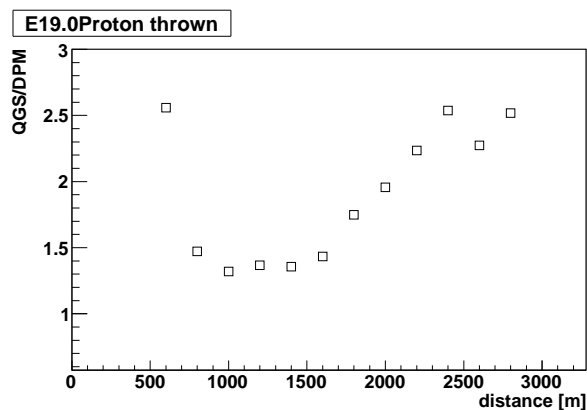


図 5.3.7: μ 粒子数比率 (QGSJetII/DPMJetIII) 図 5.3.6 の 0~3 拡大

5.3.2 検出器シミュレーション

DPMjetIII で検出器シミュレーションを行い、QGSJetII で得られる μ 粒子のカウント数との比較を行った。

鉛サンドイッチ型

鉛サンドイッチ型 SD でのシミュレーション結果を図 5.3.8 と図 5.3.9 に示す。

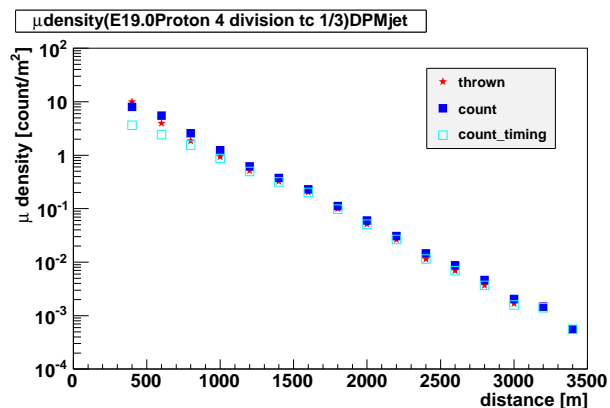


図 5.3.8: 横方向分布 (鉛サンドイッチ型,DPMJetIII, 陽子 $10^{19.0}$ eV)

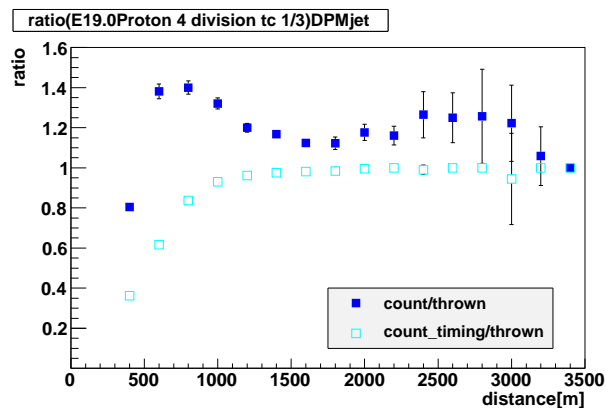


図 5.3.9: 各カウント数と thrown の比率 (鉛サンドイッチ型,DPMJetIII, 陽子 $10^{19.0}$ eV)

μ 粒子の count に関して、QGSJetII から得られたものと DPMJetIII から得られたものの比を図 5.3.10 に示す。

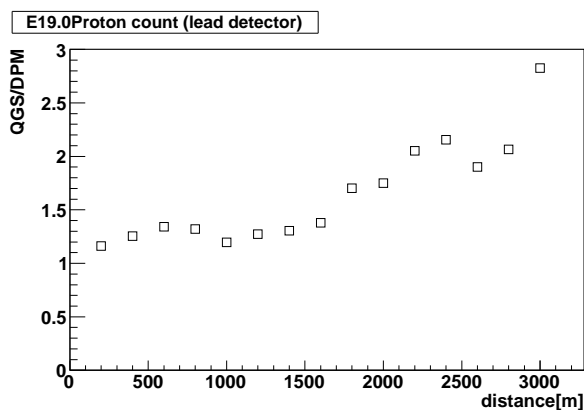


図 5.3.10: μ 粒子カウント数比率 (QGSJetII/DPMJetIII) 陽子 $10^{19.0}$ eV, 鉛サンドイッチ型

図 5.3.6 に見られる、実際の粒子数分布におけるコア付近の違いは、見るができなかった。これは、粒子数が多すぎるために、両者ともに精度のよいカウントが行えなかったためだと考えられる。1800 m 以遠に関しては、実際の粒子数分布と同様の粒子数の違いがみられる。

地下型-波形によるカウント

まず、コンクリート下での μ 粒子数の比較を行う。コンクリート 1.2m の下における QGSJetII での μ 粒子数を DPMJetIII での μ 粒子数で割ったものを横軸コアからの距離でグラフにしたものを図 5.3.11 に示した。図 5.3.11 の縦軸 0~3 の部分を拡大したものを図 5.3.12 に示す。コンクリート下と地上の差はほとんどないことが分かった。

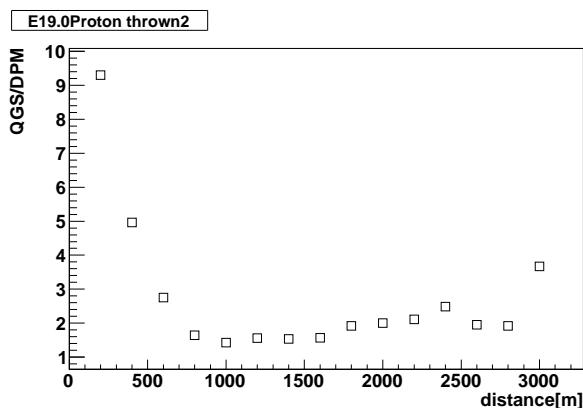


図 5.3.11: コンクリート下における μ 粒子数比率 (QGSJetII/DPMJetIII)

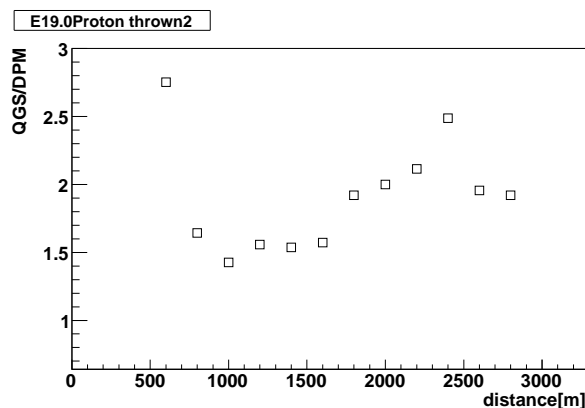


図 5.3.12: コンクリート下における μ 粒子数比率 (QGSJetII/DPMJetIII) 図 5.3.11 の 0~3 拡大

地下型 SD、波形によるカウントでのシミュレーション結果を図 5.3.13 と図 5.3.14 に示す。

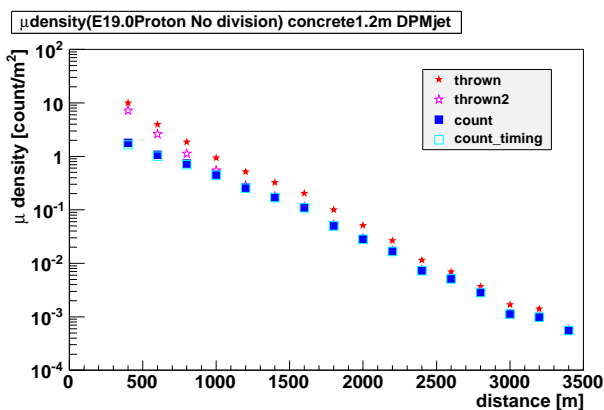


図 5.3.13: 横方向分布 (地下型/DPMJetIII/波形によるカウント) 陽子 $10^{19.0}$ eV

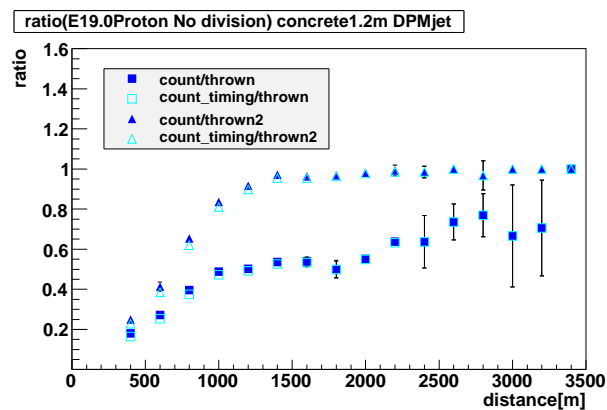


図 5.3.14: 各カウント数と thrown の比率 (地下型, DPMJetIII, 波形によるカウント, 陽子 $10^{19.0}$ eV)

count に関して、QGSJetII から得られたものと DPMJetIII から得られたものの比を図 5.3.15 に示す。

地下型 SD での波形によるカウントも、鉛サンドイッチ型 SD と同様、図 5.3.6 に見られる、実際の粒子数分布におけるコア付近の違いは、見る事ができなかった。1800m 以遠に関しては、実際の粒子数分布と同様の違いがみられた。

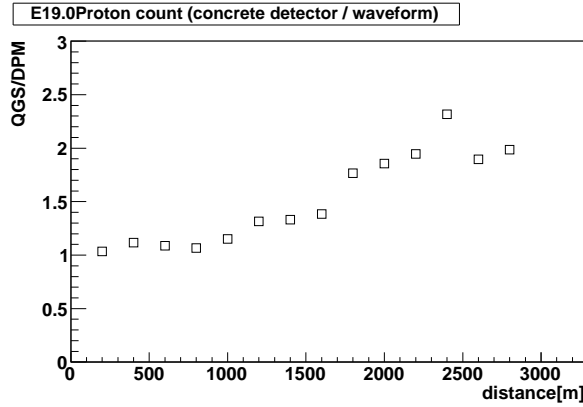


図 5.3.15: μ 粒子カウント数比率 (QGSJetII/DPMJetIII) 陽子 $10^{19.0}$ eV, 地下型, 波形によるカウント

地下型-チャージによるカウント

地下型 SD でのシミュレーション結果を図 5.3.16 と図 5.3.17 に示す。

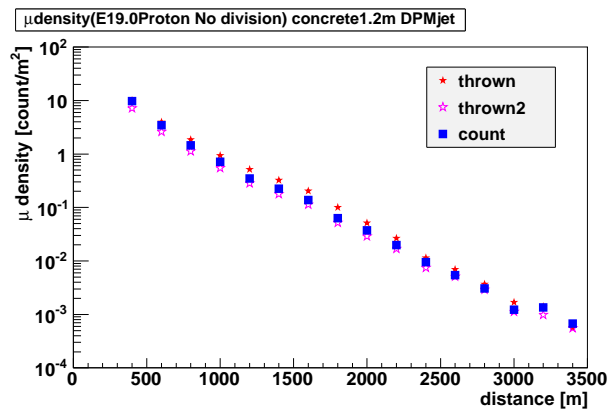


図 5.3.16: 横方向分布 (地下型,DPMJetIII, 電荷量によるカウント, 陽子 $10^{19.0}$ eV)

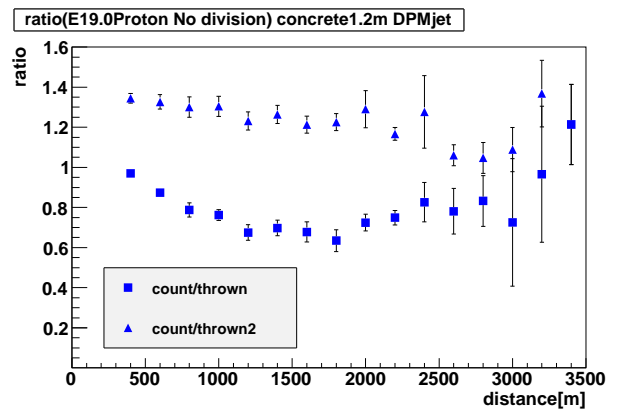


図 5.3.17: 各カウント数と thrown の比率 (地下型,DP-MJetIII, 電荷量によるカウント, 陽子 $10^{19.0}$ eV)

count に関して、QGSJetII から得られたものと DPMJetIII から得られたものの比を図 5.3.18 に示す。

地下型 SD のチャージによるカウントでは、図 5.3.6 とほぼ同じような比率となった。地下にはほぼ μ 粒子しか到達しておらず、4 章で示したように地下型 SD におけるチャージによるカウントではコア付近で精度よくカウントが行われるため、このような結果となった。

QGSJetII と DPMJetIII の相互作用モデル間の差を確かめるためには、地下型 SD のチャージによるカウントの情報が重要となる。

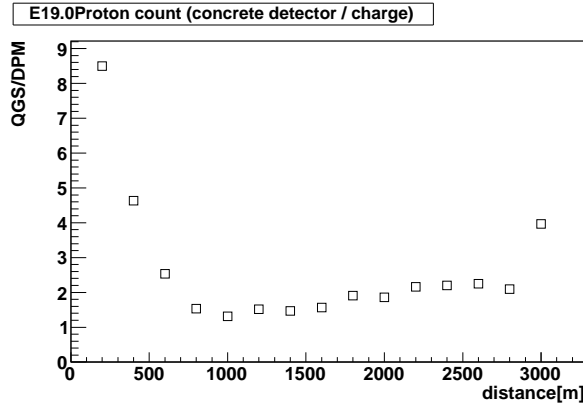


図 5.3.18: μ 粒子カウント数比率 (QGSJetII/DPMJetIII) 陽子 $10^{19.0}$ eV, 地下型, 電荷量によるカウント

5.4 様々な面積での観測

入射粒子数がポアソンでばらつくとして、 μ 粒子数を N_μ とすると $\sigma_{N_\mu} = \sqrt{N_\mu}$ となる。ここでは 2 年間の観測を行うとして、様々な面積で $\sigma_{N_\mu}/N_\mu \times 100[\%]$ を計算した結果を示す。

2 年間で期待されるイベント数を表 5.4.1 に示す。

表 5.4.1: 2 年間で 3 km 以内に期待されるイベント数

エネルギー [eV]	期待されるイベント数
$> 10^{19.4}$	20
$> 10^{19.0}$	40
$> 10^{18.7}$	80
$> 10^{18.4}$	160
$> 10^{18.0}$	400
$> 10^{17.7}$	800

5.4.1 鉛サンドイッチ型

2 年間観測を行ったとき、

検出器面積によって、どの程度の統計精度で μ 粒子数を数えられるかを見積もった。4 章で得た、20%以下の精度で測定できる距離以遠の μ 粒子数を足し合わせて $\sigma_{N_\mu}/N_\mu \times 100[\%]$ の計算を行った。結果を表 5.4.2 と表 5.4.3 に示す。10%の精度で測定できる距離以遠の μ 粒子数を足し合わせて同様の計算を行った。結果を表 5.4.4 表 5.4.5 に示す。

20%以下のカウント精度では、 30m^2 の観測面積において約 10%の統計誤差で μ 粒子数の測定が行える。カウント精度 10%以下だと、 $10^{19.0}$ eV 陽子 240m^2 で約 10%、 $10^{18.7}$ eV 陽子 120m^2 で約 10%の統計誤差となった。

5.4.2 地下型

地下型の検出器についても、鉛サンドイッチ型検出器と同様の計算をし、2 年間の観測で得られる統計精度について見積もった。以下に結果を示す。

表 5.4.2: 2年間の測定での統計精度 (鉛サンドイッチ型, $10^{19.0}$ eV, カウント精度 20%以下: 鉄 1200 m 以遠, 陽子 1200 m 以遠)

面積 [m ²]	鉄 [%]	陽子 [%]
15	13.4	16.1
30	9.6	11.7
60	7.1	8.4
120	4.8	5.7
240	3.4	4.1

表 5.4.3: 2年間の測定での統計精度 (鉛サンドイッチ型, $10^{18.7}$ eV, カウント精度 20%以下: 鉄 1200 m 以遠, 陽子 1200 m 以遠)

面積 [m ²]	鉄 [%]	陽子 [%]
15	13.3	16.0
30	9.5	11.6
60	6.7	8.1
120	4.8	5.8
240	3.4	4.1

表 5.4.4: 2年間の測定での統計精度 (鉛サンドイッチ型, $10^{19.0}$ eV, カウント精度 10%以下: 鉄 1800 m 以遠, 陽子 2000 m 以遠)

面積 [m ²]	鉄 [%]	陽子 [%]
15	25.5	42.2
30	18.3	29.1
60	12.7	21.0
120	9.1	15.0
240	6.3	10.6

表 5.4.5: 2年間の測定での統計精度 (鉛サンドイッチ型, $10^{18.7}$ eV, カウント精度 10%以下: 鉄 1600 m 以遠, 陽子 1800 m 以遠)

面積 [m ²]	鉄 [%]	陽子 [%]
15	20.3	33.7
30	14.4	23.8
60	10.1	16.9
120	7.1	11.9
240	5.1	8.5

波形によるカウント

まず、コンクリート 1.2m の検出器シミュレーションの結果について示す。シンチレータに到達する μ 粒子のうち 90%以上を数えられるコアからの距離、80%以上を数えられるコアからの距離について表 5.4.6 と表 5.4.7 にまとめた。

表 5.4.6: シンチレータに到達する μ 粒子のうち 90%以上を数えられるコアからの距離 (地下型, コンクリート 1.2 m, 波形によるカウント, 分割なし)

エネルギー [eV]	鉄 [m]	陽子 [m]
$10^{19.4}$	2600	2400
$10^{19.0}$	2200	2000
$10^{18.7}$	2000	1600
$10^{18.4}$	1600	1600
$10^{18.0}$	1200	1200
$10^{17.7}$	1400	1400

表 5.4.7: シンチレータに到達する μ 粒子のうち 80%以上を数えられるコアからの距離 (地下型, コンクリート 1.2 m, 波形によるカウント, 分割なし)

エネルギー [eV]	鉄 [m]	陽子 [m]
$10^{19.4}$	1800	1600
$10^{19.0}$	1400	1400
$10^{18.7}$	1400	1200
$10^{18.4}$	1200	1000
$10^{18.0}$	1000	1000
$10^{17.7}$	800	800

表 5.4.6、5.4.7 を参照して、20%、10%以下の精度で測定できる距離以遠の μ 粒子数を足し合わせて測定精度の見積もりを行った。結果を表 5.4.8~表 5.4.11 に示す。

地下型検出器では、地上 (コンクリート上) にある μ 粒子数と検出器まで到達する μ 粒子数を比較すると、最大半分近くに減少する。その影響で、精度は同面積では鉛サンドイッチ型よりも劣るが、カウント精度 20%以下で、60m² の観測面積で約 10%の統計誤差となった。

表 5.4.8: 2年間の測定での統計精度（地下型, 波形によるカウント, $10^{19.0}$ eV, カウント精度 20%以下: 鉄 1400 m 以遠, 陽子 1400 m 以遠)

面積 [m ²]	鉄 [%]	陽子 [%]
15	20.7	25.6
30	14.4	18.2
60	10.1	12.8
120	7.3	9.2
240	5.1	6.5

表 5.4.9: 2年間の測定での統計精度（地下型, 波形によるカウント, $10^{18.7}$ eV, カウント精度 20%以下: 鉄 1400 m 以遠, 陽子 1200 m 以遠)

面積 [m ²]	鉄 [%]	陽子 [%]
15	20.4	21.4
30	14.5	15.2
60	10.1	10.8
120	7.3	7.7
240	5.1	5.4

表 5.4.10: 2年間の測定での統計精度（地下型, 波形によるカウント, $10^{19.0}$ eV, カウント精度 10%以下, 鉄 2200 m 以遠, 陽子 2000 m 以遠)

面積 [m ²]	鉄 [%]	陽子 [%]
15	54.5	57.6
30	38.3	40.8
60	27.3	29.1
120	19.1	20.5
240	13.1	13.2

表 5.4.11: 2年間の測定での統計精度（地下型, 波形によるカウント, $10^{18.7}$ eV, カウント精度 10%以下: 鉄 2000 m 以遠, 陽子 1600 m 以遠)

面積 [m ²]	鉄 [%]	陽子 [%]
15	41.5	34.9
30	30.0	24.4
60	20.7	17.0
120	14.7	12.1
240	10.4	8.7

チャージによるカウント

チャージによるカウントでの 1000 m までの検出器の精度を示す。括弧内は、分布の幅 [%] である。

表 5.4.12: カウント精度（地下型, 電荷量によるカウント, $10^{19.0}$ eV)

コアからの距離 [m]	鉄 [%]	陽子 [%]
200	35.7(1.5)	35.9(1.7)
400	30.4(0.9)	36.6(1.0)
600	29.9(0.5)	29.7(0.9)
800	26.8(2.7)	32.0(1.2)

表 5.4.13: カウント精度（地下型, 電荷量によるカウント, $10^{18.7}$ eV)

コアからの距離 [m]	鉄 [%]	陽子 [%]
200	24.0(2.2)	28.1(1.9)
400	22.9(1.4)	24.6(1.1)
600	23.3(1.2)	23.3(0.6)
800	19.2(3.3)	21.1(1.8)

分布の幅が小さいことから、イベント毎のばらつきが小さいことが分かる。しかし精度としては 20~30% の誤差がある。本研究では、精度が 30% 以内の距離で $\sigma_{N_\mu}/N_\mu \times 100[\%]$ を計算することとした。

地下型では、コンクリート上から検出器に到達するまでに μ 粒子数が減少するが、コア付近は粒子数が多いため、統計精度が良くなる。 $10^{19.0}$ eV では、観測面積 30 m² で約 10% の統計精度、 $10^{18.7}$ eV では、観測面積 30 m² で 5% 以下の統計精度となった。

表 5.4.14: 2年間の測定での統計精度 (地下型, 電荷量によるカウント, $10^{19.0}$ eV, 600~1000 m)

面積 [m ²]	鉄 [%]	陽子 [%]
15	13.4	16.2
30	9.8	11.6
60	6.7	8.7
120	4.6	5.4
240	3.5	4.1

表 5.4.15: 2年間の測定での統計精度 (地下型, 電荷量によるカウント, $10^{18.7}$ eV, ~1000 m)

面積 [m ²]	鉄 [%]	陽子 [%]
15	5.2	6.5
30	3.8	4.6
60	2.6	3.4
120	2.0	2.4
240	1.4	1.6

5.5 期待される μ 粒子数横方向分布

本節では、検出器の総面積 30 m² で 2年間観測した場合を想定し、得られる μ 粒子数横方向分布の推定を行った。

本研究におけるシミュレーションの手順を以下に示す。

1. シャワーコアからの距離 0~3000 m で乱数を振り、全章までに得た情報から μ 粒子数を取得する
2. 粒子数を検出面積 30 m² 相当に換算する
3. 換算した粒子数をポアソン分布でばらつかせる
4. 1~3 を 2年間に期待されるイベント数分繰り返す

5.5.1 鉛サンドイッチ型

鉛サンドイッチ型検出器で期待される横方向分布と thrown と各 count の比率を図 5.5.1 と 5.5.2 に示す。また、30%以上の精度で μ 粒子数を測定できる距離を表 5.5.1 に、20%以上のものを表 5.5.2 に、これらをグラフ化したものを図 5.5.3 に示す。ここで、30%の精度とは、count/thrown、count_timing/thrown、count_timing/count、エラーバーすべてが 30%以内であることを表す。「-」で示してある項目には、該当する距離がなかったことを示す。また、2区間距離が示してある項目は、途切れている距離に対する入射粒子がなかったため、このような表記をしている。

表 5.5.1: 30%以上の精度で μ 粒子数を測定できるコアからの距離 (鉛サンドイッチ型, 4分割+時定数 3分の1)

エネルギー [eV]	鉄 [m]	陽子 [m]
$10^{19.4}$	1200~1600	800~1000, 1200~1600
$10^{19.0}$	1000~1600	600~1600
$10^{18.7}$	600~1600	800~1400
$10^{18.4}$	800~1600	600~1200
$10^{18.0}$	600~1600	600~1200
$10^{17.7}$	400~1400	600~1400

低エネルギーシャワーではコア近傍で、高エネルギーシャワーではコア遠方で、横方向分布の推定精度が良いことが分かる。

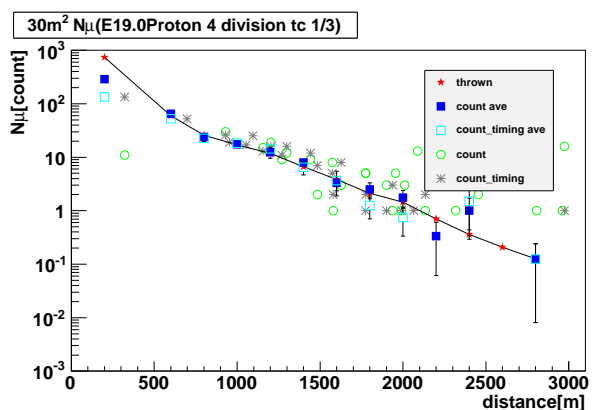


図 5.5.1: 30 m² で 2 年間測定した際に期待される横方向分布 (鉛サンドイッチ型, 陽子 10^{19.0} eV, 4 分割+時定数 3 分の 1)

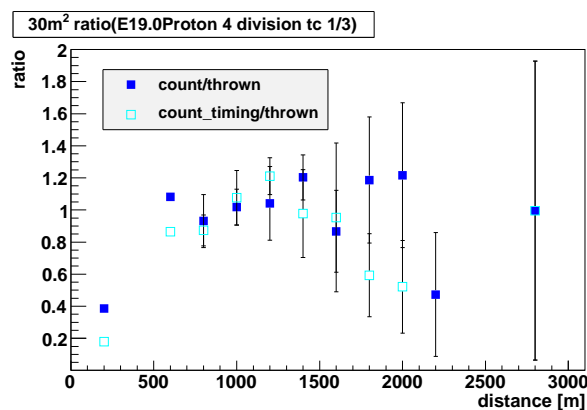


図 5.5.2: 30 m² で 2 年間測定した際に期待される thrown と各 count の比率 (鉛サンドイッチ型, 陽子 10^{19.0} eV, 4 分割+時定数 3 分の 1)

表 5.5.2: 20%以上の精度で μ 粒子数を測定できるコアからの距離 (鉛サンドイッチ型, 4 分割+時定数 3 分の 1)

エネルギー [eV]	鉄 [m]	陽子 [m]
10 ^{19.4}	1200~1400	800~1400, 1400~1600
10 ^{19.0}	1200~1400	600~1000
10 ^{18.7}	1000~1400	800~1000
10 ^{18.4}	800~1000	800~1000
10 ^{18.0}	1000~1200	800~1200
10 ^{17.7}	600~1200	800~1200

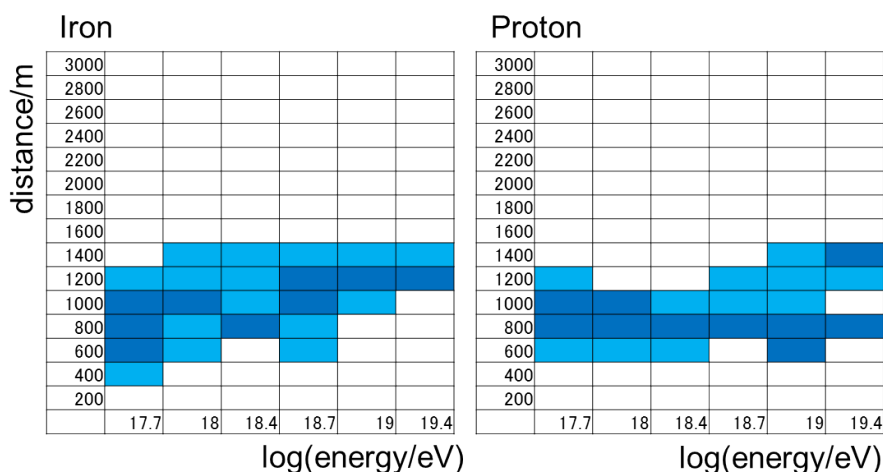


図 5.5.3: μ 粒子数を測定できるコアからの距離 (鉛サンドイッチ型, 4 分割+時定数 3 分の 1) 水色 : 30%以上、青 : 20%以上

5.5.2 地下型

地下型検出器で期待される横方向分布と thrown と各 count の比率を、波形によるカウントから計算したものを図 5.5.4 と 5.5.5 に、電荷量によるカウントから計算したものを図 5.5.6 と 5.5.7 に示す。

また、30%以上の精度 μ 粒子数を測定できる距離を表 5.5.3 と 5.5.5 に示す。これらをグラフ化したものを図 5.5.8 と 5.5.9 に示す。ここで、30%の精度とは、 $\text{count}/\text{thrown2}$ 、 $\text{count_timing}/\text{thrown2}$ 、 $\text{count_timig}/\text{count}$ 、エラーバーすべてが 30%以内であることを表す。電荷量によるカウントについては、 count_timing がいないため、 $\text{count}/\text{thrown2}$ 、エラーバーが 30%以内であることを示す。

波形によるカウントと電荷量によるカウントを組み合わせることで、コア付近から 30%以内の精度で μ 粒子数をカウントできることが分かる。

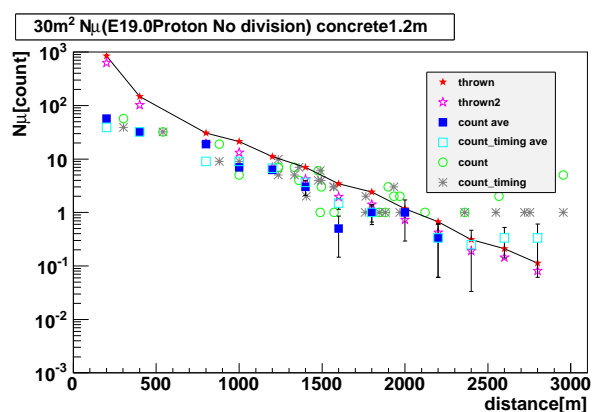


図 5.5.4: 30m^2 で 2 年間測定した際に期待される横方向分布 (地下型, 波形によるカウント, 陽子 $10^{19.0}$ eV)

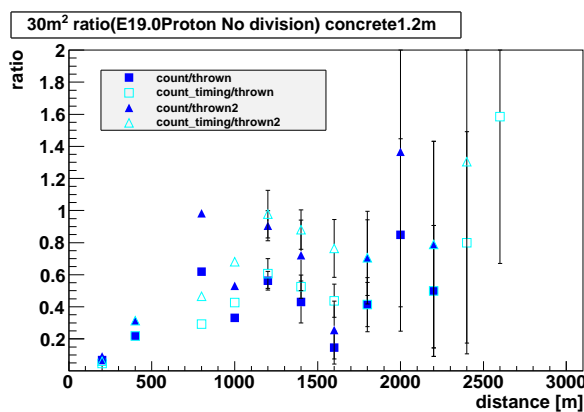


図 5.5.5: 30m^2 で 2 年間測定した際に期待される thrown と各 count の比率 (地下型, 波形によるカウント, 陽子 $10^{19.0}$ eV)

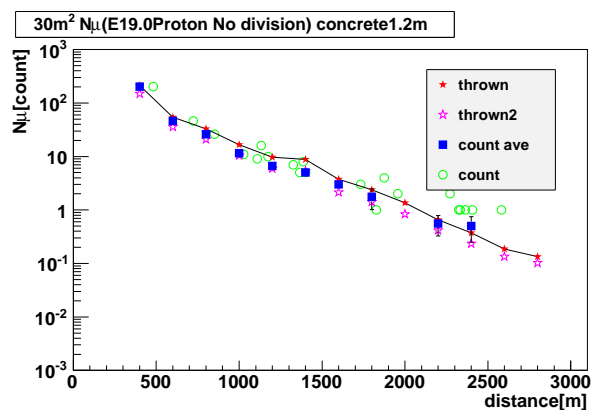


図 5.5.6: 30m^2 で 2 年間測定した際に期待される横方向分布 (地下型, 電荷量によるカウント, 陽子 $10^{19.0}$ eV)

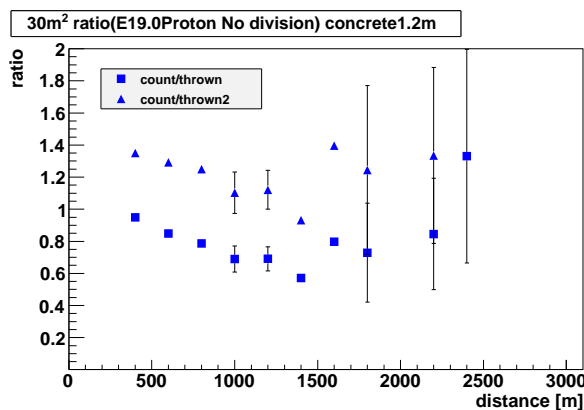


図 5.5.7: 30m^2 で 2 年間測定した際に期待される thrown と各 count の比率 (地下型, 電荷量によるカウント, 陽子 $10^{19.0}$ eV)

鉛サンドイッチ型検出器と同様、低エネルギーシャワーではコア近傍で、高エネルギーシャワーではコア遠方で、横方向分布の推定精度が良いという傾向がみられる。

表 5.5.3: 30%以上の精度で μ 粒子数を測定できるコアからの距離 (地下型, 波形によるカウント, コンクリート 1.2 m)

エネルギー [eV]	鉄 [m]	陽子 [m]
$10^{19.4}$	1600~2000	800~1200,1600~1800
$10^{19.0}$	1200~1400	1200~1400
$10^{18.7}$	800~1200	1000~1200
$10^{18.4}$	800~1200	1000~1400
$10^{18.0}$	800~1000	600~1000
$10^{17.7}$	400~1800	400~1200

表 5.5.4: 20%以上の精度で μ 粒子数を測定できるコアからの距離 (地下型, 波形によるカウント, コンクリート 1.2 m)

エネルギー [eV]	鉄 [m]	陽子 [m]
$10^{19.4}$	1800~2000	-
$10^{19.0}$	-	1200~1400
$10^{18.7}$	800~1000	-
$10^{18.4}$	-	-
$10^{18.0}$	-	-
$10^{17.7}$	600~1000	800~1200

表 5.5.5: 30%以上の精度で μ 粒子数を測定できるコアからの距離 (地下型, チャージによるカウント, コンクリート 1.2 m)

エネルギー [eV]	鉄 [m]	陽子 [m]
$10^{19.4}$	800~1400,1600~2200	800~1200
$10^{19.0}$	200~600,800~1600	600~1600
$10^{18.7}$	400~1600	400~1200
$10^{18.4}$	200~1400	200~1200
$10^{18.0}$	200~1800	200~1400
$10^{17.7}$	200~1400	200~1600

表 5.5.6: 20%以上の精度で μ 粒子数を測定できるコアからの距離 (地下型, 電荷量によるカウント, コンクリート 1.2 m)

エネルギー [eV]	鉄 [m]	陽子 [m]
$10^{19.4}$	800~1000	-
$10^{19.0}$	1000~1600	1000~1600
$10^{18.7}$	600~1000	600~800
$10^{18.4}$	400~1000	600~1000
$10^{18.0}$	800~1000	400~1200
$10^{17.7}$	200~1200	600~1200

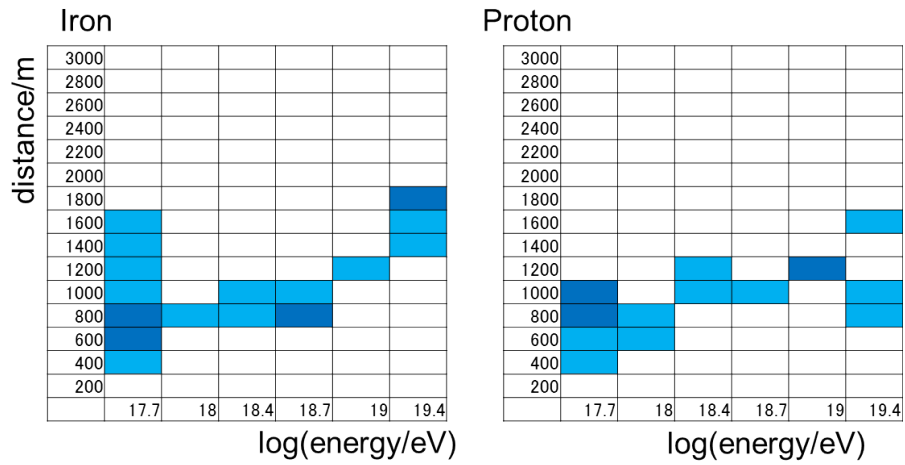


図 5.5.8: μ 粒子数を測定できるコアからの距離 (地下型/波形によるカウント) 水色: 30%以上、青: 20%以上

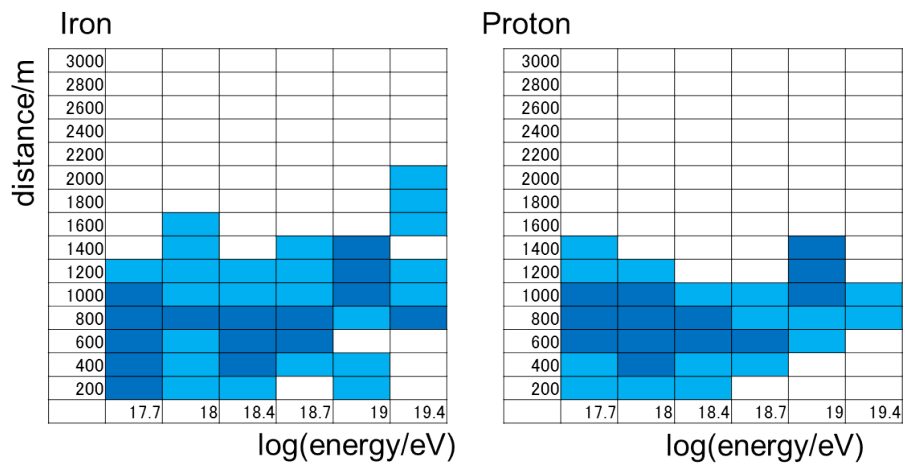


図 5.5.9: μ 粒子数を測定できるコアからの距離 (地下型, 電荷量によるカウント) 水色: 30%以上、青: 20%以上

5.6 検出器設置方法

検出器の設置方法について考察する。検出器を何箇所かに分けて設置する際、1箇所にとまとめて設置する場合と比較してどのような利点・欠点があるかをまとめておく。ここでは、 30 m^2 を1箇所に設置する場合、検出面積が検出器から半径 3000 m として、検出面積のオーバーラップありで 10 m^2 を3箇所に置く場合、オーバーラップなしで 10 m^2 を3箇所に置く場合の3パターンの比較を行った。(図 5.6.1)

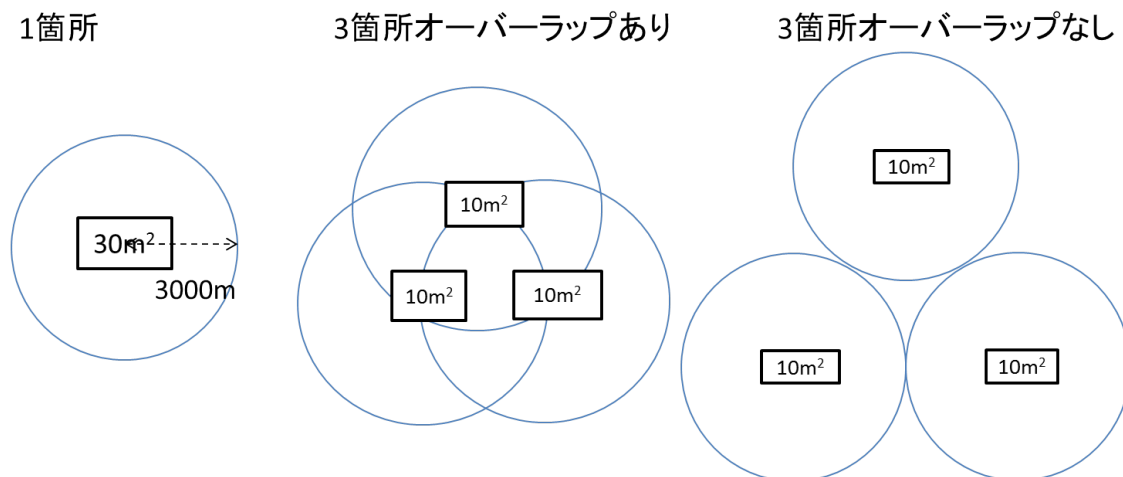


図 5.6.1: 比較した3つの設置方法

各設置方法に関して、利点をおおまかに○・×で評価したものを表 5.6.1 に記す。

以下で、表の各項目について説明する。

① は、検出面積内に入るイベント数を示している。

② は、空気シャワーを再構成する際の精度について示している。検出面積がオーバーラップしていると、再構成の精度はよくなる。

③ は、 μ 粒子の密度 (ρ_μ) のばらつきを測定するにあたり、適しているかどうかを示している。1箇所に 30 m^2 まとめて設置すると、そこで μ 粒子数がどの程度ばらついて入射してくるかを測定することができる。

④ は、各設置方法の1箇所あたりの μ 粒子数を示している。 N_μ がポアソンでふらつくとして、 σ_μ は $\sqrt{N_\mu}$ なので、 N_μ が多い方が精度が高くなる。

表 5.6.1: 検出器設置方法

項目	1箇所	3箇所オーバーラップあり	3箇所オーバーラップなし
① イベント数	△	○	◎
② 再構成の誤差	×	○	×
③ $\sigma_{\rho_\mu}/\rho_\mu$ の評価	○	△	△
④ N_μ	○	△	△

表から、各設置方法ともに利点・欠点が存在することが分かる。ひとつの設置方法のみで観測するのではなく、設置方法を一定期間で変化させることで様々なデータを得ることができるだろう。

5.7 設置シミュレーションまとめ

μ 粒子過剰

Auger 実験によると、シャワーコア遠方での μ 粒子数が陽子由来のシャワーを仮定したときの 1.8 倍である。これと同様のことが TA サイトでも観測できるとして、2 年間の観測で 3σ 以上で測定するには、面積がどれくらい必要か考察する。1.8 倍に対する 3σ は約 26% の精度が必要である。検出器シミュレーションを通して 鉛サンドイッチ型、地下型、それぞれに対して見積もられたカウント精度から、鉛サンドイッチ型 SD では 2 年間 15m^2 の観測で、地下型 SD では 2 年間 30m^2 の観測でそれぞれ Auger 実験の主張と比較できる結果が得られると考えられる。

相互作用モデルの差

2 つの相互作用モデル (QGSjetII と DPMjetIII) 間の差については、コア近傍で大きく、コアから 200 m で 9 倍、400 m で 5 倍、600 m で 2.8 倍となっている。また、コアから 2000 m 以遠でも 2 倍以上の差がある。

コアから 2000 m 以遠の差については、 3σ 以上で測定するには約 30% の精度が必要となる。鉛サンドイッチ型 SD では、コアから 2000 m 以遠ではカウント精度 10% 以下であり、 30m^2 の観測面積で相互作用モデルの比較が行えるだろう。地下型で同様に考えると、 60m^2 の観測面積で比較が行える。

コア近傍の差については、地下型の電荷量によるカウントの情報を用いる。コアから 600 m で 2.8 倍であり、これに対して 3σ 以上で測定するために必要な精度は、60% となる。よりコアから近いところでは、更に大きな差があるため、2 年間 15m^2 の観測で QGSjetII と DPMjetIII の相互作用モデル間の差について、比較が行える。

設置方法

設置方法を変化させることで、一定期間内のイベント数や 1 箇所あたりの N_μ を変化させることができるので、期間によって様々な設置方法をとりたい。

第6章 μ 粒子数測定用地表粒子検出器の製作と性能評価

今回、鉛サンドイッチ型 SD については、現行 SD の 4 分の 1 サイズで行うことや、間に鉛を挟むことなどからデザインの変更を行った。本章では、デザインの変更点について記し、検出器単体での応答一様性測定の結果を示す。

6.1 検出器デザイン

現行の SD は、8 枚のシンチレータを図 6.1.1 のように使い、1 層分としている。今回は、シンチレータを半分に切断したものを 4 枚使い、図 6.1.2 のような現行 SD の 4 分の 1 サイズの検出器を作成した。

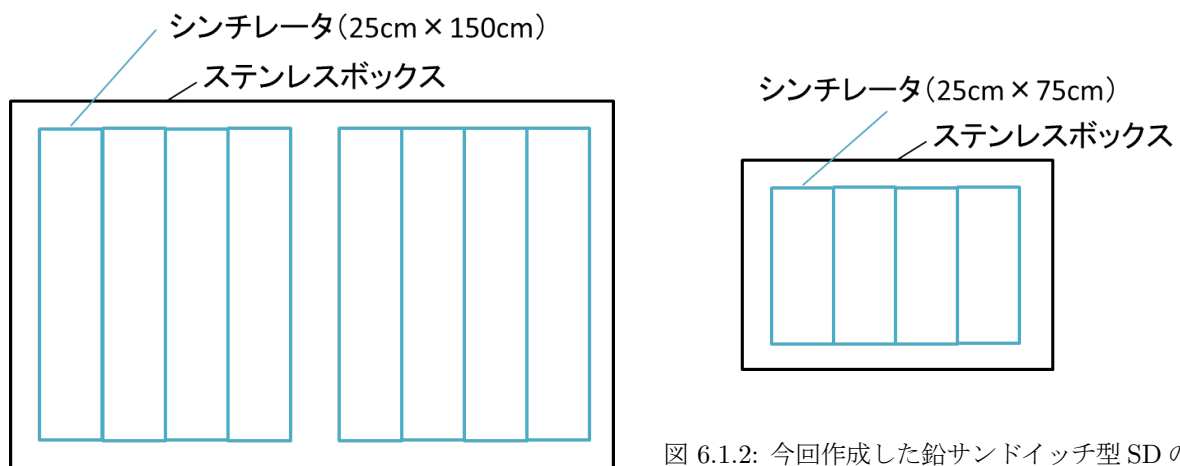


図 6.1.1: 現在の SD のシンチレータ配置

図 6.1.2: 今回の作成した鉛サンドイッチ型 SD のシンチレータ配置

この変更に伴い、PMT の位置やファイバーの張り方なども変更を行った。現行 SD のファイバーの張り方、PMT の位置については図 3.2 に示したとおりで、シンチレータの上のファイバーはシンチレータの両端から PMT の読み出しが行われるようになっている。また PMT の位置はシンチレータの横になっている。

今回作成した SD の概要を図 6.1.3 に示す。青い箱状のものがシンチレータ、その上の筒状のものが PMT である。

ファイバーはシンチレータの一端で折り返し、2 回シンチレータの上を這う。この様子を図 6.1.4 に示す。実際は、PMT はシンチレータの上にくるため、ファイバーは折り返される形となる。

実際の写真を図 6.1.5 と 6.1.6 に示す。

現行 SD と今回作成した鉛サンドイッチ型 SD との違いについて表 6.1.1 にまとめた。

また、この SD は一層ごと独立したものであり、鉛を挟む際、鉛とシンチレータの間の空間をなるべく小さくするため、実際設置は下層を逆さにする。(図 6.1.7) そのため、逆さにした際の様子を図 6.1.8 に示す。

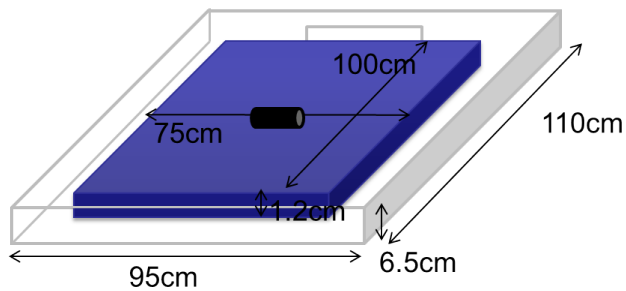


図 6.1.3: 鉛サンドイッチ型 SD 概略図

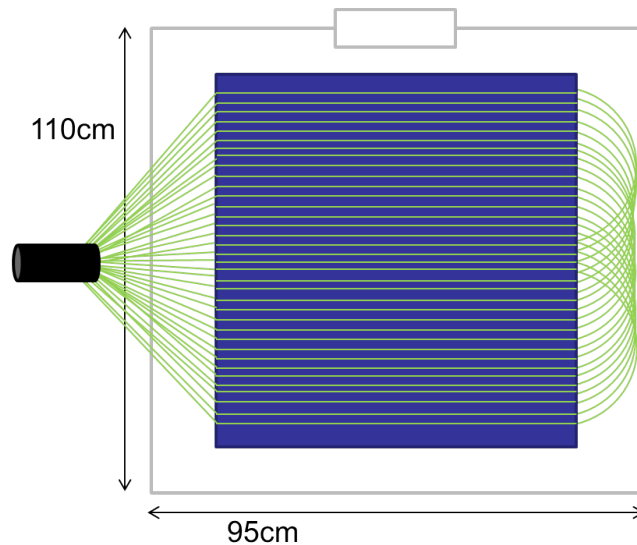


図 6.1.4: 鉛サンドイッチ型 SD のファイバー貼り方概略図

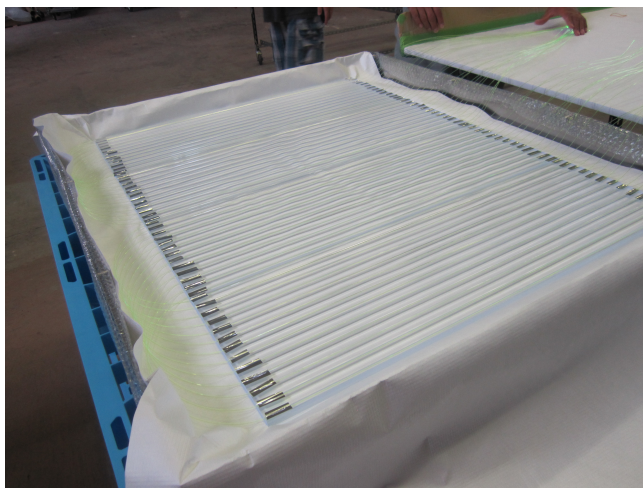


図 6.1.5: 鉛サンドイッチ型 SD ファイバーを貼り後

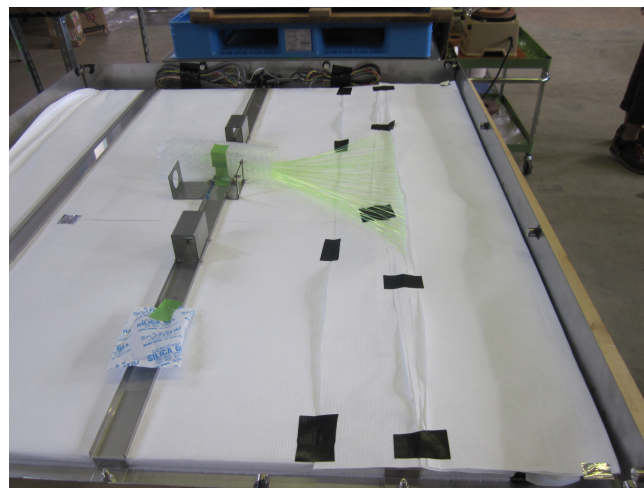


図 6.1.6: 鉛サンドイッチ型 SD 蓋締め前

表 6.1.1: 現行 SD と鉛サンドイッチ型 SD との違い

項目	現行 SD	鉛サンドイッチ型 SD
面積	3 m ²	0.75 m ²
ファイバーの長さ	5 m×52 本	3.4 m×26 本
ファイバーの張り方	シンチレータ上を直線	シンチレータの片端で折り返す (1 本のファイバーが 2 回シンチレータの上を這う)
PMT の位置	シンチレータの脇	シンチレータの上
筐体	上下層同じ筐体	上下層別の筐体

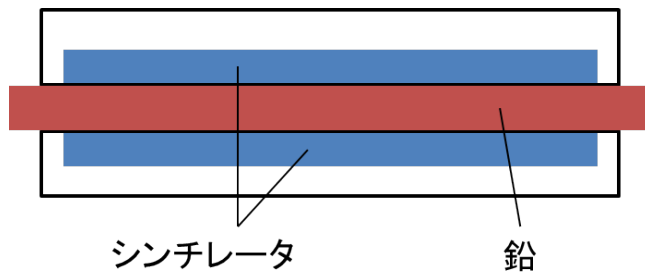


図 6.1.7: 鉛サンドイッチ型 SD 実際設置時の概略図



図 6.1.8: 鉛サンドイッチ型 SD を逆さにした様子

6.2 検出器応答一様性測定

鉛サンドイッチ型 SD の一様性測定を山梨県北杜市明野観測所で行った。15×15 cm のプローブを用い、35 か所で 1MIP を測定した。

測定概略図を図 6.2.1 に、測定結果を図 6.2.2 に示す。

PMT の上での測定の結果を図 6.2.3 に、ファイバー折り返し側での測定の結果を 6.2.4 に示す。それぞれ、緑がペDESTAL、赤が 1MIP 分布を表している。ペDESTAL はガウス分布で、1MIP はランダウ分布にガウス分布を畳み込んだ関数でフィットを行った。

全体の 1MIP ピーク値の分布を図 6.2.5 に示した。また、x 方向（ファイバーに平行な方向）での分布を図 6.2.6 に y 方向（ファイバーに垂直な方向）での分布を図 6.2.7 に示した。

1MIP カウントは、PMT の上は大きく、光の伝播経路の一番長いファイバーの折り返しに当たる部分は小さいという傾向が見える。ファイバーの折り返しにあたる部分は小さく出る結果となった。全体の平均は 66.07 ± 3.27 カウントで、標準偏差/平均値は 4.94% であった。

従来の SD の位置毎の 1MIP カウントの標準偏差と平均値の比は約 5~10% なので [37]、一様性は従来の SD に劣らないことが分かった。

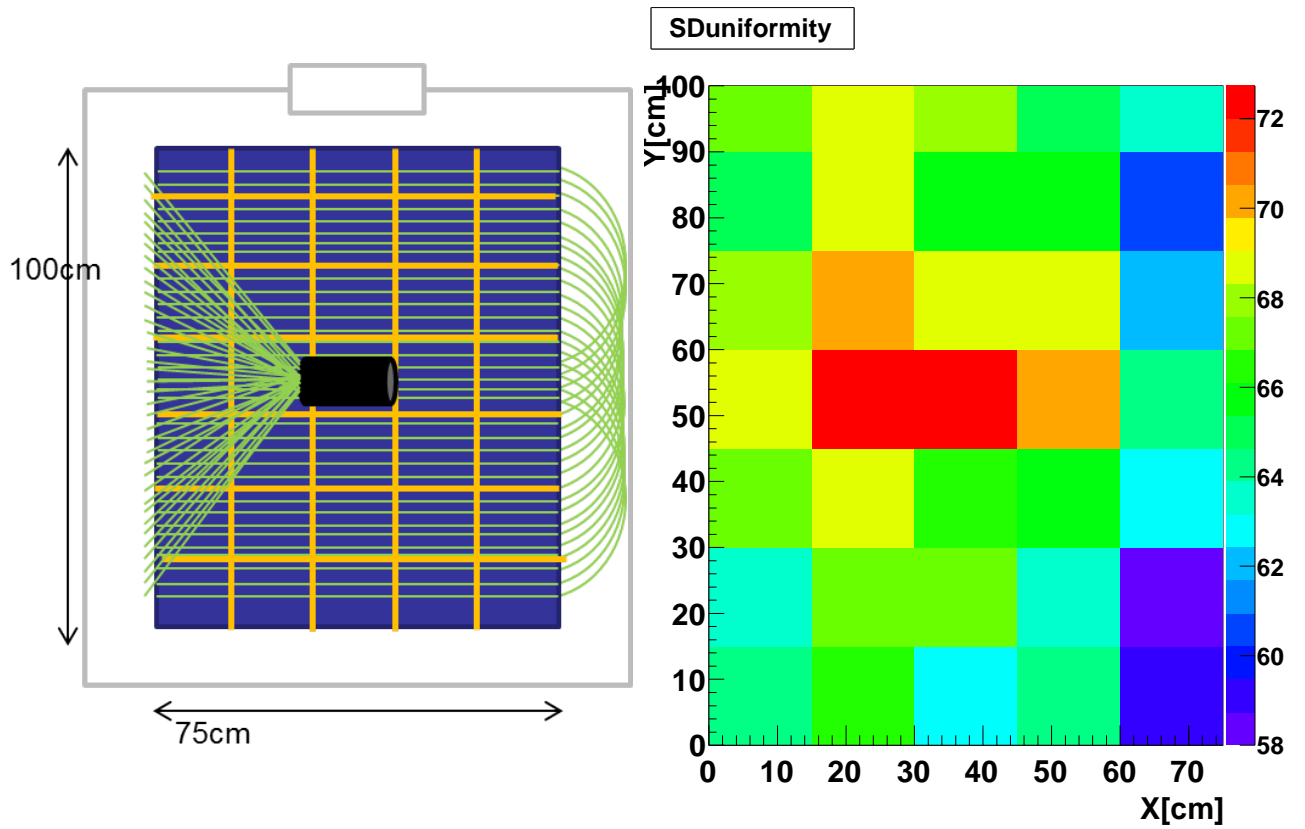


図 6.2.1: 応答一様性測定概略図

図 6.2.2: 検出器応答一様性測定結果

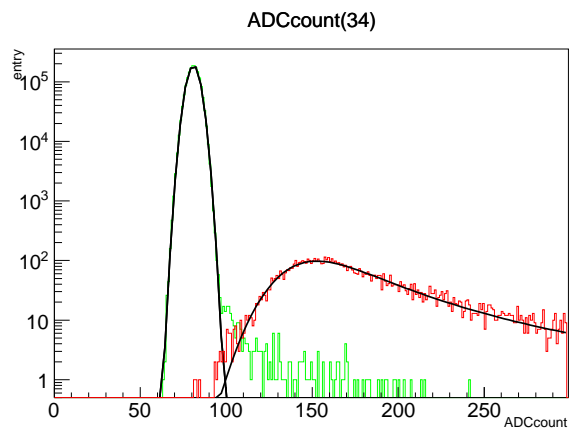


図 6.2.3: PMT 上の ADC カウントの分布

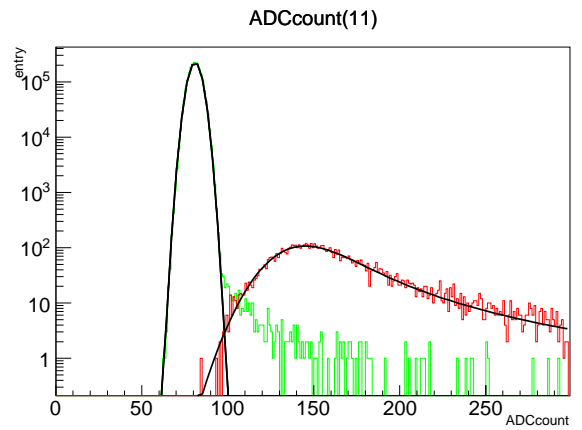


図 6.2.4: ファイバー折り返し側の ADC カウントの分布

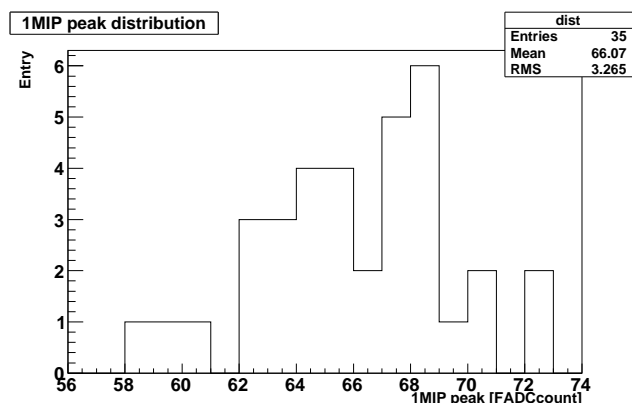


図 6.2.5: 1MIP ピーク値の分布

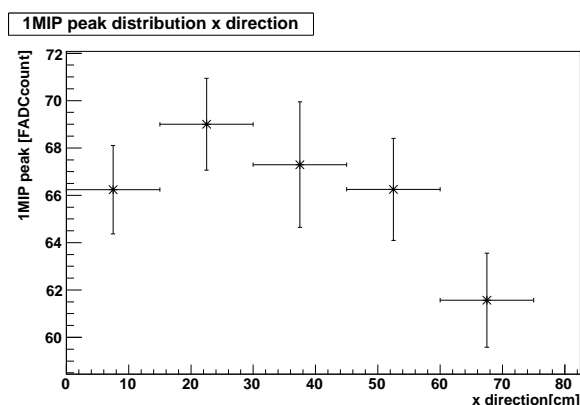


図 6.2.6: 1MIP ファイバー平行方向分布

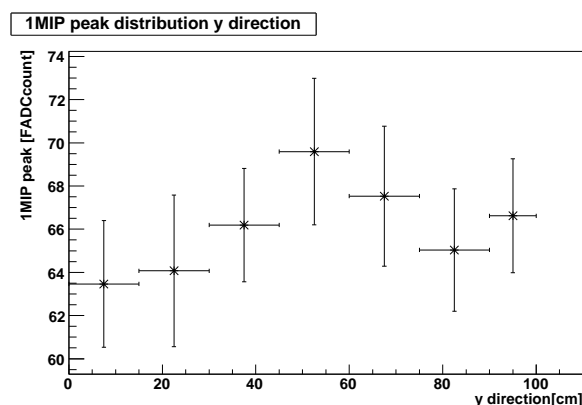


図 6.2.7: 1MIP ファイバー垂直方向分布

6.3 1photo electron 測定

1photo electron の測定は、前節と同様明野観測所で行った。以下のような方法をとった。

1. SD のエレクトロニクスにより LED を発光させる
2. LED の発光量を抑えるため、タイバックシートで遮光
3. 増幅器で出力を 10 倍に増幅
4. SD のエレクトロニクスで FADC カウントを測定

1photo electron の測定は、同じ内容のものを 9 月と 1 月に行った。

9 月の測定

上記のようにして測定を行った結果を図 6.3.1 に示す。緑がペDESTAL、赤が FADC カウントを表している。ともに、10 倍で増幅されたグラフである。波形は、82210 イベント中 3997 回トリガーされた。

これより、1p.e. は 3.62 ± 0.02 FADC カウント相当であることが分かった。前節の 1MIP の結果と合わせると、1MIP は 18.25 ± 1.02 p.e. となる。現行 SD は $1MIP = 24.6 \pm 7.2$ p.e. なので [37]、photo electron 数は現行 SD より 20%ほど小さいことが分かった。

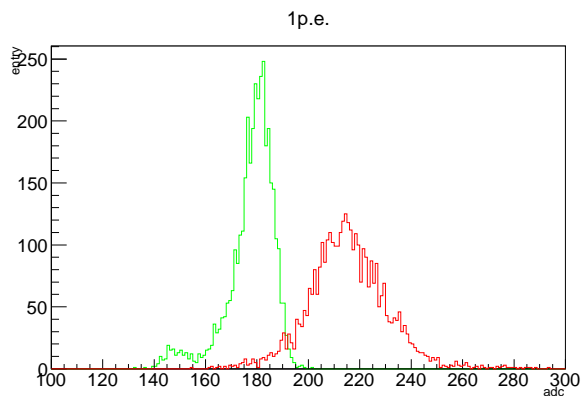


図 6.3.1: 1photo electron 測定時の Pedestal と ADC カウントの分布 (9月の測定)

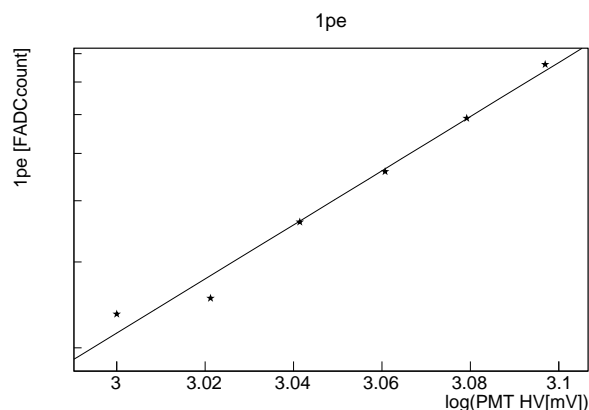


図 6.3.2: HV vs 1pe (9月の測定)

次に、HV を 1000 から 1250 まで 50 刻みで変化させ、1 p.e. の測定を行った。

結果を図 6.3.2 に示す。横軸が PMT の HV、縦軸が 1 p.e. の値を示し両軸ともにログスケールでプロットしている。また、最小二乗法で求めた近似線を黒色の線で示した。このグラフの傾きより、ゲインは $HV^{5.53}$ であることが分かった。

1月の測定

9月の測定と同様にして測定した結果を図 6.3.3 に示す。緑がペデスタル、赤が FADC カウントを表している。ともに、10 倍で増幅されたグラフである。波形は、22594 イベント中 550 回トリガーされた。

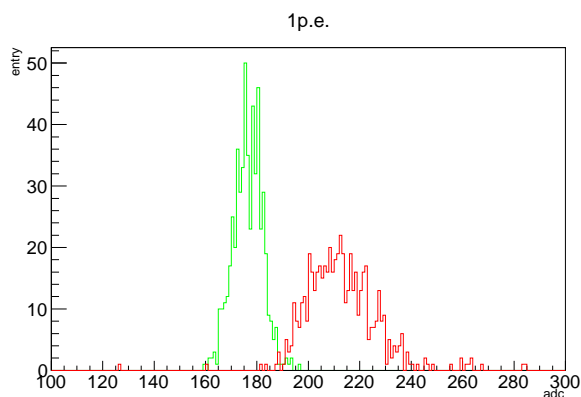


図 6.3.3: 1photo electron 測定時の Pedestal と ADC カウントの分布 (1月の測定)

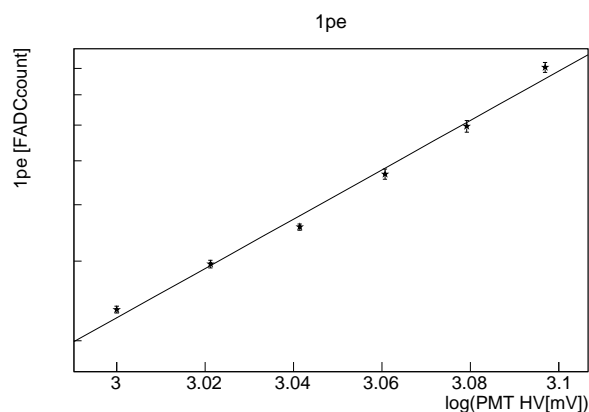


図 6.3.4: HV vs 1pe (1月の測定)

これより、1p.e. は 3.58 ± 0.06 FADC カウント相当である。

次に、HV を 1000 から 1250 まで 50 刻みで変化させ、1 p.e. の測定を行った。

結果を図 6.3.4 に示す。横軸が PMT の HV、縦軸が 1 p.e. の値を示し両軸ともにログスケールでプロットしている。また、最小二乗法で求めた近似線を黒色の線で示した。このグラフの傾きより、ゲインは $HV^{5.45}$ であることが分かった。

9月の測定結果と比較すると、全体的に 10% 程度の差はあるが、大きな差はみられず、測定の再現性が確認された。

表 6.3.1: 1photo electron 相当の FADC カウント

HV	9月の測定 [FADC カウント]	1月の測定 [FADC カウント]
1000	2.34±0.02	2.34±0.04
1050	2.53±0.01	2.95±0.06
1100	3.62±0.02	3.58±0.06
1150	4.59±0.03	4.74±0.12
1200	5.90±0.03	6.01±0.18
1250	7.61±0.06	8.08±0.20

6.4 photo electron 数増加のための対処

9月の測定結果より、photo electron 数は現行 SD より少なく出ている結果となった。その原因のひとつとして、PMT の感面にファイバーが当たっている面積が少ないために、ファイバーが当たっていない領域から光が漏れているのではないかと考え、この部分を養生し測定を行った。また、PMT 感面とファイバーの間に屈折率がそれらに近いものを挟むことも効果的であると考え、オプティカルグリスを塗布しての測定も行った。

何もせずに測定を行った結果を図 6.4.2 に示す。緑がペDESTAL、赤が ADC カウントを示している。それぞれ、ガウス分布、ガウス分布にランダム分布を組み込んだ関数でフィッティングされている。ここでの 1MIP の結果は、96.5 FADC カウントであった。(温度：6.96 °C)

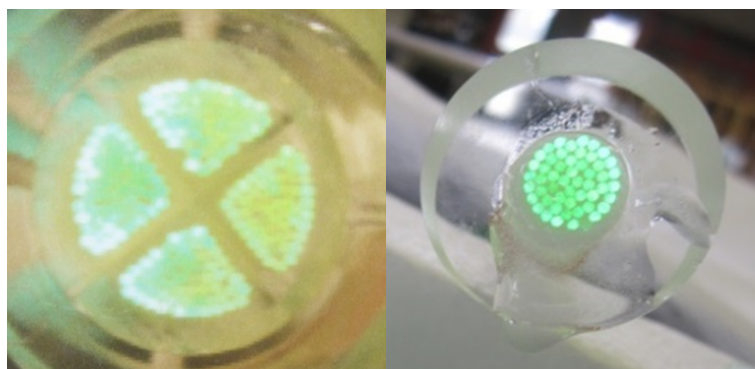


図 6.4.1: PMT 感面にあたるファイバーの分布 (左：現行 SD 右：鉛サンドイッチ型 SD)

タイバックシートで養生して測定した結果を図 6.4.3 に示す。1MIP は、99.9 FADC カウントである。(温度：6.33 °C) 次に、オプティカルグリスを塗り、測定した結果を図 6.4.4 に示す。1MIP は、110.5 FADC カウントである。(温度：3.15 °C)

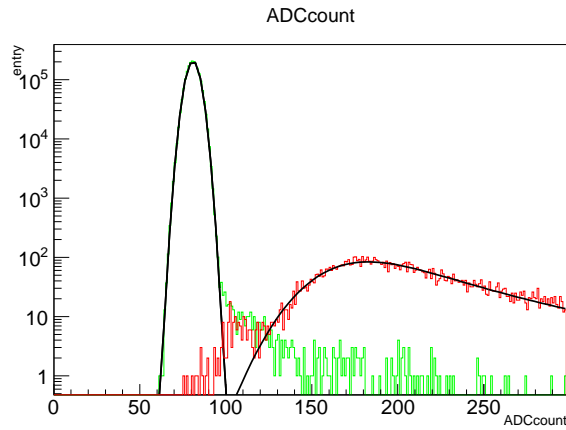


図 6.4.2: 1MIP 測定結果 (対処なし)

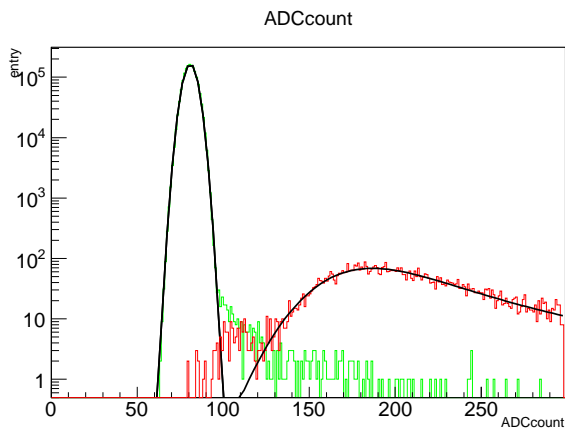


図 6.4.3: 1MIP 測定結果 (タイベックシートで養生)

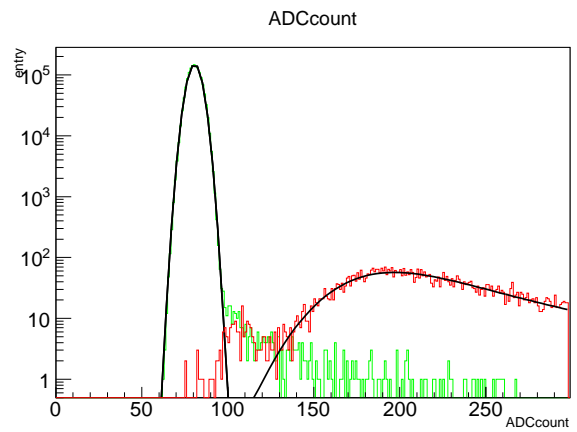


図 6.4.4: 1MIP 測定結果 (タイベックシートで養生+光学グリス塗布)

1%/1℃といわれている温度特性を考慮し、結果を表 6.4.1 にまとめる。

表 6.4.1: photo electron 数増加のための対処とその結果

項目	1MIP 値 [FADC カウント]	1MIP 値 [p.e. 数]
対処なし	96.5	26.8
タイベックシートで養生	99.3	27.6
タイベックシートで養生+光学グリス	107.1	29.8

タイベックシートで養生すること、光学グリスを塗布することは、カウント数 (p.e. 数) を増加させることにつながるということが分かった。

第7章 鉛サンドイッチ型検出器試験的設置

7.1 設置前試験

鉛サンドイッチ型 SD に関して、設置前にユタ州デルタ市にて行った検出器の較正結果を記す。間に鉛は挟まず、下層を上下逆さにした状態で試験を行った (図 7.1.1)。

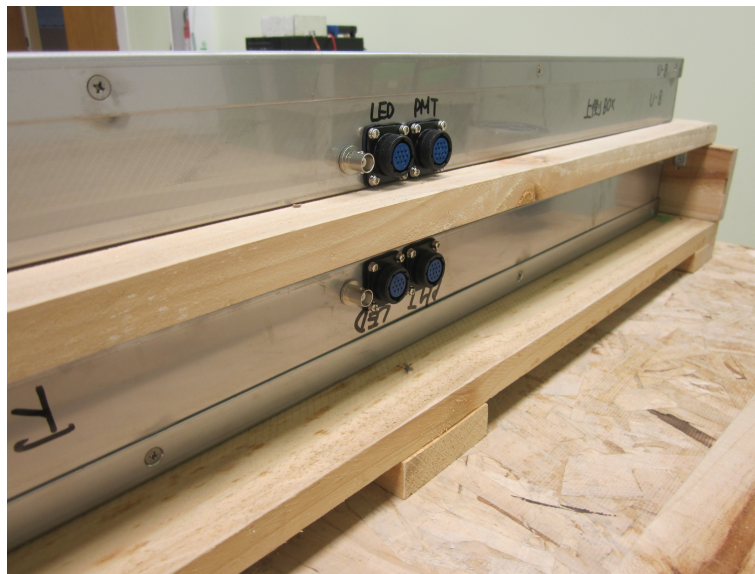


図 7.1.1: 鉛サンドイッチ型 SD テスト時の検出器の様子

7.1.1 1MIP 測定

地表に到来する宇宙線は主に μ 粒子であり、これらは様々なエネルギー、到来方向を持つが、1 粒子の検出器中でのエネルギー損失量はほぼ物質厚みだけにだけに比例するため、1MIP を測定する事で FADC カウント値と検出器中でのエネルギー損失量の関係を把握する事ができ、較正できる。

1MIP の測定結果を図 7.1.2 に示す。ここでは、1MIP が約 50 カウントになるよう PMT に印加する電圧を設定してある。横軸が ADC の値、縦軸がエントリー数を示している。黒が上層の、赤が下層のペDESTAL で、緑が上層の、青は下層の信号を示している。表示の関係上、ペDESTAL は 10 で割った値を示してある。

図 7.1.3 に現行 SD の 1MIP 測定の結果を示す [38]。検出面積が異なるため統計量に違いはあるが、分布の形に極端な違いは見られない。

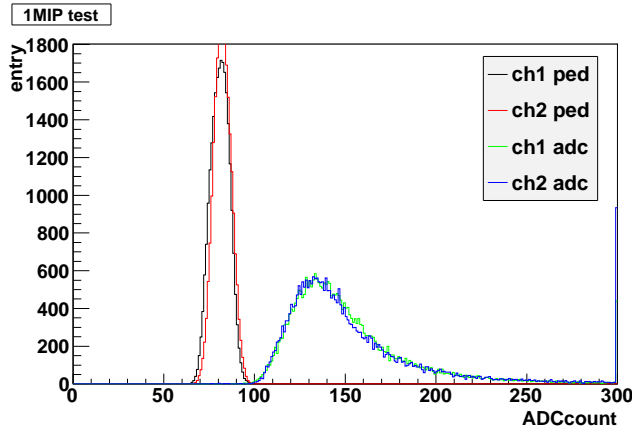


図 7.1.2: 1MIP 測定結果 (鉛サンドイッチ型 SD)

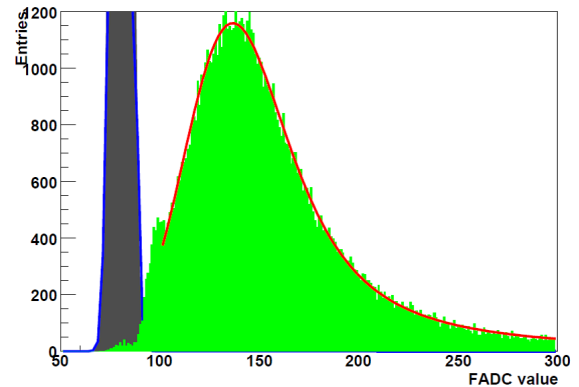


図 7.1.3: 1MIP 測定結果 (現行 SD)

7.1.2 リニアリティ測定

SD のダイナミックレンジは SD が観測可能な粒子数の上限であり、それは主に PMT の入射光子数に対する出力電荷量の線形性 (ここではリニアリティと呼ぶ) により制限を受ける。

TA 実験の現行 SD では、シンチレータ層に 2 個ずつ設置されている LED を用いてリニアリティを測定している。鉛サンドイッチ型 SD にもこれを採用し、リニアリティ試験を行った。

測定では LED をひとつずつ発光させた場合と、2 つ同時に発光させた場合の PMT 出力を比較している。低い光量の場合、LED1、2 の発光量を p_1 、 p_2 、LED の発光に対する PMT 出力を $f(p_1)$ 、 $f(p_2)$ とすると、

$$f(p_1 + p_2) = f(p_1) + f(p_2) \quad (7.1.1)$$

となる。しかし光量が大きくなると、空間電荷効果等の効果により PMT の線形性が崩れるため、

$$f(p_1 + p_2) < f(p_1) + f(p_2) \quad (7.1.2)$$

となる。測定では p_1 、 p_2 を変化させ、 $f(p_1) + f(p_2)$ と $f(p_1 + p_2)$ のずれを評価している。

図 7.1.4 と 7.1.5 に測定結果の例を示す。縦軸は線形性からのずれ $\{f(p_1 + p_2) - (f(p_1) + f(p_2))\} / (f(p_1) + f(p_2)) \times 100$ である。

10%以上ずれるのが、約 10000 pC 以降である。1 FADC カウントあたりのチャージ量 [pC] は FADC が分解能 12 bit、入力レンジ 2 V、50 MHz サンプリング、終端抵抗が 50Ω であることから、

$$\frac{2}{4095} \times \frac{1}{50} \times 20 \times 10^{-19} \quad (7.1.3)$$

である。1MIP あたり 50 FADC カウントとすると、1 MIP は 9.77 pC となる。リニアリティ測定では 400 ns との間に 1MIP の最大値が約 15 FADC カウントなので、20ns 以内に到来する粒子としては、約 170 まで測定が行える計算となる。

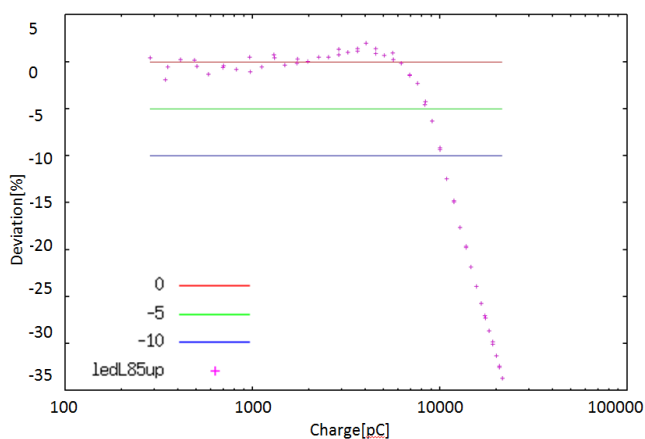


図 7.1.4: リニアリティ測定結果 (上層)

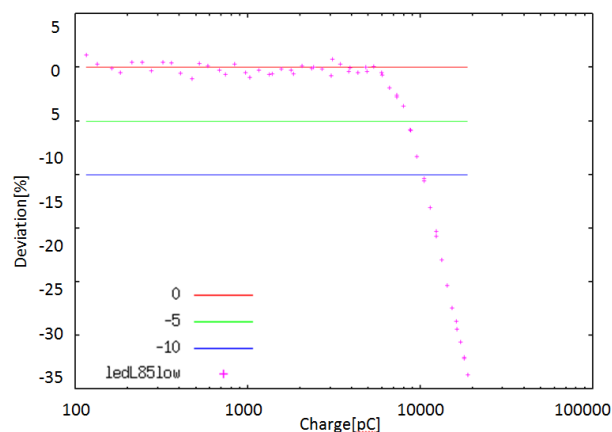


図 7.1.5: リニアリティ測定結果 (下層)

7.2 設置概要

鉛サンドイッチ型検出器一台を試験的に CLF の北西の端に設置した。CLF の位置は、図 3.1.1 の青色の十字で示してある位置である。図 7.2.1 の黒い四角が CLF のコンテナを、青い四角が設置した SD を示している。CLF コンテナの北西の端から、北 7.5 m、西 6.0 m に設置した。

下層 SDBox の脇に木材を設置し、その上に C 型鋼を並べ、コンパネを置いたうえに上層 SDBox を設置した。下層 SDBox と鉛との間は約 30 mm、鉛と上層 SDBox との間は約 3 mm である。

図 7.2.2 に大まかな大きさを示した。

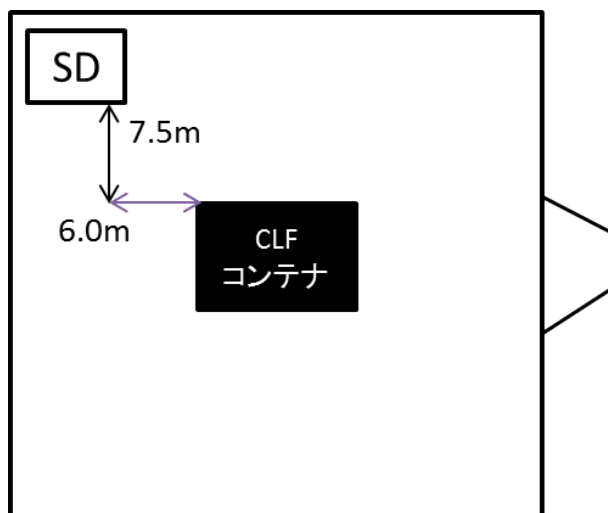


図 7.2.1: CLF に設置した SD の位置

図 7.2.3 に CLF に設置した SD の写真を示す。手前に見えるのが、CLF のコンテナである。

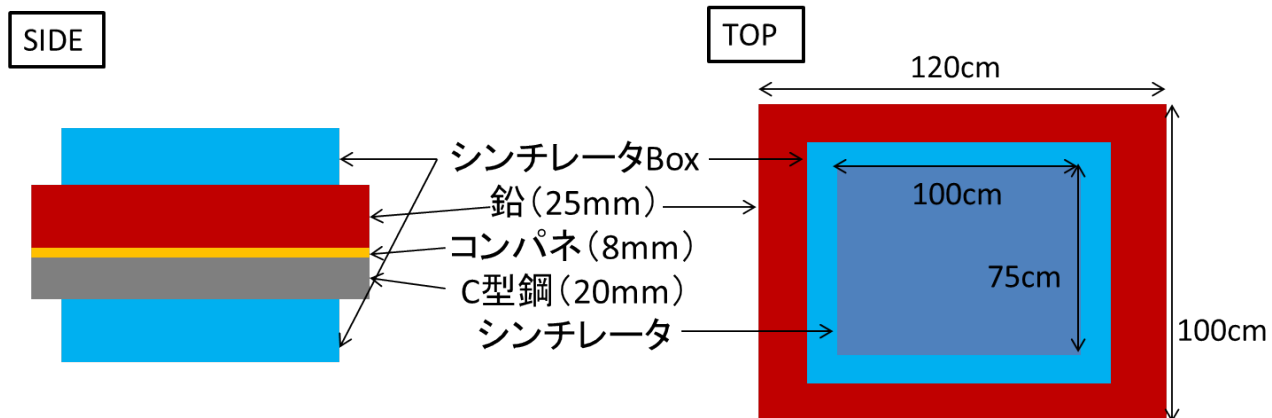


図 7.2.2: CLF に設置した SD の大まかな大きさ

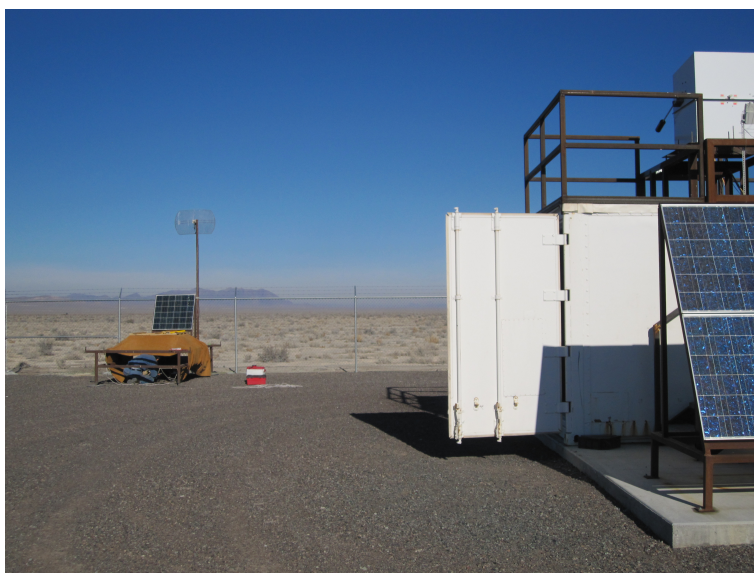


図 7.2.3: CLF に設置した SD

7.3 設置した検出器の応答

7.3.1 カウントレイト

設置した鉛サンドイッチ型 SD について、カウントレイトを測定し、シミュレーションとの比較を行った。

シミュレーション

今回は、大気中の粒子の分布を低エネルギーシャワーによって生成した。空気シャワーシミュレーションの概要を記す。

- 空気シャワーシミュレーションコード：CORSIKA v76000
- 天頂角：0~70 度
- 方位角：-180~180 度
- 一次エネルギー：3~10 GeV
- 一次粒子：陽子、ヘリウム、炭素、窒素、酸素
- 最低生成エネルギー： μ 粒子 10 MeV、ハドロン 50 MeV、電子 50 keV、 γ 50 keV

上記のようにして生成した粒子を、現行 SD、鉛サンドイッチ型 SD を定義したシミュレーションにそれぞれ入射し、応答を見た。現行 SD では、level-0 トリガーによるカウントレイトを記録しているので、これらと比較するため、シミュレーションも同様に、上下層で 0.3 MIPs のコインシデンスがあった粒子の数をそれぞれの検出器についてカウントし、比率をとった。

結果を表 7.3.1 にまとめる。

表 7.3.1: シミュレーションによるカウントレイトの比率

一次粒子	カウントレイトの比 (鉛サンドイッチ型/現行 SD×100[%])
陽子	82.7
ヘリウム	83.1
炭素	83.4
窒素	83.3
酸素	83.2

どのシャワーにおいても、あまり変化はなく、カウントレイトの比は 82~84% という結果となった。平均をとると、83.14±0.24%であった。

観測データ

観測データでは、鉛サンドイッチ型 SD のデータは、CLF に試験設置したものを、現行 SD のデータは、CLF の周りに設置されている 4 台の SD を用いた。

4 台と鉛サンドイッチ型 SD との位置関係を図 7.3.1 に示す。2420 は、設置した鉛サンドイッチ型 SD の検出器番号で、今後このように呼ぶ。

まず、12 月のカウントレイトの変動の様子を示す。横軸が時間で、縦軸が一時間あたりのカウント数を示している。1216、1217、1316、1317 は常に同じような値で変動をしており、そこから 30% 程度低いところで 2420 が大まかに周囲の 4 台と同様の変動をしている。

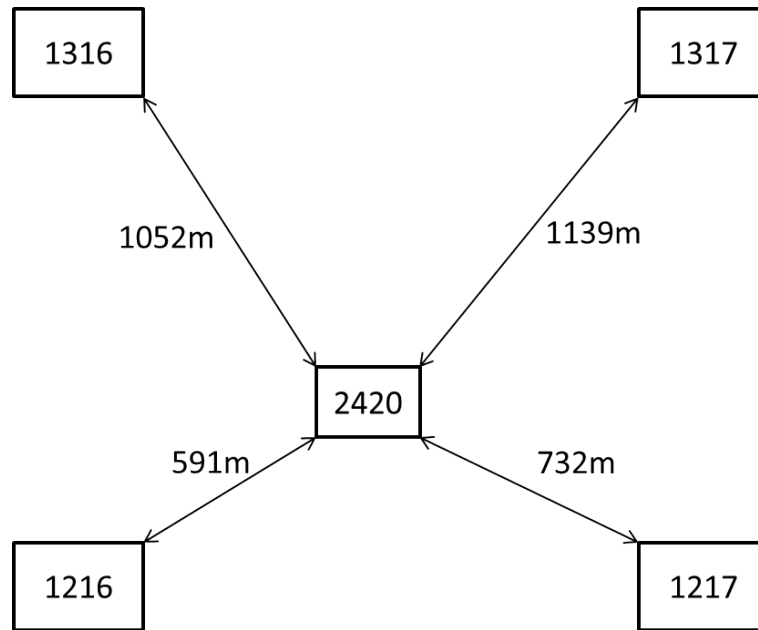


図 7.3.1: 各検出器の位置関係

カウントレイトは、10分に1データ得られるようになっており、ここでは日ごとに平均をとったものを示す。2420のデータが、12月8日からなので、12月8日から12月31日までのものを図7.3.3に示す。

それぞれエラーバーがつけてあるが、十分に小さい。

1216、1217、1316、1317と2420のカウントレイトの比をとり、平均したものを図7.3.4に示す。

カウントレイトの比率は70~73%にあり、全期間の平均をとると、 $71.57 \pm 0.74\%$ となった。

シミュレーションと実データの比較

シミュレーションによると、鉛サンドイッチ型SDと現行SDとのカウントレイトの比は、約83%となった。一方、一か月観測されたデータでは、約71%であった。

この差の原因としてまず、TA実験で用いているSDのトリガーエネルギーが700keVであるのに対し、シミュレーションにおける μ 粒子やハドロンの最終生成エネルギーがそれを超えているということが挙げられる。700 keV程度のエネルギーをもつ粒子は、鉛でエネルギーを失う可能性が高く、実際は存在するかもしれない700 keV程度の μ 粒子、ハドロンのシミュレーションで考慮されていないため、シミュレーションにおけるカウントレイトの比率が大きく出たのではないかと考えられる。

また、シミュレーションにおける μ 成分と電磁成分の比が実際と異なっているということも考えられる。

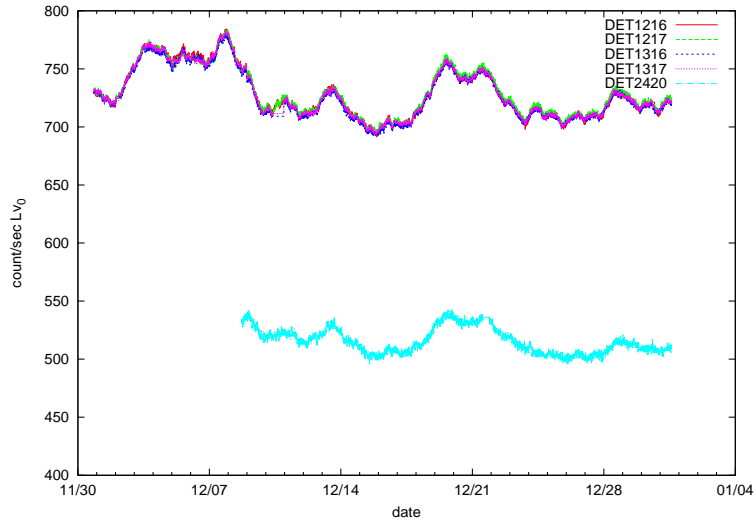


図 7.3.2: カウントレイト

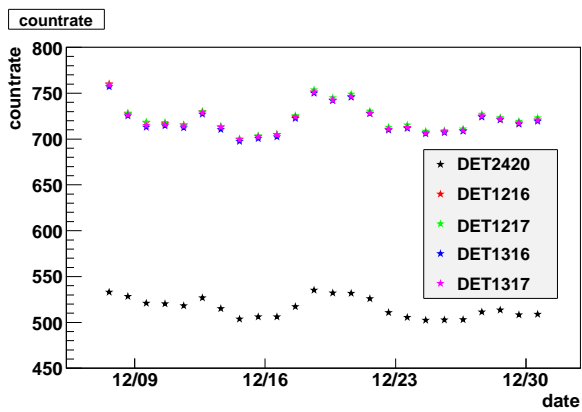


図 7.3.3: 日ごとのカウントレイト

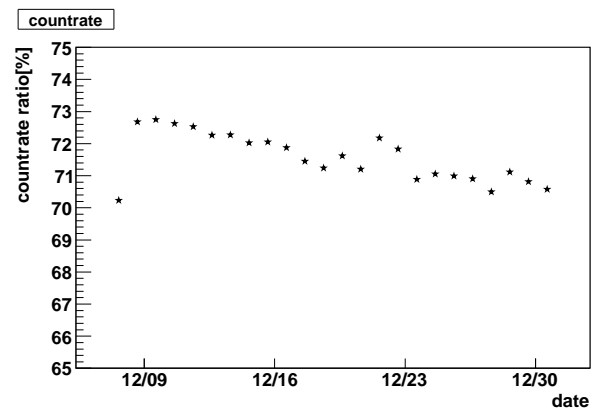


図 7.3.4: 日ごとのカウントレイトの比率

7.3.2 空気シャワーイベント

12月1日から1月20日までの空気シャワーイベントデータを解析した結果を示す。2420は、空気シャワートリガには参加していないが、トリガがかかったときに0.3 MIPs以上のエネルギー損失があった場合、2420の波形データは記録される。

該当期間に、2420が波形を持つイベントは164あった。しかし、これらすべてが空気シャワーイベントによるトリガではなく、大気ミュオンである可能性もある。空気シャワーイベントによってトリガされたイベントを取り出すため、そのイベント内の電荷量が大きい3台のSDの位置から、電荷量の対数で重みをつけ、空気シャワーコア位置を見積もった。空気シャワーイベントに付随した信号であるとみなせる見積もられたコアから3000m以内のイベントを取り出した。抽出されたイベント数とカウントされた μ 粒子数を表7.3.2に示す。 μ 粒子カウント数の括弧内の数字は、各イベントの内訳を示している。

表 7.3.2: 距離ごとのイベント数

シャワーコアからの距離 [m]	イベント数	μ 粒子カウント数
0 ~ 200	2	3(2,1)
200 ~ 400	2	2(1,1)
400 ~ 600	7	8(3,1,1,1,1,0)
600 ~ 800	2	0(0,0)
800 ~ 1000	5	3(1,1,1,0,0)
1000 ~ 1200	4	4(2,1,1,0)
1200 ~ 1400	5	2(1,1,0,0,0)
1400 ~ 1600	5	5(2,1,1,1,0)
1600 ~ 1800	0	0
1800 ~ 2000	3	2(1,1,0)
2000 ~ 2200	1	1(1)
2200 ~ 2400	0	0
2400 ~ 2600	0	0
2600 ~ 2800	0	0
2800 ~ 3000	1	0(0)

次に、シャワーコアが近い位置にあるイベントと離れたイベントの波形を示していく。

シャワーコアから 190 m のイベント

シャワーコアが近い位置にあるイベントについて、イベントの様子と波形を示す。まず、図7.3.5にイベントの様子を示す。

×が、2420の位置を示しており、円の大きさはチャージ量の対数を、色は時間を示している。

上から、1216、1217、1316、1317、2420の波形を示しており、黒が上層、赤が下層を示している。横軸は時間で、1 binあたり20 nsで示してある。各検出器間の時間差については、1216の波形を基準に示してある。2420の波形を見ると、下層の方が大きい信号を出している。これは、高エネルギーの γ 線が上層と下層シンチレータの間で陽子陽電子対生成を起こす、または光電効果によって、下層でのみ信号を残しているためだと考えられる。

シミュレーションにおけるシャワーコアから200~400 mのエネルギー分布($10^{19.0}$ eV陽子)を図7.3.7に示す。シャワーコア付近では、高エネルギーの γ 線が多く存在していることが分かる。また、シミュレー

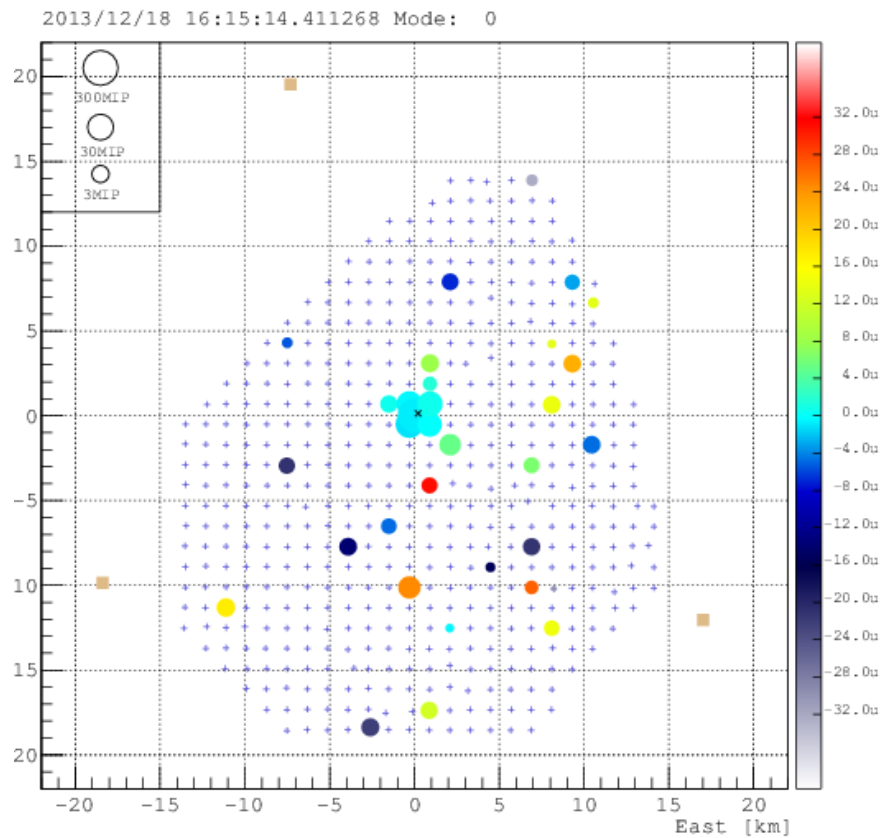


図 7.3.5: イベントの様子 (190 m イベント)

シミュレーションによるシャワーコアが 200 m 付近のイベントの波形を図 7.3.8 に示す。黒が上層、赤が下層を示している。シミュレーションにおいても、下層の方が大きな信号を出している。

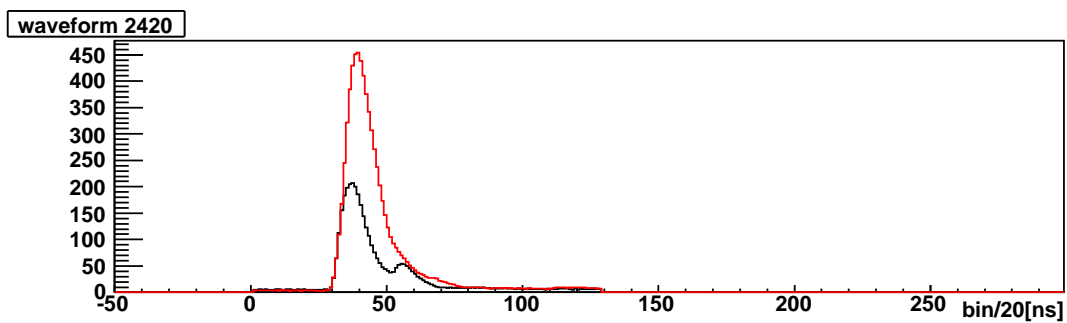
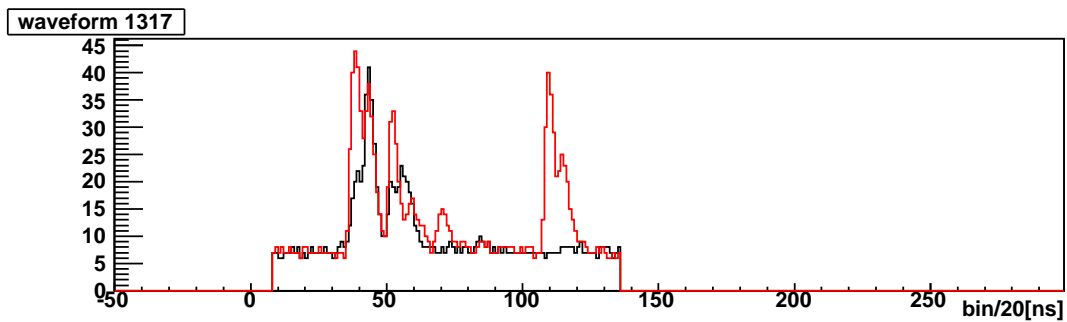
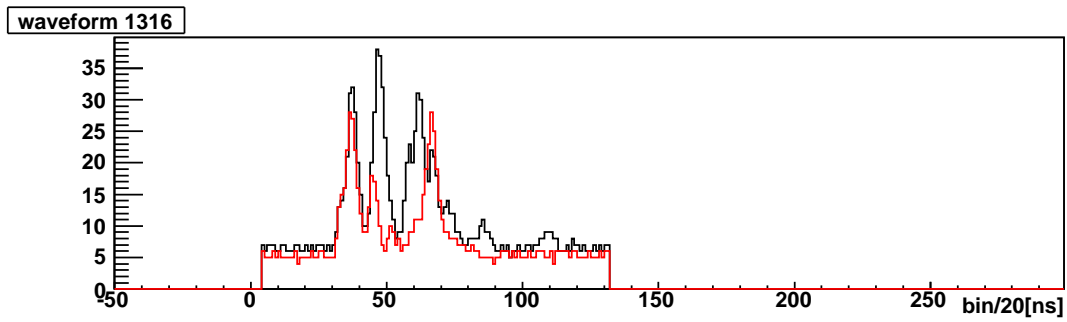
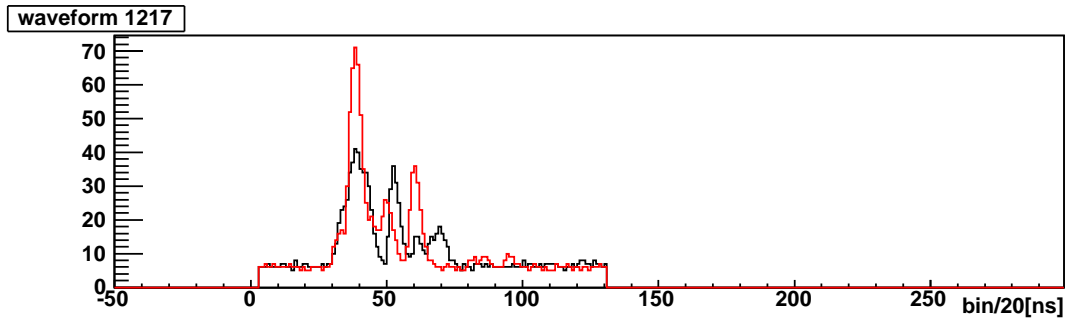
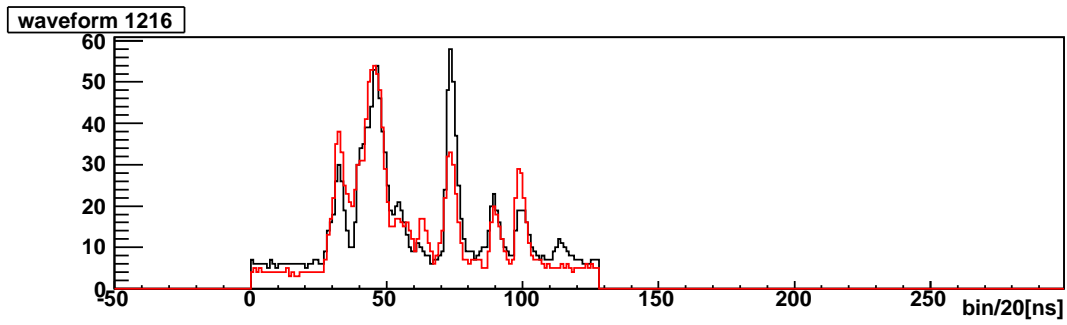


図 7.3.6: 波形 (190 m イベント) 黒 : 上層 赤 : 下層

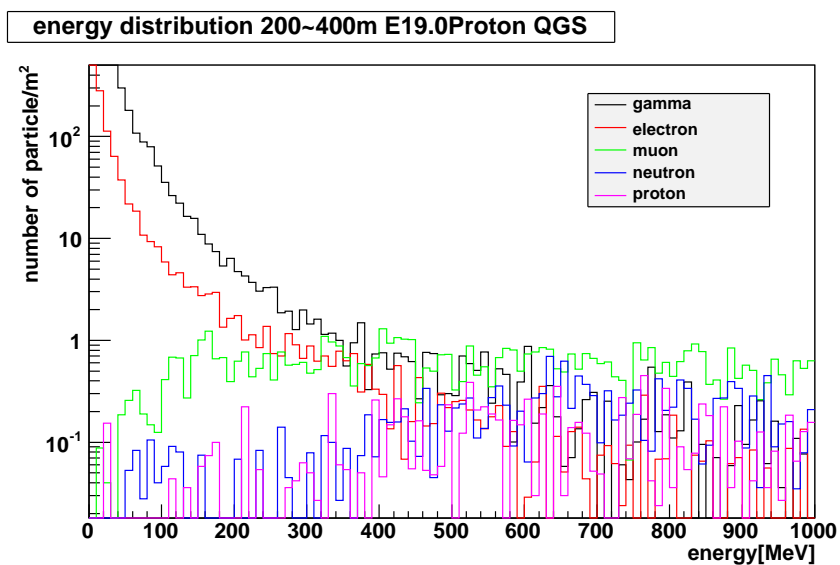


図 7.3.7: シミュレーションにおけるシャワーコアから 200~400 m のエネルギー分布 ($10^{19.0}$ eV 陽子)

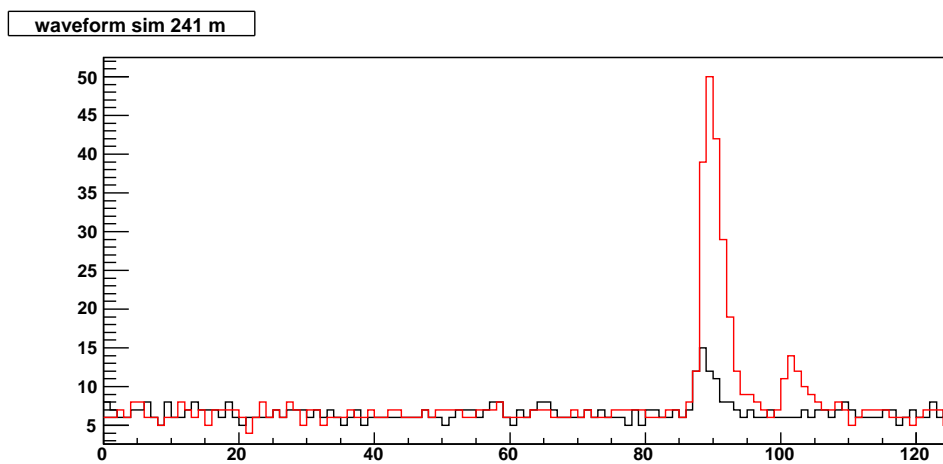


図 7.3.8: シミュレーションにおけるシャワーコアから 241 m の検出器の波形 (黒：上層 赤：下層)

シャワーコアから 1500 m のイベント

シャワーコアが 2420 から 1500 m にあるイベントについて、イベントの様子を図 7.3.9 に、波形を図 7.3.10 に示す。

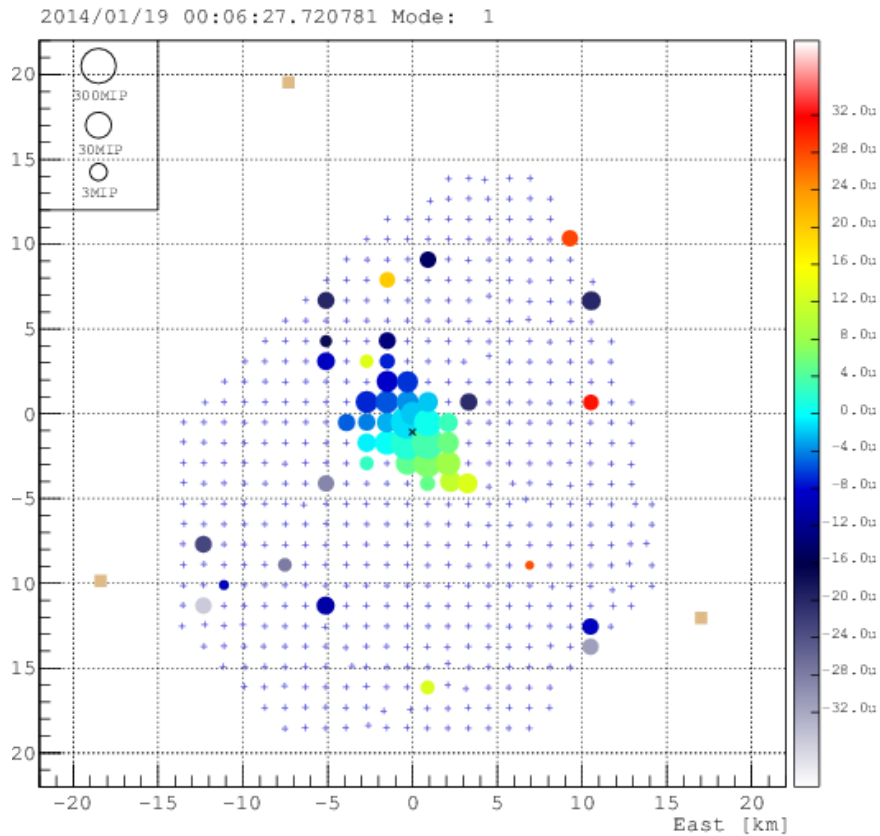


図 7.3.9: イベントの様子 (1500 m イベント)

× が、2420 の位置を示しており、円の大きさはチャージ量を、色は時間を示している。

2420 の波形をみると、波形の時間の早い部分では、下層の方が大きいシグナルを出している。これは、190m のイベントでも記したような、 γ 線の効果によるものだと考えられる。波形の遅い部分では、上層であったシグナルが下層ではなくなっている。これは、鉛の効果によるものだと考えられる。

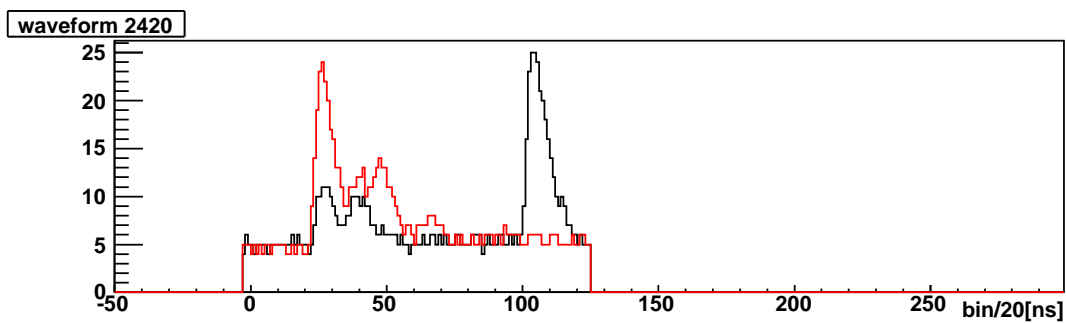
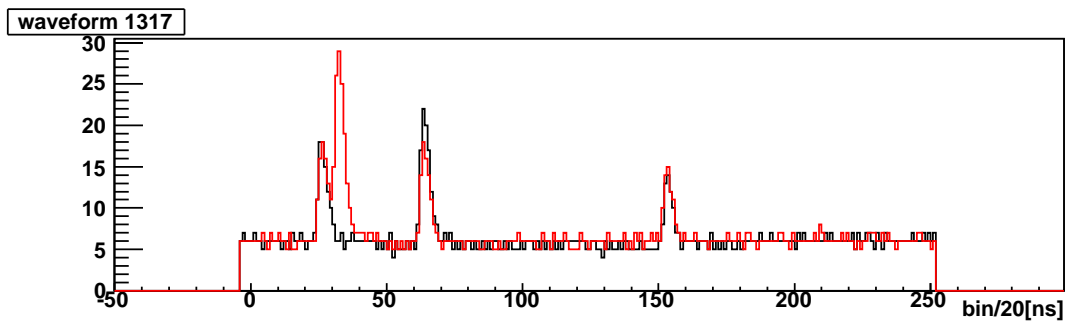
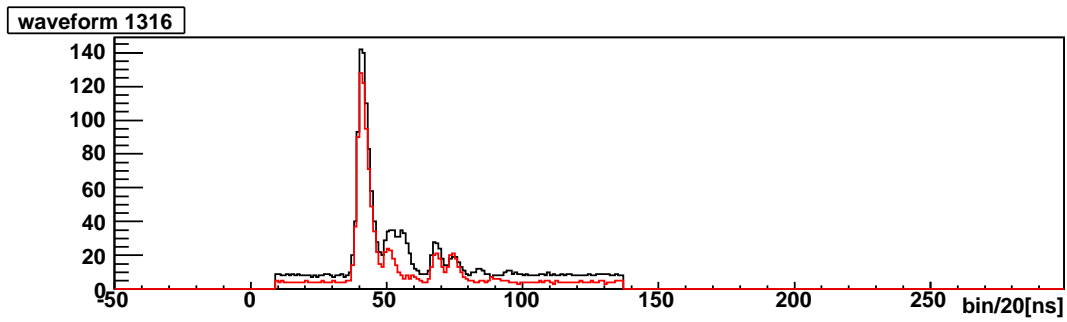
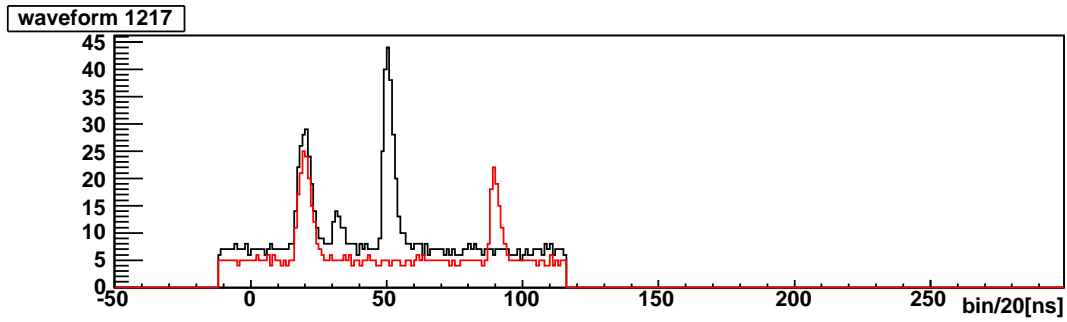
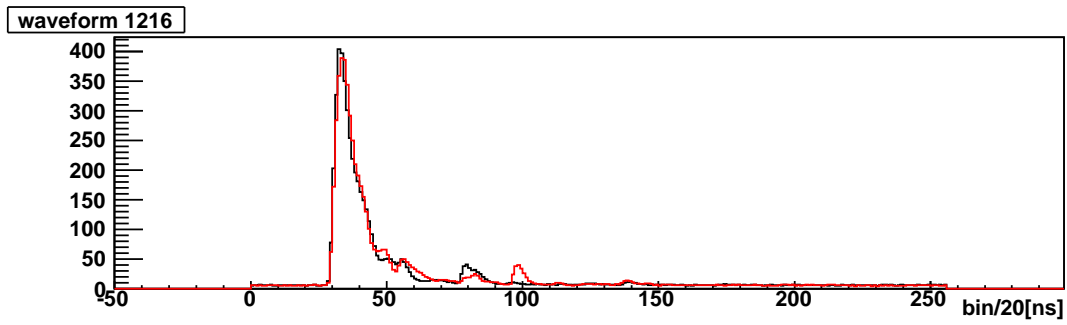


図 7.3.10: 波形 (1500m イベント) 黒 : 上層 赤 : 下層

距離によるチャージ量の変化

距離によって上層、下層のチャージ量がどのように変化するかを鉛サンドイッチ型SD (2420) と現行SD (1216) とで比較を行った。

2420 の距離毎のチャージ量の変化を図 7.3.11 に示す。縦軸には、チャージ量を 50 (1MIP に相当するカウント数) で割ってある。また、上層と下層のチャージ量の比をとったものを図 7.3.12 に示す。

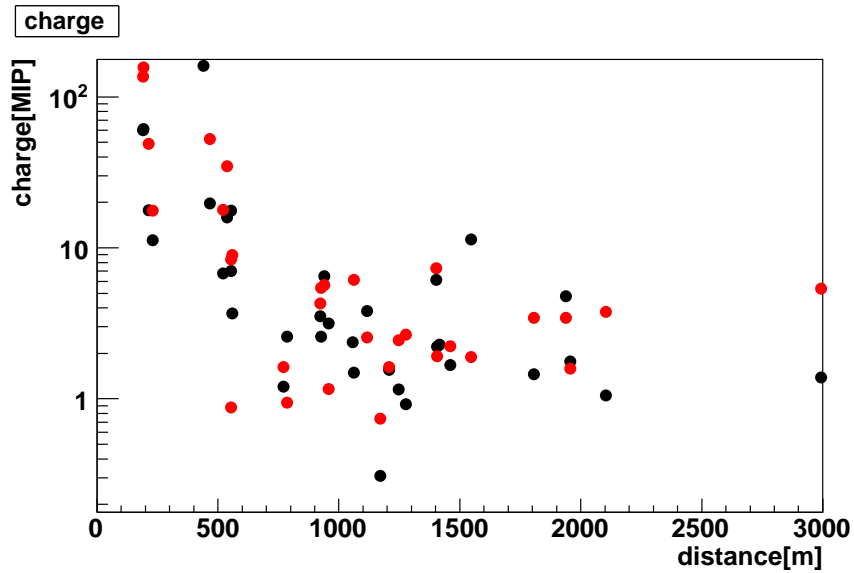


図 7.3.11: 距離毎のチャージ量 (2420)

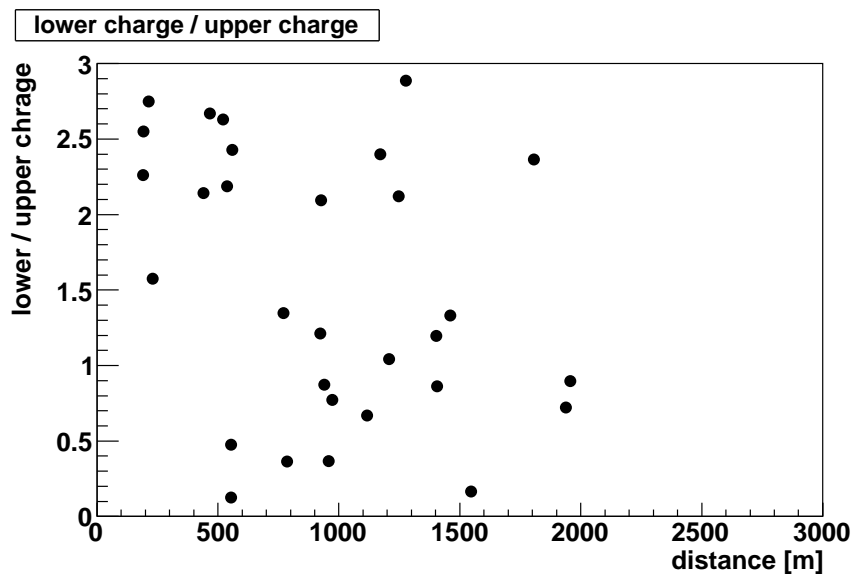


図 7.3.12: 距離毎のチャージ量の比 (2420) 下層/上層

1216 の距離毎のチャージ量の変化を図 7.3.13 に、上層と下層のチャージ量の比をとったものを図 7.3.14 に示す。

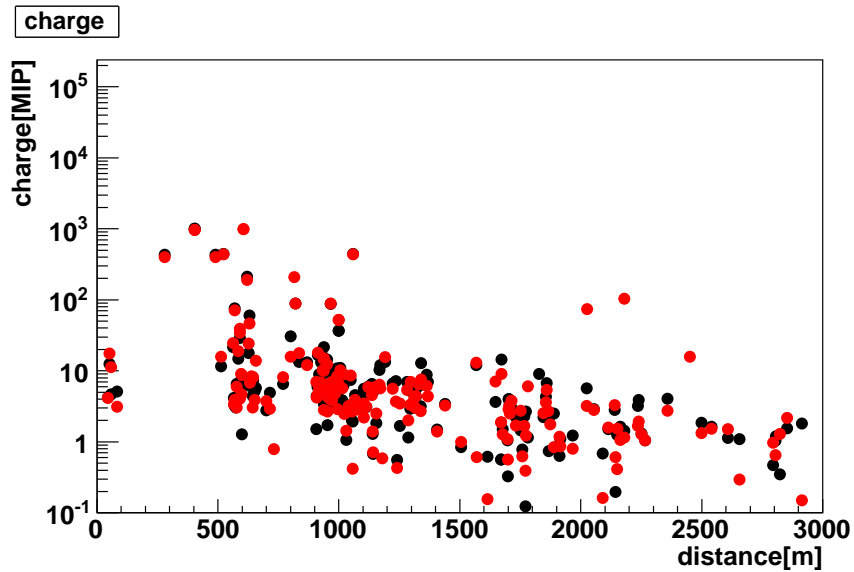


図 7.3.13: 距離毎のチャージ量 (1216)

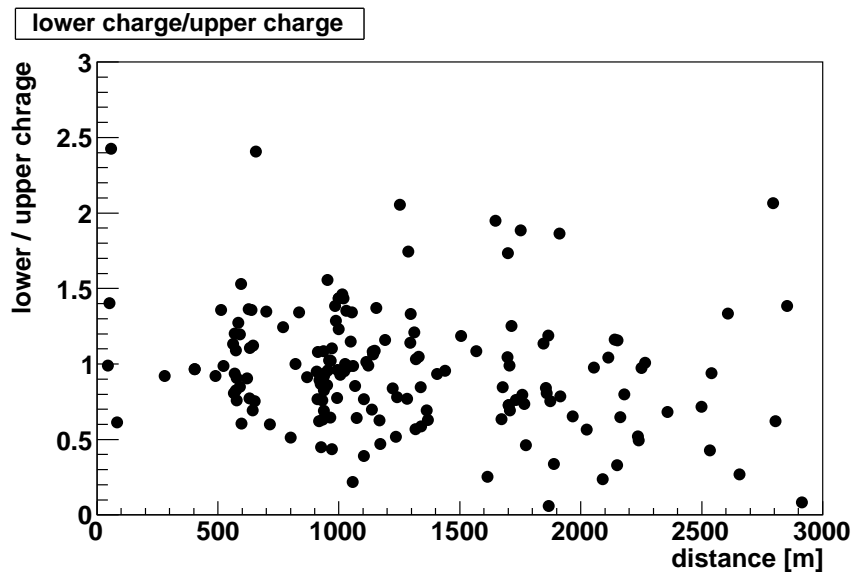


図 7.3.14: 距離毎のチャージ量の比 (1216) 下層/上層

両者の比率の図 (図 7.3.12、図 7.3.14) を比較すると、1216 は比率 1 付近に分布しているのに対し、2420 は 1 以上に多く分布している。これは、 γ 線の電子陽電子対生成の反応断面積が原子番号 Z の 2 乗に比例していることから、上下シンチレータの間に存在している鉛によって下層の信号が大きくなっているためだと考えられる。下層の信号は大きくなっているが、鉛サンドイッチ型は、上下層の波形の立ち上がりのコインシデンスをカウントするため、 μ 粒子数を測定する上での影響はあまりないと考えられる。現在、2420 のイベント数は少ないが、今後観測を続けることで傾向が見えてくるだろう。

第8章 結論

テレスコープアレイ実験における μ 粒子数測定用地表粒子検出器の開発を行った。

高エネルギーのハドロン相互作用モデル不確定性に対処するため、TA アレイ内で μ 粒子数を測定する目的で、2種類の検出器を構想した。ひとつは2枚のシンチレータの間に鉛挟み、 μ 粒子のみを上下層ともにヒットさせる想定鉛サンドイッチ型SD、もうひとつはSDの上にコンクリートを載せ、コンクリート中で μ 粒子以外の粒子を止めることで μ 粒子数を測定する地下型SDである。

それぞれについて分割数や時定数、カウント方法を変化させてシミュレーションを行った。今回のシミュレーションでは、 $10^{19.0}$ eV 陽子のシャワーにおいて、鉛サンドイッチ型は4分割 (0.75 m^2) かつ時定数3分の1で1200m以遠で20%以上、1800m以遠で10%以上の精度での測定が行える。地下型は1400m以遠でシンチレータに到達する μ 粒子の80%以上を、2000m以遠で90%以上を数えられる。また、地下型では、検出器に到達する粒子のほとんどが μ 粒子であり、シャワーコア付近では、チャージ量によるカウントも行えることが分かった。

また、構想した2種類の検出器の設置を想定したシミュレーションを行った。地下型においてはコンクリートの遮蔽効果で μ 粒子数が最大約半分になってしまう影響から、鉛サンドイッチ型と比較すると精度が落ちてしまうため、より多い検出面積と観測期間が必要だが、両検出器ともに、 30 m^2 、2年間の観測でAuger実験が主張する μ 粒子過剰や相互作用モデル間の差について言及できると見積もった。

鉛サンドイッチ型検出器は、デザインの変更を行ったので、photo electron 数や位置依存性について確認した。

鉛サンドイッチ型検出器1台 (0.75 m^2) を2013年12月、試験的にTAアレイ内CLFサイトに設置した。試験設置したSDから得られたデータを用い、シミュレーションと観測データのカウントレイトの比率について比較した。12月1日から1月20日までの間に、空気シャワーによってトリガされた可能性が高いイベントは、36あった。それらについて μ 粒子数のカウントを行い、波形、上下層の応答について考察した。

鉛サンドイッチ型SD : 8 m^2 分、地下型SD : 24 m^2 分のアセンブリの大半が終了しているので、今後設置、観測を行うことで多くのデータが得られ、高エネルギーハドロン相互作用の詳細についても考察することができるだろう。

謝辞

本研究に関して多くの御助言を頂きました諸先生方、TA 実験コラボレータの皆様に深く感謝いたします。本研究に関わる機会を与えて頂き、御指導頂きました千葉順成先生に御礼申し上げます。千葉研究室助教の西村太樹先生には、暖かく見守っていただき、研究に対するご指摘もいただきました。

宇宙線研究所の野中敏幸先生には、本研究の全てにおいて御指導いただき、ユタでの研究生活やSD シフトでも大変お世話になりました。心から感謝いたします。

本研究のテーマである TA 実験に関わる機会を与えて下さり、御助言くださいました、福島正己先生、佐川宏行先生に感謝いたします。

川田和正先生には、初めてのユタ出張で大変お世話になり、宇宙線研究所の研究生活でもご支援いただきました。

池田大輔先生、木戸英治先生には、日頃から気にかけていただき、御助言もいただきました。

大木薫技官、下平英明技官には明野観測所・ユタでのSD アセンブリにご協力いただき、ユタの作業や生活においても大変お世話になりました。

宇宙線研究所で同室の申興秀氏、屋代健太氏、辻本まい氏にはSD のアセンブリなどお手伝いいただき、日頃からお世話になりました。

大阪市立大学の山崎勝也氏には、FD シフトを丁寧に教えていただき、SD のアセンブリにもご協力いただきました。

宇宙線研究所の武石隆治氏には、SD のアセンブリにご協力いただき、ユタでの生活でもお世話になりました。

宇宙線研究所の木次敦子様、岡村宜子様には、研究所での研究生活においてお世話になりました。

Cosmic Ray Center の Mr.Dave Barr, Ms.Cindy Barr にはユタの生活でお世話になりました。

明野観測所の清水兼寿様、浅原美津江様には観測所での作業・研究生活を支えていただきました。

University of Utah の John N. Matthews 教授、Robert Cady 氏にはSD 設置についてご尽力いただきました。

山梨大学の本田建先生、大阪市立大学の荻尾彰一先生、宇宙線研究所の竹田成宏先生、芝田達伸先生、東京工業大学の常定芳基先生、得能久生先生、北村雄基氏、神奈川大学の有働慈治先生、多米田裕一郎先生、名古屋大学の櫻井信之先生、立命館大学の奥田剛司先生、理化学研究所の富田孝幸先生、シカゴ大学の藤井俊博先生には、ミーティングの際に研究・発表に対してご助言いただきました。

TA グループ同期の大阪市立大学 後藤昂司氏、山梨大学 町田和宏氏には、ミーティングの際に楽しい話題を提供してもらいました。

千葉研究室の皆様と研究生活を共にしたことで、充実した学生生活を送ることができました。

最後に、常に応援してくれた家族、友人に感謝します。

参考文献

- [1] K.Greisen Phys.Rev.Lett.,16,748(1966)
- [2] G.T.Zatsepin & V.A.Kuzmin,JETPLett.,4,78(1966)
- [3] M.Takeda et al., Phys.Rev.Lett.,81,1163(1998)
- [4] G.B.Thomson, astro-ph/0609403 (2006)
- [5] J.A.Simpson,Ann.Rev.Nucl.part.Sci.33:323-81(1983)
- [6] ENRICO Fermi, Phys. Rev., 75, 1169-1174 (1949)
- [7] L.O ' C Drury, Contemporary Physics., 35, 231-242 (1994)
- [8] D. R Bergman and J. W. Belz, J. Phys. G: Nucl.Part. Phys. 34, 359 (2007)
- [9] J.Candia et al., astro-ph/0302082(2008)
- [10] A.M.Hillas, Astron. Astrophys., 22, 425 (1984)
- [11] M.Nagano, Journal of Physics G:Nuclear Physics, 10, 1295-1310 (1984)
- [12] Gamow G. Phys. Rev.74,505(1948)
- [13] A. A. Penzias and R. W. Wilson, Astrophysics Journal,142,419(1965)
- [14] S.Yoshida and M.Teshima,Prog.Theor.Phis.10,1453-1463(1993)
- [15] C.Cesarsky et al.,Proc.ICRC23rd(1993)
- [16] C.De Donate, G.A. Medina-Tanco, Astroparticle Physics, 32, 253 (2009)
- [17] R.Aloiso, Proc.TAUP(2005)
- [18] V. Berezhinsky, astro-ph/0509069 (2005)
- [19] V.Berezhinsky, astro-ph/9801046(1998)
- [20] T.J.Weiler, Astropart.Phys,3-303(1999)
- [21] H.Sato and T.Tati, Prog.Theo.Phys.,47-1788(1972)
- [22] The Pierre Auger Collaboration.,arXiv.0906.5947(2009)
- [23] R.Engel et al.,Proc.ICRC30th(2007)
- [24] T.Abu-Zayyad et al., ApJ 768 L1(2013)
- [25] F.Salamida et al.,Proc.ICRC32nd(2011)

- [26] B.Stokes et al.,Proc.ICRC32nd(2011)
- [27] Ravignani et al.,Proc.ICRC33rd(2013) Schultz
- [28] Bergman et al.,Proc.ICRC33rd(2013)
- [29] E.Ahn et al.,Proc.ICRC33rd(2013)
- [30] Y.Tameda et al.,Proc.ICRC33rd(2013)
- [31] I.Valiño et al.,Proc.ICTC33rd(2013)
- [32] S.Agostinelliae et.al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 506,250—303,(2003)
- [33] F. Cohen and K. Kasahara, Proc.ICRC30th(2008)
- [34] S.Roh et.al., Astroparticle Physics, Vol 44,1-8(2013)
- [35] S. Pstapchenko, astro-ph/0412591v1(2004)
- [36] S.Roesler, R.Engel, and J.Ranft, SLAC-PUB-8740(2000)
- [37] 木戸英治, 修士論文
- [38] 宮田孝司, 修士論文
- [39] T.K.Gaisser, Cosmic Rays and Particle Physics(1990)
- [40] 小田稔, 宇宙線 (1972).