

宇宙ガンマ線検出器気球実験用
Active Targetの開発

0972005H 宇野 進吾

広島大学理学部物理学科
素粒子実験・高エネルギー宇宙学研究室

平成13年2月9日

抄録

GLAST 衛星は入射ガンマ線の到来方向とエネルギーを同時に決定することができる電子陽電子対生成型ガンマ線検出器を搭載した次世代ガンマ線天文衛星である。検出器は16個のモジュール構成になっており、各モジュールは入射ガンマ線の到来方向を割り出すトラッカー部、エネルギーを測定するカロリメータ部などからなる。2005年にNASAにより打ち上げが予定されているが、それに先立って今年6月に気球実験が行われる。これはモジュール1つと Active Target と呼ばれるシンチレーション検出器を上空40kmに上げて、モジュールが宇宙空間に近い状況でも正常に動作するか、また得られたデータを解析することによりガンマ線イベントが正確に再現されるかなどの確認を目的としている。後者の目的のためには、到来方向のわかったガンマ線が必要となるが、それには Active Target と宇宙線の反応で生成されたガンマ線を用いる。

本実験ではこの気球実験用 Active Target を開発した。Active Target を構成するプラスチックシンチレータ、光電子増倍管、高圧電源の特性を測定し、出力しきい値に合わせた高圧設定値を検討した。さらに、Geant4 というシミュレーションプログラムを使って Active Target とトラッカーの距離を変えたときに、有効イベント数がどのように変化するかを調べた。

目次

第1章 序論	ガンマ線天体物理学と GLAST 計画	3
第2章	気球実験と Active Target	5
2.1	GLAST のための気球実験	5
2.2	Active Target	5
2.3	Active Target の原理と構造	6
第3章	Active Target 用 PMT、高圧電源の特性試験	10
3.1	PMT の全数試験と選別	10
3.2	PMT のゲインの電圧依存性、および分解能の測定	10
3.3	PMT の飽和試験	16
3.4	高圧電源の特性試験	19
第4章	Active Target 用シンチレータの特性試験	22
4.1	プラスチックシンチレータからの出力波形の観察	22
4.2	宇宙線ミュー粒子による高圧設定値の決定	23
4.3	シンチレータの場所による集光率の測定	29
4.3.1	^{241}Am パルサーによる測定	29
4.3.2	α 線による測定	31
第5章	Geant4 による気球実験のシミュレーション	33
5.1	Geant4	33
5.2	有効なイベント数の評価と Target の位置によるイベント数の変化	33
第6章	結論	37
	参考文献	39

第1章 序論 ガンマ線天体物理学と GLAST計画

今までのガンマ線天文衛星の活躍によって数多くの高エネルギー天体が発見され、現在ガンマ線天体物理学に大きな関心が集まりつつある。ガンマ線天体物理学の観測的研究において重要な相互作用は、シンクロトロン放射、非熱的制動放射、高エネルギー電子と光子の相互作用による逆コンプトン放射などがあげられ、これらは高エネルギー天体において加速された粒子が放射していると考えられている。つまり、ガンマ線は宇宙の加速機構の研究に最も適したエネルギー領域といえる。

高エネルギー天体の性質をより詳しく知るためには、天体のガンマ線スペクトルや時間変動を今までよりも高い感度、広いエネルギー領域で測定しなければならない。また、対応天体の同定には位置の決定精度(空間分解能)の向上が不可欠である。そこで現在進められているのが GLAST 計画である。

GLAST(Gamma-ray Large Area Space Telescope) は、入射ガンマ線の到来方向とエネルギーを同時に決定することができる電子陽電子対生成型ガンマ線検出器を搭載した次世代ガンマ線天文衛星である。米日伊仏共同で開発され、2005年にNASAによって打ち上げが予定されている。GLASTはエネルギー範囲(20 MeV ~ 300 GeV)、視野(2.5 str 以上)、点源位置決定精度(30 秒角 ~ 5 分角)の全てが大きく改善されているので、長期的な観測で得られる検出感度は今までのガンマ線天文衛星の50 ~ 100倍に達すると予測されている。これにより観測される高エネルギー天体の数が飛躍的に増え、粒子の加速機構の解明が期待される。また、宇宙陽子線と星間物質の相互作用で生じる π^0 中間子からのガンマ線を観測することにより、銀河や銀河団の物質分布を調べることもGLASTの目的である。

GLAST検出器は16個(4×4のアレイ状)のモジュール構成になっている。各モジュール(タワーと呼ぶ)は、入射ガンマ線の到来方向を割り出すためのトラッカー部、入射ガンマ線のエネルギーを測定するカロリメータ部に分かれていて、その周囲を荷電粒子バックグラウンドを削減するためにプラスチックシンチレータを使ったACD(Anti-coincidence detector)が囲っている。トラッカー部は入射ガンマ線に電子陽電子対生成を起こさせるための鉛フォイルと、対生成された電子、陽電子の飛跡をとらえるシリコンマイクロストリップ検出器からなる。また、トラッカー部で飛跡を記録された電子と陽電子は、トラッカー部の下に配置されたカロリメータ部(CsI結晶配列)に入射してシャワーを起こし、そのエネルギーが記録される。こうして一つ一つの入射ガンマ線について、その到来方向とエネルギーが同時に測定される。

広島大学はシリコンマイクロストリップ検出器の開発、試験、およびGLAST用シミュ

レータの開発を担当している。

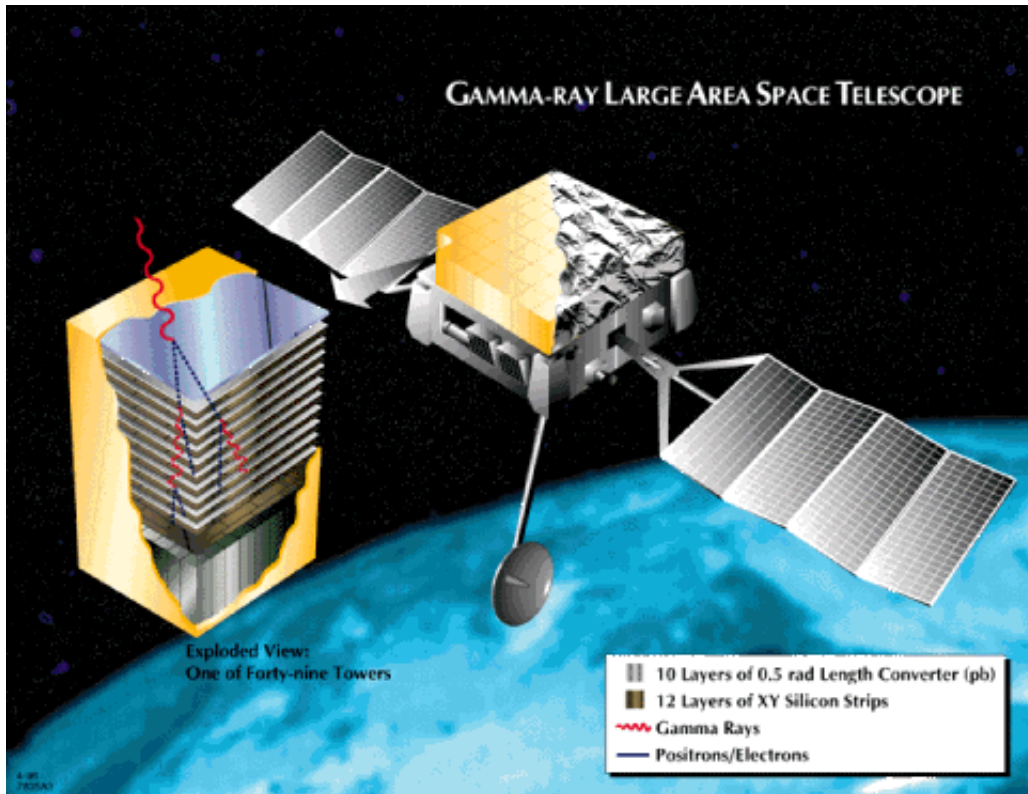


図 1.1: GLAST の完成予想図

第2章 気球実験と Active Target

2.1 GLASTのための気球実験

1つのタワーについては昨年地上での加速器ビーム実験によりその検出器応答が調べられてきた。今度はそのタワーを宇宙空間に近い状況にもっていこうというのが気球実験である。気球実験ではタワー1つと Active Target と呼ばれる、プラスチックシンチレータと光電子増倍管 (Photo Multiplier Tube; PMT) からなるシンチレーション検出器 (図 2.1) を以下のような目的で上空 40 km まで上げる。

1. バックグラウンド高エネルギー粒子のフラックスが大きく宇宙空間に近い状況で、タワーが正常に動作し、データを取得することができるかどうかを確認する。
2. 気球環境で、どれくらいのバックグラウンドが存在するのかを測定して、それをデータベース化する。
3. 得られたデータから正確にそのイベントを再現する (reconstruction) ことができるかどうかを確認する。

フライトは 2001 年 6 月にアメリカのテキサス州で行われる予定である。

2.2 Active Target

Active Target は上記目的 (3) のためにトラックの上約 25 cm のところに4つ置かれている。宇宙陽子線が Active Target のシンチレータに入射すると、シンチレータ内でエネルギーを落すので、陽子がいつ入射したのか、どの Active Target に入射したのかという情報が得られる。このとき、陽子が非弾性散乱を起こし π^0 中間子が生成されることがある。この π^0 中間子は瞬時に2つ以上のガンマ線に崩壊する。トラック、カロリメータで反応を起こしたガンマ線イベントのうち、Active Target の出力と同時計数をとることによって、 π^0 中間子由来のガンマ線イベントだけを取り出すことができる。このような生成された時間、および到来方向のわかっているガンマ線を reconstruction して、求めたガンマ線の到来方向が反応を起こした Active Target と一致するかどうかを調べることによって、正しく reconstruction ができているか確認することができる。

Active Target 用シンチレータとして、プラスチックシンチレータが用いられる。プラスチックシンチレータは蛍光時間が短いので、カウントレートの高いバックグラウンド宇宙

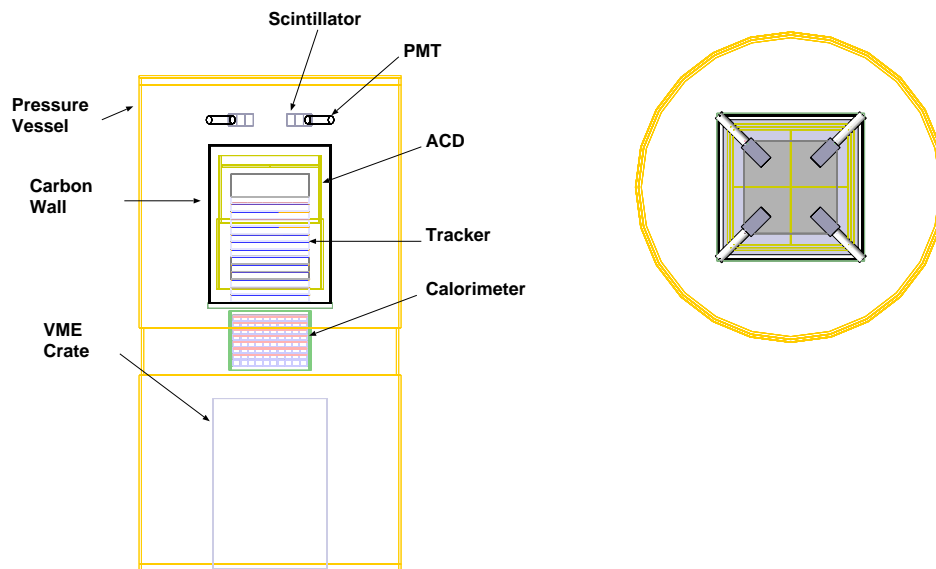


図 2.1: 気球実験で用いられるタワー検出器と Active Target と圧力容器 左が側面図、右が上面図

線を素速く処理できるし、ACD(プラスチックシンチレータを使用) と共通の信号処理系を使うことができる。なお、気球環境のような気圧の低い所では放電が起きやすく、回路などを焼き切ってしまう可能性があるため、それを防ぐためにタワーと Active Target は圧力容器の中に入れて、フライト中でも内部は約 1 気圧に保たれるようになっている。

2.3 Active Target の原理と構造

(1) シンチレータと光電子増倍管の動作原理

気球実験用 Active Target はプラスチックシンチレータと光電子増倍管 (PMT)、小型高圧電源からなるシンチレーション検出器である。以下シンチレーション検出器および PMT の原理を述べる。

シンチレータは荷電粒子やガンマ線などの放射線が入射したときに蛍光パルスを発する物質のことで、その光をシンチレーション光という。荷電粒子やガンマ線がシンチレータ内を通過すると、電離作用 (荷電粒子の場合)、光電効果、コンプトン散乱や電子陽電子対

生成 (ガンマ線の場合) により、電子をたたき出す。その電子がエネルギーをシンチレータに落とし、光が放出される。シンチレータの蛍光量は吸収されたエネルギーにほぼ比例する。プラスチックシンチレータの場合、蛍光時間はおよそ 2~3 ns である。

シンチレーション光は極めて微弱なためそのままでは検出できないが、PMT を使うことによって検出できるようになる。PMT に光が入射すると光電効果を利用して光が光電子に変換され、さらにその電子を増倍して利用可能な電流パルスにすることができる。PMT は主に 2 つの要素に分かれ、1 つは光電陰極と呼ばれる感光層で、もう 1 つは光電陰極に結合している電子増倍部である。シンチレーション光はシンチレータに光学的カップリングした PMT に集光される。光電陰極が光を受けると光電効果により光電子を放出し、電子は強い電場によって加速され二次電子放出面 (ダイノード) をたたく。このときダイノードから数倍の電子が放出される。さらにここで放出された電子は、次のダイノードとの間にかけて電場により加速されて次のダイノードにあたり、さらに多くの電子をつくる。このことを繰り返して 1 個の光子から 10^{5-7} 倍の電子が生成され、電流として観測できるようになるのである。PMT はこの電荷増幅が比例性良く行われるので、極めて広い範囲にわたり最初の光電子数に対する比例性を保ったまま出力を出すという利点がある。

(2)Active Target の構造

Active Target として使うプラスチックシンチレータは日本バイクロン製の BC-408 で、5 cm×5 cm×10 cm の直方体である。シンチレーション光を逃さないために反射材としてゴアテックス (厚さ 0.25 mm) で巻いて、さらに遮光のためにゴアテックスの上からアルミナイズドマイラー (厚さ 0.05 mm) で覆っている。PMT は浜松ホトニクス製の H3171-04 を用いる。外観図を図 2.2 に載せる。この PMT は直径 33 mm (1-1/8 インチ) のヘッドオン型で、 μ メタルという強磁性体シートが側面に巻かれてあり、磁気と光を遮断する。この PMT は本研究室に 15 本あり、過去の実験で使われた実績もある。気球実験ではこの中から適切なものを選定して使うことにした。シンチレータと PMT は信越化学の KE-108 で作ったシリコンラバー (厚さ 1.5 mm) で光学的カップリングさせた。シリコンラバーを使う理由は光学的に透明であり、弾力があるのでプラスチックシンチレータと PMT が傷つけ合うのを防ぐ緩衝材としても役に立つからである。そして気球放球時の衝撃に耐えうるように、PMT は緩衝材 (ハネナイト) を巻いた上でアルミパイプで補強し、アクリル製治具を介してシンチレータとねじ止めした (図 2.3)。高圧電源は超小型軽量の松定プレシジョン製 OPTON-1.5NC-12 を使用する。これは入力電圧として +12 V を必要とし、-1500 V まで出力することができる。出力電圧は小型高圧電源にとりつけた 5 k Ω の可変抵抗によって調節できるようになっている。

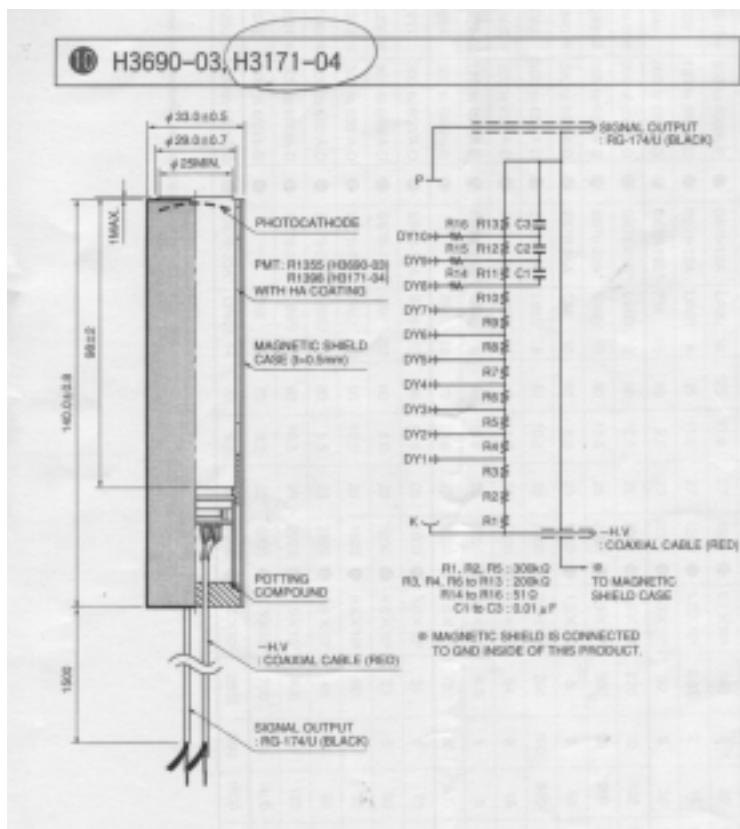


図 2.2: 浜松ホトニクス製 H3171-04 の構造

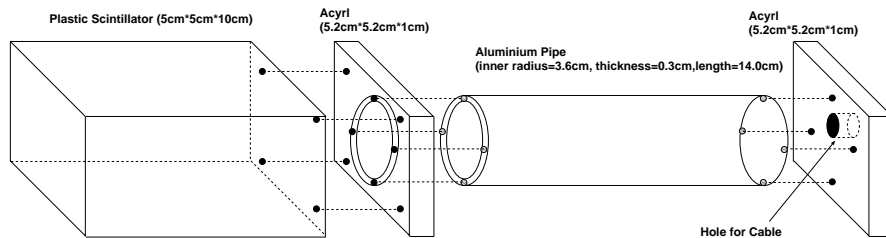


図 2.3: Active Target および補強治具のサイズと形状

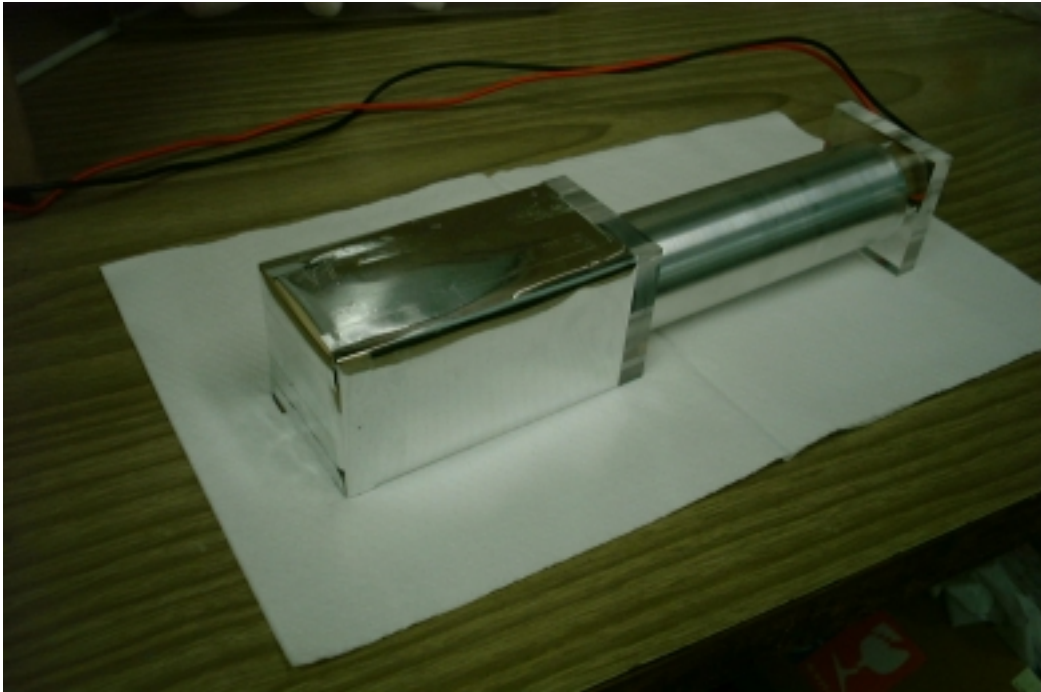


図 2.4: 実際の Active Target

第3章 Active Target用PMT、高圧電源の特性試験

Active Target は、トラッカーの上に4つ置かれる。そこで、PMTの特性を測定し、15本のPMTの中からActive Targetに適切なものを5本(予備を1本含む)を選び出した。また、小型高圧電源についてもその特性を測定した。

3.1 PMTの全数試験と選別

まず全てのPMTに対して、正常に動作するかどうかを調べるとともに、おおよそのゲイン(増倍率)を測定した。まずPMTにシンチレータをOKEN6262Aで光学的にカップリングさせた。実際のActive Targetはプラスチックシンチレータを使うが、ここではGSOを用いた。これはGSO(Gd_2SiO_5)の阻止能が大きいため、放射性同位体からのガンマ線による光電ピークが現れやすく、PMTのゲインをはっきりと調べることができるからである。GSOとPMTをブラックシートでしっかりと遮光してから、PMTに-1000Vの電圧をかけた。ブラックシートに目では見えない程の微小な穴が開いている可能性も考慮し、二重に巻いた。PMTからの出力パルスをアナログオシロスコープで観測し、波形を写真に撮った。GSOの蛍光減衰時間は $\sim 60\mu s$ と短いので、出力パルス信号が反射を起こさないように、オシロスコープ側に $50\ \Omega$ の抵抗をつけて終端した。

得られた波形写真の一例を図3.1に示す。写真からPMT出力パルスの波高値を読み取り、波高値のヒストグラムを作成した(図3.2)。測定したPMTの中で出力が極端に大きいもの、小さいものは候補から外し、典型的なゲインのPMTを残した。この段階で候補のPMTは11本となり、これらについてはさらに詳しい特性を調べてActive Targetに適切なPMTを選定することにした。

3.2 PMTのゲインの電圧依存性、および分解能の測定

PMTのより詳しい特性を調べるため、ADC(アナログデジタルコンバータ)を使ってガンマ線のエネルギースペクトルを測定することにした。ADCで得られたガンマ線のエネルギースペクトルより、エネルギー分解能を求めるとともに、ゲインの電圧特性を測定する。ゲインとは、PMTの出力電流と光電陰極から出た光電子数の比のことであり、その電圧特性はPMTの重要な性質である。

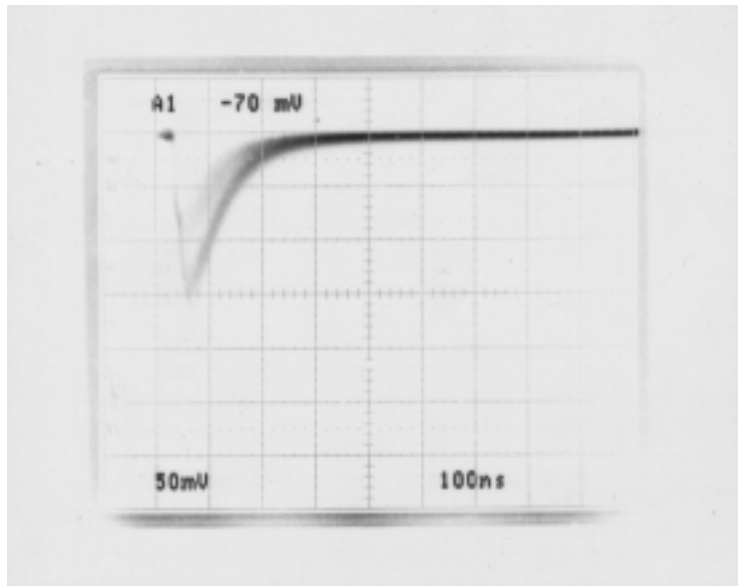


図 3.1: 印加電圧-1000 V のときの PMT のアノード出力波高値 (50 Ω 受け)。ガンマ線源は ^{137}Cs (662 keV) である。

PMT はガンマ線のエネルギーに比例した電荷量を出力するが、一般に電荷量は測定しにくい。そこで、PMT 出力を電荷有感型 PreAmp(CP-549) に通した。これは入力電荷量に比例した電圧を出力する増幅器である。これでガンマ線のエネルギーに比例した電圧信号を得ることができる。しかし、PreAmp 出力の波形は急な立ち上がりでピークになっているため、どこがピークであるのかを正確に測定しにくい。よって、次に Shaping Amp(ORTEC571) に通した。Shaping Amp はノイズフィルターとしての役割と、波形をガウス分布の形に整形する役割をもつ増幅器である。つまり、PMT 出力を PreAmp と ShapingAmp に通すことによって、入射ガンマ線のエネルギーに比例した電圧の値を測りやすくなる。これを ADC に通して測定する。測定のセットアップを図 3.3 に示す。

ガンマ線が GSO に入射すると、光電効果を起こしてすべてのエネルギーを失う。よって、PMT 出力を ADC で測定すると、エネルギースペクトルに光電ピークが現れる。光電ピークは PMT の出力に比例しているので、光電ピークのチャンネルを測ることによって、ゲインの電圧特性を知ることができる。

正確な光電ピークのチャンネルを知るためには、0 eV に対応するチャンネルと 0 チャンネルとのずれ (オフセットという) を知らないといけない。そこで、 ^{57}Co (122 keV)、 ^{22}Na (511 keV、1275 keV)、 ^{137}Cs (662 keV) の 3 種類の放射線源を用いてエネルギースペクトルを測定した。 ^{137}Cs のスペクトルの例を図 3.4 に示す。約 1900 チャンネルのところにあるのが光電ピークである。コンプトン散乱はあらゆる方向に散乱され、電子に伝達されるエネルギーが一定でないので、連続した成分をつくる。約 1500 チャンネルにある構造はコンプトンエッジと呼ばれ、ガンマ線が GSO で 180 °逆方向に跳ね返されたイベントに

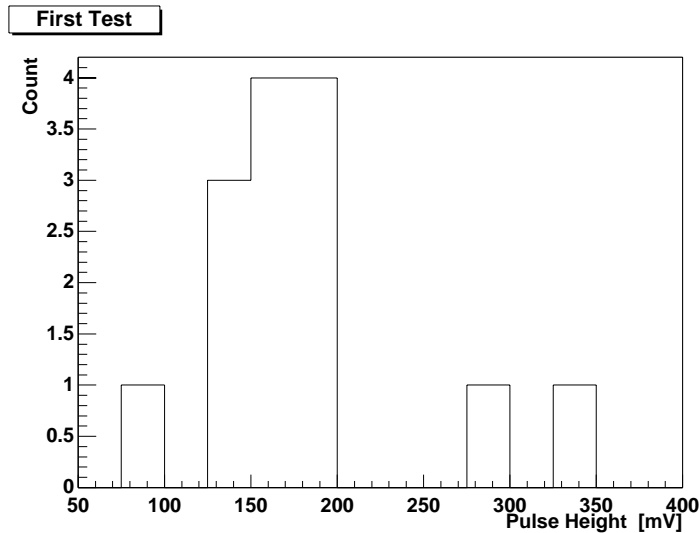


図 3.2: PMT 出力波高値のヒストグラム。印加電圧は-1000 V、ガンマ線源は ^{137}Cs (662 keV) である。

対応する。このときがコンプトン散乱の中で一番エネルギー損失が大きい。また、約 500 チャンネルのところにあるピークは後方散乱ピークであり、これはガンマ線源から出たガンマ線が検出器と反対側にある物質とコンプトン散乱を起こしてから検出器に到達したときに生じたものである。

それぞれの光電ピークをガウス分布 + 1 次関数でフィッティングした。単にガウス分布でフィッティングしなかったのは、光電効果以外のバックグラウンドを 1 次関数で近似してとり入れるためである。そしてピークのチャンネル、および分解能を求めた。入射ガンマ線エネルギーとピークのチャンネルの関係を図 3.5 に示す。最小自乗法を用い、両者の関係を 1 次関数でフィッティングすることで、オフセットが求められる。得られたオフセットの値は -54.9 であった。また、後日同じ方法でオフセットを再測定したところ、その値は -55.1 となった。よって、オフセットの時間変動は気にしなくてよいと判断できる。今後の実験はすべてオフセットを -50 とした。

このオフセットの値を考慮して、ゲインの電圧特性を測定した。一般に、PMT のゲインは印加高圧のべき乗に比例するので、印加高圧値と ADC のピークチャンネルを両対数グラフにプロットすれば直線になる。以後、このべき乗のことを高圧依存指数と定義する。印加高圧は-800 V から-1200 V まで、100 V 刻みでかけていった。線源は ^{137}Cs を用いた。また、それぞれの光電ピークに対して分解能も算出した。分解能は半値幅をピークの中央値で割ったもので、検出器の性能の指標になっている。GSO と ^{137}Cs の組合せでは、分解能は典型的に 7~8 % 程度である。

ゲインの電圧特性の一例を図 3.6 に示す。A の特性は直線にのっているのに対し、B の特性は高い電圧値で曲がっているように見える。5 本の PMT に対してゲインの電圧特性を

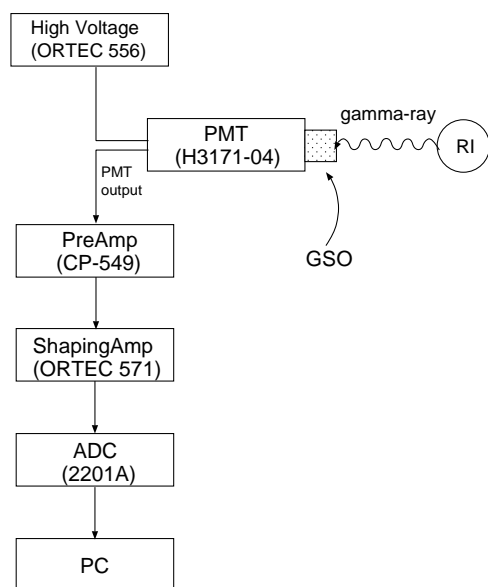


図 3.3: データ取得から解析までの処理系

測定した時点で、Bのように直線関係からずれ、ゲインが頭打ちになる特性を示したものが3本あった。さらに、後者のPMTすべてにおいて、高圧側で分解能が異常に良くなるという現象が見られた(図3.7)。この原因がPMT出力の飽和(saturation)ではないかと考えた。飽和とは、大きな入力信号を増幅したときに、それ以上電荷を供給することができないなどの理由により、出力が頭打ちになったり、今までの比例性が成り立たなくなってしまうことである。もし飽和が起きていたとすると、入力の分布が同じでも、飽和が起きているときと起きていないときとを比べると、起きているときの出力の分布の方がより鋭くなるので見かけ上分解能がよくなる。そこで、本当に飽和が起きているのか、起きているとしたらどこが原因なのかを調べることにした。

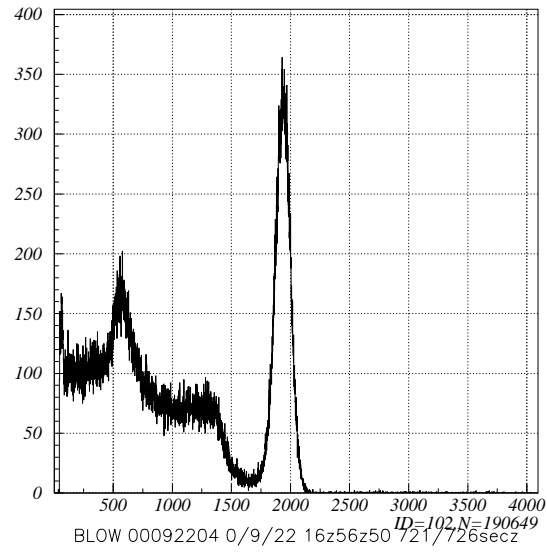


図 3.4: GSO+PMT による ^{137}Cs のエネルギースペクトルの例

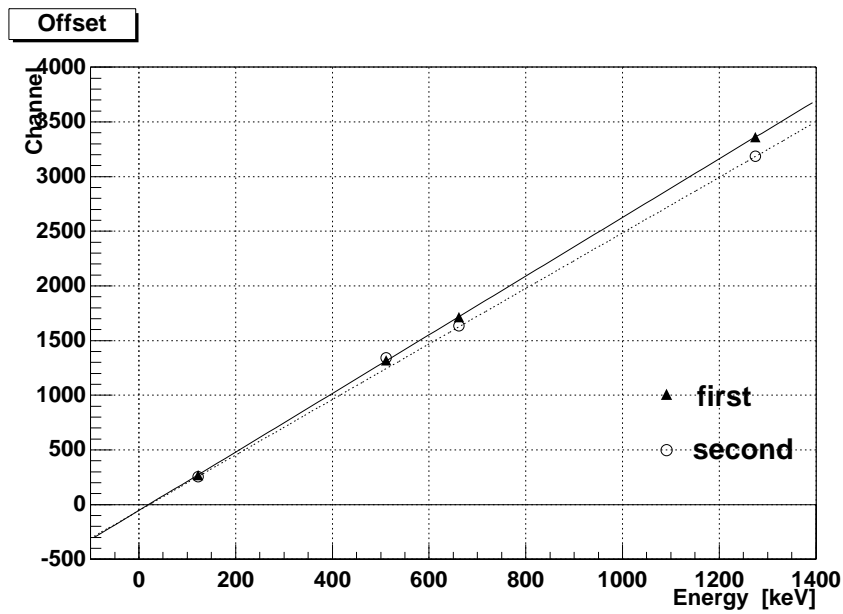


図 3.5: 入射ガンマ線のエネルギー (横軸) と ADC ピークチャンネル (縦軸) の関係

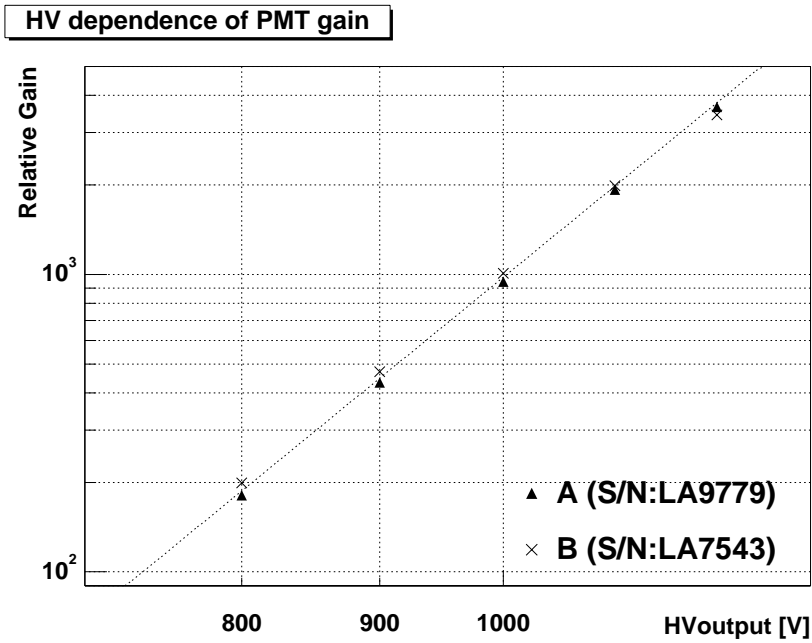


図 3.6: LA9779 と LA7543 のゲインの電圧依存性。LA9779 は直線にのっているのに対し、LA7543 は高電圧側で直線からずれている。

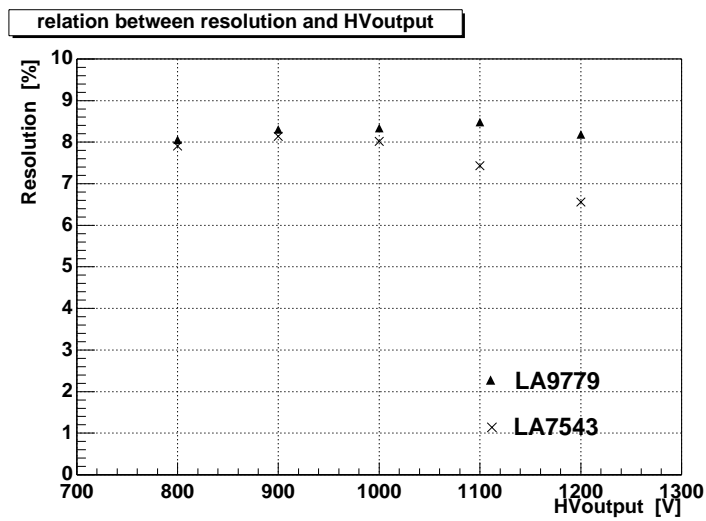


図 3.7: 高圧出力とエネルギー分解能の関係。LA7543(図 3.5 の B に対応する) の分解能が高電圧側で以上に良くなっているのがわかる。

3.3 PMTの飽和試験

今回の実験ではPMT出力、PreAmp出力、ShapingAmp出力の3つどれかで飽和を起している可能性がある。そこで、正常に動作しているPMT (S/N:LA9779) と高い印加電圧で分解能が極端に良くなったPMT (S/N:LA7543) を比較して、どの部分で飽和を起しているのかを調べた。ShapingAmpは12 Vまで出力することができるのに対し、ADCは8 Vまでしか測定できないので、ShapingAmpでsaturationを起しているとは考えられない。正常な動作を示したLA9779のPreAmp出力はLA7543のそれより大きかった。よって、異常動作を示したLA7543はPreAmpの所で飽和しているのではなく、PMT出力の段階で飽和を起しているのではないかと疑われる。それを確かめるために、両PMTの印加電圧とPMT出力との関係を調べた。印加電圧は-700 Vから-1600 Vまで100 V刻みでかけ、線源は ^{137}Cs を用いた。PMT出力パルスはアナログオシロスコープ(50 Ω 受け)で観測し、波高値を読みとった。結果は図3.8に示す。LA9779の場合-1200 VまでPMT出力が印加高圧のべき乗で大きくなっていくのに対し、LA7543は-1100 Vから直線が折れ曲がっており、出力の飽和が起きていると考えられる。さらに、LA9779の印加電圧が-1000 Vと-1500 Vのときの波形(図3.9)を見比べたところ、-1500 Vの方は減衰部分の一部がくずれて直線のようにになっていた。これは飽和により出力が押えられて直線として現れていると思われる。つまり、PMTにかけることのできる最大印加電圧(-1900 V)にはまだまだ及ばない段階でPMT出力が飽和を起しているということになる。

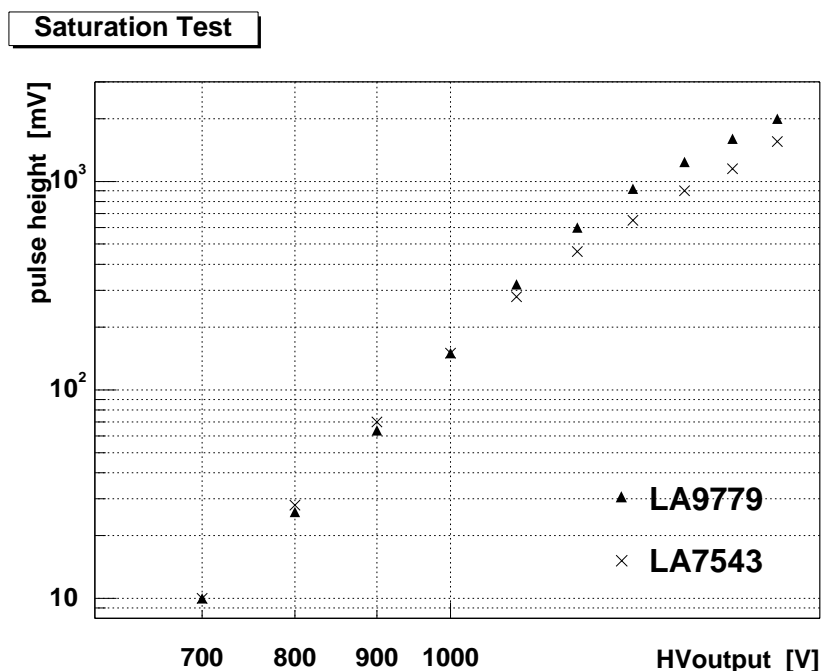


図 3.8: 高圧出力値と PMT 出力波高値の関係

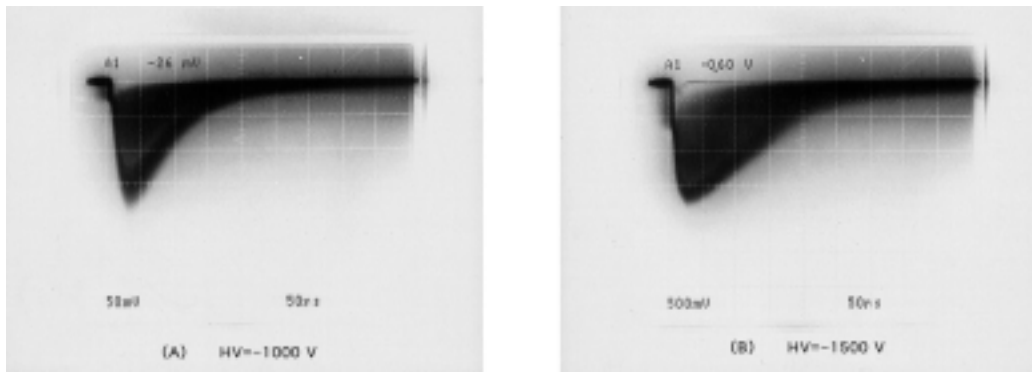


図 3.9: 飽和を起こす前 (左) と起こした後 (右) の PMT アノード出力 (50 Ω) の違い

そこで、候補の PMT すべてに対して同じように印加電圧と PMT 出力の関係を調べた。これにより、それぞれの PMT の飽和を起こしやすさがわかる。飽和を起こし始めた電圧のヒストグラムを図 3.10 に示す。気球実験で使う PMT は、安全のためになるべく飽和を起

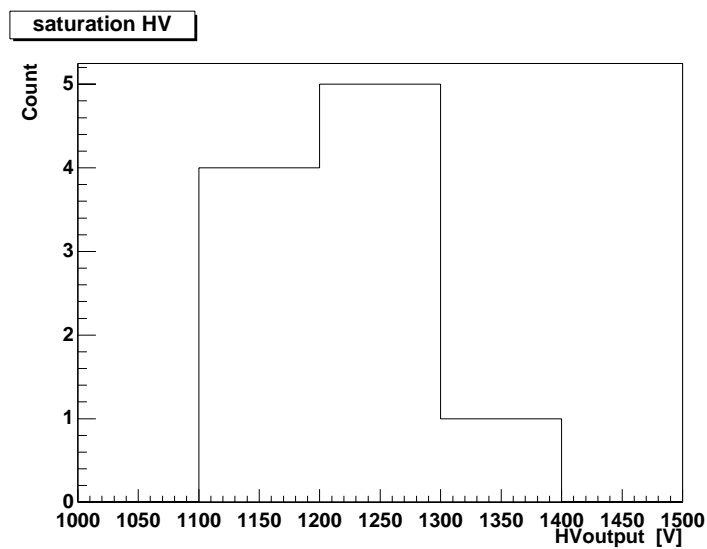


図 3.10: 飽和を起こし始めた電圧のヒストグラム

こしにくいものを選ぶことにした。そこで、飽和しにくい PMT を Active Target 用 PMT として予備を含めて 5 本選び出した。この 5 本についてのゲインの電圧特性を図 3.11 に示し、高圧依存指数を表 3.1 に示す。ゲインは典型的に印加高圧の 7.4 乗に比例していることがわかった。これで Active Target 用 PMT として適切なものを選び出すことができた。

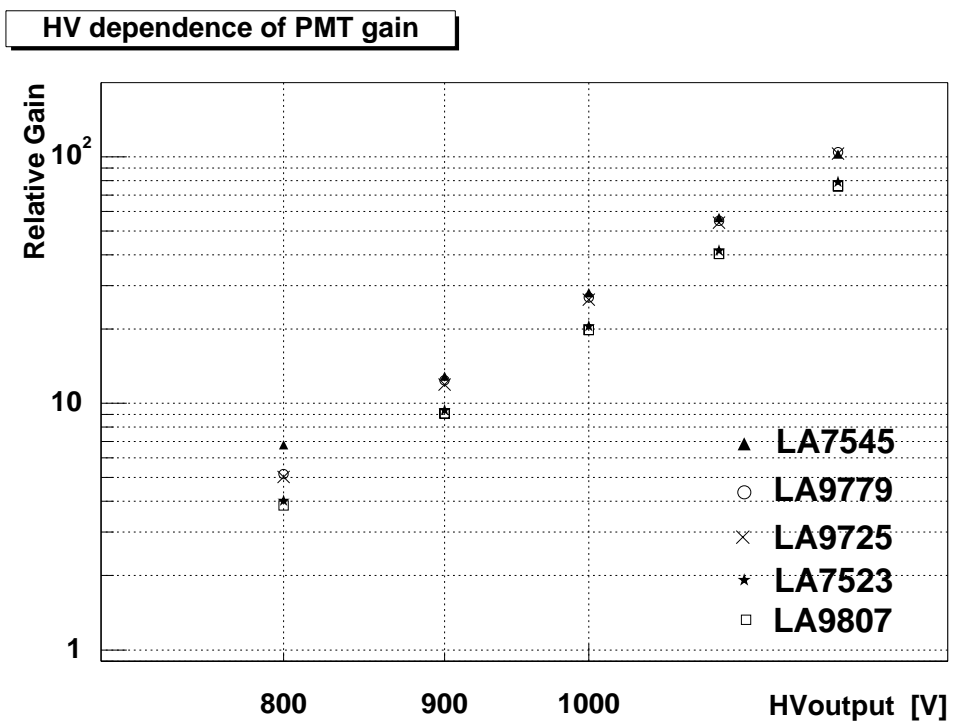


図 3.11: Active Target 用 PMT のゲインの電圧依存性

表 3.1: PMT の高圧依存指数 (-800 V ~ -1200 V)

S/N	高圧依存指数
LA9779	7.41
LA9725	7.46
LA7523	7.36
LA9807	7.36
LA7545	7.31

3.4 高圧電源の特性試験

Active Target の PMT 用小型高圧電源として、松定プレジジョン製の OPTON-1.5N-12 を選んだ。これは超小型軽量の低電力高圧電源であり、気球実験に適しているからである。OPTON-1.5N-12 は 12 V の入力電圧を必要とし、最大-1500 V まで出力することができる。出力電圧は外部に取り付けた 5 k Ω の可変抵抗でピン 3 に電圧をかけることによって調節することができる。つまり、ピン 3 にかかる電圧を測ることで出力電圧をモニターすることができる。接続方法は図 3.12 に示す。

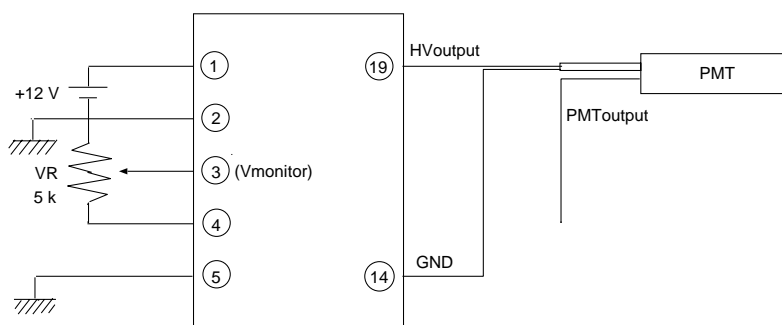


図 3.12: 気球実験用小型高圧電源の接続方法

気球実験で用いるには、高圧電源の出力電圧や消費電力を知る必要がある。そこで、本電源の動作確認も兼ねて、出力電圧とモニター電圧の関係、出力効率と消費電力の出力電圧依存性を測定した。

実験ではトランジスタ電源を用いてこの高圧電源を動作させた。まず、OPTON-1.5N-12 のピン 3 にかかる電圧 (モニター用電圧 $V_{monitor}$) と出力電圧の関係を調べた。ピン 3 とピン 19 (出力電圧) にそれぞれテスターを接続して電圧値を読みとった。結果は図 3.13 に示す。 $V_{monitor}$ と出力電圧値はきれいな比例関係になっていて、 $V=250 \times V_{monitor}$ であることがわかった。この関係はカタログ記載値と一致し、高圧電源が正しく動作していることがわかった。テスターが-1000 V までしか測定できなかったが、カタログによると-1500 V までこの比例関係続いている。よって、実際にも-1500 V までこの比例関係が続いていると考えて良いだろう。

次に、気球の中で使える電力には限りがあるので、Active Target が消費する電力を求めるためのデータを取得する必要がある。そこで、高圧出力値と電力効率の関係、および消費電力の関係を調べた。高圧電源の入力電圧 V_{in} は供給電圧値 (+12 V) であり、入力電流 I_{in} はトランジスタ電源とピン 1 の間にテスターを直列につないで読みとった。出力電圧 V_{out} は、モニター電圧から図 3.13 の関係を用いて算出した。出力電流 I_{out} は PMT 内部の合成抵抗 R を計算し、オームの法則より求めた。PMT 内部の合成抵抗は図 2.2 の R_1 から R_{13} を足したものである、

$$R = R_1 + \dots + R_{13} = 300 \times 3 + 200 \times 10 = 2900 \text{ k}\Omega$$

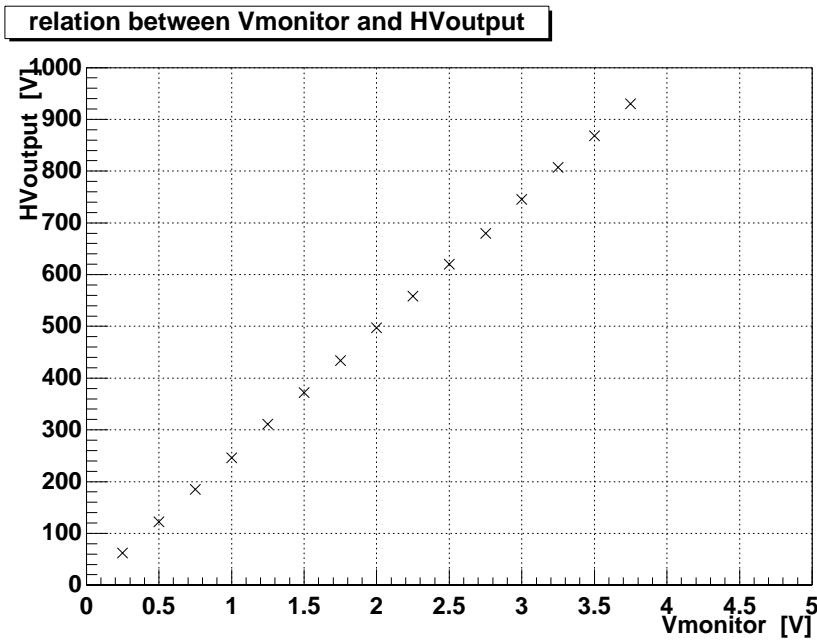


図 3.13: モニター電圧と高圧出力値の関係

である。よって出力電流 I_{out} は

$$I_{out} \text{ (A)} = \frac{V_{out} \text{ (V)}}{2.9 \times 10^6 \text{ (\Omega)}}$$

で求めることができる。消費電力は $P_{in} = V_{in} \times I_{in}$ 、出力電力は $P_{out} = V_{out} \times I_{out}$ として求めて、出力効率は

$$\frac{P_{out}}{P_{in}} \times 100 \text{ [%]}$$

で算出できる。高圧出力値と出力効率の関係を図 3.14 に、消費電力との関係を図 3.15 に示す。出力効率については高圧出力が大きくなるに比例して、効率が良くなる(電力の損失が少くなる。)ということがわかった。松定プレジジョンから送ってもらった追加資料によると、出力電圧は入力電流に比例する。よって

$$P_{in} = V_{in} I_{in}$$

$$P_{out} = V_{out} I_{out} = \frac{V_{out}^2}{R}$$

$$\frac{P_{out}}{P_{in}} = \frac{V_{out}^2}{R} \frac{1}{V_{in} I_{in}} \propto \frac{V_{out}^2}{I_{in}} \propto V_{out}$$

となることが予想でき、これは今回の実験と一致する。また、図 3.15 より、PMT にかかる高圧設定値が決まれば Active Target を動作するのに必要な電力を求めることができる。

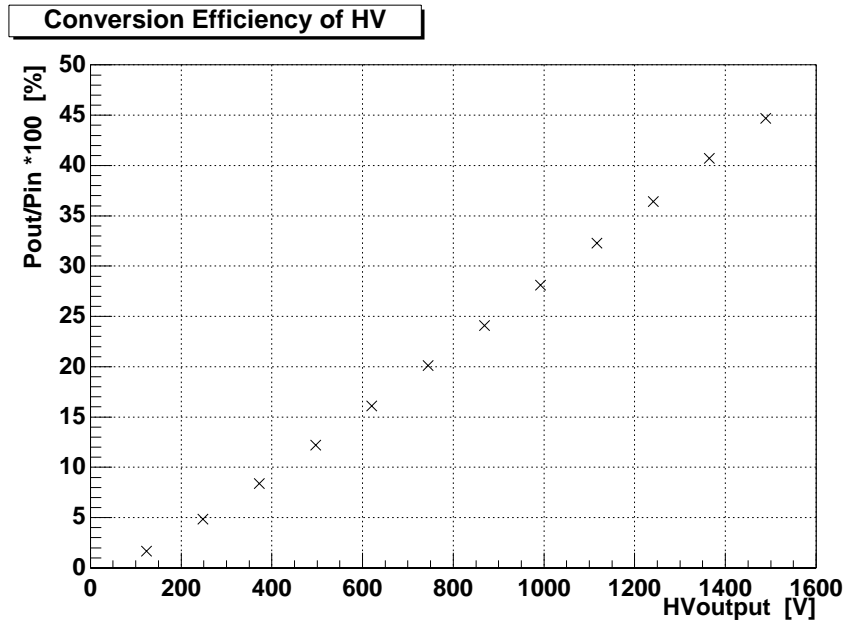


図 3.14: 高圧出力値と出力効率の関係

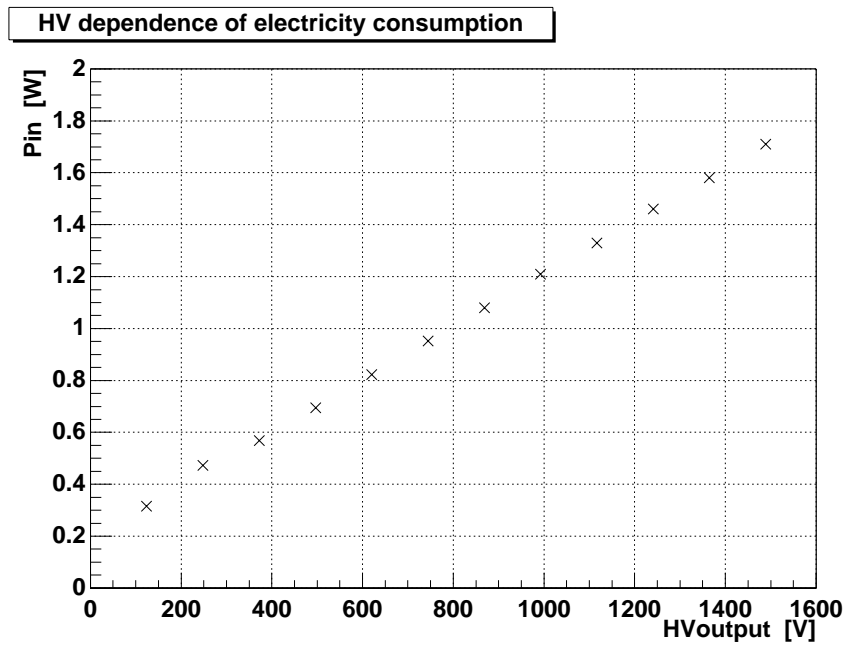


図 3.15: 高圧出力値と消費電力の関係

第4章 Active Target用シンチレータの特性試験

今までの実験で Active Target 用 PMT、高圧電源の特性はわかったので、次にプラスチックシンチレータの特性を調べた。

4.1 プラスチックシンチレータからの出力波形の観察

Active Target として実際に使う予定の PMT (S/N:LA9725) とプラスチックシンチレータをシリコンラバーで光学的にカップリングさせて、PMT のアノード出力波形を確認した (図 4.1)。線源は ^{137}Cs を用いた。高圧電源は市販の精度の良いものを用いて、-1000 V

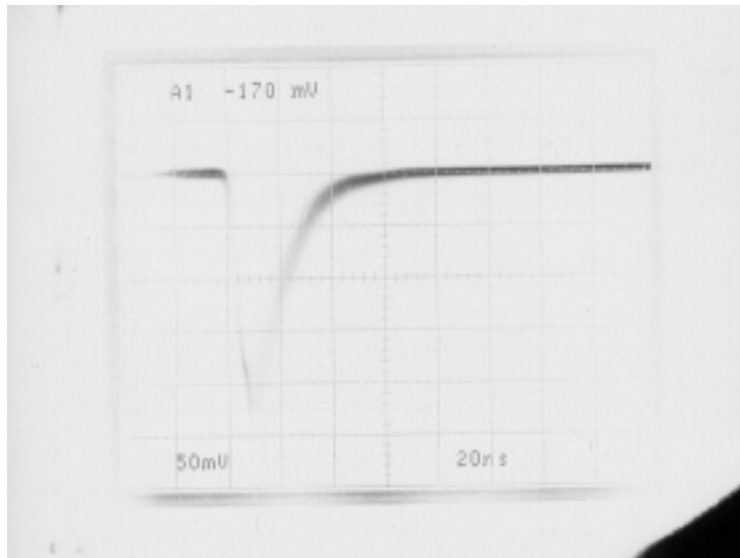


図 4.1: プラスチックシンチレータを PMT を通して見たアノード (50 Ω 受け)

を印加した。GSO の場合は-1000 V の印加電圧のとき、その PMT 出力電荷量は波形を三角形と近似して (図 3.9 の (A))

$$\frac{1}{2} \times 220 \text{ (ns)} \times \frac{150 \text{ (mV)}}{50 \text{ (\Omega)}} = 330 \text{ (pC)}$$

であった。一方、今回プラスチックシンチレータを用いて観測したところ、出力電荷量は

$$\frac{1}{2} \times 50 \text{ (ns)} \times \frac{200 \text{ (mV)}}{50 \text{ (\Omega)}} = 100 \text{ (pC)}$$

と求まった。よって GSO とプラスチックシンチレータのゲインの比は 3:1 であることがわかった。バイクロンのカタログによると、GSO とプラスチックシンチレータ BC-408 の発光量の比は約 2:1 である。Active Target 用のプラスチックシンチレータは 5 cm×5 cm×10 cm とサイズが大きいので、プラスチックシンチレータでも光電ピークが見えており、集光率は GSO (1 cm 立方体) より多少悪いと思われる。このことを考えると、実験結果とカタログ値はだいたい一致していると言えよう。

次に Active Target 用小型高圧電源に取り換えて波形を見てみた。その結果、図 4.1 と違いは認められず、Active Target を構成する 3 つのユニットは正常に動作することが確認できた。

4.2 宇宙線ミュオン粒子による高圧設定値の決定

今までガンマ線源を用いて測定を行ってきたが、この方法では 2 MeV 程度までのエネルギーしか測れない。一方、宇宙線の主成分である陽子は、以下に述べるように 10 MeV 以上のエネルギーを落とすので、ガンマ線源による測定では十分とは言えない。そこで、地上に降り注ぐ宇宙線 (主にミュオン粒子) を用いて、シンチレータの応答を測ることにした。ミュオン粒子は電子より十分重いので、シンチレータ内で陽子と同じようなエネルギー損失 (主に電離による) が期待されるからである。

荷電粒子のエネルギーが大きくなると、物質を通過するとき失うエネルギーがほとんど一定になる。このような状態にある粒子を MIP (Minimum Ionizing Particle) という。宇宙線ミュオン粒子はエネルギーが高いので MIP と考えてよい。MIP の電離エネルギー損失は約 2 MeV・cm²/g である。プラスチックシンチレータの密度は約 1 g/cm³ なので、5 cm×5 cm×10 cm のプラスチックシンチレータを横向きに置いたときと縦向きに置いたときでは、真上から飛来してくるミュオン粒子に対して、それぞれ約 10 MeV、20 MeV のエネルギーを失うことになる。よってミュオン粒子のイベントをとらえることで、10 MeV、20 MeV のエネルギーを落としたときの出力電荷量がわかる。これと PMT のゲインの電圧特性より、陽子が Active Target で反応を起こしたときにどれくらいの出力電荷量になるかわかる。

真上から飛来してくる宇宙線ミュオン粒子だけを観測するために同時計数法を使った。これは複数の検出器で同時に反応を検出したときにだけデータを取得するというものである。今回の実験では図 4.2 のように 5 cm×5 cm×10 cm のプラスチックシンチレータの上下を PMT に光学的カップリングした薄い円形のプラスチックシンチレータではさんだ。上に置いたプラスチックシンチレータの大きさは直径 15 cm、厚さ 3 mm で、下に置いた物は直径 5 cm、厚さ 3 mm、また両者の距離は 32 cm である。上下の PMT 出力をディスクリミネータに入力し、しきい値を調節してノイズをカットした。同時計数をとるためにディス

クリミネータ出力をコインシデンスに入れて、上下の PMT 出力が同時に入力されたときにのみ出される信号をトリガーとして、5 cm×5 cm×10 cm のプラスチックシンチレータの PMT 出力をオシロスコープで観察した。つまり、3 つの PMT が同時に反応したときのみ 5 cm×5 cm×10 cm のプラスチックシンチレータの PMT 出力波高値を測定した。印加高圧は-750 V である。

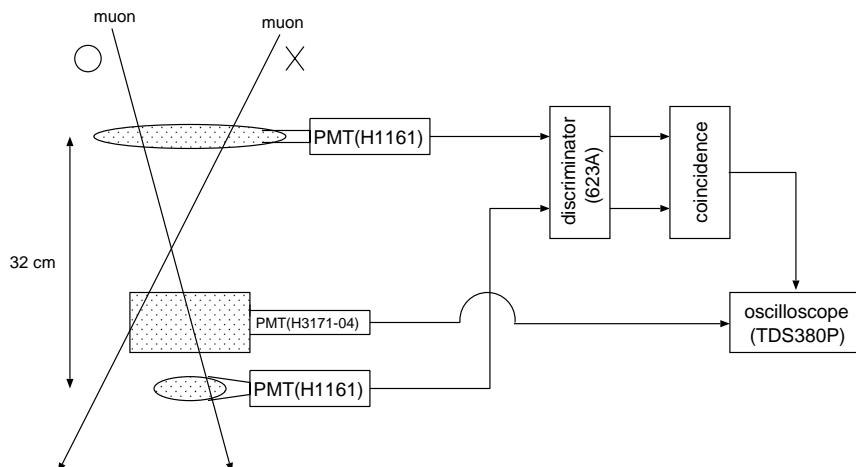


図 4.2: ミュー粒子観測における同時計数の方法

5 cm×5 cm×10 cm のプラスチックシンチレータを横にした場合と縦にした場合に、ミュー粒子イベントをとらえたときの PMT のアノード出力を図 4.3 に示す。また、それぞれの場合のエネルギースペクトルを図 4.4 に示す。文献により得られるカウントレートとスペクトルより得られるカウントレートを比べて、正しくミュー粒子イベントをとらえられているかの確認を試みた。今回の測定はほとんど真上から飛来してくるミュー粒子だけを選別している。文献によると、真上から飛来してくるミュー粒子のフラックスは 6.5×10^{-3} (c/s/cm²/str) である。これに対して、得られたエネルギースペクトルは約 91400 秒で 780 イベントであった。下に置いたコインシデンス用のシンチレータの面積が一番小さいので、ほとんどこの上空から飛来したミュー粒子がとらえられている。よって、単位時間、単位面積あたりのイベント数は

$$\frac{780}{91400 \text{ (s)}} \times \frac{1}{(2.5)^2 \pi \text{ (cm}^2\text{)}} = 4.3 \times 10^{-4} \text{ (c/s/cm}^2\text{)}$$

また、2 つのコインシデンス用のシンチレータが張る立体角を、下のシンチレータの中心と上のシンチレータが張る立体角と近似してやると、

$$\frac{(7.5)^2 \pi}{(32 + 16)^2} = 0.024 \pi \text{ (str)}$$

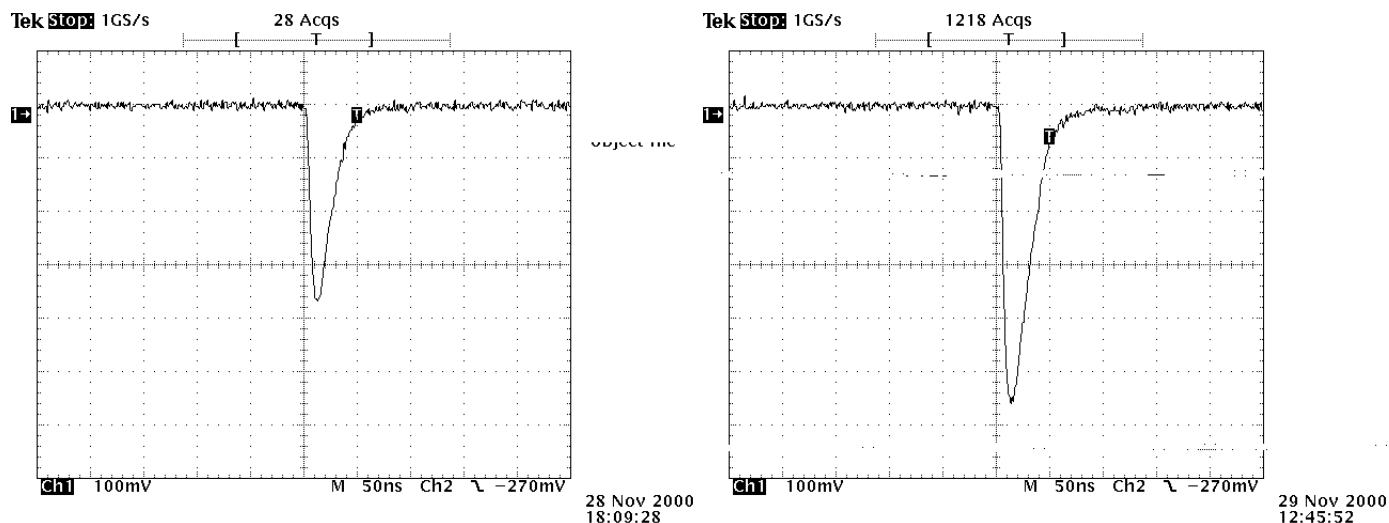


図 4.3: プラスチックシンチレータでミュオン粒子をとらえたときの PMT のアノード出力 (50 Ω 受け)。左がシンチレータを横にした場合 (約 10 MeV のエネルギー損失)、右が縦にした場合 (約 20 MeV のエネルギー損失)。

よって観測より求めたフラックスは

$$\frac{4.3 \times 10^{-4} \text{ (c/s/cm}^2\text{)}}{0.024\pi \text{ (str)}} = 5.7 \times 10^{-3} \text{ (c/s/cm}^2 \text{ /str)}$$

となった。つまり、文献で調べたフラックスの方が少し大きい。考えられる理由としてはミュオン粒子が3つのシンチレータに入射する前に建物で止まるなどにより、全てのミュオン粒子をとらえられていないこと。また、ディスクリミネーターの出力波形のパルス幅が短すぎて、コインシデンスを取り損ねたイベントがあるかもしれないこと、などがあげられる。しかし、エネルギースペクトルにはピークを見てとることができ、ミュオン粒子イベントを正しく見ていると思われる。

横、縦に置いた場合それぞれ15イベントについて波高値を読みとってみると、その平均は横 395 (mV)、縦 588 (mV) であった。プラスチックシンチレータを横にした場合は、より斜めに入ったミュオン粒子までとらえてしまうので、波高値が両者で倍違うということにはならなかったが、有意に縦にした方が大きいといえる。20 MeV における出力波高は約 600 mV、パルスの幅は 50 ns 程度であるから、電荷量は

$$\frac{1}{2} \times \frac{600 \text{ (mV)}}{50 \text{ (}\Omega\text{)}} \times 50 \text{ (ns)} = 300 \text{ (pC)}$$

つまり、15 pC/MeV(-750 V時) と求めた。

この結果をもとに、PMT の動作電圧を決めることができる。気球実験において、PMT 出力は PreAmp に通してからディスクリミネーターにかける。気球実験で用いられるスレッ

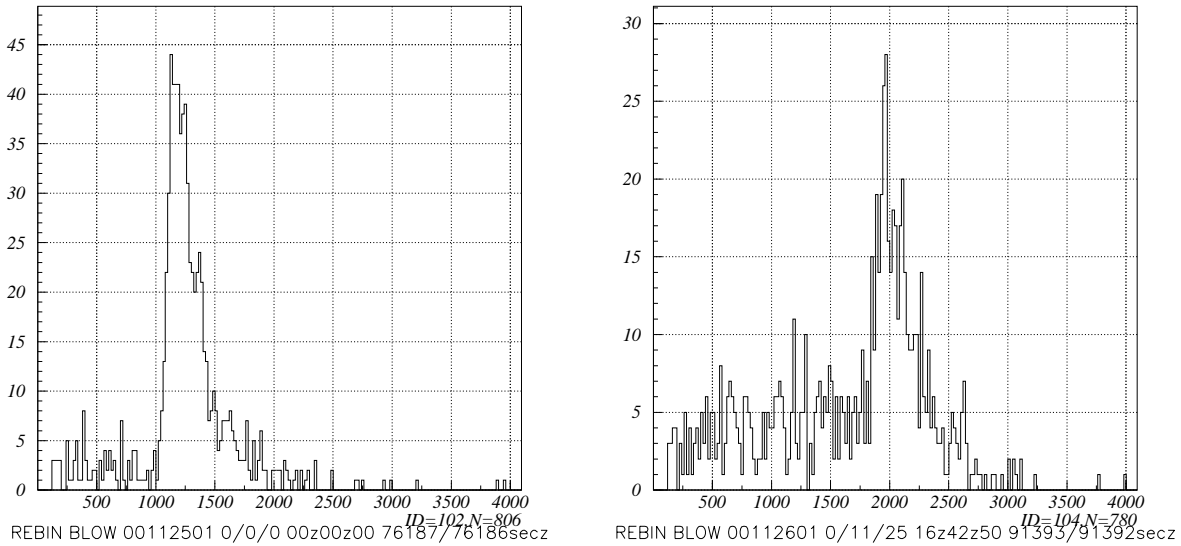


図 4.4: プラスチックシンチレータでミュオン粒子をとらえたときのエネルギースペクトル。左がシンチレータを横にした場合 (約 10 MeV のエネルギー損失)、右が縦にした場合 (約 20 MeV のエネルギー損失)。

シヨルドは 250 mV まで可変であるので、100 mV ~ 200 mV くらいにするのが望ましいだろう。Active Target はシンチレータ内で π^0 中間子が生成された (非弾性散乱を起こした) イベントを捕えたいので、MIP がつきぬけたとき (20 MeV) より十分大きくなるように、スレシヨルドを 50 MeV 程度に設定する。PreAmp のフィードバックが 50 pF であり、PMT はのゲインは印加高圧の 7.4 乗に比例していたので、高圧値が x (V) のときの PreAmp 出力波高値は

$$15 \text{ (pC/MeV)} \times 50 \text{ (MeV)} \times \left(\frac{x \text{ (V)}}{750 \text{ (V)}} \right)^{7.9} \times \frac{1}{50 \text{ (pF)}}$$

で表すことができる。 $x=-400$ V のとき、PreAmp 出力は約 150 mV となるので、気球実験で Active Target 用 PMT にかけるべき高圧値は -400 V くらいになる。

しかし、この議論で用いた高圧依存指数は §3.3 で、印加電圧 -800 V ~ -1200 V で求めたものであり、予想される高圧値 (-400 V 程度) と大きく外れている。そこで、Active Target 用 PMT 5 本 (予備 1 本を含む) について、印加電圧 -400 V ~ -1000 V の範囲でもう一度ゲインの電圧依存性を測定することにした。この測定では、光電ピークがはっきり現れる GSO を使い、線源は ^{137}Cs (662 keV) で測定した。結果は図 4.5 に示す。表 4.1 にまとめたように、高圧依存指数は典型的に 7.9 である。LA9779 について、PreAmp 出力を計算し直して

やると、

$$15 \text{ (pC/MeV)} \times 50 \text{ (MeV)} \times \left(\frac{420 \text{ (V)}}{750 \text{ (V)}} \right)^{7.94} \times \frac{1}{50 \text{ (pF)}} = 150 \text{ (mV)}$$

なので、高圧は420 V程度が適当とわかった。他の4本についても、PreAmp出力が150 mVになるような高圧値を表4.1にまとめておく。Active Targetはすべて約-420 Vで動作させるのがよい。

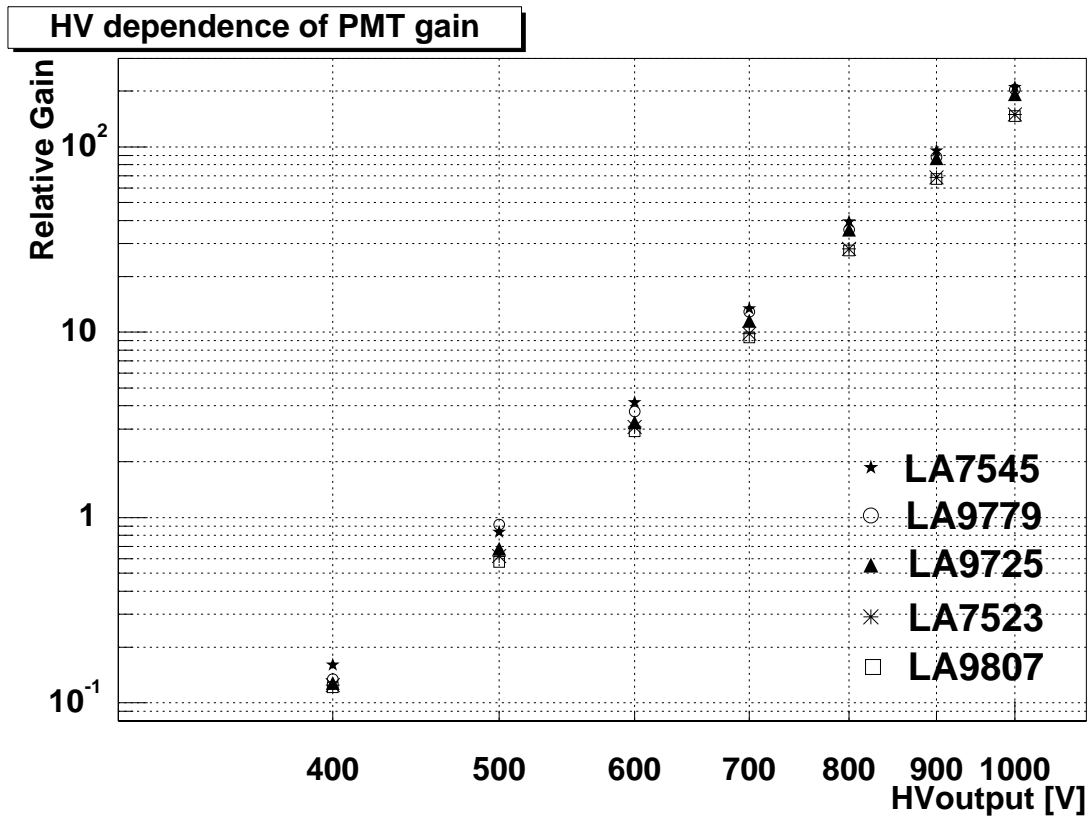


図 4.5: Active Target 用 PMT のゲインの電圧依存性

また、§3.4で求めた高圧値を消費電力の関係より、表4.1の高圧値のときActive Target全体(PMT4つ)で2.6 Wの電力が必要であることがわかった。

表 4.1: PMT の高圧依存指数 (-400 V ~ -1000 V) と高圧設定値

S/N	高圧依存指数	高圧設定値
LA9779	7.94	-420 V
LA9725	8.09	-420 V
LA7523	7.82	-420 V
LA9807	7.85	-420 V
LA7545	7.90	-420 V

4.3 シンチレータの場所による集光率の測定

シンチレーション光はシンチレータ内部を走るときに減衰したり、反射を繰り返してシンチレータ外部にもれたりする。陽子がシンチレータ内部でエネルギーを失ったところが発光ポイントとなるのだが、そこから PMT で検出されるまでに光をどれだけ失ってしまうか、つまりどれだけ集光されるのかを知る必要がある。例えば、他のところに比べて集光率が 10 % くらいだとすると、そこで陽子がエネルギーを失ってもディスクリミネーターでほとんど落されてしまうので、不感領域となってしまふ。よって、シンチレータのさまざまな場所での集光率を測定することにした。

4.3.1 ^{241}Am パルサーによる測定

集光率を測定するには、プラスチックシンチレータの局所的部分から発光する必要がある。そこで ^{241}Am パルサーを用いることにした。 ^{241}Am パルサーは ^{241}Am を NaI シンチレータの中に組み入れたもので、本実験で用いたものの大きさは直径 8 mm、高さ 4 mm の円柱形をしている。 ^{241}Am は α 壊変し、5.48 MeV の α 線を出す。この α 線は NaI 内でエネルギーを全て失って、可視光や紫外光を発する。つまり、プラスチックシンチレータと ^{241}Am パルサーを光学的にカップリングすると、 ^{241}Am パルサーをつけた場所でプラスチックシンチレータが光っているのと同等待待される。

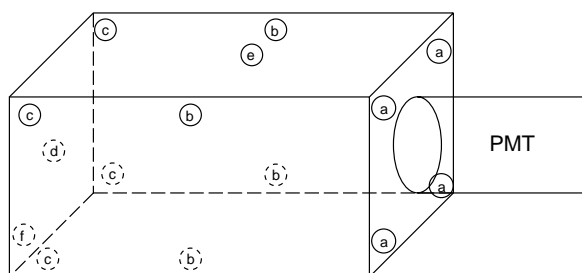


図 4.6: ^{241}Am パルサーを用いた集光率の測定場所

測定するのは PMT との接合面に近い 4 つの角 (図 4.6 の a)、接合面から 5 cm 離れた四隅 (図 4.6 の b)、接合面から遠い四隅 (図 4.6 の c)、接合面の反対側の中央 (図 4.6 の d)、接合面に垂直な面の中央 1 点 (図 4.6 の e) の点とした。これで集光率の対称性や PMT との距離依存性を知ることができる。プラスチックシンチレータに ^{241}Am パルサーを取り付けて、ADC で測定し、ピークのチャンネルを目分量で読み取った。そして、点 4 の集光率を 100 % としてそれぞれのピークのチャンネルから相対的な集光率を割り出した。結果は表

表 4.2: ^{241}Am パルサーを用いたときの各発光ポイントにおける集光率

発光ポイント	集光率
a(average)	103 %
b(average)	78 %
c(average)	78 %
d	100 %
e	72 %
f	103 %

4.2 に示す。a、b、c のそれぞれの 4 点の結果より集光率には 4 % 以内で軸対称性があることがわかったので、4 点の平均のみを載せた。得られた集光率を見ると、大きく 2 つに分かれる。1 つは接合面に平行に ^{241}Am パルサーを取り付けた場合 (a、d) で、集光率が高い。もう 1 つは接合面に垂直な面に取り付けた場合 (b、c、e) で、集光率が低い (70 ~ 80 %)。

これは、a と d が図 4.7(A) のように ^{241}Am パルサーの光が PMT に平行な進路をとり、b、c、e は図 4.7(B) のように PMT に垂直な進路をとったと考えられる。 ^{241}Am パルサーは光の進行方向に制限をつけてしまう (4π 全体に光を放射しない) ので、b、c、e は何度も反射を繰り返しているうちに減衰したり、シンチレータから逃げていったと考えられる。そこで、それを確かめるために新たに c と場所は近いが方向が異なる点 (図 4.6 の f) の場所を測定した。ここでもし f が集光率 100 % に近くなれば、f と c では光の進行方向によって集光率が異なることになる。

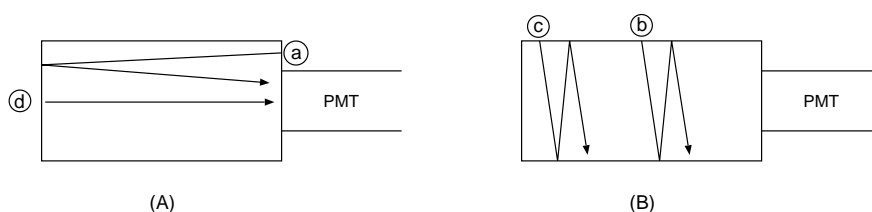


図 4.7: ^{241}Am パルサーの光の進行方向

結果は表 4.2 に示した。f の集光率は約 100 % となったので、やはり ^{241}Am パルサーからの光は方向性を持っていて、それが PMT 出力に影響していることがわかった。よって、 ^{241}Am パルサーを用いるのでは、本実験の目的である「場所による集光率の違い」は測定できないことがわかった。

表 4.3: α 線を用いたときの各発光ポイントにおける集光率

発光ポイント	集光率
a(average)	100 %
b	101 %
c	100 %
d	89 %
e	87 %

4.3.2 α 線による測定

集光率の場所による違いを正しく調べるために、 α 線源 (^{241}Am) を用いた。 ^{241}Am の壊変による α 線はプラスチックシンチレータ内でエネルギーを失い、シンチレーション光が 4π 全体に放射されるので、 ^{241}Am パルサーのときのような光の進行方向による影響は出てこない。また、 ^{241}Am パルサーの場合は、NaI シンチレーション光とプラスチックシンチレータのシンチレーション光の波長が異なり、集光率の波長依存性が現れる可能性があったが、 α 線源を用いるとプラスチックシンチレータのシンチレーション光で集光率を調べることができるので、この問題も解消できる。

まず、 α 線源で測定しても軸対称性があることを確認するために、PMT 接合面から遠い四隅 (図 4.8 の a) を測定した。集光率の差は 3 % 未満だったので、対称性があると判断した。 α 線のスペクトルを図 4.9 に示す。 α 線はシンチレータ内で完全に止まるので、ガンマ線の場合と異なり、きれいなピークが得られる。次に b~e の点を測定して集光率の違いを調べた。結果は表 4.3 に示す。

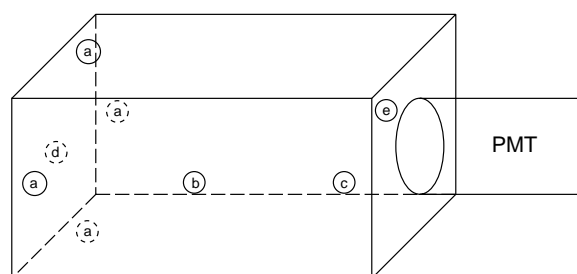


図 4.8: α 線を用いた集光率の測定場所

角の部分 (図 4.8 の e) の集光率が悪いが、これはその場所にある、シンチレータと PMT

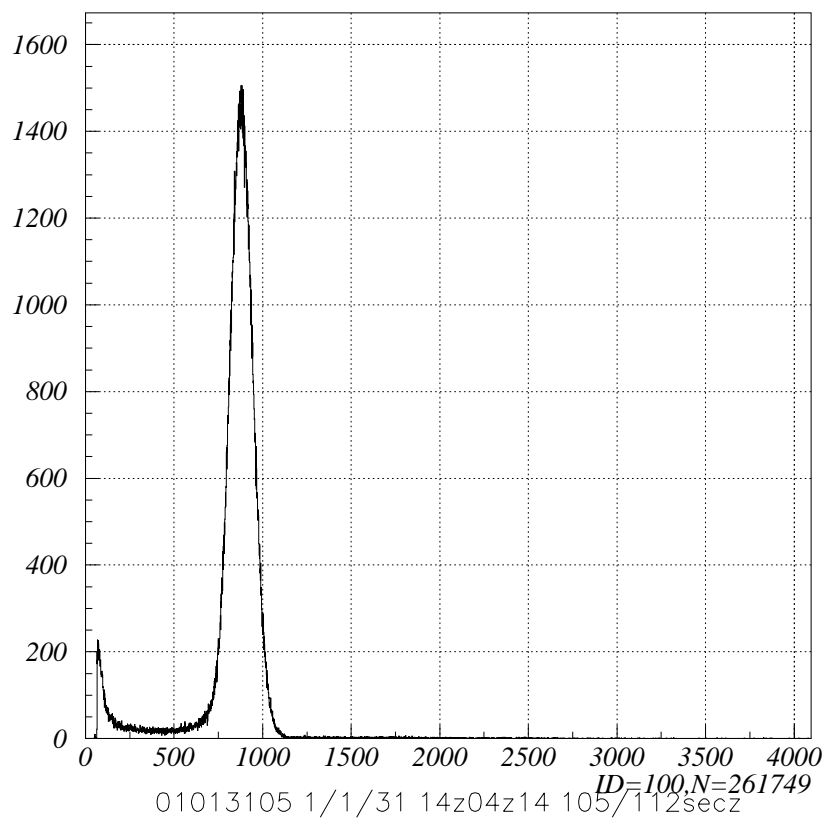


図 4.9: α 線のエネルギースペクトル

をねじ止めするためのねじ穴が悪い影響を与えていると思われる。しかし、角を含めても集光率のばらつきは 15 % 以下であり、シンチレータの集光率の場所依存性は小さいことがわかった。

第5章 Geant4による気球実験のシミュレーション

気球に Active Target を置く目的は、宇宙線陽子とシンチレータが反応してできた π^0 中間子が崩壊して生じるガンマ線によるイベントを捕えるためである。そこで、物質と粒子の相互作用シミュレーターである Geant4 を用いて、このイベントがどのくらいの頻度で受かるのかを評価した。また、Target の位置に対する依存性を調べた。

5.1 Geant4

粒子と物質の相互作用のシミュレーションを行うことは、高エネルギー原子核実験だけでなく、宇宙科学、放射線医学などの分野においても不可欠な要素である。Geant は高エネルギー粒子検出器をシミュレートするプログラムとして 1974 年に最初のバージョンが開発されて以来、世界各国で多くの研究者に利用されてきた。Geant4 は、Fortran で開発された Geant3 の機能はそのまま引き継ぎつつ、新しいプログラム開発の手法であるオブジェクト指向技術をベースとする Geant 再構築プロジェクトであり、高エネルギーの粒子が検出器等の物質中で引き起こす現象をシミュレートし、検出器の性能評価を可能とする。この Geant4 を用いた気球実験用のシミュレーションプログラムを広島大学が中心になって開発している。

5.2 有効なイベント数の評価と Target の位置によるイベント数の変化

Active Target は ACD のすぐ上 (トラックの最上段との距離が約 25 cm) のところに置かれる。水平方向の配置方法に関しては、今のところ外部からのガンマ線を検出するのに邪魔にならないように、トラックの四隅に対応する場所に置かれている (図 2.1 の右)。この Active Target からの「有効なイベント」、すなわち、Active Target で π^0 が生成し、崩壊したガンマ線がトラック、およびカロリメータで検出されるイベントの数を見積もるため、広島大学が開発したプログラムを用いてシミュレーションを行った。また、Active Target の位置を中心に近づけると、有効イベントの数は増加すると予想される。増加の割合が顕著なら、今の設計を見直しても良いだろう。そこで、有効なイベント数を評価する

とともに、水平方向距離依存性を調べることにした。

シミュレーションにおいては、気球実験で期待されるエネルギースペクトルをもった陽子を 100 万発 Target に入射させた。これは気球実験において 60 分～100 分にあびると期待される陽子数である。シミュレーションの結果得られたデータから「有効なイベント」を選び出すため、まず以下の条件でフィルターをかけた。

- (1) トラッカーで 3 層以上ヒットしたイベントであること。これは GLAST のトリガー条件である。
- (2) 陽子が Active Target で落としたエネルギーが 50 MeV 以上であること。これは Active Target のスレッシュホールドである (§4.2)。

この (1) と (2) は、上空でのイベント取り込み条件である。気球実験では ACD による同時計数によりイベントを落とすことはしない。しかし、これらがすべて「有効なイベント」とはならない。トラッカーとカロリメータの動作確認をきちんと行うためには、以下の条件が必要となる。

- (3) Target で π^0 中間子由来のガンマ線が生成され、それがトラッカーで電子陽電子対生成を 1 回起こしていること。
- (4) カロリメータで落としたエネルギーが 200 MeV 以上であること。
- (5) 入射ガンマ線のエネルギー (GammaE) とカロリメータで落としたエネルギー (CalDepE) の比が

$$0.5 < \frac{\text{CalDepE}}{\text{GammaE}} < 1.0$$

にあること。

実際には、これらはデータを reconstruction して、入射ガンマ線の到来方向、反応位置、エネルギーを求めて初めてわかることである。しかし、現時点では reconstruction プログラムは完全でないのでシミュレーションのログを用いて選別した。

現状のデザインでの結果を CalDepE と $\frac{\text{CalDepE}}{\text{GammaE}}$ の関係で表したものを図 5.1 に示す。この結果には、上記 (1)、(2)、(3) の条件を満たしているものだけをプロットした。有効イベントはさらに条件 (4)、(5) を課した図 5.1 の実線で囲った領域にあるイベントであり、49 個であった。気球実験でのレベルフライトはおよそ 8 時間と予想されているので、全部で ~ 400 個程度のイベントが期待される。気球実験においては、このイベントを用いて検出器の動作確認を行うことになる。

続いて、有効イベント数のターゲット位置依存性を見るため、2 cm 刻みで 10 cm まで内側に近づけていってシミュレーションを行い、同じ条件で選別を行った。その結果を表 5.1 に示す。Active Target を内側に近づけるにつれて有効イベント数が増えているように見えるが、統計が不足していて誤差が大きく、はっきりとした傾向がわからなかった。そこで、傾向を見るために、上記の条件のうち、(1)～(3) だけを満たすイベント数も数えた。

UsefulEvent25cm_TgtDepE>50MeV

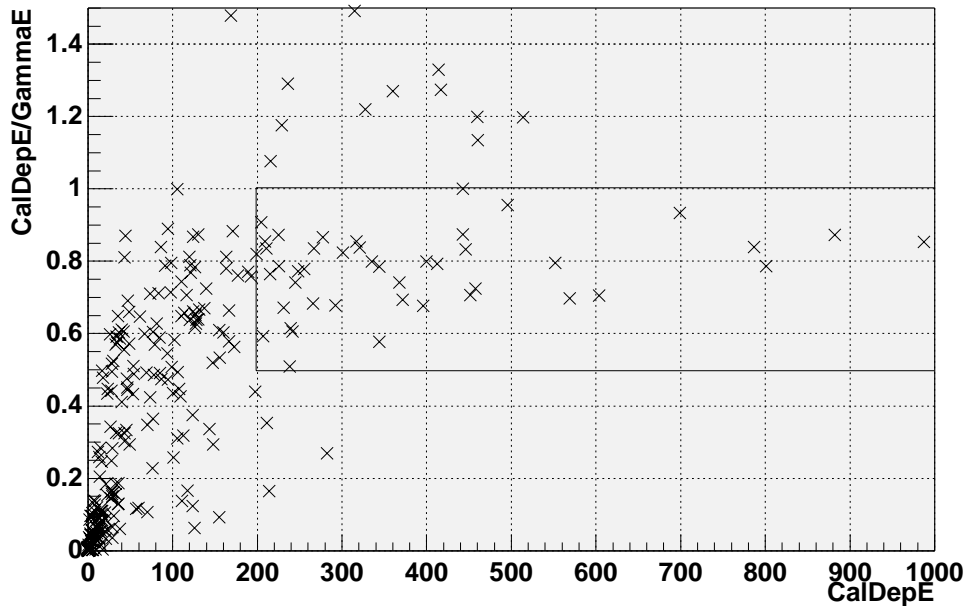


図 5.1: 現状のデザインにおける有効イベント数

これもあわせて表 5.1 に示す。有効イベントの数はこの量にほぼ比例すると考えられるので、ターゲットの水平位置依存性を精度良く調べることが可能となる。

結果は対生成を 1 回起こしたイベント数 (B) は、Active Target を内側に 2 cm 近づける毎に 3 % ほど増加していることがわかった。有効なイベント数 (A) もこの割合で増えると思えてよいだろう。Active Target を 8 ~ 10 cm 近づけると、4 つのシンチレータがほとんどくっついてしまうので現実的ではない。よって、近づけるなら 4 ~ 5 cm 程度だと思われる。しかし、この場合のイベント数の増加は 6 % 程度なので、近づけるメリットはあまりない。外部からのガンマ線の妨げになりにくい今のデザイン (図 2.1) を基本として、Active Target をハードウェアとして取り付けやすい場所に取り付けるのがよいだろう。

なお、宇宙陽子線の角度分布や、気球実験で期待されるフラックスについては、本シミュレーション後も研究が続いており、最新の陽子スペクトルを用いたシミュレーション (ターゲット位置は現状のデザインに固定) では、本節の結果に比べ有効なイベントが 50 % 程度増加すると見込まれる。しかし、本節で得られた位置依存性は入射スペクトルにほとんど依らないので、Active Target を内側に近づけるメリットはあまりないという結論は変わらない。

表 5.1: Active Target を現状の位置より水平方向に中央に近づけたときの有効なイベント数の水平方向距離依存性。(A) は有効イベント数、(B) はトラックで対生成を 1 回起こしたイベントである。

近づけた距離	(A)	(B)
0 cm	49	875
2 cm	63	905
4 cm	46	934
6 cm	53	942
8 cm	68	1014
10 cm	54	1168

第6章 結論

気球実験用 Active Target をして使われる PMT、高圧電源、プラスチックシンチレータが正常に動作することを確認した。宇宙線の主成分である陽子と同じく、重い荷電粒子であるミュオン粒子をプラスチックシンチレータで観測することにより、気球実験で用いられるスレッシュホールドを満たすような電圧設定値は約-420 V であると導いた。また、高圧電源出力と消費電力の関係を求め、Active Target 全体で消費される電力は上記の電圧の場合、約 2.6 W であることがわかり、十分低電力で動作することが確かめられた。

Geant4 を用いて、宇宙線陽子とシンチレータとの反応によってできた π^0 中間子由来のガンマ線イベントについて、Active Target の水平方向距離依存性をシミュレーションした結果、有効なイベントは 2 cm 近づけるにつれて 3% ずつ増えていった。しかし、近づけるとしても 4 cm ~ 5 cm 程度であり、有効なイベント数の大幅な増加は期待できないことがわかった。

以上、本論で製作した Active Target は現在気球に搭載されるべく、アメリカに運搬された。

謝辞

本研究を行うにあたり、たくさんの御指導御協力をいただいた、大杉節教授、深沢泰司助教授、水野恒史氏に深く感謝致します。また、多くの助言をいただいた平野勝也氏をはじめ、研究室のみなさまに感謝します。

関連図書

- [1] GLENN F.Knoll . 放射線計測ハンドブック 第2版. 日刊工業新聞社 ,1991.
- [2] W.R.Leo . Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. Springer-Verlag ,1987.
- [3] K.Hirano . ”Development of Simulator for Gamma-ray Satellite GLAST”. 広島大学
修士論文,2001.
- [4] 小田 稔 . 宇宙線. 裳華房 , 1972.