



平成23年度
気球実験SMILE-IIの力学モデルによる
姿勢制御システムの開発

松岡 佳大

京都大学理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻
January 26, 2012

Abstract

MeV 領域のガンマ線の天体観測は、超新星残骸による元素合成の解明や、ブラックホール近傍の重力場による粒子加速の解明など、未解明な天体现象の解明に大いに貢献すると考えられる。しかしながら、この領域のガンマ線はバックグラウンドが非常に多いことなどから、感度が他の X 線、GeV、TeV ガンマ線領域と比べ 1 桁以上悪い。我々は次世代の MeV ガンマ線検出器として、Electron-Tracking Compton Camera (ETCC) を開発している。ETCC はガンマ線のコンプトン散乱を完全に再構成でき、ガンマ線の到来方向とエネルギーを 1 光子ごとに特定することができる。2006 年 9 月に行われた第 1 回気球実験 Sub-MeV gamma-ray Imaging Loaded-on-balloon Experiment (SMILE-I) では、高度 ~ 35km での高い宇宙線バックグラウンドから宇宙拡散ガンマ線と大気ガンマ線の検出を目標とし、それに成功した。

現在、第 2 回気球実験 SMILE-II を計画している。SMILE-II は、SMILE-I の 50 倍の感度を目標に、検出効率の向上、長時間観測に向けた電力設計や新たなシミュレーションなどを行っている。また、SMILE-II では、スウェーデン・キルナでの北極周回による Crab もしくは Cygnus X-1 といった天体の長時間観測を目標としており、検出効率の改善には天体追尾能力が必須となる。気球実験では、検出器を含めたゴンドラは気球からロープによってつるされているため、そのままではゴンドラはロープのより戻しや、風邪などの外乱でランダムに回転してしまう。

今回、我々は大気球に吊り下げられたゴンドラの方向制御を行うため、姿勢制御システム Attitude Control System (ACS) を設計した。この ACS はセンサとして極地圏でも安定して方位を測定できる GPS コンパスを使用し、アクチュエータとして、より戻しモータと呼ばれる気球とゴンドラの間には存在するモータのみで行うシステムである。

また、その確認として SMILE-II の ACS と同じシステムを搭載した 40cm 角のミニゴンドラを作製した。ACS は、センサとして GPS コンパスを搭載し方位角を取得し、フィードバック制御をかけより戻しモータへの出力を決定している。制御プログラムを起動するためミニゴンドラには VME-CPU も搭載した。また、制御則として PID 制御を行っているが、この制御パラメータ K_P 、 K_D 、 K_I の最適値を求めるため、数値計算ソフトとして Scilab を用いてミニゴンドラのシステムの力学モデルを作製し、シミュレーションを行った。このミニゴンドラを用いて SMILE-II と同じ姿勢制御システムで方向転回制御を行い、 $1^\circ/\text{sec}$ 程度の転回速度と、 1.5°RMS 程度の精度での方向制御ができ、このシステムを用いて SMILE-II での天体追尾が可能なが確認できた。

Contents

1	MeV ガンマ線による天文学	1
1.1	ガンマ線の生成機構	1
1.1.1	シンクロトロン放射	3
1.1.2	制動放射	3
1.1.3	逆コンプトン散乱	4
1.1.4	原子核からのライン放射	4
1.1.5	π^0 崩壊に伴う放射	4
1.1.6	対消滅	5
1.2	ガンマ線で見える天空	6
1.2.1	全天観測	6
1.2.2	銀河系内拡散ガンマ線	7
1.2.3	銀河系外拡散ガンマ線	7
1.3	MeV ガンマ線天体	10
1.3.1	超新星残骸	10
1.3.2	パルサー	11
1.3.3	ブラックホール	14
1.3.4	銀河中心領域	15
1.3.5	活動銀河核 (AGN)	16
1.3.6	太陽フレア	17
1.3.7	ガンマ線バースト	17
2	MeV ガンマ線の検出	21
2.1	ガンマ線と物質の相互作用	21
2.1.1	光電効果	21
2.1.2	コンプトン散乱	22
2.1.3	対生成	23
2.2	MeV ガンマ線イメージング	23
2.2.1	コリメータによるイメージング	24
2.2.2	符号化マスクを用いたイメージング	25
2.2.3	ガンマ線レンズ	26
2.2.4	コンプトンイメージング	27
2.2.5	対生成イメージング	30
2.2.6	MeV ガンマ線イメージングのまとめ	30
2.3	低エネルギーガンマ線観測衛星	32
2.3.1	CGRO	32
2.3.2	INTEGRAL	33
2.3.3	Fermi	34

CONTENTS

3	電子飛跡検出型コンプトンイメージング	37
3.1	電子飛跡検出型コンプトンイメージングの原理	37
3.2	バックグラウンド除去	39
3.3	ドップラー広がり	40
3.4	多重散乱	40
3.5	電子飛跡検出型コンプトンカメラの構成	42
3.5.1	次世代 MeV ガンマ線望遠鏡への要請	42
3.5.2	飛跡検出器と吸収体への要求	42
3.6	SMILE	44
3.6.1	micro TPC	45
3.6.2	GSO ピクセルシンチレータ	47
3.6.3	SMILE 実験	48
4	成層圏気球	53
4.1	気球実験の歴史	53
4.2	成層圏気球	55
4.2.1	気球の運動	56
4.2.2	ゼロプレッシャー気球	57
4.2.3	スーパープレッシャー気球	58
4.3	世界の気球実験とその飛翔	60
4.3.1	通常の飛翔	61
4.3.2	ブーメラン気球	61
4.3.3	極周回気球	61
5	姿勢制御	63
5.1	姿勢制御の方法	63
5.1.1	制御則	64
5.1.2	センサ	65
5.1.3	アクチュエータ	67
5.2	気球実験における姿勢制御	67
5.2.1	1軸制御	67
5.2.2	2軸制御	68
5.2.3	3軸制御	68
5.3	SMILE-II における姿勢制御	69
5.3.1	システム構成	69
5.3.2	力学モデル	71
6	ミニゴンドラ試験	75
6.1	試験モデル	75
6.1.1	モータ部	76
6.1.2	モータドライバ	76
6.1.3	PC (制御用計算機)	79
6.1.4	GPS コンパス	79
6.1.5	電池	80
6.1.6	DC-DC コンバータ	81
6.2	予備実験	82
6.2.1	GPS コンパス試験	82
6.2.2	モータトルク測定	88
6.2.3	よじればね定数測定	92
6.3	制御試験	94
6.3.1	シミュレーションモデルの作製	95
6.3.2	実機とシミュレーションとの比較	100

7	まとめと今後	101
7.1	まとめ	101
7.2	今後	101
A	800μm pitch 読出し回路	103
A.1	800 μ m pitch 読出しの有用性	103
A.2	位置分解能測定	104
A.2.1	セットアップ	104
A.2.2	測定結果	104
A.3	ETCC 測定試験	106
A.3.1	ETCC セットアップ	106
A.3.2	イベントセレクション	107
A.3.3	Efficiency、ARM	108

Chapter 1

MeV ガンマ線による天文学

夜空に瞬く星々を地上から可視光で観測するのがかつての天文学であり、宇宙に対する描像は静かで不変、というものであった。しかし、現在では電波・赤外線・X線と様々な波長の電磁波が観測され、さらに陽子を主とする宇宙線やニュートリノといった電磁波以外のものも観測されている。これら新しい“窓”を用いて宇宙について様々な情報が得られ、宇宙が活動性にあふれ、激しく変化することが知られるようになった。

このような新しい窓の一つとして、ガンマ線がある。図 1.1 は、これまでに行われたガンマ線観測の年表である。最初のガンマ線観測は、X線での最初の宇宙観測で Sco X-1 が発見されたのと同時期の、1961 年に行われた。また 1950 年代初めに早川らにより、宇宙線と星間物質との相互作用により生成される π^0 中間子が崩壊する際に放出する微弱なガンマ線の放射が预言された後、1967 年に OSO-3 ($\geq 50\text{MeV}$)、1972 年に SAS-2 ($20\text{MeV} \sim 1\text{GeV}$)、1975 年に COS-B ($2\text{keV} \sim 5\text{GeV}$) と、線観測衛星が次々に打ち上げられ、多くの線天体が発見されている。さらにその後、地球大気の外においては、1989 年にはロシア・フランスの Granat 衛星が、1991 年にはアメリカの CGRO 衛星が打ち上げられ多様な観測結果を残した。また、地上においては Whipple・CANGAROO などの Cherenkov 望遠鏡により、 $\sim 10^{13}\text{eV}$ というようなエネルギーのガンマ線が観測されている。現在でも、2002 年に INTEGRAL、2004 年に SWIFT、2008 年に Fermi が打ち上げられ低・中間エネルギーガンマ線の観測を続ける一方、地上では HESS・Magic により超高エネルギーガンマ線の観測が行われ、次々と新しいガンマ線天体現象を発見している。

しかし、ひとくちにガンマ線といっても、一般的に数百 keV から上のエネルギーを持つ電磁波の事をまとめてガンマ線と呼んでおり、どのエネルギー帯域のガンマ線を観測するかにより得られる情報は異なる。低エネルギーガンマ線と呼ばれる MeV 領域では、元素合成の現場や宇宙線と星間物質との相互作用といったような情報が得られる。この領域のガンマ線は天体から大気の外までは吸収をほとんど受けずに到達できるが、図 1.2 で示されるように地球大気を通過することはできない。このため、観測するには大気の外へ出る必要がある。また、X線や可視光に比べ光子数は少なく、逆に透過力が強い上、物質との相互作用も散乱優位であり、銀河面全体に広がったガンマ線放射や宇宙線と衛星本体との相互作用などによる多量のバックグラウンドが存在するために観測が非常に困難な領域でもある。このため、MeV 領域の天文学は他の波長に比べ、大きく後れを取っている。

この章では、ガンマ線の発生機構及び、現在までに観測された主な天体からの放射について説明する。

1.1 ガンマ線の生成機構

ガンマ線発生機構は、熱的放射と非熱的放射に大別できる。熱的放射は平衡状態において、電磁相互作用をする粒子が多く存在する所から放出される。その放射強度のスペクトルは黒体の分布に従い、周波数 ν での放射のエネルギー密度 I_ν は、プランク定数 h 、光の速度 c 、ボルツマン定数 k_B および温度 T を用いて、

$$I_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/k_B T} - 1}, \quad (1.1)$$

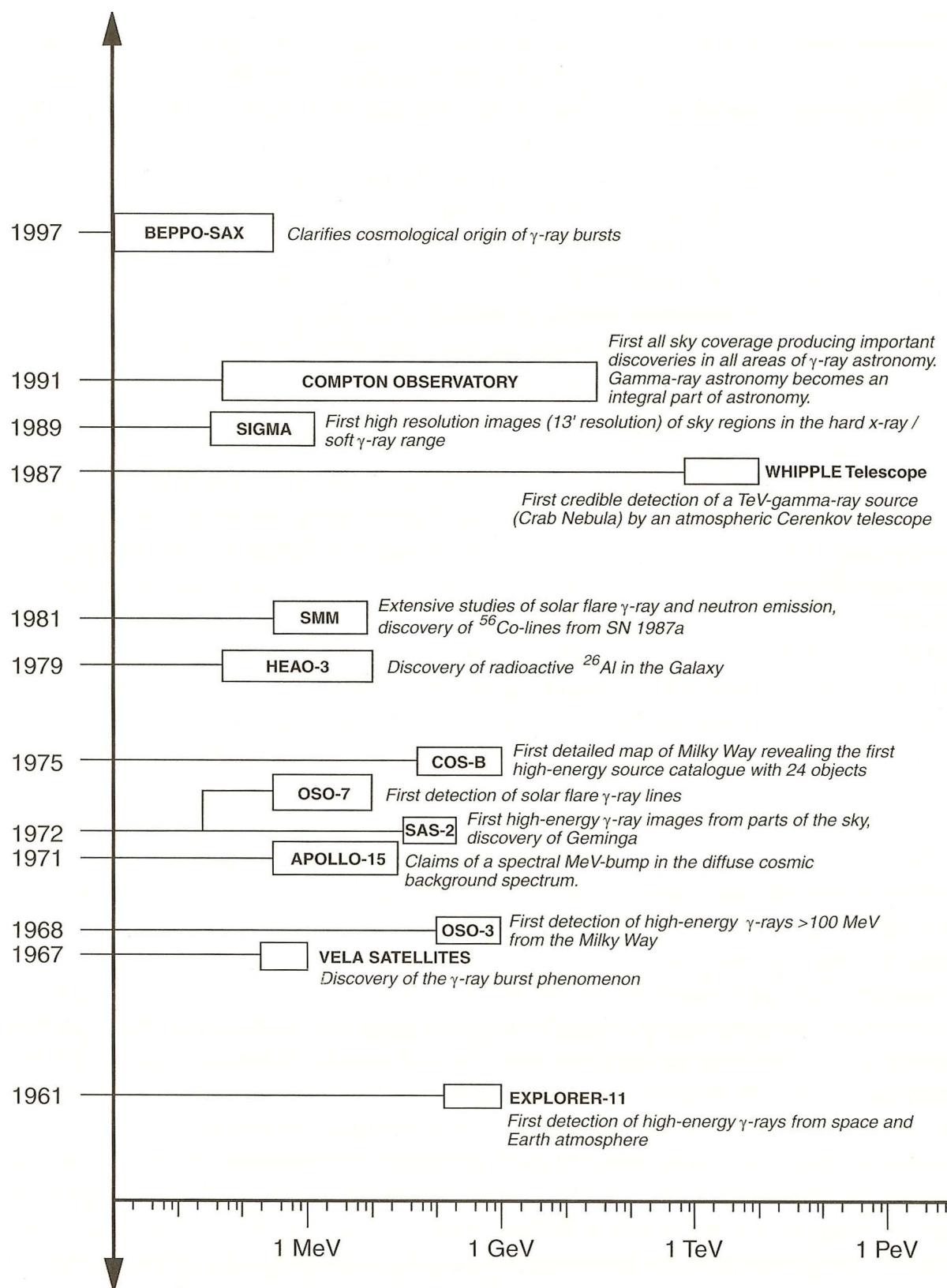


図 1.1: ガンマ線観測の歴史 [1]

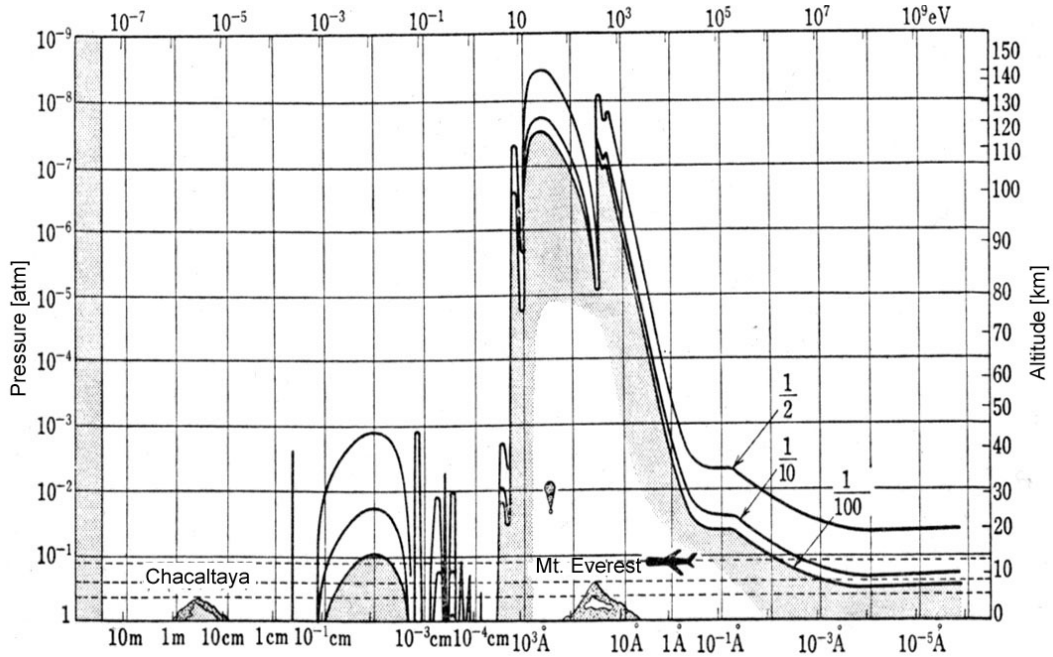


図 1.2: 様々な波長の電磁波の大気による吸収 [2]

と表せる。1 MeV の熱的放射に対応する温度は 10^{10} K 以上である。従って、ガンマ線源として熱的過程は考えにくく、非熱的過程が相応しい。この節では、MeV 領域における主な非熱的過程を紹介する。

1.1.1 シンクロトロン放射

相対論的な電子が磁場 B の中を通ると、ローレンツ力によって軌道が曲げられる。荷電粒子の加速は場の変化とみなせるので、電子の運動エネルギーは電磁場のエネルギーに変換される。相対論的電子においては、そのエネルギーは光子の放出によって失われ、これをシンクロトロン放射と呼ぶ。シンクロトロン放射のスペクトルは、電子の電荷 e 、質量 m_e 、エネルギー E_e 、および粒子の軌道と磁場の方向との狭角 θ を用いて、

$$h\nu_c = \frac{3h}{4\pi} \frac{eB \sin \theta}{m_e c} \left(\frac{E_e}{m_e c^2} \right)^2, \quad (1.2)$$

と表せる。また、磁場 B 中で電子が動く事で発生するシンクロトロン放射による全エネルギー損失は、電子の光速に対する速度 β 、ローレンツ因子 γ 、およびトムソン断面積 $\sigma_T = \frac{8\pi e^4}{3m_e^2 c^4}$ を用いて、

$$-\left(\frac{dE_e}{dt} \right)_{\text{syn}} = \frac{4}{3} \sigma_T c \frac{B^2}{8\pi} \gamma^2 \beta^2, \quad (1.3)$$

と書ける。

1.1.2 制動放射

ガンマ線生成のもう 1 つの重要な過程として、制動放射がある。電子が原子核の非常に近くを通ると、原子核の強い電場によって電子の軌道が大きく曲げられ、光子を放出する。この制動放射のスペクトルは、およそ電子の運動エネルギーまで平坦で、それ以上で急激にゼロになる。完全に電離したプラズマ中の相対論的電子における制動放射損失は、ターゲットの原子密度 n_a 、古

典的電子半径 $r_0 = \frac{e^2}{m_e c^2}$ 、および微細構造定数 α を用いて

$$-\left(\frac{dE_e}{dt}\right)_B = 4n_a Z^2 r_0^2 \alpha c \left(\ln \frac{E_e}{m_e c^2} + 0.36\right) E_e. \quad (1.4)$$

と表せる。一方、電離していない場合は、

$$-\left(\frac{dE_e}{dt}\right)_B = 4n_a Z^2 r_0^2 \alpha c \left(\ln \frac{183}{Z^{-1/3}} - \frac{1}{18}\right) E_e, \quad (1.5)$$

となる。

1.1.3 逆コンプトン散乱

エネルギーの高い光子がエネルギーの低い電子と衝突すると、光子が散乱され、光子のエネルギーの幾らかが電子に奪われる。この過程をコンプトン散乱という。一方、この逆過程も存在し、エネルギーの低い光子がエネルギーの高い電子と衝突すると、電子のエネルギーの幾らかを光子が得る。この逆コンプトン散乱は、光子が高密度である領域では重要である。エネルギー密度 w_{ph} の光子中での電子のエネルギー損失は

$$-\left(\frac{dE_e}{dt}\right)_{IC} = \frac{4}{3} \sigma_T c w_{\text{ph}} \gamma^2 \beta^2. \quad (1.6)$$

と書ける。

1.1.4 原子核からのライン放射

原子核の核子の結合には、いくつかの量子化されたエネルギー状態がある。これらの状態は典型的に MeV 程度のエネルギーをもつ為、量子状態の遷移には、MeV ガンマ線の吸収や放出が伴う。このような放射には、宇宙線の陽子と原子核の衝突によって原子核が励起され、その励起された原子核が基底状態に戻る時にガンマ線を放射する逆励起に伴う放射

$$X^* \longrightarrow X + \gamma, \quad (1.7)$$

と、超新星爆発や恒星内部での元素合成により生じる放射線同位体の崩壊に伴う放射

$$X \longrightarrow Y^* + e^+ \longrightarrow Y + \gamma. \quad (1.8)$$

とがある。宇宙で観測された原子核の逆励起や放射性同位体からの放射の例を表 1.1 に示す。

1.1.5 π^0 崩壊に伴う放射

パイオンは、宇宙線高エネルギー陽子とガスの原子核との衝突の様な強い相互作用によって作られるボソンである。ハドロン相互作用における主なパイオン生成過程は、

$$p + p \longrightarrow p + p + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-), \quad (1.9)$$

$$p + p \longrightarrow p + n + \pi^+ + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-), \quad (1.10)$$

などである (a と b は自然数)。パイオンの内、中性粒子である π^0 は、 9×10^{-17} 秒で崩壊して2つのガンマ線を放出する。そのエネルギー分布は、重心系において静止質量の半分である 70 MeV 付近にピークを持つ。高エネルギーの陽子によって作られるパイオンは運動量を持つので、観測されるパイオン崩壊によるガンマ線のスペクトルは、親の陽子のスペクトルを反映し、また、得られるスペクトルはドップラーシフトによって幅を持つ。

表 1.1: 原子核の逆励起や放射性同位体からの放射 [1, 3, 4]
過程 エネルギー [MeV]

逆励起	$^{12}\text{C}^*$	4.438
	$^{14}\text{N}^*$	2.313, 5.105
	$^{16}\text{O}^*$	2.741, 6.129, 6.917, 7.117
	$^{26}\text{Mg}^*$	1.809
	$^{56}\text{Fe}^*$	0.847, 1.238, 1.811
放射性同位体	^{56}Ni (6.10 d)	0.158, 0.270, 0.480, 0.759, 0.812
	^{56}Co (77.2 d)	0.847, 1.238, 2.598
	^{57}Co (271.7 d)	0.122, 0.136
	^{44}Ti (63 y)	1.157
	^{26}Al (7.4×10^5 y)	1.809
	^{60}Fe (1.5×10^6 y)	1.173, 1.333
中性子捕獲	$n + ^1\text{H} \rightarrow ^2\text{D} + \gamma$	2.223

1.1.6 対消滅

電子・陽電子対消滅もまた、重要なガンマ線生成過程である。対消滅では、2つ以上の光子が生成され、電子と陽電子の全エネルギーがこれらの光子に分配される。電子と陽電子はポジトロニウムと呼ばれる束縛系を作り、これには2つの異なる状態が存在する。1つは基底状態で、ポジトロニウムは2つのガンマ線に崩壊する。この時、それぞれのガンマ線は、電子の静止質量に等しい511 keVのエネルギーをもつ。もう1つの状態は並行スピン状態で、連続スペクトルをもつ3つの光子に崩壊する。

実際、511 keVのガンマ線はSMMとOSSE、SPIによって銀河中心近傍で観測され、 $\sim 2 \times 10^{43} \text{ sec}^{-1}$ の対消滅率を示唆している。対消滅光子は、電子・陽電子プラズマが存在する事を示している。陽電子は、1 MeV以上のガンマ線による対生成、放射性同位体の β^+ 崩壊、 π^+ の崩壊、およびハドロン反粒子と通常の物質との衝突によって作られる。 β^+ 崩壊を起こす放射性同位体には、 ^{26}Al , ^{44}Ti , ^{56}Co 等がある。他方、 π^+ はコンパクト星近傍で作られる。

しかしながら、陽電子は、放射性同位体の内部崩壊や宇宙線と衛星を構成する物質との相互作用でも作られる。そのため、銀河内からの対消滅光子のスペクトルの検出は、非常に難しいと考えられる。

1.2 ガンマ線で見える天空

1.2.1 全天観測

ガンマ線の全天観測を目的として、Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO) には、OSSE (0.1 ~ 10 MeV)、COMPTEL (0.75 ~ 30 MeV)、EGRET (> 30 GeV)、BATSE (15 keV ~ 10 MeV) という4つの検出器が搭載された。このうち、COMPTELはMeV領域において約30個の定常天体を [5]、EGRETはGeV領域で約270個の天体を発見した [6]。図1.3と1.6は、それぞれEGRETとCOMPTELによるガンマ線全天マップである。これらの図は、ガンマ線がコンパクト天体のみならず太陽フレアからも放出されている事を表わしている。さらに、EGRETの観測は、他波長における約170個の未同定天体がある事も示している。

また、2008年に打ち上げられたFermi衛星に搭載されたLarge Area Telescope (LAT)は、2年の観測で2000個近い天体を検出した [7]。図1.4がその全天マップであり、図1.5はその内訳である。

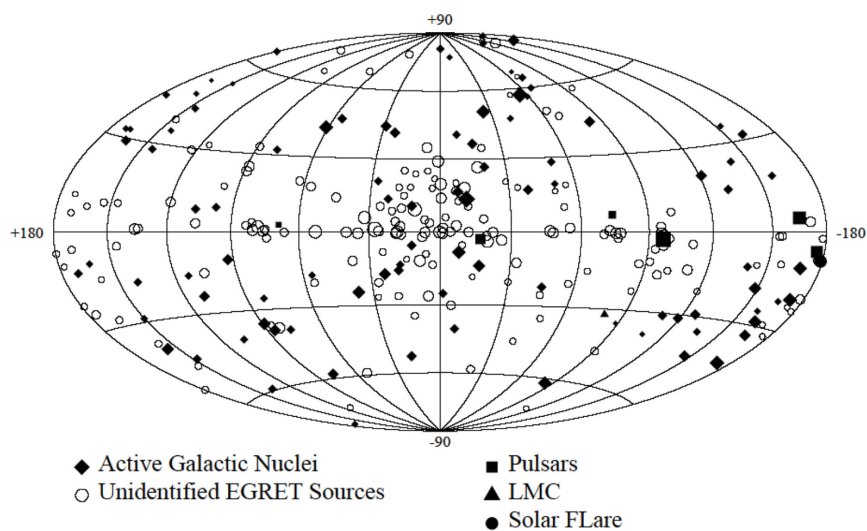


図 1.3: EGRET によるガンマ線源の分布 [6]

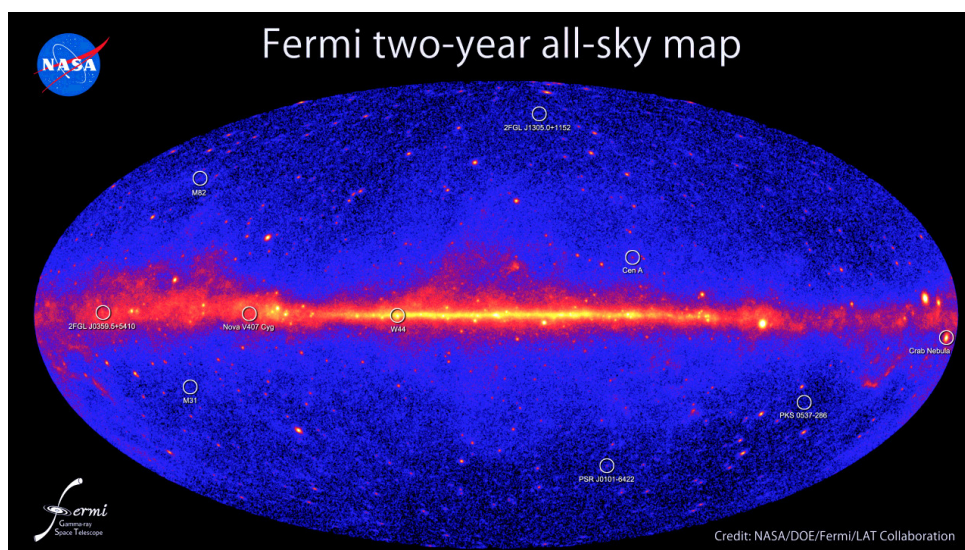


図 1.4: Fermi による全天マップ [7]

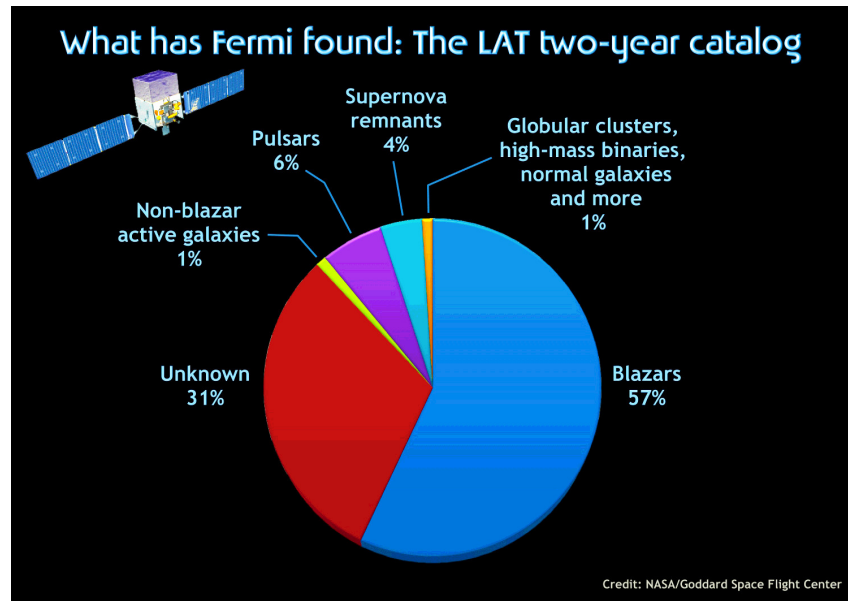


図 1.5: Fermi による天体の内訳 [7]

1.2.2 銀河系内拡散ガンマ線

これまでの観測により、銀河面に広がった、銀河系内拡散ガンマ線の存在が確認されている。図 1.6・1.7・1.8 のそれぞれ異なるエネルギー範囲での全天マップでも銀河面に広がった放射があることが確認できる。系内拡散ガンマ線の多波長スペクトルを図 1.9 に示す。サブ MeV から MeV の領域における、系内拡散ガンマ線の発生機構は主に宇宙線電子の制動放射と逆コンプトン散乱で説明されている [8]。

一方、MeV 領域においては、連続成分のみならず銀河面に広がったラインガンマ線も観測されている。図 1.7 は COMPTEL により得られた ^{26}Al の崩壊に伴う 1.8 MeV のガンマ線の分布を示す。 ^{26}Al は大質量星内部で作られると考えられており、その半減期は $T_{1/2} \sim 10^6$ 年と非常に長いため、過去の星生成領域のなごりを示すと期待されている。

しかしながら、銀河面に近い天体の観測においては、系内拡散ガンマ線はバックグラウンドとなってしまうため、観測を難しくもしてしまう。

1.2.3 銀河系外拡散ガンマ線

系外拡散ガンマ線とは、全天から一様に到来する銀河系外からのガンマ線であり、図 1.10 にそのスペクトルを示す。系外ガンマ線のスペクトル構造は、活動銀河核の放射と遠方の Ia 型超新星の放射の足し合わせにより説明されており、特に MeV 領域においては、Ia 型超新星の放射が優位となっている。

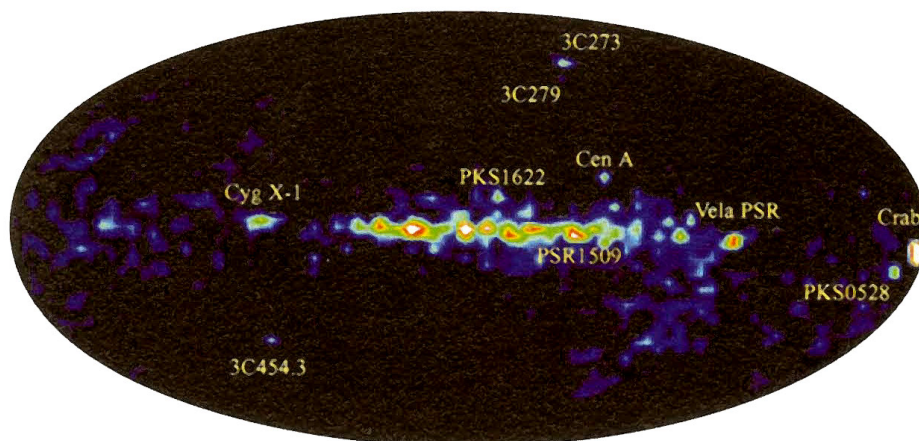


図 1.6: COMPTEL による全天マップ (1 - 30 MeV) [1]

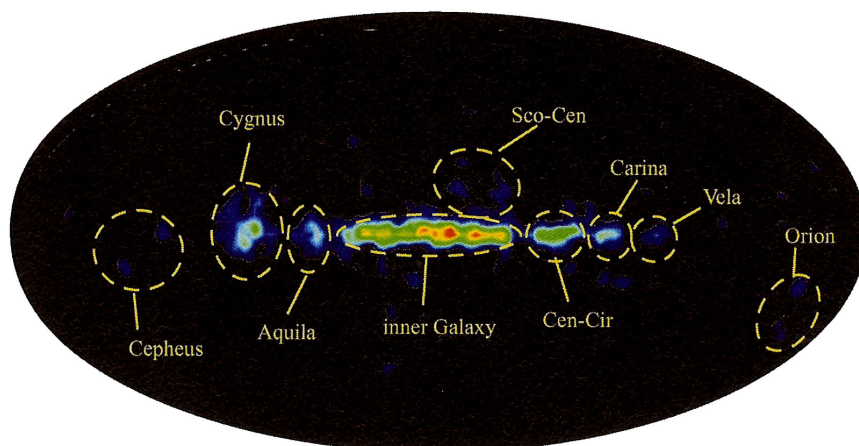


図 1.7: COMPTEL による 1.8 MeV ガンマ線の全天マップ [1]

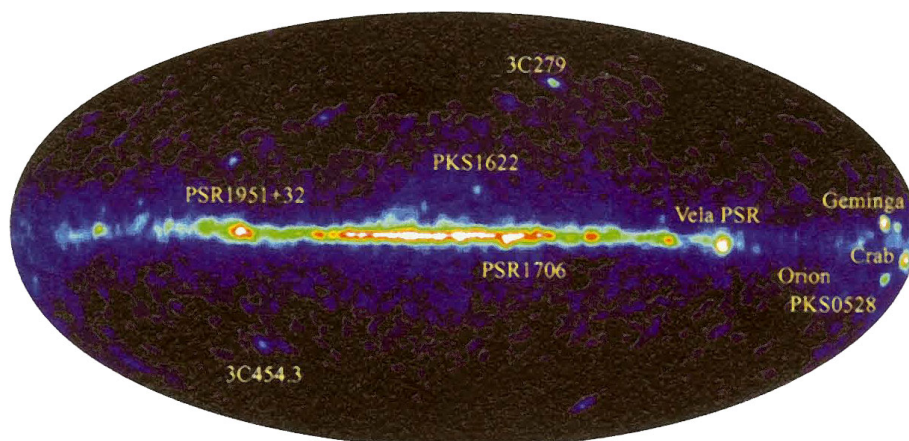


図 1.8: EGRET による全天マップ (≥ 100 MeV) [1]

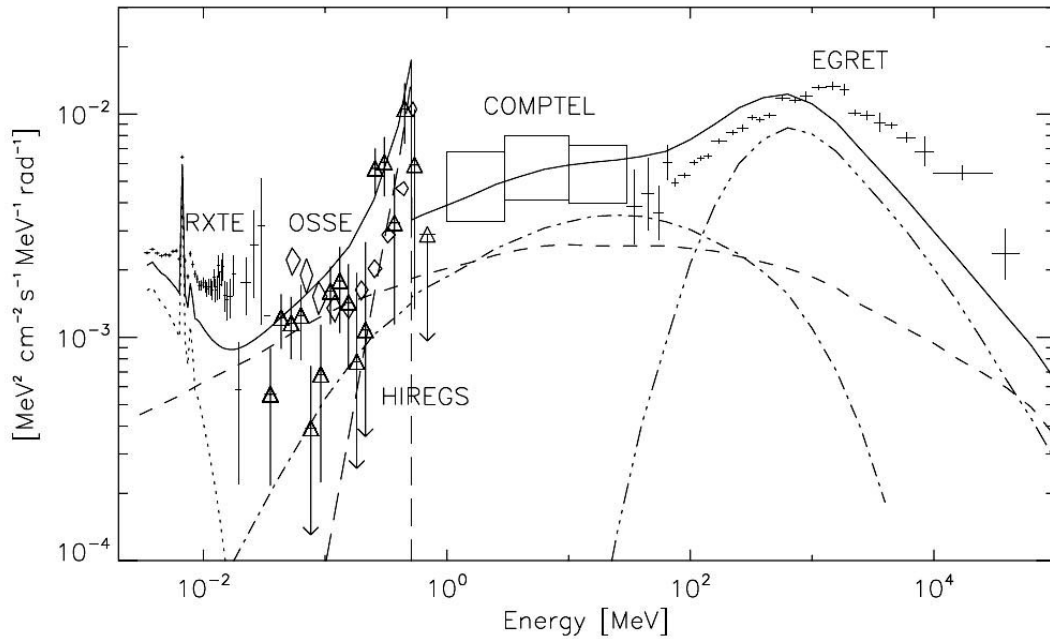


図 1.9: 系内拡散ガンマ線のスペクトル [8] 各線は、それぞれ制動放射 (dot-dashed)・逆コンプトン散乱 (short-dashed)・ π^0 放射モデル (triple-dot-dashed)・ポジトロニウム連続成分 (long-dashed) 及び熱的 Raymond-Smith プラズマ成分 (dotted) を示す。実線はそれらの合計を表す。

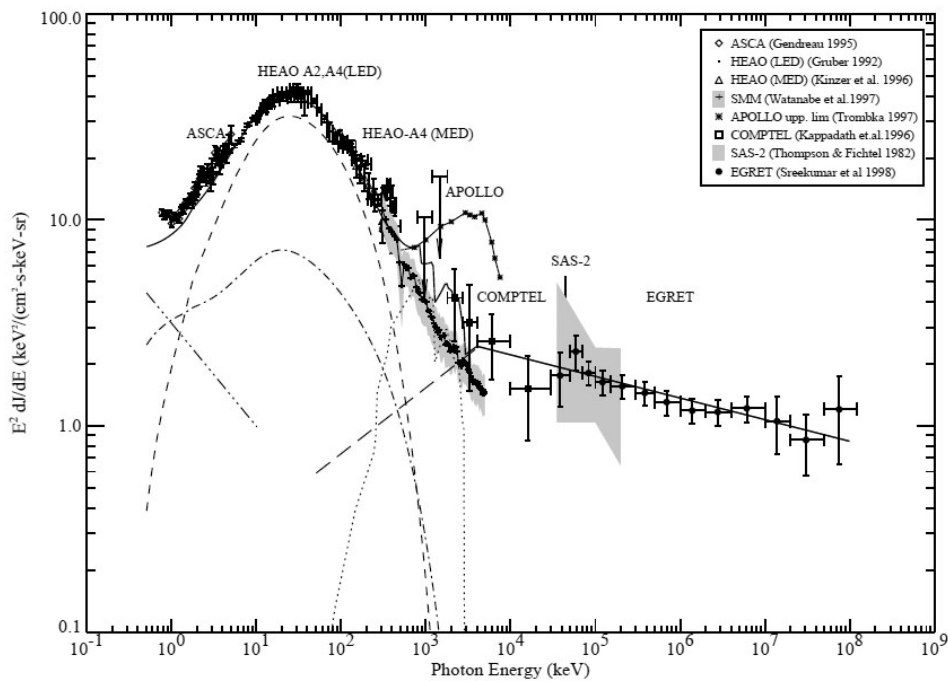


図 1.10: 系外拡散ガンマ線のスペクトル [9]。各線は、Seyfert I (dot-dashed)・Seyfert II (dashed)・quasar (triple dot-dashed)・Ia 型超新星 (dotted) 及びブレイザー (long dashed) による放射モデルを示す。また、実線はそれらの合計を表す。

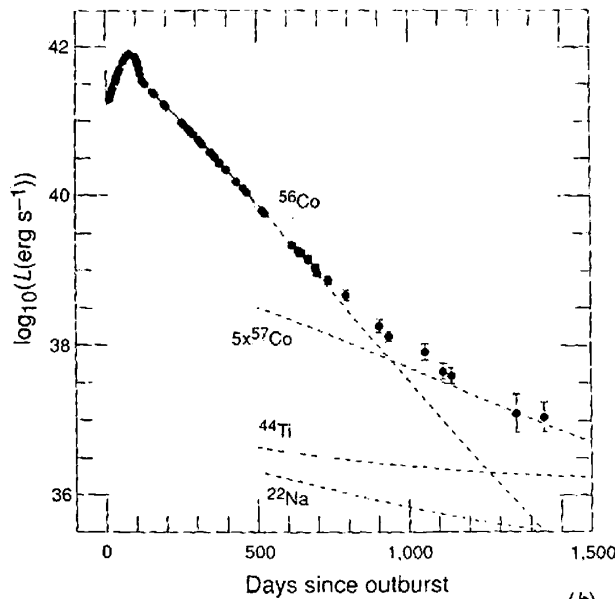


図 1.11: SN1987A の光度曲線 (赤外 - UV) [10]

1.3 MeV ガンマ線天体

1.3.1 超新星残骸

超新星爆発時では、普通の星では作られないFeよりも重い元素が作られると考えられ、重要な元素合成の現場とされている。超新星爆発における元素合成では、安定な元素だけではなく、不安定な原子核も生成され、それら放射性同位体からのガンマ線放射は、元素合成の様子を調べるのに良いプローブとなっている。

Ia型超新星爆発は、連星中の白色矮星に物質が降着して中心温度が高くなり、炭素の暴走的核反応を起こした結果起こるものとされ、炭素爆燃型または爆轟型と呼ばれる。Ia型超新星爆発では、 $0.6 M_{\odot}$ 程度の ^{56}Ni が生成されるとされており、



という崩壊をする。Ia型の超新星爆発の光度曲線はこれらの崩壊時間で良く説明されている。一方、非常に重い星の中心にあるFeのコアが重力崩壊することにより起きるII型超新星爆発においても、Ia型ほど多くはないが ^{56}Ni が作られる。事実、II型超新星と考えられているSN1987Aの光度曲線は図1.11のように ^{56}Co によって説明され、また、この ^{56}Co に伴う核ガンマ線である847keVや1238keV、2598keVも観測されている。これらのガンマ線を観測することで、星の元素合成を直接観測することができる。

ところで、超新星爆発が起こると、星の中心部から大量の中性子が放出されるため、星の外縁部の原子は崩壊する間もなく、次々と中性子を吸収し、中性子過多の原子核となる。このような原子核は不安定であるため、 β 崩壊を繰り返し安定な原子核になろうとする。このような過程は反応が急激に進むことからr過程と呼ばれ、この過程で生成される放射性同位体からの表1.1に示されるような核ガンマ線が観測されている。

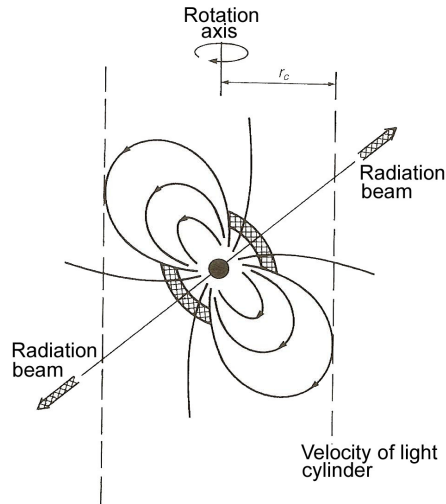


図 1.12: パルサー構造の概念図 [11]

1.3.2 パルサー

ガンマ線パルサー

パルサーは電波や可視光で非常に短い周期のパルスを出している天体であり、高速で自転する質量 $\sim 1.4M_{\odot}$ ・半径 $\sim 10\text{km}$ の中性子星と考えられている。中性子星は強い磁場 ($\sim 10^{12}\text{G}$) を持っており、図 1.12 のように磁極付近での放射が自転により見え隠れすることでパルスになる。このようなパルサーのうち、ガンマ線を放射しているものが幾つか見つかっており (表 1.2)、図 1.13 はその多波長スペクトルを示す。近年、Fermi 衛星による GeV 領域の観測により、88 個ものガンマ線パルサーが発見された [12]。

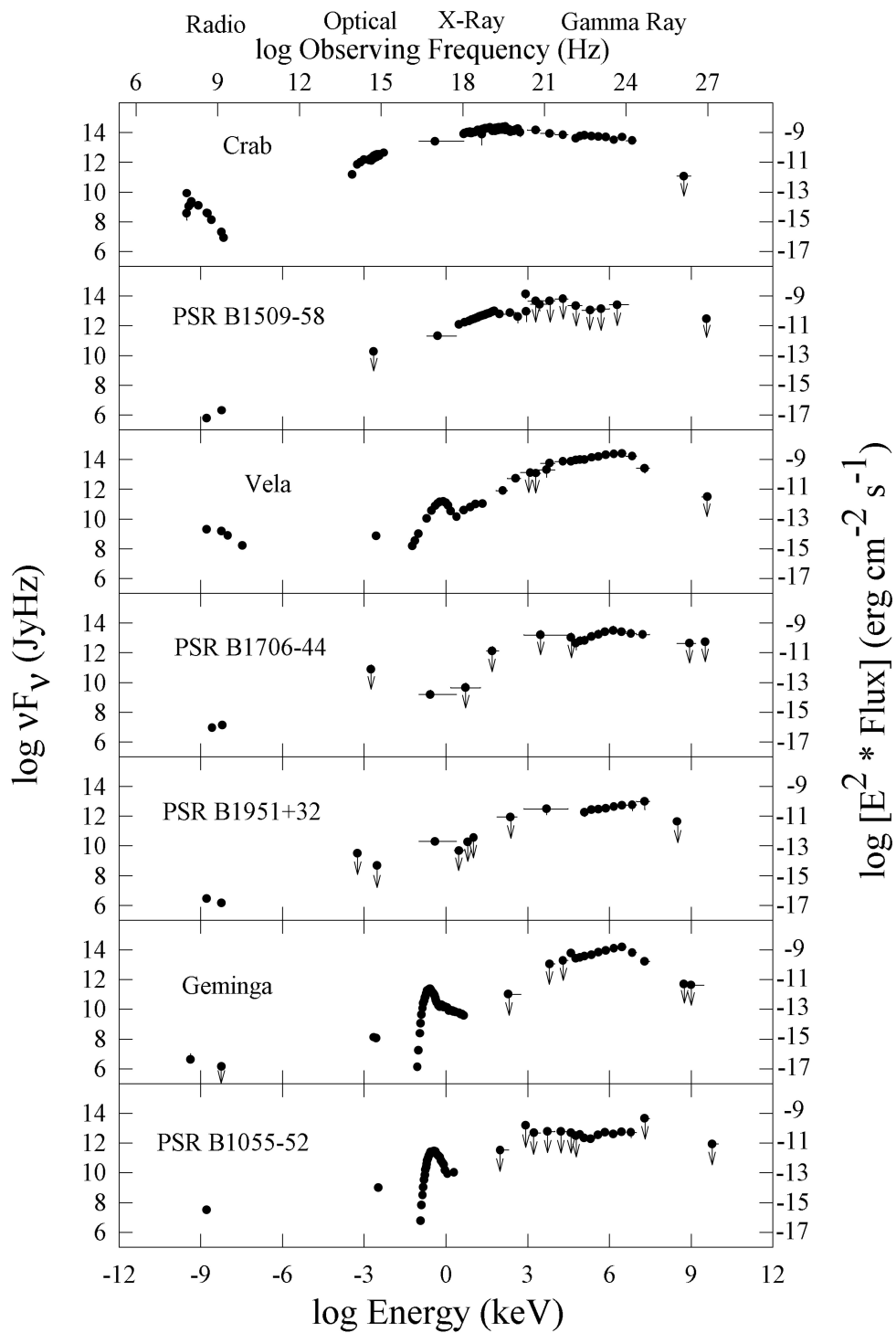
表 1.2: ガンマ線パルサー [5]

Pulsar	周期 P [msec]	\dot{P} [10^{-15}]	距離 d [kpc]
Crab	33.34	421.2	2.0
PSR B1509-58	150.65	1537	4.4
Vela	89.29	124.3	0.5
PSR B1706-44	102.4	93.0	1.8
PSR B1951+32	39.53	5.849	2.5
Geminga	237.1	10.98	0.16
PSR B1055-32	197.1	5.8	1.5

特に、Crab パルサーは電波から GeV ガンマ線まで広い範囲で多数観測され、最もよく知られたパルサーの一つである。図 1.14 は各エネルギー領域での Crab パルサーの光度曲線である。サブ MeV から MeV ガンマ線にかけては、他のエネルギー領域には無い 2 つの特徴が見られる。

- 他波長では最初のピークが 2 つ目のピークよりも大きい、MeV 領域ではその大小関係が逆転している
- 最初のピークと 2 つ目のピークの間にブリッジ構造と呼ばれる放射が存在する

ガンマ線パルサーからの放射については、現在も研究が進められている段階であり、MeV 領域での特徴おける特徴は未だ説明がついていない。



DJT, May, 1998

図 1.13: ガンマ線パルサーのスペクトル [13]

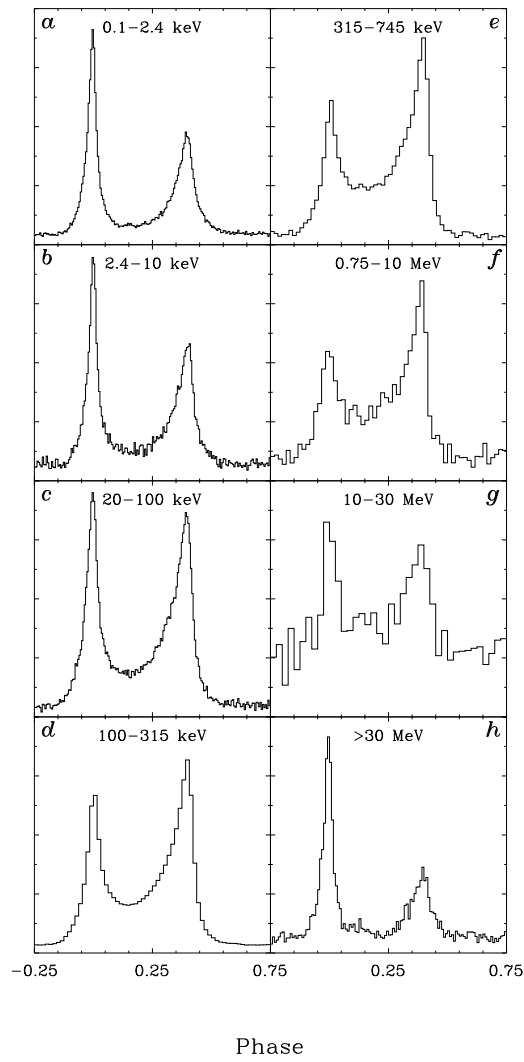


図 1.14: Crab パルサーのパルスプロファイル [14]

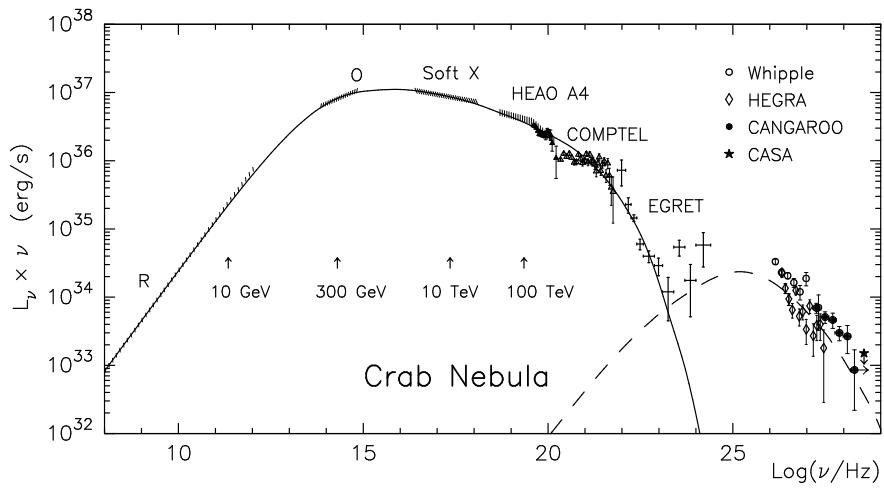


図 1.15: かに星雲のスペクトル (solid: シンクロトロン放射・dashed: 逆コンプトン散乱) [15]

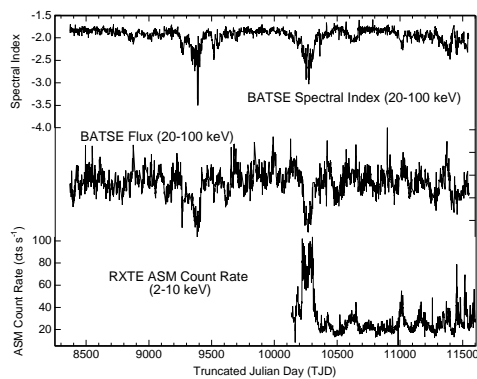


図 1.16: Cyg X-1 の光度曲線 [16]

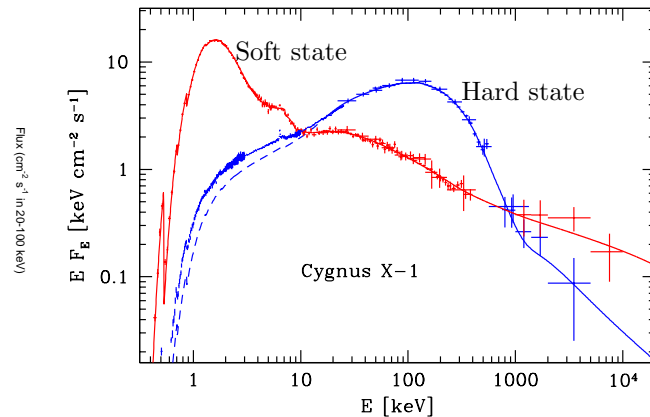


図 1.17: Cyg X-1 のスペクトル [16]

パルサー星雲

Crab パルサーの周囲には星雲が存在している。このかに星雲は、電波から TeV ガンマ線まで広く観測されており、そのスペクトルは中性子星の強い磁場に起因する、シンクロトロン放射と逆コンプトン散乱によるものと説明されている (図 1.15)。MeV ガンマ線においても、COMPTEL・OSSE によりシンクロトロン放射によるものと思われるスペクトルが得られている。

1.3.3 ブラックホール

太陽の 30 倍以上の質量を持つような非常に重い星は、II 型超新星爆発の後、ブラックホールになると考えられている。ブラックホールには「事象の地平線」という境界線があり、その内側に入ってしまうと電磁波さえも外には出られない。従って、ブラックホール自身を観測することはできず、現在でもブラックホール特有の決定的な証拠が存在していない。しかし、ブラックホールが恒星と連星系を成していると、恒星から物質がブラックホールの方へと流れ込み降着円盤が形成され、この降着円盤により X 線やガンマ線が放射される。

現在のところ、「ブラックホール」と同定された天体はないが、その質量と大まかな大きさから「ブラックホール候補天体」と呼ばれる天体が幾つか存在し、中でも Cyg X-1 は恒星質量のものとしては最も知られている。Cyg X-1 をはじめ、ブラックホール候補天体は図 1.16 のような激しい時間変動をすることが知られている。また、時間変動に伴いスペクトルも大きく変化し、数 keV の X 線で明るくなる Soft State と数百 keV にピークを持つ Hard State の 2 状態 (図 1.17) の間を行き来する。Soft State のスペクトルでは、降着円盤からの黒体放射と、非熱的な電子によるコンプトン散乱が卓越し (図 1.18)、Hard State では、熱的な電子とのコンプトン散乱による成分が卓越する (図 1.19)。また、どちらの状態においても、X/ガンマ線が冷たいディスクでコンプトン散乱 (Compton reflection) する成分が存在するとされる [16]。

降着円盤の内側では重力ポテンシャルで 100MeV 程度のエネルギーを獲得した陽子同士が衝突し、生成された π^0 崩壊に伴う放射により 70MeV 付近にピークを持つような熱的なガンマ線が存在するとされる。 π^0 による放射はブラックホール近傍の強い重力場を必要とするため、ブラックホールであることの強い証拠になりうる。

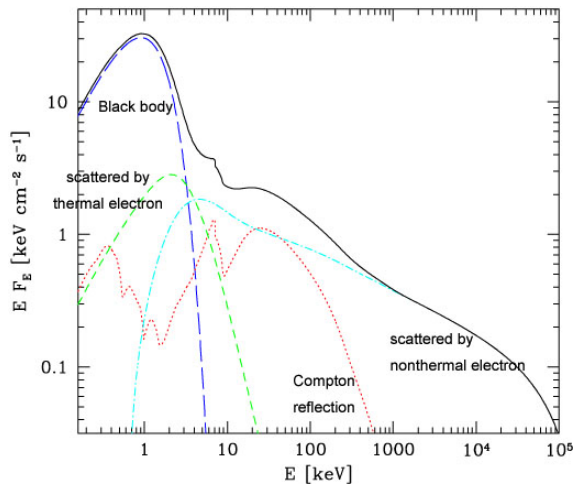


図 1.18: Soft(High) State の放射モデル [16]

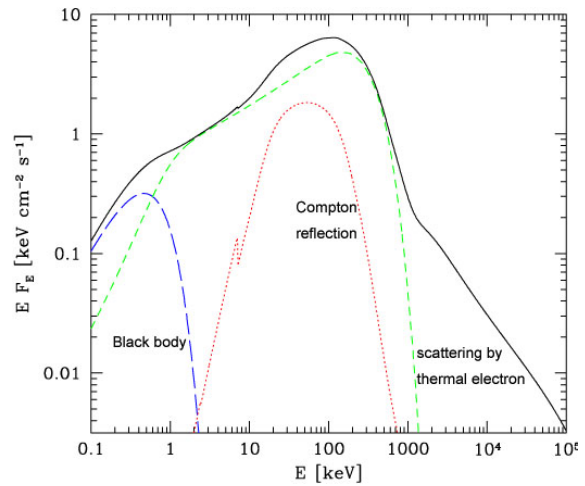


図 1.19: Hard (Low) State の放射モデル [16]

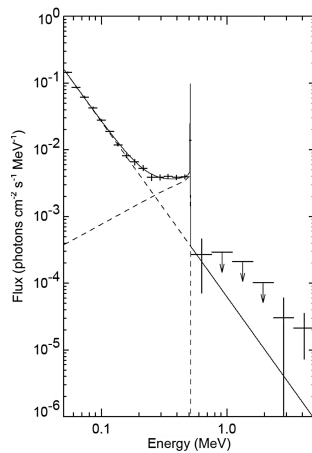


図 1.20: OSSE による銀河中心領域のスペクトル [17]

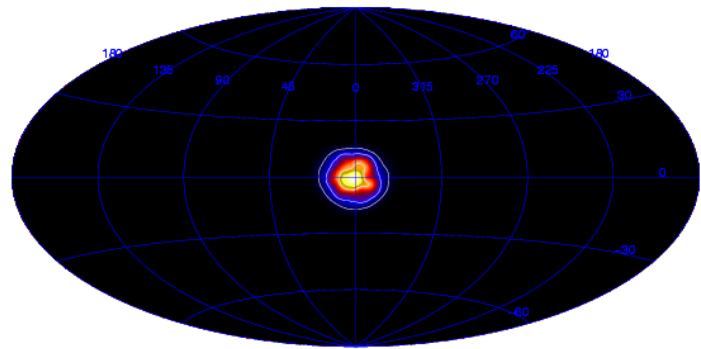


図 1.21: SPI/INTEGRAL による 511 keV での銀河中心領域のマップ [18]

1.3.4 銀河中心領域

電子とその反物質である陽電子とが会すると、対消滅により2つ以上のガンマ線を放出して消滅する。このときガンマ線を2つ放出することが多く、そのエネルギーは電子の静止質量 511keVである。OSSE などによる銀河中心方向の観測から、図 1.20 のようなスペクトルが得られており、電子・陽電子対消滅が起きていることは明らかである。

この 511keV ガンマ線は図 1.21 のように銀河面に広く分布し、銀河中心が特に強く放射している。511keV の放射はすなわち陽電子の存在を示すが、この陽電子は、超新星爆発や重い星での核融合などにより生じた β^+ 崩壊をする放射性同位体によるものと考えられている。

また、銀河中心には $\sim 3 \times 10^6 M_{\odot}$ の大質量ブラックホールがあるとされている [19]。従って、質量降着があれば、降着円盤による放射や π^0 崩壊に伴う放射も期待できる。

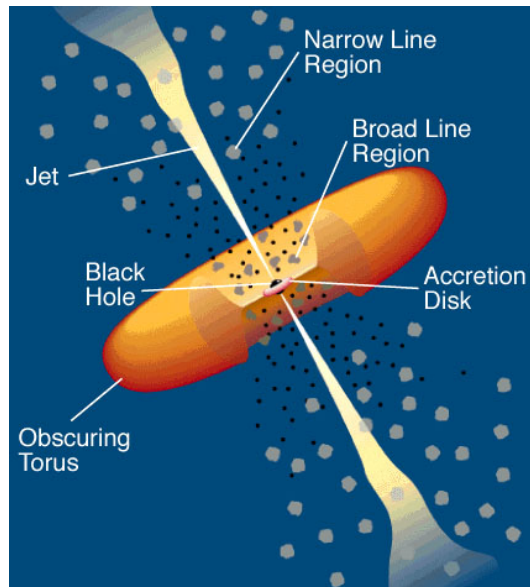


図 1.22: 活動銀河核の概念図 [20]

1.3.5 活動銀河核 (AGN)

銀河の中には、中心が異様に明るく輝いているものがある。これらは活動銀河と呼ばれ、その中心 (活動銀河核) には $10^6 \sim 10^9 M_{\odot}$ という大きな質量を持った巨大なブラックホールが存在しているとされている (図 1.22)。多くの AGN では、中心核から細く絞られたジェットが放出されていることが電波により観測されている。このジェットからの放射が強く、降着円盤やその周りの熱放射を凌駕するような AGN からは、図 1.23 や図 1.24 のように、シンクロトロン放射 (周波数の低いほうのピーク) と逆コンプトン散乱 (周波数の高いほうのピーク) で説明できるような非熱的なスペクトルが得られている。

しかし、ジェットはその形成機構などわかっていない事も多い。AGN は、COMPTEL で 10 個・EGRET では 94 個が同定されており、sub MeV ~ MeV 領域 ($1\text{MeV} \simeq 10^{20}\text{Hz}$) のガンマ線においても重要な観測可能な天体の一つである。近年、Fermi 衛星の GeV 領域の観測により、1000 個を超える AGN が観測された [23]。

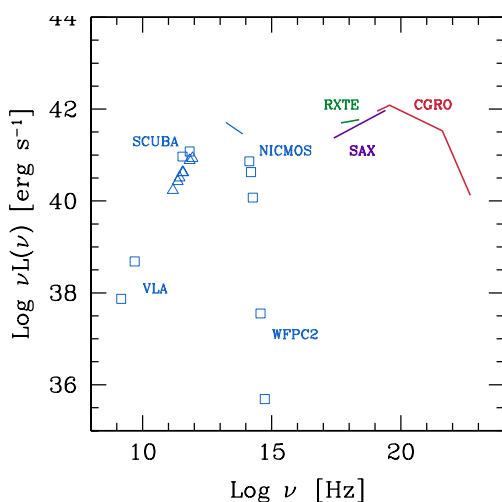


図 1.23: Centaurus A の多波長スペクトル [21]

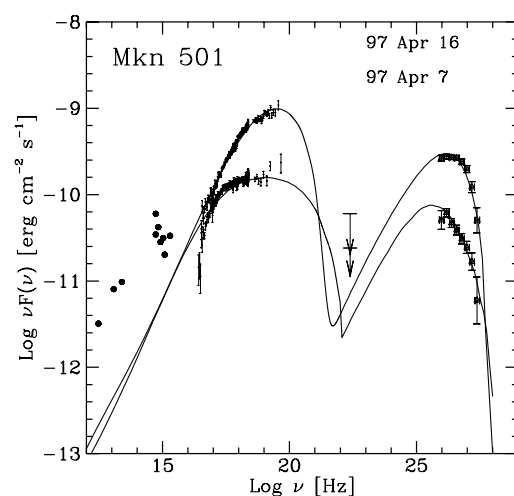


図 1.24: Mkn501 のスペクトル [22]

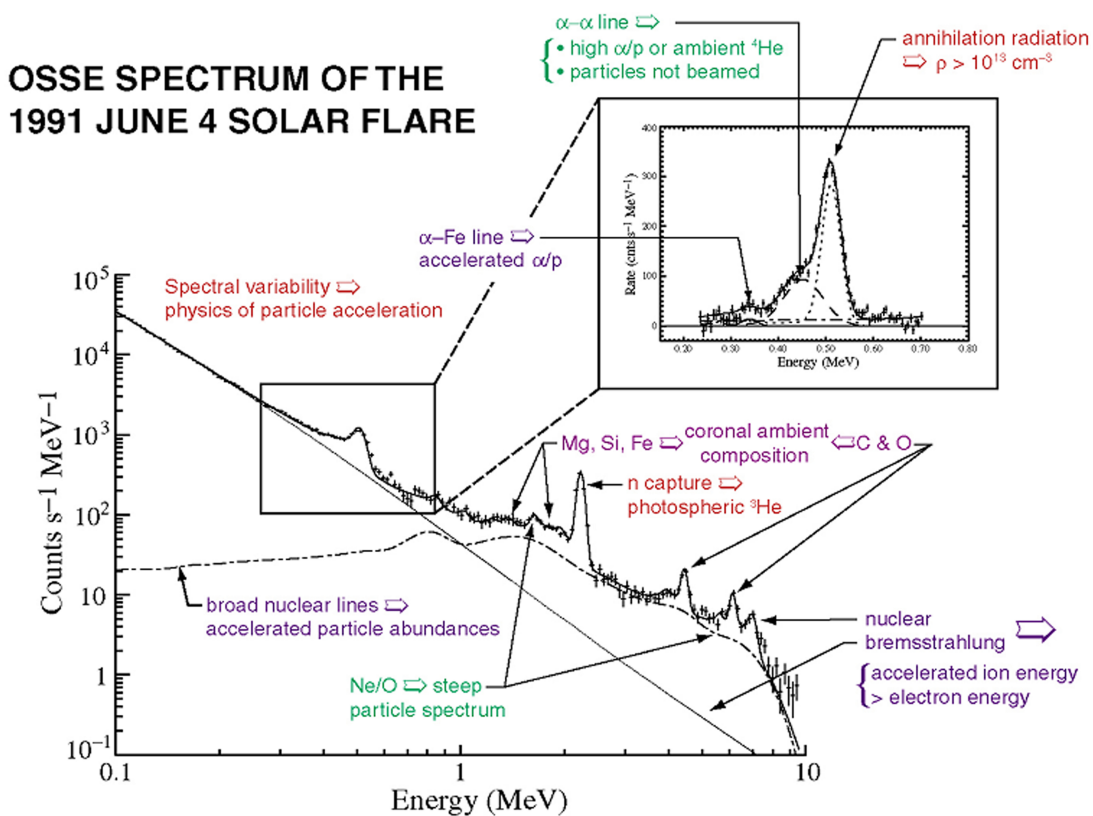


図 1.25: 太陽フレアのスペクトル (June 4, 1991) [24]

1.3.6 太陽フレア

最も身近な天体の一つである太陽からも MeV ガンマ線は放射される。1970 年代から既に、太陽フレアに伴い核ガンマ線がときおり放射されることが知られてきた。図 1.25 に太陽フレアのスペクトルを示す。これまで観測から、フレアの起きる領域では中性子や陽電子が大量に生成されると考えられている。また、太陽フレアに伴いコロナ中のプラズマ粒子の加速・加熱も起こり、高いエネルギーまで加速された電子からは制動放射により X 線やガンマ線を放射する。この X 線やガンマ線を観測することにより、電子が磁力線に沿ってどのように伝播するかということも調べられている。太陽は宇宙で最も近い恒星であるため、最も詳しく調べるとこのできる、非常に重要な天体である。

1.3.7 ガンマ線バースト

ガンマ線バーストは、1970 年代初めに大気圏核実験監視衛星 Vela により発見された、ある方向から突然ガンマ線が爆発的に放射される現象であり、ミリ秒程度の短く激しい時間変動を示し、バーストの継続時間も図 1.26 のように数十秒と短い。

これまで、HETE-2 や SWIFT により多数のガンマ線バーストが観測され、X 線や可視光での残光観測も含めて、その放射機構のメカニズムの理解が急速に進んでおり、宇宙論的な距離の遠方で起こる非常に大きな爆発である、所属する銀河がある、といったことが判明している。また、MeV 領域でのスペクトルは図 1.27 のようにシンクロトン放射で説明され、偏光の可能性も報告されている [28]。GRO 衛星の BATSE では 2700 個もの GRB が発見され、その分布は非常に等方的である (図 1.28)。しかし、現在でもその正体や放射機構がわかっていない未知の現象であり、観測・研究が進められている。

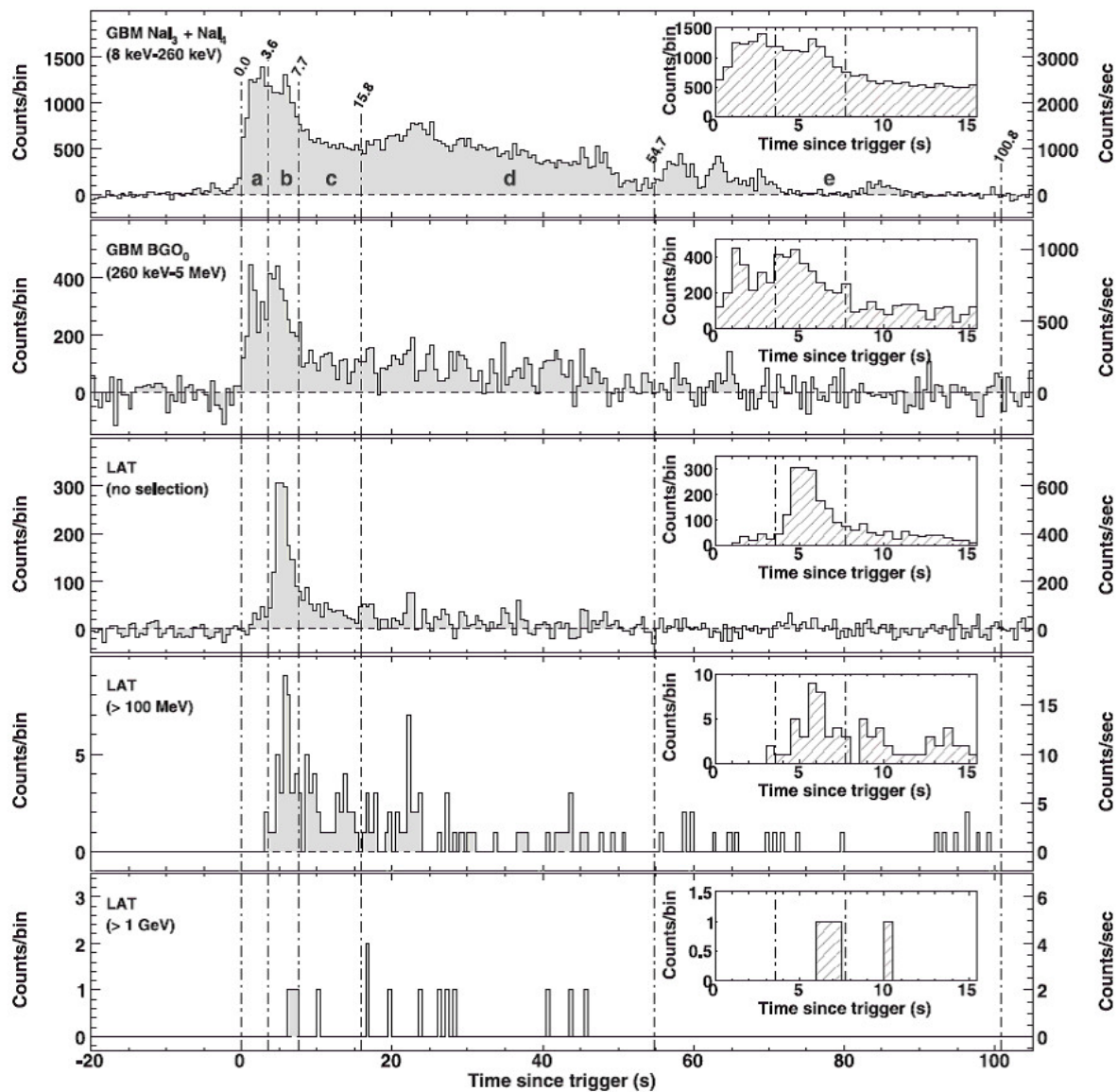


図 1.26: Fermi によるガンマ線バーストの時間変動 (GRB080916C)[25]

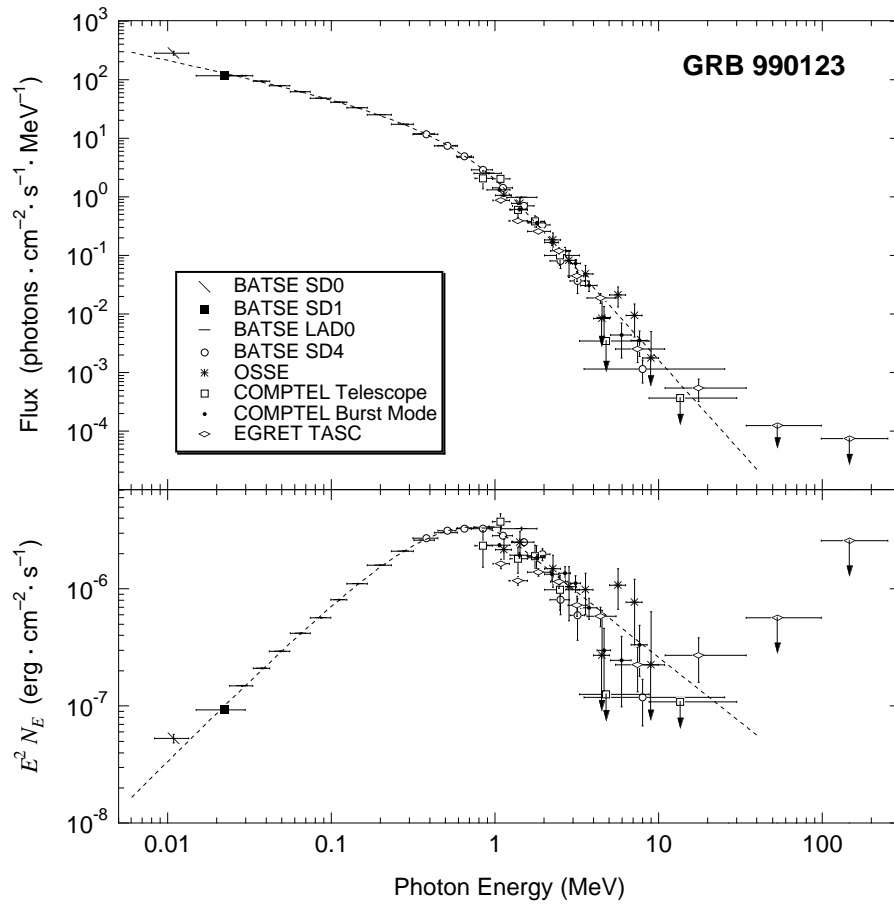


図 1.27: ガンマ線バーストのスペクトル [26]

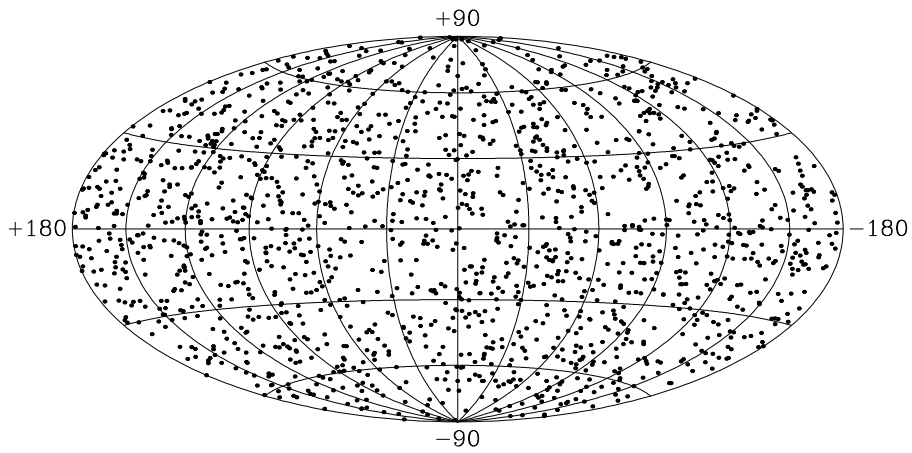


図 1.28: BATSE によるガンマ線バーストの分布 [27]

Chapter 2

MeV ガンマ線の検出

2.1 ガンマ線と物質の相互作用

X線やガンマ線は電荷を持たないため、荷電粒子のように物質を直接電離することはない。しかし、X線やガンマ線は検出器を構成する物質と相互作用を起こすことで、電子や陽電子を放出する。これらが周囲の物質を電離することにより、X線・ガンマ線の検出が可能になる。

X線・ガンマ線と物質との相互作用は、光電効果・コンプトン散乱・電子陽電子対生成の3つが主である。これらの相互作用の起こる確率はX線・ガンマ線のエネルギーや物質の原子番号 Z に依存する。図 2.1 にアルゴンとの相互作用の断面積、図 2.2 にどの相互作用が優位かを示す。

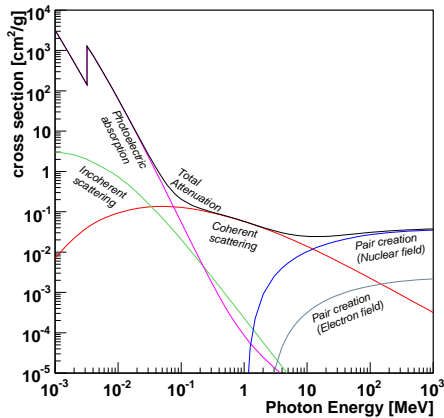


図 2.1: ガンマ線と物質との相互作用の断面積 (アルゴン) [29]

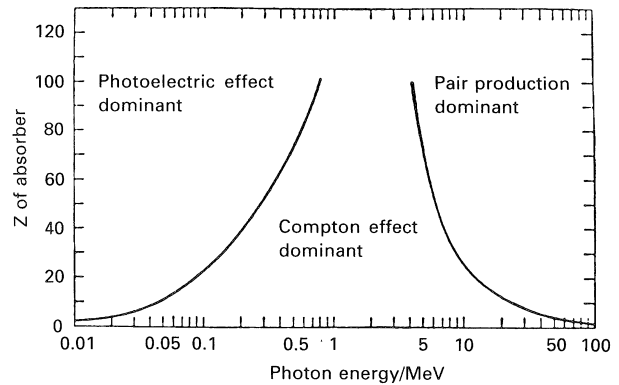


図 2.2: ガンマ線と物質の優位な相互作用 [30]

2.1.1 光電効果

100keV 以下のエネルギーの X 線と物質との相互作用は光電効果が支配的である。光電効果とは、光子が物質中の電子に全てのエネルギーを与え、その結果、光電子と呼ばれる電子が弾き飛ばされるという現象である。エネルギー E_0 の光子が光電効果を起こすと、光電子のエネルギー K_e は、原子中の電子の束縛エネルギーを E_{bind} として、

$$K_e = E_0 - E_{\text{bind}}, \quad (2.1)$$

と表せる。 E_0 が K 殻の束縛エネルギーよりも大きい場合、K 殻の電子と反応する確率が最も高くなり、その断面積 σ_K は、

$$\sigma_K = 4\sqrt{2}Z^5 \left(\frac{8\pi}{3}r_e^2\right) \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}\right)^4 \left(\frac{m_e c^2}{E_0}\right)^{7/2}, \quad (2.2)$$

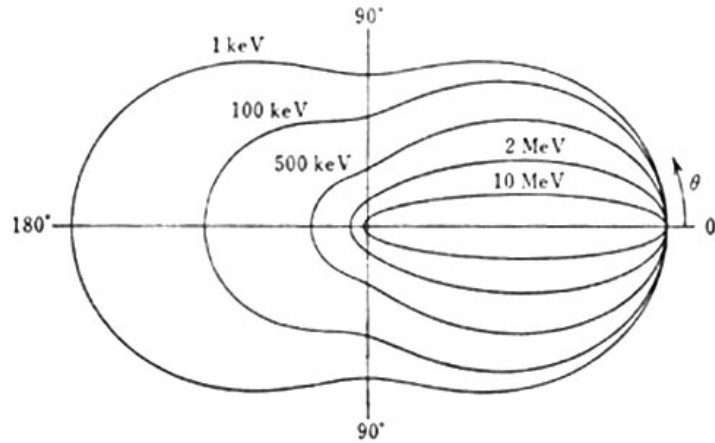


図 2.3: コンプトン散乱の角度分布 [30]

と表され、物質の Z の 5 乗に比例し、X 線のエネルギーの $7/2$ 乗に反比例する。ただし、 r_0 は電子の古典半径で $r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$ である。また、 E_0 が K 殻の束縛エネルギーよりも小さい場合には、L 殻の電子と反応する確率が高くなるため、図 2.1 のように K 殻の束縛エネルギー付近で不連続なエッジができる。

ところで、光電効果により弾き飛ばされた電子の準位は空になっているため、より高いエネルギー準位にある電子が X 線を放出し遷移してくる。このときに放出される X 線のエネルギーは、2 つの準位のエネルギー差に等しく、多くの場合、この蛍光 X 線も検出器内で光電吸収される。また内部転換によって、同程度のエネルギーの電子が放出されることがあり (Auger 効果)、この電子を Auger 電子と呼ぶ。

2.1.2 コンプトン散乱

数百 keV ~ 10MeV にかけての領域では、ガンマ線と電子の弾性散乱である、コンプトン散乱が優位になる。ガンマ線がコンプトン散乱を起こすと、持っていたエネルギーの一部を電子に与えて弾き飛ばし、自身は電子に与えた分エネルギーを失い散乱される。エネルギー E_0 のガンマ線が静止している電子とコンプトン散乱を起こすと、散乱角を ϕ として、散乱された後のガンマ線のエネルギー E' は、

$$E' = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_e c^2} (1 - \cos \phi)}, \quad (2.3)$$

と表される。一方、反跳電子の運動エネルギー K_e は

$$K_e = E_0 - E' = \frac{\frac{E_0}{m_e c^2} (1 - \cos \phi)}{1 + \frac{E_0}{m_e c^2} (1 - \cos \phi)} E_0, \quad (2.4)$$

となる。散乱ガンマ線の角度分布は σ を散乱断面積・ Ω を立体角として微分散乱断面積により与えられ、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Z r_e^2 \left(\frac{1}{1 + k(1 - \cos \phi)} \right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2 \phi}{2} \right) \left(1 + \frac{k^2(1 - \cos \phi)^2}{(1 + \cos^2 \phi)[1 + k(1 - \cos \phi)]} \right), \quad (2.5)$$

となる。但し、 $k = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$ とする。これより、散乱断面積が Z に比例していることが分かる。また、この角度分布は図 2.3 のようになり、 E_0 が大きいほど前方散乱が卓越する。

実際の検出器では、散乱対象の電子は静止しておらず、軌道エネルギー準位に応じた有限の運動量を持っている。従って、あるエネルギーのガンマ線が特定の角度に散乱された場合、散乱ガンマ線のエネルギー分布は電子軌道準位分の幅をもつ。この広がりをドップラー広がりと呼ぶ。

2.1.3 対生成

ガンマ線が電子の静止質量の2倍以上のエネルギーを持つ場合、ガンマ線と原子核の電場とが相互作用し、電子と陽電子が対になって生成される。この現象を電子・陽電子対生成と呼び、10MeV以上におけるガンマ線と物質との相互作用は、この電子・陽電子対生成が優位である。入射したガンマ線のエネルギー E_0 と、電子・陽電子のエネルギー E_-, E_+ とには、

$$E_0 = E_- + E_+ + 2m_e c^2. \quad (2.6)$$

の関係がある。また、対生成の断面積は Z の二乗に比例する。

2.2 MeVガンマ線イメージング

一般に天文学では、個々の天体からスペクトルを得るために、エネルギーと到来方向の2つの情報が要求される。X線のイメージングにおいては、図2.4のような反射を用いた集光系が用いられている。X線が、ガラスやAlにAuやPtを蒸着させた鏡に対し $\sim 1^\circ$ という浅い角度で入射すると全反射が起きる。この集光系の焦点面では、同じ方向から到来した光子は一点に集められるので、到来方向の情報は2次元位置情報に変換されることになり、焦点面にエネルギーと2次元イメージが同時に得られるような検出器を置くことで、光子1個についてエネルギーと到来方向の2つの情報が同時に得られる。しかしながら、このような全反射を用いた集光は $\sim 10\text{keV}$ が

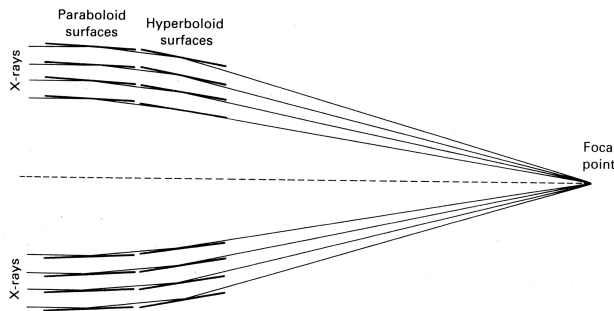


図 2.4: X線集光系の概念図 [31]

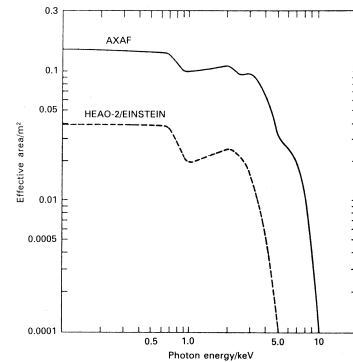


図 2.5: X線望遠鏡の有効面積 [31]

限度であり、それよりも高エネルギーの光子については図2.5のように急激に感度が落ちてしまう。従って、sub MeV ~ MeV領域のガンマ線は全反射を用いてのイメージングは不可能であり、別の手段を考えなくてはならない。

一方で、衛星を構成する物質中の原子核が宇宙線で励起される事で、多くのMeVガンマ線が作り出され、さらにMeVガンマ線は複数回コンプトン散乱し、エネルギーが変化する。それゆえ、宇宙でのMeVガンマ線の観測は、非常に多くのバックグラウンドに阻害される事になる。従って、MeV領域ではこのようなバックグラウンドに強いイメージング方法が必要である。

2.2.1 コリメータによるイメージング

光子の入射方向を得る最もシンプルな方法は、視野のコリメートである。そのカメラは、図 2.6 のように、位置に感度のある検出器とコリメータから構成される。視野がコリメータで制限されているため、検出器で検出された光子は、視野の中から来た事が分かる。しかしながら、高エネルギーの光子は、コリメータの中で散乱されたり、コリメータを通り抜けたりする事がある。従って、視野外のガンマ線源が多くバックグラウンドを作り、視野内の微かな線源の検出を妨害する。

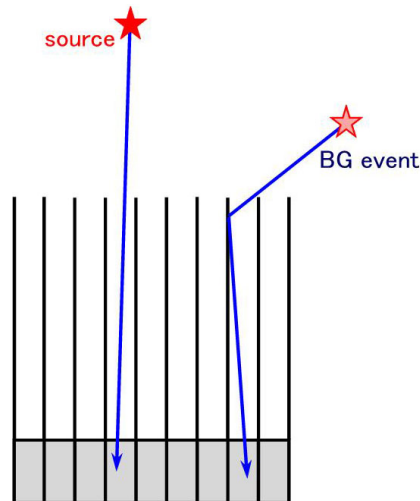


図 2.6: パッシブコリメータの概念図

視野外からのガンマ線を除く為に、2つの改善方法が挙げられる。1つは単純にコリメータを厚くする方法である。コリメータを厚くすればする程、高い阻止能を得られ、視野外からのガンマ線の影響を抑えることができる。しかし、この方法では視野が狭くなって有効面積が小さくなり、またコリメータが重くなる。MeV ガンマ線での天体観測には、検出器を衛星や気球に搭載する必要がある為、実際の検出器の構成としては大きなデメリットとなる。もう1つは、コリメータに感度を持たせ、アクティブコリメータとすることである。コリメータ内での反応を取り除くため、原子番号の大きいシンチレータのような、ガンマ線に感度を持つ検出器が非同時係数カウンターとしてよく使われる。コリメータ内での散乱や荷電粒子のようなバックグラウンドは、アクティブコリメータと検出器との間で非同時係数を取ることで排除することが可能である。一方で、バックグラウンドに敏感になり、不感時間が増える可能性がある。従って、コリメータによるガンマ線観測は精度良いイメージングは期待できないが、単純で効果的であるため、天文学ではよく使われる手法である。

今までに、OSO-3、SMM および OSSE がこの方法を採用しており、Suzaku に載った HXD もこの種の望遠鏡となっている。

2.2.2 符号化マスクを用いたイメージング

現段階で最も高い角度分解能を達成している方法が Coded Aperture Imaging であり、ガンマ線観測衛星 INTEGRAL やガンマ線バースト観測衛星 Swift 等で採用されている。Coded Aperture Imaging の検出器は、位置検出型検出器と、到来方向と影の絵が 1:1 対応しているような符号化マスクによって構成される。マスクは検出するガンマ線にとって透明な物質と不透明な物質とを組み合わせることで構成され、そのパターンは

$$M_{ij} = \begin{cases} 1 & : \text{光学的に薄い部分,} \\ 0 & : \text{光学的に厚い部分.} \end{cases} \quad (2.7)$$

という行列で記述できる。

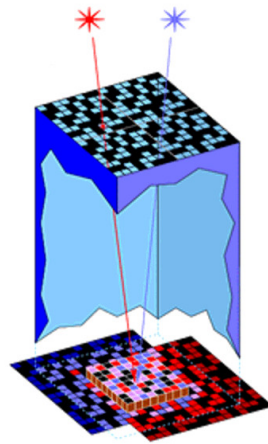


図 2.7: 符号化マスクを用いたイメージングの概念図

j という方向から s_j という強度で到来したガンマ線は、このマスクを通ることにより到来方向は影の絵に変換され、検出器の i 番目の要素に $M_{ij}s_j$ 個の光子が到達する (図 2.7)。よって、検出器の i 番目の要素には

$$d_i = \sum_j M_{ij}s_j + b_i, \quad (2.8)$$

で表される数の光子が観測される。ここで、 b_i は視野外から到来したガンマ線などのバックグラウンドとする。検出器で得られた積分イメージ d_i から、解析により s_j を推定することでガンマ線イメージが得られる。但し、不定なパラメータは s_j と b_i の 2 つあり、バックグラウンド b_i の見積りが重要になってくる。

角度分解能と視野の大きさは、符号化マスクと検出器との距離に依存する。同じマスクと検出器を用いても、距離を短く取れば、大きな視野が実現でき、反対に距離を長く取れば、高い角度分解能を実現できる。実際、INTEGRAL の IBIS では、 $9^\circ \times 9^\circ$ の視野 (full coded) と 0.2° (FWHM) の角度分解能が実現されている [1]。

ところで、マスクの不透明部分は一種のコリメータと考えることができ、到来するガンマ線を完全に吸収することが望まれる。しかし、光電吸収の断面積は光子のエネルギーの $-\frac{7}{2}$ 乗で急激に減るため、基本的には透過力の強い高エネルギー光子のイメージングには向かない。高エネルギーの光子に対してはマスクを厚くしなければならず、IBIS(INTEGRAL:20keV~10MeV) では 1.6cm 厚、SPI(INTEGRAL:3keV~8MeV) では 3cm 厚のタンゲステンをマスクに用いているが [1]、マスクでコンプトン散乱を起こし到来方向とエネルギーの情報を失ったガンマ線が、バックグラウンドとして観測されてしまうという問題点が残る。

2.2.3 ガンマ線レンズ

X線のように全反射で集光することのできないガンマ線であるが、Bragg 反射を利用することで集光することは可能である。このようなガンマ線集光系はガンマ線レンズと呼ばれる。ガンマ線レンズとして2つの手法が考えられており、1つはラウエ回折を利用したもの、もう一方は位相フレネルレンズである。一般に、集光によるイメージングは高い空間分解能を得られるが、視野は狭い。また、他のイメージング方法に比べ、検出器を非常に小さくできる為、バックグラウンドを大きく減らす事が可能である。

ラウエレンズ

ラウエ回折を利用した集光系をラウエレンズと呼ぶ。ラウエレンズによるイメージングは、非常に良い角度分解能をもたらすが、結晶平面の距離 d 、回折角 θ 、回折次数 n および波長 λ を用いて、

$$2d \sin \theta = n\lambda. \quad (2.9)$$

の関係を満たす Bragg 散乱の原理に基づく、特定のエネルギーのガンマ線しか集光できない。従って、広帯域のエネルギースペクトルを得ることは不可能である。2001年に気球実験を行った CLAIR 実験で用いられたラウエレンズは、169 - 171 keV のエネルギー帯域で、 $45''$ の視野を 3 m の焦点距離でもって実現している [33]。

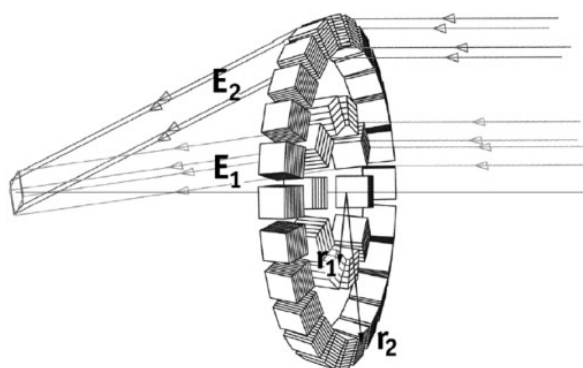


図 2.8: ラウエレンズの概念図 [34]

位相フレネルレンズ

もう1つの方法が位相フレネルレンズである。物質中でのガンマ線の屈折率が1よりわずかに小さい事を利用して、ガンマ線を集光する事が可能である。フレネルレンズは原理的には μarcsec のオーダーの角度分解能が実現可能であるが、 10^9 m もの非常に長い焦点距離を必要とする。それゆえ、現在のところこの方法を実現するのは困難である。

2.2.4 コンプトンイメージング

検出器内でコンプトン散乱が生じると、散乱ガンマ線が入射エネルギーの一部を持ち去ってしまうため、入射光子のエネルギーを正確に測定することは難しい。そのため、MeVガンマ線と物質との相互作用において最も優位であるのはコンプトン散乱であるが、通常の検出器ではあまり歓迎されない。

しかし、コンプトン散乱に関する反跳電子と散乱ガンマ線の両方の情報が得られれば、エネルギーと到来方向の2つの情報を再構成する事ができる。このコンプトン散乱を利用する手法をコンプトンイメージングと呼んでいる。コンプトンイメージングによる検出器は、基本的にコリメータを必要としないため広い視野を実現でき、COMPTEL(GRO)では 1sr という大きな視野が実現された [35]。

sub MeV ~ MeV の領域において、スペクトルを取ると同時にガンマ線の到来方向も光子毎に制限できる唯一の方法であるため、現在、MeVガンマ線イメージングにおいて最も注目されている手法であり、MEGA・NCT・TIGRE・LXeGRIT・SGDといった数々の検出器が開発されている。

従来のコンプトンイメージング

COMPTEL で用いられた従来のコンプトン法とは、一度だけコンプトン散乱させる方法であり、原子番号 Z の異なる2つの位置検出可能な検出器を組み合わせる。図 2.9 のように、前段に Z の小さな位置検出型検出器をおきコンプトン散乱させ、後段の Z の大きな位置検出型検出器で散乱ガンマ線を光電吸収させる。このとき、2つの検出器からは、

- Z の小さな検出器：反跳電子のエネルギー E_1 、及びコンプトン点 (散乱点)
- Z の大きな検出器：散乱ガンマ線のエネルギー E_2 、及び散乱ガンマ線の吸収点

という情報が得られる。よって、エネルギー情報から入射ガンマ線のエネルギー E_0 とガンマ線の

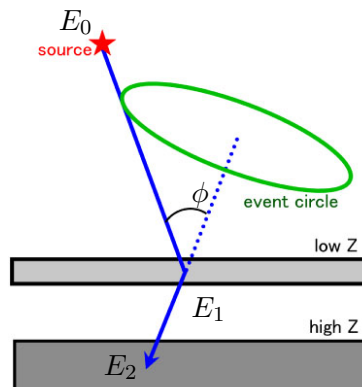


図 2.9: 従来のコンプトンイメージングの概念図

散乱角 ϕ は

$$E_0 = E_1 + E_2, \quad (2.10)$$

$$\cos \phi = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_2} - \frac{1}{E_1 + E_2} \right). \quad (2.11)$$

となる。また、コンプトン点と散乱ガンマ線の吸収点からは、散乱ガンマ線の方向が得られる。但し、電子の反跳方向という2自由度は捨てられてしまう。以上の情報から、図 2.9 のように入射ガンマ線の到来方向を円 (event circle) の形に限定することができる。

この従来のコンプトン法でガンマ線源の方向を知るには、図 2.10 のように event circle を重ねる事によって特定するため、最低でも3つの光子が必要になる。COMPTELでは、バックグラウ

ンドの除去を2つの検出器の time of flight (TOF) によって行っていたが [35]、SN 比は十分高いとは言えず、視野も制限されていた。

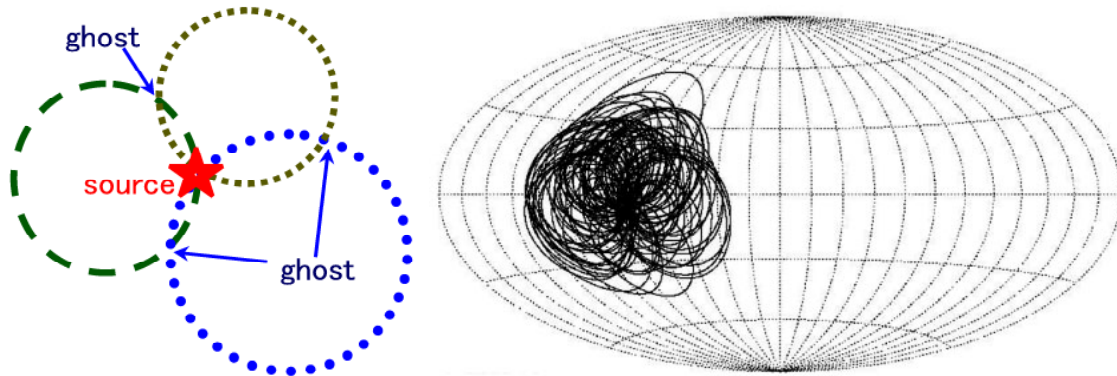


図 2.10: COMPTEL でのコンプトンイメージングによるガンマ線バーストの検出 (GRB910505 [36])

多重コンプトンイメージング [37]

従来のコンプトン法では、前段の検出器で一度だけコンプトン散乱、後段の検出器で完全に光電吸収することを期待している。しかし、後段の検出器でもう一度コンプトン散乱して一部のエネルギーが検出器の外に漏れてしまう可能性は十分に考えられる。ところが従来のコンプトン法では、後段検出器において吸収されたのか散乱したのかを判定する術がない為、バックグラウンドとなってしまう。

この従来のコンプトン法を改良した方法が多重コンプトン法である。検出器の構成は図 2.11 のようになっており、CdTe や Si strip といった半導体検出器のような薄型の位置検出可能な検出器を多段に積層した形になっている。検出器内でコンプトン散乱が複数回起きると、入射ガンマ線のエネルギー E_0 は、初めの散乱角 ϕ_1 と2回目の散乱角 ϕ_2 を用いて、

$$E_0 = E_1 + \frac{E_2 + \sqrt{E_2^2 + \frac{4m_e c^2 E_2}{1 - \cos^2 \phi_2}}}{2}, \quad (2.12)$$

$$\cos \phi_1 = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_2 + E_3} - \frac{1}{E_1 + E_2 + E_3} \right), \quad (2.13)$$

$$\cos \phi_2 = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_3} - \frac{1}{E_2 + E_3} \right). \quad (2.14)$$

と一意に決定できる。ここで、 $E_1 \cdot E_2 \cdot E_3$ はそれぞれ1回目・2回目・3回目の相互作用でのエネルギー損失である。これは、ガンマ線のエネルギーの一部が検出器からもれてしまっても、入射ガンマ線のエネルギーを推定することが可能であることを示している。さらに、幾何学的な角度情報と運動学的なエネルギー情報とを比較することで、ある程度バックグラウンドを落とすことができる。一方で、再構成により得られるのは、従来の方法と同様の event circle であり、到来方向を決定するには少なくとも3つの光子が必要であることに変わりはない。ガンマ線再構成においても、複数回起きた散乱の順番をどう考慮するかという大きな問題が存在する。

多重コンプトン法を用いたカメラとして、Nuclear Compton Telescope (NCT) がある。NCT は3次元の位置感度を持ったゲルマニウム検出器を積層した検出器であり、200 - 800 keV でのバックグラウンド測定を2005年に [38]、かに星雲の観測を2009年に気球実験で行っている。

電子飛跡検出型コンプトンイメージング

従来のコンプトン法から、エネルギー情報の向上を図った多重コンプトン法に対し、ガンマ線の到来方向の決定精度の向上を図ったのが電子飛跡検出型コンプトンイメージングである。従来の

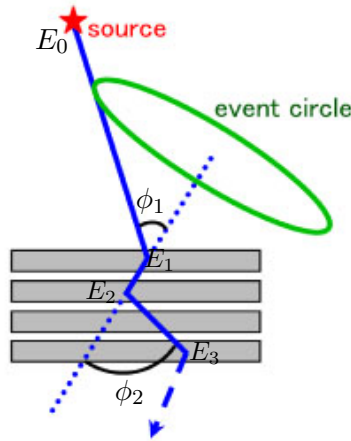


図 2.11: 多重コンプトンカメラの概念図

法や多重コンプトン法では、コンプトン散乱における反跳電子の情報がエネルギーのみであったため、event circle 上の何処からガンマ線が来たのか知ることができなかった。

電子飛跡検出型コンプトンイメージングのカメラは、反跳電子の飛跡とエネルギーを得る為の飛跡検出器と、散乱ガンマ線の吸収点とエネルギーを得る為の吸収体から構成される (図 2.12)。この反跳電子の飛んだ方向の情報も得ることで、コンプトン散乱を完全に再現し、光子毎に到来方向とエネルギーを一意に決定できる。

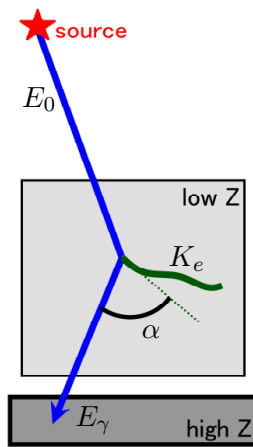


図 2.12: 電子飛跡検出型コンプトンカメラの概念図

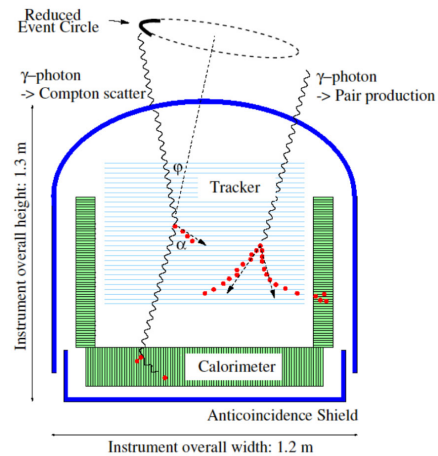


図 2.13: MEGA の概念図 [39]

ここで、ガンマ線の散乱方向と電子の反跳方向との間の角 α は、幾何学的な測定値とコンプトン散乱を仮定したときの運動学的な値の、完全に独立な 2 通りの方法から求めることができる。従って、この角 α により、幾何的情報と運動学的情報とに矛盾のない事象のみを選び出すことが可能となり、アンチカウンターを用いずともバックグラウンドを落とすことができる。バックグラウンドにより観測が困難となる MeV 領域の天体観測にとっては、この α 角によるバックグラウンド除去能力は非常に大きなメリットとなる。

この電子飛跡検出型コンプトンイメージングを用いる検出器として、MEGA (Medium Energy Gamma-ray Astronomy) がある (図 2.13)。MEGA では Si strip を重ねた飛跡検出器と CsI(Tl) シンチレーション検出器を組み合わせ、2MeV 以下では従来のコンプトン法、2 ~ 8MeV において電子飛跡検出型コンプトンイメージングによりイメージを得ている [39]。但し、Si による多重散乱の効果が大きいため、 α の精度は低い。

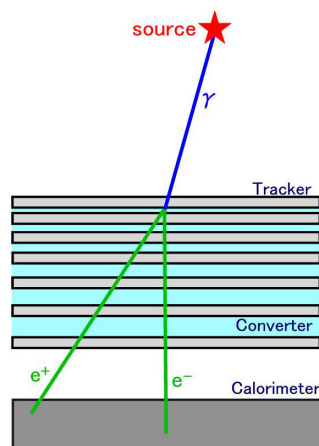


図 2.14: 対生成イメージングカメラの概念図

2.2.5 対生成イメージング

ガンマ線のエネルギーが 10MeV を超えると、電子・陽電子対生成が優位な反応となる。対生成イメージングカメラは電子陽電子の対生成を利用したカメラであり、飛跡検出器・コンバーターおよびカロリメータから成る (図 2.14)。ガンマ線がカメラに入ると、タングステンのシートで作ったコンバーターで対生成が生じる。生成された電子と陽電子は飛跡検出器の中を走り、カロリメータで止まる。飛跡検出器で得た飛跡とカロリメータでのエネルギー損失を測る事で、電子と陽電子の運動量を測定でき、それらの和から入射ガンマ線の運動量が得られる。SAS-2・COS-B 及び EGRET はスパークチェンバーを使った対生成イメージング望遠鏡で、Fermi 衛星の Large Area Telescope も、飛跡検出器としてシリコンストリップ検出器を使用した同様の検出器である。

対生成イメージングカメラは電子飛跡検出型コンプトンカメラに非常によく似ている。実際 MEGA は、8MeV 以上のガンマ線の検出の為に対生成イメージングを利用している。

2.2.6 MeV ガンマ線イメージングのまとめ

表 2.1 に様々な MeV ガンマ線イメージングの特徴をまとめる。この表から、MeV ガンマ線イメージングにおいて、万能な手法が存在していないことがわかる。従って、観測対象に応じて最適な手法を選択することが重要となる。例えば、超新星残骸内部の放射線同位体の空間分布を調べるにはラウエレンズが適しており、全天観測による天体探索には電子飛跡検出型コンプトンイメージングが適している。

表 2.1: 様々な MeV ガンマ線イメージングの特徴

	コリメータ		コリメータ		集光系		コンプトン		対生成
	≤ 100 keV	≤ MeV	ラウエ	フレネル	100 keV - 10 MeV	多重	ETCC		
エネルギー帯域	○	×	fixed energy	fixed energy	100 keV - 10 MeV	×	×	≥ 100 MeV	
イメージング	opening angle	can't limit	point	point	circle	circle	point	point	
1 光子に対する到来後方の制限	○	×	○	○	△	△	△	○	
入射方向の特定能力	△	○ [‡] (Δ^{\dagger})	○	○	△	△	△	○	
点源の検出	×	×	○	○	△	△	△	○	
広がった天体の検出	×	○	×	×	○	○	○	○	
視野の大きさ	×	○	×	×	○	○	○	○	
角度分解能	×	○	○	○	△	△	△	○	
方向特定に必要な最小光子数	1	0.5 × pixel number	1	1	3	3	1	1	
バックグラウンド除去	×	×	×	×	×	×	×	○	
エスケープ事象の検出	×	×	×	×	×	×	detect	reject	×

‡: Full coded, †: Partial coded.

表 2.2: 様々なガンマ線望遠鏡 [1]

Parameter	OSSE	COMPTEL	EGRET	SPI	IBIS
搭載衛星	Compton Gamma-Ray Observatory				
エネルギー帯域 [‡]	0.1 - 10	1 - 30	20 - 3 × 10 ⁴	0.02 - 8	0.015 - 10
イメージング法	Passive collimator	Classical Compton	Pair Tracking	Coded Mask	
エネルギー分解能	6.8 % @ 1 MeV	6.5 % @ 3 MeV	~ 20 %	2 keV @ 1 MeV	10 % @ 1 MeV
視野	3.8° × 11.4°	1 str		9° × 9° (19° × 19°)	
角度分解能		1.25°		2.5°	12 arc min
ライン成分の検出感度 [†]	2 - 5 × 10 ⁻⁵	0.3 - 3 × 10 ⁻⁵		5 × 10 ⁻⁶ @ 1 MeV	4 × 10 ⁻⁴ @ 1 MeV
連続成分の検出感度 [‡]	2 × 10 ⁻⁴ @ 1 MeV	1.7 × 10 ⁻⁴ @ 1 - 3 MeV	5 × 10 ⁻⁶ @ > 100 MeV	~ 10 ⁻⁴	5 × 10 ⁻⁴
位置決定精度	10 arc min	8.5 arc min	5 - 10 arc min	~ 1°	30 arc sec

‡: in unit of MeV, †: 3 σ for 10⁶ sec and the unit is $\gamma/\text{cm}^2/\text{sec}$, ‡: 3 σ for 10⁶ sec and the unit is $\gamma/\text{MeV}/\text{cm}^2/\text{sec}$.

2.3 低エネルギーガンマ線観測衛星

この節では、今までの低エネルギーガンマ線観測の為に衛星搭載された検出器について、簡単にまとめる。

2.3.1 CGRO

NASA の Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO) は、1991 年 4 月から 2000 年 6 月まで運用された。このミッションは、sub-MeV から GeV までの広いエネルギー領域における、最初の全天探索である。CGRO は 4 つの望遠鏡: OSSE・COMPTEL・EGRET および BATSE が搭載された。OSSE・COMPTEL・EGRET の主な特徴は表 2.2 に、また、COMPTEL と EGRET が検出した天体の種類を表 2.3 に挙げる。

OSSE

The Oriented Scintillation-Spectrometer Experiment (OSSE) は、図 2.15 のようなコリメータを利用した検出器であり、CGRO には独立した 4 つのモジュールが搭載された。主検出器は、NaI(Tl) 結晶 (直径 33 cm、厚さ 10.2 cm) と CsI(Na) 結晶 (厚さ 7.6 cm) から成る phosphor-sandwich (phoswich) 検出器であり、NaI(Tl) 結晶の前に、タングステンの passive collimator が置かれている。主検出器とタングステンコリメータの周りには、非同時係数を取る為に、厚さ 8.5 cm の NaI(Tl) 結晶の環状のシールドがある。また荷電粒子の除去の為に、薄いプラスチックシンチレータ (0.6 cm 厚) がコリメータの上に置かれている。エネルギーレンジは 0.1 ~ 10 MeV、視野は $3.8^\circ \times 11.4^\circ$ である。

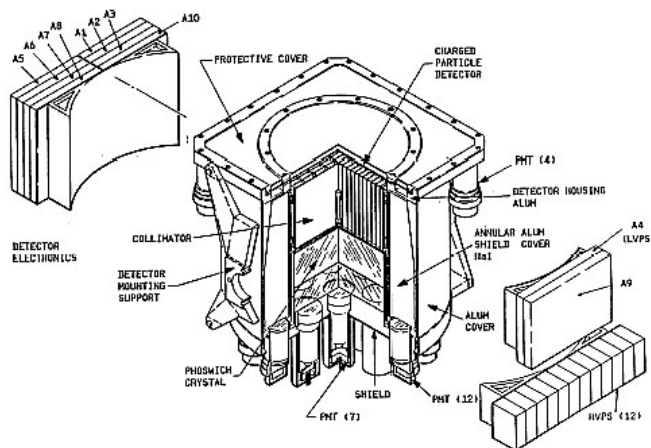


図 2.15: OSSE の構成図 [1]

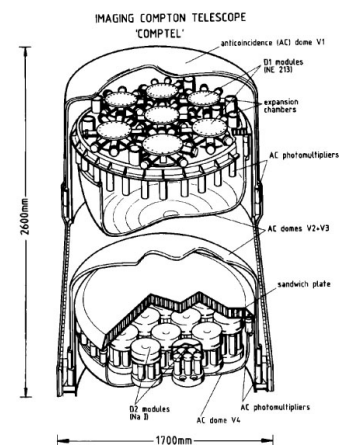


図 2.16: COMPTEL の構成図 [35]

COMPTEL

COMPTEL は、図 2.16 のような構成をしており、衛星に搭載された最初のコンプトン望遠鏡である。低 Z 検出器として液体有機シンチレータ NE213A (有効面積: 4188 cm^2)、高 Z 検出器として NaI(Tl) 結晶 (有効面積: 8744 cm^2) が使われた。荷電粒子の除去の為に、それぞれの検出器は非同時係数を取る為にプラスチックシンチレータのドームに覆われている。またバックグラウンドを除く為に、COMPTEL は低 Z 検出器と高 Z 検出器の間の TOF を使用した。COMPTEL は 10 MeV のガンマ線に対して $\sim 1.25^\circ$ の角度分解能がある。

表 2.3 に示されるように、EGRET が 270 個のガンマ線天体を検出したが、COMPTEL は定常天体は約 30 個にとどまった。これは、COMPTEL の TOF によるバックグラウンド除去が完全ではなかった為だと考えられる。それゆえ、COMPTEL の実際の感度は、設計値より低かった。

表 2.3: COMPTEL と EGRET が検出した天体 [1, 5]

Type of source	COMPTEL	EGRET
パルサー	3 Crab, Vela, PSR 1509-58	6 Crab, Vela Geminga, PSR 1786-44, PSR 1055-52, PSR 1951+32
他の系内天体 $ b < 10^\circ$	7 Cyg X-1, Nova Persei 1992, GRO J1823-12, GRO J2228+61, GRO J0241+6119, Crab Nebula, Carina/Vela region	2 Cen X-3, Crab Nebula
銀河		1 LMC
活動銀河核	10 Cen A, etc.	77 Cen A, etc.
各ガンマ線	7 SN191T (^{56}Co), SNR RX J0852-4642 (^{44}Ti), Cas A (^{44}Ti), Vela (^{26}Al), Carina (^{26}Al), Cyg region (^{26}Al), RE J0317-853 (2.223 MeV)	
未同定天体	5	186
Total Number	32	273
ガンマ線バースト	31	4

EGRET

Energetic Gamma-Ray-Experiment Telescope (EGRET) は対生成イメージングを利用した検出器である。EGRET の中心部分は、タンタルの層を挿入した多層ワイヤグリッドスパークチェンバーである。トリガーカウンターは、スパークチェンバーの下部に挿入したプラスチックシンチレータから成り、カロリメータは、20 cm 厚の NaI(Tl) 結晶から成る。荷電粒子の除去の為に、2 cm 厚のプラスチックシンチレータの非同時係数フードがスパークチェンバーを覆っている。

2.3.2 INTEGRAL

ESA のミッションである INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory (INTEGRAL) は、2002 年に打ち上げられた。SPI と IBIS という 2 つのガンマ線望遠鏡と、3 keV から 35 keV までの X 線装置である JEM-X・500 - 850 nm で観測する可視光望遠鏡 OMC という 2 つのモニターを持つ。SPI と IBIS について、主な特徴を表 2.2 に示す。

SPI

SPECTrometer on Integral (SPI) は符号化マスクを用いた検出器である。85 K に冷やした 19 個の Ge 結晶のアレイから成る為、SPI は 1 MeV に対して 2 keV の良いエネルギー分解能を持つ。SPI

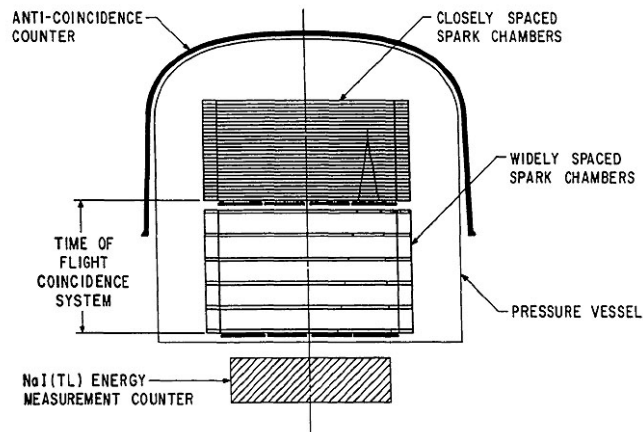


図 2.17: EGRET の構成図 [1]

のマスクは 3 cm 厚のタングステンで作られ、マスクと検出器の距離は 1.71 m である。検出器全体は、181 個の Photo Multiplier Tube (PMT) のついた 511 kg の BGO のアクティブシールドで覆われている。高いエネルギー分解能を持つ為、細いラインガンマ線に対する SPI の感度は、他のガンマ線望遠鏡より 10 倍以上良い。

IBIS

Imager on Board of the Integral Satellite (IBIS) もまた、符号化マスクを利用している。IBIS の符号化マスクは 16 mm 厚のタングステンを使用している。この検出器は 2 層から成り、下層は、4096 個の CsI シンチレータアレイ (ピクセルサイズ: $9 \times 9 \times 30 \text{ cm}^3$ ・有効面積: 3318 cm^2 ・シリコン PIN フォトダイオード読み出し) で、PICsIT と呼ばれている。上層は 16384 個の CdTe ピクセルアレイ (ピクセルサイズ: $4 \times 4 \times 2 \text{ mm}^3$ ・有効面積: 2621 cm^2) で、ISGRI と呼ばれている。ISGRI は 15 keV から 400 keV まで、PICsIT は 200 keV から 10 MeV まで検出出来る。検出層は BGO のアクティブシールドに覆われ、タングステンのパッシブシールドがマスクと BGO シールドの間にある。タングステンマスクと上層の検出器の距離は 3.2 m である為、IBIS は 12 arc sec という良い角度分解能を有する。

2.3.3 Fermi

LAT

Large Area Telescope (LAT) は、電子陽電子対生成を利用した検出器で、100MeV から 100GeV にかけて感度を持つ。LAT の飛跡検出部は 36 層のシリコンストリップ検出器と 16 枚のタングステンコンバータとから構成されている。飛跡検出部の下にはカロリメータとして、1 層当たり 1.08 放射長分の CsI シンチレータが 8 層配置され、エネルギーの取得を行う。また、荷電粒子を排除するため、検出器の周囲には反同時係数用プラスチックシンチレータが配置されている。LAT 全体では、ガンマ線を効率よく検出するべく、 $1.8 \times 1.8 \times 0.72 \text{ m}^3$ の大きさで、2789 kg の重量となっており、 9500 cm^2 の有効面積を持っている。また、視野も 2.4 sr と非常に広く、およそ 3 時間で全天を 30 分ずつ観測できる。

GBM

GLAST Burst Monitor (GBM) は Fermi 衛星に搭載されたガンマ線バースト用検出器であり、数 keV ~ 1MeV を観測し、バーストトリガの発生と位置検出を行う NaI シンチレータと 150keV から 30MeV を観測し、NaI シンチレータと LAT 検出器の間を補間する BGO シンチレータから成る。

この構成はCGROのBATSEとよく似ているが、より広いエネルギー帯域と良い位置検出能力を持っている。

Chapter 3

電子飛跡検出型コンプトンイメージング

3.1 電子飛跡検出型コンプトンイメージングの原理

電子飛跡検出型コンプトンイメージング法では、散乱ガンマ線の方角とエネルギー・反跳電子の方角とエネルギーを得ることで、入射ガンマ線の方角とエネルギーを得る。以下では、図 3.1 のように、散乱ガンマ線のエネルギーを E_γ 、散乱方向を \vec{g} 、反跳電子の運動エネルギーを K_e 、反跳方向を \vec{e} 、ガンマ線の散乱角を ϕ 、電子の反跳角を ψ 、 \vec{g} と \vec{e} のなす角を α とする。但し、 \vec{g} 、 \vec{e} はいずれも単位ベクトルとする。このとき、入射ガンマ線の到来方向 \vec{s} 、エネルギー E_0 はそれぞれ、

$$E_0 = E_\gamma + K_e, \quad (3.1)$$

$$\vec{s}_{\text{rcs}} = \left(\cos \phi - \frac{\sin \phi}{\tan \alpha} \right) \vec{g} + \frac{\sin \phi}{\sin \alpha} \vec{e}, \quad (3.2)$$

$$= \frac{E_\gamma}{E_\gamma + K_e} \vec{g} + \frac{\sqrt{K_e(K_e + 2m_e c^2)}}{E_\gamma + K_e} \vec{e}. \quad (3.3)$$

と一意的に表される。ここで、散乱角 ϕ は

$$\cos \phi = 1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma + K_e} \frac{K_e}{E_\gamma}, \quad (3.4)$$

また、反跳角 ψ は

$$\cos \psi = \left(1 + \frac{m_e c^2}{E_\gamma + K_e} \right) \sqrt{\frac{K_e}{K_e + 2m_e c^2}}. \quad (3.5)$$

と表せる。 \vec{g} と \vec{e} の離角 α は、定義より幾何学的に、

$$\cos \alpha_{\text{geo}} = \vec{g} \cdot \vec{e}. \quad (3.6)$$

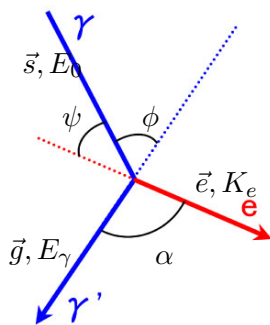


図 3.1: 変数定義

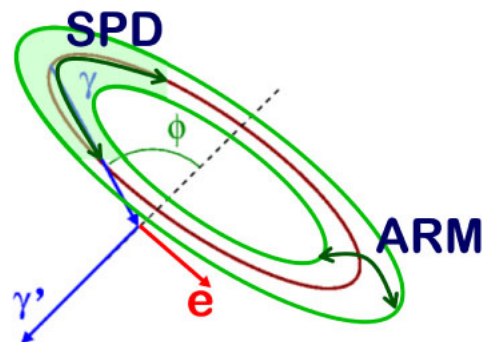
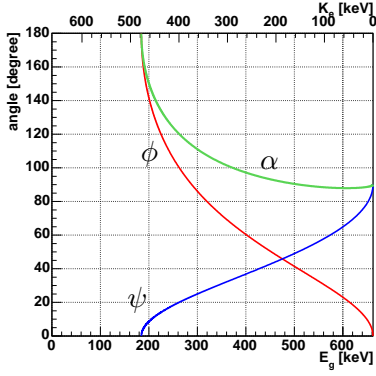
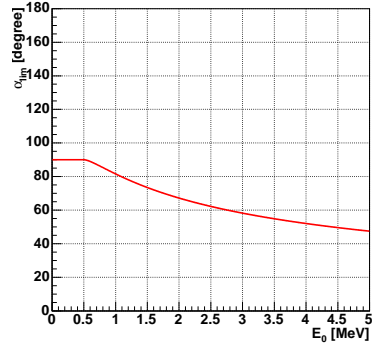


図 3.2: ARM 及び SPD の定義


 図 3.3: ϕ, ψ, α の E_γ 依存性 ($E_0 = 662$ keV)

 図 3.4: α_{lim} の E_0 依存性

である一方、 E_γ と K_e から運動学的に、

$$\cos \alpha_{kin} = \left(1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma}\right) \sqrt{\frac{K_e}{K_e + 2m_e c^2}}. \quad (3.7)$$

と表すこともできる。この α 角は入射ガンマ線のエネルギー E_0 に依存する最小値を持ち、

$$\cos \alpha_{lim} = \begin{cases} 0 & (k < 1) \\ \frac{k-1}{k+2} \sqrt{\frac{k^2-1}{k(k+2)}} & (k \geq 1) \end{cases} \quad k = \frac{E_0}{m_e c^2}. \quad (3.8)$$

と与えられる。図 3.3 に $\phi \cdot \psi$ 及び α の E_γ 依存性、図 3.4 に α_{lim} の E_0 の依存性を示す。

α 角は電子飛跡検出型コンプトンイメージングに特徴的なパラメータであり、この α 角を用いてバックグラウンドの中からコンプトン散乱イベントを選ぶ事が可能になる。(3.6) と (3.7) から得られる α は、(3.6) では角度情報のみ、(3.7) ではエネルギー情報のみを用いて求められる。従って、 α_{geo} と α_{kin} は完全に独立なパラメータである。この為、

は、electron tracking Compton imaging の特徴的なパラメータである。R によって、R は式 (3.6) と (3.7) から得られ、(3.6) は角度情報にのみ、(3.7) はエネルギー情報にのみ依存する。従って、 R_{geo} と R_{kin} は独立である。この理由から、

$$\alpha_{geo} = \alpha_{kin}. \quad (3.9)$$

という条件を課すことで、飛跡検出器内でコンプトン散乱を起こし、吸収体で完全に散乱ガンマ線を吸収した事象のみを選び出すことが可能となる。

電子飛跡検出型コンプトンイメージングでは、再構成されたガンマ線の入射方向の精度は、2つのパラメータで記述される。1つは Angular Resolution Measure (ARM) といい、散乱角の決定精度を表し、

$$\Delta \phi_{ARM} = \arccos(\vec{s} \cdot \vec{g}) - \arccos\left(1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma} \frac{K_e}{E_\gamma}\right). \quad (3.10)$$

と定義される。もう一方は、Scatter Plane Deviation (SPD) といい、散乱平面の決定精度を表し、

$$\Delta \nu_{SPD} = \text{sign}\left(\vec{g} \cdot \left(\frac{\vec{s} \times \vec{g}}{|\vec{s} \times \vec{g}|} \times \frac{\vec{s}_{rcs} \times \vec{g}}{|\vec{s}_{rcs} \times \vec{g}|}\right)\right) \arccos\left(\frac{\vec{s} \times \vec{g}}{|\vec{s} \times \vec{g}|} \cdot \frac{\vec{s}_{rcs} \times \vec{g}}{|\vec{s}_{rcs} \times \vec{g}|}\right). \quad (3.11)$$

と定義される。ここで、 \vec{s} は真の入射方向、 \vec{s}_{rcs} は再構成により得られた入射方向である。これらのパラメータにより、電子飛跡検出型コンプトンイメージングで得たガンマ線入射方向の事象ごとの誤差範囲は、図 3.2 のような扇形となる。

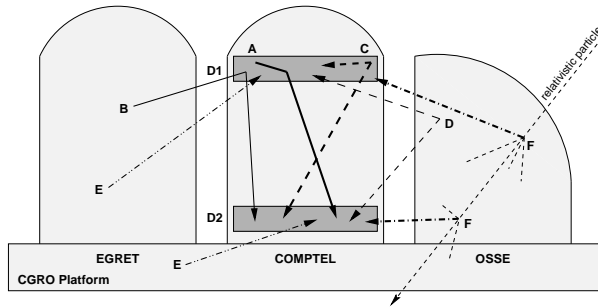


図 3.5: COMPTEL における様々なバックグラウンド [40]

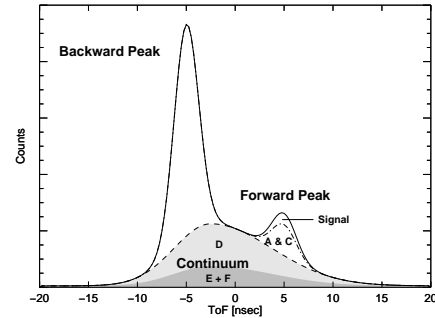


図 3.6: TOF 分布 [40]

3.2 バックグラウンド除去

MeV ガンマ線は、原子核の逆励起やハドロン相互作用、放射線同位体の崩壊など、実に様々な過程から生成される。実際、COMPTEL は図 3.5 に示されるような様々なバックグラウンドが存在した [40]。図 3.5 に示されている、それぞれの過程は、

- A 内部からの単発ガンマ線: 検出器内部での中性子捕獲や放射性同位体 (例えば ^{40}K) の崩壊により生成された単発のガンマ線が前段検出器でコンプトン散乱し、散乱ガンマ線が後段検出器で吸収された。
 - B 外部からの単発ガンマ線: 他の検出器や衛星筐体での中性子捕獲や放射性同位体の崩壊・散乱により生成された単発のガンマ線が前段検出器でコンプトン散乱し、散乱ガンマ線が後段検出器で吸収された。
 - C 内部からの複数ガンマ線: $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ や $^{27}\text{Al}(n; n', \dots)^{27}\text{Al}$ といった、複数のガンマ線が生成される過程が検出器内部で起こり、別々のガンマ線が前段と後段の検出器にそれぞれ入射し、相互作用を起こした。
 - D 外部からの複数ガンマ線: 他の検出器や衛星筐体において複数のガンマ線が生成される過程が検出器内部で起こり、別々のガンマ線が前段と後段の検出器にそれぞれ入射し、相互作用を起こした。
 - E 偶然同時係数: 偶然、独立な 2 つの相互作用から生じた 2 つのガンマ線が、別々に前段・後段の検出器に入射した。
 - F 宇宙線由来の事象: 衛星に入ってきた宇宙線は様々な場所で相互作用を起こし、いくつかのガンマ線を生成する。これらのガンマ線が前段・後段の検出器に入射した。
- 他の過程: 他のバックグラウンドとして、中性子・電子及び大気ガンマ線が観測された

COMPTEL はこれらのバックグラウンドを前段・後段の検出器間の time of flight (TOF) を用いて排除した。図 3.6 はシミュレーションから得られた TOF 分布である。この TOF を用いることにより、1 MeV 以上の事象については、先に後段で相互作用を起こしてから前段の検出器に入射するような後方事象を容易に排除できる。しかしながら、D・E・F による事象は連続的な TOF 分布を持ち、前方事象を示すピーク部分の 1/3 程度を占めてしまう。また、A・B の事象はコンプトンイメージングで期待される相互作用を起こしており、原理的に排除できない。さらに C の事象の内、前段検出器内で起きたものは、正しいコンプトン事象と同じ様な TOF 分布となってしまう。従って、TOF 分布の前方事象ピークを取り出すだけでは、図 3.6 に示されるように、ほとんどバックグラウンドが占めてしまう。

COMPTEL で用いられた従来のコンプトン法と比較して、電子飛跡検出型コンプトンイメージングは α 角によるバックグラウンド除去能力がある為、C・D・E 及び F といったコンプトン散乱ではない為排除でき、コンプトン散乱事象のみを残すことができる。このため、電子飛跡検出型コンプトンイメージングの SN 比は従来の方法よりも大きく改善される。

3.3 ドップラー広がり

これまで考えてきたコンプトン散乱は、完全に静止した電子との相互作用として考えてきたものである (unbound Compton)。しかし、実際の検出器においては、電子は原子核や分子軌道のポテンシャルに捕らわれており、あるエネルギーを持って運動しているため、観測できるコンプトン散乱 (bound Compton) では、以下のような点において違いが出てくる [41]。

- 散乱断面積:
特に 100keV 以下の低エネルギーの光子に対する散乱断面積がわずかに増加。
- 散乱角分布:
Klein-仁科の式から得られる角度分布に比べ、前方・後方散乱がわずかに抑えられる。
- 散乱ガンマ線と反跳電子のエネルギー:
散乱前の電子のエネルギーが 0 ではなく有限の値を持つため、単一エネルギー線源からある決まった角度に散乱されるガンマ線のエネルギーが一定の値にならず、unbound Compton から予想される値の周辺で狭い分布を持つ (Doppler broadening)。

コンプトンイメージングでは、ガンマ線の散乱角を散乱ガンマ線のエネルギーと反跳電子のエネルギーから得る。従って、ガンマ線の散乱角の決定精度 (ARM) はドップラー広がりの影響が大きく効き、ARM の原理限界となっている。

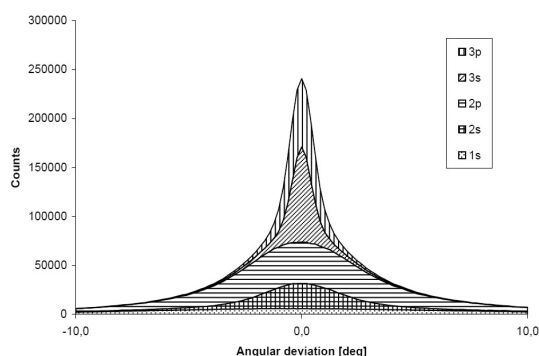


図 3.7: 各電子軌道準位による ARM の違い ($E_0 = 200\text{keV}$, Si) [41]

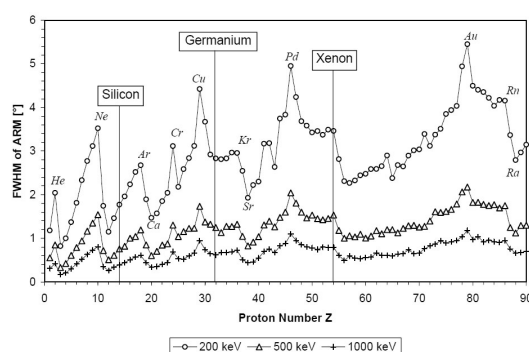


図 3.8: ARM の原子番号依存性 [41]

ドップラー広がりには散乱前の電子の運動に起因するものなので、どの電子軌道の電子を弾き飛ばしたかにより、散乱ガンマ線のエネルギーのゆらぎは変化する。図 3.7 にドップラー広がりによる ARM の広がりを示す。より外殻の電子のほうが持っているエネルギーが小さくなるため、ドップラー広がり効果も小さく、ARM の広がりも押さえられていることが分かる。また、原子番号 Z に対する ARM の推移を図 3.8 に示す。これより、 Z が大きいものほどドップラー広がり影響も大きくなるという傾向があることが分かる。さらに、図 3.9 のように、入射ガンマ線のエネルギーが高い程、ARM の広がりも押さえられている。これは、入射ガンマ線のエネルギーが高くなるほど、電子の運動エネルギーを無視できるようになるため、ドップラー広がり効果が薄れていくためである。

3.4 多重散乱

電子飛跡検出型コンプトンイメージングでは、コンプトン散乱の散乱平面の決定が可能のため、ガンマ線の到来方向を一意に決定できる。この散乱平面を決定するのは、ガンマ線の散乱方向 \vec{g} と電子の反跳方向 \vec{e} である。 \vec{g} の精度は 2 つの検出器の位置分解能と、検出器間の距離による。しかし \vec{e} は、検出器の密度が高かったり、反跳方向の決定に用いる電子の飛跡が長かったりすると、電子が検出器中を走るときに受ける多重散乱により、電子の反跳方向の情報を損なってしまう、SPD

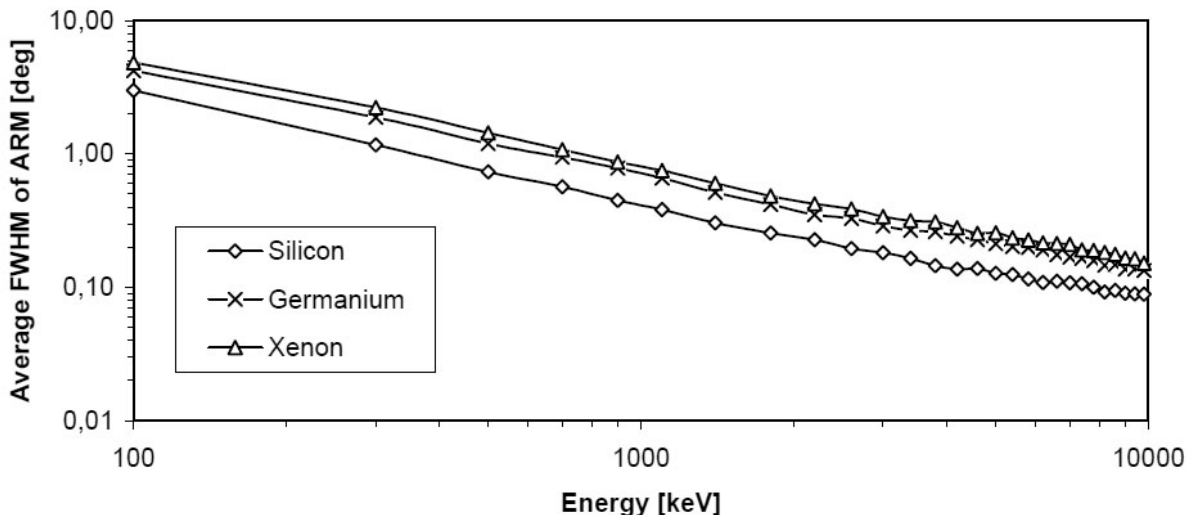


図 3.9: ドップラー広がりエネルギー依存性 [41]

の決定精度を落とすことになる。従って、SPD 方向の角度分解能の原理的境界は電子の多重散乱ということになる。

散乱角の不定性はモリエール理論によって説明されており、小さい角度ではほぼガウス分布となる [42]。電子の距離 x における散乱角は

$$\theta_{\text{rms}} = \frac{13.6\text{MeV}}{\beta c p} \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0.038 \ln \left(\frac{x}{X_0} \right) \right], \quad (3.12)$$

と近似される。ここで、 $\beta c, p$ は電子の速度と運動量、 X_0 は radiation length とした。この式によって計算される散乱角を図 3.10・図 3.11 に示す。

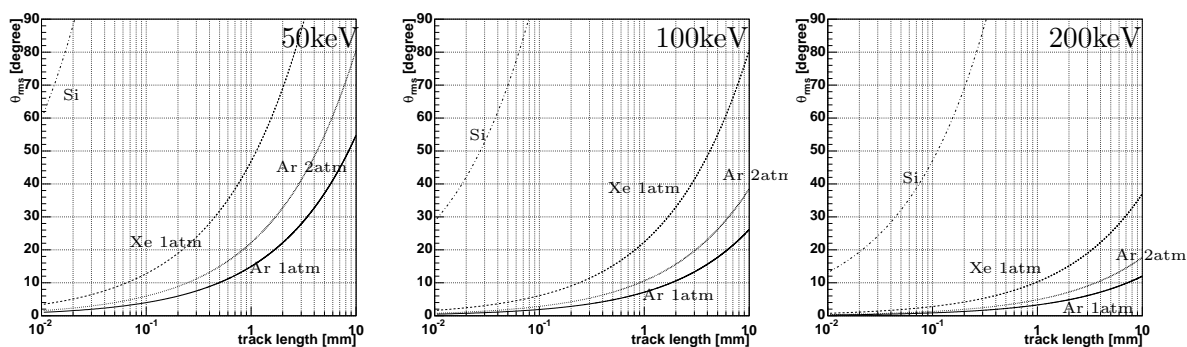


図 3.10: 異なる電子のエネルギーの散乱角 (左: 50keV, 中: 100keV, 右: 200keV; 温度: 20°C)

電子の飛跡を捉える検出器として、Si strip 検出器を並べるようなことを考えると、方向を得るのには最低 2 点は必要のため、固体である Si strip を何層かにわたって突き抜けなくてはならない。従って、合計すれば Si を 300 - 500 μm は通り抜けることになる。しかし、反跳電子のエネルギーが 500keV あっても $\sim 60^\circ$ の散乱を受けるため、反跳方向を捉えるのは難しいということが図 3.11 から明白である。一方、1 気圧の Ar ガスを用いる飛跡検出器であれば、50keV の反跳電子の方向を $\sim 1\text{mm}$ で捉えられれば散乱角は $\sim 15^\circ$ に抑えることができ、Si の場合よりもはるかに精度が良い。従って、反跳電子を捉える検出器は固体の検出器よりもガスの検出器のほうが適していると言える。

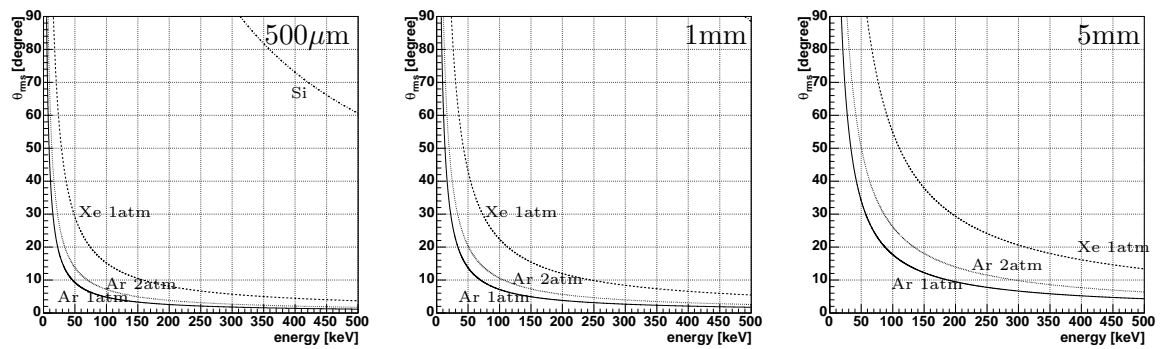


図 3.11: 異なる飛程での散乱角 (左: $500\mu\text{m}$, 中: 1mm , 右: 5mm ; 温度: 20°C)

3.5 電子飛跡検出型コンプトンカメラの構成

3.5.1 次世代 MeV ガンマ線望遠鏡への要請

COMPTEL 以降、打ち上げられた低エネルギーガンマ線観測衛星は INTEGRAL のみであり、その他には LXeGRIT・NCT・CLAIRE など気球を用いた短時間の観測がなされているのみである。INTEGRAL の SPI や IBIS は符号化マスクを用いたイメージングであるため、MeV 領域における連続成分に対する検出感度は、図 3.12 にあるように COMPTEL よりも悪い。従って、より良い検出感度を持つ検出器の開発と、それによる観測が強く望まれている。そこで、「COMPTEL の 10 倍の検出感度」を目標に検出器を開発することを考える。

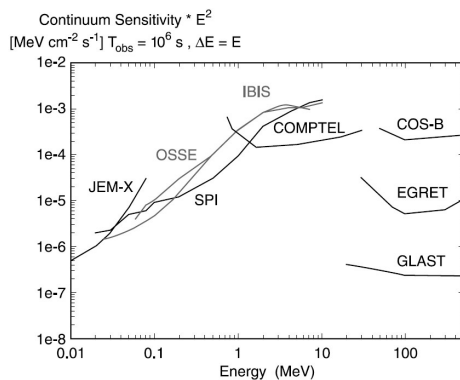


図 3.12: X/ガンマ線の観測器の連続成分に対する検出感度 [43]

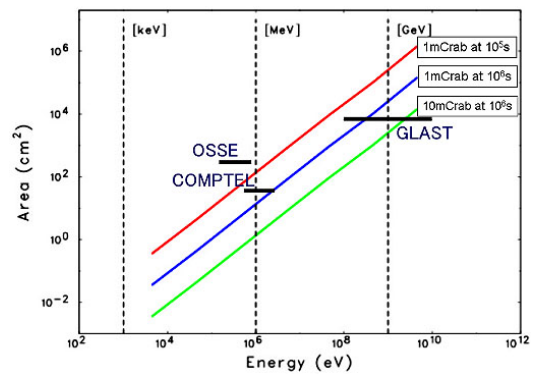


図 3.13: X/ガンマ線観測器の有効面積 [44]

図 3.13 に様々な観測器の有効面積を示す。この図から、バックグラウンドが存在しなければ、COMPTEL は 10^6 秒の観測時間で 1mCrab の天体まで優位な観測が可能であったことがわかる。しかし、図 3.6 のように実際には COMPTEL はバックグラウンドによってその検出感度を制限され、その SN 比は予想よりも遥かに悪かった。従って、COMPTEL と同等程度の有効面積を持った電子飛跡検出型コンプトンカメラであれば、大幅に SN 比が改善でき、目標を達成できることが期待できる。

3.5.2 飛跡検出器と吸収体への要求

電子飛跡検出型コンプトンカメラは飛跡検出器と吸収体から構成される。ここでは、これらの検出器に要求される性能に関して述べる。

コンプトン散乱体であり、且つ反跳電子の運動量を測定する飛跡検出器には、反跳方向を精度良く測定する能力が要求される。従って、この点において固体検出器よりもガス飛跡検出器の方が適している。一方で、固体はガスよりも3桁密度が高いため、単位体積当たりの散乱断面積はガスよりも固体検出器の方が大きい。但し、ガス検出器は液体や固体の検出器に比べ、大きな体積のものが作りやすい。図 3.14 にガス中でのコンプトン散乱確率のエネルギー依存性を示す。この絵から、 $50 \times 50 \times 50 \text{ cm}^3$ の体積で 1 atm の Xe ガスであれば、1 MeV のガンマ線のコンプトン散乱に対して $\sim 30 \text{ cm}^2$ の有効面積があり、COMPTEL の有効面積 ($\sim 40 \text{ cm}^2$) とほぼ同等になる。よって、ガス検出器であっても良いコンプトン散乱のターゲットとなりうる。コンプトン散乱のターゲットとしては、小さい原子番号の物質の方がより低いエネルギーからコンプトン散乱が優位となり (図 2.2)、また、ドップラー広がりも小さくなる (図 3.8) 為、より小さい Z の物質が適している。さらにガス検出器で十分な精度を持って反跳方向を測定するには、コンプトン散乱点から数 mm 程度の距離で反跳方向を特定する必要がある。一辺 50 cm 程度のガス中で止められる電子のエネルギー範囲は数百 keV 以下であるが、コンプトン点から数 mm の範囲内での反跳電子のエネルギー損失は minimum ionizing particle (MIP) に近い。この為、飛跡検出器は MIP の飛跡を数 mm の内に捉え、方向決定できる必要がある。以上から、飛跡検出器には以下の性能が要求される。

- 大体積のガス検出器：ガスは多重散乱の影響が少ない。断面積の小ささは検出器を大きくすることで補う。
- コンプトン散乱優位なガスの選択：原子番号は小さく、1 分子当たりの電子数が多いガスがコンプトン散乱のターゲットとして適する (例えば CF_4 や CH_4)。
- 詳細な MIP のトラッキング能力：精度良い反跳方向の決定の為、高い位置分解能とサブ mm ピッチのサンプリング

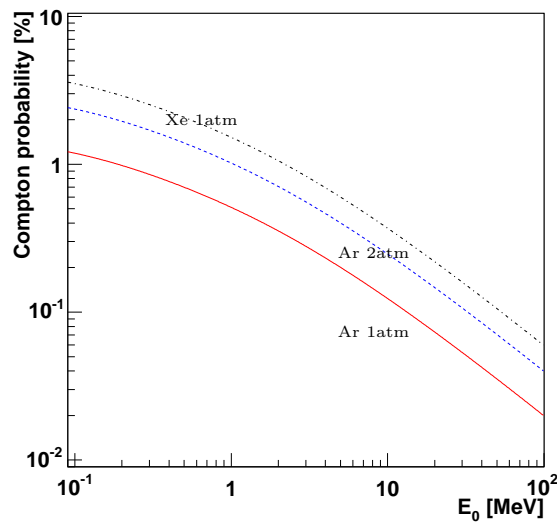


図 3.14: コンプトン散乱確率 (50cm 厚)

飛跡検出器でコンプトン散乱が起こると、ガンマ線はあらゆる方向に散乱されるため、飛跡検出器の周囲に配置される散乱ガンマ線を捉える吸収体は、大きな面積で大きな立体角で飛跡検出器を覆う必要がある。また、コンプトン散乱は後方散乱よりも前方散乱の方が確率が高いため、散乱ガンマ線が入射ガンマ線のエネルギーの大部分を持っていくことが多い。よって、数百 keV から数 MeV の散乱ガンマ線を吸収するために大きな原子番号を持った吸収体が望ましい。吸収体のエネルギー分解能と位置分解能は、ARM の性能に強く影響する一方、ARM は原理的にドップラー広がり制限される。従って、吸収体のエネルギー分解能と空間分解能による ARM の不定性は

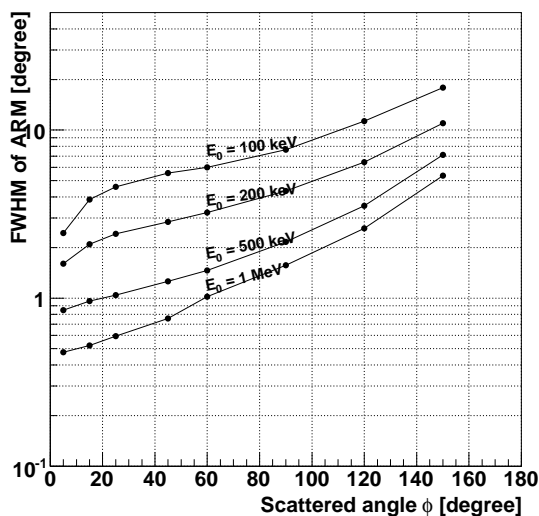


図 3.15: ドップラー広がりによる ARM 不定性の散乱角依存性 (E_0 : 入射ガンマ線のエネルギー, GEANT4 シミュレーション)

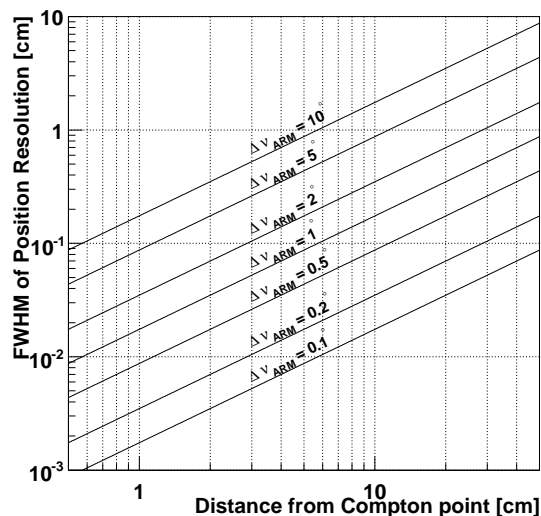


図 3.16: コンプトン点と吸収点の間隔と吸収体の空間分解能に対する ARM の不定性 ($\Delta\nu_{ARM}$)

ドップラー広がり以下であることが望ましい。飛跡検出器に Ar ガスを用いた場合、ドップラー広がりによる ARM の不定性は図 3.15 に示されるような振る舞いをする。これより、500 keV のガンマ線が 20° の散乱を受けると、ARM の不定性は半値全幅で 1° 程度になる。一方、吸収体の空間分解能と散乱点-吸収点間距離が変化すると、ARM の不定性は図 3.16 に示されるような変化をする。これより、1° 程度の ARM を達成するには、数 mm 程度の空間分解能が必要となる。吸収体のエネルギー分解能による ARM の不定性がドップラー広がりによるものと同程度になるためには、吸収体のエネルギー分解能は数百 keV において数%以下である必要がある。以上、吸収体に求められる性能をまとめると以下ようになる。

- 大きな有効面積: 飛跡検出器を覆えるだけの面積が必要。
- 高い阻止能: 吸収体には散乱ガンマ線を止めるのに十分な質量が必要。
- 高い空間分解能: 散乱方向の決定精度をドップラー広がり以下に抑える為、吸収体は数 mm 程度の空間分解能を持つべきである。
- 良いエネルギー分解能: エネルギー分解能による散乱角の決定精度をドップラー広がり以下に抑える為、数百 keV において半値全幅で数%のエネルギー分解能を持つべきである。

3.6 SMILE

前節のような要求を満たす電子飛跡検出型コンプトンカメラ (ETCC) を構成するためには、サブ mm のピッチと大体積を同時に実現し難いため、飛跡検出器として一般的な多芯比例計数管はあまり適さない。半導体検出器は良いエネルギー分解能を持つ一方、電子に対する多重散乱を考慮する必要がある上、十分な阻止能を確保するには高価である。そこで、独自に開発する micro TPC を飛跡検出器とし、位置検出型シンチレーション検出器を散乱ガンマ線検出器とする、図 3.17 のような ETCC を現在開発中である。micro TPC の基本となっている μ -PIC は、 $\sim 100\mu\text{m}$ という高い位置分解能を持っていながら、大きな面積を持った検出器である。また、微細な構造を持つ検出器としては高いガス増幅率を得ることもできる。一方、シンチレーション検出器は、半導体検出器に比べればエネルギー分解能の点で劣るが、半導体よりも阻止能が高く、かつ安価であるため、飛跡検出器を困う面積を大きくでき、厚みのあるものも作れるので、散乱ガンマ線を効率

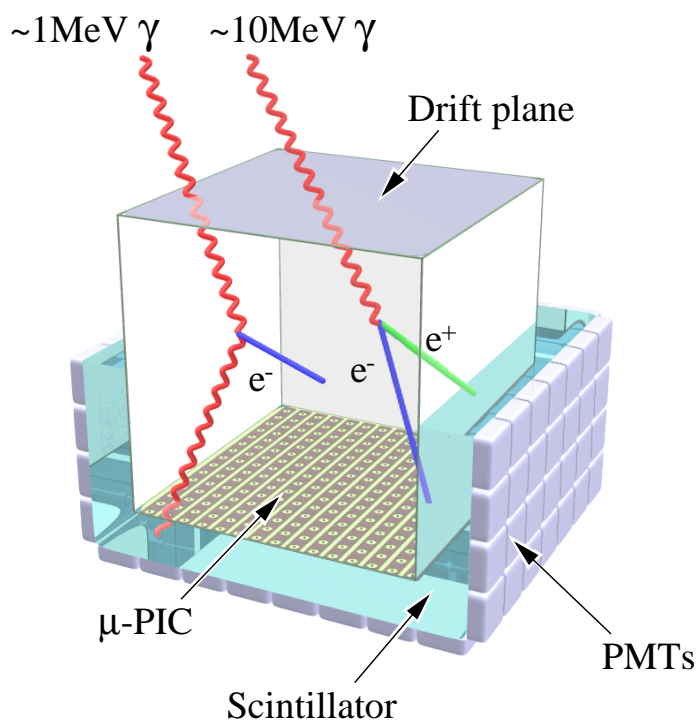


図 3.17: ガス飛跡検出器を用いた ETCC 概念図

良く捉えることができる。この micro TPC と位置検出型シンチレーション検出器を用いた ETCC により、sub MeV ~ MeV のエネルギー領域において COMPTEL の 10 倍の感度を目指している。

3.6.1 micro TPC

ETCC において鍵となるのは反跳電子の飛跡をどれだけ正確に捉えられるかという点である。電子は質量が小さく電荷を持っているために、多重散乱によって方向の情報を失いがちである。従って、電子の反跳方向を正確に得るには、高い位置分解能を持った飛跡検出器が必要になる。このような飛跡検出器として micro TPC を開発しており、その基本となっているのが μ -PIC である。

μ -PIC

1999 年から開発が始められた μ -PIC は、微細電極構造を持った Micro Pattern Gas Chamber の 1 種であり、図 3.18 のように比例計数管を輪切りにして縦横に並べたような構造を持ったガス検出器である [45]。基板はポリイミド、電極は Cu でできている。各ピクセルは $400\mu\text{m}$ 間隔で並んでおり、アノードとカソードは直交する方向にストリップとなっているため、これにより、高い位置分解能で 2 次元読み出しが可能である。またピクセル型の電極構造にしたことで、Micro Strip Gas Chamber (MSGC) で問題になっていた放電による電極破壊は起きなくなり、 μ -PIC 単体で高いガス増幅率を長時間安定に得ることができる。実際 μ -PIC は、単体で $\sim 2 \times 10^4$ という、マイクロパターン検出器としては非常に大きいガス増幅率を達成している。また、安定性という面についても、ガス増幅率を 6000 程度に保ったまま約 1000 時間以上もの連続安定動作を実現している。さらに、なだれ増幅が起きるのはアノードのごく近傍のみであるので、 $\sim 10^7 \text{count}/(\text{sec} \cdot \text{mm}^2)$ というような大強度入射に対しても強い。製造に関しても、 μ -PIC はプリント基板の技術で作られているため、安価に大きなものを作りやすいという特徴があり、現在は 10cm 角 \cdot 20cm 角 \cdot 30cm 角というものが稼動中である。

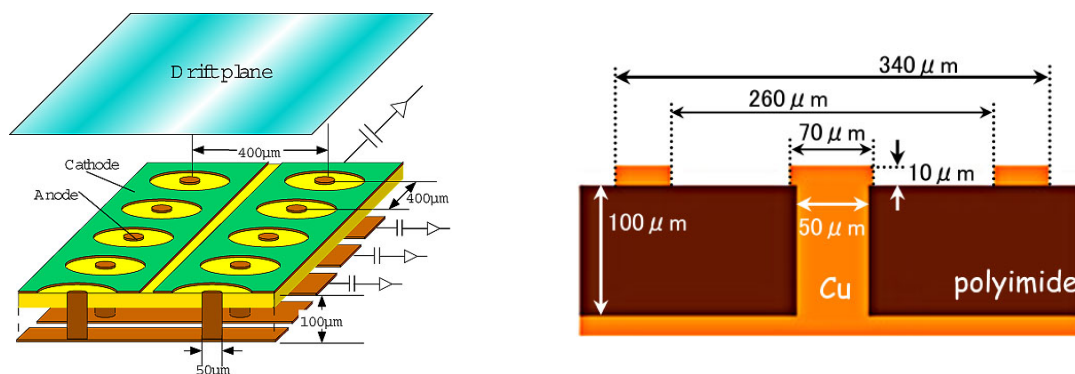


図 3.18: μ -PIC の構造

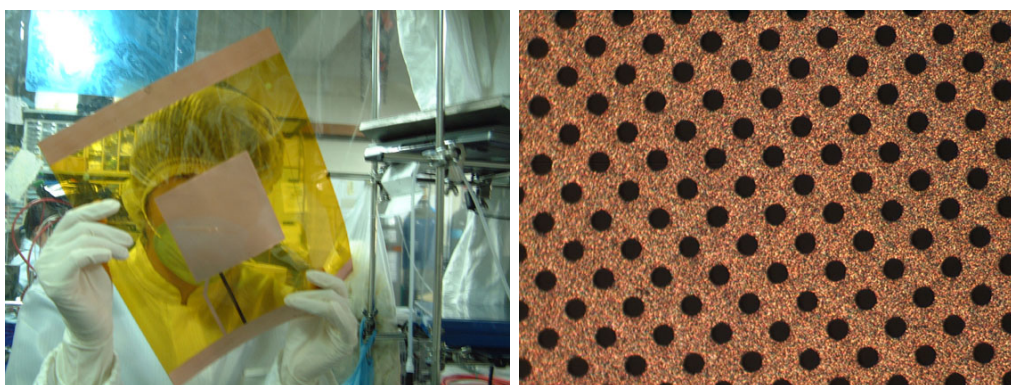


図 3.19: GEM の顕微鏡写真。穴の直径は $70 \mu\text{m}$ 、間隔は $140 \mu\text{m}$ 。

GEM

Minimum Ionization Particle (MIP) の 1 atm の Ar ガス中でのエネルギー損失は 2.54 keV/cm であり、 $400 \mu\text{m}$ 中に約 3.9 個の電子を作る。この MIP の飛跡を $400 \mu\text{m}$ 間隔で捉えるには、そのような少ない電子を捉える必要があり非常に難しい。MIP を捉えるには 2×10^4 以上のガス利得が必要であるが、 μ -PIC 単体での安定したガス利得は 6×10^3 である。従って我々は、補助増幅器として Gas Electron Multiplier (GEM) [49] を使用している。

GEM は Sauli 等によって開発され、ポリイミドの両面に銅の電極がついたものである (図 3.19)。現在は、ポリイミドに代わって液晶ポリマー Liquid Crystal Polymer (LCP) を用いたものも使用されている。GEM には多数の小さな穴が開いており、Cu 電極の両面に違う電圧がかけられると、強い電場がこの穴の中に生じる。電子がこの穴に入ると、強い電場によってガス増幅される。フォイルは $50 \mu\text{m}$ 厚と非常に薄く、低 Z の物質から成る。しかし両電極間距離が非常に小さい為に、単体で高い利得を得る事は出来ず、典型的な利得は約 100 である。現在は $100 \mu\text{m}$ 厚のものも存在しており、こちらの方が最大利得が高いが、 $50 \mu\text{m}$ 厚と同じ利得を出す為には、より高い電圧 (High Voltage) をかける必要がある。

micro TPC

荷電粒子がガス中を走り抜けると、その飛跡に沿って電子が電離される。この電子雲を緩やかな電場をかけ一定の速度で検出器へと移動させると、電子が検出器に到着する時刻は、電離された位置から検出器までの距離に応じてずれてくる。従って別個にトリガー用検出器を設け、トリガーから実際に信号が得られるまでの時間を測定すると、電離された位置から検出器までの距離を測ることができ、2次元情報が得られる多芯比例計数管 (MWPC) や MSGC などを検出器として用いれば、荷電粒子の3次元飛跡を測定できることになる。このようなシステムを Time Projection Chamber (TPC) と呼ぶ。

我々は、GEMを前置増幅器、 μ -PICを読み出した図 3.20 のような TPC を開発し、micro TPC と呼んで飛跡検出器として使用している。GEM・ μ -PIC はそれぞれ、約 10 及び数千のガスゲインで動作させ、全体で 2×10^4 以上の利得を安定に得ることができている。図 3.21 に micro TPC で得られた宇宙線ミュー粒子の飛跡の例を示す。この宇宙線ミュー粒子の飛跡から、micro TPC の 3 次元的な空間分解能は $\sim 500\mu\text{m}$ 程度と求められており、ETCC の飛跡検出器として、十分な性能を持っている。

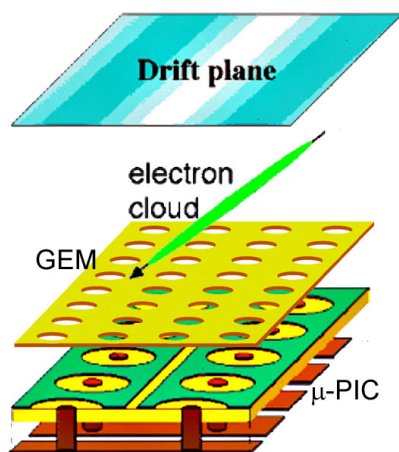


図 3.20: The schematic view of μ -PIC + GEM system

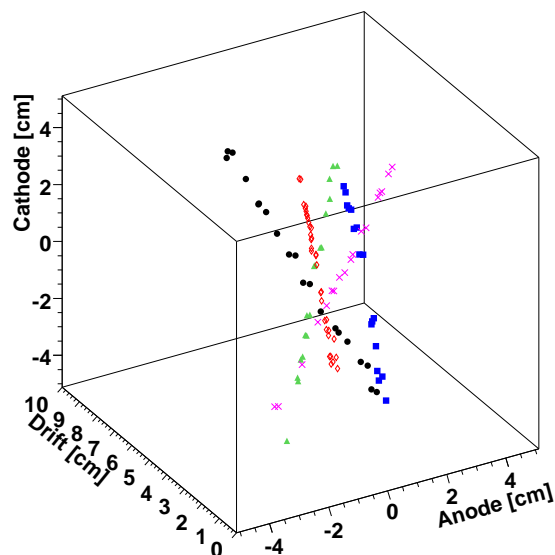


図 3.21: μ -TPC による宇宙線ミュー粒子の飛跡

3.6.2 GSO ピクセルシンチレータ

ETCC の吸収体としてのシンチレータはガンマ線の吸収点とエネルギーの両方を検出するので、シンチレータの阻止能は ETCC のエネルギーレンジを制限する。位置に感度のある検出器として、単結晶のシンチレータを用いたアンガーカメラが伝統的な手法である。しかし大きくて厚いシンチレータを使う場合、散乱体とのコインシデンスを取ることが難しい。さらに、気球や衛星に載せる為に、大きなアンガーカメラは大きな単結晶のシンチレータは衝撃で壊れるかも知れないという高いリスクがある。他の方法として、ピクセルシンチレータのアレイを用いる方法がある。アレイの位置分解能は、そのピクセルサイズで決まる。アレイは、シンチレーションカメラの広い面積を、いくつかの部分に分ける。シンチレータは各ヒットの間に数 1 秒の不感時間をもつ。アンガーカメラの検出面積は単一のシンチレータであるから、強い放射では数イベントの pile up が容易に起こる。他方、その様な pile up はアレイを使えばほとんど起こらず、従ってアンガーカメラの使用より容易に散乱体とのコインシデンスを取ることが出来る。さらに、アレイは壊れるリスクが低くなる。他方、アレイは多くの読み出し回路が必要となる。以上の理由から、低電力で小さな読み出し回路が必要となるが、ピクセルアレイ方式を採用した。

吸収体に使われるシンチレータとして要求される特徴は、良いエネルギー分解能と高い阻止能である。また、ピクセル構造に加工する為に、潮解性が無い方が望ましい。さらに、気球や衛星に載せる為に、シンチレータは放射化しにくい事も必要である。これらの特徴を持つものとして、我々は GSO:Ce シンチレータを選んだ。GSO:Ce シンチレータが高 Z であり、高密度で、高い阻止能を持ち、早い減衰時間 (30~60 ns) をもち、放射化しにくく、潮解性が無いという特徴を持つ。また、エネルギー分解能も 662 keV、FWHM で 11% 程度 (アレイ化してマルチアノード PMT 読み出し時) と適当である。さらに、Suzaku 衛星搭載の HXD での使用実績がある。それゆえ、GSO:Ce は ETCC の吸収体としてのシンチレータにふさわしい。

シンチレータの光センサーとして、我々は浜松ホトニクス製のマルチアノードフラットパネル PMT の H8500 を用いている。この PMT は $6 \times 6 \text{ mm}^2$ の面積のピクセルが 8×8 個あり、総面

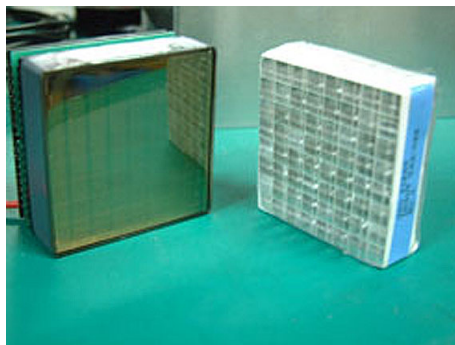


図 3.22: マルチアノードフラットパネルPMT H8500 (左) & GSO:Ce ピクセルシンチレータアレイ (右)

積 $52 \times 52 \text{ mm}^2$ で、89% の有効面積を持つ (図 3.22)。H8500 の利得は $> 10^6$ であるが一様性は良くなく、最大利得と最小利得の比は約 3 倍ある。GSO:Ce シンチレータのピクセルサイズは、PMT のピクセルサイズと GSO:Ce の放射長を考慮して、高さ 13 mm、底面積 $6 \times 6 \text{ mm}^2$ に決定した。このピクセルを縦横 8 ピクセルずつ並べてアレイにし、ピクセル間には反射材が挿入されている。図 3.23 は 1 ピクセルの ^{137}Cs のスペクトルで、典型的なエネルギー分解能は 662 keV で FWHM で 11% である。また、エネルギー分解能のエネルギー依存性は図 3.24 に示す。この図の点線はフィッティングにより得られたもので、

$$\left. \frac{\Delta E}{E} \right|_{\text{FWHM}} [\%] = 3.3 \times 10^2 \left(\frac{E}{\text{keV}} \right)^{-0.52} \quad (3.13)$$

である。また、この GSO ピクセルシンチレータ検出器のエネルギー帯域は 80 keV - 1 MeV であった。

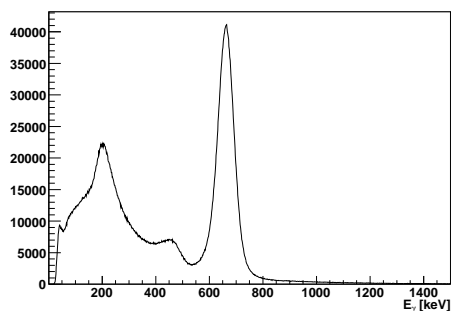


図 3.23: GSO ピクセルシンチレータアレイ検出器により得られた ^{137}Cs のスペクトル

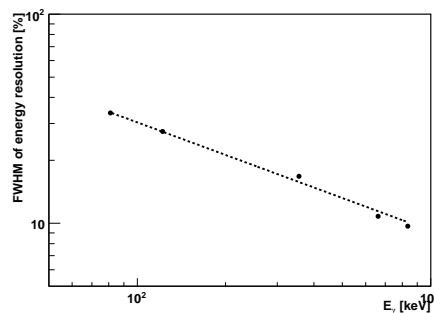


図 3.24: GSO ピクセルシンチレータアレイ検出器のエネルギー分解能

3.6.3 SMILE 実験

COMPTEL よりも 1 桁感度の良い、次世代の全天観測の為の MeV ガンマ線検出器として、ETCC を開発してきた。衛星による観測の準備段階として、地上における原理検証実験を進める一方、気球実験計画 Sub-MeV gamma-ray Imaging Loaded-on-balloon Experiment (SMILE) を進めている。SMILE は段階を踏んで一つずつ進めている。初めのステップとして、ETCC のガンマ線検出能力の証明として、気球高度における大気・宇宙拡散ガンマ線の観測を 2006 年に行った (SMILE-I)。次のステップとして、ETCC のガンマ線イメージング能力の検証を、かに星雲や Cyg X-1 の観測により行う予定である (SMILE-II)。これらの検証の後、ETCC による MeV ガンマ線天体の探索

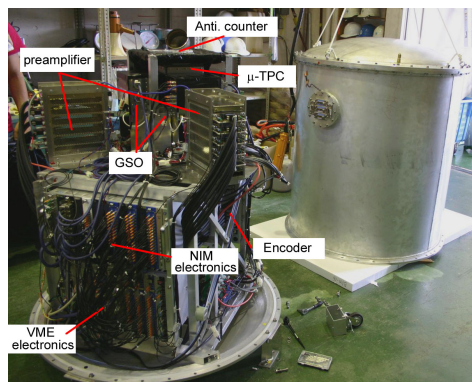


図 3.25: SMILE-I の検出器

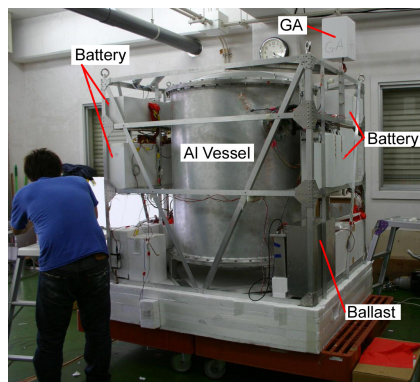


図 3.26: SMILE-I のゴンドラ

を長時間気球や衛星搭載により行っていく。この節では、SMILE-I の結果及び SMILE-II への要請について述べる。

SMILE-I の結果

宇宙線を含む、多量のバックグラウンドが存在する中でのガンマ線検出を実証すべく、宇宙拡散ガンマ線と大気ガンマ線を測定する為に、気球実験用のフライトモデル検出器を構成した(図 3.25・3.26)。気球実験では、観測時間が限られるため、ガンマ線を効率よく検出する必要がある。そこで、角度分解能が少し悪くなるが Xe ガスを使用し、体積を $10 \times 10 \times 14 \text{ cm}^3$ とした。また、各側面に $10 \times 15 \times 1.3 \text{ cm}^3$ 、底面に $15 \times 15 \times 1.3 \text{ cm}^3$ の GSO シンチレータを配置した。これにより、 10^{-4} 程度の検出効率と 3 sr の視野が得られた。

SMILE-I は 2006 年 9 月 1 に三陸大気球観測所から放球され、高度 32 ~ 35 km において 4 時間の水平浮遊を含む、7 時間のフライトに成功した。この実験で、全天から 2×10^5 事象を測定し、その中から 2×10^3 個のガンマ線事象が再構成でき、その内の 420 個は水平浮遊中の 3.0 時間の live time の間に、3 sr の視野内で検出された。これは、シミュレーションの結果と良く一致している。また、再構成された事象数と残留大気圧の関係から、宇宙拡散ガンマ線と大気ガンマ線のフラックスを得た(図 3.27・3.28)。この結果は過去の気球・衛星観測とエラーの範囲で一致している。これらの結果により、ETCC がガンマ線選択と強力なバックグラウンド除去能力を持ち、連続的なスペクトルに対して良い感度を持つ為、MeV ガンマ線天文学を発展させ得る事が実証された。

SMILE-II への要請

SMILE-I により、ETCC が宇宙環境下においてガンマ線の優位な観測が実証されたので、次期気球実験は、Crab や Cyg X-1 の様な明るい天体の観測によって、イメージングの試験を行う事が目的となる。図 3.29 に必要となる目標感度を示す。これを達成する為に、有効体積 $30 \times 30 \times 30 \text{ cm}^3$ の大型 micro TPC を開発し、これを用いた ETCC を開発中である。現在のところ、TPC には Ar/C₂H₆ (90:10) ガスを 1 atm 封入、底面に $30 \times 30 \times 1.3 \text{ cm}^3$ の GSO ピクセルシンチレータを配置して、試作機として動作させている。この試作機は、図 3.29 中、SMILE-II prototype と示される感度まで達成しており、今後シンチレータの増設・電子飛跡取得の改良などにより、目標値に近づくと考えられる。

一方、現在の所、観測対象はかに星雲を第一候補とし、長時間の観測が可能なスウェーデン・キルナでの気球実験を考えているが、かに星雲の位置は時刻とともに図 3.30・3.31 のように変化する。ETCC は 3 sr もの視野を持つてはいるが、限られた時間で効率よい観測を行うためには、検出器の視野内に常にかに星雲が入るよう、制御を行う必要がある。その為、SMILE-II では、仰角を 10 ~ 30 °で固定し、方位角を制御してかに星雲に向けることを考えている。ETCC の視野は広いため、方位角制御の精度は数度程度で構わない。一方、測定データの再構成の際に、検出器がどの方位を向いているかの情報が必要となり、方向測定の精度は 0.1 °程度の情報が必要となる。

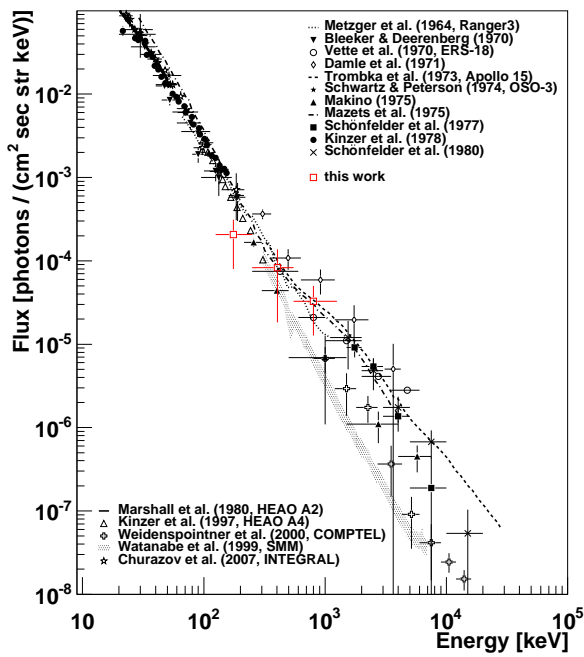


図 3.27: 宇宙拡散ガンマ線のスペクトル

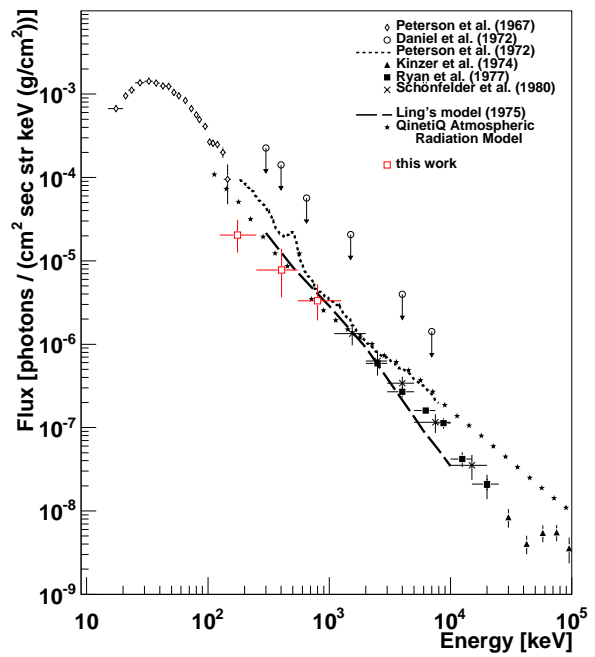


図 3.28: 大気ガンマ線のスペクトル

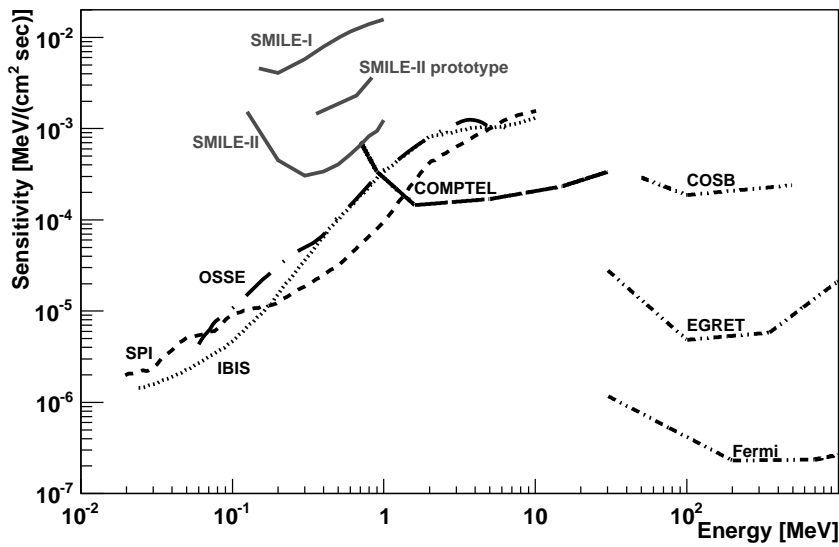


図 3.29: SMILE-II の目標感度

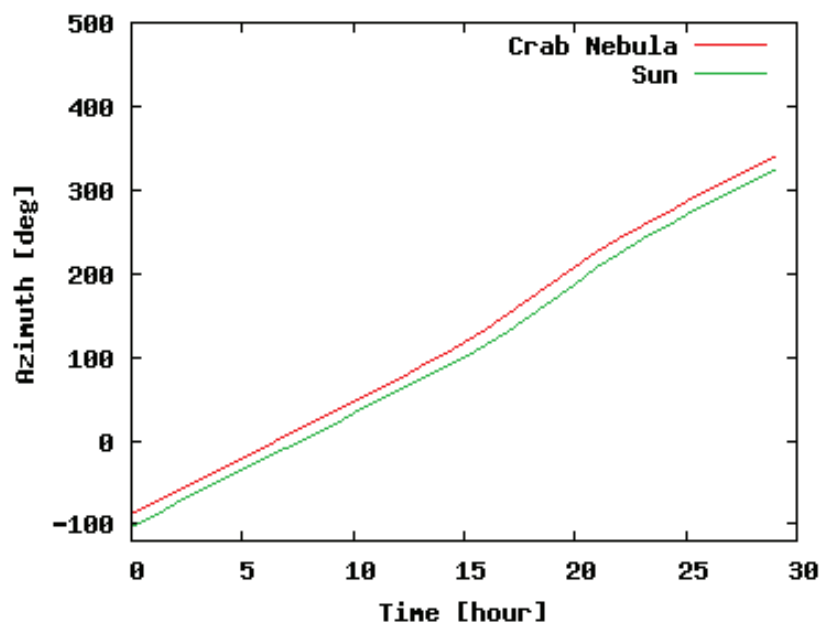


図 3.30: キルナにおけるかに星雲の方位角 (2013/7/1)

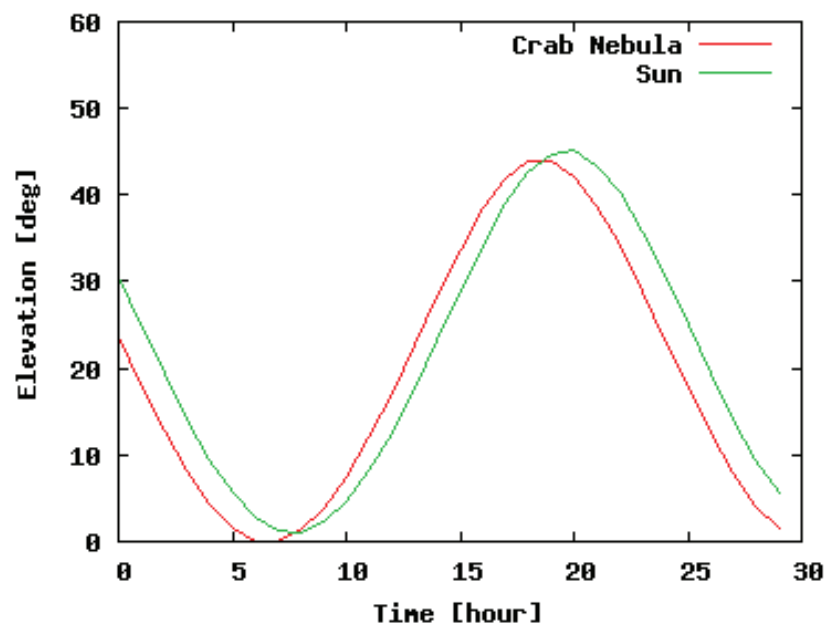


図 3.31: キルナにおけるかに星雲の仰角 (2013/7/1)

Chapter 4

成層圏気球

先にも述べたように、MeV ガンマ線領域での天体観測を行うには観測装置を大気圏最上部まであげる必要がある。人工衛星や宇宙ステーション、ロケットなどを用いれば、大気吸収の影響なしに観測することが可能である。しかし、ロケット観測は観測時間が短く、人工衛星や宇宙ステーションは高コスト・少機会と、こうした方法は、SMILE 実験のような先駆的実験には、数回の改良実験が必要となるため、あまり適していない。そこで、数時間から数十時間と比較的長い観測時間を、低コストでかつ複数回おこなうことができる方法も必要である。そのような実験環境を供給できる方法として、古くから気球実験が行われてきた。気球は数十 km の高度に到達でき、数時間から 1 か月程度の観測時間が確保できる。また、実験終了後は降下させ、機器の回収も可能である。一方で、気球は「浮力」で浮くため、周りに (たとえ薄くても) 大気が必要である。このため、人工衛星や宇宙ステーションと比較すると、残留大気が数グラム程度、存在している (図 4.1)。この章では以上を踏まえ、気球実験の利点、意義等について述べる。

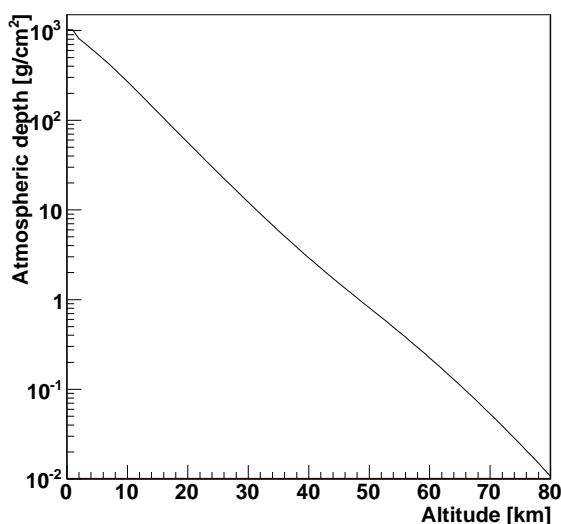


図 4.1: 残留大気量

4.1 気球実験の歴史

気球の歴史は、1783 年にフランスのモンゴルフィエ兄弟 (J. M. & J. E. Montgolfier) が熱気球をあげたことにはじまる。そして同年のほぼ同時期にシャルル (J. Charles) によってガス気球があげられるようになった。この頃は気球本体の材質に絹や紙を使い、表面にゴムを塗ることで気密

性を高めていた。その為、重量に問題が生じ、到達高度は 3000 m ほどであった。その後気球本体のフィルムの開発などが進められ、遂に 1862 年にはイギリスのグレイシャー (J. Glaisher) が到達高度 10000 m を達成した。それからも気球の高高度化に向けた開発が進められ、また、同時に気球を用いた上空での科学実験も行われるようになった。

特に、気球による科学実験としてはじめて宇宙物理につながる発見をしたものは 1912 年にオーストリアの V. F. Hess により行われた宇宙線の観測である。電離箱を持って上空 5000 m まで上昇し、宇宙線の量と高度の関係を測定した。この実験は、高高度まで上がれば、大気に妨げられることなく真の宇宙を観測できるということを示したということからも意義深いものである。他の分野においても、例えば地球大気の研究として 1902 年にフランスのテスラン・ド・ポール (Teisserenc de Bort) によって成された成層圏の発見は画期的なものであった。このときの到達高度は約 11000 m であった。

このように、約 100 年も前から既に気球は科学に大きな貢献をしてきたのである。しかし、これらの実験は有人で行ってきたものであり、空気の密度の薄さや、それに伴う観測時間の制約からこれ以上の高度にあがることは難しくなってきた。

高高度化に関しては、1930 年代にイギリスの化学会社インペリアル・ケミカル・インダストリが開発した低密度ポリエチレンフィルムにより気球の大幅な軽量化が実現し、高度 30 km を到達するまでに至った。気球は高高度まで到達できるのに対し、そういった場所での科学観測ができないという状態に陥ったかのように思えた。ところが、ちょうどその頃エレクトロニクスの技術の進歩により、気球に搭載可能な小型・軽量で信頼性が高く、かつ遠距離まで通信可能な無線通信機が実現した。その結果、大型の気球を用いた無人長時間飛翔実験が可能になった。

以後、気球のフィルムの技術、通信技術の発展を続けながら、1960 年代になると宇宙物理も宇宙線の測定だけではなく、赤外線観測もされるようになり、他の分野としても地球の大気の研究、気象学の研究など非常に様々な分野の実験が行われるようになった。そして現代においては、多波長での宇宙の観測にも気球が使われるようになり、多数の科学分野で気球を用いた科学実験をするグループは増えている。現在最も使われている気球の方式はゼロプレッシャー気球というガス気球で、成層圏まで上げられる。記録としては 2002 年に日本の挙げたものが世界最高の 53 km を達成しており、より高高度へ上げられるように現在も開発が進められている。さらにより長時間とばせることを目指し、スーパープレッシャー気球というガス気球も開発中である。

4.2 成層圏気球

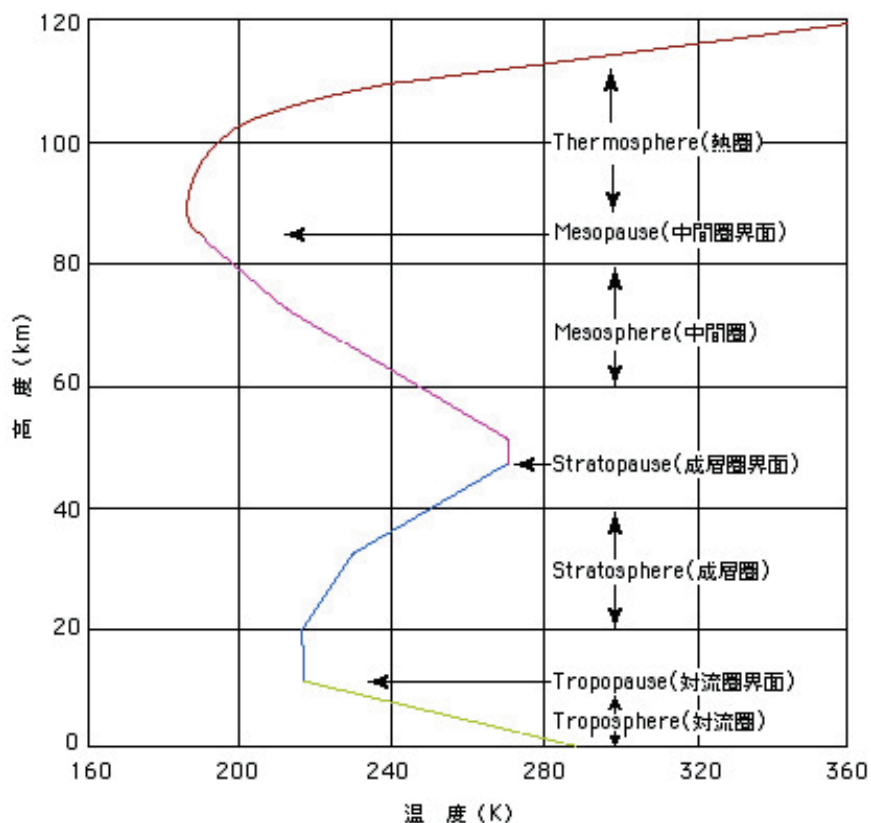


図 4.2: 大気構造

成層圏まで到達する気球のことを、一般に成層圏気球と呼び、現在理学観測や工学実験で使用されている気球は、これに該当する。大気構造を図 4.2 に示す。成層圏まで気球が上がると、図 1.2 より、軟 X 線、紫外線などを除けば大気吸収の割合が十分小さく観測に適していることがわかる。

成層圏気球の本体およびその周辺には制御に必要な機器、航空保安用機器が取り付けられる。気球の構成を図 4.3 に示す。

送信機

航空保安上、無人で浮遊する気球には送信機を搭載し、常に自分の位置を発信する義務がある。このため、気球には必ず送信機が取り付けられる。また、搭載機器の状態を知るためのテレメトリとしても用いられる。この場合、地上のアンテナへ向けた送信と、衛星通信を用いた送信がある。

コマンド受信機

気球の破壊や高度調整などのため、地上から気球へ向かってコマンドが送信される。このため、気球にはコマンド受信機が搭載される。また、送信機と合わせて、地上から送信された電波を地上に送り返すことで、測距と呼ばれる測位が可能となる。

気球破壊機構、分離機構

航空保安上、成層圏気球は実験終了後に地上に安全に下す事が義務付けされている。このため、実験終了時にはカッターにより気球の下の部分で分離して搭載機器をパラシュートで降下させる一

方、気球本体は破壊し、浮力を喪失させたうえで降下させる。また、実験中に実験中断の判断がなされた時にも、破壊・分離機構により気球・搭載機器を降下させる。

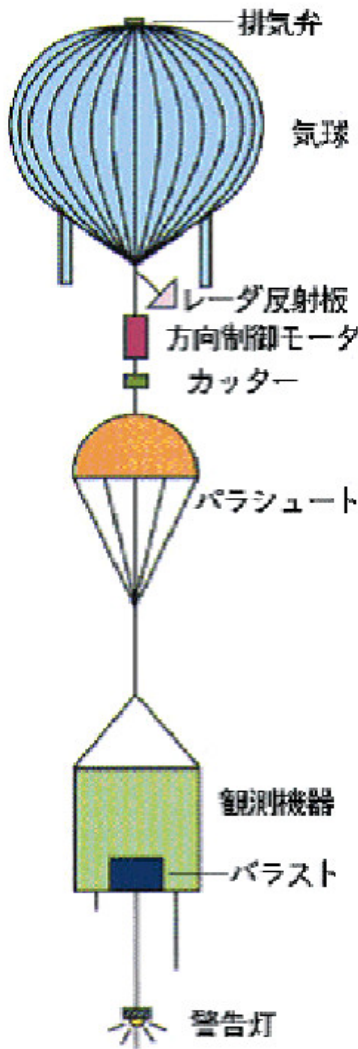


図 4.3: 気球システム概念図

排気弁

気球頭部にガスを放出し浮力を減少させる制御用につけられる。弁は電気モーター等により開閉され、その指令は無線による遠隔操作、あるいはガス量を自動的に制御する搭載制御装置からの操作信号によってなされる。主な用途は、上昇速度が規定より速すぎる場合の減速、及び上昇途中での減速ないし停止、水平飛翔から高度を下げる必要が生じた場合の浮力削減である。

バラスト投下装置

排気弁とは逆に浮力を上昇させる制御用の装置である。バラストとは錘のことであり、比重の大きく細かい砂や鉄粉などが使われる。この錘を箱に入れ、底部に小さな孔をもった排出バルブを取り付ける。排出バルブは排気弁同様電氣的に制御される。

パラシュート

気球から分離された搭載機器は、自重により落下を始める。よって安全のため、搭載機器にはパラシュートが付き、緩降下させなくてはならない。

航空安全対策機構

航空保安上、航空管制からその位置を把握する必要がある為、成層圏気球にはレーダーに映る為の工夫が必要となっている。その為、気球下部にレーダー反射板を取り付けたり、気球自身にレーダーヤーンを組み込むなどしている。また、航空機からもその位置が知れるよう、ATCトランスポンダの搭載が望まれる。さらに、視認性を良くするため、気球には警告灯(フラッシャー)が取り付けられる。

4.2.1 気球の運動

定常浮遊状態において、大気・気球内のガスが理想気体であるとするれば、大気密度 ρ_a は、大気平均分子量 M_a ・圧力 p_a ・温度 T_a を用いて、

$$\rho_a = \frac{M_a p_a}{RT_a} \quad (4.1)$$

と表せる。一方、気球の体積 V_b は、気球のガスの平均分子量 M_g ・質量 m_g ・圧力 p_g ・温度 T_g を用いて、

$$V_b = \frac{m_g RT_g}{M_g p_g} \quad (4.2)$$

定常浮遊状態では、気球の浮力と総重量 m_t とがつりあうため、

$$(\rho_a V_b - m_t)g = 0 \quad (4.3)$$



図 4.4: ゼロプレッシャー気球 左: 望遠写真 右: 形状

よって、

$$\frac{m_t}{m_g} = \frac{M_a p_a T_g}{M_g p_g T_a} \quad (4.4)$$

気球内のガスと大気の圧力・温度が同じ程度になっていると、

$$\frac{m_t}{m_g} = \frac{M_a}{M_g} = const \quad (4.5)$$

となり、定常浮遊させるための総重量に占める気球ガスの比は高度によらないことになる。気球を地上から上昇させるには、定常浮遊分の浮力とは別に、余分な浮力が必要になる。この浮力のことを自由浮力と呼ぶ。

4.2.2 ゼロプレッシャー気球

ゼロプレッシャー気球は、成層圏気球の中で最もよく使われているタイプの気球であり、ヘリウムや水素ガスを封入する。上空では大気圧が小さいために気球内部のガスの体積は増加する。気球容積まで増加（満膨張状態）し、それを超えると気球底部に取り付けられた排気孔から捨てられる。これによって気球のフィルムにかかる圧力を小さく保ち、気球が破裂するのを防いでいる。排気孔において気球内外の圧力差がゼロであることよりゼロプレッシャー気球と呼ばれ、外気に対して開いた気球といえる。

ゼロプレッシャー気球は、尾部での圧力が気球内外で等しくなる高度（圧力高度）からガスが抜け始め、気球内外の密度が等しくなる場所（密度高度）で水平浮遊に入る。図 4.4 にゼロプレッシャー気球の外観を示す。ゼロプレッシャー気球の形状は、外圧と等しくなるため上昇するにつれ開いていく。

圧力高度から、密度高度に至るまでに排気口から抜けたガスの質量を m_{loss} とすると、密度高度での大気圧 p_a ・気球の圧力 p_b は、気球のガスの平均分子量 M_b ・質量 m_g ・温度 T_g 及び、満膨

張時の気球の体積 V_{bmax} を用いて、

$$p_a = p_b = \frac{(m_g - m_{loss})RT_g}{M_g V_{bmax}} \quad (4.6)$$

大気密度 ρ_a は、

$$\rho_a = \frac{M_a p_a}{RT_a} = \frac{(m_g - m_{loss}) M_a T_g}{V_{bmax} M_g T_a} \quad (4.7)$$

と表せる。一方、気球の密度は、

$$\rho_b = \frac{m_t - m_{loss}}{V_{bmax}} \quad (4.8)$$

であるので、 $\tilde{M} = M_a/M_g$ 、 $\tilde{T} = T_g/T_a$ として、 m_{loss} は、

$$m_{loss} = \frac{m_t - m_g \tilde{M} \tilde{T}}{1 - \tilde{M} \tilde{T}} \quad (4.9)$$

よって、

$$\rho_a = \frac{m_t - m_g}{V_{bmax}} \frac{\tilde{M} \tilde{T}}{\tilde{M} \tilde{T} - 1} \quad (4.10)$$

となり、気球の到達高度の大気密度は気球システムの重量に比例し、気球の容積に反比例する。ヘリウムガスを用いる場合、気球の到達高度は近似的に

$$\rho_a = 850 \times \frac{\text{システム重量 [kg]}}{\text{気球容積 [m}^3\text{]}} \quad [\text{hPa}] \quad (4.11)$$

と表せる。図 4.5 にパイロード (システム重量) と最高到達高度の関係を示す。図内の分類は気球容積を示している

満膨張状態から、ガスを排気しながら同一体積を保って上昇し、浮力と全気球システムの重量が等しくなったところで上昇をやめ水平浮遊状態に入る。この状態になり、なんらかの理由により浮力が増大してさらに上昇をしようとしてもガスが排気孔からあふれ出て浮力を減らし、一定の高度を保つ。逆に浮力が減少すると気球の高度が下がる。高度が下がると大気圧の上昇により気球の体積も減少するので浮力は回復せず、降下を続ける。このように、ゼロプレッシャー気球の場合、気球と浮力のつりあいを考えると高度の高い方向にしか安定点をもたない。

もし、気球実験が半日もしくはそれより短期間以内で終わるならばあまり問題はないが、長期実験を考えた場合問題が起こる。上で述べたようにゼロプレッシャー気球は上昇方向にしか高度の安定点がないので、気球実験中に日没を迎えるとガスが冷却され体積が収縮し、それに伴って浮力が減少することから高度維持ができなくなる。実際の気球実験ではバラストを積んであるので、日没時にそれを投下することによって減少した浮力分気球重量を減少させ高度維持を図る。一方、日出ではガスの温度上昇と共に体積が増大し、気球体積を超えた分は気球下部の排気口からガスがあふれるため、高度が保たれる。この繰り返しが行われるといつかはバラスト、あるいはガスがなくなってしまうので飛翔できなくなる。すなわち、長期実験が不可能ということである。例えば、気球容積 $100,000 \text{ m}^3$ 、システム全重量 810 kg として、高度が 31.2 km の飛翔を考えたとき、システム全てがバラストだったとしても 9 日間しか飛べない。

4.2.3 スーパープレッシャー気球

スーパープレッシャー気球は、ゼロプレッシャー気球同様ヘリウムガスを封入するが、排気孔を持たず排気は行わない、外気に対して閉じた気球である。気球尾部での差圧を 0 にするゼロプレッシャー気球と異なり、スーパープレッシャー気球では体積が一定の気球といえる。上空に上がる

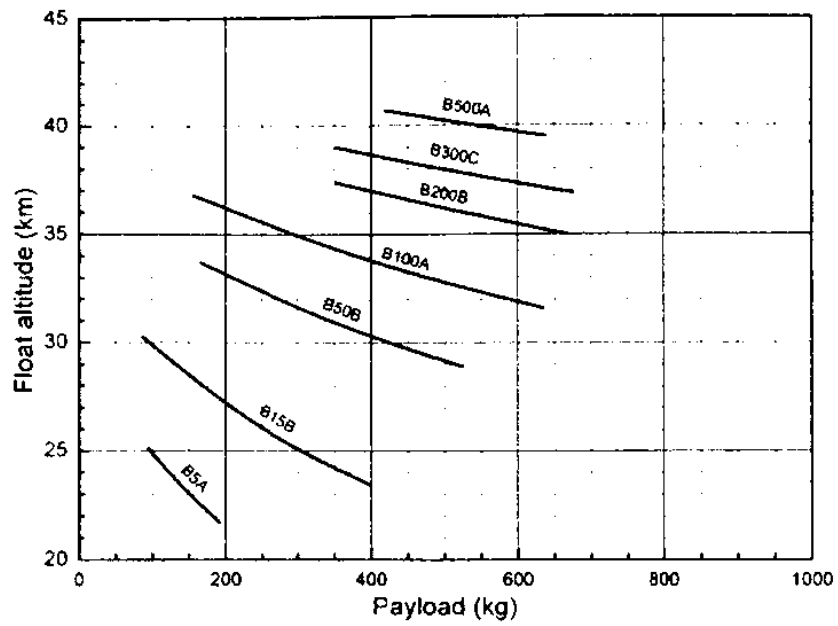


図 4.5: 気球の最高到達高度
図内の分類の数値は気球の容積 ($\times 10^3 \text{m}^3$) を示す

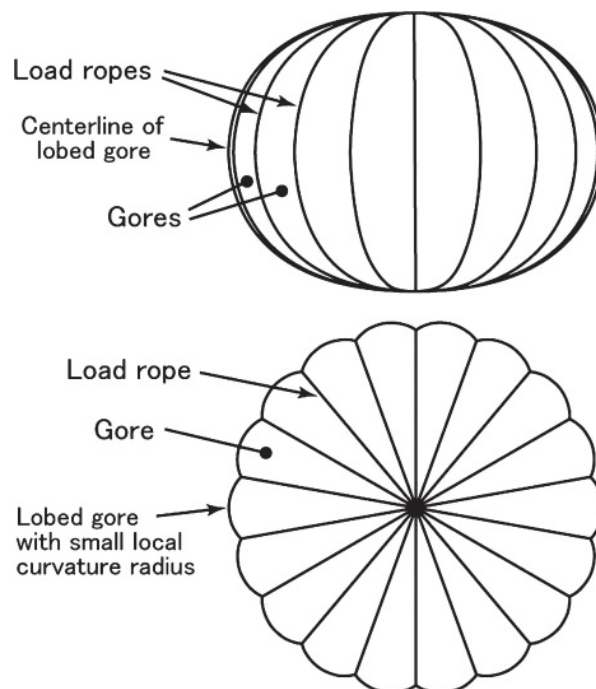


図 4.6: スーパープレッシャー気球の形状

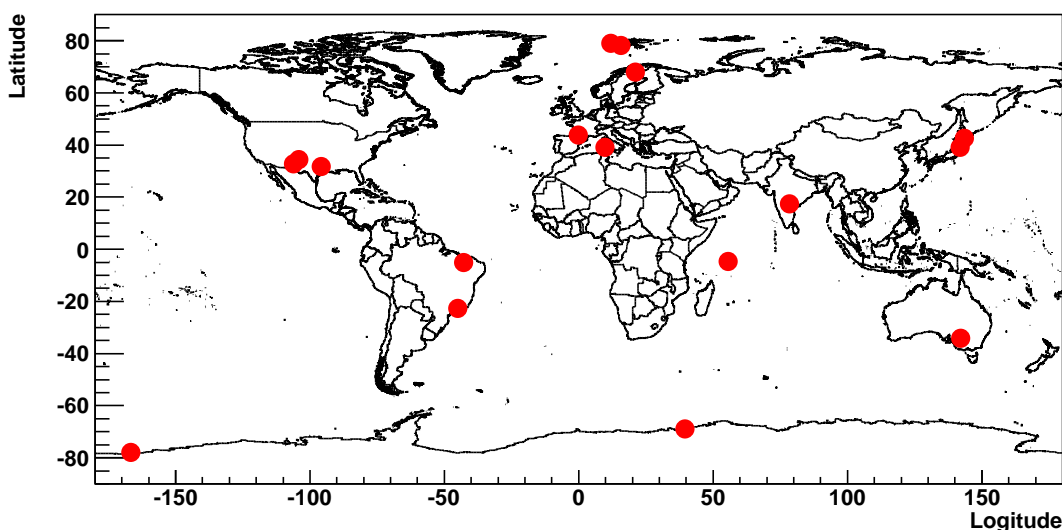


図 4.7: 最近の 5 年間で気球実験が行われた主な放球サイトの場所

と、ガスを排気できない分膨張を全て気球の皮膜で押さえなければならず、その分外気との圧力差が増大する。気球内外の圧力差が大きいためスーパープレッシャー気球・圧力气球と呼ばれる。図 4.6 に、その形状を示す。

この気球は、満膨張状態になってもそのまま上昇を続け、大気密度の減少で浮力が小さくなり、この浮力と全気球システムの重量が等しくなったところで水平浮遊状態に入る。温度変化などで気球が上昇しても大気密度の減少により浮力が小さくなるため、下降して水平状態へと戻る。逆に下降しても大気密度の増加により浮力が大きくなるので、上昇して水平状態へ戻る。このように、スーパープレッシャー気球は上昇と下降両方に安定点をもつ気球であり、高度維持の際にパラストを投下する必要がないので、長時間飛翔が可能となる。

しかしながら、この気球は、定常浮遊状態でかかる圧力の他に、昼夜間のガスの温度差から生じる圧力変化も考慮しなければならない。この為、高い耐圧性を持った気球皮膜が必要となり、概念は以前から存在したものの、高い圧力差に耐え、かつ重い重量にも耐える、軽い皮膜を作成することは難しく、実現が難しい気球であった。ところが、最近では皮膜の耐圧性だけでなく、同時に皮膜にかかる張力をいかに減少させるかという形状についての研究も進められ、NASA では南極において 1 か月を超える定常浮遊が実現し、ISAS においても小型の圧力气球を水平浮遊に入れることに成功している。但し、気球皮膜の展開不安定性など新たな課題も見えてきており、理学観測での実用段階には至っていない。

4.3 世界の気球実験とその飛翔

放球前に展開される気球の全長は、 $100,000 \text{ m}^3$ 以上の大きいものになると $\sim 100 \text{ m}$ にもなり、その先にパラシュートや観測機器が取り付けられ、システム全体では $150 \sim 200 \text{ m}$ もの全長になる。この為、気球の放球作業は空港のような、ひらけた広い場所で行われる。また、ガス注入中の気球は風を受けると帆をはらみ、最悪な場合、気球が割れてしまう事もある為、日の出・日の入の時の凧の時間帯など、風が弱いタイミングで作業が行われる。さらに、気球は地上に下ろしての回収が行われるため、気球の進行方向に人口集中地帯が無いような風向きの時期にしか行われなない。以上の理由から、気球実験が行われる場所・時期は非常に限られている上、天候や地上/上空の風向/風速により、さらに機会が限られる。

現在気球実験は、NASA (アメリカ)・JAXA (日本)・CNES (フランス)・SSC (スウェーデン)・INPE (ブラジル)・TIFR (インド) といった、各国の宇宙機関によって定期的に行われている。図 4.7 に、ここ 5 年で気球実験が行われた主な放球場所を示す。成層圏の風向きは、放球場所の緯度や

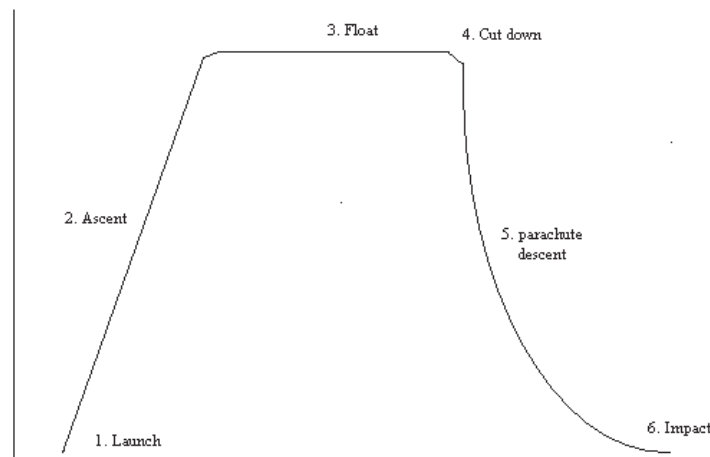


図 4.8: 一般的な飛翔の高度変化

季節によって異なる為、実現可能な飛翔継続時間や水平浮遊高度も様々である。ここでは、いくつかの気球飛翔の特徴について述べる。

4.3.1 通常の飛翔

最も一般的な飛翔は、放球後上昇して水平浮遊高度まで達し、実験終了後降下する、というものである。従って、気球の高度は飛翔時間に対して図 4.8 のような変化をする。典型的に、放球から水平浮遊まではおよそ数時間、実験終了後の降下は 1 時間弱で地上に到達する。天文観測であれば、一般に水平浮遊の状態で行われるが、この水平浮遊時間は数時間から数日と、実験サイトや水平浮遊高度によって大きく異なる。また、水平浮遊状態にある間、気球は常にその高度の風に流されているので、一般に放球場所と気球回収地点とは非常に離れている。

4.3.2 ブーメラン気球

国土の狭い日本では、放球場所と回収地点との距離を大きく取ることが非常に難しく、図 4.8 のような一般的な飛翔を行うと水平浮遊時間を長く取ることができない。そこで考えられたのがブーメラン気球である。これは、高度 15 km 付近のジェット気流の風向きと高度 25km 以上での風向きが真逆であることを利用し、放球場所と回収地点の距離を縮めつつ、水平浮遊の時間を稼ぐような飛翔をするものである(図 4.9)。実際、SMILE-I はブーメラン気球による観測を行っており、その高度変化は図 4.10 のようになっており、7 時からの 45 分程で高度 12~15 km を放球地点から東に向かっておよそ 150 km 沖合に飛んだ後、約 4 時間かけて 32~35 km の高度を西に飛び、放球地点から 30 km 程度のところで着水した。但し、ブーメラン気球を行う場合、通常の飛翔に比べて風向・風速に対する制約がより厳しく、日本の場合、ジェット気流と上層の気流が比較的安定な 5~6 月と 8~9 月にしか行えない。

4.3.3 極周回気球

南極や北極周辺の夏季には、風は極を中心に円を描くように吹いているため、極付近の風に乗った気球は、時間がたつと再び放球地点の傍に戻ってくる。さらに夏季の極圏は白夜であるため夜が無く、中・低緯度の気球実験と比較して気球内部のガスの温度変化も少ない。よって、ゼロプレッシャー気球を用いてもガスの損失が少なく、長時間の飛翔が可能となる。この極域に特徴的な環境を利用した長時間気球実験を、極周回気球と呼び、北極圏ではキルナ(スウェーデン)から 2 週間程度、南極ではマクマード基地や昭和基地から 1 か月程度の飛翔が可能である。図 4.11 に、マクマード基地から放球された実際の極周回気球の飛跡を示す。

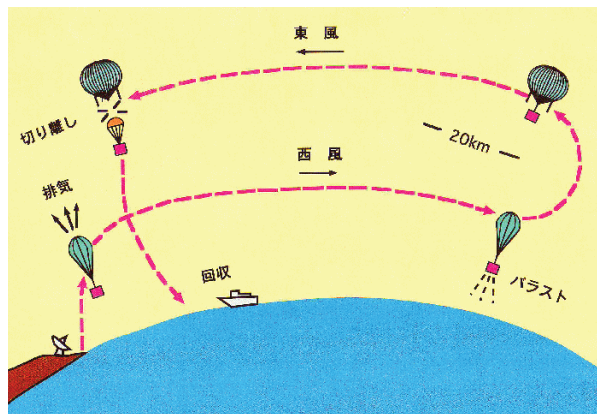


図 4.9: ブーメラン気球の概念図

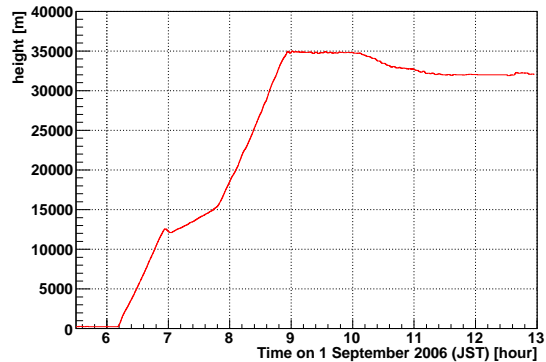


図 4.10: SMILE-Iの高度変化。7時ころから45分間程がブーメラン中。

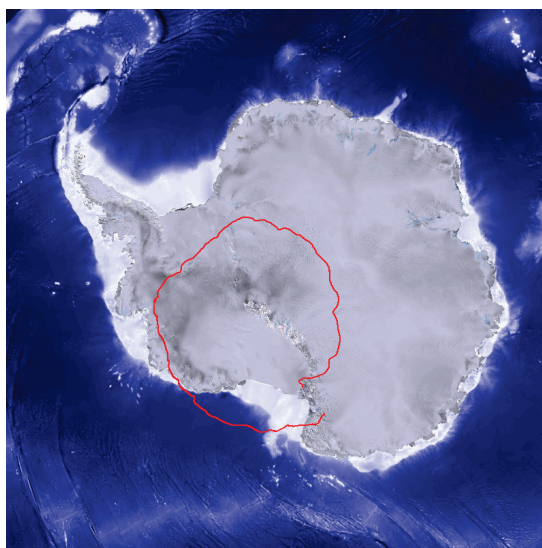


図 4.11: 南極周回気球の飛跡 (Flight 629N)

Chapter 5

姿勢制御

気球を用いた天体観測では、ほとんどの場合、天文衛星で行われている姿勢制御と同様に、観測機器を目標に向けるための制御システムが必要となる。軌道上を回る衛星の場合、無重力状態で外乱も少なく、かつその時間変化も遅い。また、システム全体を剛体として近似でき、制御のモデルが作りやすい。一方、気球の場合は、システムがフィルムやひもなど、やわらかい物質で構成されている上、気球とゴンドラをつなぐつりひもの周りの変動周期が数十秒の周期となる速い振り子運動などが発生し、精度の高い制御は困難となる。こうした外乱は、風や地球引力の影響によるものであるが、その一方で地球引力は観測機器の姿勢の1軸を決定する目安ともなる。

ここでは、気球実験での一般的な姿勢制御の方法と、その例、また SMILE-II での姿勢制御システムについて述べる。

5.1 姿勢制御の方法

姿勢 (方向) 制御として、1 軸、2 軸、3 軸制御とあるが、気球での天体観測の場合、観測対象を 2 軸 (方位方向 θ 、仰角方向 ϕ) で追尾する場合が多い。その場合、

1. ゴンドラ全体の方位角と、ゴンドラ内部の観測器の仰角を別々に制御する方式 (図 5.1 : 左)
2. 観測器の重心位置に 2 軸ジンバル (図 5.2) を取り付け、ゴンドラ内部の観測器にみを 2 軸で制御する方式 (図 5.1 : 右)

の 2 つの方式が考えられる。後者は衛星などにも使われる複雑な構造となり、大規模なシステムに対して適用されるものである。

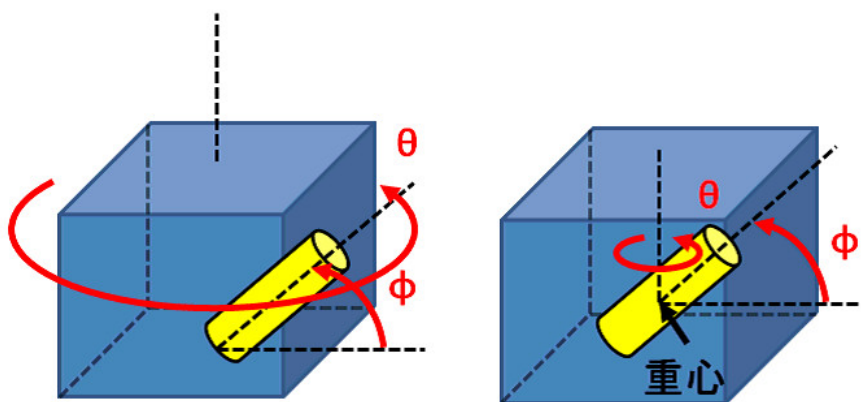


図 5.1: 姿勢制御の方式

ゴンドラの方角制御の方法としては、

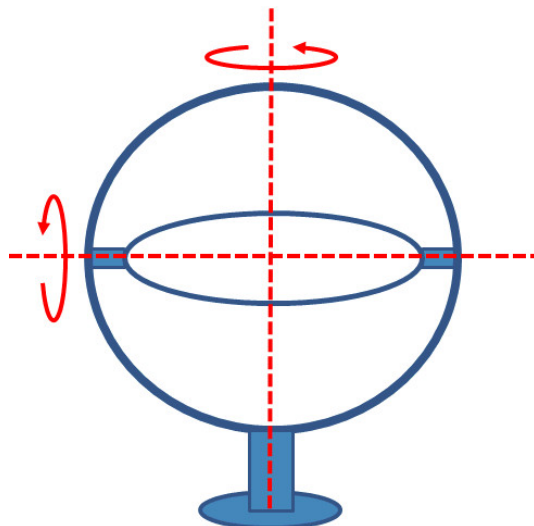


図 5.2: 2 軸ジンバル
中心を 2 方向に回転させることができる回転台

1. 気球とゴンドラをつるすロープ(つりひも)にモータ(より戻しモータ)を設置し、モータのトルクを利用し気球を基準にゴンドラを回転させる
2. 衛星と同様、ゴンドラ内部でホイール等を回転させ、その角運動量を制御してゴンドラを回転させる

という 2 つの方法がある。前者の場合、装置は簡単であるが、長いつり下げロープをねじって回転するため、応答速度は遅くなってしまふ。後者の場合のアクチュエータとしては、リアクションホイールが使われることが多い。

これらの制御を行うためには、制御対象システムの情報を得るためのセンサ、システムに対して力を加えるアクチュエータ、そして、どのように制御を行うかを決める制御則の 3 つが必要となる。

5.1.1 制御則

制御の方法として、フィードバック制御を用いる。フィードバック制御とは、センサを用いてシステムの現在の状態を知り、次に制御プログラムで目標との差分から、その差分を小さくする方向へとアクチュエータへの出力を決定し、システムを動かすものである(図 5.3)。

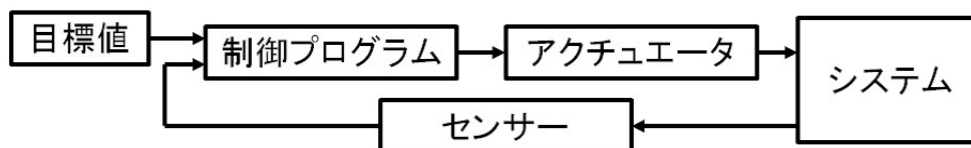


図 5.3: フィードバック制御

制御則として実用的に広く使われている方式に、PID 制御がある。

PID 制御

システムの厳密な力学モデルを作製することができれば、それに適した制御則を作製することでシステムの正確な制御が可能となる。しかしながら、気球実験のような場合、つりひもの応答

が遅く、さらには外乱があり、制御対象の正確な動作性を把握することが難しいことがある。また、システムの定量性の不定性から、動作性にも変化が存在してしまう。このような状況では、最適な制御則よりも、実用的な範囲で、かつパラメータ調整が容易な制御が望まれることがある。

システム制御の分野では、このような場合、PID 制御が用いられることが多い。PID 制御とは、フィードバック制御の 1 種で、目標値とフィードバック値の、偏差に比例 (Proportional) した量、偏差を積分 (Integral) した量、偏差を微分 (Derivative) した量の 3 要素を組み合わせるアクチュエータへの出力値を決定する方法である (図 5.4)。また、出力値を $u(t)$ 、比例、積分、微分のゲインをそれぞれ K_P 、 K_I 、 K_D 、システムの制御量と目標値との偏差を $\Delta y(t)$ とすると、

$$u(t) = K_P \Delta y(t) + K_I \int \Delta y(t) + K_D \frac{\Delta y(t)}{dt} \quad (5.1)$$

と表せられる。

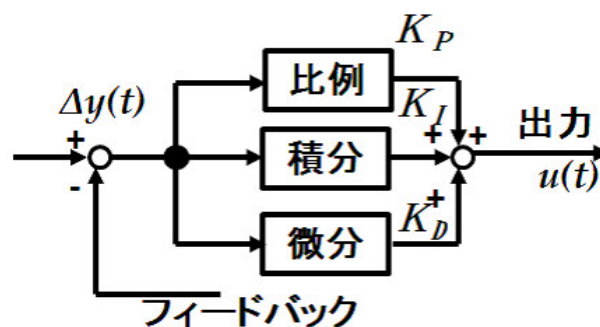


図 5.4: PID 制御概要

P 動作は、現在の状態に基づいて出力を決定する。I 動作は、過去から現代までのシステムの状態を考慮した出力となる。さらに、D 動作は、現在の状態から、未来の状態を予測した出力となっている。これら 3 動作を組み合わせることで、システムの過去、現在、未来の情報を基に出力を決定することができ、システムの不定性に対しても柔軟に対処することができる。

5.1.2 センサ

GPS

GPS (Global Positioning System) は、衛星を用いた、高精度衛星測位システムである。GPS による測位は機器と GPS 衛星の距離を測定することによって行われる。GPS 衛星の時間は原子時計で正確に計られているが、衛星が高速で移動していることによる相対論的な時間の遅れなどで、時間の誤差が生じてしまう。そのため、アンテナの 3 次元空間での位置 (x_0, y_0, z_0) を測定するためには、3 次元に加え時間の補正のため、最低 4 個の衛星との距離を知る必要がある。

GPS コンパス

GPS コンパスとは、2 つの GPS アンテナを用いて、それらのアンテナの相対的な位置関係から方位角を検出する機器である。原理は図 5.5 のように、GPS の搬送波の位相差により 2 つのアンテナの相対位置 (ベクトル) を求めるため、アンテナの相対距離が GPS の位置決定精度より近くとも方位角の検出が可能である。また、相対ベクトルを検出できることから、方位角だけでなく、仰角 (pitch) または横方向の傾き (roll) の検出も可能である。計測精度は、アンテナ間距離に依存し、一般的に 50 ~ 100cm で、約 $1^\circ \sim 0.5^\circ$ の精度となる。また、3 個以上のアンテナを基準としたものもある。3 個以上のものは 2 本以上の独立したベクトルが測定できるため、3 軸の傾き roll、pitch、yaw (方位) のすべてを計測することができる。GPS はデータ更新周期が 1Hz 程度の

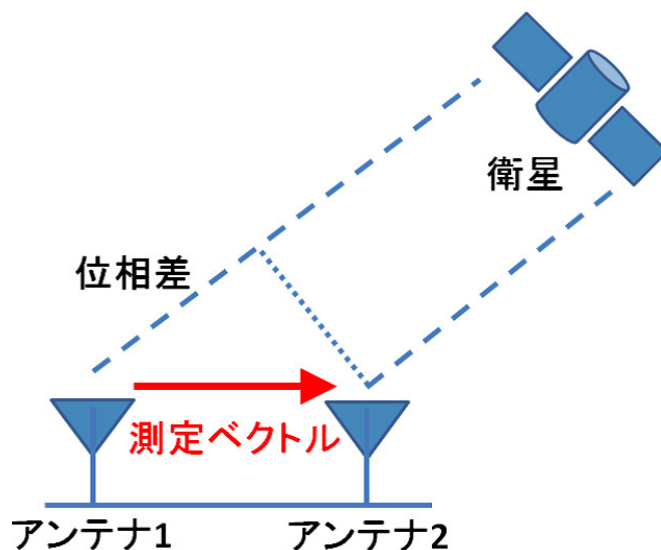


図 5.5: GPS コンパスの検出原理

ものが多く、GPS 単独では高速回転時や振動等により追従遅れが発生することがある。そのため、数十 Hz 以上の更新周期を実現するために、振動ジャイロ等の慣性センサーを内蔵している。

磁場センサ

一般的なコンパスと同じく、地球磁場に反応し方位角を検出する機器。磁場の強さに比例した出力をする磁気センサを2つ用意し、これらを垂直に配置する。この2つの磁気センサの出力の比をとることで方位を知ることができる。使用する磁気センサによりその精度は決定され、使用する環境の磁場の大きさに合わせる必要もある。地球磁場は日本では0.1 Gauss(10000nT) オーダーであり、経度・緯度によって磁場の向きは変化している。そのため、方位を得るために、磁場センサの情報とともに、GPS などによって測位を行う必要もある。特に極域においては、磁北から真北への補正は重要となる。

太陽センサ、恒星追跡器 (Star tracker)

太陽センサとは、その名の通り、太陽の方向を測定する機器である。ピクセルに並べた太陽電池とマスクを用いたものや、CMOS カメラを用いて画像から太陽位置を検出するものなどがある。

太陽を除く複数の恒星の方向を測る機器は恒星追跡機と呼ばれる。光電セルや半導体カメラを使って恒星の位置を測定する。よく使われる明るい恒星は57個存在し、最もよく使われるのはシリウスである。より複雑なミッションでは高精度な星のデータベースを使う場合もある。これらの機器は星を撮影するための露光時間がある程度必要となり、数 Hz 程度しかデータを取得できない。そのため、より高速に姿勢の変化を検出するためにジャイロスコープ等と併用されることが多い。

ジャイロスコープ

搭載機の3次元の回転を検出する機器。以前は、回転する円盤を持ち、いわゆる「こま」による「回転する物体はその回転状態を維持する」という効果を利用していた。現在では、レーザー光の回転系での光路差(サニャック効果)を利用したリングレーザージャイロスコープが広く使われている。ジャイロスコープは回転の変化を検出するだけであるため、時間経過とともに誤差が拡大していき、時折修正する手段が必要となる。

5.1.3 アクチュエータ

より戻しモータ

気球実験においては、つりひもに生じる「より」によりゴンドラにトルクが発生してしまうため、「より」を解消するためつりひもを回転させる必要がある。サーボ機構を搭載したモータを用いてトルクを発生させることで、ゴンドラの角運動量を気球側に移すことができる。この手法は、精度は度のオーダー程度になるが、最もシンプルな方法である。

リアクションホイール

フライホイールと呼ばれる円盤をモータで回転させ、フライホイールとゴンドラとの角運動量の調節を行いゴンドラの方角を制御する。多軸構成にすることで、他方向の回転制御も可能である。一般的に、リアクションホイールを用いた制御では、より戻しモータ単体の制御より精度がよいとされる。しかし、リアクションホイールの回転速度には限度があるため、場合によってはホイールの角運動量が飽和してしまう可能性がある。このため、気球実験では、より戻しモータと併用して使用されることが多い。図 5.6 は FITE 計画で使用されているリアクションホイールである。



図 5.6: リアクションホイール

コントロール・モーメント・ジャイロスコープ (CMG)

ジンバル (図 5.2) とリアクションホイールを組み合わせた機器。ジンバル上でホイールを回転させることで慣性モーメントを制御する。ホイールの回転軸を傾けてジャイロ効果を用いることで 3 軸のモーメントを調節することができる。CMG を用いた姿勢制御は、リアクションホイールを用いた場合よりも精度良い天体追尾が可能となる。

5.2 気球実験における姿勢制御

気球実験での姿勢制御には、先にも述べたように、1 軸制御、2 軸制御、そして 3 軸制御がある。ここでは、それぞれの制御の使用例を述べる。

5.2.1 1 軸制御

制御システムを、簡潔にするため、方位角のみを制御することがある。また、1 軸制御の場合、数度程度の精度でかまわない実験で使われることが多く、反物質探索実験 GAPS などで使用されている。GAPS では、冷却システムが存在するため、ラジエータを太陽方向とは逆に向ける必要がある、このため、より戻しモータを用いて、方位角のみの制御を行っている。

5.2.2 2軸制御

気球での天体観測実験において最も多く使用される制御の方式が、方位角と仰角を制御する2軸制御である。一般的な望遠鏡では視野が限られているため、目標天体を捕捉する必要がある。このため、X線偏光検出器 PHENEX や、PoGOLite、惑星望遠鏡、硬X線望遠鏡 SUMIT など、多数の天体観測実験でより戻しモータやリアクションホイールを用いた2軸制御が行われている。

5.2.3 3軸制御

気球では、ゴンドラは気球を中心としてつりひもによる振り子運動も発生している。この運動は、気球の軟体性のため把握するのが難しい。一方、運動自体はわずかなもとの考えられており、3軸制御はほとんど行われていない。しかしながら、赤外線干渉望遠鏡 FITE では、干渉縞の鮮明度の測定のために、秒角精度の制御が必要となる。この場合、振り子運動も問題となるため、FITE では、3つのリアクションホイールとより戻しモータを用いた3軸制御が行われている。

5.3 SMILE-IIにおける姿勢制御

3.6.3 で述べたように、SMILE 実験の次のステップとして、かに星雲を観測対象の第一候補として、長時間の観測が可能なスウェーデン・キルナでの気球実験を考えている。かに星雲の位置は時刻とともに変化するため、検出効率を向上させるためには、検出器のかに星雲への追従機構が必要になる。追尾させることにより、2倍程度の目標天体からのガンマ線検出が可能となると考えられる。また、長時間測定のための二次電池として、太陽電池を搭載予定であり、太陽方向と天体方向は方位角においてはほぼ同じ動きをするため、天体追尾は太陽電池に対しても有用性がある。

SMILE-II での姿勢制御の条件は、

- 仰角は 60 ~ 80 ° で固定
- 方位角をかに星雲に追従
- 方位角の制御精度は数度程度

を考えている。また、方位角の測定精度についても 3.6.3 で述べたように、0.1 度程度としている。

ここでは、SMILE-II に向けた姿勢制御の、システムの構成、力学モデル、制御方法の説明を行う。

5.3.1 システム構成

SMILE-II では、センサとしては、スウェーデン・キルナのような極域でも使用可能な GPS コンパスを選択した。また、目標精度が数度程度なので、アクチュエータとしては、比較的単純なシステムになるよう、より戻しモータのみを使用することとする。図 5.7 にシステム構成の概要を示す。GPS コンパス、モータ、モータドライバ、PC については、6.1 に詳細を述べている。

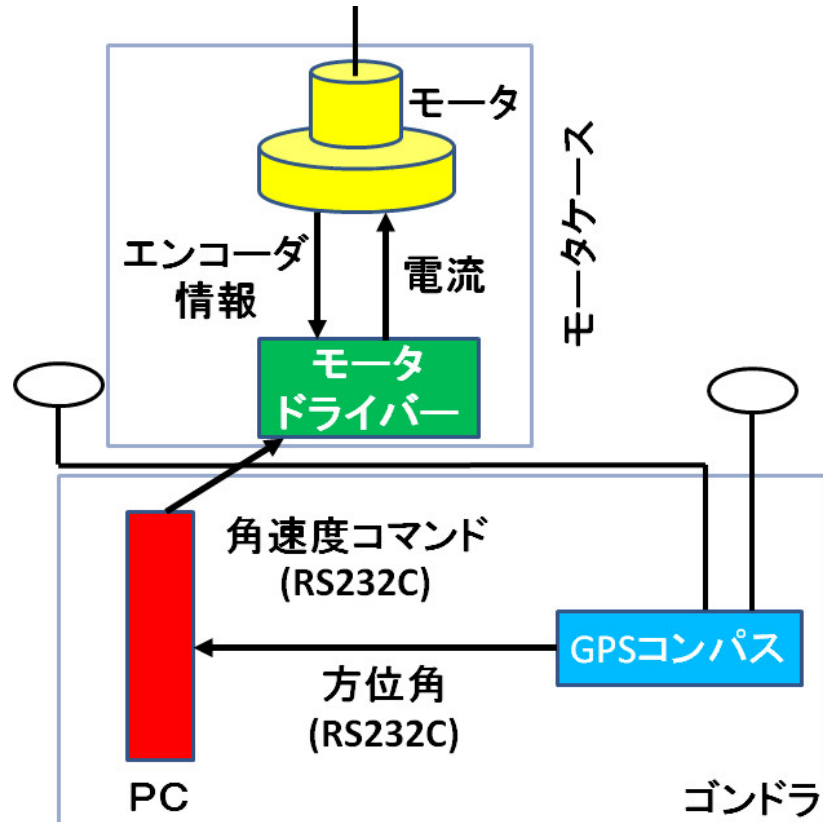


図 5.7: SMILE-II 姿勢制御システム構成

SMILE-II のゴンドラは重量 500kg を予定しており、その荷重をモータに直接かけるわけにはいかない。そのため、荷重をモータを通さずに気球へとつなぐ機構が必要となる。また、モータのトルクをスムーズにゴンドラに伝えるためには、モータを収容するケースが必要となる。図 5.8 が SMILE-II に向けて製作されたモータケースである。

モータケース

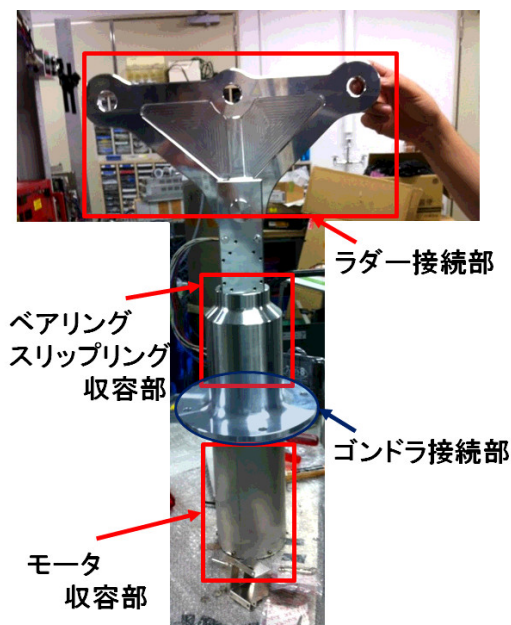


図 5.8: モータケース

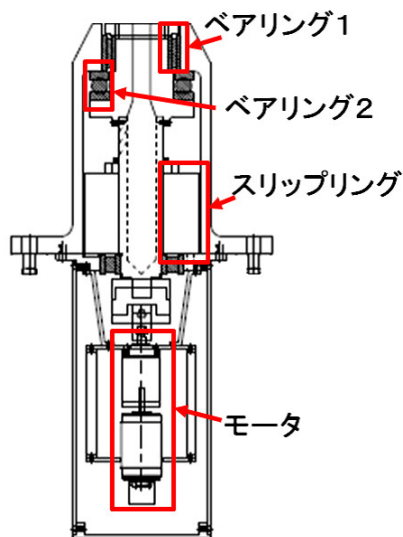


図 5.9: 断面図

図 5.9 はモータケースの断面図となる。気球へとつながる「芯棒」とゴンドラに固定される「がわ」で構成されている。ベアリング1は、芯棒の回転の摩擦を少なくするために内側と外側で回転するベアリングである。ゴンドラの荷重を支える場所は、ベアリング2になり、上下で回転するスラストベアリングを用いている。

また、ゴンドラをつるすロープの切断機構へとアクセスするため、ゴンドラ側から気球側へと信号線を通す必要がある。ケーブルをそのまま通したのでは、回転に伴い絡まり切断されてしまう。また、絡まった結果、余計なトルクがかかる可能性もある。そのため、ゴンドラが回転しても絡まることのないよう、スリップリングを挿入している (図 5.10)。



図 5.10: スリップリング

5.3.2 力学モデル

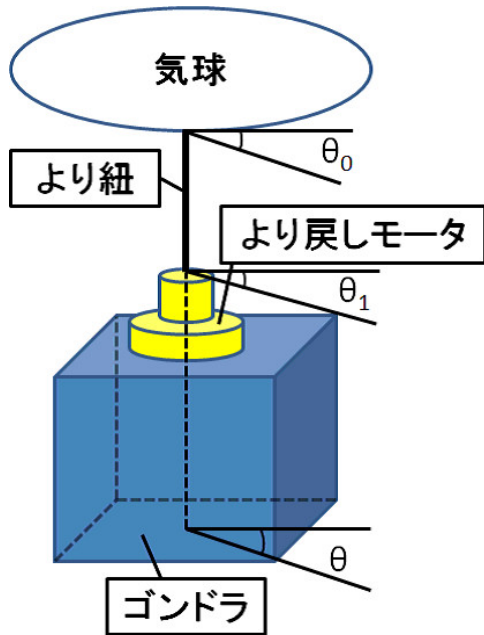


表 5.1: 各種パラメータの定義

J_1	ゴンドラの慣性モーメント
J_2	より戻しモータの慣性モーメント
θ	ゴンドラの方角
θ_1	より戻しモータの方角
θ_0	気球の方角
T	モータで発生するトルク
k	より紐のねじれ定数

図 5.11: ゴンドラモデル

図 5.11、表 5.1 のように各種ゴンドラのパラメータを定めると、SMILE-II の力学モデルによるブロック線図は、図 5.12 となる。このブロック線図について、以下で詳しく説明する。

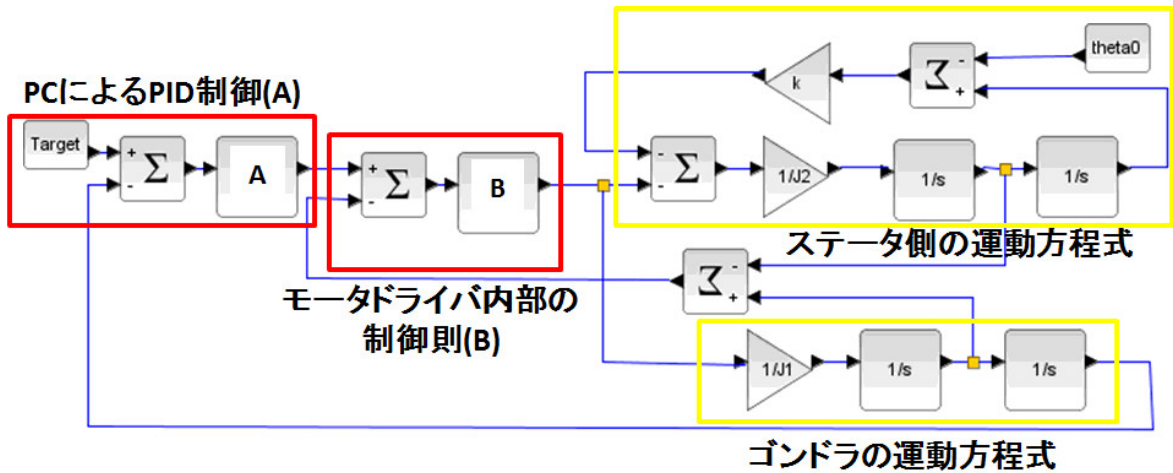


図 5.12: SMILE-II ブロック線図

このブロック線図は、大きく分けて、右半分、黄色の枠線 2 つの気球のシステム部分と、左半分、赤の枠線 2 つの制御プログラムの部分に分けられる。

システムの運動方程式

右半分、黄色の枠線部が気球全体のシステムを示している。2つの枠線はそれぞれ、モータを挟んで、ステータ側とロータ側であるゴンドラ側に分けることができる。

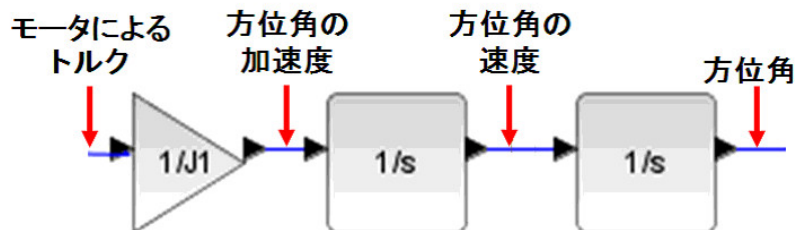


図 5.13: ゴンドラの運動方程式
1/s はラプラス変換で積分を示す

ゴンドラにかかる運動方程式は、トルク T のみを考慮し、

$$J_1 \ddot{\theta} = T \tag{5.2}$$

となる。このことは、図 5.12 のモータのトルクが、ゴンドラの方位角に変換される図 5.13 に該当する。

同様に、より戻しモータの上部 (ステータ側) にかかる運動方程式は、図 5.14 の部分になり、ゴンドラにかかるトルク T の反作用と、よりひもによるより戻しが働き、

$$J_2 \ddot{\theta}_1 = -k(\theta_1 - \theta_0) - T \tag{5.3}$$

となる。

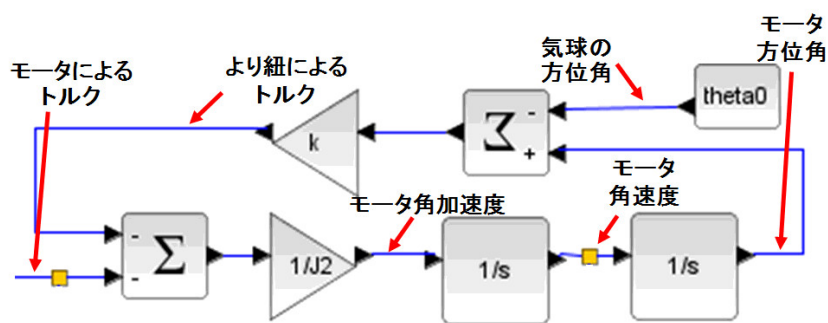


図 5.14: ステータ側の運動方程式

ところで、一般的に気球実験で使われるバルーンは、ゴンドラに比べ体積が非常に大きく、その慣性モーメント J_0 も非常に大きくなる。このため、 θ_0 に関する次の式は、

$$J_0 \ddot{\theta}_0 = k(\theta_1 - \theta_0) \quad \ddot{\theta}_0 = \frac{k}{J_0}(\theta_1 - \theta_0) \rightarrow 0 \tag{5.4}$$

となり、通常、バルーンの運動は考えず、 θ_0 は定数として扱う。

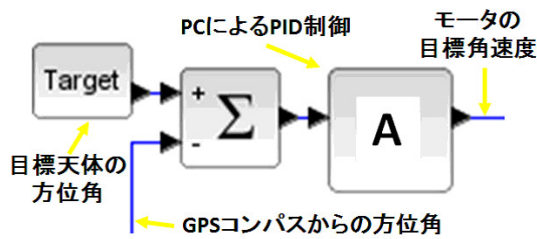
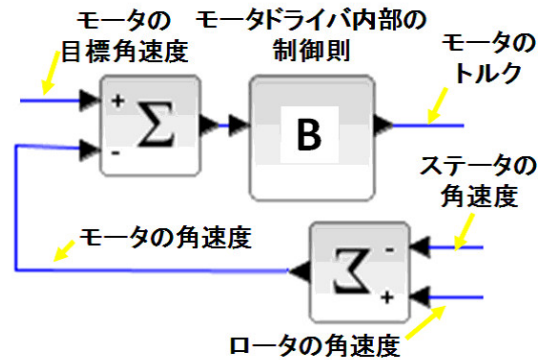


図 5.15: PC による方位角制御

図 5.16: モータドライバによるトルク制御
モータの速度は、ロータの速度とステータの速度の差分である

制御方法

SMILE-IIのブロック線図 5.12 の左半分、赤の枠線は制御内容を示している。2つの赤枠はそれぞれ、PCによる制御部分と、モータドライバによる制御部分に分けられる。

PCでは、図 5.15 に示すように、

1. 目標天体の軌道データから目標の方位角を算出
2. GPS コンパスから現在のゴンドラの方位角を取得
3. 2つの方位角から差分を計算
4. 差分から PID 制御則に従い、モータの角速度を決定

という手順を取っている。ここでの PID 制御の各パラメータをシステムに適したものにすることで、方位角制御の精度と目標方向への転回速度が決定される。

一方、その後、モータドライバでは、図 5.16 のように、

1. PC から目標角速度を取得
2. エンコーダから現在のモータの速度を取得
3. 2つの速度から差分を計算
4. 差分からドライバ内部の制御則に従い、モータのトルクを決定

という手順になる。後述するように、モータドライバ内部の制御則はドライバ自身が自動で設定しており、また複雑であり、把握することは難しい。

Chapter 6

ミニゴンドラ試験

SMILE-II に向けての PID 制御によるシステムを設計・製作した。

その制御システムの確認をするため、プロトタイプの小型のゴンドラを試作し、各種ゴンドラ固有のパラメータの測定を行った。また、最適な制御パラメータを求めるため、測定したパラメータを用いてシミュレーションを行った。

6.1 試験モデル

SMILE-II では、ゴンドラのサイズは 2~3m 角、重量も約 500kg となり、姿勢制御システムの試験も専用機材が必要となる。今回、制御システムの検証を行うため、試験のしやすい小型のゴンドラを試作した。図 6.1 が作製したゴンドラである。約 $40 \times 40 \times 40 \text{cm}^3$ の大きさで、各機材搭載後の総重量は約 20kg となった。

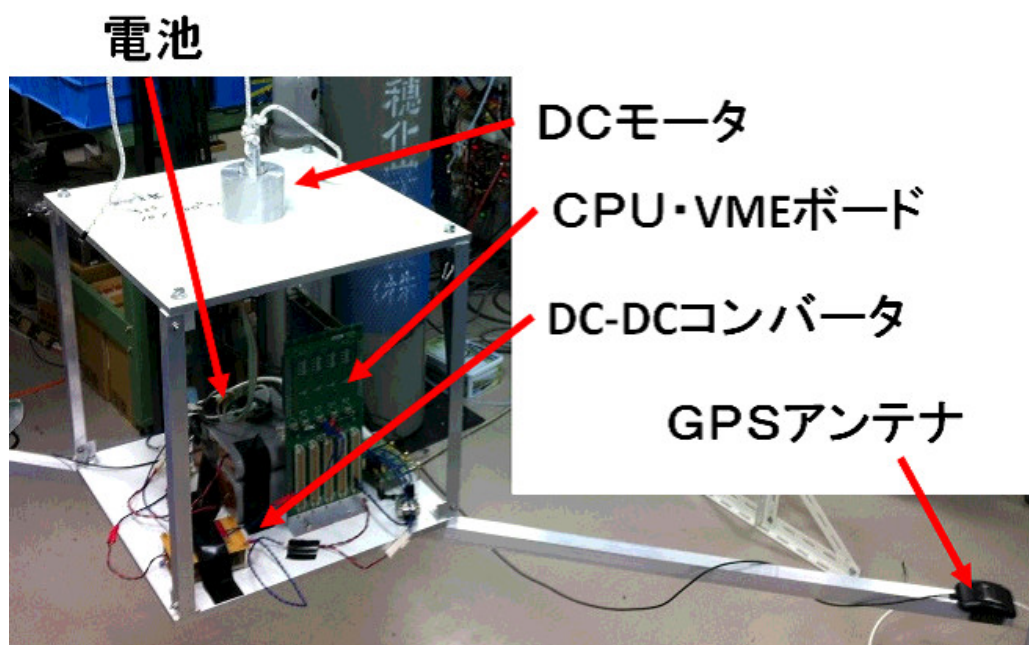


図 6.1: 作製したゴンドラ

使用したモータ、モータコントローラ、PC(制御用計算機)、GPS コンパス、電池、DC-DC コンバータについて以下に述べる。

6.1.1 モータ部

DC モータは、Portescap 社製の 35NT2R32-228E を採用した。表 6.1 はその性能である。電圧は専用のモータドライバ (後述：6.1.2) を用いて行う。また、回転数をモニタするエンコーダとして、同じく Portescap 社製の E9-500 を用いた。さらに最大トルクを大きくするため、ギヤヘッドとして、Portescap 社製の R32-1090 を用いた。それぞれ、表 6.2、表 6.3 に性能を示す。実際に使用した 3 つのパーツを組み立てたモータ部は図 6.2 のようになる。

また、気球実験で使う場合には、使用されているグリスを低温真空対応のものにする必要がある。そのため、納期に半年もの時間がかかり、途中までの試験ではサンプル品 (図 6.3) を使用することとした。サンプル品の構成は、35NT2R32-419SP、E9-500、R32-24 となっており、ギヤヘッドのレートが本番用と比べ、1090 : 24 と大きく異なっている。この点に関しては、モータの最大トルクについても合わせて、6.2.2 で述べる。



図 6.2: モータ部



図 6.3: 本番用モータ (下) とサンプル品 (上)

6.1.2 モータドライバ

Elmo 社製の Tweeter (TWE-3/60) を使用した (図 6.4)。表 6.5 はその性能である。このサーボドライバにはトルク (電流) 制御モード、速度制御モード、さらに位置 (角度) 制御モードが内蔵されており、モータとエンコーダを接続し付属の専用ソフトウェア (Composer) を用いて、自動チューニングを行うことができる。自動チューニングを行うことで、モータドライバに内蔵されている PID 制御のパラメータを自動で設定することができ、目標のトルク (電流)、速度、または

表 6.1: DC モータの性能

型番	35NT2R32 -228E	-416SP (Portescap)	
測定電圧	15.0	24.0	V
無負荷回転数	4320	4470	rpm
起動トルク	148	149	mNm
平均無負荷電流	90.0	50.0	mA
連続電流最大値	1.87	1.18	A
連続トルク最大値	57.9	58.3	mNm
角速度最大値	56	55	$\times 10^3$ rad/s ²
逆起電圧定数	3.40	5.40	V/1000
トルク定数	32.5	51.6	mNm/A
端子間抵抗	3.30	8.30	ohm

表 6.2: エンコーダの性能

型番	E9 -500 (Portescap)	
標準パルス数	500	
最大周波数	200	kHz
動作温度範囲	-40 ~ +85	
コードホイール慣性モーメント	0.12	10^{-7} kgm ²
印加電圧	5±10%	V

表 6.3: ギヤヘッドの性能

型番	R32 -1090	-24 (Portescap)	
減速比	1090	24	
効率	0.55	0.75	
推奨最大入力回転数	6000	6000	rpm
動作温度範囲	-30 ~ +85	-30 ~ +85	

位置 (角度) をコマンド送信することで、モータをパルス制御により駆動することができる。図 6.6 はその例であり、モータを無固定状態でチューニングを行い速度制御を行った場合である。

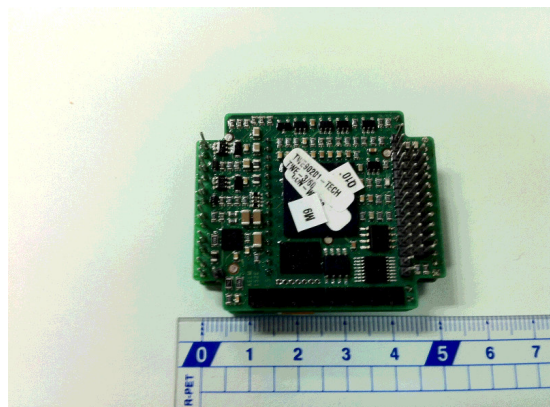


図 6.4: モータドライバ

図 6.5: モータドライバの性能

型番	TWE-3/60 (Elmo)	
最小入力電圧	7.5	VDC
定格入力電圧	50	VDC
最大入力電圧	59	VDC
最大出力電力	160	W
制御電源容量 (外部)	11-95	VDC
許容電流 (直流、矩形波)	3.3	A
許容電流 (サイン波)	2.3	A

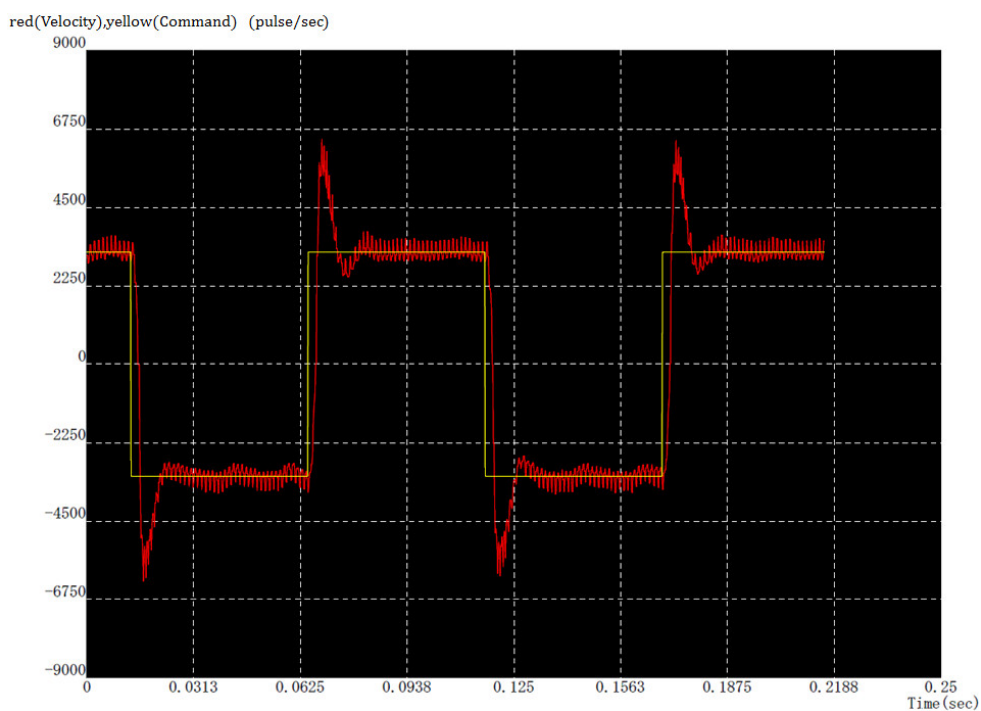


図 6.6: 速度制御 (無負荷状態)
1pulse は $360^\circ / 2,180,000$ に相当する

6.1.3 PC (制御用計算機)

制御プログラムを実行するため PC を搭載した。PC とモータドライバ、または GPS コンパスと接続し通信、制御を行う方式としては、



図 6.7: PC

1. 接続用の各信号線をゴンドラ外部に引き、外部の PC で制御を行う方式
2. PC をゴンドラに搭載し、ゴンドラ内部で独立して制御を行う方式

が考えられる。前者の場合、信号線を外へ引く必要があり、ゴンドラは回転するため配線方法を考慮する必要がある。今回、その影響や気球実験ではゴンドラ内部で閉じた系であることを考え、より本番に近い後者を採用した。PC として、ゴンドラ内に搭載可能な VME7807RC を使用した(図 6.7)。また VME を使用するために、ゴンドラには VME バックプレーンを搭載した。OS は Linux をインストールし、C プログラムを用いて GPS コンパス、モータドライバとシリアル通信を行った。シリアルポートは、PC のフロントパネルとバックプレーンから用意した。また操作性を考え、市販の USB 電源供給可能な無線 LAN を搭載し、外部のノートパソコンからプログラムの開始と停止を操作できるようにし、外部との有線による接続を一切なくした。

6.1.4 GPS コンパス

GPS コンパスとして、Hemispheres 社製の Crescent Vector II OEM Board を使用した(図 6.8)。表 6.4 はその性能である。また、この GPS コンパスは単軸ジャイロを搭載しており、GPS 信号遮断時には 3 分間精度 1° を保持することができる。

今回の試験では、単独測位、アンテナ間隔 1.5m で測定を行った。また、気球実験においては、この GPS コンパスの 1PPS パルスをシステムチェックのため用いる予定である。また、基板には、LED が配置されており、電源、master(測位用アンテナ)の受信可否、slave(方位検出用補佐アンテナ)の受信可否、heading(方位)の検出の可否の確認ができる。

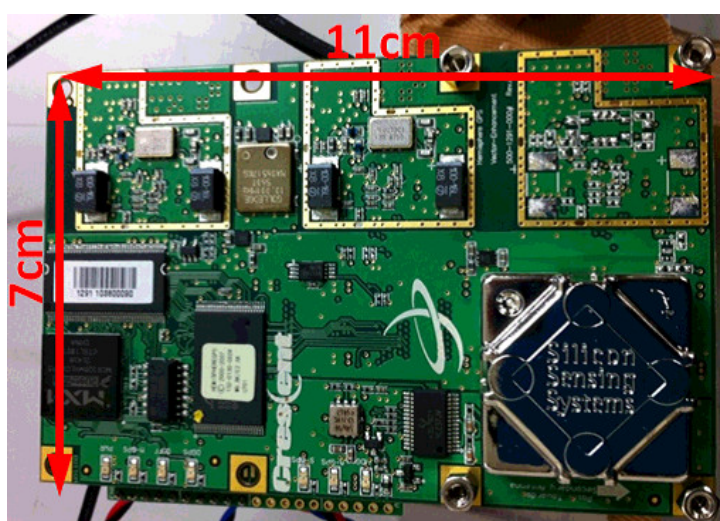


図 6.8: GPS コンパス [左: 基盤 右: アンテナ (×2)]

表 6.4: GPS コンパスの性能

型番	Crescent Vector II OEM Board (Hemispheres)		
チャンネル数		12	/アンテナ
データ更新レート		10	Hz
水平精度	RTK 測位	0.02	m(95%)
	DGPS 測位	0.6	m(95%)
	単独測位	2.5	m(95%)
方位精度	アンテナ間隔 0.5m	0.30	°rms 以下
	アンテナ間隔 1.0m	0.15	°rms 以下
	アンテナ間隔 2.0m	0.10	°rms 以下
回頭率		90	°/sec
1PPS 精度		50	ns
起動時間	Cold	60	sec
	Warm	20	sec
	Hot	1	sec
方位検出時間		10	sec
動作温度		-10 ~ 70	
保管温度		-40 ~ 85	
湿度		95	%(結露無)
入力電圧		3.3	VDC ± 3%
	アンテナ	5	VDC(Max)
消費電力		1	W(Max)

6.1.5 電池

独立して稼働するために、機器の電源は全て搭載した一次電池から供給した。使用電池は、SMILE-I の予備用に用意されていた Electrochem 社の CSC シリーズ 3B36(図 6.1.5) を使用した。表 6.10 が、その性能である。

これを用いて、直列 8 個、並列 2 個を接続し電圧の合計 ~ 26V と、直列 4 個、並列 2 個の ~ 13V の 2 種類の電圧を用意した。



図 6.9: Electrochem 社製 3B36

図 6.10: 電池の性能

型番	3B36 (Electrochem)	
開放電圧	3.9	V
定格平均負荷電圧	3.3	V
定格放電電流	1000	mA
定格容量	30	Ah
最大連続放電電流	4	A
動作温度範囲	-32 ~ 93	
重量	213	g

6.1.6 DC-DC コンバータ

6.1.5 の電池を使用して各機材への電源を供給する。必要な電圧は表 6.5 に示されている。

表 6.5: 必要な電圧

VME	5	V
モータ	モータドライバから供給	
エンコーダ	モータドライバから供給	
モータドライバ	7.5 ~ 59	V
GPS コンパス	3.3	V

モータドライバへの電圧は、26V の電池をそのまま使用することとしたが、3.3V、5V は安定化された電圧が必要となる。そのため、2 種類の DC-DC コンバータを用意した。それぞれ外観、性能は図 6.11、表 6.6 と図 6.12、表 6.7 のようになる。これらに、26V、13V の電池を接続し、電圧を確保した。

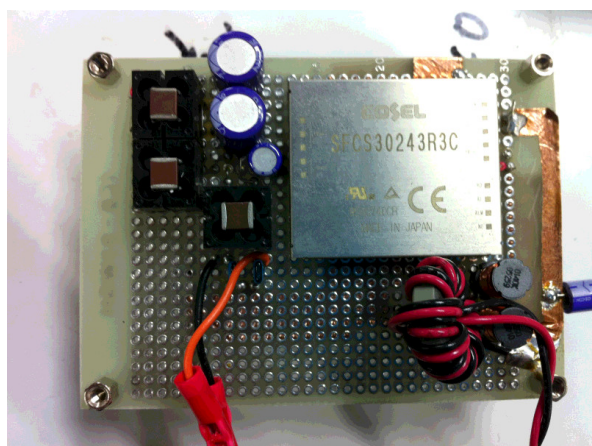


図 6.11: コンバータ 1

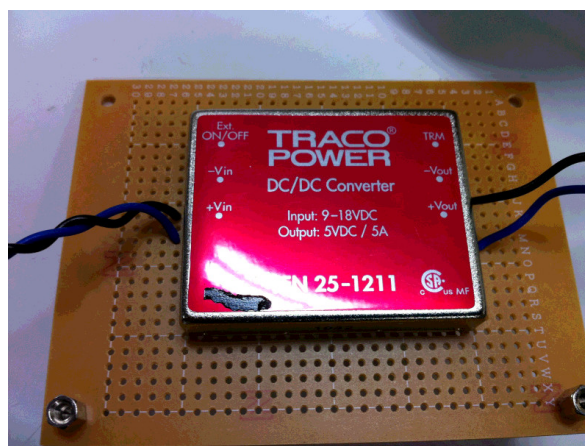


図 6.12: コンバータ 2

表 6.6: DC コンバータ 1 の性能

型番	SFCS30243R3 (COSEL)	
入力電圧	18 ~ 36	V
出力電圧	3.3	V
出力電流	9	A (Max)
効率	91	%

表 6.7: DC コンバータ 2 の性能

型番	TEN 25-1211 (TRACO POWER)	
入力電圧	9 ~ 18	V
出力電圧	5	V
出力電流	5	A (Max)
効率	84	%

6.2 予備実験

ミニゴンドラ制御試験の前に、GPS コンパスの予備実験を行い、要求性能を満たしているか確認した。また、制御パラメータの決定のため、モータの最大トルクの測定、つりひものねじればね定数の測定を行った。

6.2.1 GPS コンパス試験

GPS コンパス単体での動作試験を行い、方位角検出の精度を測定した。また、気球環境下において、使用可能か確認するため、シミュレータ試験と環境試験を行った。

GPS コンパスを固定した状態で、測定される方位角の精度を測定した。図 6.14、表 6.8 がその結果である。東西南北、各方向に GPS コンパスを向け、1800 データ (10Hz で 180 秒間) の測定を行った。平均からの誤差のばらつきは RMS で $\sim 0.15^\circ$ 程度であり、今回、GPS アンテナ間の距離は 1.5m で測定を行っているので仕様 (表 6.4) 通りであることが確認できた。また、このことから SMILE-II の方位角測定精度を満たしていることもわかる。

表 6.8: GPS コンパス試験結果

方向	平均 ($^\circ$)	誤差の RMS ($^\circ$)
北	354.53	0.170
東	99.37	0.094
南	177.44	0.134
西	268.90	0.145

このとき、GPS コンパスの受信レベルが低く、方位を検出できないという現象が発生した。通常、表 6.4 にあるように、電源を入れてから方位角の検出までは約 100 秒ほどかかるが、300 秒経過しても検出不可能であった。原因は、GPS 衛星からの電波が地面などで反射し、アンテナに入ってしまうことによる干渉で、図 6.13 のように GPS アンテナに 20cm 角ほどのアルミ板をグラウンドプレーンとして設置することで、仕様通り 100 秒以内に方位角検出が可能となった。

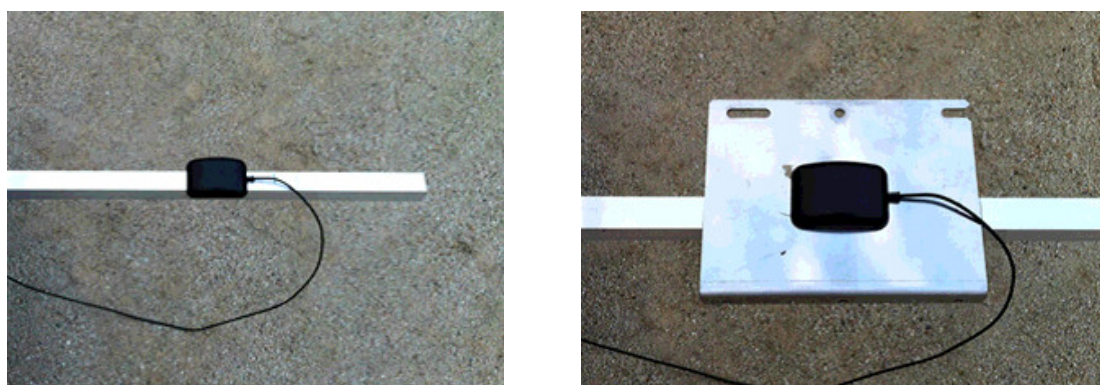
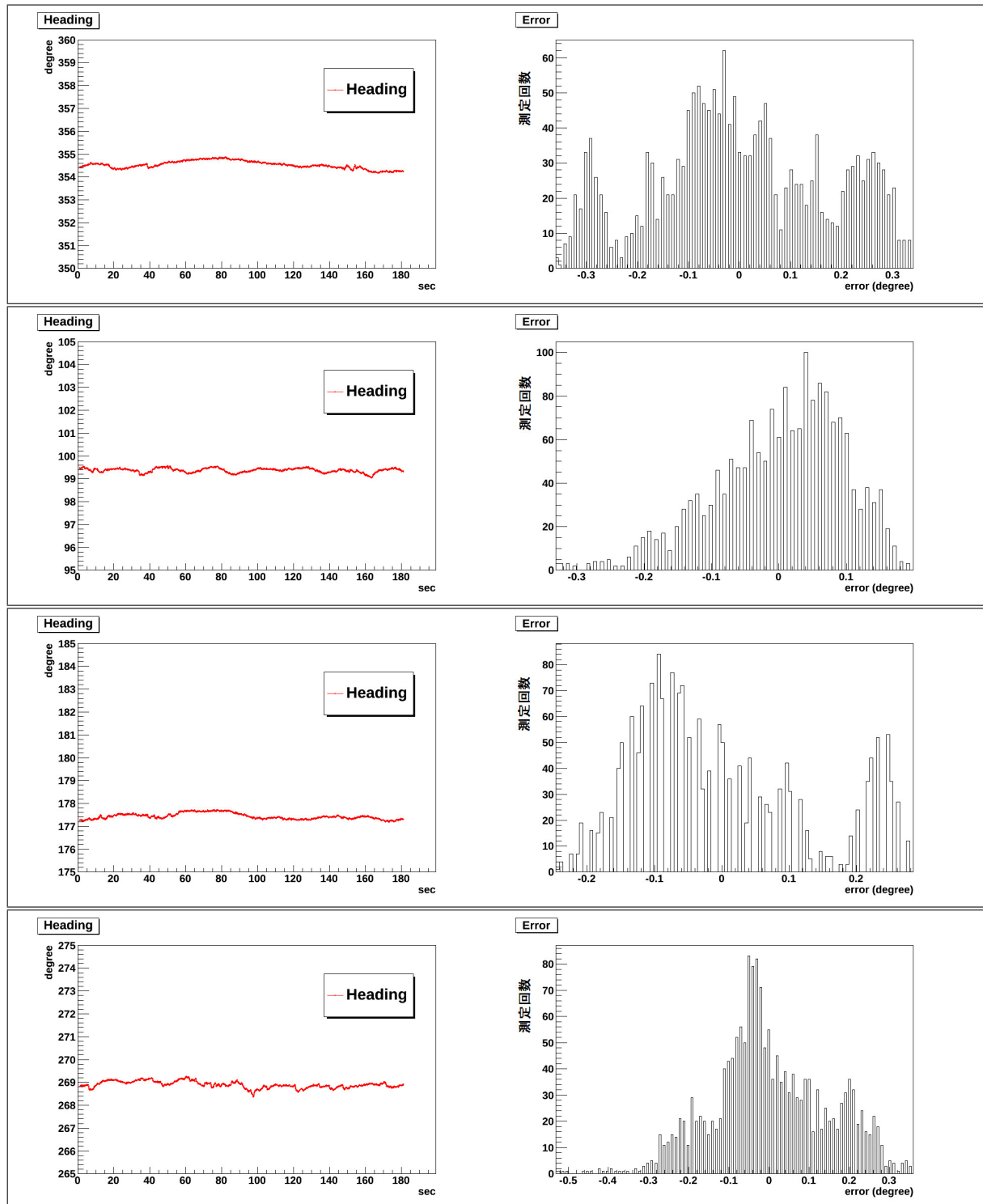


図 6.13: グラウンドプレーンの設置 左：設置前 右：設置後



左：測定方位

右：誤差のばらつき (平均からの差)

図 6.14: GPS コンパス試験
上から、北、東、南、西方向に向けた測定結果

シミュレータ試験

仕様(表 6.4)では GPS には使用高度に限界があり、気球実験での上空 ~ 40km では動作性が保証されていないため、動作確認が必要である。そこで、GPS シミュレータを用いた実験を行った。GPS シミュレータ(図 6.15)とは、GPS アンテナの受信状況をシミュレートし、GPS のコード信号を発生させる装置である。この装置を使えば、地球上での、ある経度、緯度、高度でのある時間の受信状況が再現でき、GPS 受信機と接続することで、受信機の性能評価を行うことができる。また、複数のアンテナの受信状況をシミュレートでき、GPS コンパスにも用いることができる。この装置は非常に高価であるため、今回、測位衛星技術社の協力の下、この GPS シミュレータを使用させていただき、上空での信号受信状況で GPS コンパスが正常に動作するかを確認した。

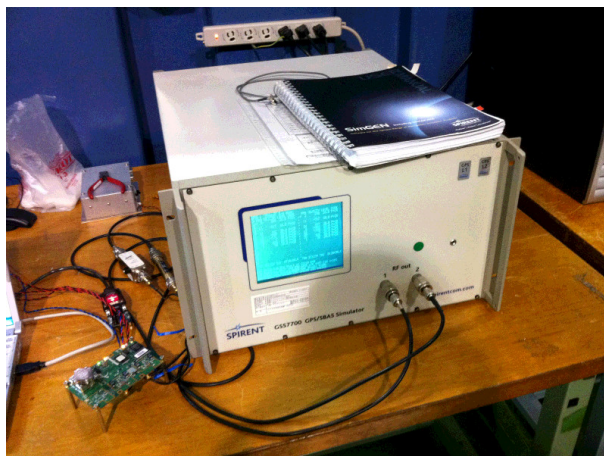


図 6.15: GPS シミュレータ

シミュレータのシナリオは図 6.16、図 6.17 のようになる。スタートの座標は宇宙航空研究開発機構(JAXA)、大樹航空宇宙実験場におけるフライトを想定し、北緯 42 度 25 分 50 秒、東経 144 度 35 分 75 秒の高度 100 m からとしている。経路は、東に進路をとっているが、一定時間ごとに上昇を行っている。また図には記されていないが、レベルフライト時には、15 °/sec の角速度で機体を回転させている。詳細は表 6.9 に示す。

表 6.9: レベルフライト シナリオ詳細

北緯	42 度 25 分 50 秒 (固定)	
東経	144 度 35 分 75 秒 からスタート	
高度	100m からスタート	
180 秒間	回転	5 °/sec (total 5 回転)
10 秒間	東経方向	加速 30m/sec ²
20 秒間	高度方向	加速 7.5m/sec ² (東経方向には減速)
15km 上昇		
10 秒間	高度方向	減速 -15m/sec ² (東経方向には加速)
60 秒間	回転	15 °/sec (total 5 回転)
	- を 60km 上昇するまで繰り返す	
20 秒間	高度方向	加速-7.5m/sec ² (東経方向には減速)
60km 下降		
10 秒間	高度方向	減速+15m/sec ² (東経方向には加速)

結果を図 6.18 に示す。シミュレータの出力値と GPS コンパスの測定値がほぼ一致し、各方向で最大で数 m 程度の誤差が生じている。また、加速時に誤差が大きくなっていることがわかる。

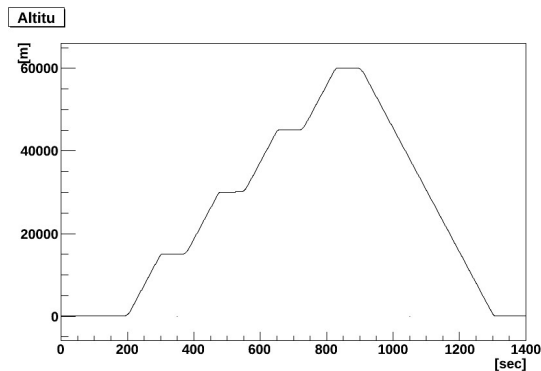


図 6.16: レベルシナリオ 高度方向

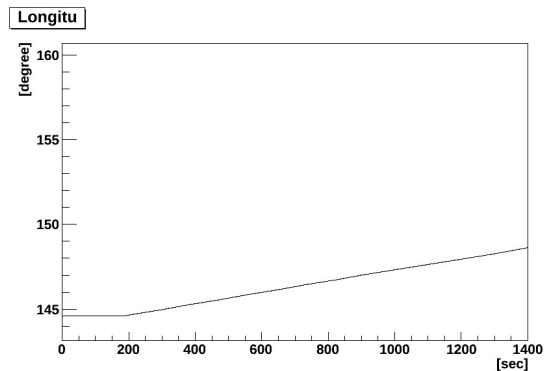
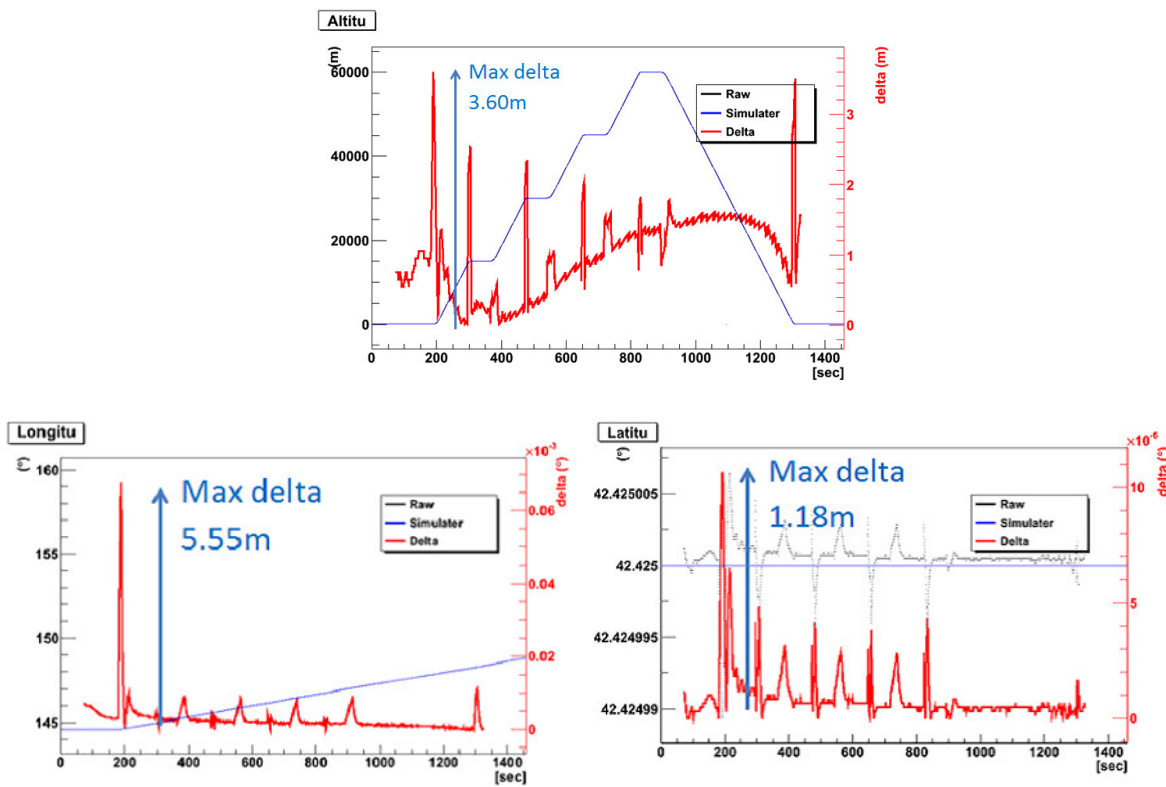


図 6.17: レベルシナリオ 経度方向

シミュレータで再現できるのは GPS シグナルのみであるため、実際はジャイロセンサの補正があり、多少誤差は小さくなると考えられる。

この結果から、高度 60km までの受信環境で GPS コンパスが正常に動作することが確認できた。



上：高度方向
 左下：経度方向 右下：緯度方向

図 6.18: GPS シミュレータ試験

環境試験

また、気球高度 (30-40km) では、外気温度 -40 、大気圧 6.0×10^{-3} atm となる。この状況下で、GPS コンパスが正常に動作するかを、試験するため、宇宙科学研究本部特殊実験棟にある真空恒温槽 (ダバイ社製 MZT-33S 図 6.19) を用いて、環境試験を行った。



図 6.19: 真空恒温槽

室内ではGPSを受信できないため、真空恒温槽外部のGPSシミュレータを、フランジを通して真空恒温槽内部のGPSコンパス基盤に接続した。

まず最初に真空を引き測定を行った。真空時には、空気が薄くなり、対流がなくなってしまうため、基板上的温度は上昇する。真空中でのGPSコンパスの起動性を検証するため、真空を引きながら、GPSコンパスの電源をリセットし、方位を検出できるかを確認するため、master(測位用アンテナ)の受信開始時間、slave(方位検出用補佐アンテナ)の受信開始時間、heading(方位)の検出の開始時間をそれぞれ測定した。表 6.10 がその結果である。

表 6.10: 環境試験 真空

気圧 (mmHg)	master (s)	slave(s)	heading (s)
400 → 100	30	35	55
100 → 12	30	35	60
12 → 4	32	35	57
4 → 2	32	35	57

また、2mmHgでのGPSコンパスによる高度と方位の測定結果を図 6.20 示す。シミュレータのシナリオは2回上昇と下降を行い、上昇・下降が切り替わる時に1回転させている。このことから、 6.0×10^{-3} atmの約半分ほどの圧力下でもGPSコンパスが正常に機能することが確認できた。

次に、低温試験を行った。真空下では対流による冷却ができないため、常圧で行う。真空恒温槽の温度を -40 まで冷却する途中、冷却後、 -60 まで冷却後、にコンパスの電源をリセットし、真空試験と同じく、各検出開始時間を測定した。

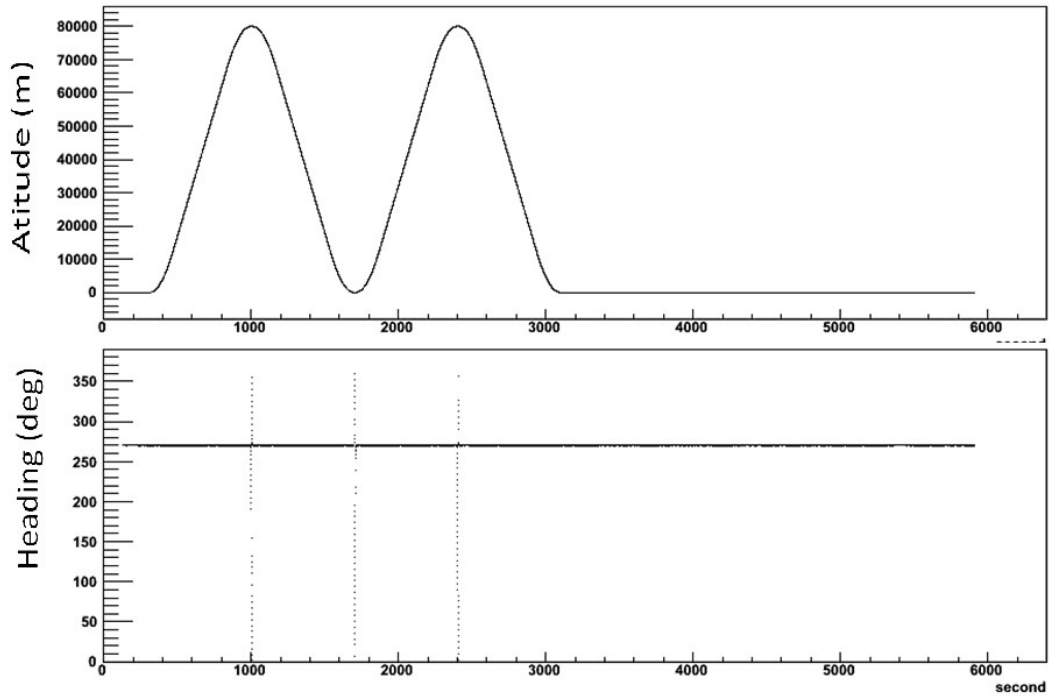


図 6.20: GPS コンパス真空試験 (@2mmHg)
Heading はコンパスの方位 回転時も正常に機能している

表 6.11: 環境試験 低温

温度 ()	master (s)	slave(s)	heading (s)
常温 → -40	31	36	60
-40	36	42	63
-60	xx	xx	xx

xx は 600s 経過後も反応しなかったときである

その後、再び-40 に戻し GPS コンパス測定を行った。そのときの結果を図 6.21 と表 6.11 に示す。シナリオは真空試験時と同じである。このことから、-40 でも GPS コンパスが正常に機能し、-40 を下回る場合には、保温やヒーターによる加熱などの工夫が必要となることが確認できた。

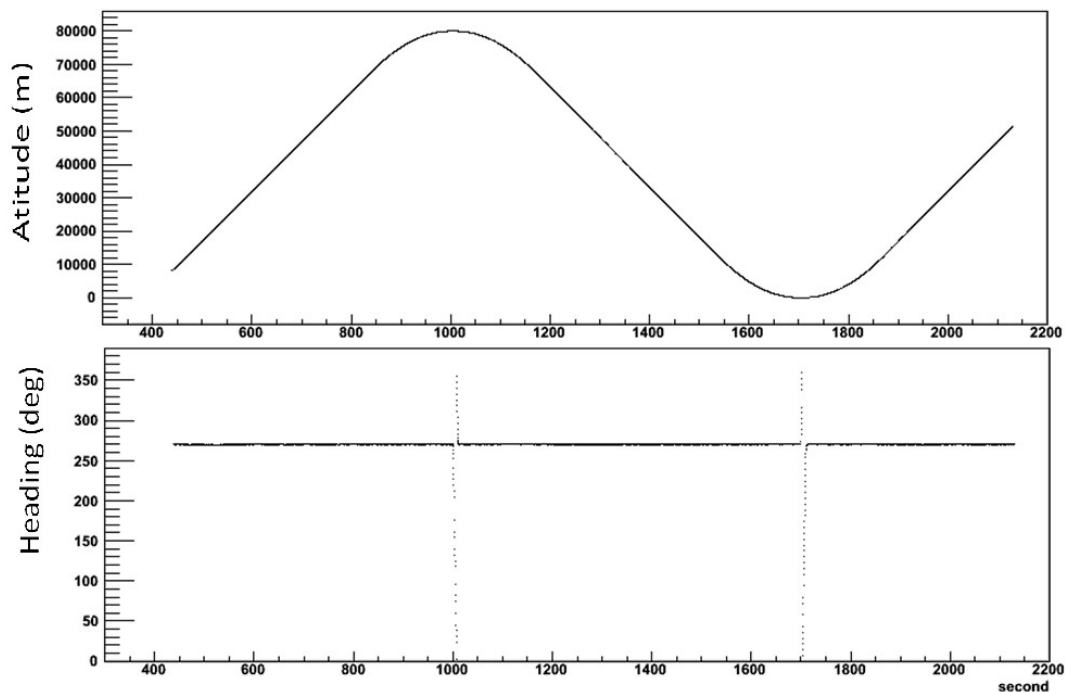


図 6.21: GPS コンパス低温試験 (@-40)
Heading はコンパスの方位 回転時も正常に機能している

6.2.2 モータトルク測定

DC モータのトルクは電流と比例する。一定のトルクを働かせるためには一定の電流を流す必要があるが、そのトルクによりモータが回転すると逆起電圧が発生し一定電圧を負荷するだけではトルク(電流)を制御することはできない。また、各システムによりモータにかかる慣性モーメントは異なるため、同じトルクを働かせたとしても同じ回転速度になるとは限らない。同様に、任意の角度分だけ回転させことも、トルク制御、速度制御ができなければならない。

6.1.2 で述べたように、今回使用したモータドライバにはトルク(電流)制御、速度制御、位置制御の3つの制御モードが組み込まれており、モータのパラメータを入力し、自動チューニングを行うことで、各々のシステムに適した制御プログラムを自動で作製してくれる。このプログラムは複雑で、かつ高性能である。

今回、この速度制御モードを使用した。トルク(電流)制御モードでは、モータの $\pm 1A$ 程度の不感帯が存在することと、モータのトルクがゴンドラの慣性モーメントに比べ大きく、トルク制御で電流値を上昇させていくと、回転が始まるとゴンドラがすぐに高回転してしまった。また、位置制御モードでは、より戻しモータではモータのステータ側、ロータ側ともに回転するので、方位との比較が必要となる。

速度制御モードにおいては、ゴンドラを回転させる際の、モータの最大トルクが、制御が行われているために、仕様よりも小さくなると考えられる。そのため速度制御での「見た目の最大トルク」を確認する必要がある。

最大トルクを測定するために、実際にゴンドラに組み込みモータに負荷をかけての速度制御を行い、エンコーダの出力からモータの角速度を測定した。つりひもは使わず、ゴンドラとモータだけでなく、モータと吊り天も金具で固定している。

また、ここで使用したモータは、サンプル品の 35NT2R32-419SP、E9-500、R32-24 である。
 図 6.22 に測定結果の速度を 30 deg/sec↔180 deg/sec と制御したときの結果である。また、図 6.23 では、180 deg/sec 区間の平均と RMS を求めた。

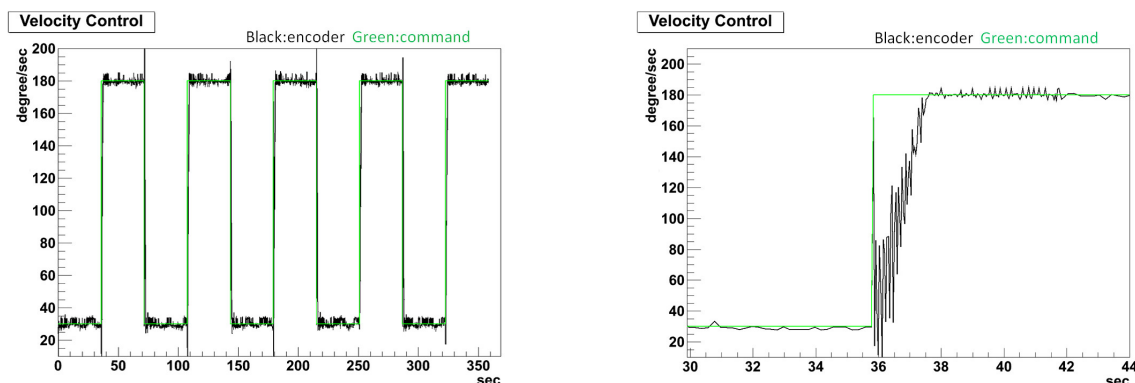


図 6.22: 角速度 測定 右 : 拡大

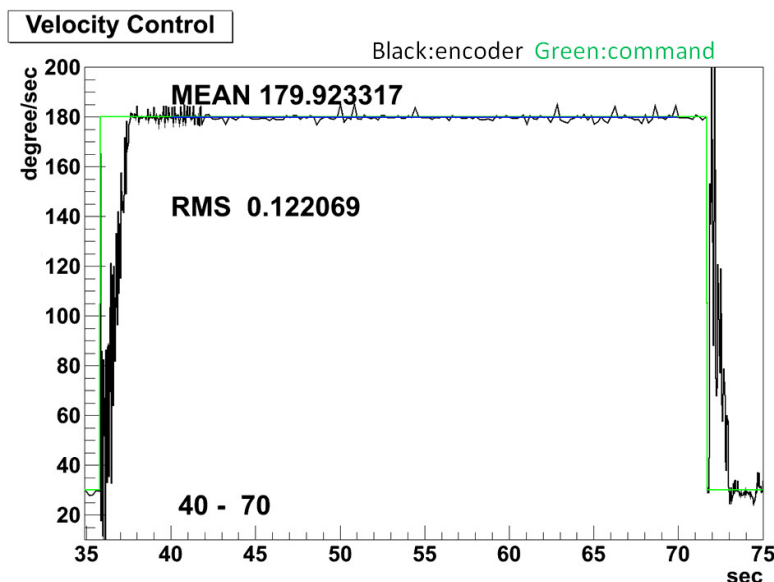


図 6.23: 速度制御の安定性

図 6.22 の右図の 30 deg/sec→180 deg/sec 切り替え時の傾きが、ゴンドラの最大角加速度 a_{Max} に相当する。この値と、ゴンドラの慣性モーメント J_g と、最大トルク T_{Max} との間には、

$$T_{Max} = J_g a_{Max} \tag{6.1}$$

の関係が成り立つ。

傾きを求める方法として、次の解析を行った。

1. スタートの時間から 2sec の間のデータの平均と RMS を計算する
2. スタートの時間を 0.04sec 進める
3. この計算を繰り返し、全領域での RMS を求める。

解析結果の例を図 6.24 に示す。この解析から、RMS がある閾値を超えている区間を立ち上がり時間と考え、閾値を RMS=1.6 と置くと、各立ち上がり時間・立ち下り時間は、図 6.25 のようになる。

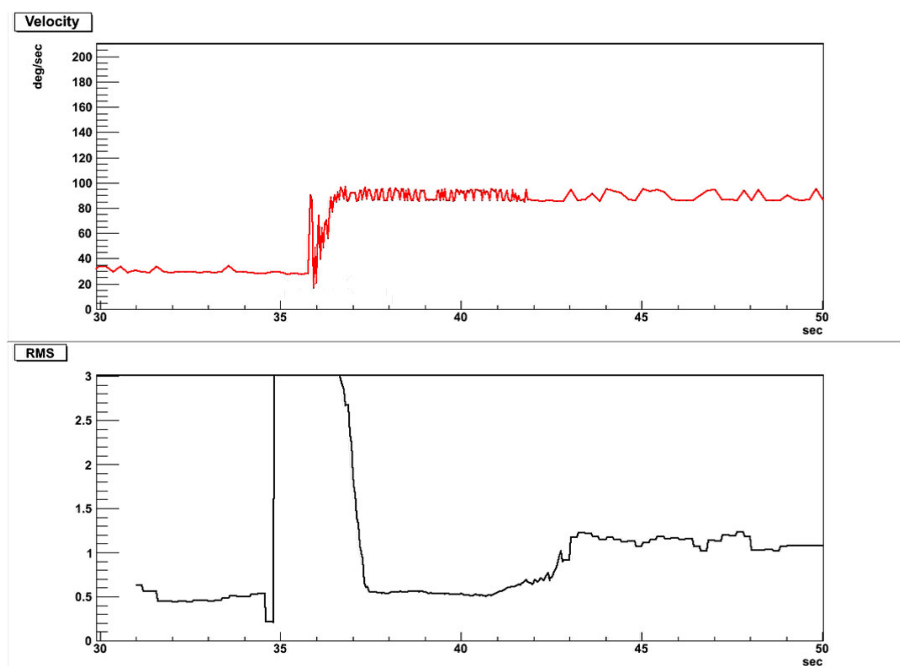


図 6.24: RMS 解析の例 (30→90)

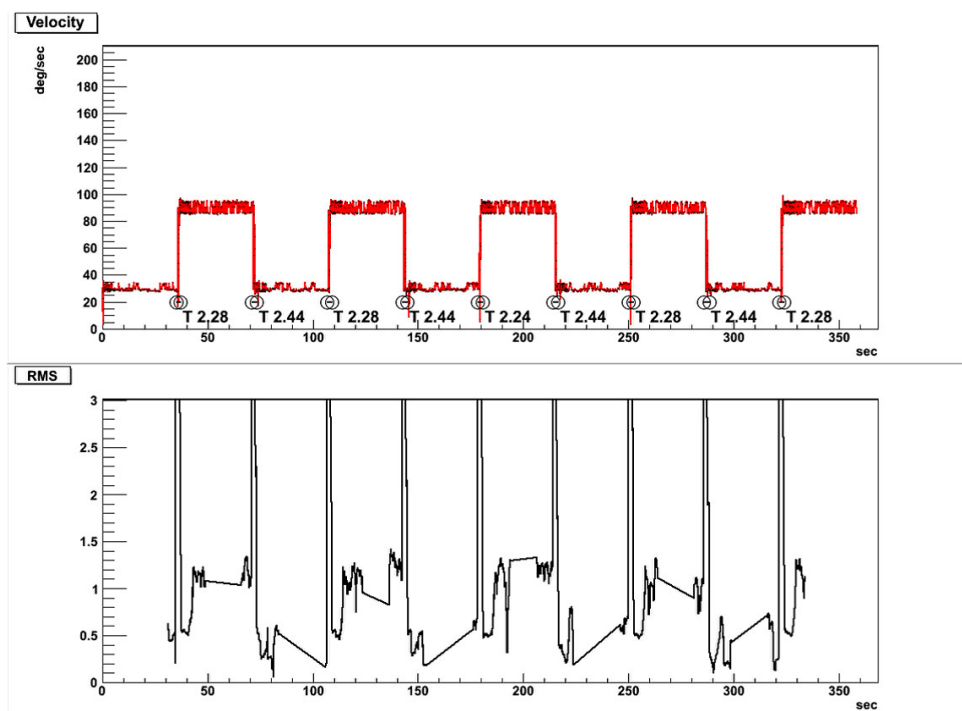


図 6.25: 立ち上がり、立ち下り時間の例 (30→90)

この解析を、速度差 (delta) を変化させ、60 deg/sec ↔ 90 deg/sec (delta = 30)、60 deg/sec ↔ 120 deg/sec (delta = 60)、30 deg/sec ↔ 180 deg/sec (delta = 150)、30 deg/sec ↔ 120 deg/sec (delta = 90)、30 deg/sec ↔ 150 deg/sec (delta = 120)、30 deg/sec ↔ 90 deg/sec (delta = 60)、の6種類の速度差で立ち上がりを各5回ずつ、立ち下りを各4回ずつ測定した。測定結果を図6.26に示す。

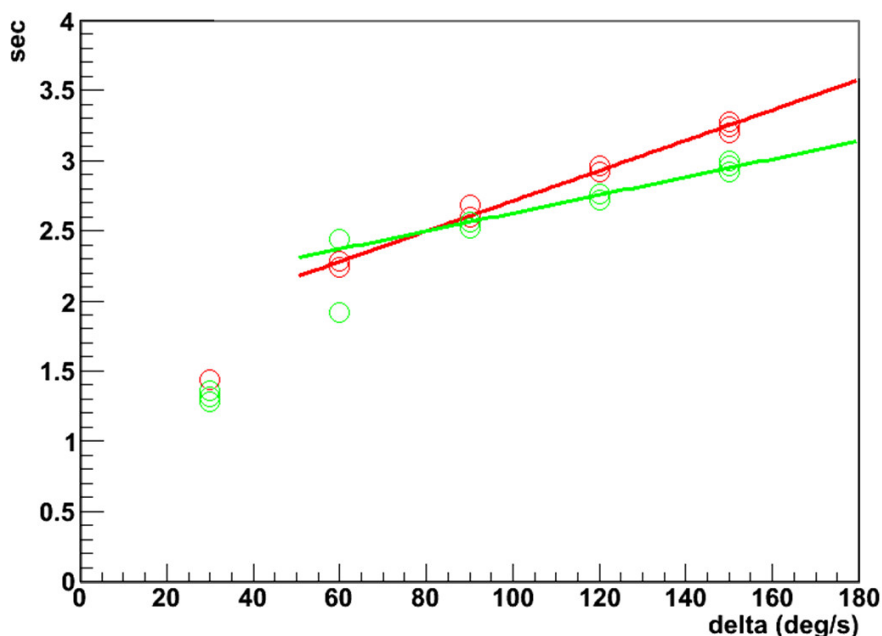


図 6.26: 速度差と所要時間 赤 : 立ち上がり 緑 : 立ち下がり

立ち上がりに関して一次関数でフィッティングを行い、速度差 Δ とそれに要する時間 T について、

$$T(\text{sec}) = 0.0108\Delta(\text{deg/sec}) + 1.632 \quad (6.2)$$

という関係を得た。この 1.632sec のオフセットは、所要時間の見積りの際に用いた RMS 解析時に起こるオフセットであると考えられる。また、 $\Delta = 30 \text{ deg}$ のデータは、速度差が小さく、RMS 解析では所要時間を正確に求められなかったため、フィッティングからは除いた。

この結果から、モータの見た目の最大トルクを求める。ゴンドラの慣性モーメント J_g は、ゴンドラを質量 $M = 20\text{kg}$ 、一様密度の一边 $l = 0.4\text{m}$ の立方体と考えると、

$$J_g = Ml^2/6 = 0.533\text{Nms}^2 \quad (6.3)$$

となり、最大トルク T_{Max} は、

$$T_{Max} = 0.533 \times \frac{1}{0.0108(\text{sec}^2/\text{deg})} \times \frac{3.14}{180} = 861(\text{mNm}) \quad (6.4)$$

となる。一方、モータとギヤヘッドの仕様 (図 6.1、図 6.3) から、最大トルク T'_{Max} は、

$$T'_{Max} = 58.3(\text{mNm})(\text{motor}) \times 24(\text{rate}) \times 0.75(\text{efficiency}) = 1049\text{mNm} \quad (6.5)$$

となり、速度制御による最大トルクは、仕様の 82%となる。

また、このことから本番用モータを使用したときの、最大トルクは、

$$T_{Max} = 57.9(\text{mNm})(\text{motor}) \times 1090(\text{rate}) \times 0.55(\text{efficiency}) \times 82\% = 28,500(\text{mNm}) \quad (6.6)$$

となり、ミニゴンドラの慣性モーメントに対しては、角加速度で約 $3,000 \text{deg/sec}^2$ となる。SMILE-II においても、ゴンドラを質量 $M' = 500 \text{kg}$ 、一様密度で一辺 $l' = 3 \text{m}$ の立方体と考えると、慣性モーメント $J_{SMILE-II}$ は、

$$J_{SMILE-II} = M'l'^2/6 = 2250 \text{Nms}^2 \quad (6.7)$$

となり、このときの最大角加速度は数 deg/sec^2 となり、30 秒ほどで 180 度回転することができ、水平浮遊状態の気球は、10 ~ 15 分以上で 1 回転するため、十分な加速度が得られることがわかる。

6.2.3 よじればね定数測定

気球実験の姿勢制御では、外乱の他にはつりひもによる、より戻しの効果が障害となる。今回の実験では、気球実験で実際に使われているつりひもを使用した。ここでは、そのつりひものよじればね定数 k の測定を行った。

より戻しの運動方程式は、既知の慣性モーメント J を持つ物質をつるしたときには、

$$J\ddot{\theta} = -k\theta \quad (6.8)$$

となり、この振動の周期 T は、

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{J}{k}} \quad (6.9)$$

となる。また、バネの合成式

$$\frac{1}{k_{add}} = \frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2} \quad (6.10)$$

と同様に考えると、つりひもの単位長さ当たりのよじればね定数を k_0 とすると、よりひもの長さ l のよじればね定数 $k(l)$ は、

$$\frac{1}{k(l)} = \frac{l}{k_0} \quad k(l) = \frac{k_0}{l} \quad (6.11)$$

となるので、最終的に周期 T は、

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{J}{k_0} \times l} \quad (6.12)$$

となり、周期 T は、 \sqrt{l} に比例することがわかる。

ここでは、真鍮の円柱 (図 6.27) を使用し、つりひもの長さ l を変えながら、周期 T の測定を行った。

つりひもの長さを 10、25、37、46、60cm と変え、各 3 回ずつ半周期の測定を行った。結果を図 6.28 に示す。 $p_0\sqrt{l} + p_1$ でフィッティングしたところ、 $p_0 = 1.031 \text{sec/cm}^{1/2}$ 、 $p_1 = 16.27 \text{cm}$ の結果を得た。このことから、つりひもの単位長さ当たりのよじればね定数を k_0 は、 $k_0 = 7.23 \times 10^{-3} \text{Nm} \cdot \text{m}$ と求められた。また、フィッティングから得られたつりひも長さのオフセット値 p_1 は、つりひもと真鍮・つり天との結び目によるものと考えられる。



質量 $M = 7.5\text{kg}$
 高さ $l = 0.35\text{m}$
 半径 $a = 0.03\text{m}$

$$J = M\left(\frac{a^2}{4} + \frac{l^2}{12}\right) \quad (6.13)$$

$$J = 0.078\text{kgm}^2$$

図 6.27: 真鍮とその慣性モーメント J

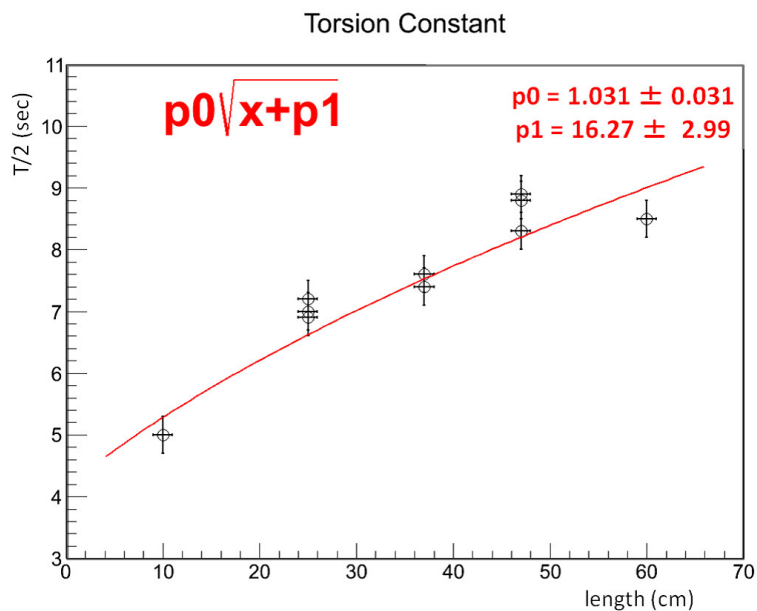


図 6.28: よじればね定数測定

6.3 制御試験

ミニゴンドラを用いて、SMILE-IIの制御方法(5.3.2)による制御試験を行った。より戻しモータは、納品された35NT2R32-228E、E9-500、R32-1090を使用し、より紐の長さは0.20mで行った。試験は、ゴンドラが真北を向いている状況から、10sec経過後、真南へと向きを変更させ、その応答を測定した。図6.29は、 $K_P = 0.1$ $K_I = 0$ $K_D = 2.0$ で制御を行ったときの結果である。

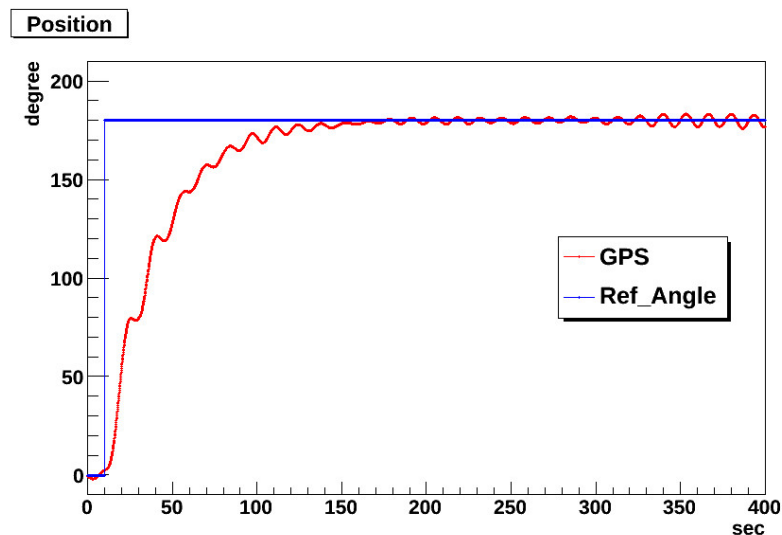


図 6.29: ミニゴンドラ制御 $K_P = 0.1$ $K_I = 0$ $K_D = 2.0$

約200secで転回が完了していることがわかる。また、転回後の200sec以後の測定値の平均は、179.9°、RMSで1.63°の結果となった。

同じく、図6.30は、 $K_P = 0.05$ $K_I = 0$ $K_D = 2.0$ で制御を行ったときの結果である。

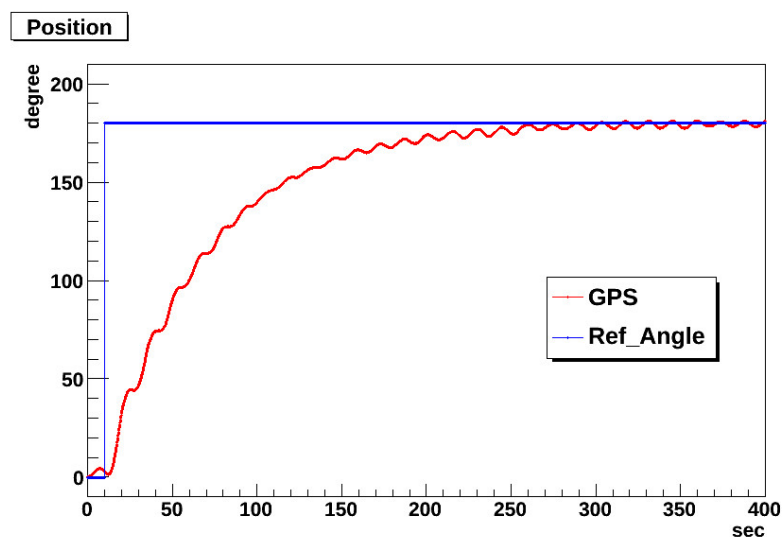


図 6.30: ミニゴンドラ制御 $K_P = 0.05$ $K_I = 0$ $K_D = 2.0$

この制御パラメータでは、約300secで転回が完了している。また、転回後の300sec以後の測定値の平均は、179.6°、RMSで1.34°となった。

この二つの結果から、SMILE-IIでの要求を満たす制御が可能が示された。

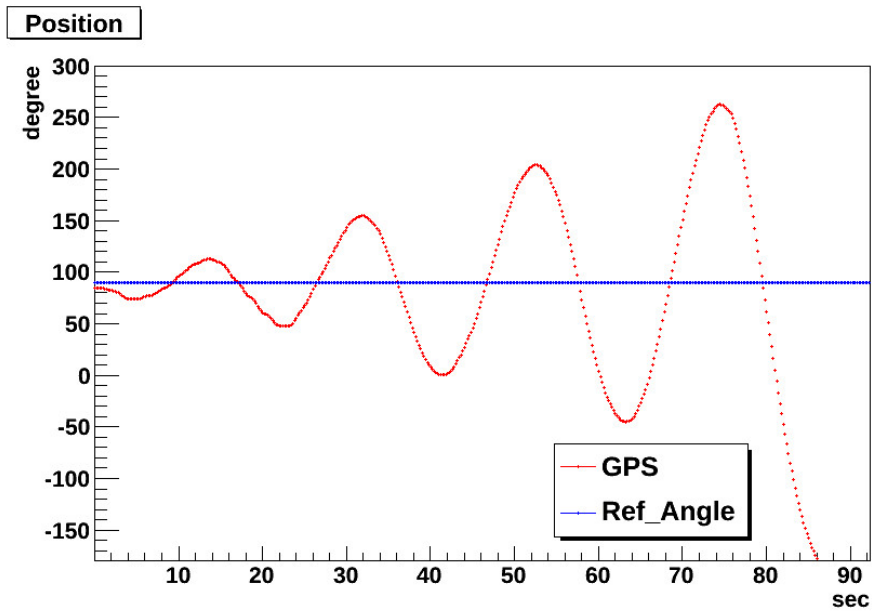


図 6.31: ミニゴンドラ制御 $K_P = 0.2$ $K_I = 0$ $K_D = 0$

また、図 6.31 は、 $K_P = 0.2$ $K_I = 0$ $K_D = 0$ で制御を行った結果である。制御パラメータの取り方によっては、共振してしまうことがわかる。このため、PID 制御の制御パラメータ K_P 、 K_I 、 K_D の最適値を求めるために、シミュレーションモデルを作製した。

6.3.1 シミュレーションモデルの作製

シミュレーションのソフトとして、オープンソースの数値計算システムである「Scilab」を使用した。Scilab には、大きく二つの機能があり、コンソール入力による数値計算と、GUI 操作によるブロック線図の作製が可能である。

ミニゴンドラの力学モデルは、SMILE-II のブロック線図 5.12 の各パラメータを置き換えたものとなるが、モータドライバ内部の制御則が複雑なためパラメータを知ることができなかった。そのため、モータドライバによる制御部を近似で置き換えた新たなモデルを作製した。

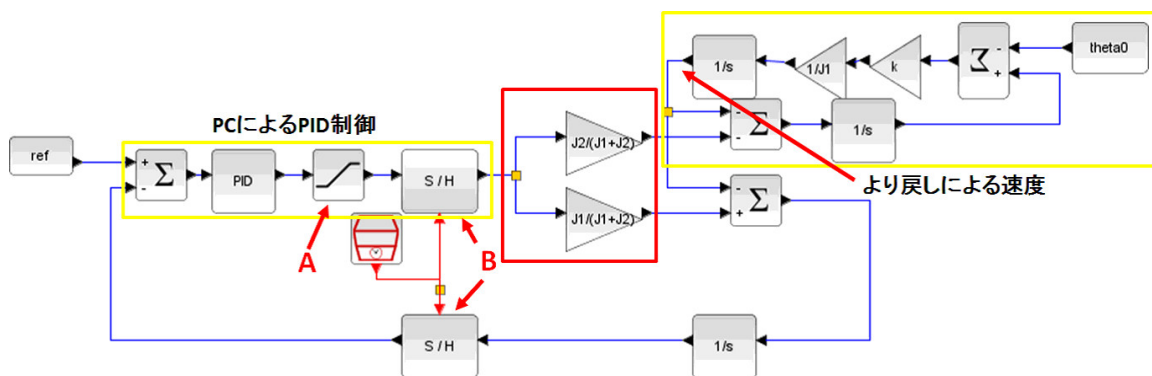


図 6.32: Scilab によるミニゴンドラシステムのブロック線図

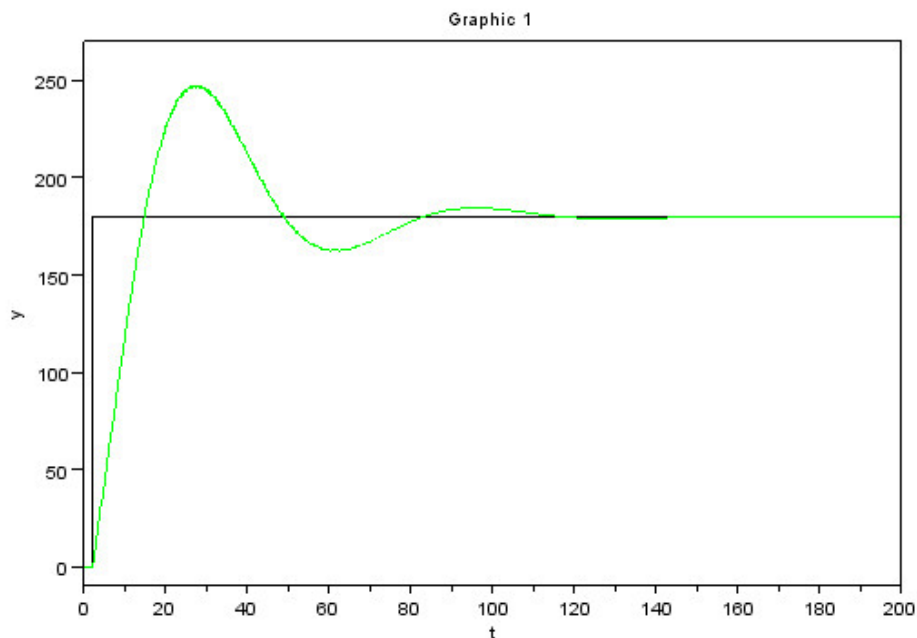
- A : サチレーション機能—モータの最大角速度を考慮し、PC ではモータの目標角速度に上限を設けている
- B : サンプルホールド機能—GPS コンパスの 10Hz に同期してモータドライバの目標角速度を更新している

図 6.32 が、そのモデルのブロック線図となる。モータドライバによる速度制御が、モータのトルクが十分大きいと仮定し、瞬時に目標速度に到達すると仮定し、PC による PID 制御によって計算された目標速度を、慣性モーメントの比でゴンドラとステータで分割している (図 6.32、赤枠)。ステータの地球に対する角速度は、分割されたモータ速度の一部と、より戻しによって新たに加えられた速度を加えている。同じく、ゴンドラの方角角速度も、分割されたモータ速度の残りと、より戻しによって新たに加えられた速度を加えている。入力は、目標方向をステップ関数として与えている。また、各測定パラメータは、表 6.12 に示す通りである。

表 6.12: 各測定パラメータ

ミニゴンドラ	重量		20	kg
	1 辺の長さ (立方体)		0.4	m
	慣性モーメント	J_1	0.533	kgm ²
モータステータ	重量		0.333	kg
	半径 (円柱)		0.026	m
	慣性モーメント	J_2	0.133×10^{-3}	kgm ²
単位長さ当たりのねじればね定数	k_0	7.23×10^{-3}		Nm · m
つりひも	長さ	l	0.20	m
	オフセット	p_1	0.163	m
	ねじればね定数	k	19.9	mNm

このモデルで、 $K_P = 0.08$ $K_I = 0.01$ $K_D = 0$ と制御パラメータを定めたときのシミュレーション結果が図 6.33 である。

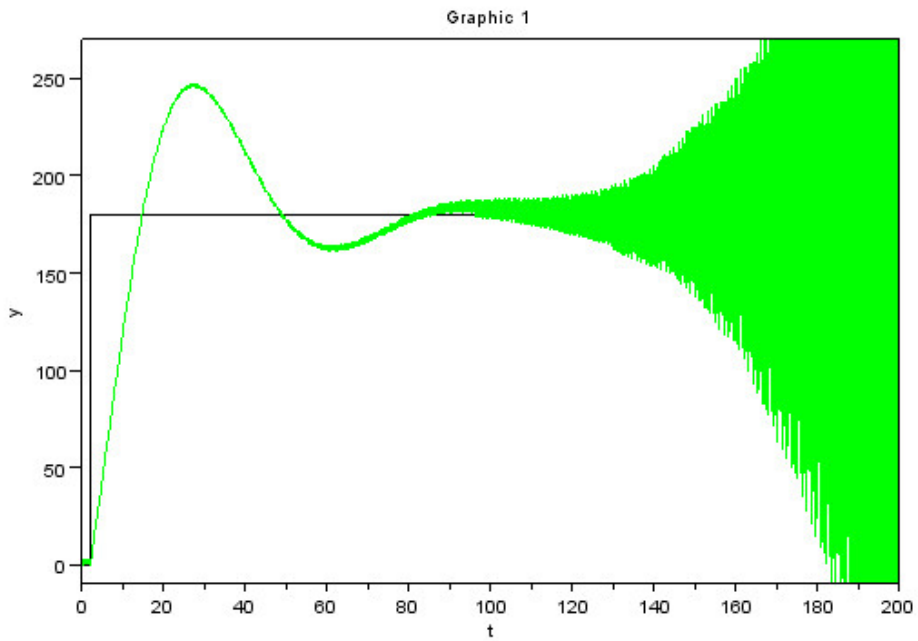


緑 : シミュレーション結果 黒 : 目標方向

図 6.33: Scilab によるシミュレーション例

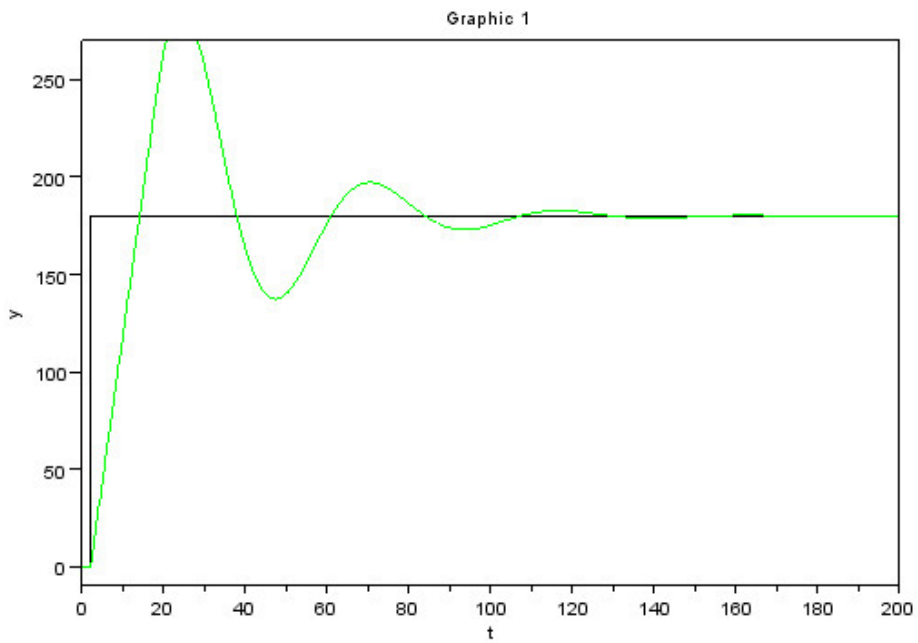
$$K_P = 0.08 \quad K_I = 0.01 \quad K_D = 0$$

他にも、同じ条件で、制御パラメータのみ変更してシミュレーションを行った (図 6.34 ~ 図 6.38)。



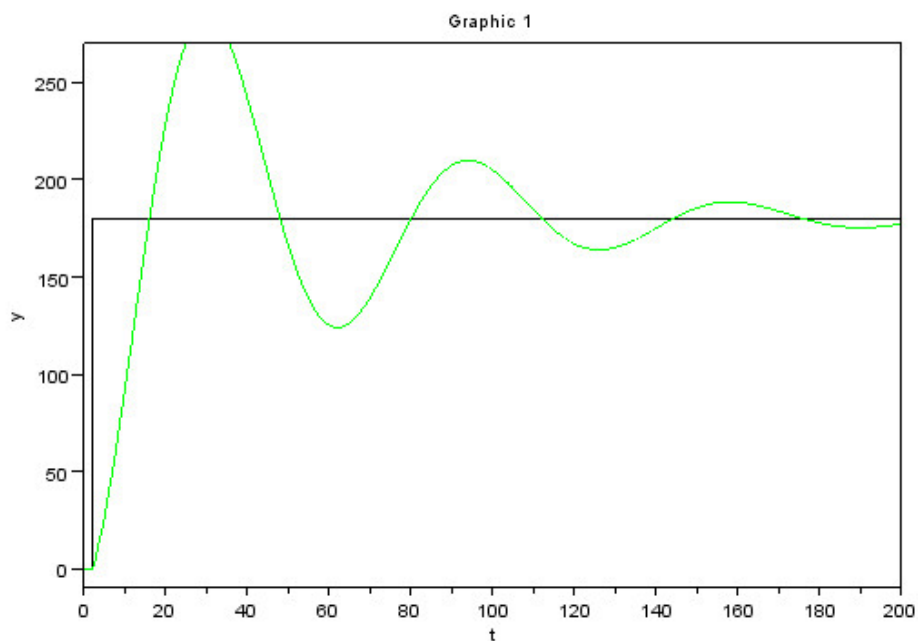
緑：シミュレーション結果 黒：目標方向

図 6.34: Scilab によるシミュレーション例
 $K_P = 0.08$ $K_I = 0.01$ $K_D = 5 \times 10^{-5}$



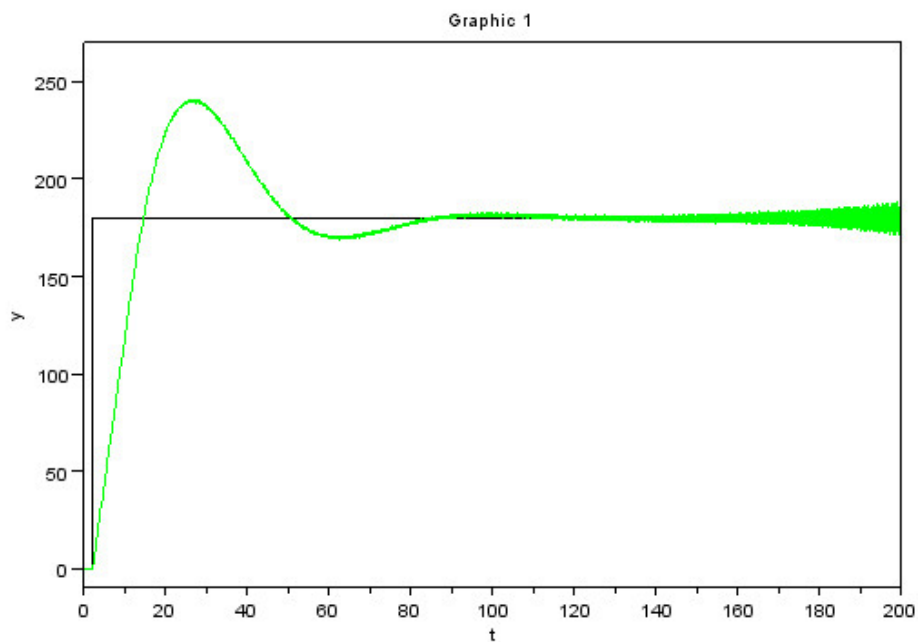
緑：シミュレーション結果 黒：目標方向

図 6.35: Scilab によるシミュレーション例
 $K_P = 0.08$ $K_I = 0.02$ $K_D = 0$



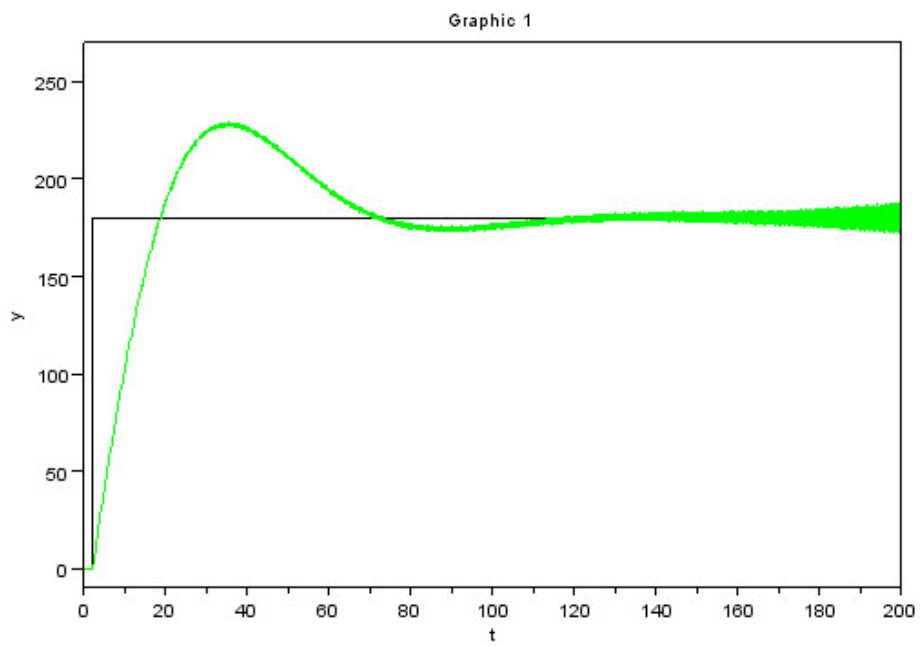
緑：シミュレーション結果 黒：目標方向

図 6.36: Scilab によるシミュレーション例
 $K_P = 0.04$ $K_I = 0.01$ $K_D = 0$



緑：シミュレーション結果 黒：目標方向

図 6.37: Scilab によるシミュレーション例
 $K_P = 0.1$ $K_I = 0.01$ $K_D = 0$



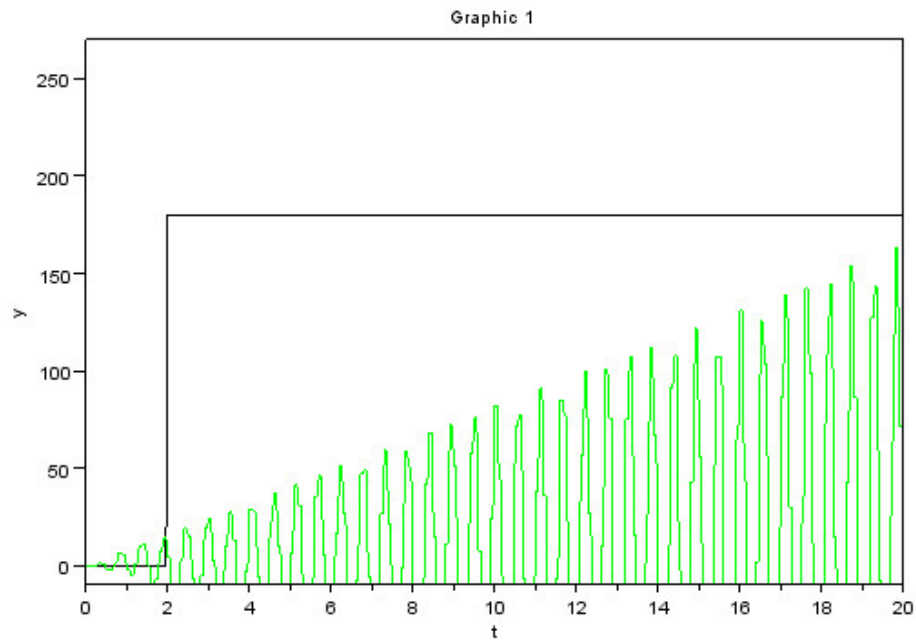
緑：シミュレーション結果 黒：目標方向

図 6.38: Scilab によるシミュレーション例

$$K_P = 0.08 \quad K_I = 0.005 \quad K_D = 0$$

6.3.2 実機とシミュレーションとの比較

このシミュレーションモデルを用いて、制御試験と同じパラメータでシミュレーションを行った。 $K_P = 0.1$ $K_I = 0$ $K_D = 2.0$ で行った結果が図 6.39 である。



緑：シミュレーション結果 黒：目標方向

図 6.39: $K_P = 0.1$ $K_I = 0$ $K_D = 2.0$

実機では、安定していた (図 6.29) が、シミュレーションでは転回完了前に共振していることがわかる。

Chapter 7

まとめと今後

7.1 まとめ

気球実験 SMILE-II に向け、天体追尾のための姿勢制御システムの設計を行った。姿勢制御システムには、アクチュエータとしてより戻しモータ、センサとして GPS コンパスを使用予定であり、それぞれの性能を試験した。モータでは、最大トルクが 28,500mNm となることを見積もれた。また、GPS コンパスでは、アンテナ間距離 1.5m では 0.15 °RMS の精度であること、GPS シミュレータと真空恒温槽を用いて、高度 60km 以下で測定可能なこと、周辺温度-40 °以上で使用可能なことを確認できた。このことから、気球環境下においても、これらの GPS コンパスとより戻しモータが姿勢制御に適していることがわかった。

さらに、姿勢制御システムの制御プログラムを検証するため、ミニゴンドラを設計・製作し、SMILE-II と同じ姿勢制御システムで、方向転回制御を行い、1 °/sec 程度の転回速度と、1.5 °RMS 程度の精度での方向制御が可能なことを確認できた。

7.2 今後

今回、ミニゴンドラを用いて、姿勢制御システムの有意性を示せたが、シミュレーションとの整合性の確認ができず、シミュレーションから最適な制御パラメータを求めることは残念ながらできなかった。

これを行うためには、より実機を再現したシミュレーションモデルが必要だと思われる。そのために、

- よじればね定数の測定を、異なる慣性モーメントの重りを用いて測定すること。
- よじればね定数だけでなく、つりひもの減衰定数の測定も行うこと。実際、つりひものよじればね定数測定の際、真鍮の重りの回転は 1 ~ 2 回転で止まってしまっている。このことから、今回測定したよじればね定数と同程度の数 10mNms の減衰項がある可能性がある。
- つりひものパラメータが特定できれば、逆にゴンドラを回転させ慣性モーメントを求めること。ゴンドラ等の慣性モーメントは一様密度の近似でしか求めていないため、機器の配置によっては、1/2 ~ 2 倍程度変化する。

などを行うことで、より正確なデータを得ることができる。

また、シミュレーションモデル自体にも

- つりひもの減衰項の導入。実際、現状のモデルでは伝達関数の形から安定はしにくいと感が得られ、減衰項が加わることで、モデルの安定性は増す。
- モータステータとゴンドラ間の摩擦の効果の考慮。現状、ステータとゴンドラの慣性モーメントの比は、数 1000 倍近くあると見積もっている。この比率ではモータのトルクのほとんどがステータに働いてしまい、ゴンドラに力が加わらないことになってしまう。

- モータドライバによる速度制御部の近似の改良。今のモデルでは、モータでの速度を、ステータとゴンドラにて慣性モーメントの比で分割しているが、上に述べたように慣性モーメントの比は非常に大きいため、ゴンドラにモータによる速度が直接伝わっていない。

などの改良が考えられる。

また、SMILE-II では、天体追尾を目的としているため、方向制御の安定性だけでなく、追従性能も検証する必要がある。さらには、天体を追尾するためには、あらかじめ、目標天体の軌道を計算できるプログラムが必要となる。

Appendix A

800 μm pitch 読出し回路

$\mu\text{-PIC}$ のピクセルサイズは、400 μm である。この $\mu\text{-PIC}$ の読出しを400 μm pitch から800 μm pitch に変換することで、検出器の省電力化や、検出効率の改善することが可能である。

今回、 $\mu\text{-PIC}$ の読出しを、隣り合うストリップ同士を並列に束ねて、800 μm pitch で読出しができる基板を製作し、 $\mu\text{-PIC}$ の800 μm pitch 読出しによる測定試験を行った。図 A.1 が製作した変換基板である。実際に10cm 角 $\mu\text{-PIC}$ に接続した様子は図 A.2 のようになる。

A.1 800 μm pitch 読出しの有用性

省電力化

次期気球実験 SMILE-II では、スウェーデン・キルナでの北極周回による長時間天体観測を目的としている。長時間の気球実験のためには、電力問題が重要となる。気球重量の制限で、搭載できる電力源に上限が設けられる。太陽光発電による二次電池の搭載も予定させているが、これについても、ソーラーパネルの重量などから発電量に制限が生じる。このため、長時間測定のためには省電力化が必須となる。

現在、電子飛跡検出型コンプトンカメラ (ETCC) の、 $\mu\text{-PIC}$ の読出し回路の省電力化や、ピクセルシンチレータの読出し回路のASIC化による省電力化など、消費電力の削減が行われている。

また、 $\mu\text{-PIC}$ のピクセルサイズは400 μm 間隔で並んでおり、30cm $\mu\text{-PIC}$ ではストリップの個数は、756 \times 2 (アノード・カソード方向) = 1536 ストリップにもなる。1ストリップ当たりの消費電力は約36mWとなっており、全ストリップで、システム全体の2割の消費電力となる。このことから、800 μm pitch 読出しを行うことで、後段の読出し回路の数を半減させることができ、1割の消費電力削減が可能になることがわかる。

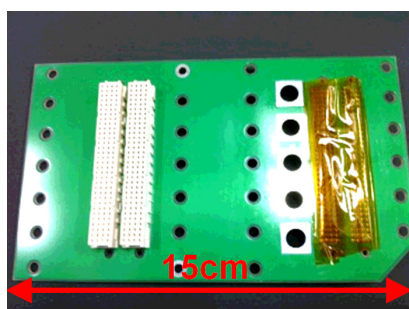


図 A.1: 800 μm pitch 変換基板]

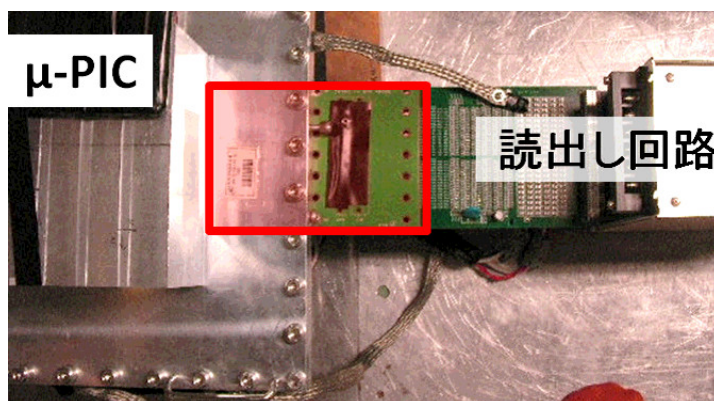


図 A.2: 変換基板の挿入

ノイズ対策

現在の μ -PIC の電子飛跡検出の閾値の下限は、ノイズの大きさに制限されている。閾値が低く、ノイズが検出されてしまうと、電子の飛跡が歪んでしまい、解析時のイベントセレクションで取り除かれてしまい、検出効率の低下につながる。逆に閾値を高く設定してしまうと、当然、電子飛跡が検出されにくくなり、こちらも検出効率の低下につながる。

μ -PIC の 800 μm pitch 読出しにより 1 ストリップ当たりの電荷量が増加し、閾値を高くすることができ、検出効率の改善につながると考えられる。

A.2 位置分解能測定

muon の飛跡を取得し、 μ -PIC を用いた micro TPC (μ -TPC) の位置分解能の測定を行った。muon が μ -TPC に入ると、その飛跡に沿って、電子雲が形成される。この飛跡を直線でフィッティングし、直線との残差から μ -TPC の位置分解能が求められる。

今回、800 μm pitch、400 μm pitch の両方で muon の測定を用いて、位置分解能を求めた。

A.2.1 セットアップ

μ -PIC、GEM への電圧、ガス利得は図 A.2.1、表 A.4 に示す。

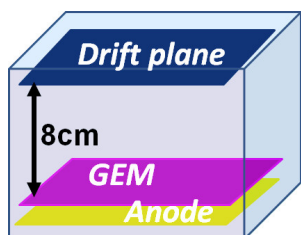


図 A.3: μ -TPC セットアップ

ガスの種類	Ar/C ₂ H ₆ (90:10)	
Drift plane	-3200	V
GEM Top	-830	V
GEM bottom	-530	V
Anode	430	V
ガス利得	約 30,000	

この μ -TPC と、プラスチックシンチレータ (ELJEN 社 EJ-200:10mm 厚) を 2 枚用いて同期をとり、トリガーとした。図 A.5 が実際の μ -TPC のセットアップの様子である。

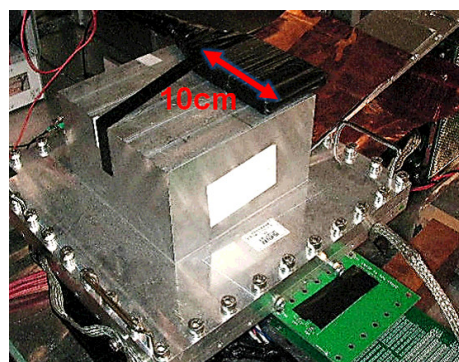
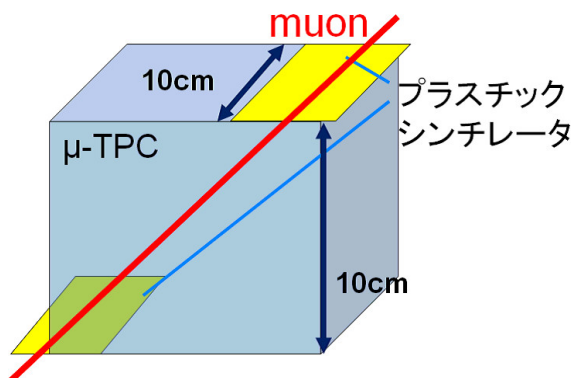
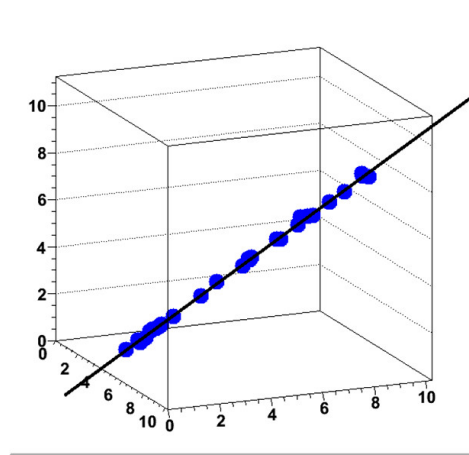


図 A.5: muon 測定 セットアップ

A.2.2 測定結果

測定例を図 A.6 に示す。

図 A.6: muon の 3 次元飛跡 (800 μm pitch)

残差 r の分布は、偏差を σ とした次の 2 次元ガウス分布 $f(r)$ で表せられる。

$$f(r) = \frac{\sqrt{2\pi}}{\sigma} r \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) \quad (\text{A.1})$$

また、この偏差 σ は、電子雲がドリフトにより拡散するため、ドリフト方向 ($\mu\text{-PIC}$ に垂直な方向) の高さ z の関数で表せられる。 $\mu\text{-PIC}$ による 2 次元位置分解能を σ_{detector} 、拡散係数を D とすると、偏差 σ は z による次の関数で表せられる。

$$\sigma^2(z) = \sigma_{\text{detector}}^2 + (D\sqrt{z})^2 \quad (\text{A.2})$$

図 A.7 は、800 μm pitch で、ドリフト長 $z=3 \sim 4\text{cm}$ での残差の分布である。また、図 A.8 は、ドリフト長 1cm ごとに区切った残差分布から求めた偏差 σ のグラフである。

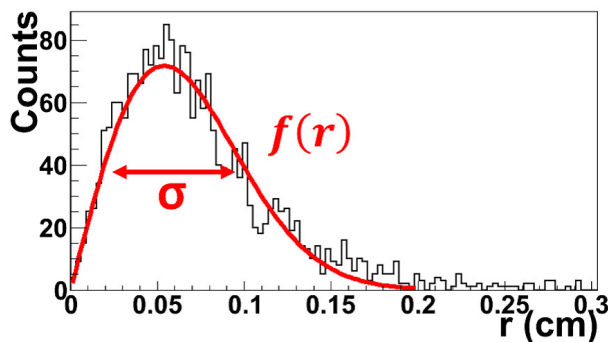
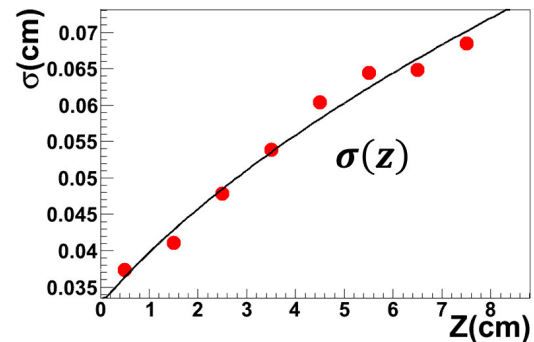
図 A.7: 残差の分布 ($z=3 \sim 4\text{cm}$ 、800 μm pitch)

図 A.8: ドリフトによる拡散

このようにして、求めた 800 μm pitch、400 μm pitch による σ_{detector} 、と D を表 A.1 に示す。

表 A.1: 位置分解能と拡散係数

pitch	σ_{detector}	D
800 μm	$274 \pm 36 \mu\text{m}$	$227 \pm 11 \mu\text{m}/\text{cm}^{\frac{1}{2}}$
400 μm	$326 \pm 29 \mu\text{m}$	$227 \pm 10 \mu\text{m}/\text{cm}^{\frac{1}{2}}$

A.3 ETCC 測定試験

次に、シンチレータアレイを加えて ETCC のイベントセレクションの変化に対する検出効率の変化をみた。

A.3.1 ETCC セットアップ

シンチレータアレイは、3.6.2 で述べた GSO:Ce ピクセルシンチレータアレイと、マルチアノードフラットパネル PMT(H8500) を使用し、これを 3 連結 4 チャンネル読出し抵抗チェーンを用いて、3 つ \times 3 セットで計 9 つ用意し、各ピクセル (8X8X3X3) ごとにキャリブレーションをおこなった。

図 A.9 は、3 連結シンチレータアレイを用いた ^{137}Cs の全面照射による 2 次元再構成イメージである。またキャリブレーション後の、図 A.9 の赤枠内のスペクトルが図 A.10、青枠内のスペクトルが図 A.11 となる。

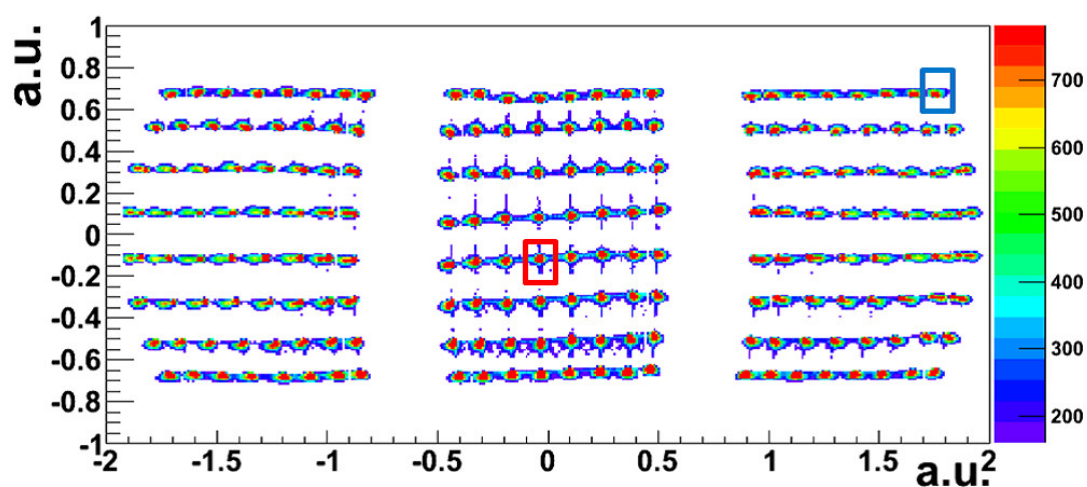


図 A.9: 3 連結シンチレータアレイによる ^{137}Cs のイメージング

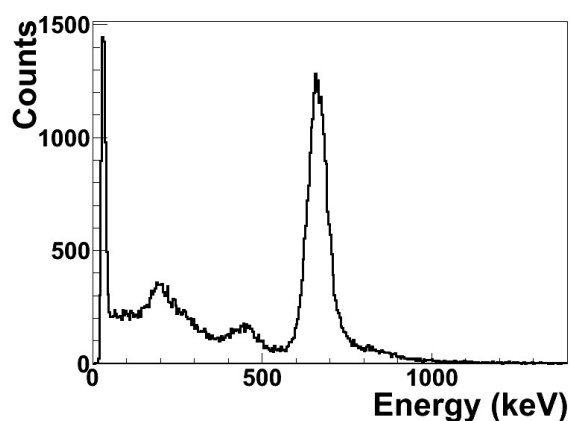


図 A.10: ^{137}Cs のスペクトル (赤枠内)

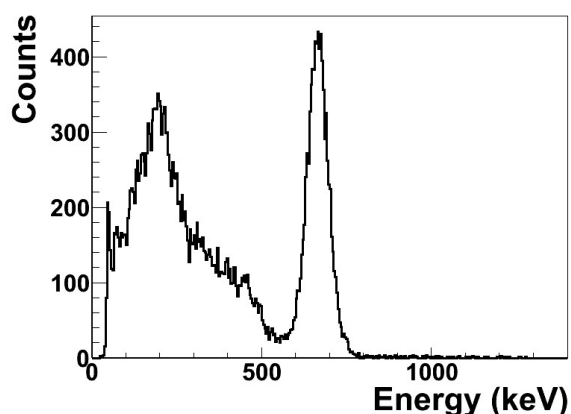


図 A.11: ^{137}Cs のスペクトル (青枠内)

このシンチレータアレイと μ -TPC で ETCC を構成し、ガンマ線源を用いて測定試験を行った。図 A.12 がそのセットアップである。シンチレータアレイはすべて μ -TPC の底面部に配置し、線源は μ -PIC 基板の中心部から 20 cm 離れた位置に配置した。ガンマ線源として、 ^{133}Ba を用いて、 ^{133}Ba の 356keV に対して測定を行った。

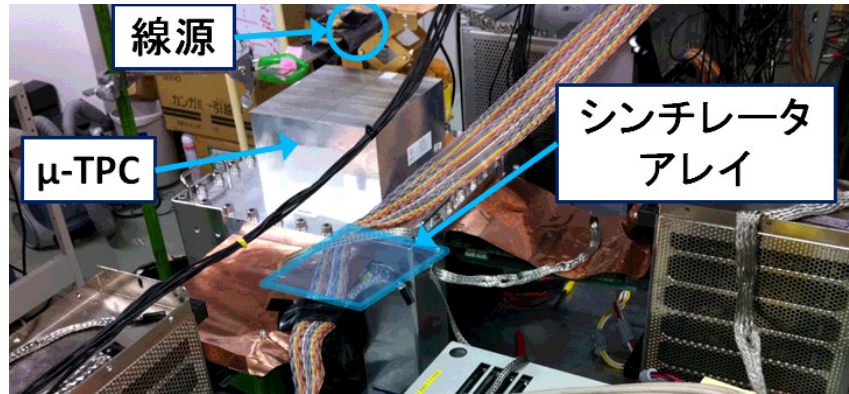


図 A.12: ETCC セットアップ

A.3.2 イベントセレクション

ETCC では、ガンマ線によるイベントを抽出するため、イベントセレクションを行っている。今回、測定した全データに対して以下の6つの制限を課し、ガンマ線源によるイベントを抽出した。

1. Energy 0

反跳電子のエネルギー K_e 、散乱ガンマ線のエネルギー E_γ は、

$$K_e > 0, E_\gamma > 0 \quad (\text{A.3})$$

を満たす。

2. Nhit

μ -TPC で検出された電子の検出点の数 N_{hit} が電子の飛跡方向を取得するために、

$$N_{hit} > 2 \quad (\text{A.4})$$

を満たす。

3. reconstruct

コンプトン散乱の反跳電子のエネルギー K_e 、散乱ガンマ線のエネルギー E_γ は、

$$\left| \left(1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right) \sqrt{\frac{K_e}{K_e + 2m_e c^2}} \right| \leq 1 \quad (\text{A.5})$$

を満たす。

4. Energy Range

ガンマ線源のエネルギーは既知なので、最終的な再構成エネルギー $E_{reconst}$ が、入射ガンマ線のエネルギー E_0 に対して、検出器の分解能 FWHM 内であることを条件とし、

$$|E_{reconst} - E_0| < E_{FWHM} \quad (\text{A.6})$$

を満たす。

5.fidusial

μ -PIC 面の外線部付近で散乱が起こると、その後の電子が μ -PIC 面から抜け出してしまふことがある。その場合、 μ -TPC で測定される電子のエネルギー K_e は、電子の止まる瞬間を捉えられないため、本来の値より減少してしまい、解析することができない。そのため、 μ -PIC 中心を原点とし水平方向にコンプトン点を (x, y) としたとき、

$$|x| < 4, |y| < 4 \quad (\text{A.7})$$

を満たす。

6. dE/dx

ガンマ線イベントの場合、 μ -TPC で検出されるのは電子なので、そのエネルギー $K_e(\text{keV})$ と飛跡の長さ $Length(\text{cm})$ に対して、

$$|Length - 3.0 \times 10^{-3} K_e^{1.77}| < 2.8 \times 10^{-3} K_e^{1.47} + 1.0 \quad (\text{A.8})$$

という条件を課した。

A.3.3 Efficiency、ARM

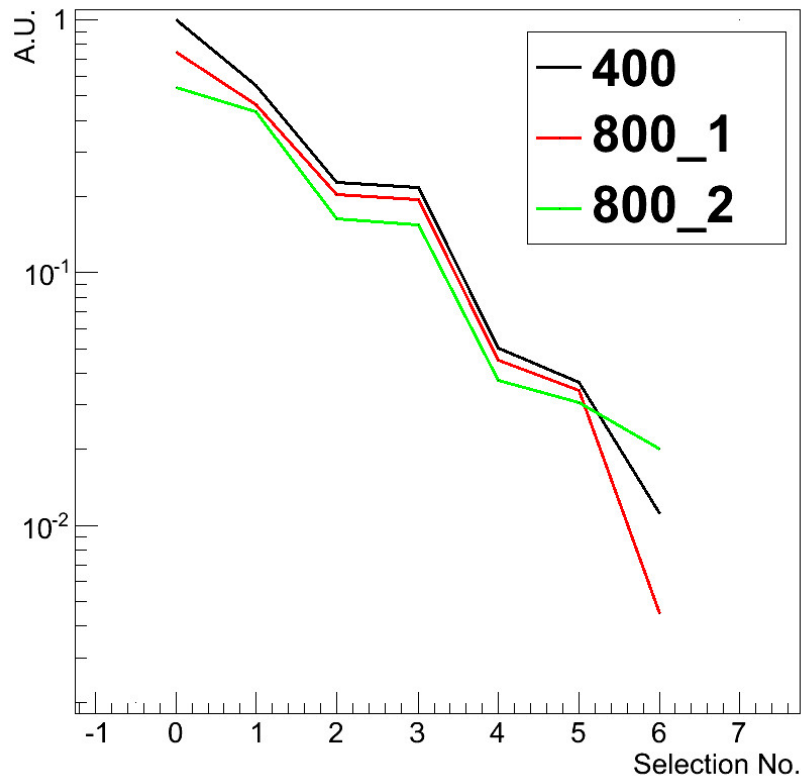
400 μm pitch、800 μm pitch、そして、800 μm pitch で μ -PIC の電子飛跡検出の閾値を緩め (高め) で測定を行った。測定データに対して、先の条件を課して、残ったイベントレートから 400 μm pitch と 800 μm pitch での Efficiency の変化を見積もった。400 μm pitch の条件なしの検出効率を基準として、条件 (Selection) を段々と厳しくしていった際に、検出効率がどのように落ちていくかを、図 A.13 に示す。

閾値が同じときでは、条件 (Selection) が進むにつれ同じように検出率が落ちているのがわかる。一方、800 μm pitch で閾値を緩めた際のデータと比べると、Selection No.6 で、大きな違いが見られ、検出効率が改善されていることがわかる。

このことは、閾値を緩めたことでノイズが検出されにくくなり、電子の飛跡が正しく取れやすくなり、電子の飛跡の長さ $Length$ の計測が改善されたためと考えられる。

このときの ARM と検出効率 (400 μm に対する比) を表 A.2 に示す。また、このときの ARM の分布を図 A.14 に示す。

pitch	ARM	検出効率
800 μm	10.16 °	1.80
400 μm	8.93 °	1



400 : 400 μ m pitch 800.1:800 μ m pitch 800.2:閾値を緩めたデータ

図 A.13: 検出効率

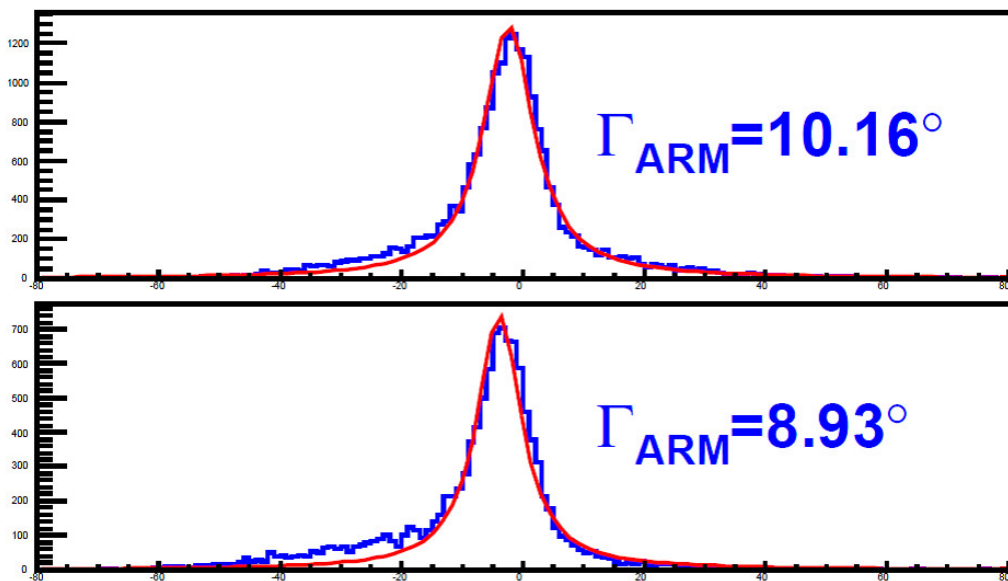


図 A.14: ARM の分布 上 : 800 μ m 下 : 400 μ m

reference

- [1] V. Schönfelder; “The Universe in Gamma Rays”, *Springer* (2001).
- [2] M.Oda and K. Matshuoka; *Progress in Elementary Particles and Cosmic-Ray Physics*, **10** (1971), 305.
- [3] K. S. Cheng, G. E. Romero; “Cosmic Gamma-Ray Sources”, textitKluwer Academic publishers (2004).
- [4] P. V. Ballmoos; *Experimental Astronomy*, **6** (1995), 85.
- [5] V. Schönfelder et al.; *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **143** (2000), 145.
- [6] R. C. Hartman et al.; *ApJS*, **123** (1999) 79.
- [7] NASA; “Fermi’s Latest Gamma-ray Census Highlights Cosmic Mysteries”, (http://www.nasa.gov/mission_pages/GLAST/news/gamma-ray-census.html)
- [8] S. E. Boggs et al.; *ApJ*, **544** (2000), 320.
- [9] M. Pohl; astro-ph/9807267.
- [10] R. A. Chevalier; *Nature*, **355** (1992), 691.
- [11] A. Lyne and F. G. Smith; “Pulsar Astronomy”, *Cambridge* (2005).
- [12] A. A. Abdo et al.; astro-ph.HE/arXiv:1108.1435v1 (2011).
- [13] D. J. Thompson et al.; *ApJ*, **516** (1999), 297.
- [14] L. Kuiper et al.; *A&A*, **378** (2001), 918.
- [15] F. A. Aharonian, A. M. Atoyan; astro-ph/9803091.
- [16] M. L. McConnell et al.; *ApJ*, **572** (2002), 984.
- [17] W. R. Purcell et al.; *ApJ*, **491** (1997), 725.
- [18] G. Weidenspointner et al.; *A & A*, **450** (2006), 1013.
- [19] R. Schödel et al.; *Nature*, **419** (2002), 694.
- [20] C. M. Urry, P. Padovani; (http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/objects/agn/agn_model.html)
- [21] M. Chiaberge et al.; *MNRAS*, **324** (2001), 33.
- [22] L. Maraschi, F. Tavecchio; astro-ph/0102295.
- [23] M. Ackermann et al.; *ApJ*, **743** (2011), 171.

REFERENCE

- [24] G. H. Share, R. J. Murphy; *ASP Conference Series*, **206** (2000), 377.
- [25] SCIENCE VOL 323 (2009)
- [26] M. S. Briggs et al.; *ApJ*, **524** (1999), 82.
- [27] W. S. Paciesas et al.; *ApJS*, **122** (1999), 465.
- [28] D. Yonetoku et al.; *ApJ*, **743** (2011), 30.
- [29] XCOM; Photon Cross Section Database
(<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>).
- [30] G. F. Knoll; “Radiation Detection and Measurement 3rd edition”, *WILEY* (2001).
- [31] M. S. Longair; “High Energy Astrophysics”, *Cambridge university press*, (1994).
- [32] Jean in’t Zand; “Coded Aperture Imaging in High-Energy Astronomy”,
(<http://lheawww.gsfc.nasa.gov/docs/cai/coded.html>).
- [33] P. v. Ballmoos et al.; *Exp. Astron.*, **20** (2005), 253.
- [34] P. v. Ballmoos; *Proc. of Astronomy with Radioactivities IV and MeV Gamma-Ray Telescopes*,
(<http://www.mpe.mpg.de/gamma/science/lines/workshops/seeon03/ballmoos-1.pdf>).
- [35] V. Schönfelder et al.; *ApJS*, **86** (1993), 657.
- [36] J. M. Ryan; *Proc. of Astronomy with Radioactivities IV and MeV Gamma-Ray Telescopes*
(<http://www.mpe.mpg.de/gamma/science/lines/workshops/seeon03/ryan-1.pdf>).
- [37] T. Kamae et al.; *NIM*, **A260** (1987), 254.
- [38] W. Coburn et al.; *Proc. SPIE*, **5898** (2005).
- [39] P. F. Bloser et al.; *New Astronomy Reviews*, **46** (2002), 611.
- [40] G. Weidenspointner et al.; *A&A*, **368** (2001), 347.
- [41] A. Zogauer, G. Kanbach; *Proceeding of SPIE*, **4851** (2003), 1302.
- [42] G. R. Lynch, O. I. Dahl; *NIM*, **B 58** (1991), 6.
- [43] V. Schönfelder; *New Astronomy Reviews*, **48** (2004), 193.
- [44] T. Takahashi.
- [45] T. Nagayoshi; Ph. D. Thesis, Kyoto Univ. (2004).
- [46] H. Kubo; *NIM*, **A 513** (2003), 94.
- [47] O. Sasaki; “Amplifier-Shaper-Discriminator ICs and ASD Boards”
(<http://online.kek.jp/~sosamu/ASD-PRR.pdf>)
- [48] A. Takeda et al.; *IEEE NS*, **51** (2004), 2140.
- [49] F. Sauli; *NIM*, **A 386** (1997), 531.
- [50] R. Orito; Ph. D. Thesis, Kyoto Univ. (2005).
- [51] FITE; http://www-ir.ess.sci.osaka-u.ac.jp/www_fite/index.html

- [52] K. Kasturirangan, U. R. Rao; *Astro. Space Sci.*, **15** (1972), 161.
- [53] V. Schönfelder et al.; *ApJ*, **217** (1977), 306.
- [54] F. Makino; *Astro. Space Sci.*, **8** (1970), 251.
- [55] T. Mizuno, et al.; *ApJ*, **614** (2004), 1113.
- [56] J. C. Ling; *J. Geophys. Res.*, **80** (1975), 3241.
- [57] V. Schönfelder et al.; *ApJ*, **240** (1980), 350.
- [58] J. A. Bleeker, A. J. M. Deerenberg; *ApJ*, **159** (1970), 215.
- [59] F. Makino; *Astro. Space Sci.*, **37** (1975), 115.
- [60] J. I. Vette et al.; *ApJ*, **160** (1970), 161.
- [61] J. I. Trombka et al.; *ApJ*, **181** (1973), 737.
- [62] J. M. Ryan et al.; *J. Geophys. Res.*, **82** (1977), 3593.
- [63] R. L. Kinzer et al.; *J. Geophys. Res.*, **79** (1974), 4567.
- [64] R. R. Daniel et al.; *Astro. Space Sci.*, **18** (1972), 462.
- [65] L. E. Peterson et al.; *Space Sci. Rev.*, **13** (1972), 320.
- [66] D. J. Thompson et al.; *ApJS*, **86** (1993), 629.
- [67] D. Attié et al.; *A & A*, **411** (2003), 71.
- [68] H. Steinle et al.; *A & A*, **330** (1998), 97.

謝辞

本論文作成にあたり、谷森達京都大学教授に御指導して下さったことを心から感謝いたします。また、窪秀利京都大学助教には、実験だけでなく研究生活、事務手続きなど、幅広く助言を頂きました。身内賢太郎元京都大学助教には、学部時代から、実験機器の基本的な取扱いから詳しくご指導いただきました。高田淳史さんには、宇宙科学研究所との仲介や、実験への助言や監修を行っていただき、大変助かりました。研究室OBの黒澤俊介さんには、修士1年の頃、つきっきりでご指導いただき大変感謝しています。宇宙科学研究所坂東さん、福家さんには、姿勢制御に関して、細かいところから助言や資料の提供をしていただきお二人がいなければこの論文は完成しませんでした。澤野達哉さん、水本哲矢さんにはSMILE計画にて、面倒を見ていただいております。岩城さん、中村さん、中島さん、そして研究室の唯一の同回生の青野君は、いつも明るく、研究室の雰囲気を優しくしてくれています。日々、成長している後輩たちには、とてもいい刺激をいただきました。その他、宇宙線研究室の皆様には、いろいろな面で、不出来な私を支えていただいております。普段はあまり言葉には出ませんが、本当にありがとうございます。

