

修士論文

ガンマ線バースト偏光検出器の環境試験と  
放射光を用いた性能評価

金沢大学大学院 自然科学研究科 数物科学専攻 III コース  
宇宙物理学研究室 博士前期課程

指導教官 村上 敏夫

児玉 芳樹

学籍番号 0713011013

2008年1月30日





## 概要

ガンマ線バースト (Gamma-Ray Burst : GRB) は、源で  $10^{52}$  erg ものエネルギーを数 10 秒の短時間だけガンマ線で解放する、宇宙最大の爆発現象である。ガンマ線バーストはその多くが赤方偏移  $z > 1$  (80 億光年先) の初期宇宙で発生しており、その明るさを利用して、明るいとして利用される超新星爆発では探ることのできない初期宇宙 (深宇宙) を探るための灯台として注目されている。

しかし、ガンマ線バーストの発生メカニズムについては、相対論的火の玉モデル (Fireball Model) という標準理論モデルが提唱されてはいるが、観測的に完全に検証されてはいない。最近になって、標準モデルでは解釈が出来ない現象も知られる様になった。

標準モデルでは、大質量星の崩壊に伴いブラックホールが形成され、ブラックホール近くからジェット状をした相対論的速度の衝撃波が放出され、その衝撃波内で加速された電子が、衝撃波内に形成された磁場に巻きつき、シンクロトロン放射で明るく輝くというものである。このモデルによれば、ガンマ線バーストはシンクロトロン放射であり、狭いジェット状に放射されるので、観測者の位置やジェットの非対称性によっては、高い偏光度が観測される可能性が考えられている。我々の研究目的は、確実にコンプトン散乱を検出できる世界で初めての検出器を使い、GRB の偏光観測を行うことで、GRB のシンクロトロン放射仮説を確認し、できれば磁場構造を解明し、火の玉標準モデルを検証することである。

ガンマ線バーストの偏光観測は、大気の影響を受けない宇宙空間での観測が必要である。そのため、我々は人工衛星搭載用のガンマ線バースト偏光検出器の開発を行ってきた。この検出器が、2010 年 5 月に打ち上げ予定の小型ソーラー電力セイル実証機 Ikaros に搭載されることが決定した。今年度、打ち上げる検出器と同等だが、使う部品が通常部品となる PM モデル (プリフライトモデル) の開発を行った。

これまで、偏光検出器としては絶対に必要な性能、同時計数コンプトン散乱検出器を目指し、人工衛星搭載用偏光検出器の試作を行ってきた。また、検出器を宇宙空間で使うには、環境の厳しい宇宙空間でも安定した運用を行うための性能とそれを実現する設計が必要となる。

打ち上げから運用を終えるまでには、打ち上げ時の強い振動、宇宙空間での温度変化、極端に低い真空度、IC を破壊する宇宙放射線などの厳しい環境が予想される。PM モデルはこれらの環境に耐えられるように設計された。そして実際に打ち上げから運用を終えるまでの期間に想定される状況に PM モデルが耐えられるか、PM モデルで環境試験を行った。

また、偏光検出器の偏光度観測能力を確認するために、日本で唯一 100 % の偏光度を持つガンマ線 (放射光) を出す事が可能な高エネルギー加速器研究機構 (KEK) のガンマ線を用いて性能評価も行ったので報告する。

今後この PM モデル開発と試験の経験をもとに、実際に打ち上げるフライトモ

デル (FM) の制作を行う。PM モデル開発においてはさまざまな問題が見られた。これらの問題点を踏まえ、FM モデル制作に向けて改善しなくてはならない点について示す。

# 目次

第 1 章	はじめに	1
第 2 章	ガンマ線バーストと偏光	5
2.1	ガンマ線バースト	5
2.2	ガンマ線バースト観測のまとめ	5
2.2.1	GRB のスペクトル	5
2.2.2	残光	6
2.2.3	ガンマ線バーストの起源	8
2.2.4	ガンマ線バーストの時間変動とコンパクトネス問題	9
2.3	標準モデル	10
2.4	偏光基礎理論	12
2.4.1	シンクロトロン放射	12
2.5	ガンマ線バーストの偏光	14
2.5.1	一様磁場	14
2.5.2	衝撃波面内でランダムな場合	15
2.6	研究目的	18
第 3 章	ガンマ線バーストの偏光観測計画	19
3.1	過去の偏光観測	19
3.2	偏光観測計画	21
3.2.1	Ikaros 計画	21
3.2.2	ソーラー電力セイル搭載目的	22
3.3	X 線偏光検出器	22
3.3.1	反射型検出器	23
3.3.2	光電子追跡型検出器	23
3.3.3	散乱型検出器	24
3.3.4	散乱型偏光検出器	25
3.3.5	GRB の偏光検出方法	26
3.4	偏光検出器の性能	27
3.4.1	モジュレーションファクタ $M$	28
3.4.2	検出効率 $\eta$	29

3.4.3	最小偏光度 (MDP)	30
3.5	シンチレーション検出器	31
3.5.1	シンチレータ	31
3.5.2	光電子増倍管 (PMT)	32
3.6	GAP の偏光検出原理	34
3.6.1	GAP	34
3.6.2	PHENEX	35
3.7	これまでの偏光検出器	36
3.7.1	検出限界エネルギー	37
3.7.2	偏光観測実験とモジュレーションファクタ	37
3.7.3	課題	39
第 4 章	GAP 検出器 PM モデルの設計	41
4.1	シンチレータの形状	42
4.1.1	プラスチックシンチレータ	43
4.1.2	CsI シンチレータ	44
4.1.3	反射材	45
4.2	接着	47
4.3	PMT	49
4.3.1	ブリーダー回路	49
4.4	電源回路	51
4.4.1	電流制限回路	51
4.5	GAP 信号処理	52
4.5.1	アナログ処理	55
4.5.2	デジタル処理 (コインシデンス処理)	56
4.6	PM モデル組み上げ	56
第 5 章	PM モデルの性能評価	61
5.1	検出限界エネルギー	61
5.2	無偏光測定	62
5.3	X 線発生装置実験	64
5.4	X 線発生装置とビームライン	65
5.4.1	セットアップ	65
5.4.2	実験結果	67
5.5	高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の放射光を用いた実験	70
5.5.1	KEK 偏光光源	70
5.5.2	セットアップ	74
5.5.3	正面照射	76
5.5.4	斜め照射	84
5.6	偏光検出可能性	86

5.6.1	検出効率 . . . . .	87
5.6.2	モジュレーションファクタ . . . . .	88
5.6.3	MDP . . . . .	88
第 6 章	GAP 環境耐性試験 . . . . .	91
6.1	振動試験 . . . . .	91
6.1.1	振動条件 . . . . .	92
6.1.2	結果 . . . . .	93
6.2	温度サイクル試験 . . . . .	94
6.2.1	温度サイクル条件 . . . . .	95
6.2.2	結果 . . . . .	95
6.3	プロトン照射試験 . . . . .	96
6.3.1	照射量と照射素子 . . . . .	98
6.3.2	結果 . . . . .	98
6.4	ガンマ線照射試験 . . . . .	99
6.4.1	照射量と照射素子 . . . . .	100
6.4.2	結果 . . . . .	101
第 7 章	考察と FM 製作に向けて . . . . .	105
7.1	検出限界エネルギーの改善 . . . . .	105
7.1.1	印加電圧 . . . . .	105
7.1.2	プラスチックシンチレータの形状変更 . . . . .	106
7.2	幾何学的対称性のずれによる系統誤差 . . . . .	108
7.3	斜め入射実験におけるシミュレーションとの相違 . . . . .	109
7.4	接着と構造 . . . . .	111
7.5	軽量化 . . . . .	112
7.6	熱設計 . . . . .	113
第 8 章	まとめと今後の課題 . . . . .	119
8.1	まとめ . . . . .	119
8.1.1	PM モデル製作 . . . . .	119
8.1.2	環境耐性試験 . . . . .	119
8.1.3	性能評価 . . . . .	120
8.2	今後の課題 . . . . .	120
8.2.1	振動耐性 . . . . .	120
8.2.2	検出限界エネルギー . . . . .	121
8.2.3	斜め入射の偏光度見積り . . . . .	121
8.2.4	今後の予定 . . . . .	121
付録 A	相対論的ビーミング . . . . .	123
A.1	速度のローレンツ変換 . . . . .	123

---

A.2	相対論的ビーミング . . . . .	125
付録 B	フェルミ加速	127
謝辞		131

# 第 1 章

## はじめに

ガンマ線バースト (Gamma-Ray Burst : GRB) は、 $10^{52}$  erg ものエネルギーを数十秒の間にガンマ線として放射する宇宙最大の爆発現象である。このような現象は天球上のランダムな位置で 1 日に 1 回という頻度で検出されている。

また GRB のもう一つの特徴としてそのほとんどが  $z > 1$  (80 億光年先) の初期宇宙で発生していることがあげられる。非常に明るく初期宇宙で発生するために、初期宇宙を探るための灯台として注目されている。現在観測された GRB の中で最遠の記録は  $z = 6.7$  (128 億光年先) で昨年 9 月に観測され、宇宙誕生から 8 億年後まで迫ることに成功した。恐らく数年以内には、大型地上光学望遠鏡を抜いて、 $z > 10$  (135 億年) の GRB を検出できると期待されている。

また GRB は数日以上かかって減衰する X 線や可視光の残光現象を伴う。初期宇宙で起こる GRB の残光スペクトルには吸収の形で水素の電離度や重元素の存在などの情報が含まれ、GRB 残光を用いた初期宇宙へのアプローチも活発化している。

また距離は測られていないが、既に  $z > 10$  を越える GRB は受かっているとする立場から、GRB の明るさを標準光源として距離を算定し、大型望遠鏡では届かない遠方宇宙での GRB の発生率や宇宙モデルを検討する試みも多なわれている。

しかし、肝心の GRB の発生メカニズムについては標準モデルと呼ばれる理論モデルは提唱されているものの完全な検証は行われていない。

標準的な理論モデルである火の玉モデルでは、大質量星の崩壊に伴いブラックホールを形成する。その形成時に生じた相対論的衝撃波に加速された電子が衝突によって圧縮された磁場に巻きつきシンクロトロン放射を行うと考えられている。このモデルでは相対論的な物質を相対論的速度まで加速する加速機構が必要であるが、どのように加速されるのかは分かっておらず、このモデルが正しいかは不明である。しかし、相対論的衝撃波を考えないと、コンパクト問題と呼ばれる困難を解消できない。また、このモデルが正しいと考えられる観測結果はいくつか報告されている。偏光観測は、シンクロトロン仮説を証明する鍵となることが考えられる。

このモデルでは GRB はシンクロトロン放射で輝いているため、磁場が揃っていれば磁場と

垂直な方向に偏光していることが予想される。またランダムな磁場中でも、相対論的なビーミングにより GRB は狭いジェット状に放射を行うため、観測の非対称性から磁場が揃っている領域のみを観測し偏光を検出する可能性は高い。

過去数例の GRB の偏光観測の例が報告されてはいるが、それらは、コンプトン散乱を使うものの、コンプトン散乱に重要な同時計数を行った検出器で観測されたものではなく、観測結果に疑問が残る。我々の研究目的は、同時計数機能を持った偏光観測用の検出器で、正しい偏光観測を世界で始めて行うことによって、GRB の磁場構造を解明し、放射機構が正しいか検証することである。

GRB の観測は、ガンマ線が大気によって散乱されてしまい、地上には届かないため、宇宙空間での観測が必要になる。そのために我々は人工衛星に搭載するための偏光検出器の開発を行ってきた。昨年、我々が開発を行ってきた偏光検出器が認められ 2010 年 5 月に打ち上げ予定の小型ソーラー電力セイル実証機に搭載されることが決定した。

ソーラー電力セイル衛星はソーラーセイルと呼ばれる薄膜鏡を巨大な帆として持ち、この帆で太陽から発せられる光やイオンなどを受け、その運動量を推進力に変えセイル(航行)する。さらに太陽電池で駆動する電気推進機関を組み合わせる、ハイブリッド推進の宇宙船である。小型ソーラー電力セイル実証機 Ikaros(Interplanetary Kite-craft Accelerated by Radiation Of the Sun) は、その実証機であり技術検証を行うことを目的としている。計画されているミッションは、「大型薄膜の展開・展張」、「電力セイルからの集電」、「光子セイルによる加速実証」、「光子セイルによる航行技術の獲得」、「理学観測」の 5 項目であり、重さ 3.5 kg の GRB の偏光検出器 (GAMMA-ray burst Polarimeter : GAP) は、理学観測機器として搭載される予定である。

我々はこれまで、偏光検出器としての性能が高い、同時計数コンプトン散乱型検出器を人工衛星搭載用偏光検出器の試作モデルとして開発してきた。2010 年の打ち上げが決定したので、今年度、打ち上げるモデルのプロトタイプとして PM モデル(プリフライトモデル)の開発を行った。打ち上げてから運用が終わるまでの間、衛星打ち上げ時の強い振動、運用期間中の大きな温度変化による、構造の変化や IC を壊す宇宙線荷電粒子による回路系の異常など様々な状況が予想される。PM モデルはこれらの環境に耐え、運用期間中に安定した運用を行うことが可能であり、かつ偏光検出器として十分な性能を発揮できるように設計、試作された。そして PM モデルで運用期間中に想定される過酷な環境に耐えることが可能であるか、環境試験を行った。また偏光検出器として十分な性能であるか、高エネルギー加速器研究機構で詳細な性能評価を行った。

本論文では、プリフライトモデルの設計について詳細に示し、プリフライトモデルの環境試験の結果と性能評価についてまとめる。またこれらの結果から考えられる FM モデル(フライトモデル) 製作における問題点について考える。



---

第1章以降では、第2章でGRBの標準モデルと偏光理論について述べる。第3章では、偏光検出器の偏光検出原理と昨年までのモデルの性能とPMモデルで考えるべき課題を示す。第4章ではPMモデルの構造設計、信号処理など検出器全般について述べる。第5章では主に高エネルギー研加速器研究機構での実験を通して偏光検出器としての性能評価を行う。第6章では運用中に予想される環境とそれを想定した環境耐性試験とその結果について述べる。第7章では、今回PMモデルを開発し、試験を行った結果FM製作で問題となる点についてまとめ、今後の課題について述べる。



## 第 2 章

# ガンマ線バーストと偏光

### 2.1 ガンマ線バースト

ガンマ線バースト (Gamma-Ray Burst : GRB) は、非常に短い時間変動を伴うガンマ線が、宇宙の遠方から数 10 msec–数 100 sec の短時間に突発的に飛来する天体現象である。この GRB は宇宙最大の爆発現象であり、その総エネルギーは  $10^{52}$  erg にもなる。太陽の静止質量エネルギーが  $10^{54}$  erg であり、GRB はそれほど大きなエネルギーを数十秒の間に放射する激しい爆発現象である。

このような現象は、1 日に約 1 回程度天球上のランダムな位置で発生している。図 2.1 は CGRO 衛星の BATSE 検出器によって 9 年間の間に検出された GRB の空間分布を示している。GRB が我々の銀河内で起こっているとすれば、銀河面に集中して分布するはずであるが、検出された GRB は等方的に分布しており、我々の銀河外に起源をもつ。実際に残光 (節 2.2.2) スペクトルからほとんどの GRB は  $z > 1$  (80 億光年先) の距離で発生することが分かっている。現在の観測された GRB で最遠の記録は  $z = 6.7$  (128 億光年先) であり、宇宙誕生から 8 億年後を観測することに成功している。

### 2.2 ガンマ線バースト観測のまとめ

GRB には、観測的にこの章にまとめたような特徴が挙げられる。このような特徴は GRB がどのように発生しているかの理論モデルを考える上で重要な手がかりとなっている。

#### 2.2.1 GRB のスペクトル

GRB の典型的な光子数のエネルギースペクトルは図 2.2 のように違うべき関数を滑らかに繋いだような形をしている。これは Band 関数として表される、式 2.1 の形によくあうことが分かっている。[2]。

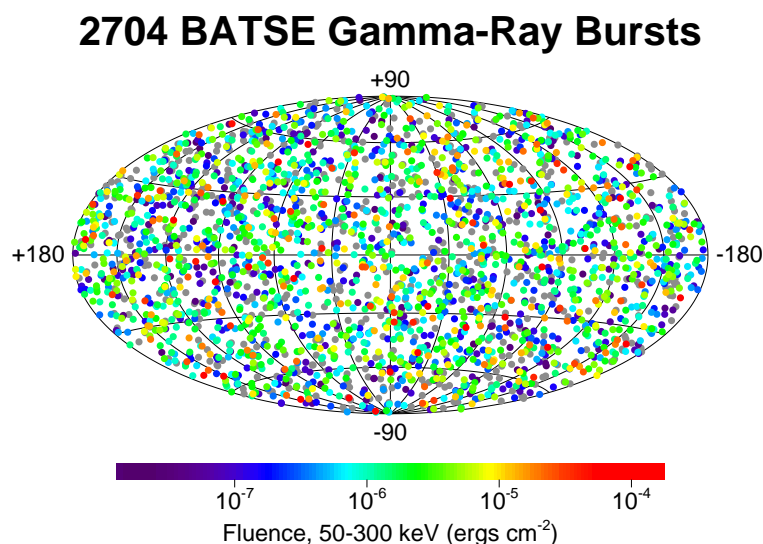


図 2.1 BATSE によって観測された全 2704 個の GRB 分布。点は BATSE によって検出された全 2704 個の GRB 分布を示している。GRB が我々の銀河で起こっている現象ならば、銀河面に集中した分布になるはずであるが、検出された GRB は全天に等方的に分布している。つまり GRB は銀河系ハローか、遠方宇宙を起源とするものであることが分かる。

$$N(E) = \begin{cases} K \left( \frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^\alpha \exp\left( \frac{E}{E_0} \right) & \text{for } E \leq (\alpha - \beta) E_0 \\ K \left( \frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^\beta \left( \frac{\alpha - \beta}{100 \text{ keV}} \right)^{(\alpha - \beta)} \exp(\alpha - \beta) & \text{for } E \geq (\alpha - \beta) E_0 \end{cases} \quad (2.1)$$

ここで  $K$  は規格化定数、 $N(E)$  の単位は  $\text{photons cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ keV}^{-1}$  であり、単位時間、単位面積、単位エネルギー当たりの光子の数を示している。 $E_0$  はブレイクエネルギーと呼ばれ、折れ曲がりのエネルギーを示し、 $\alpha$  は  $\beta$  は光子指数と呼ばれ、 $\alpha$  は高エネルギー側、 $\beta$  は低エネルギー側のべきの指数を表す。 $E_0$ 、 $\alpha$ 、 $\beta$  は、バースト毎に異なるが、典型的に  $E_0$  は 250 keV、 $\alpha$  は  $-1$ 、 $\beta$  は  $-2.2$  である。GRB のスペクトルは式 2.1 のようにべき関数の形をしており、このようなスペクトルを示すのは、熱平衡にある物質からの熱的な放射ではなく、シンクロトロン放射のような非熱的な放射であると考えられる。

## 2.2.2 残光

GRB には GRB 発生後数日にわたり、X 線、可視、電波でゆっくりと減光していく残光 (after glow) と呼ばれる現象が伴う。図 2.3 は BeppoSAX が捉えた X 線残光の様子である。

左の図は GRB 発生後間もなくの様子、右の図は GRB 発生から数日後の様子で数日後では減光し、X 線ではかなり暗くなっていることがわかる。図 2.4 は、各波長での残光のライトカーブを示しており、ゆるやかに減光して様子がわかる。残光現象では最初は X 線で明るく輝き、次に可視光そして電波と、明るく輝く波長域を変化させていくという特徴がある。

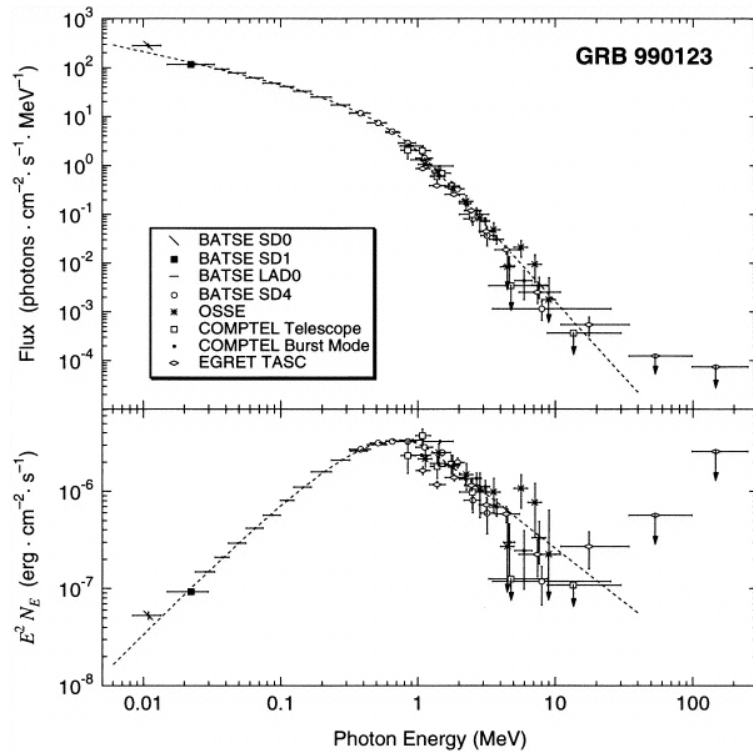


図 2.2 GRB990123 のエネルギースペクトル。非熱的放射の特徴であるべき関数で説明できるため、GRB の放射機構はシンクロトロン放射であると考えられる。

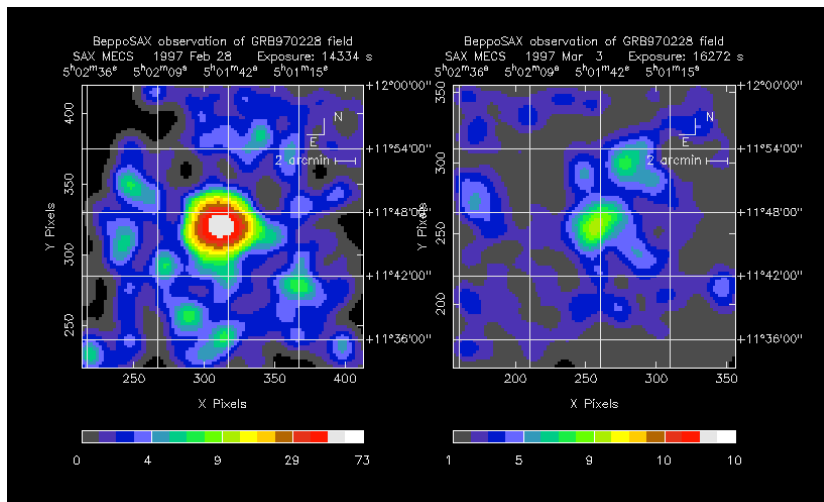


図 2.3 BeppoSAX 衛星により観測された GRB970228 の X 線残光。左は GRB 発生 8 時間後、右は 3.5 日後の観測である。時間とともに減光していることが分かる。

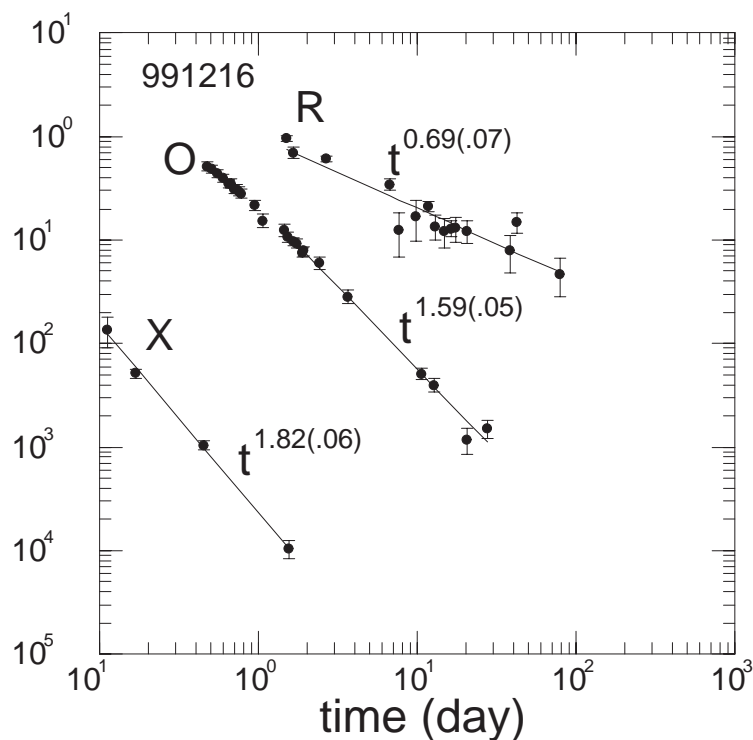


図 2.4 GRB991216 の残光のライトカーブ。X 線、可視、電波でのライトカーブ。激しい変動はなく緩やかに減光していく。明るく輝く波長域が時間とともに X 線、次に可視光そして電波の順に変化していく。

### 2.2.3 ガンマ線バーストの起源

GRB は大質量星の崩壊に伴って発生するものがあることが GRB030329 の観測により明らかになった。図 2.5 は GRB030329 の残光のスペクトルである。バースト発生後、間もない頃を示す黄色のラインでは、ガンマ線バーストの残光で見られる、典型的な形を示している。しかし、日にちが経つにつれ図 2.5 の青のラインのように構造をもったスペクトルが現れ、このスペクトルは黒のラインで示される、1c 型超新星爆発のスペクトルと一致することが分かった。これはガンマ線バーストが超新星爆発と関係があり、極超新星と呼ばれる大質量星の崩壊に伴って発生するガンマ線バーストが存在する証拠になった。

ガンマ線バーストの継続時間について個数分布をとると図 2.6 のように 2 sec を境に 2 つの分布があることが分かる。継続時間が 2 sec より短いものは short GRB 長いものは long GRB と呼ばれている。short GRB の一部については long GRB と起源がことなると考えられている。long GRB が大質量星の崩壊に伴い発生するのに対して、ソフトガンマ線リピーター (SGR) や中性子星連星の合体を起源としていると考えられている。

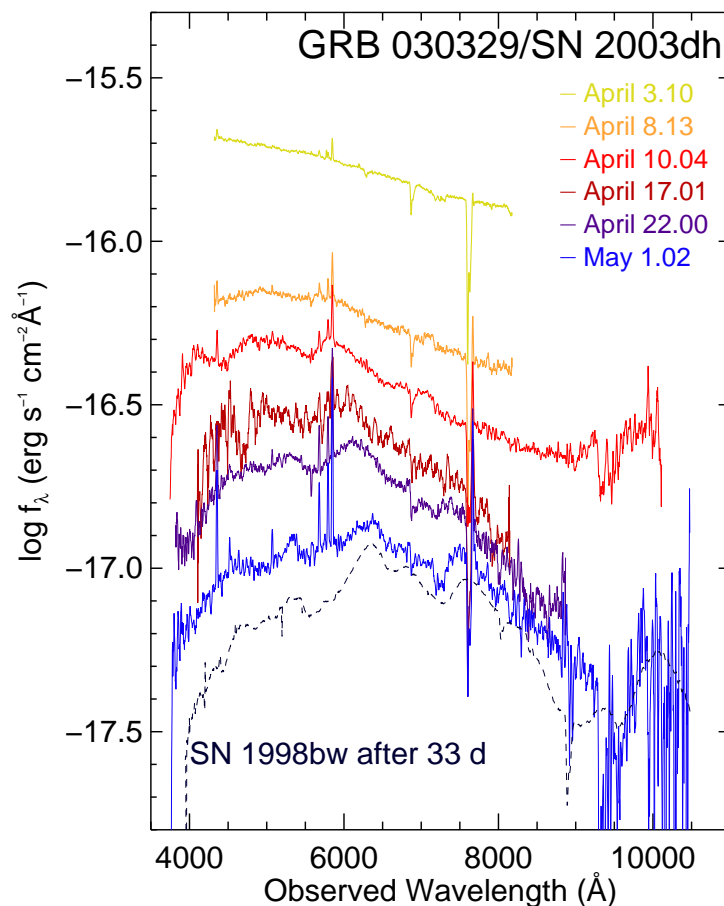


図 2.5 GRB030329 の残光スペクトルの変化。GRB030329 の残光の VLT による分光観測の結果。発生後間もない頃はガンマ線バーストの残光の典型的な形を示す (黄)。発生後 3 ヶ月目には構造をもったスペクトルを示す (青)。1c 型超新星 SN1998 のスペクトル構造と非常に類似している。

#### 2.2.4 ガンマ線バーストの時間変動とコンパクトネス問題

図 2.7 は、衛星が捉えたガンマ線バーストのライトカーブである。この図に見られるように、ガンマ線バーストの時間変動は非常に短くミリ秒程度のものも観測されている。

一般的に放射領域の大きさは時間変動の大きさ、 $\delta t$  を使って、 $c\delta t$  によって見積もられる。これを考えると放射領域の大きさは 300 km 程度という非常に小さい領域であると考えられる。GRB のスペクトルでは MeV 以上の光子も観測されており、このようなコンパクトな領域に大量のガンマ線が閉じ込められると  $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$  の対生成反応が起こりガンマ線は抜け出してこれないことになる。このような問題をコンパクトネス問題という。

コンパクトネス問題は、相対論的速度で運動している物質からの放射と考えれば、以下の相対論的効果によって、解決される。

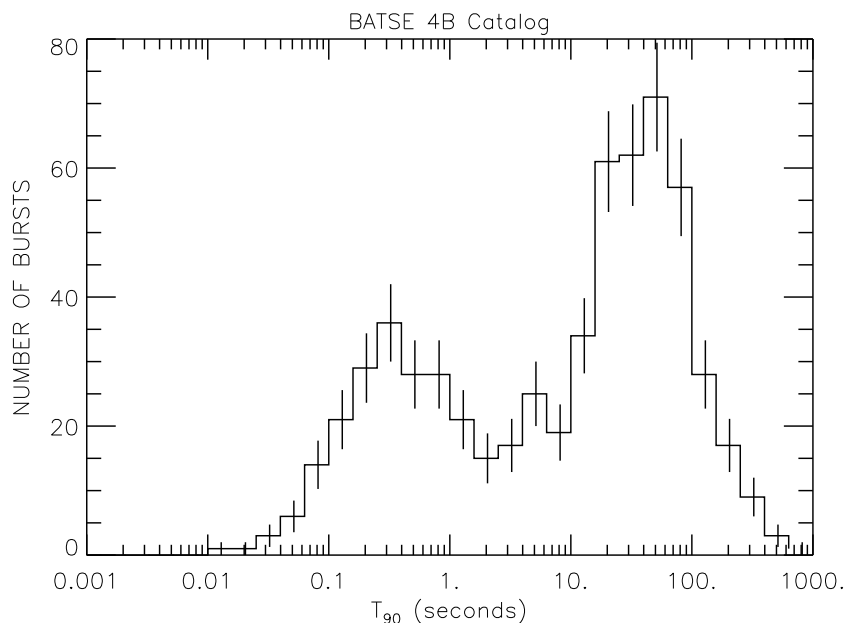


図 2.6 GRB の継続時間と発生数の関係。GRB は継続時間によって 2 つの種類に分けられる。継続時間が 2 sec より短いものはショートバースト、2 sec より長いものはロングバーストと呼ばれている。

### 1. 見かけの時間が短くなる効果

速度  $\beta$  で運動する物体が、点 A で放射し、 $\delta t$  秒後に R 進んだ位置、点 B で放射を行うとすると我々が観測する時間間隔  $\delta t_A$  は

$$\delta t_A = \delta t(1 - \beta) \sim \frac{R}{2\gamma^2 c}$$

従って、 $R \sim 2\gamma^2 c \delta t_A$  となるので、 $\gamma^2$  だけ放射領域の見積りに差ができる。

### 2. 青方偏移の効果

ガンマ線のスペクトルが  $E^{-b}$  に比例する場合、青方偏移の効果でエネルギーが  $\gamma$  倍されている。そのため放射体の静止系では MeV 以上のエネルギーを持つ光子は  $\gamma^{-b}$  倍少ない。

対生成を起こす確率は、粒子数に比例し、断面積に反比例するので、 $\gamma^{-4-b}$  倍となる。ここから、コンパクトネス問題を解消し、光子が抜け出してこれるようになるには、 $\gamma \sim 100$  程度の物体から放射されていると考えられる。

## 2.3 標準モデル

2.2 で挙げた GRB の特徴をまとめると次のようになる。

- GRB のスペクトルはシンクロトロン放射のような非熱的スペクトル。



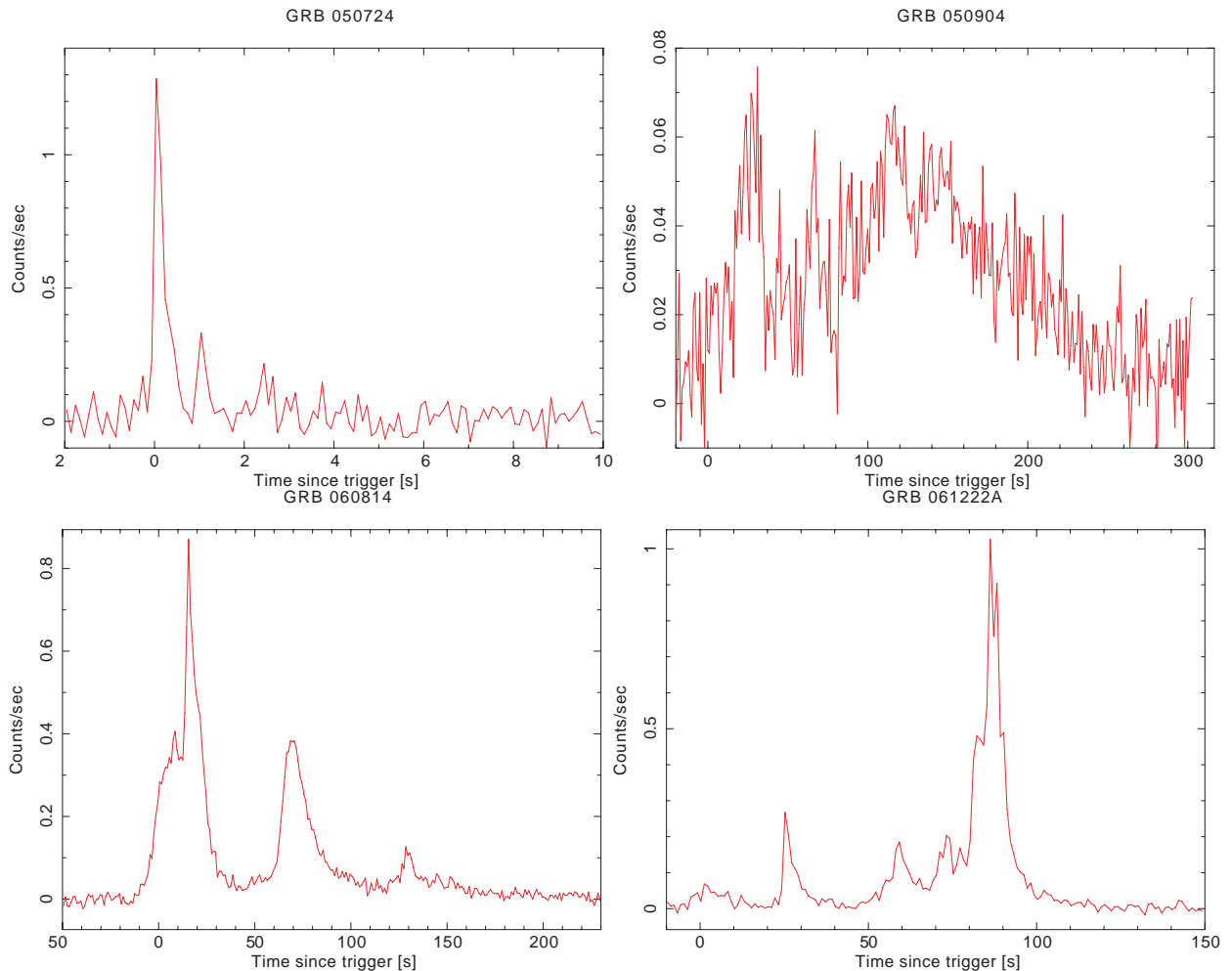


図 2.7 GRB ライトカーブの例。横軸に時間、縦軸に GRB のフラックスを取っている。様々な時間変動、継続時間の GRB が存在する。共通して見られるのは早い立ち上がり、緩やかな立ち下がりである。

- GRB は残光現象を伴い、X 線、可視、電波の順に明るい波長帯を変化させていく。
- GRB は大質量星の崩壊に伴って発生するものが存在する。
- GRB はコンパクトネス問題から、相対論的な物体から放射されると考えられる。

これらの特徴を統一的に理解する、Fireball モデルという標準的な理論モデルが存在する。図 2.8 は、Fireball モデルの概念図であり、Fireball モデルによれば、GRB 発生の流れは以下のようなものである。

1. 大質量星が崩壊してブラックホールを形成する際に、ジェット状の相対論的速度の物質流を作る。
2. その中で伝搬する物質同士が衝突しあい、衝撃波を作り、加速された電子が磁場に巻きついてシンクロトロン放射を行う。
3. その後、一つに合体し速度の遅くなった物質流が、星間物質を伝搬していく際に、衝撃波を作り、同様にシンクロトロン放射を行う (残光現象)

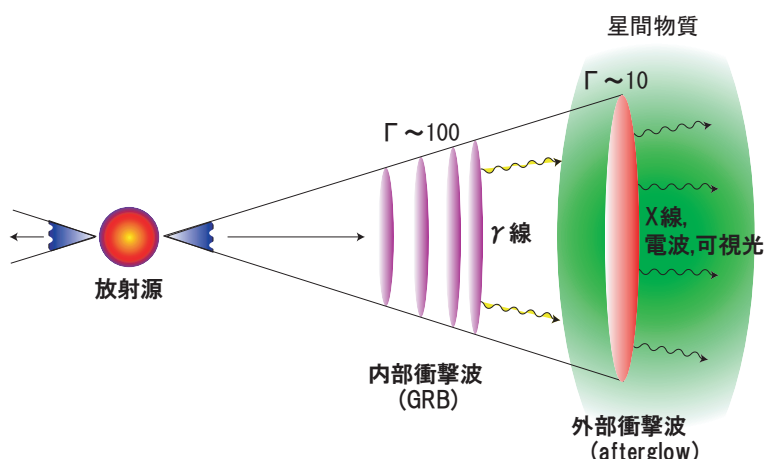


図 2.8 Fireball Model の概念図。 $\gamma \sim 100$  の相対論的 shell 同士の衝突により内部衝撃波を作り、衝撃波によってフェルミ加速された電子が、衝突によって圧縮された磁場に巻きついてシンクロトロン放射を起し、GRB を発生する。その後合体したことにより速度が  $\gamma \sim 10$  程度に遅くなった shell が、星間物質 (ISM) をかき集めることで外部衝撃波を作り、同じくシンクロトロン放射で残光現象 (afterglow) を発生している。

GRB の観測的な証拠から Fireball モデルは GRB の標準モデルとされているが、相対論的な速度まで物質を加速機構などが未だ解明されていない。GRB は Fireball モデルによればシンクロトロン放射をしており、発生場所の磁場構造によって高い偏光度を示すことが予想される。そのため GRB の偏光が観測出来れば、Fireball モデルを証明する大きな証拠となる。

## 2.4 偏光基礎理論

GRB の標準モデルでは、相対論的衝撃波によって加速された電子が磁場に巻きついてシンクロトロン放射していると考えられている。シンクロトロン放射により放射される電磁波は偏光していることが知られている。

### 2.4.1 シンクロトロン放射

偏光に関する基礎過程としてシンクロトロン放射について示す。

相対論的速度で動く荷電粒子が磁場中を運動するとき、荷電粒子はローレンツ力  $F = -evB$  により加速度を受け進路を曲げられる。このとき粒子は軌道の接線方向に電磁波を放射する。これがシンクロトロン放射である。

図 2.9 はシンクロトロン放射の概念図である。

粒子が速さ  $v$  で半径  $a$  の円で等速円運動している場合を考える。この時速度ベクトルは

$$\vec{v} = v \cos\left(\frac{vt'}{a}\right) \vec{x} + v \sin\left(\frac{vt'}{a}\right) \vec{y} \quad (2.2)$$

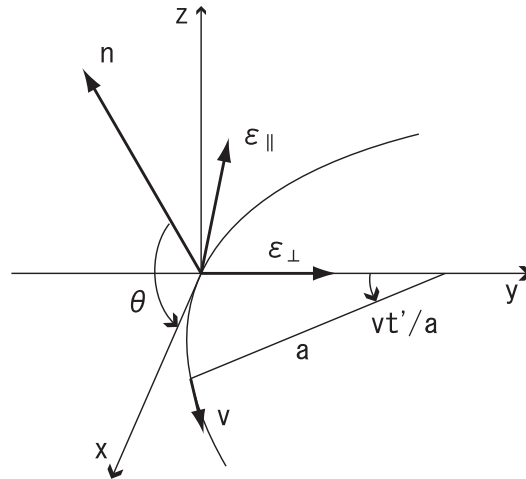


図 2.9 シンクロトロン放射の偏光のための図。時刻  $t' = 0$  で  $x$  軸に沿った速度  $v$  をもつ粒子が、半径  $a$  の曲線軌道を動くとする。

である。運動している粒子から放射される電磁波の  $\vec{n}$  方向の位置  $\vec{r}$  での電場は、

$$\vec{E} = [(q/Rc^2)\vec{n} \times (\vec{n} \times \vec{v})] \quad (2.3)$$

となる。ここで  $\vec{n}$  は  $\vec{r}$  の単位ベクトルである。また  $R$  は位置  $\vec{r}$  までの距離である。この電場の  $\vec{n}$  に垂直な面内の単位ベクトル  $\vec{\epsilon}_\perp$ 、 $\vec{\epsilon}_\parallel$  を用いると

$$\vec{n} \times (\vec{n} \times \vec{v}) = -\omega v \sin\theta \sin\omega t' \vec{\epsilon}_\perp - \omega v \cos\omega t' \vec{\epsilon}_\parallel \quad (2.4)$$

となる。ここで  $\omega = v/a$  であり、 $\theta$  は円運動の面に対する角度である。電場の成分を考えると、

$$\vec{\epsilon}_\perp = \epsilon_1 \cos(\omega t') \quad (2.5)$$

$$\vec{\epsilon}_\parallel = \epsilon_2 \sin(\omega t') \quad (2.6)$$

となる。ただし

$$\epsilon_1 = q/Rc^2 \omega v \sin\theta, \epsilon_2 = q/Rc^2 \omega v \quad (2.7)$$

である。

これは電場が時間とともに楕円を描く、楕円偏光を表す。これにより 1 電子からのシンクロトロン放射については完全に偏光しているといえる。特に

- $\theta = 0$ : 直線偏光
- $\theta > 0$ : 楕円偏光
- $\theta < 0$ : 逆方向の楕円偏光

となる。

次に等方的な電子群が一様な磁場に巻き付いてシンクロトロン放射する場合についてである。図 2.9 では電子が  $xy$  平面内で円運動していたが、実際には図 2.10 のように角度  $\alpha$  のピッチ角をもって巻き付く。等方的な電子群を考えた場合、この角度は電子によって様々な値をもつことになる。そのため、平均すると、楕円偏光成分は打ち消し合い、消えるため直線偏光成分のみとなり直線偏光が観測される。

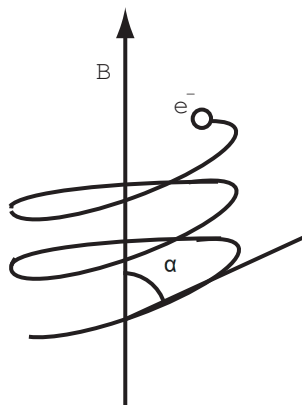


図 2.10 シンクロトロン pitch 角。等方的な電子群は様々な pitch 角で磁場に巻きつく。平均すると楕円偏光成分は打ち消すことになるので直線偏光成分のみとなる。

## 2.5 ガンマ線バーストの偏光

ガンマ線バーストの偏光は、放射領域の磁場構造と密接に関わる。放射領域の磁場構造については、良くわかっていないが、さまざまな条件について、ガンマ線バーストは高い偏光度を持つことが予想される。

### 2.5.1 一様磁場

図 2.11 は GRB ジェット内部での磁場の様子を示している。我々の観測では、GRB からのガンマ線が衝撃波のどこで生成されたかということとは分からない。衝撃波中のいろいろな場所からの放射が重ね合わさって観測される。図 2.11 の左図はジェット内で磁場が一様に揃っている場合である。このようにガンマ線が生成される領域である GRB ジェット内で磁場の方向がすべてそろっていれば、さまざまな場所で生成されるガンマ線の電場方向がそろうことになるため偏光が観測される。ガンマ線フラックスは基本的に変化するので、ジェット内でこのような一様な磁場になることは考えにくい。放射源に起源をもつ強磁場がジェットによって運ばれることでこのような磁場が作られる可能性がある。

図 2.11 の右図はジェット内で磁場の構造がランダムである場合である。磁気圧でジェットが加速された場合このような磁場構造になると考えられる。このように、ランダムな磁場構造であっても、ビーミング効果により観測する視野は非常に限られると考えられる。この場合、視野内で一様磁場であると考えられるので、偏光が観測できる。

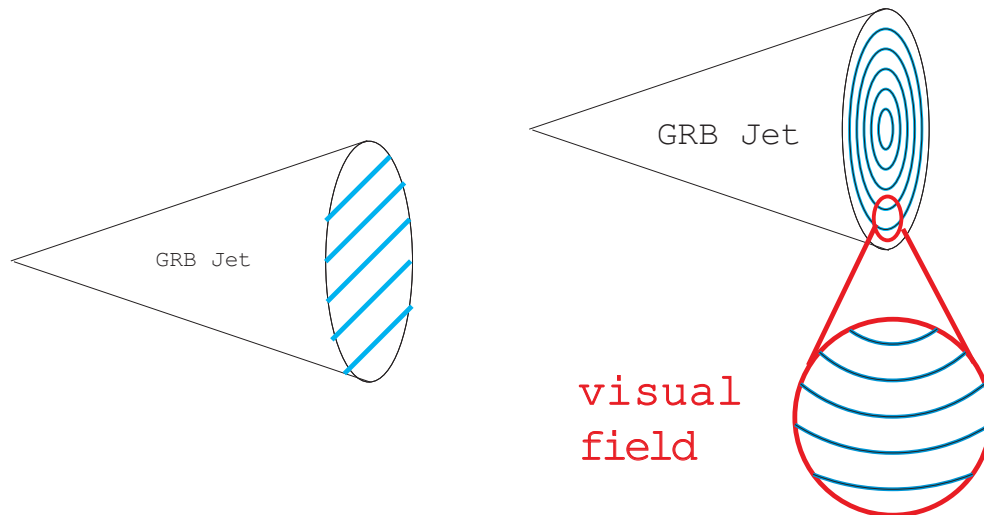


図 2.11 一様な磁場での GRB の偏光。磁場の方向がジェット内で一様な場合 (左)、さまざまなピッチ角を持つ等方的な電子群によるシンクロトロン放射で直線偏光が予想される。ジェット内で磁場が一様であることは考えにくい。ジェット内で磁場が揃っていない場合でも、ビーミング効果によって視野が赤い円であり、視野内で磁場が揃うことで偏光が期待される (右)。

### 2.5.2 衝撃波面内でランダムな場合

磁場構造が視野内で完全にランダムな場合についても偏光が期待される。ただし磁場は図 2.12 の左上図のように、衝撃波面内だけにのみ存在するとする。このように衝撃波面内でランダムな磁場の場合、視野内の各所で放射される光の電場方向には、図 2.12 の右図のような偏りが現れることがわかる。破線は電場の向きを示しており、視野の中心で放射される光には偏りが存在しないが、視野の端では電場方向に偏りが存在する。これは図 2.12 の左下図から考えられる。左図の円錐は、GRB のジェット内での視野を示しており、ビーミングによって  $1/\gamma$  の角度に限られる。例えば、視野の端である、図 2.12 の A 点から放射される光は、我々の系で波数ベクトル  $\vec{k}$  のものしか観測することはできない。この波数ベクトル  $\vec{k}$  の光は放射体の静止系では、波数ベクトル  $\vec{k}'$  である。磁場が、衝撃波面内であるとすれば、静止系で電場方向は  $\vec{e}'$  のみに限られる。これは、われわれの系では  $\vec{e}$  となり観測される光の電場方向に偏りができる。視野の端とは異なり、視野の中心から放射される光は、様々な波数ベクトルのものを観測することが可能であり、電場の方向に偏りが見られない。視野の各部分を足し合わせたものが観測されるものとなる。全て足し合わせれば各所の偏りが打ち消しあうため、観測される光の電場方向に偏りは存在しないと考えられる。しかし、青いラインのように視野内にジェットの一部しか捉えられない場合、非対称性から我々に届く光は偏光していることが予想される。

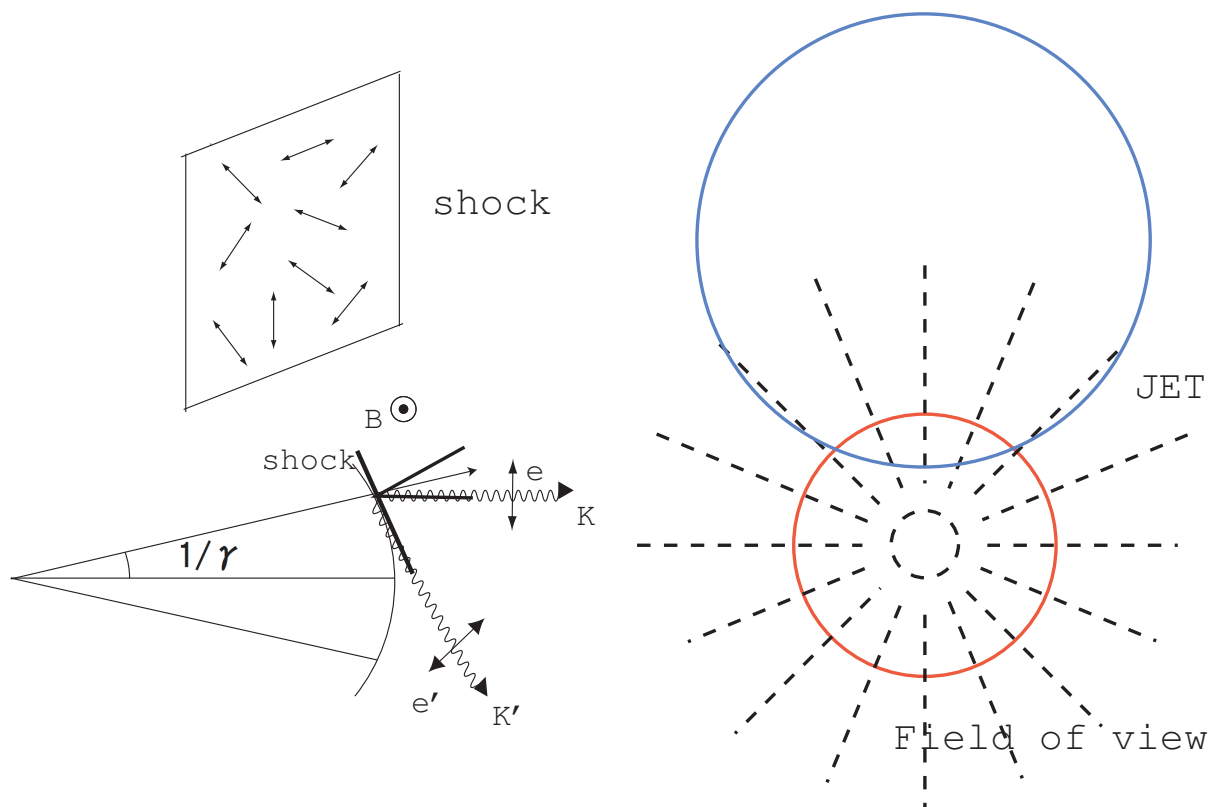


図 2.12 衝撃波面内でランダムな磁場。衝撃波面内で磁場がランダムである場合 (左上図)。視野の端で放射される光の電場方向 (左下図)。視野の端では波数ベクトル  $k$  のものしか観測することはできない。これが視野の各部から放射される光の電場の偏りを生み出す。視野の各部から放射される光の電場の偏り (右図)。

## コンプトンドラッグ

一様な光子場を相対論的な速度のイオン化したプラズマが移動すると、光子は相対論的な電子によって逆コンプトン散乱される。電子のローレンツファクターを  $\Gamma$  とすると、散乱によって光子のエネルギーは  $\sim \Gamma^2$  倍に増加され、開き角  $\sim 1/\Gamma$  内に放射される。放射された高エネルギー光子はプラズマ流の運動エネルギーを使って生成される。この放射メカニズムをコンプトンドラッグ (バルクコンプトン) と呼ぶ。

一様な光子場中を相対論的速度で運動する 1 電子に対して、観測角度の関数としての偏光を図 2.14 に示す。電子の静止系において、電子の速度ベクトルに対して  $90^\circ$  方向で観測した場合に最も強く偏光が検出されることが分かる。電子の静止系では、入射光子がコンプトン散乱すると考えることができる。コンプトン散乱 (トムソン散乱) による散乱光子は、散乱角度  $\theta$  に依存して強く偏光していることが知られている。散乱角度による偏光度は、

$$\Pi = \frac{1 - \cos^2 \theta}{1 + \cos^2 \theta} \quad (2.8)$$

となる。式 2.8 から、 $\theta = 90^\circ$  のとき  $\Pi = 1$  となり、最大の偏光度が得られる。

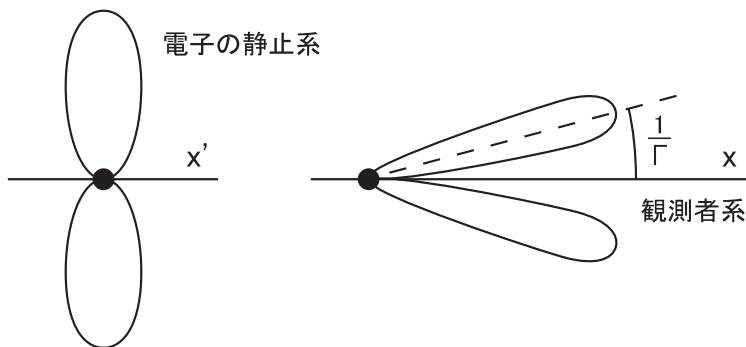


図 2.13 逆コンプトン散乱

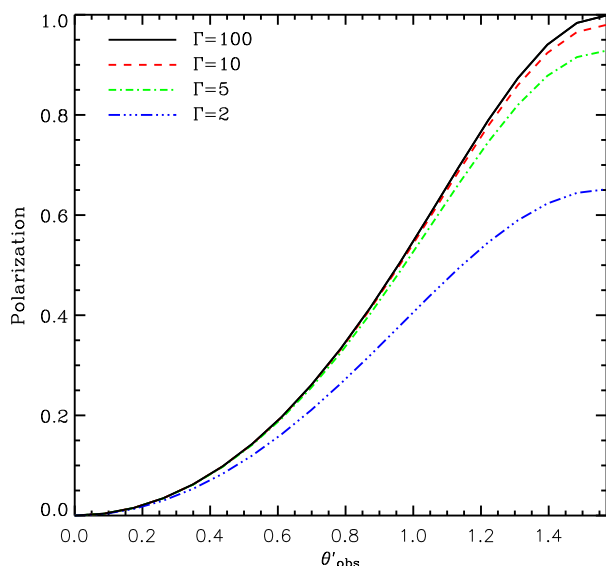


図 2.14 一様な光子場を相対論的な速度で動く電子による放射の偏光。θ'\_obs [rad] は電子の静止系での視線角度である。ローレンツファクターが大きい電子による放射は強く偏光している [6]。

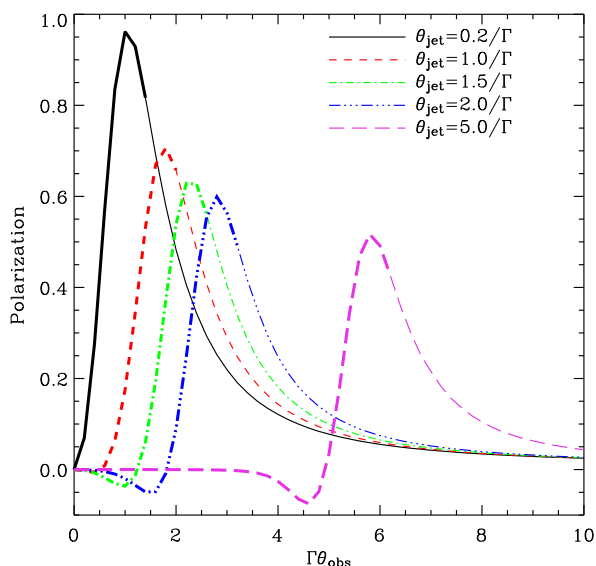


図 2.15 視線角度の関数としての偏光。最も強く偏光が観測できるのはジェットの端より少し外側であり、開き角が狭いジェットの方が高い偏光度が期待される [6]。

また図 2.14 から、電子のローレンツファクターが大きい場合の放射は強く偏光していることが分かる。これは、相対論的な効果によって非等方的な放射場を観測することになるためである。つまり、電子の静止系では、光子の入射方向がほぼ一方向に揃い、散乱光子の電場が揃うためである [6]。

### コンプトンドラッグによる Fireball Model からの偏光

電子の静止系では  $\theta = 90^\circ$  方向で強く偏光している。観測者系で見ると、相対論的ビーミングの効果によって、電子の速度ベクトルに対してハーフアングル  $\sim 1/\Gamma$  の円錐内に放射されることになる。つまり、電子の速度ベクトルに対して  $\sim 1/\Gamma$  の方向から観測する場合に最も強い偏光が得られる。



相対論的速度で放射状に拡大するジェットの開き角を  $\theta_{\text{jet}}$ 、観測者の視線角度を  $\theta_{\text{obs}}$  とする。シンクロトロン放射モデルのように、コンプトンドラッグによって観測される偏光は、電子のローレンツファクター  $\Gamma$  に対するジェットの開き角  $\theta_{\text{jet}}$  とジェットの軸からの観測者の視線角度  $\theta_{\text{obs}}$  に依存する。図 2.15 に、視線角度の関数として、いくつかのジェット幾何学についての偏光を示す。負の偏光度は、ジェットの軸と視線を含む平面の偏光成分に相当するものであり、正の偏光度はその面に垂直な偏光成分に相当するものである。

最も強く偏光が観測できるのはジェットの端より少し外側 ( $\sim \theta_{\text{jet}} + 1/\Gamma$ ) である。また、開き角が狭いジェットの方が高い偏光度を期待できる。これは、観測者の幾何学的配置によって、電子の静止系で  $90^\circ$  方向に散乱された光子の割合が多くなるからである。ただし、最大偏光度が得られる観測者の配置では、放射強度が非常に弱くなるため、実際の観測では弱い偏光として検出される可能性がある。

Fireball Model でジェットの開き角が狭ければ、コンプトンドラッグによって高い偏光度を得ることができる。シンクロトロン放射の場合に観測される偏光は、非相対論的な場合に得られる最大の偏光 ( $\sim 75\%$ ) よりも小さくなる。しかし、コンプトンドラッグの場合に観測される最大の偏光は、電子の静止系で  $100\%$  である [6]。

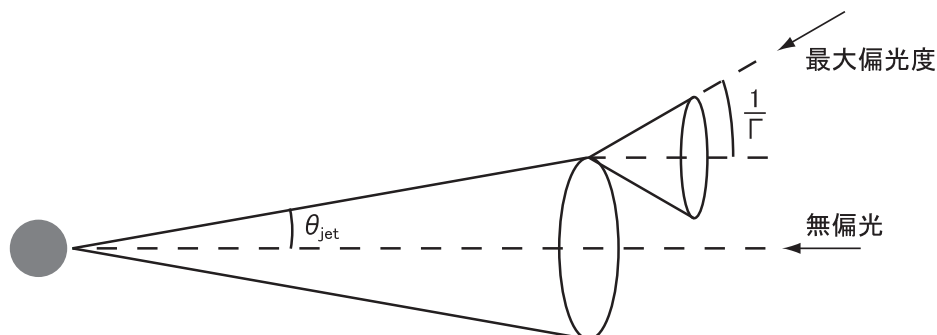


図 2.16 コンプトンドラッグの幾何学的配置。ジェットの軸方向から観測した場合は配置が対称になるため、無偏光となる。最も強く偏光が観測できるのはジェットの端より少し外側である。

## 2.6 研究目的

この章で述べたように、GRB の標準モデルでは、GRB は高い確率で偏光していることが予想される。そして、偏光度はシンクロトロン放射であれば、70%、コンプトンドラッグであれば 100% とかなり高い偏光度であることが予想される。

GRB についての偏光観測については、過去の観測で  $80 \pm 20\%$  であるとの報告がなされた。しかし、この報告は X 線偏光観測用に作られた観測機器を用いたわけではなく、観測結果に疑問が残る。そのため、偏光観測専用の検出器を用いて GRB の偏光観測を行うことが必要である。GRB が偏光していることが分かれば、磁場構造、放射メカニズムの解明につながる。



## 第 3 章

# ガンマ線バーストの偏光観測計画

GRB が偏光しているか調べるために、我々の研究室では GRB の偏光検出器を開発してきた。

ガンマ線は大気に散乱されてしまうため、地球での観測は不可能である。そのため、検出器を人工衛星に搭載し、宇宙で観測を行う必要がある。

そのため我々は 2010 年の 5 月に打ち上げ予定の小型ソーラー電力セイル実証機 Ikaros (Interplanetary Kite-craft Accelerated by Radiation Of the Sun) に GRB 偏光検出器を搭載し、GRB の偏光観測を行う予定である。この章では GRB の偏光観測計画と我々が開発している、Ikaros 搭載用の GRB 偏光検出器 GAP (GAMMA-ray burst Polarimeter) の偏光検出原理について説明する。

### 3.1 過去の偏光観測

過去に太陽観測衛星 RHESSI が偶然観測した GRB の観測データから、GRB は高い偏光度を持っているということが報告された。

RHESSI の主目的は、太陽フレアの観測であり、GRB などからの偏光観測は従目的とされている。RHESSI に搭載されているのは散乱型偏光検出器であり、散乱光の散乱強度分布から偏光の有無を調べる。詳細は節 3.3.3。

RHESSI の観測から、GRB021206 のプロンプト放射には図 3.1 の下段ような散乱強度分布が見られることが分かった。散乱光子の角度分布が顕著に現れており、15 keV – 2MeV のエネルギー範囲で GRB021206 は  $80 \pm 20\%$  の偏光度をもつことが報告された。

しかしこの結果は、追解析によって誤りであることが分かった。

RHESSI に搭載されているスペクトロメータは図 3.2 のように 9 個の検出器の配置が幾何学的に対象ではなく、散乱光子の数のみを計数しているわけではない。また得られたデータが衛星の回転周期と同期しており、衛星自転の取扱いが不十分であったため、得られたデータ虚偽の結果であり、GRB が偏光しているかどうかは未だ解明されていない。

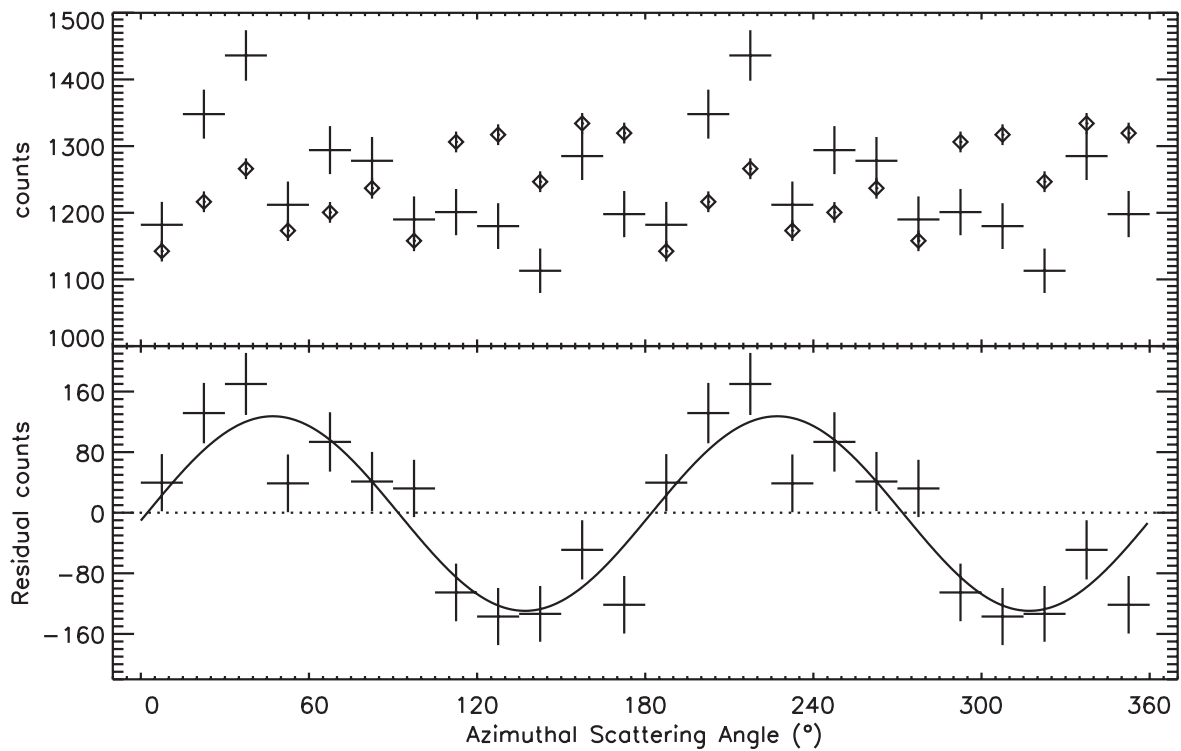


図 3.1 RHESSI によって観測された GRB021206 の散乱光子強度の角度分布。散乱方位角に対する強度を示している。観測データ (上段:+ プロット) とシミュレーション (上段:◇) とを比較することで下段の散乱強度分布を得る。この結果から GRB は  $80 \pm 20\%$  の偏光度をもつことが報告された。

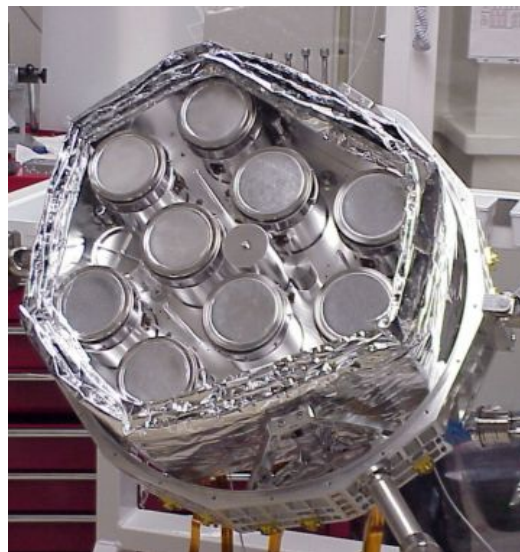


図 3.2 RHESSI に搭載されているスペクトロメーター。9 個のゲルマニウム検出器から成り、0.003–17 MeV のエネルギー範囲に感度を持っている。GRB021206 の偏光観測では  $80 \pm 20$  [%] の偏光を検出したが、検出器の配置が幾何学的に対称ではなく、得られたデータが衛星の回転周期と同期していることなどから、有意な観測ではないと考えられている。

## 3.2 偏光観測計画

RHESSI は、太陽観測衛星であり、偏光観測用に開発されたものではない。GRB の偏光観測を行うためには、幾何学的に対象で、散乱光子のみを扱う、偏光観測専用を開発された検出器を開発し、宇宙で観測を行う必要がある。我々はこれまで偏光観測専用検出器の開発を行ってきたが 2010 年の 5 月に打ち上げ予定の小型ソーラー電力セイル実証機 Ikaros に搭載されることが決定された。そのため Ikaros 搭載用の GRB 偏光検出器 GAP (Gamma-ray burst Polarimeter) を開発し、宇宙での GRB 偏光観測を行う。

### 3.2.1 Ikaros 計画

ソーラー電力セイルは、光子の運動量を利用した推進と、電気推進機関を組み合わせる宇宙船である。光子の運動量だけでは、推進力を得るために非常に大きな帆が必要である。そこで推進力を補うために太陽帆の表面の極薄の太陽電池から得られる電気を利用したイオンエンジンを使用する。このソーラー電力セイルの実証機である、小型ソーラーセイル実証機 Ikaros が、2010 年 5 月に H2A によって Planet-C との相乗りで打ち上げられる。

図 3.3 は Ikaros が膜展開したときの様子と運航計画である。Ikaros は図のような軌道をたどりながら約 200 日をかけて金星に近づく予定である。

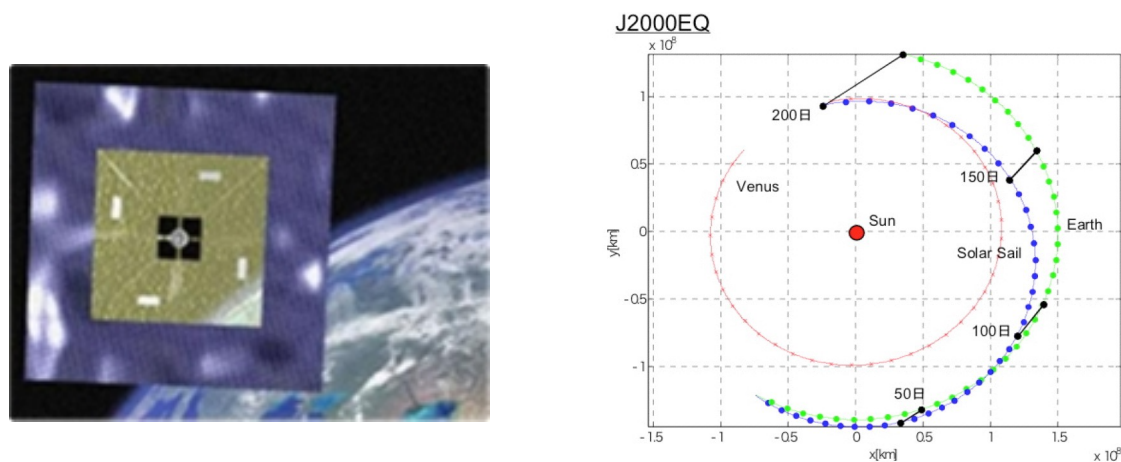


図 3.3 小型ソーラーセイル実証機 Ikaros と運航計画。左図のように直径 20 m の大型のソーラーセイルを展開し光子の運動量、イオンエンジンの推進力を受けて飛行する。2010 年 5 月に H2A によって Planet-C との相乗りで打ち上げられ、右図のような軌道で約 200 日をかけて金星に近づく予定である。

Ikaros は世界初の「深宇宙空間での直径 20 m のソーラー電力セイルを展開」、「電力セイル機能の実証」、「光子セイルの航行実証」を行う、重量 300 kg の探査機である。

GAP は図 3.4 のように Ikaros の下部パネルに取り付けられる予定である。ソーラーセイルが基本的に太陽方向を向いていることから、GAP は太陽と反対方向を向くことになる。GAP 後方の太陽方向には鉛シールドが設けられるため、観測に影響を与える太陽からの荷電粒子は遮られる。

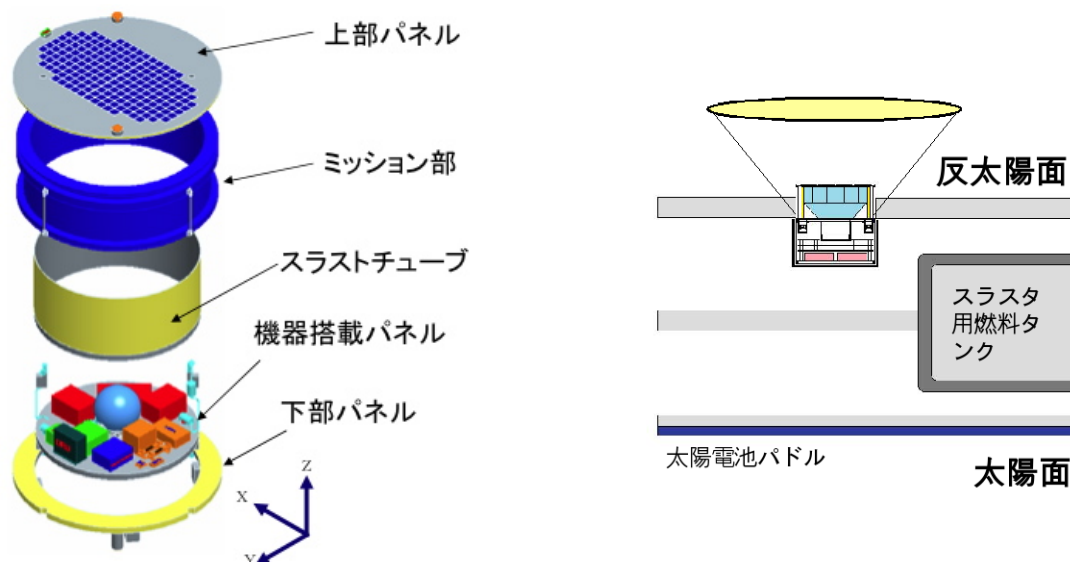


図 3.4 GAP の取り付け位置。左図は Ikaros の略図ある。太陽電池パドルはミッション部に格納されており宇宙空間で展開される。Ikaros は太陽の方向に上部パネルを向けており、下部パネルは太陽と逆方向である。GAP は右図のように下部パネルに取り付けられ、GAP の衛星側には鉛シールドが設けられるため、観測に影響を与える太陽から荷電粒子などは遮られる。

Ikaros は地球から非常に離れるため、通信回線は  $16 \text{ bit s}^{-1}$  に細くなる。さらに、Planet-C とデータのダウンリンクが競合することを考慮すると、データは上空でコンパクトにし、必要最小限にまとめる必要がある。

### 3.2.2 ソーラー電力セイル搭載目的

運用期間中に GAP は、「GRB の偏光観測」、「カニ星雲の偏光観測」を行う。主な目的は GRB の偏光観測であるので、データ取得が可能な 6 ヶ月間に、少なくとも 1 個の GRB について偏光観測が可能な検出器性能が求められる。約 6 ヶ月後にカニ星雲が視野に入ることが予想されるため、カニ星雲の偏光観測を行う予定である。カニ星雲からの軟 X 線は、OSO-8 衛星に搭載されたブラッグ反射型の偏光計 (節 3.3.1) で  $19.2 \pm 1.0\%$  (@2.6keV)、 $19.2 \pm 2.8\%$  (@5.2keV) の偏光度を持つことがわかっている。しかし硬 X 線領域では解明されていないため硬 X 線領域での偏光観測を行う。

## 3.3 X 線偏光検出器

X 線の偏光検出方法には様々な手法が存在する。我々は、入射 X 線の電場方向に対するコンプトン散乱の散乱異方性を利用した、散乱型検出器を作成してガンマ線バーストの偏光観測を行う。反射型検出器、光電子追跡型検出器、散乱型検出器の 3 種類の偏光検出方法を示し、散乱型検出器がガンマ線バーストの偏光検出に適していることを示す。

### 3.3.1 反射型検出器

反射型検出器はブラッグ反射の反射特性を用いて偏光を検出する。

#### 3.3.1.1 ブラッグ反射

ブラッグ反射は結晶による X 線の回折現象の一種である。回折の条件 (ブラッグ条件) は、

$$2d \sin \theta_B = n\lambda \quad (3.1)$$

であり、 $d$  は結晶の格子定数、 $\theta_B$  は光子の結晶への入射角、 $\lambda$  は光子の波長、 $n$  は正の整数である。反射率は電場ベクトルの方向に依存する。入射光子の電場ベクトルの結晶面に平行なものを  $\sigma$  偏光成分、結晶面に垂直なものを  $\pi$  偏光成分として、それぞれの成分の反射率を  $R_\sigma$ 、 $R_\pi$  とする。完全結晶では、 $R_\sigma = 1$ 、 $R_\pi = \cos 2\theta_B$  となる。また、グラファイトのようなモザイク結晶では  $R_\sigma = 1$ 、 $R_\pi = \cos^2 2\theta_B$  となり、 $\theta_B = 45^\circ$  で入射したときは  $\sigma$  偏光成分のみが反射されることになる [3]。

#### 3.3.1.2 反射型検出器

反射型検出器は、ブラッグ反射の反射特性を用いて偏光を検出する。図 3.5 に示すように、結晶と検出器を  $45^\circ$  をなすように配置し、そのままセットで回転させることによって、入射 X 線の  $\sigma$  偏光成分のみを検出することで反射光強度の角度分布を得ることができる。これによって、入射光子の偏光度を測定する。しかし、検出できる光子は式 3.1 のブラッグ条件を満たす単色光のみであり、入射光子の  $\sigma$  成分のみを検出するため検出効率が悪い [10]。

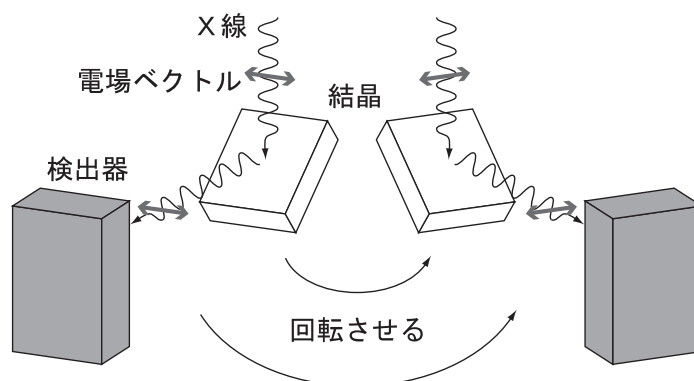


図 3.5 反射型検出器の模式図。結晶と検出器を  $45^\circ$  をなすように配置し、セットで回転させることによって強度分布を測定し、偏光度を得る。

### 3.3.2 光電子追跡型検出器

光電子追跡型検出器は、光電効果によって放出される光電子の異方性を用いて偏光を検出する。光子が光電効果を起こすと、光電子は入射光子の電場ベクトル方向に放出されやすい。放

出された光電子がガス、または半導体を電離して多数の電子（電子雲）を作るため、この広がった電子雲の形状を検出することで、光電子の放出方向が分かり、偏光度を得ることができる。検出器はガス比例計数管や半導体検出器（X 線 CCD）を用いる [10]。

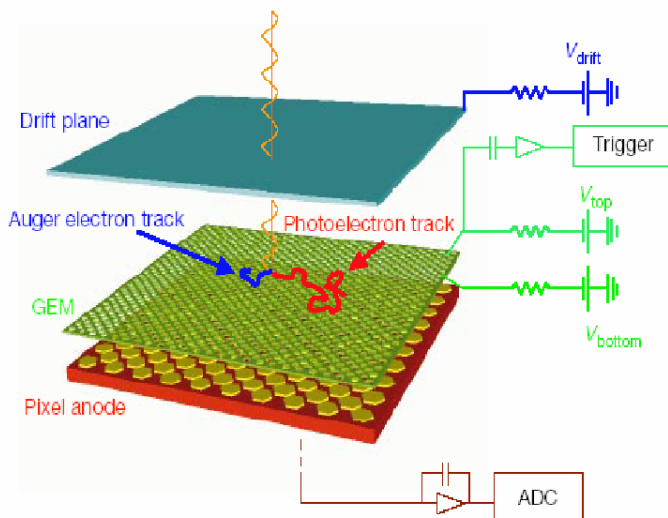


図 3.6 光電子追跡型検出器の模式図（X 線 CCD）。1 枚目のパネルで光電効果を起こし、放出された光電子を 2 枚目のパネルで受けて光電子の放出方向を検出する。

### 3.3.3 散乱型検出器

#### 3.3.3.1 コンプトン散乱

コンプトン散乱は入射光子と物質中の 1 個の電子との間で起こる相互作用である。入射光子は、電子と衝突し、エネルギーの一部を電子に与え、散乱光子として、入射方向とは別の方向へ散乱される。

図 3.7 のように光子が  $z$  方向へ入射してきて原点で散乱される場合を考える。この時光子の偏光方向は  $x$  軸方向である。

$\phi$  は偏光方向となす角であり、 $\theta$  は散乱角である。角度  $\theta, \phi$  方向の微小立体角要素  $d\Omega$  に散乱される散乱光の散乱断面積  $\sigma$  は、古典電子半径を  $r_0$  としてクライン-仁科の式から、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0}{2} \frac{E'^2}{E^2} \left( \frac{E}{E'} + \frac{E'}{E} - 2\sin^2\theta\cos^2\phi \right) \quad (3.2)$$

となる。ここで  $E$  は入射光子のエネルギーであり、 $E'$  は散乱光子のエネルギーである。散乱光子のエネルギーは、

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{m_e c^2}(1 - \cos\theta)} \quad (3.3)$$

より、



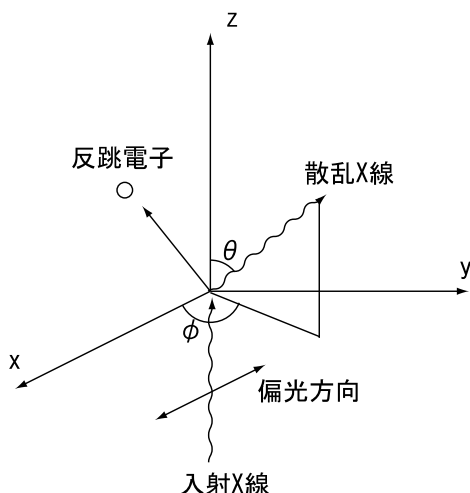


図 3.7 コンプトン散乱の模式図。x 軸方向の電場ベクトルを持って z 軸の負の方向から入射した光子が、原点で静止している電子と衝突する場合を考える。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_0^2 \frac{1 - \sin^2\theta \cos^2\phi}{1 + \gamma(1 - \cos\theta)^2} \left[ 1 + \frac{\gamma^2(1 - \cos\theta)^2}{2(1 - \sin^2\theta \cos^2\phi)\{1 + \gamma(1 - \cos\theta)\}} \right] \quad (3.4)$$

$$\gamma \equiv \frac{E}{m_e c^2} \quad (3.5)$$

となる。入射光子のエネルギーが電子の静止エネルギーに対して小さい場合は  $\gamma$  が小さくなるので、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_0^2(1 - \sin^2\theta \cos^2\phi), \quad E \ll m_e c^2 \quad (3.6)$$

となる。

図 3.8 に無偏光の場合の入射光子のエネルギーごとの  $\theta$  についての微分断面積の角度分布を示す。トムソン散乱の場合、1keV(赤)の分布を見ると、 $\theta$  については  $\theta = 0, 180^\circ$  である z 軸で最大となり、 $\theta = 90, 270^\circ$  である x 軸に対して対称な分布となる。入射光子のエネルギーが高くなるにつれて  $\gamma$  は大きくなり、トムソン散乱からのずれが大きくなる。つまり、 $\gamma > 1$  の相対論的領域では前方散乱が支配的になることがわかる。また、図 3.9 に  $\theta = 90^\circ$  の場合の  $\phi$  についての角度分布を示す。コンプトン散乱では入射光子の電場ベクトル方向 (x 軸) と垂直な方向に散乱されやすいことが分かる。

### 3.3.4 散乱型偏光検出器

3.3.3.1 節で示したように、コンプトン散乱による散乱光は、入射光子の電場ベクトルと垂直な方向に散乱されやすい。散乱型偏光検出器ではこの性質を利用し、ある定義された方位角  $\phi$  に対する散乱光の強度分布をとり、散乱異方性を調べることで偏光検出を行う。

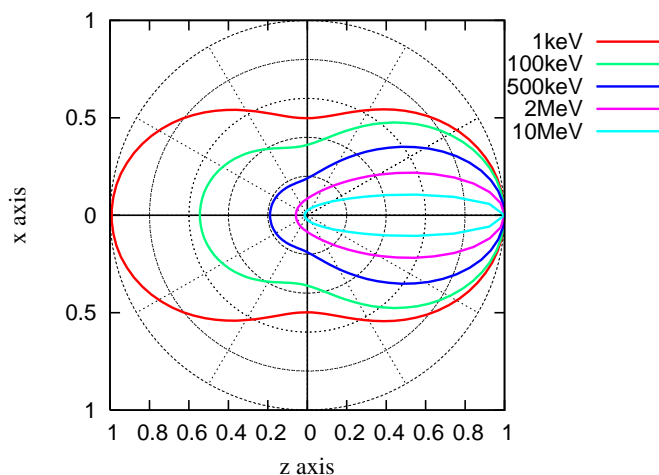


図 3.8 極角  $\theta$  についての微分断面の角度分布。入射光子のエネルギーが高くなると、前方散乱が支配的になっていくことが分かる。

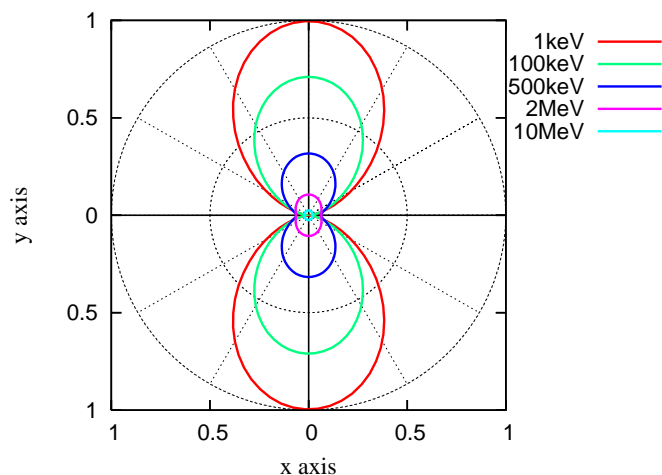


図 3.9  $\theta = 90^\circ$  のとき方位角  $\phi$  についての角度分布。入射光子の電場ベクトルと垂直な方向に散乱されやすいことが分かる。

コンプトン散乱の単位立体角あたりの散乱断面は式 3.6 であらわされる。 $\theta = 90^\circ$  の場合について考えると、 $\theta = 90^\circ$  の立体角要素へ散乱される光の散乱断面は、

$$\frac{d\sigma}{d\phi} = r_0^2 \sin^2 \phi \quad (3.7)$$

となる。そのため入射光の偏光方向が揃っている場合、 $\phi$  に対する散乱強度の方位角分布は  $\sin^2 \phi$  のサインカーブを描く。

$\theta=90^\circ$  の場合について考えたが、 $\theta = 0, 30, 45, 60, 90^\circ$  での散乱強度の方位角分布は図 3.10 のようになる。

このようなカーブをモジュレーションカーブという。

入射してくる光は偏光成分と無偏光成分が足し合わされたものである。無偏光の光は  $\phi$  方向に等方的に散乱するためモジュレーションはあらわれない。偏光度が強く、無偏光成分が小さいほどこのモジュレーションは強く現れることになる。そのためモジュレーションの強さによって偏光度を知ることができる。

散乱型偏光検出器は基本的に散乱体の周りに吸収体を配置し、吸収体で吸収される散乱光の強度分布を調べる。この強度分布からモジュレーションの強さを測定することによって偏光度を測定する。

### 3.3.5 GRB の偏光検出方法

3つの偏光検出方法の特徴を表 3.1 に示す。GRB の継続時間は短く連続光を放射する。また、GRB の光子は、平均的エネルギー 100 keV 付近を中心に、主なエネルギー帯は数 10–数 100 keV である。まず、反射型検出器は単色光しか扱うことができず、検出効率が悪い。継続時間が短く、連続光を放射している GRB の偏光観測には向かない。また、光電子追跡型検出



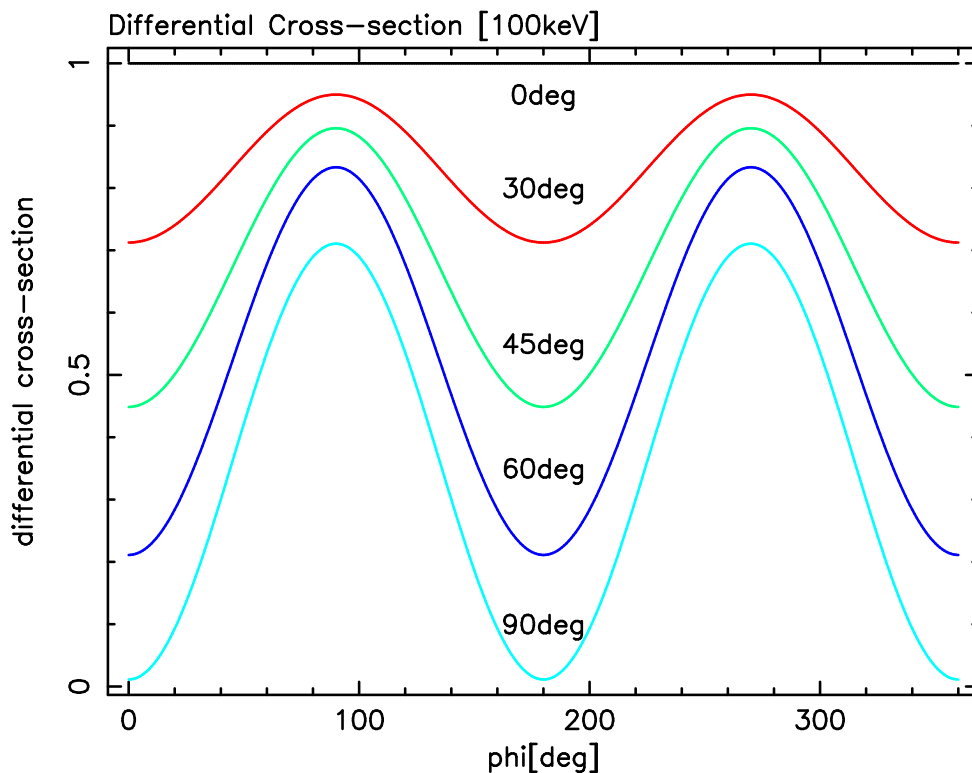


図 3.10 100 keV 入射における  $\theta = 0, 30, 45, 60, 90^\circ$  での方位角  $\phi$  方向の散乱角度分布。  
 $90^\circ$  で最も振幅が強く観測される。

器は検出効率が高く、連続光を扱うことができるが、光電子の飛跡を追跡することができるエネルギー範囲が数 10 keV 程度であり、GRB の偏光観測には不利である。

図 3.11 は入射光子のエネルギーと原子番号  $Z$  によってガンマ線の主な相互作用である光電効果、コンプトン散乱、電子対生成のどれが支配的であるかを示したものである。GRB の主なエネルギー帯である数 10–数 100 keV では、 $Z$  が 10 程度の軽元素に対してはコンプトン散乱が支配的であり、 $Z$  が 50 以上の重元素に対しては光電効果が支配的であることが分かる。つまり、GRB の偏光観測においては軽元素の散乱体と重元素の吸収体で構成された散乱型検出器が適している。[1]。

### 3.4 偏光検出器の性能

偏光検出器の性能を示すパラメータとして、モジュレーションファクタ  $M$  と検出効率  $\eta$  がある。以下では散乱型検出器についてこれらを説明する。

表 3.1 代表的な偏光検出方法の利点と欠点

GRB の観測には連続光を扱えること、偏光検出感度 (モジュレーションファクタ) が高いこと、エネルギー範囲等からコンプトン散乱を使った散乱型検出器が適していると言える。

	反射型検出器	散乱型検出器	光電子追跡型検出器
検出方法	ブラッグ反射	コンプトン散乱	光電効果
扱う光 [単色 or 連続]	単色光	連続光	連続光
検出効率	低い	中程度	高い
モジュレーションファクタ	高い	高い	低い
エネルギー範囲	～数 keV	数 10 ～ 数 100 keV	～数 10 keV

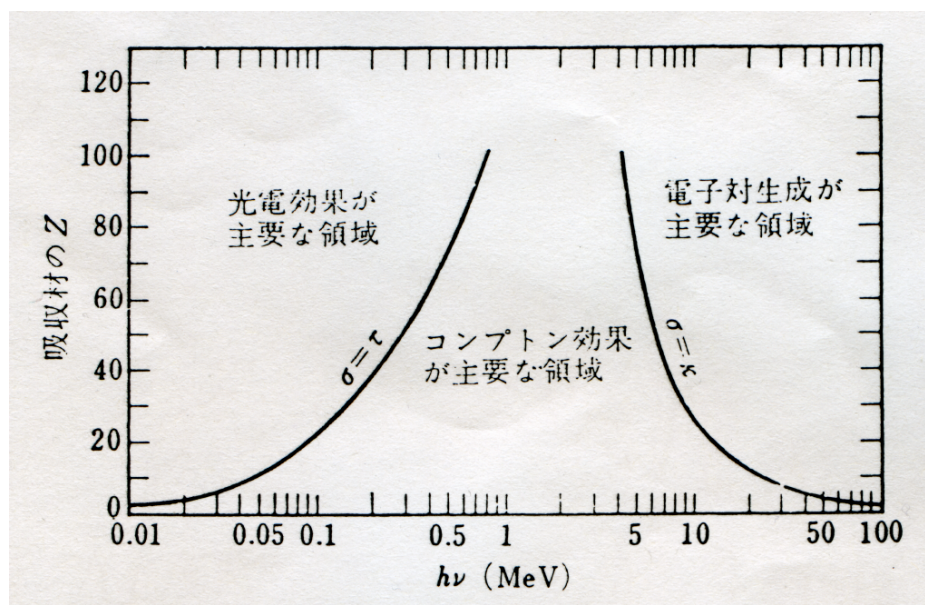


図 3.11 入射エネルギーと原子番号  $Z$  による主な光子と物質の相互作用。50–300 keV の範囲では軽元素ではコンプトン散乱、重元素では光電効果が支配的である。

### 3.4.1 モジュレーションファクタ $M$

図 3.10 のように、 $\phi$  方向の散乱強度角度分布は  $\sin^2 \phi$  のサインカーブを描く。これをモジュレーションカーブといい、強度の最大値を  $N_{\max}$ 、最小値を  $N_{\min}$  とすると、

$$M(\text{モジュレーション値}) \equiv \frac{N_{\max} - N_{\min}}{N_{\max} + N_{\min}} = \frac{\sin \text{の振幅}}{\text{強度分布の平均}} \quad (3.8)$$

と定義する。モジュレーションファクタ  $M_{100}$  は検出器に 100 % 偏光が入射するときのモジュレーションであり、0 から 1 までの値をとる。 $M_{100}$  はそれぞれの検出器で決まった値をとり、その検出器の偏光に対する感度を表すものである。図 3.12 に散乱型検出器の  $\theta$  による  $M_{100}$

の変化を示す。これは図 3.10 で得られたモジュレーションカーブからそれぞれの極角  $\theta$  での  $M_{100}$  を見積り、プロットしたものである。 $M_{100}$  は  $\theta = 90^\circ$  で最大となり、偏光に対する感度が最も高いことが分かる。また、入射光子の偏光度を  $\Pi$  は、実際に観測されるモジュレーションを  $M$  とすると、検出器のモジュレーションファクタ  $M_{100}$  を用いて次式で表される [1]。

$$\Pi = \frac{M}{M_{100}} \quad (3.9)$$

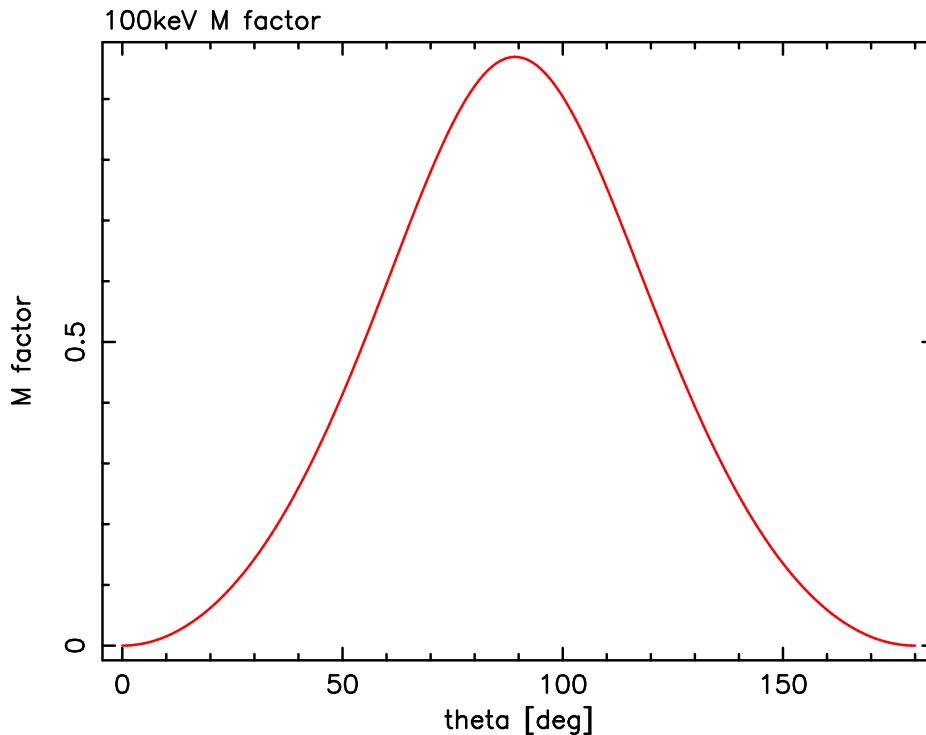


図 3.12 100 keV の入射光子に対する  $M_{100}$  の  $\theta$  依存性。90° で最も高いモジュレーションファクタが得られる。

### 3.4.2 検出効率 $\eta$

検出効率  $\eta$  とは、検出器に入射する光子のうち散乱体で散乱され吸収体で検出される光子の割合である。 $\eta$  が小さいと光子数の統計誤差が大きくなり、モジュレーションカーブが見えなくなってしまうため、モジュレーションファクタ  $M_{100}$  とともに  $\eta$  も大きい検出器が望まれる。

図 3.13 には  $M_{100}$ 、 $\eta$  をそれぞれ最大にした場合の検出器の模式図を示す。 $M_{100}$  を大きくすれば、散乱光が見込む吸収体が小さくなるため  $\eta$  が小さくなってしまう。 $\eta$  を大きくすれば  $\theta$  方向に積分範囲を広げることになり、 $M_{100}$  が小さくなってしまう [1]。

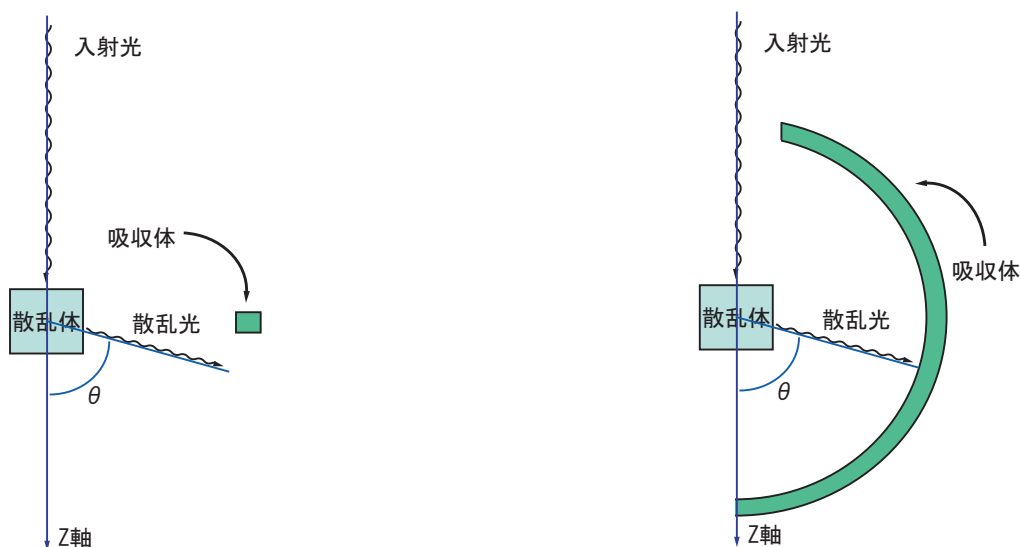
(a)  $M_{100}$  を最大にした検出器の断面図(b)  $\eta$  を最大にした検出器の断面図

図 3.13 極端な検出器デザインの例。  $\eta$  を最大にするデザインと  $M_{100}$  を最大にするデザインは全く逆になる。

### 3.4.3 最小偏光度 (MDP)

最小偏光度 (Minimum Detectable Polarization : MDP) とは、観測対象の明るさ、観測時間、バックグランドレベル、検出器の性能 ( $M_{100}$ 、 $\eta$ ) を総合的に評価したもので、ある条件下における検出可能な最小の偏光度のことである。MDP が小さいほど優れた偏光検出器であることを意味する。観測で得られるモジュレーションが、統計的なばらつきに対して  $3\sigma$  の有意度で認められるとした場合、MDP は

$$MDP = \frac{3\sqrt{2}}{\eta S F M_{100}} \sqrt{\frac{\eta F S + B}{T}} \quad (3.10)$$

$S$  : 有効面積 [ $\text{cm}^2$ ]

$\eta$  : 検出効率

$F$  : 観測対象の明るさ [ $\text{photon cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ]

$M_{100}$  : モジュレーションファクタ

$B$  : バックグランド [ $\text{photon s}^{-1}$ ]

$T$  : 観測時間 [s]

と表すことができる。バックグランド  $B$  が十分小さいとすると、式 3.10 は、

$$MDP = \frac{3\sqrt{2}}{M_{100} \sqrt{\eta S}} \sqrt{\frac{1}{FT}} \quad (3.11)$$

と書き直すことができる。 $F$ 、 $T$  は検出器にはよらないので、検出器の性能を決めるのは  $M_{100}(\eta S)^{\frac{1}{2}}$  ( $B$  が支配的な場合は  $M\eta S$ ) である。 $M_{100}(\eta S)^{\frac{1}{2}}$  が大きくなれば  $MDP$  は小さくなり、より偏光度の低い、より暗い観測対象を検出できることになる。

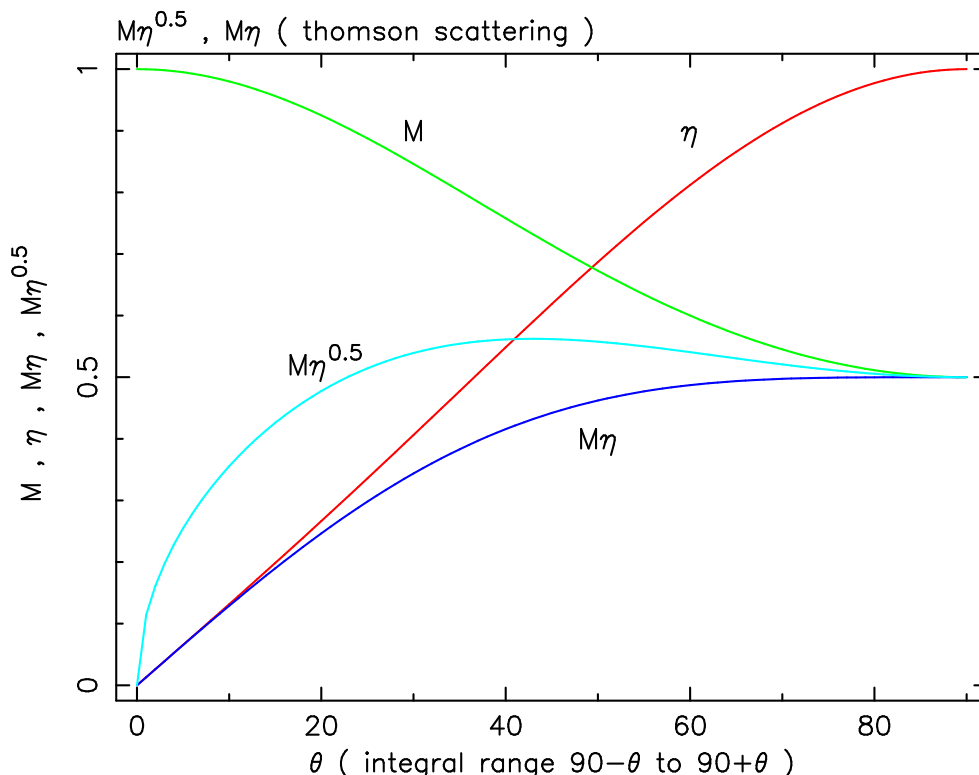


図 3.14 トムソン散乱の場合における  $M_{100,\eta}$  の  $\theta$  方向の積分範囲依存性。  $\theta = 0^\circ$  の場合は図 3.13 の (b) に、  $\theta = 90^\circ$  の場合は (a) に対応する。検出器の性能は  $\theta = 40^\circ$  の時に最大となり、  $\theta = 90^\circ$  でも 0.5 程度を示す。

図 3.14 にトムソン散乱の場合における、  $\theta$  方向の積分範囲による  $M_{100}(\eta S)^{\frac{1}{2}}$  と  $M\eta$  の変化を示す。積分範囲は  $M_{100}$  が最も大きくなる  $90^\circ$  を中心としている。この図から、  $M_{100}(\eta S)^{\frac{1}{2}}$  は  $90^\circ$  を中心として  $\pm 40^\circ$  付近が最大となっているが、それ以上積分してもそれほど悪い値にはならない [1]。

## 3.5 シンチレーション検出器

放射線計測法のひとつに、シンチレータ中で発生するシンチレーション (蛍光) を光電子増倍管 (PMT) で検出する方法がある。放射線計測法の中では、検出効率、感度の点で最も優れた方法のひとつである。GAP ではこのシンチレータ、PMT を用いた放射線計測法で、散乱体、吸収体に入射してくる、光子のエネルギー、入射強度を PMT を用いて計測する。

### 3.5.1 シンチレータ

シンチレータとは、入射した荷電粒子がシンチレータ中で相互作用を起こして失った運動エネルギーを、可視光のシンチレーションに転換して放出する物質のことである。シンチレーションによる光子数は、シンチレータ中で荷電粒子が失った運動エネルギーに比例する。表 3.2 に主なシンチレータの特性を示す。

3.3.5 節で示したように、GRB のエネルギー帯域 (数 10 keV ~ 数 100 keV) で偏光を観測するためには、軽元素の散乱体と重元素の吸収体を用いる。

散乱体はコンプトン散乱が支配的で、原子番号  $Z$  が小さい物質が適している。単純な散乱体としては Be や Li のような金属が用いられることもあるが、入射光子の散乱情報を得るために、プラスチックシンチレータ ( $Z=3.6$ ) を用いる。プラスチックシンチレータは有機シンチレータであり、製作・成形加工が簡単であるため、大体積の固体シンチレータとして使いやすい。

また、吸収体は光電効果が支配的で、 $Z$  が大きい CsI(Tl) シンチレータ ( $Z=54$ ) を用いる。CsI(Tl) シンチレータは無機シンチレータである。放射線計測でよく使われる無機シンチレータの NaI(Tl) と比較すると、単位長さあたりのガンマ線吸収がかなり大きいため、重量が問題となる場合には有利である。また、潮解性が少なく、比較的剛性が高いため、衝撃や振動のある厳しい条件下でも使用できるという利点がある [8]。

表 3.2 主なシンチレータの特性

	比重 [g/cm <sup>3</sup> ]	蛍光波長 [nm]	屈折率	減衰時間 [ $\mu$ s]	蛍光効率 [光子/MeV]
NaI(Tl)	3.67	415	1.85	0.23	38000
CsI(Tl)	4.51	540	1.80	0.68 (64 %) 3.34 (36 %)	65000
BGO	7.13	480	2.15	0.30	8200
GSO	6.71	440	1.85	0.056 (90 %) 0.4 (10 %)	9000
プラスチック (NE102A)	1.03	423	1.58	0.002	10000

### 3.5.2 光電子増倍管 (PMT)

光電子増倍管は、入射光を低エネルギーの電子に変換する光電陰極 (光電面)、集束電極、電子増倍部 (ダイノード)、陽極で構成される真空管であり、高感度、高速応答の光センサーの一種である。光が光電面に入射すると、光電面から真空中に光電子が放出され、その光電子は集束電極によってダイノードに導かれる。光電子は電界で加速され、1 段目のダイノードに入射して二次電子を放出し、二次電子はさらに加速されて 2 段目のダイノードで新たな二次電子を放出する。この過程を繰り返すことによって電子が増倍され、増倍された電子は出力信号として陽極に収集される。

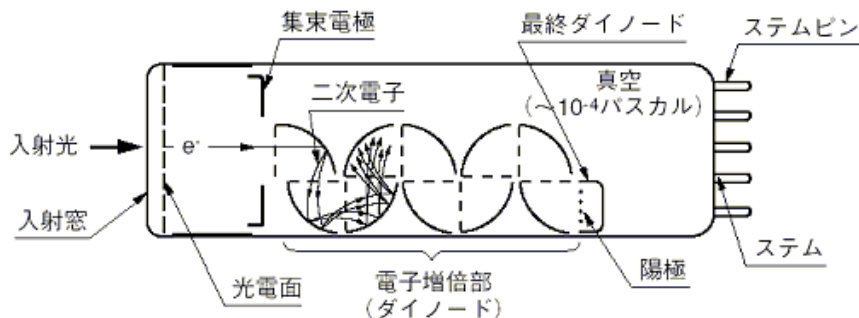


図 3.15 光電子増倍管の構造

### 電圧分割回路 (ブリーダー回路)

PMT のダイノード間電圧は、抵抗を直列につないだ電圧分割回路 (ブリーダー回路) で印加される。入射光がパルスの場合には、陽極電流が大きなピーク電流になる。このとき、ブリーダー回路の電圧を一定に保ち、高いピーク電流値が得られるように、後段の抵抗に並列にコンデンサを入れる。また、安定した出力を得るために、ブリーダー回路には平均陽極電流の 20 倍以上の電流を流す必要がある。

### 増倍率 (GAIN)

平均二次電子放出率が  $\delta$  で  $n$  段のダイノードをもつ PMT の理想的な増倍率 (GAIN) は、 $\delta^n$  である。二次電子放出率  $\delta$  は、

$$\delta = A \cdot E^\alpha \quad (3.12)$$

と表せる。ここで、 $A$  は定数、 $E$  はダイノード間電圧、 $\alpha$  はダイノードの形や材質によって決まる値で、 $0.7 \sim 0.8$  である。 $n$  段のダイノードをもつ PMT の陽極-陰極間に電圧  $V$  を印加した場合、ダイノード間電圧は  $E = V/n + 1$  であり、式 3.12 から PMT の GAIN  $\mu$  は次のように書ける。

$$\mu = \delta^n = \left\{ \frac{A}{(n+1)^\alpha} \right\}^n \cdot V^{\alpha n} = K \cdot V^{\alpha n} \quad (K = \text{一定}) \quad (3.13)$$

### 陽極暗電流

PMT は完全な暗中有るときでも微小な陽極暗電流を出力する。これに起因するノイズが PMT の検出能力に大きく関わるものである。陽極暗電流の原因として、熱電子放出、残留ガスのイオン化、ガラスの発光、漏洩電流、電界放出が挙げられる。その中でもほとんどを占めるのは、光電面からの熱電子放出によるものである。光電面やダイノードの物質は仕事関数が非常に低いため、室温でも熱電子を放出する。この熱電子がダイノードで増倍され、暗電流 (熱電子ノイズ) として出力される。熱電子放出は光電面の温度とともに指数関数的に上昇するため、光電面を冷却して熱電子放出を減らすことで暗電流を低く抑えることができる。



PMT を最大定格電圧に近い電圧で動作させると電界放出が起こる。これは、強い電界に引かれて電極から電子が放出され、ノイズパルスが発生するものである。このため、PMT は最大定格電圧の 70 % ~ 80 % で使用するべきである。

## 3.6 GAP の偏光検出原理

我々が開発している GRB 偏光検出器 GAP (GAMMA-ray burst Polarimeter) はコンプトン散乱の散乱異方性を用いた散乱型偏光検出器である。散乱型検出器として GAP と、山形大学が開発を行っている、PHENEX 検出器 (Polarimeter for High ENERGY X-rays) について説明する。

### 3.6.1 GAP

GAP では散乱体としてプラスチックシンチレータを用い、吸収体として CsI シンチレータを用いる。

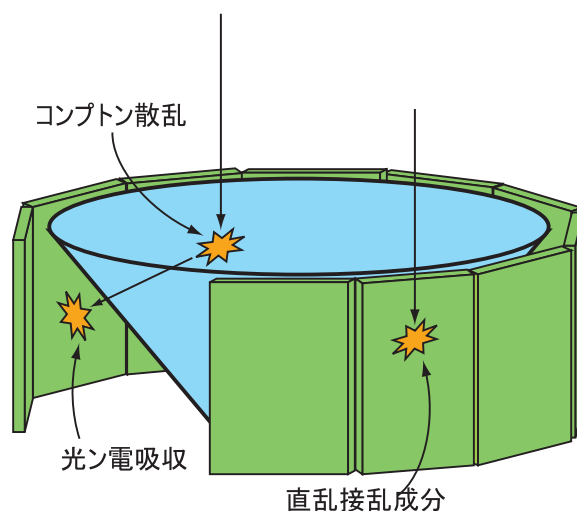


図 3.16 GAP 検出器の散乱体と吸収体。散乱体であるプラスチックシンチレータの周りに、吸収体である CsI シンチレータを対照的に配置する。

図 3.17 のように幾何学的に対照的な形をしたプラスチックシンチレータの周りに対照的に CsI シンチレータを配置し、プラスチックシンチレータで散乱した散乱光を CsI シンチレータで吸収する。各 CsI ごとに方位角を定義し、この吸収された散乱光の強度の  $\phi$  角度分布をとり、散乱異方性を調べることで偏光を検出する。

各シンチレータで散乱、吸収された光は、光電子増倍管を用いて検出する。X 線がプラスチックシンチレータに入射して散乱すると、反跳電子がプラスチックシンチレータの光電子増倍管で検出される。

散乱光は CsI シンチレータで吸収され、CsI シンチレータの光電子増倍管で検出される。同時にプラスチックと CsI の光電子増倍管で信号が検出された場合の情報だけで、12 個の CsI



シンチレータで吸収された光の強度分布をとり、偏光観測を行う。

GAP のプラスチックシンチレータでは、どこに X 線が入射してきたかわからない。そのため CsI で検出された光の正確な散乱方向を決定することは不可能であり、CsI に入射してきた光はすべて CsI に定義された角度で散乱したとして扱う。実際には、各 CsI には定義された角度以外の散乱光も入射してくるため CsI ごとの強度分布をとった場合、散乱角度を正しく扱った場合に比べ、モジュレーションが現れにくくなる。

### 3.6.2 PHENEX

PHENEX は山形大学が開発している、硬 X 線偏光検出器である。図 3.17 は、PHENEX の概略図である。

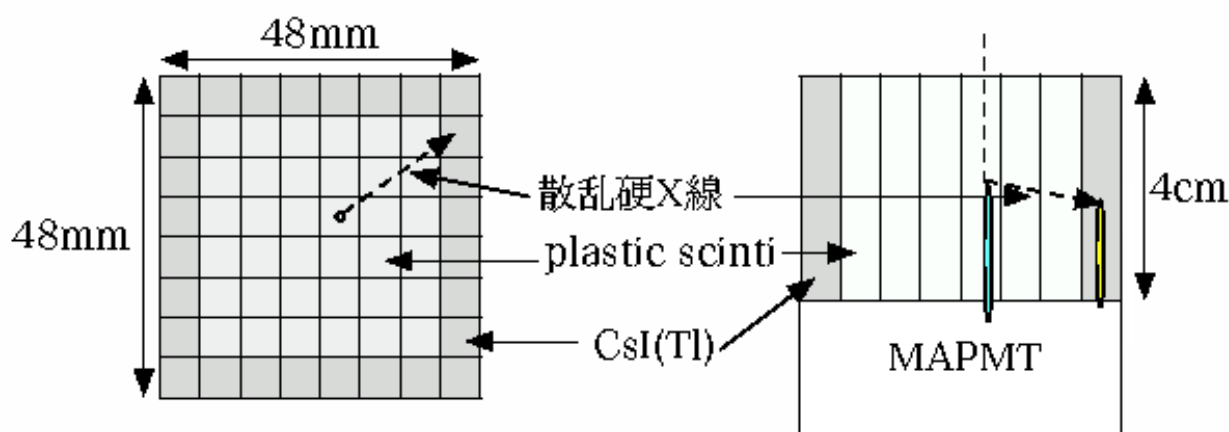


図 3.17 PHENEX の概略図。MAPMT の上に柱状のプラスチックシンチレータ 36 本と、CsI シンチレータ 28 本を配置している。どこで散乱されどこで吸収されたかを知ることができるため、散乱角度を正確に扱うことが可能でモジュレーションファクターが高い。

PHENEX も GAP 同様、散乱体にプラスチックシンチレータ、吸収体に CsI シンチレータを用いる。ただし、中心のプラスチックシンチレータは細かくわかれており柱状のプラスチックシンチレータ 36 本を使用している。その周りを柱状の CsI シンチレータ、28 本が囲っておりプラスチックシンチレータからの散乱光を捉える。これらのシンチレータがマルチアノード光電子増倍管 (MAPMT) と呼ばれる、光電子増倍管上に配置されている。MAPMT は、入射窓、アノード部分、増幅部が複数に分割されており、各入射窓にアノード部分、増幅部が対応しているため一つの PMT で複数の信号を取り扱うことが可能である。

そのため 36 本のプラスチックのどこに入射してきたかを知ることが可能であり、どの CsI で吸収されたかを知ることが出来るので、散乱角度を正確に知ることができる。

散乱角度を正確に扱えるため、強度分布を正しくとることが可能で、モジュレーションファクターの高い検出器となる。

PHENEX はモジュレーションファクタが高い検出器であるが、有効面積が小さいため、複数の検出器を使って有効面積を稼ぐ。GAP はモジュレーションファクタは低いが無効面積が広く、単純な構造であるため、製作が容易であり、取り扱う信号の数が少なくデータを扱い易い。

### 3.7 これまでの偏光検出器

2007年のモデルでは、2006年に開発された試作モデルからの性能向上を目的とし、プラスチックシンチレータにテーパ加工（ライトガイド加工）を施すことでモジュレーションファクタ、検出限界エネルギーがどの程度の値を示すのかを検証した。

図 3.18 は 2007 年に開発された GRB 偏光検出器の略図である。

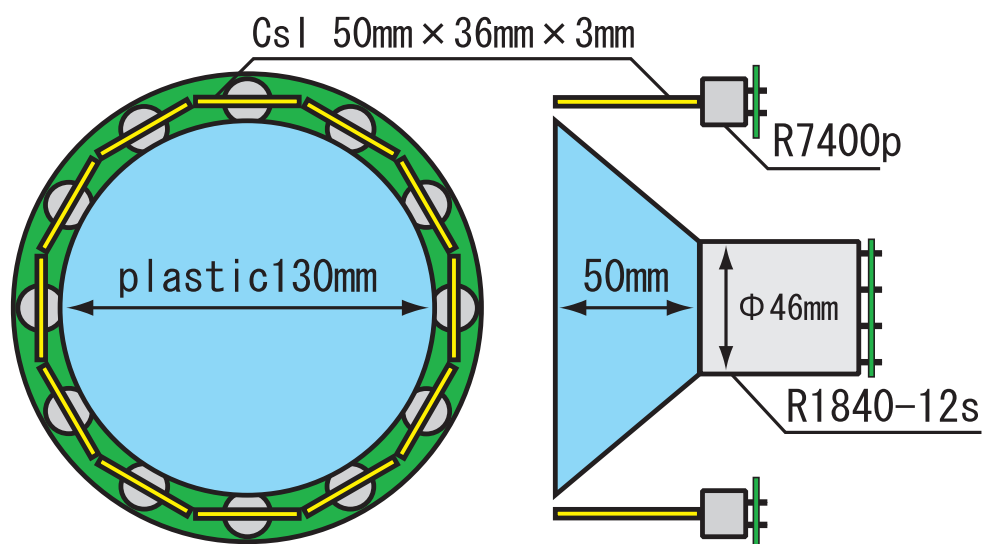


図 3.18 GRB 偏光検出器 2007 年モデル。テーパ加工の施されたプラスチックシンチレータを用いて、偏光検出器としての性能向上を目的とした。

節 3.6 で、説明した検出原理をもとに設計されている。プラスチックシンチレータの周りに CsI シンチレータを配置し、プラスチックシンチレータで散乱された光を CsI シンチレータで吸収する。この時に光電子増倍管から出力される信号を元に、プラスチック、CsI で同時に信号があった場合、プラスチックで散乱し、CsI に入射したものとする。この同期イベントの数を CsI ごとに調べ、散乱強度分布を調べる。

2007年のモデルでは散乱体として図 3.18 のように円錐台のプラスチックシンチレータを用いた。上面の直径は 130 mm で底面は 46 mm、高さは 50 mm である。プラスチックシンチレータにはこのように PMT の光電面にシンチレータの面の大きさを合わせるようなテーパ加工（ライトガイド加工）が施されている。これは以下の 3 点でメリットがある。

1. 偏光計としての性能を損なわずに重量を軽くできる
2. シンチレーション光の集光効率をあげることで PMT で検出できる限界のエネルギーを下げる

### 3. 中心付近で散乱する光子の割合を多くし、M ファクターを向上させる

このプラスチックシンチレータのまわりを  $50 \times 36 \times 3$  mm の CsI シンチレータ 12 枚が囲んでいる。CsI シンチレータはプラスチックシンチレータと 5 mm 離して配置する。散乱した場所から CsI シンチレータを見込む、立体角を小さくして M ファクターを向上させるためである。

これらのシンチレータからの光を捉えるために、CsI 用光電子増倍管は R7400p、プラスチック用光電子増倍管は R1840-12s を用いた。

光電子増倍管からの信号は VA-TA(LSI) で処理を行った。入射光がプラスチックで散乱した場合、VA-TA はプラスチックの光電子増倍管で検出された信号をトリガーとして、すべての CsI の光電子増倍管の信号を読み出す。この時一つの CsI で一定レベル以上の信号が検出されれば、プラスチックで散乱された光を検出したとする。このように検出されたデータをもとに散乱強度分布をとり、モジュレーションの強さから偏光度を見積もる。

#### 3.7.1 検出限界エネルギー

検出器の検出限界エネルギーは、光電子増倍管がプラスチックシンチレータが受けたエネルギーを、どれだけ低いエネルギーまで読み出せるかで決定される。低いエネルギーになると、出力される信号は小さくなり、光電子増倍管や回路部分から発生するノイズと区別できなくなる。ノイズが多く信号が検出できなくなってしまうエネルギーを検出限界エネルギーとする。この検出限界エネルギーについてはプラスチックシンチレータにテーパ加工を施すことで改善されると考えられる。シンチレータと光電面の大きさを合わせ、シンチレータからの光を効率よく光電子増倍管に導くことにより、ノイズに対して X 線が入射した場合の信号を大きくすることができるため、検出限界エネルギーは低くなると考えられる。

図 3.19 は 2007 年に開発されたモデルのプラスチックシンチレータにエネルギー較正用放射線源  $^{241}\text{Am}$ 、 $^{109}\text{Cd}$  を照射したときのスペクトル及びバックグラウンドのスペクトルである。

バックグラウンドスペクトル (緑) の 100 ch 以下ではカウントが急激に増加しており、ノイズ成分であると考えられる。ノイズは 130 ch から増加し始めると考えられ、放射線源  $^{241}\text{Am}$  と  $^{109}\text{Cd}$  を用いて、出力信号のエネルギー較正を行うと 130 ch は、10.2 keV に相当する。このエネルギーレベルを検出限界エネルギーと定義する。2006 年のモデルでは検出限界エネルギーが 12.0keV であったため、テーパ加工により検出限界エネルギーが改善されたと考えられる。プラスチックの検出限界エネルギーが 10.2keV の場合 77.5keV 以上のエネルギーを持った光子が観測対象となる。

#### 3.7.2 偏光観測実験とモジュレーションファクタ

テーパ加工を施すことでプラスチックシンチレータの中心付近で散乱した光を多く扱うことになる。その場合、 $\theta=90^\circ$  に近い光を多く扱うためモジュレーションファクタがよくなることが予想される。そのため低い偏光度の入射に対しても散乱強度分布が強く現れる。

5.4 節に示す X 線発生装置とビームラインを使い 2007 年のモデルで偏光観測を行った結果

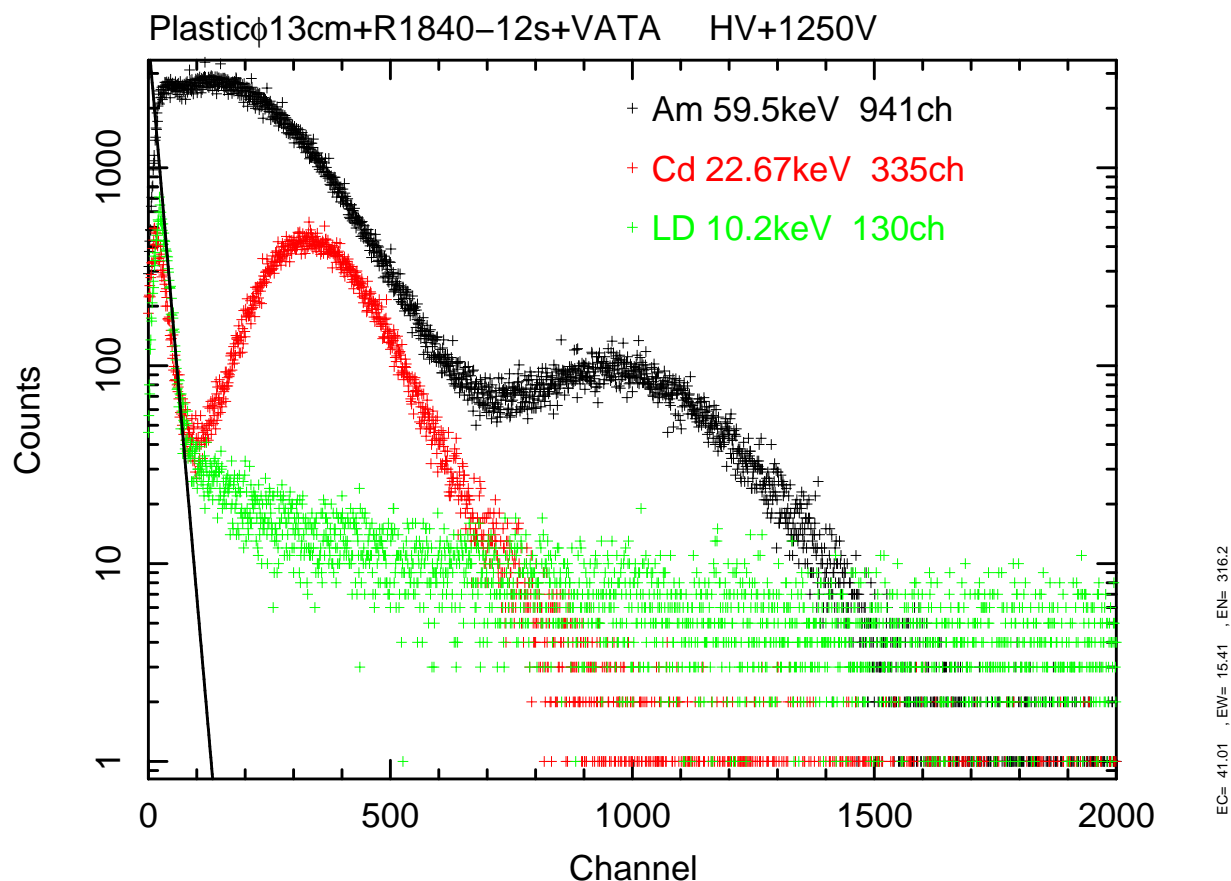


図 3.19 プラスチック  $\phi$ 130 mm テーパーモデルと R1840-12s の性能評価。エネルギー較正用の放射線源  $^{241}\text{Am}$ (黒)、 $^{109}\text{Cd}$ (赤) とバックグラウンド (緑) のスペクトル。このシステムでの検出限界エネルギーは 10.2 keV である。これにより、77.5 keV 以上のエネルギーを持った光子が観測対称となる。

を示す。

図 3.7.2 は、2007 年に開発されたモデルに X 線発生装置で X 線を正面から一様に入射させたときのモジュレーションである。

2007 年のモデルを用いて X 線発生装置で偏光観測実験を行った結果、図 3.7.2 の左図のようなモジュレーションカーブを得ることができた。入射 X 線は入射エネルギーが 100keV 程度であり、偏光度は 13.5% 程度である。そのため偏光度 13.5% で 100keV 程度の入射 X 線に対して偏光検出が可能であることが分かった。

X 線発生装置を使い 2007 年のモデルで偏光観測実験を行った場合、式 3.8 からモジュレーション値は 0.0449 であった。右図は 2006 年のモデルを用いて X 線発生装置で偏光観測実験を行った結果である。モジュレーション値は  $0.0390 \pm 0.0032$  であった。

二つのモジュレーション値から同じ偏光度のビームに対して、テーパー加工を施した 2007 年のモデルの方が散乱強度分布が強く現れていることが分かる。

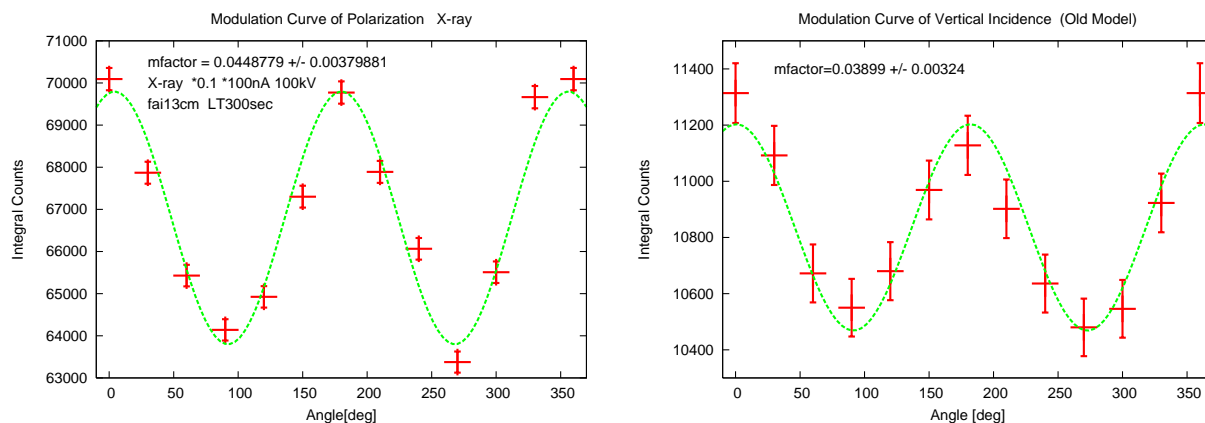


図 3.20 2006 年、2007 年のモデルでの X 線発生装置を使った偏光観測実験。、2007 年のモデルに X 線発生装置からの X 線を入射させたときのモジュレーションカーブ (左)。M 値は  $0.0449 \pm 0.00379$  であった。2006 年のモデルに X 線発生装置からの X 線を入射させたときのモジュレーションカーブ (右)。M 値は  $M = 0.0390 \pm 0.0032$  であった。2007 年のモデルではテーパー加工により、2006 年のモデルに対して M 値の改善が見られた。

### 3.7.3 課題

2007 年のモデルでは偏光検出器として偏光度 13.5% で 100 keV 程度の入射 X 線に対して偏光観測が可能なが実証された。またテーパー加工により、検出限界エネルギー及び、M 値に改善が見られることが分かった。

ただし、プラスチックの検出限界エネルギーが 10.2 keV であり、77.5 keV 以下の入射はノイズに紛れてしまうために低いエネルギーでの観測は信頼性の低いものになってしまう。そのため課題として検出限界エネルギーを低くすることが挙げられる。プラスチックシンチレータでは入射してくる X 線のエネルギーが 60 keV 程度から散乱する確率が高くなる。そのため 60 keV の  $90^\circ$  散乱でプラスチックシンチレータに落とすエネルギーである、6.4 keV まで検出限界エネルギーを下げる必要がある。

そして、最も大きな課題は 2007 年のモデルで示された性能と同程度の性能を持ち、宇宙で観測を行えるような、検出器を開発していくことである。宇宙で観測を行うためには打ち上げ時の振動環境や、宇宙での温度、真空、放射線環境によって性能が劣化しないような検出器を作る必要がある。



## 第4章

# GAP 検出器 PM モデルの設計

過去の偏光検出器では、偏光検出性能の向上を重視して設計を行った。また検出器からの信号は VME モジュール類の信号処理を経由してコンピュータ上に蓄えられ、データ解析は PC を用いて行ってきた。

本章で紹介する GAP 検出器のプロトタイプモデル (PM モデル) では、過去の検出器と同程度の性能を持ちつつ、実際に打ち上げるフライトモデル (FM モデル) の試作品として、ロケット打ち上げ時の振動、宇宙空間での苛酷な真空環境、温度環境に耐えられる構造を目指して設計を行った。また、衛星との通信レートが低くデータ量が限られるので、GAP 検出器自身に CPU を搭載し、必要なデータのみを扱えるように信号処理を工夫するなど、昨年モデルから大幅な改良が加えられている。

これらのことを考慮し、衛星搭載の重量制限である 3.2kg を目指して PM モデルの製作を行った。

図 4.1 は PM モデルの略図である。検出器の上半分はシンチレータおよび PMT を一体化して保持し、下半分に電気回路系および PMT 用の高圧電源を搭載している。これらを一つのアルミケースに収納し、振動で動かないように固定する。

図 3.18 の昨年のモデルと比較して大きく異なる点として以下の点が上げられる。

1. シンチレータの一体化、及びそれに伴う形状変化  
検出器の幾何学的対称性と打ち上げ時の振動などによる構造変化の回避を考慮しプラスチックシンチレータと CsI シンチレータを一体化した。
2. プラスチック用、光電子増倍管の変更  
打ち上げ時の振動に耐えられるように耐震化され、重量制限のために小型化な PMT を使用した。
3. 検出器内部の 13 系統独立 analog 処理 +FPGA・CPU デジタル処理に変更  
13 系統独立に analog 処理し、A/D 変換したものに対して FPGA がコインシデンスイベント (プラスチック、CsI 同期イベント) 判定を行う。CPU はトリガーレートなどからガンマ線バーストであるか判断をする。衛星との通信レートが低いため、必要なデータのみ取得し、メモリへ保存し適宜ダウンリンクする。

以下、GAP 検出器のデザインについて説明する。

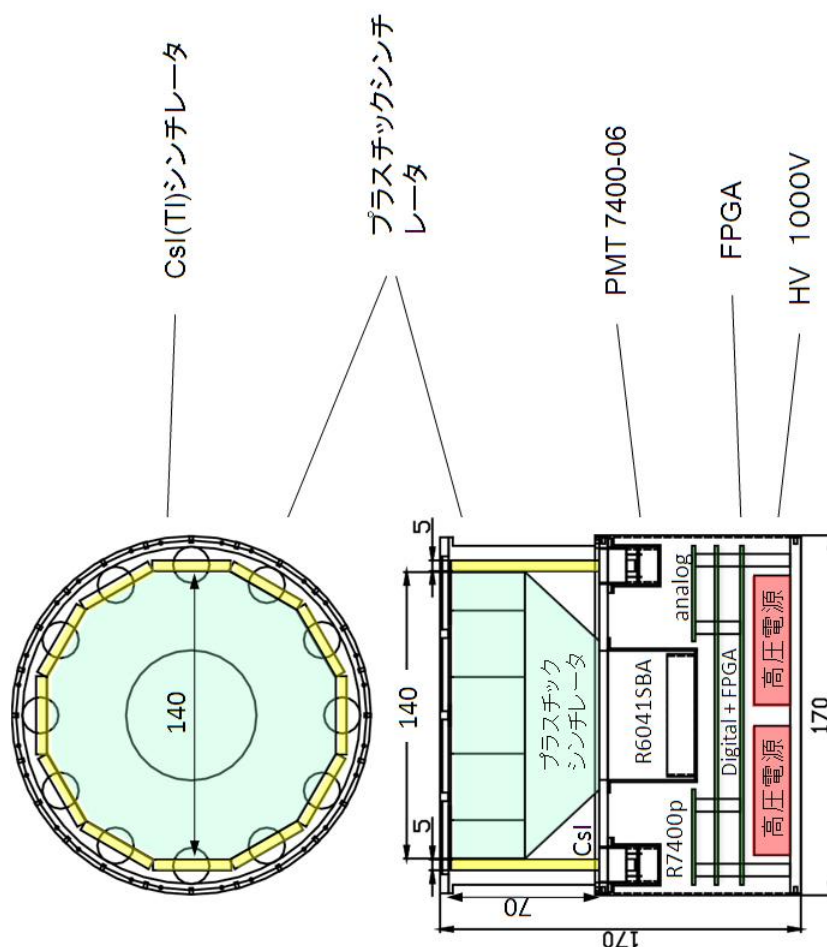


図 4.1 PM モデルの概略図。検出器の上半分はシンチレータおよび PMT を一体化して保持し、下半分に電気回路系および PMT 用の高圧電源を搭載している。デジタル処理系として FPGA と CPU を持っており、機上でデータ処理を行うほか、地上からのコマンドの受け渡しなども担当する。

## 4.1 シンチレータの形状

昨年のモデルではプラスチックシンチレータと CsI シンチレータは 5 mm 離して配置されていた。PM モデルではプラスチックシンチレータ、CsI シンチレータを一体化している。これは打ち上げ時の振動などによって、CsI シンチレータとプラスチックシンチレータの幾何学的配置が変化しないようにするためである。またプラスチックシンチレータが幾何学的に対称であるため、一体化することで吸収体である CsI シンチレータも対称に配置することができる。



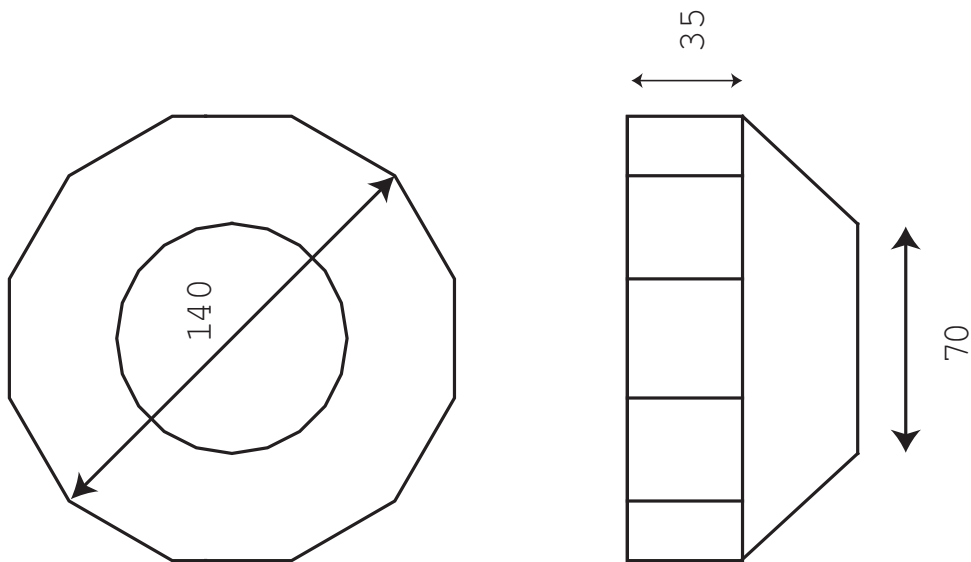


図 4.2 プラスチックシンチレータの概略図。基本的な形状は差し渡し 140 mm の 12 角柱であり、幾何学的対称が非常に高い。12 枚の CsI と一体化し、耐震性を高めるために 12 角形である。

#### 4.1.1 プラスチックシンチレータ

図 4.2 は PM モデルのプラスチックシンチレータの概略図である。基本的な形状は差し渡し 140 mm の 12 角柱であり、幾何学的対称が非常に高いため、コンプトン散乱の強度分布を正確に測定できるような設計となっている。円柱を採用しなかった理由は、周りに 12 枚の CsI を配置して一体化し、振動耐性を高めるためである。図 4.3 は、プラスチックの厚さに対する散乱の確率を示している。

GRB のスペクトルを考えた場合、典型的な折れ曲がりのエネルギーは 300 keV 程度である。そのため多く入射してくる 300keV までの光子が、約 50% 程度の確率で相互作用するためには約 70 mm の厚さが必要であることが分かる。そのため全体の高さは 70 mm としている。下半分には PMT の大きさに合わせるようなテーパ加工（ライトガイド加工）を施しており、節 3.7 で示したように以下の三点でメリットがある。

1. 偏光計としての性能を損なわずに重量を軽くできる
2. シンチレーション光の集光効率をあげることで PMT で検出できる限界のエネルギーを下げる
3. 中心付近で散乱する光子の割合を多くし、M ファクターを向上させる

実際にテーパ加工が施されることによって、モジュレーションファクター、検出効率がどのように変化するかをモンテカルロシミュレーションにより比較した。図 4.4 に、model 1: テーパ加工が施されていない円柱 (黒)、model 2: 円錐台 (赤色)、model 3 :GAP 検出器と同じ形状 (緑)、の 3 種類のモデルについてエネルギー毎の  $M\eta^{1/2}$  を示す。テーパ加工によって

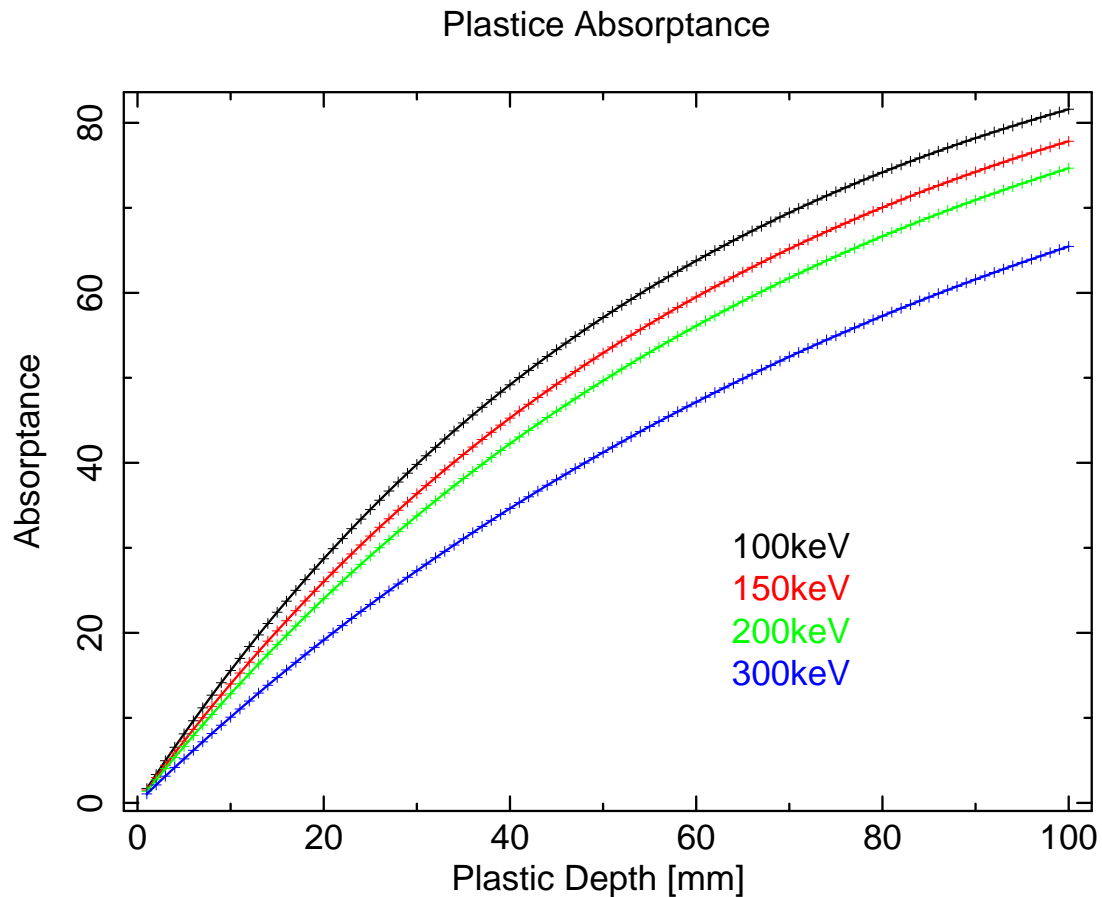


図 4.3 プラスチックの厚さに対する散乱の確率。GRB で多く入射してくる 300keV までの光子が、約 50% 程度の確率で相互作用するためには 70mm の厚さが必要。

$M\eta^{1/2}$  の値が改善されることが分かる。model 2 では顕著な性能向上が見られるが、CsI を構造的に支えられないことから、model 3 のような形を採用した。

#### 4.1.2 CsI シンチレータ

CsI シンチレータについては基本的にプラスチックシンチレータに合わせて形状を決定しており、 $35.5 \times 70 \times 5$  mm となっている。

図 4.5 は、CsI の厚さに対する吸収の確率を示している。

厚さについては昨年のモデルに対して 3 mm から 5 mm に変更した。300keV の光子は  $90^\circ$  散乱した場合、散乱光のエネルギーは 200keV 程度である。そのため、200keV で 50% 程度吸収出来るように厚さを 5 mm に変更した。

これは大きなエネルギーの散乱光を十分捉えられるようにするためである。

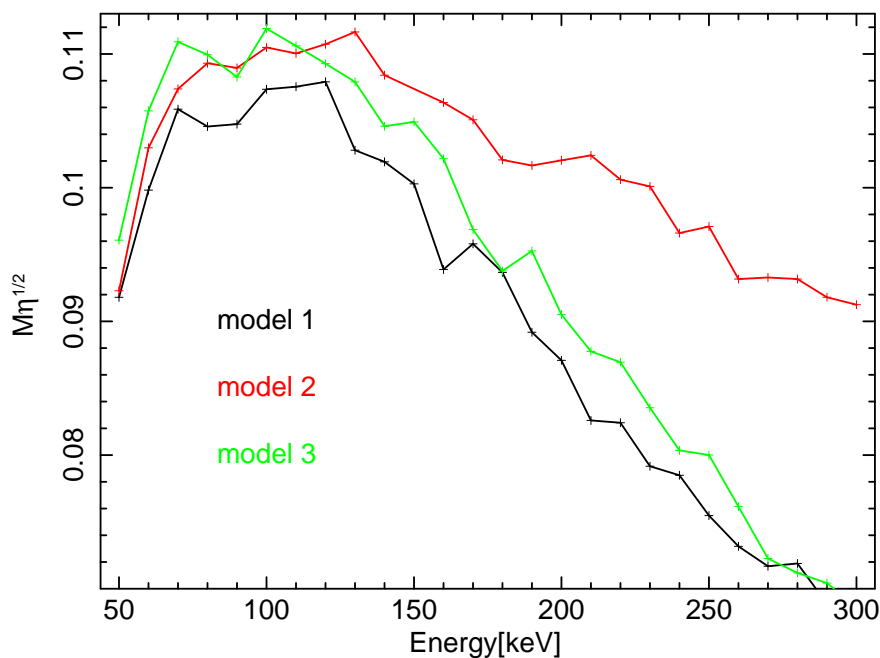
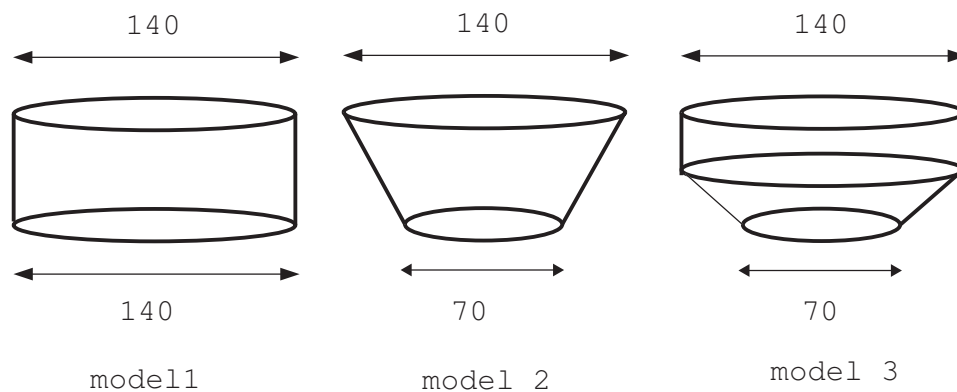


図 4.4 各モデルでの  $M\eta^{1/2}$  の比較。model1:加工が施されていない円柱 (黒)、model2:円錐台 (赤)、model3:GAP 検出器と同じ形状 (緑) の 3 種類のモデルについて示してある。テーパ加工によって  $M\eta^{1/2}$  の値が改善されることが分かる。model 2 では顕著な性能向上が見られるが、CsI を構造的に支えられないことから、model 3 を採用した。

### 4.1.3 反射材

各種シンチレータのシンチレーション光を効率よく PMT に導くためにシンチレータの周りに反射材を用いる。ガンマ線検出器に用いられる一般的な反射材としては、以下のようなものが挙げられる。

- 白色テフロンテープ (バルカテープ)
- 白色ペイント (BC620)
- ESR(高分子反射材)

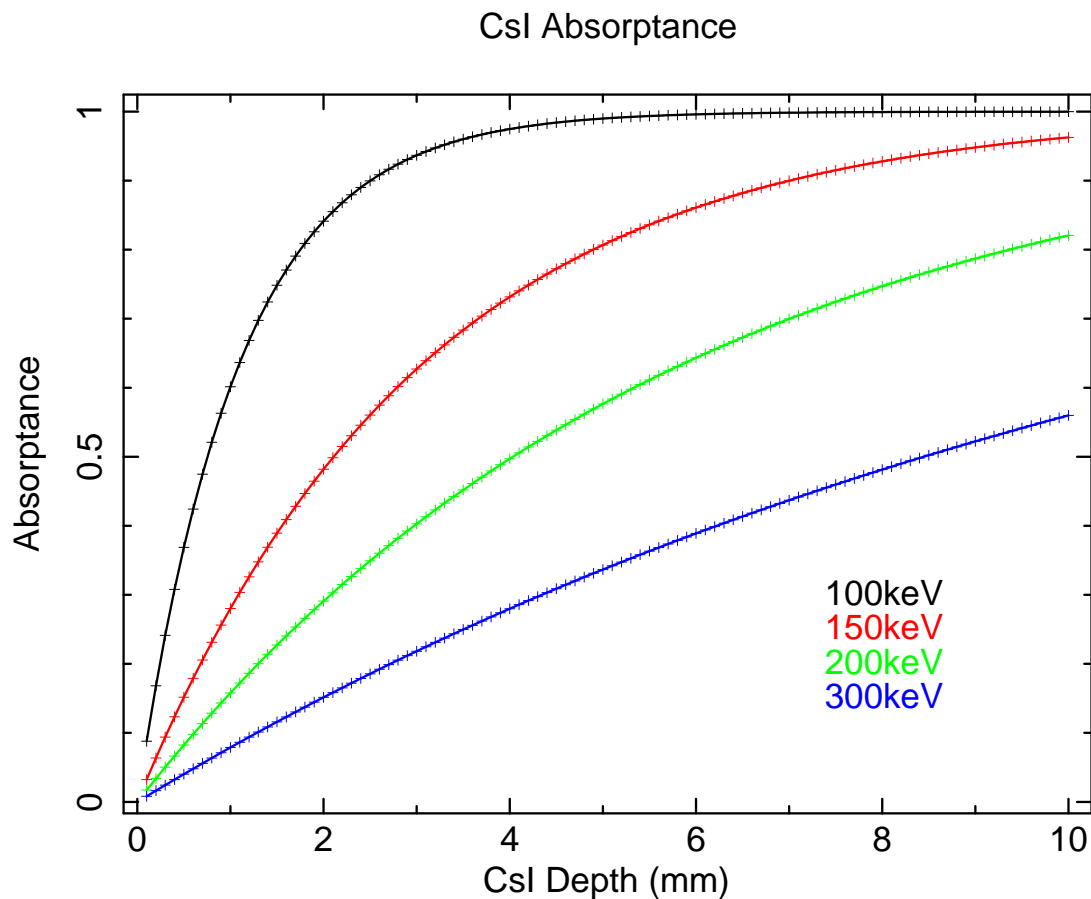


図 4.5 CsI の厚さに対する吸収確率。200keV に対して厚さが 3 mm の場合、35% 程度の吸収であるのに対して、5 mm の場合 55% 程度吸収する。

#### ● アルミナイズドマイラー

白色ペイントと白色テフロンテープはほぼ同じ性能であると考え、白色テフロンテープ、ESR、アルミナイズドマイラーの 3 種類を用いることでプラスチックシンチレータに導かれるシンチレーション光の量がどのように変わるかを調べた。

同じ条件でプラスチックシンチレータに放射線源  $^{241}\text{Am}$  を当て PMT から出力される信号が、各種反射材を用いた場合にどのように変化するかを調べた。

プラスチックシンチレータは厚さが 50mm、対角の長さが 100mm の 12 角柱のものを使用し、光電子増倍管は R6041 を 1000V で使用した。

図 4.1.3 は同じ条件で、バルカテープ、ESR、アルミナイズドマイラーを使ったときのスペクトルの比較である。

3 種類のスペクトルから、出力値を比較すると ESR、バルカテープはほぼ同一の出力を示しアルミナイズドマイラーは、やや低い出力であった。プラスチックシンチレータは面積が大きく、複雑な形状をしているためにバルカテープとほぼ同程度の性能を示す、BC-620 を塗布することとした。図 4.7 は反射材を塗布した後のプラスチックシンチレータである。

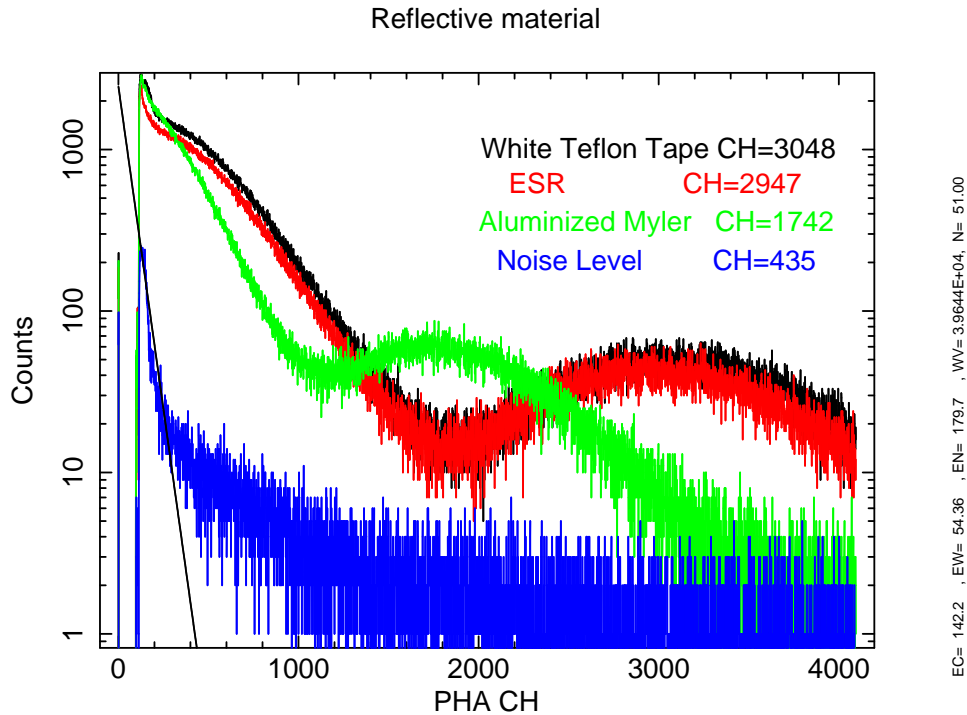


図 4.6 各種反射材を用いた場合のスペクトル。バルカテープ (黒)、ESR(赤) はほぼ同じ性能を示し、アルミナイズドマイラー (緑) はやや性能が劣る。

CsI シンチレータは潮解性があるために、BC-620 のようなペイントを塗布すると潮解してしまうため、バルカテープを巻いて反射材とした。

## 4.2 接着

シンチレーション検出器ではシンチレータと PMT を、シンチレータと同じような屈折率の物質で結合することが望ましい。しかし、人工衛星で使用するため、以下の条件を満足するものを使う必要がある。

1. 打ち上げ時の振動で結合が破れない  
 結合が破れ空乏層ができた場合、別の屈折率の層ができるため光を PMT に導けない。
2. 急激な温度変化による熱歪みを吸収できる柔軟性がある。  
 温度変化が起こると、シンチレータと PMT の膨張率の違いで結合部分に歪みが生まれる。結合部分で歪みを吸収できない場合結合が破れるか、PMT を破損すると考えられる。
3. 各シンチレータの発光波長に対して透明である。

各シンチレータの発光波長に対して透明である、三つのカップリング剤を試し、上記の条件に見合うかを調査した。



図 4.7 BC-620 を塗布したプラスチックシンチレータ。プラスチックシンチレータは複雑な形状をしておりバルカテープを巻きにくいいため同程度の性能を持つと考えられる、BC620 を塗布した。

1. アラルダイト系二液混合接着剤 (BC-600)

アラルダイト系接着剤で完全に固まり接着する。弾性がないため熱歪みを吸収する柔軟性がない。

2. シリコンゴム (KE-108)+ 接着補助剤 (プライマー S)

すざく衛星搭載の HXD 検出器において、GSO と BGO の接着に使われたものである。ゴム状である程度熱歪みを吸収できるが、接着力が弱い。

3. シリコンジェル (KE-1051)

ジェル状の物質であり、接着力はないが、密着する。非常に柔軟であるため熱歪みを吸収できる。PMT とシンチレータに密着させ圧力を加えつづけければ、密着力が強いので結合が破れることはない。

シリコンジェルは非常に柔軟であるため温度変化に対して問題はないと考えられる。そのため BC-600 と KE-108 について、プラスチック及び CsI と PMT の光電面の素材である、石英ガラスを接着し、 $-30^{\circ}\text{C} \sim +40^{\circ}\text{C}$  まで急激に温度変化させ異常が見られるかを調べた。表は温度変化後の様子である。

	プラスチックサンプル	CsI シンチレータ
KE-108	問題はみられない	干渉縞が見られた
BC-600	ガラスが割れた (図 4.8)	接着が剥がれた

表 4.1 温度変化後の接着の様子

干渉縞が見られるのは、完全に剥がれてはいないものの、シンチレータとガラスの間に隙間ができたためと考えられる。





図 4.8 プラスチックとガラスを BC-600 で接着したサンプルの温度変化後。BC-600 が熱歪みを吸収できないため、ガラスに力が加わり、ガラスを割ってしまった。

BC-600 は温度変化に弱くどちらのシンチレータにも使用できない。これらの結果から、プラスチックシンチレータには、過去の実績がある KE-108 を使用し、CsI は KE-1051 で、密着させ結合が破れないように圧力をかけつつけて使用することにした。

プラスチックでシリコンジェルを使わないのは、シリコンジェルに接着力がなく振動によってプラスチックシンチレータの位置が移動する可能性があるためである。

## 4.3 PMT

プラスチックシンチレータ用の光電子増倍管には R6041 を使用する。R6041 は光電面の大きさが  $\phi 51$  mm でダイノードが 12 段である。R6041 は、同じ光電面の大きさを持つ、PMT に対して小型であり、軽量化につながる。R6041 は耐震化してあり、光電面はスーパーバイアルカリ加工してある。スーパーバイアルカリ加工は量子効率がいため、通常よりも弱い光を捉えることができ、検出限界エネルギーを低くできる。定格使用電圧は 1000 V であり、印加できる最大の電圧である、ブレイク電圧は 1250 V である。

CsI シンチレータ用の光電子増倍管には小型の R7400U を使用する。光電面の大きさは、 $\phi 8$  mm であり、ダイノードは 8 段である。定格使用電圧は 800 V であり、ブレイク電圧は 1000 V である。

### 4.3.1 ブリーダー回路

光電子増倍管には 1000 V 程度の高電圧を印加するが、各段のダイノードには抵抗分割により均等に分圧された電位を持たせている。このように配分する回路をブリーダー回路と呼んでいる。

宇宙空間では大量の宇宙線 (荷電粒子) がプラスチックシンチレータを通過することが予想される。この場合、非常に大きな信号が出力されて検出器が飽和状態となるため、ベースライ



図 4.9 CsI 用光電子増倍管 R7400U(左)、プラスチック用光電子増倍管 R6041(右)。R6041 は、同じ光電面の大きさを持つ、PMT に対して小型であり、耐震化してある。光電面はスーパーバイアルカリ加工が施してあり、検出限界エネルギーを低くできる。

ンに戻るのに時間がかかる。この時別の信号が来ると波高を正確に測定できないため、大信号を瞬時にベースラインへ回復するクランプ回路が必要である。そのためブリーダー回路にはクランプダイオードを挿入する。図 4.10 はプラスチックのブリーダー回路で D1、D2 のようにクランプダイオードを挿入する。

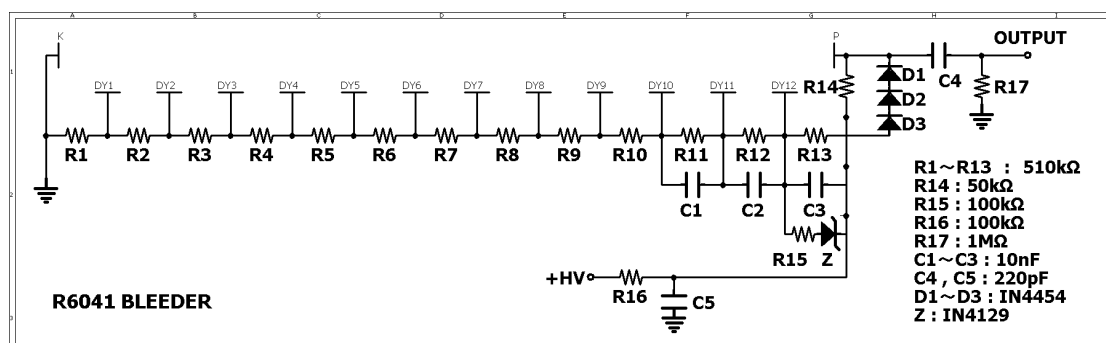


図 4.10 プラスチック用ブリーダー回路。プラスチック用の PMT には D1、D2 のように二つのクランプダイオードが直列に挿入されていて、大信号が来てもすぐにベースラインへ戻る。

光電子増倍管に光が入射してきた場合、アノード（陽極）に収集された電子によって C4 コンデンサの電圧が低くなる。これにより、ダイオード間に電圧が加わることになるが、ダイオード間の電圧はダイオードの順方向特性によってある電圧以上かからない。そのため大きな信号



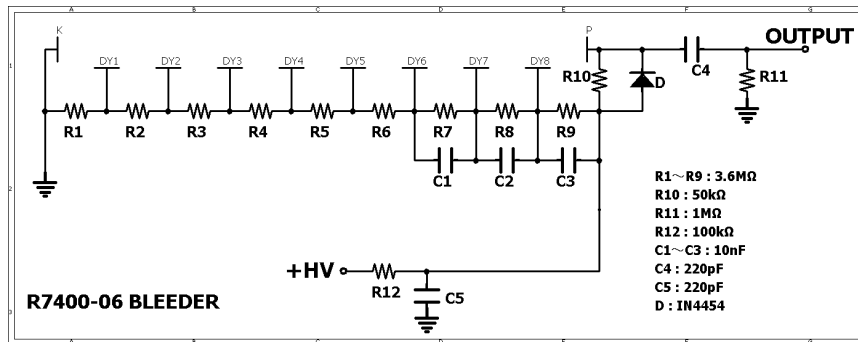


図 4.11 CsI 用ブリーダー回路。CsI 用のブリーダー回路。CsI は薄く、宇宙線によるエネルギー注入は少ないためクランプダイオードは入れていない。

が来た場合でもダイオードによって決定される、ある電圧以上は出力されなくなり、ベースラインへの回復が早くなる。

図 4.12 は、発光ダイオードからの光を PMT に入射させることで大信号を発生させ、クランプダイオードを挿入した場合とそうでない場合を比較した波形である。通常の波形は赤色や青色のように、非常に長く続く成分が残るが、クランプダイオードを挿入するとベースラインに戻る時間が非常に速くなっているのがわかる (緑色、黒色)。現在、1.8V 以上の信号がきた場合にクランプが起きるように、ダイオードが三つ直列に入っている。

## 4.4 電源回路

人工衛星は太陽電池パドルから電力を発生させ、各機器に配分することになる。しかし、この一次電源は太陽との位置関係から 37–52 V と変動し、また極めてノイズが多い電源である。したがって、DCDC コンバータを用いて安定化電源 (二次電源) を作ることで GAP 検出器へ電源供給しなくてはならない。我々は、高圧を動作させるために DC±12 V を、アナログおよびデジタル回路系を動作させるために DC+6 V を必要とする。

図 4.13 は、GAP の電源回路であり、衛星から供給される 37–52 V の電源を変換し、±12 V 及び、+6 V として出力する。また電流制限回路によって 300mA 以上流れないようにしている。

図 4.14 は、この回路を組み上げ、ケースに納めたものであり、FET は放熱用にケースに取り付けてある。

### 4.4.1 電流制限回路

図 4.15 は、電源回路の電流制限部分である。定電流ダイオードによって、MOS-FET のソース、ゲート間に一定の電位差を作ることによって一定の電流を出力することが出来る。

図 4.16 は、この回路を用いた電流制限の様子である。負荷抵抗に流れる電流は、負荷が 200Ω 以下ではほぼ一定に制限されている。FET のソース、ゲート間の抵抗  $R_a$  の値を変えることで、制限電流を変えることができる。 $R_a=13.8 \text{ k}\Omega$  で 300 mA に制限することができる。

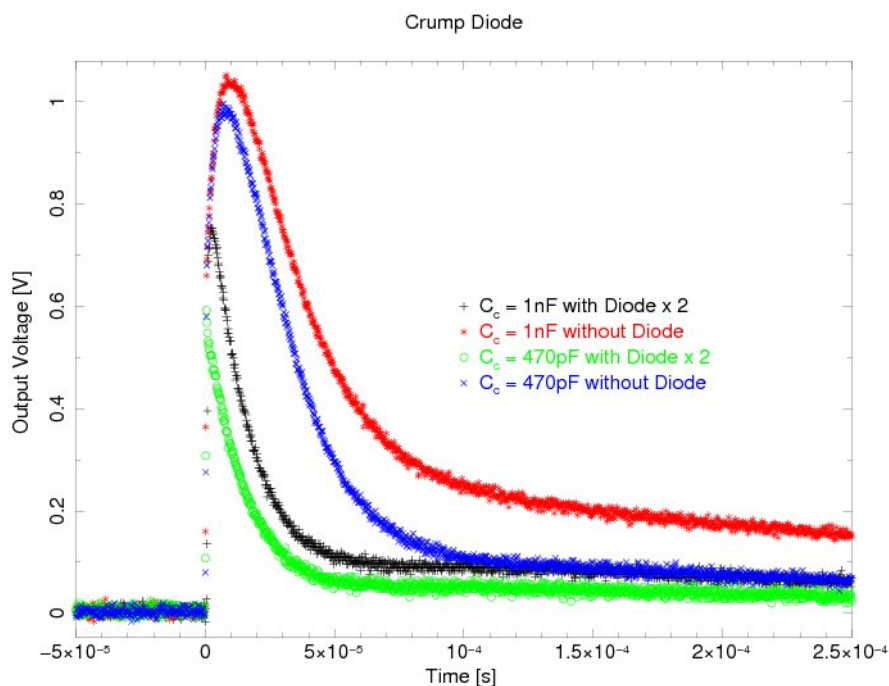


図 4.12 発光ダイオードを用いて大信号を入力したときの PMT からの出力特性。クランプダイオード無しの場合 (赤色と青色)、非常に長く続く成分が残る。クランプダイオードを挿入した場合 (黒色と緑色)、ベースラインへ戻る時間が速くなっているのがわかる。

電流制限回路には、MOS-FET が使われているため温度変化した場合に、制限電流の値が変化すると考えられる。MOS-FET 単体では温度が上昇すると、電流を流し易くなると考えられる。そのため図 4.15 のようにツェナーダイオードを用いてその効果を補償することを採用した。ツェナーダイオードには定電流が流れるため、温度が上昇すると両端にかかる電圧が小さくなる。そのため温度上昇するとツェナーダイオードの効果で MOS-FET の電流は流れにくくなる。

図 4.16 の右図は温度変化に対して制限電流がどのように変化するかを示したものである。室温では 300 mA で電流制御されているが、 $-20^{\circ}$  では制限電流が 370 mA 程度となる。

## 4.5 GAP 信号処理

GAP の信号処理で最も重要なことは、コインシデンス処理を行うということである。これはプラスチックで散乱し、CsI で吸収されるという非常に短い期間に起こった同期イベントのみを選択的に選び出す処理のことである。RHESSI 衛星による観測は、コインシデンス処理はしておらず本当に散乱したイベントのみを扱っているか疑問であり、偏光観測にはコインシデンス処理が必須である。

図 4.17 は検出器内部の信号処理回路である。信号処理部分はアナログ部分とデジタル部分に分かれている。基本的には PMT からの信号をアナログ処理し、デジタル変換し、偏光観測

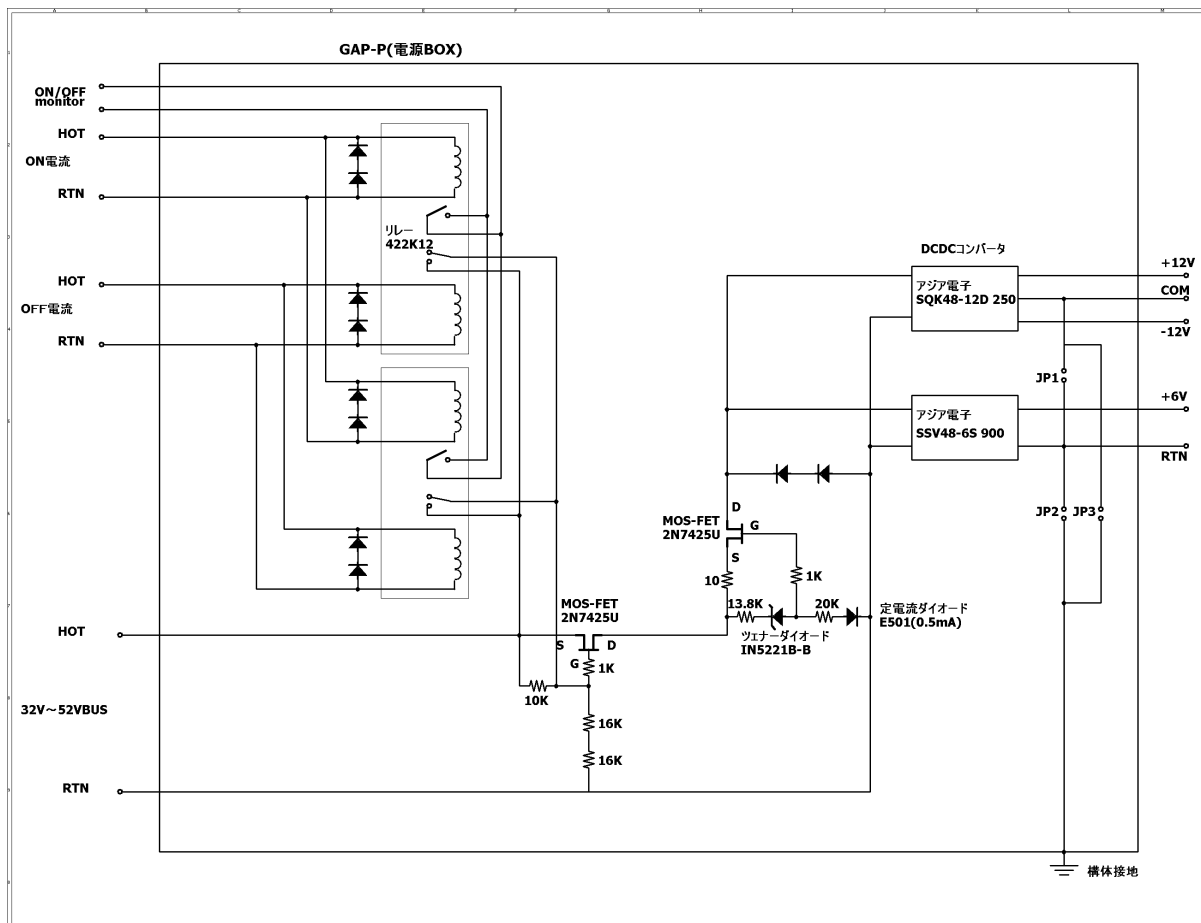


図 4.13 GAP 電源回路。衛星から 37 ~ 52 V 供給され、DCDC コンバータでそれぞれ  $\pm 12$  V、+6 V に変換する。また電流制限回路によって 300mA 以上の電流が流れないようにになっている。

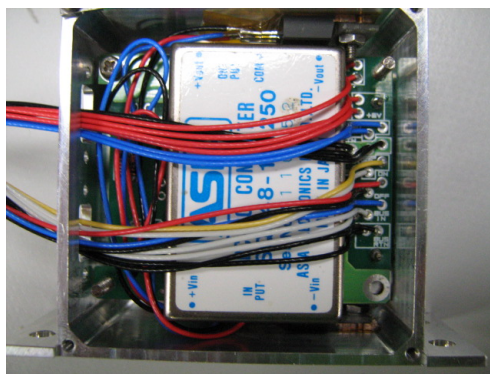


図 4.14 GAP 電源 BOX。FET は放熱用にケースに取り付けてある。

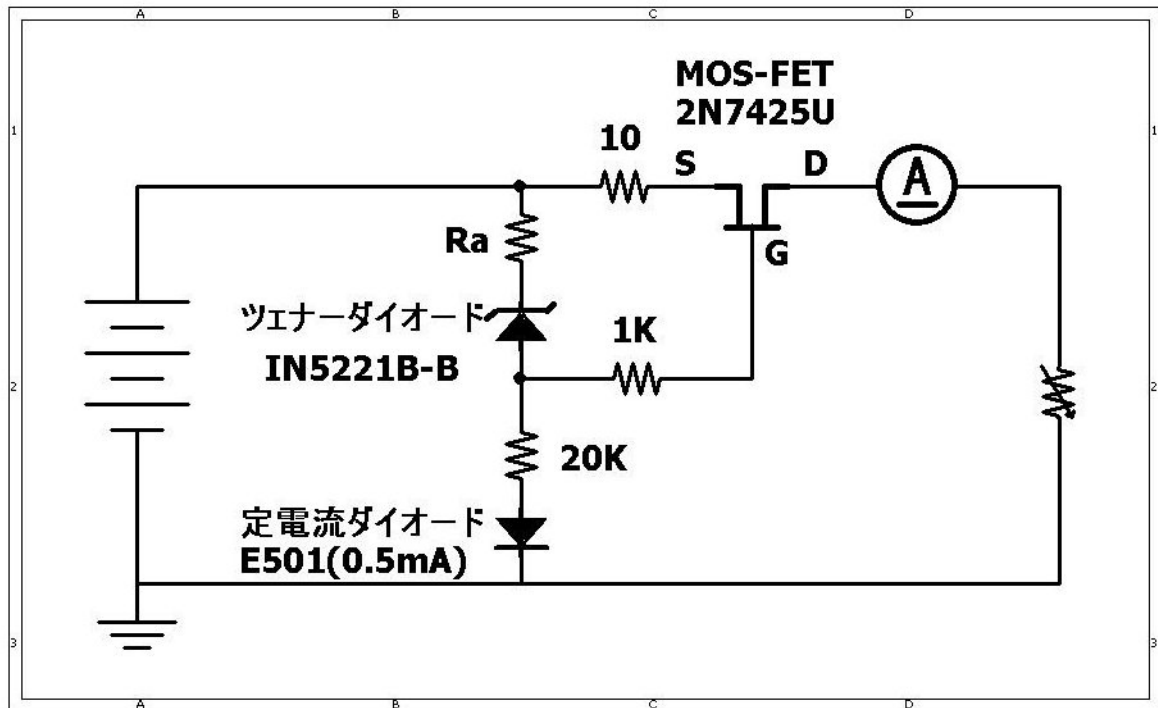


図 4.15 電流制限回路。定電流ダイオードによって、MOS-FET のソース、ゲート間に一定の電位差を作ることによって一定の電流を出力することが出来る。

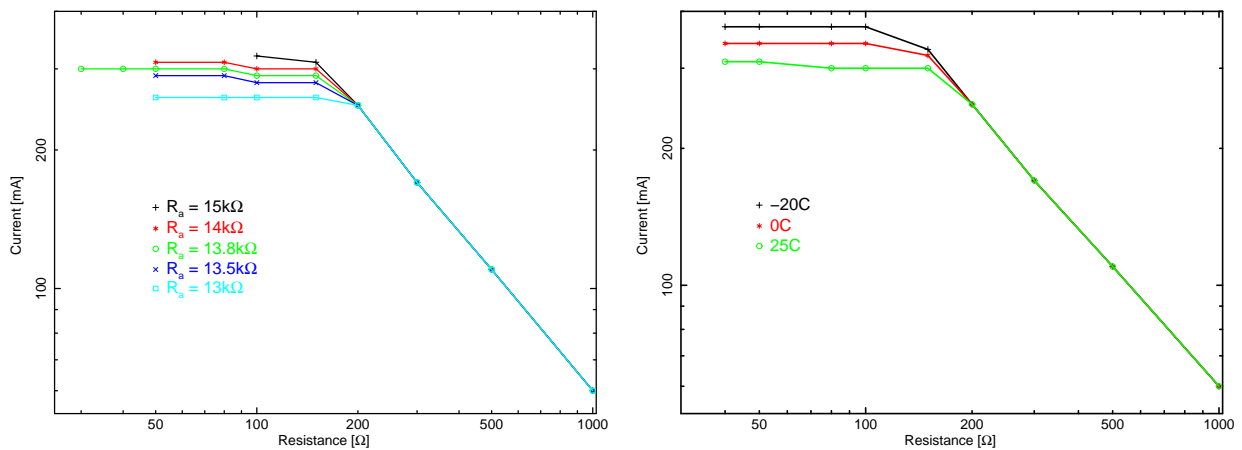


図 4.16 ある負荷に流れる電流値 (左図)。負荷が低い時に電流はほぼ一定に制限される。FET のソース、ゲート間の抵抗  $R_a=13.8\text{ k}\Omega$  とすることで制限電流を  $300\text{ mA}$  にできる。温度変化した時の電流制限の様子 (右図)。室温では  $300\text{ mA}$  で電流制御されているが、 $-20^\circ$  では制限電流が  $370\text{ mA}$  程度となる。

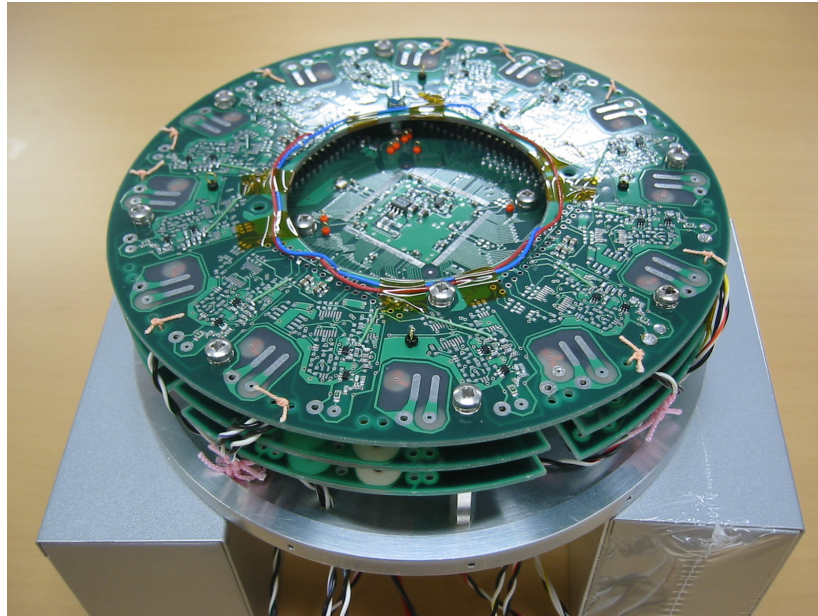


図 4.17 PM の信号処理部分。1 番上が CsI12 系統のアナログ処理部分、2 段目がプラスチック系統の analog 処理部分 +FPGA、3 段目に CPU+ROM が搭載されている。

に使えるように FPGA でコインシデンス判定を行う。

#### 4.5.1 アナログ処理

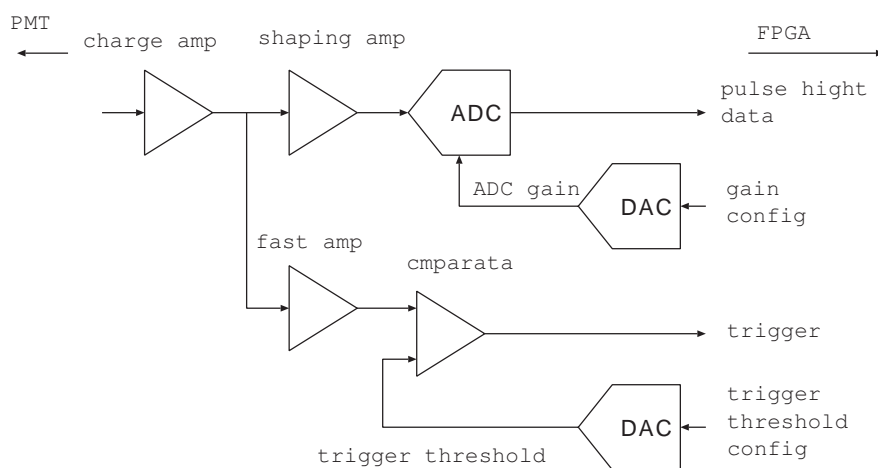


図 4.18 PMT からの信号のアナログ処理。PMT からの信号は電荷増幅器に渡される。その後 2 系統に分かれ、トリガースレッシュヨルドを超えていれば、A/D 変換される。この値はデジタル部分に渡される。

図 4.18 のように、PMT からの信号は、電荷増幅器に渡される。電荷増幅器の出力は 2 系統にわかれ、一方は波高計測計 (波形整形増幅器-サンプルホールド-A/D コンバータ)、もう一方をトリガー系 (高速アンプ-ディスクリミネータ) に入れる。高速アンプの出力がトリガースレッシュホールドを越えれば、ディスクリを出力し、ADC の値を読みに行く。各センサーで得られた A/D 変換された波高値は、次に示すデジタル処理系に渡される。

#### 4.5.2 デジタル処理 (コインシデンス処理)

GAP ではコインシデンス判定を FPGA により行う。図 4.19 はコインシデンス処理の概略を表したものである。

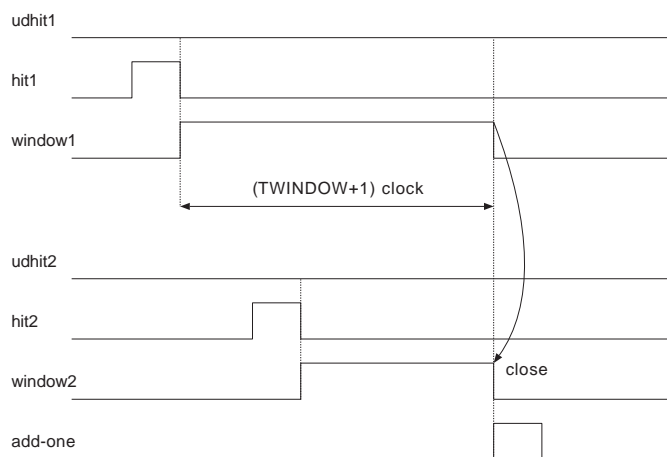


図 4.19 FPGA によるコインシデンス判定ロジック。FPGA は ADC から読み出された値が LD レベルを越えていれば (hit1 があれば) window1 を開く。window 幅は約  $5 \mu s$  である。この window1 が閉じるときに別の検出器の window2 が開いていればコインシデンスイベントとする。

FPGA は ADC から読み出された値が LD レベルを越えていれば (hit1 があれば) window1 を開く。window 幅は約  $5 \mu s$  である。この window1 が閉じるときに別の検出器の window2 が開いていればコインシデンスイベントとする。コインシデンスイベントの中で CsI 1 個とプラスチックの 2 検出器のみがコインシデンスしているものを偏光観測に利用する。3 検出器以上がコインシデンスしている多重イベントは宇宙線である可能性が高いので偏光観測データとしては採用しない。また、CsI 同士のイベント、アップーディスクリ (UD) を越えているイベントも同様の理由から偏光観測データとしては採用しない。

### 4.6 PM モデル組み上げ

シンチレータ、PMT、回路部をアルミケースに収納し、PM モデルを組み上げる。図 4.20 は、アルミケースの図である。

シンチレータ、PMT はこのアルミケースを用いて、図 4.21 のように固定し、振動などで動かないようにする。





図 4.20 シンチレータ、PMT を収納するアルミケース。左上図は右上図と対応している。上板、筒（上部）を使って、左下図のようにシンチレータを収納する部分を作る。底板、筒（下部）を使って、右下図のような回路を収納する部分を作る。この二つの部分は中板を挿んで一体化され、中板には衛星取り付け用の突起部分がある。アルミキャップは光電子増倍管を収納し、中板に取り付ける。

プラスチックシンチレータと CsI シンチレータは一体化してある。プラスチックシンチレータの底面は PMT の光電面より大きくその部分で、アルミの中板と接触している。このシンチレータと上板、中板の間にはハネナイトゴムが挟まれている。中板をネジ止めし、締め上げることで青の矢印のようにシンチレータに圧力を加え、シンチレータを挟むことで固定する。アルミケースと一体化したシンチレータの間にはハネナイトゴムが挟んであり、シンチレータは水平方向には動かないようになっている。

PMT(R6041) はプラスチックと KE-108 で接着されている。さらにアルミキャップと PMT の間にはハネナイトゴムが挟まれており、赤の矢印のように圧力を加えることで固定する。PMT(R7400u) は CsI シンチレータにジェル (KE-1051) で密着しており、R6041 同様、赤矢印のように圧力を加え固定する。

GAP 検出器の組み上げは以下の手順で行った。

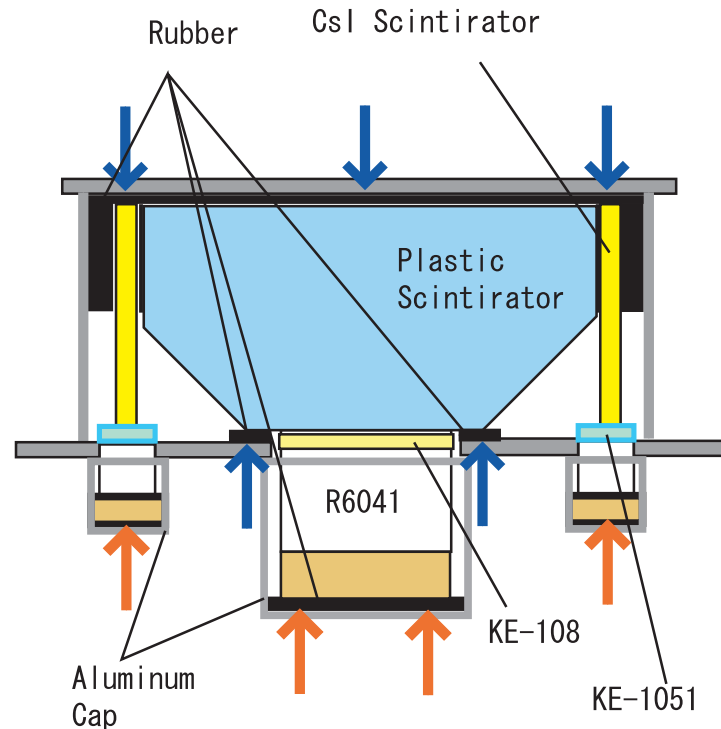


図 4.21 シンチレータ、PMT の固定方法。上板、中板のネジ止めによって一体化したシンチレータに青矢印のように圧力を加え、挟み込むことで固定する。R6041 は、KE-108 でプラスチックシンチレータと接着しており、R7400 は KE-1051 で CsI シンチレータと密着している。PMT はアルミキャップのネジ止めによって赤矢印のように圧力を加え固定する。

#### 1. CsI シンチレータとプラスチックシンチレータの一体化

反射材の塗られたプラスチックシンチレータと CsI シンチレータをバルカテープで一体化する。一体化したシンチレータをアルミケースに収納する。動かないようにアルミケースとの間に、ハネナイトゴムを挟む。図 4.6(左上)

#### 2. シンチレータとプラスチック用 PMT の KE-108 での接着

中板をはめ、中板の CsI の PMT を配置する穴に CsI シンチレータが正しく配置されるようにする。この状態でプラスチック用の PMT を配置し、KE-108 で接着し、真空装置で脱泡する。図 4.6(左下)

#### 3. CsI シンチレータと PMT のシリコンジェルによるカップリング

PMT の上にシリコンジェルを作り、CsI シンチレータとカップリングする。カップリングが破れないように、PMT にアルミキャップで上から圧力をかける。図 4.6(右上)

#### 4. 回路部との一体化

PMT からの信号線高圧線を三段組の回路部へ接続し。回路部を PM モデルと一体化する。図 4.6(右下)

図 4.23 は、PM モデルが実際に組みあがった時の様子である。



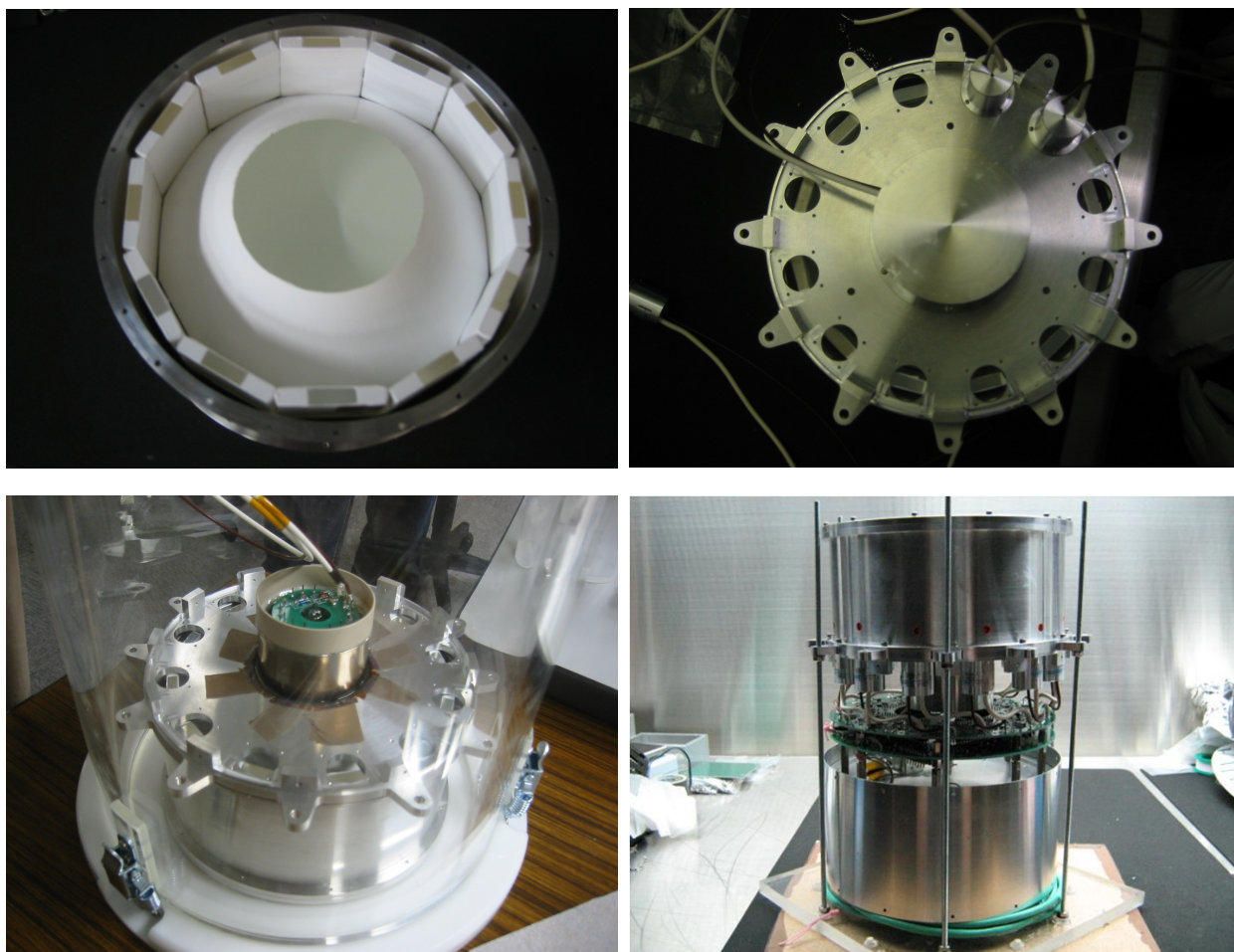


図 4.22 PM モデルの組み上げ。(1) CsI シンチレータとプラスチックシンチレータの一体化 (左上)、(2) シンチレータとプラスチック用 PMT の KE-108 での接着 (左下)、(3) CsI シンチレータと PMT のシリコンジェルによるカップリング (右上)、(4) 回路部との一体化 (右下)

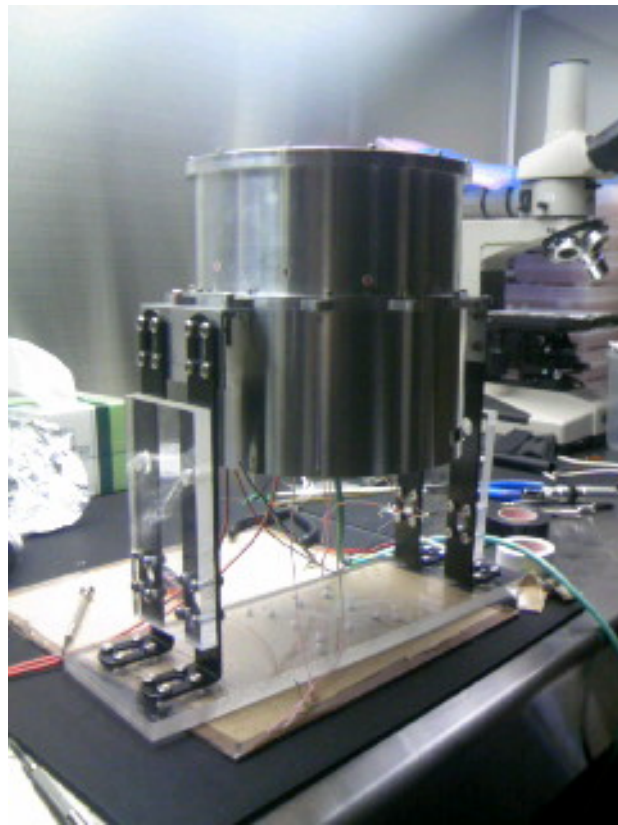


図 4.23 完成した GAP PM モデル

## 第 5 章

# PM モデルの性能評価

この章では PM モデルの偏光検出器としての性能評価について述べる。PM モデルの性能評価は主に KEK(高エネルギー加速器研究機構)で行った。KEK では高い偏光度のペンシルビームを利用できる。ビームが高い偏光度を持つため、偏光の効果が強く、モジュレーションが強く現れる。偏光の効果を強く得られるため、統計誤差や検出器の系統誤差に対して散乱強度分布が強く現れる。そのため偏光観測において検出器が正しく応答しているかを正確に知ることが出来る。

またペンシルビームを利用するため、検出器の一部にのみ照射を行うことが可能である。そのため検出器の各部に当たった場合の様子を解析的に知ることができる。

この実験からシミュレーションによる理想的な検出器の性能ではなく、実際の性能を知ることができる。検出器の性能であるモジュレーションファクタと検出効率を実測によって調べ、運用中にどの程度 GRB 偏光観測の可能性があるかについて評価する。

### 5.1 検出限界エネルギー

節 3.7.1 で述べたように、検出器の検出限界エネルギーはプラスチックの検出限界エネルギーで決まる。そのためプラスチックの検出限界エネルギーの評価を行った。

PM モデルのプラスチックの PMT に高圧 1120 V を印加し、放射線源  $^{241}\text{Am}$ 、 $^{109}\text{Cd}$  とバックグラウンドのスペクトル測定を行った。図 5.1 は PM モデルのプラスチックのスペクトルである。エネルギーに対する出力が直線的であると、放射線源  $^{241}\text{Am}$ 、 $^{109}\text{Cd}$  を当てエネルギー較正を行い、出力値をエネルギーに換算したスペクトルである。バックグラウンドのスペクトル(緑)に於いて、8.96 keV より低いエネルギーで急激にカウントが増える部分は、ノイズ成分であると考えられる。ノイズには光電子増倍管の光電面から出た熱電子が増幅され出力された、熱雑音や増幅回路部分のノイズ成分があると考えられる。ノイズが多い、8.96 keV 以下のエネルギーまで観測に使用してしまうと、ガンマ線の成分かノイズの成分なのか判断できないので信頼性の低い観測となってしまふ。このノイズの成分が増加し始めるエネルギーをプラスチックの検出限界エネルギーと定義する。プラスチックで散乱が多くなる、60 keV のガンマ線入射の  $90^\circ$  散乱を考えた場合、プラスチックに落とすエネルギーは約 6.4 keV であるので、60 keV の入射に対しては、信頼性のかける測定となってしまう、偏光観測には使用でき

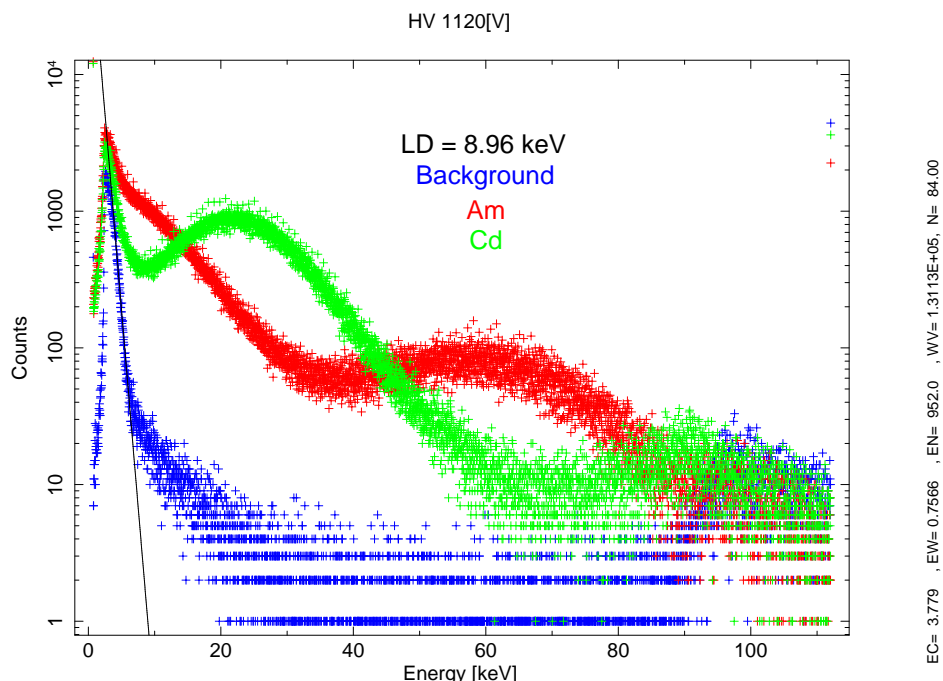


図 5.1 PM モデルのプラスチックの検出限界エネルギー (HV1120 V)。エネルギー較正用の放射線源  $^{241}\text{Am}$ (赤)、 $^{109}\text{Cd}$ (緑) とバックグラウンド (青) のスペクトル。8.96 keV より低いエネルギーで熱雑音の成分が、増加し始める。雑音が増えれば、ガンマ線入射であるのか判断がつきにくくなり、観測の信頼性が低くなる。

なくなる。このように検出限界エネルギーは使える光子の数に関係するので検出効率に大きく関係する。

GAP ではコインシデンス回路を使用し、単独の PMT が反応するノイズの成分は偏光観測には利用されない。しかし、ノイズで反応した PMT と、別の PMT が偶然同時に反応した場合、コインシデンスイベントとして処理してしまうチャンスコインシデンスが発生する可能性がある。そのためノイズのレベルはガンマ線入射に対する信号に対して、できるだけ低くしておくことが重要である。60 keV まで観測するためには、検出限界エネルギーを改善する必要がある。この検出限界エネルギーの改善については、節 7.1 で述べる。

## 5.2 無偏光測定

GAP の偏光測定を行う前に、幾何学的な非対称性や、各 CsI 検出器の個性による偏光観測の系統誤差がどの程度あるのか、知る必要がある。無偏光の光を入射した場合、理想的には散乱強度は 12CsI でまったく同じになるはずである。そのため無偏光光源として放射線源  $^{57}\text{Co}$  を GAP の中心に向かって照射し、散乱光の強度の角度分布を調べる無偏光測定を行った。図 5.2 は、無偏光測定のセットアップである。

検出器にできるだけ一様に平行に無偏光光線を入射させるために放射線源を検出器から遠く離して長時間測定を行う。

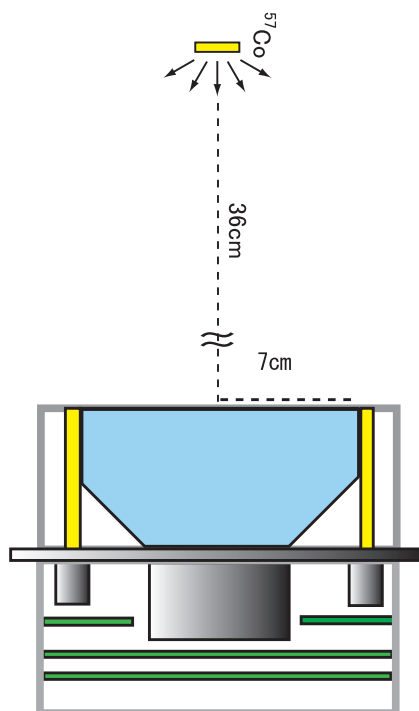


図 5.2 無偏光測定のセットアップ。検出器にできるだけ一様に平行に無偏光光線を入射させるために検出器の中心から真上に 36cm 離して  $^{57}\text{Co}$  を照射する。

図 5.2 は、プラスチックで散乱し、CsI で吸収されたコインシデンスしたイベントのみを用いたスペクトルである。プラスチックのスペクトル (赤) で 6ch 以下はノイズが多く、50ch 以上は  $^{57}\text{Co}$  の散乱成分ではなくバックグラウンドが大半だと考えられる。そのためプラスチックと CsI の同期イベントであり、かつプラスチックで 6ch - 50ch の出力がある CsI の情報を使い、散乱強度分布を調べる。

CsI のスペクトル (赤以外) はプラスチックシンチレータとコインシデンスし、プラスチックの出力が 6ch-50ch となったイベントのみを用いている。

$^{57}\text{Co}$  がプラスチックシンチレータで散乱して、CsI シンチレータで吸収されたイベントと考えられるのは、CsI のスペクトルで強度が強くなっている、5-30ch のイベントであると考えられる。そのため CsI のスペクトルで 5-30ch のイベントカウントを積分して強度分布を調べる。

以下の表は無偏光測定において、散乱強度分布を描くときに使用した CH の出力範囲を示している。

プラスチック		CsI	
LD	UD	LD	UD
6	50	5	30

表 5.1 無偏光測定の LD,UD 条件

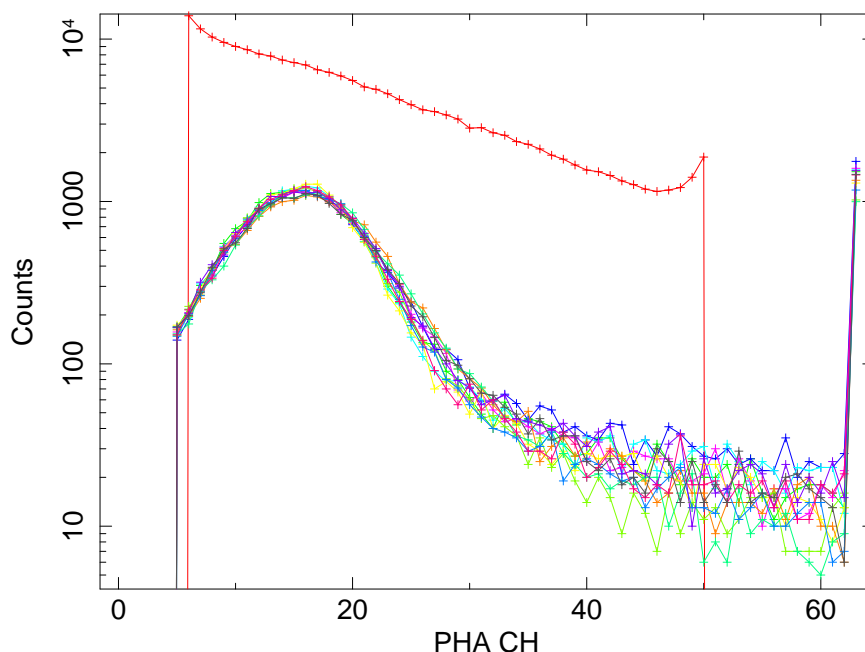


図 5.3 無偏光測定におけるコインシデンスイベントのスペクトル。このスペクトルはコインシデンスイベントのみを用いている。プラスチックのスペクトル(赤)において 6ch 以下はノイズが多く、50ch 以上はバックグラウンドと考えられるため除外してある。CsI のスペクトルはプラスチックの出力が 6ch - 50ch となったものを用いている。

出力範囲の最低 CH を示す LD(Lower Discriminate Level) と、最高 CH を示す UD(Upper Discriminate Level) を CsI、プラスチックについて示している。

プラスチックで LD、UD 間の出力を示し、それと同期して CsI で LD、UD 間の出力を示したイベントを使用して、散乱強度分布を調べる。

図 5.2 は、表のエネルギー範囲を用いて CsI で吸収された光子の Count を積分し、各 CsI 方向の散乱光の散乱強度分布をとったものである。

無偏光観測でも毎回このデータプロットのばらつき程度の系統誤差があると考えられる。12CsI の標準偏差を調べ、平均値に対する標準偏差の値を見積もると  $\pm 0.0115$  であった。そのため偏光観測で散乱強度の平均値に対して  $\pm 1.15\%$  程度のばらつきでは優位に偏光しているとは言えない。

平均値に対して  $1.15\%$  のばらつきがあるので  $M = 0.0115$  の測定データが得られたとしても偏光していると言うことはできない。PM モデルでの全面照射の  $M_{100}$ (モジュレーションファクタ) は、シミュレーションにより  $0.242 \pm 0.009$  であることが分かっている。式 3.9 から偏光度にして考えると、 $3.84\%$  以下の偏光度では偏光は観測できないと考えられる。

### 5.3 X 線発生装置実験

偏光 X 線源を検出器に正面から一様に入射させ正しく偏光観測を行うことが出来るかを調べた。図 5.5 は研究室にある偏光 X 線発生装置とビームラインの図である。5 m のビームラインを通してほぼ平行な偏光 X 線を一様に入射させ、PM モデルで偏光測定を行う。



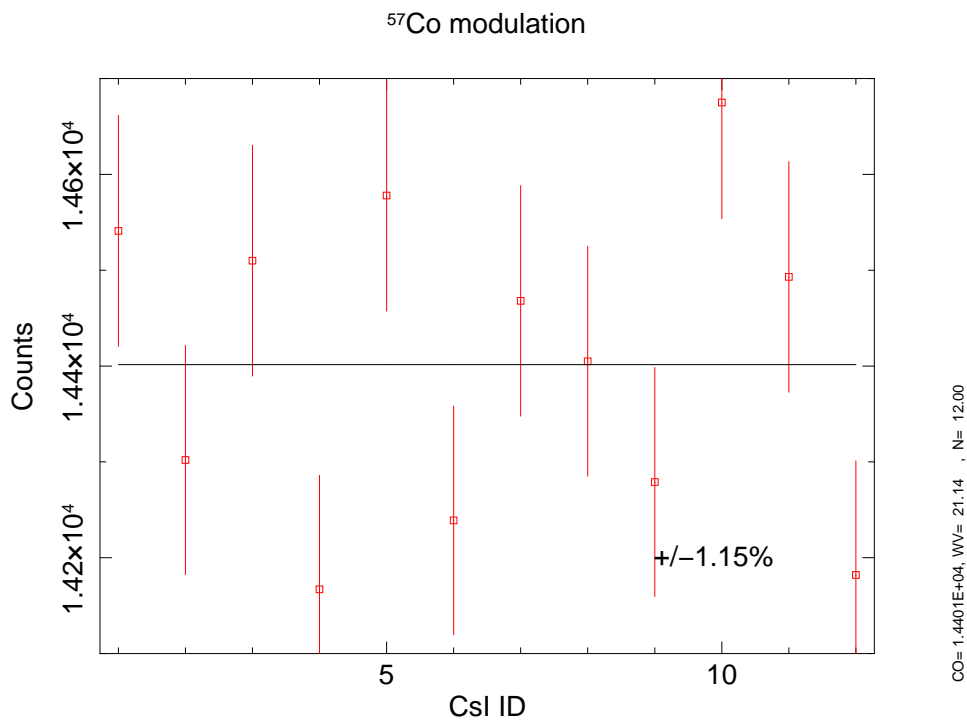


図 5.4 無偏光測定におけるスペクトルと散乱強度の角度分布。CsI コインシデンススペクトルの 5ch~30ch までのイベント数を CsI 毎に積算して CsI ごとの強度分布をとったもの。散乱光の強度分布に  $\pm 1.15\%$  程度の系統誤差が見られる。

## 5.4 X線発生装置とビームライン

### 5.4.1 セットアップ

#### 5.4.1.1 X線発生装置

この実験で使用した偏光 X 線発生装置は、東芝製ミニフォーカス X 線発生装置 EXM-101A5B である。この X 線発生装置は熱電子を高電圧で加速させ、ターゲットに衝突させるときの制動放射で X 線を発生させる。加速電圧は 40-100kV の範囲で調節することが可能であり、放射される X 線のエネルギーを変えることができる。また X 線の強度は管電流値を 1-500 $\mu\text{A}$  の範囲で設定することで調節できる。今回は加速電圧、管電流値をそれぞれ 100kV、3 $\mu\text{A}$  に設定し、実験を行った。

#### 5.4.1.2 X線発生装置の偏光度

図 5.6 は、X 線発生装置から放射された X 線の散乱光を CsI で受けたときのエネルギーごとの偏光度である。

エネルギーが高い X 線ほど偏光度が高いことが分かる。すべてのエネルギーを観測すると偏光度が低くなると考えられるので、低エネルギーの X 線の強度を少なくするためにビームラインに 2 mm の Cu 板、Sn 板をいれ、低エネルギー側の強度を低くした。図 5.7 は CdTe



図 5.5 X 線発生装置とビームライン。手前に X 線発生装置があり、5 m のビームラインを通して奥に検出器のマウント部分がある。ビームラインの内部は鉛が巻かれており、安全に実験を行うことができる。

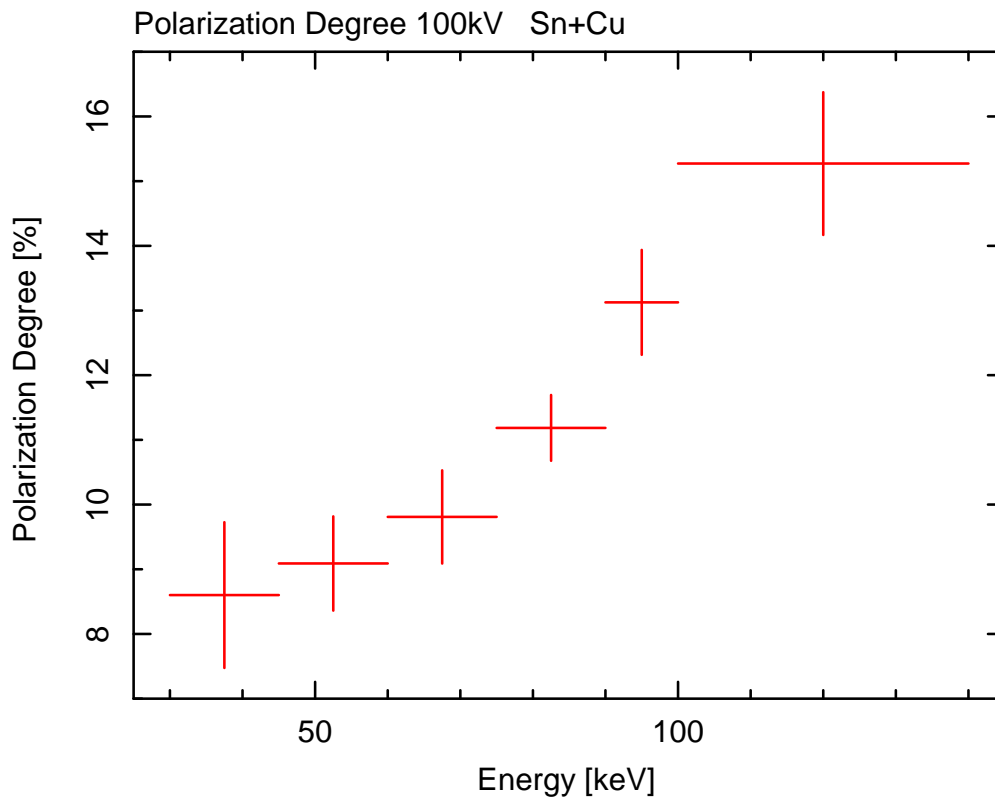


図 5.6 X 線発生装置の散乱光のエネルギーごとの偏光度。エネルギーの高い X 線ほど偏光度が高いことがわかる。散乱光のエネルギーが 90 から 100keV で 13% 程度の偏光度を示す。



検出器で測定した、X線発生装置のスペクトルである。低エネルギー側が少なく高エネルギー側のX線が多く入射してくるので、偏光度は高くなると考えられる。

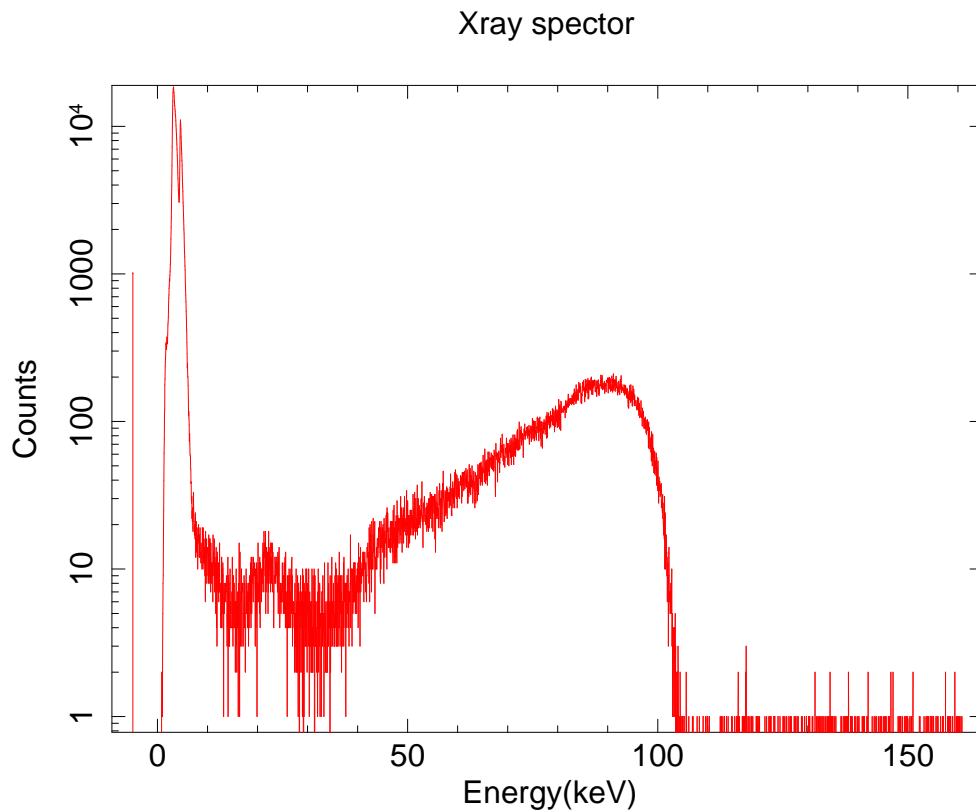


図 5.7 X線発生装置の入射スペクトル。ビームライン内部のCu板、Sn板により低エネルギー側の強度が低くなっている。高エネルギーのX線が多く入射してくるので、偏光度は高くなる。

#### 5.4.1.3 セットアップ

図 5.8 は X線発生装置の偏光度測定のセットアップである。図のように PM モデルの上面全面に垂直に一様に入射させる。ビームラインの長さが 5 m であり、プラスチックシンチレータの直径が 14 cm であるので、入射してくる X線はハーフアングル  $0.8^\circ$  の円錐に照射されたものであり、ほぼ平行光線である。X線発生装置は図 5.8 の電場 E の方向に、偏光しており、その方向と垂直な方向に散乱しやすい。そのため 90deg、270deg 方向で散乱光の強度が強くなる。

#### 5.4.2 実験結果

図 5.4.2 は、X線発生装置を用いた偏光観測実験のコインシデンスイベントのスペクトルとモジュレーションカーブである。

プラスチックのスペクトルでは、6ch 以下ではノイズが多く 46ch 以上ではバックグラウンドが多くなる。そのためプラスチックの出力が 6ch-46ch までのイベントを用いる。CsI のス

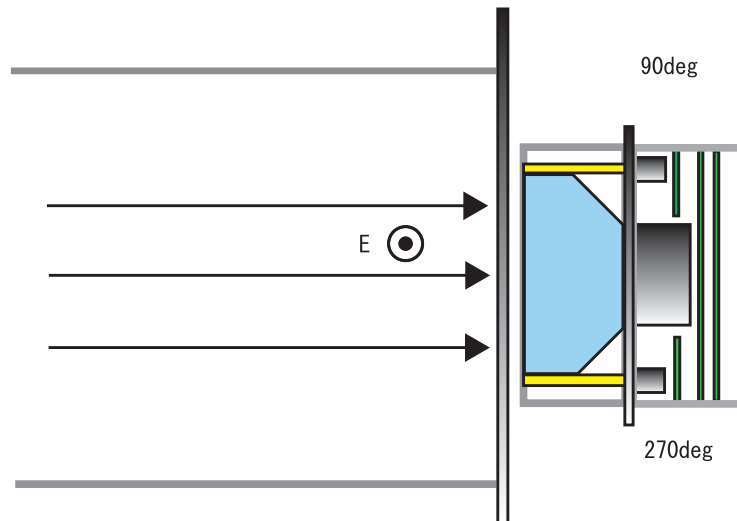


図 5.8 X 線発生装置実験のセットアップ。PM モデルの上面に垂直に一樣に入射させる。E は偏光方向でありこの方向と垂直な 90deg、270deg 方向に散乱され易い。

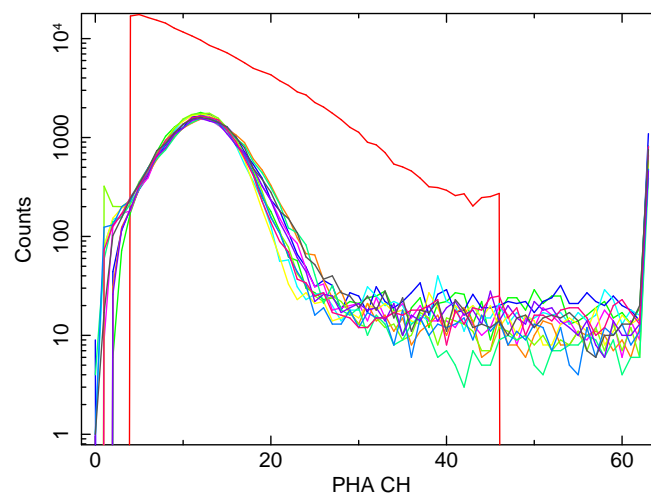


図 5.9 X 線発生装置実験のコインシデンスイベントのスペクトル。CsI のスペクトルはプラスチックで 6ch-46ch の出力となるイベントを用いている。CsI のスペクトルで 4ch-34ch までが X 線の散乱成分であると考えられる。

ペクトルはプラスチックで 6ch-46h の出力を示したイベントと同期したイベントを用いたものである。CsI のスペクトルを見ると、X 線の散乱成分は 4ch-34ch までと考えられる。

そのため、プラスチック、CsI の LD、UD 範囲を表のように設定し、散乱光の強度分布をとる。すると図 5.4.2 のようなモジュレーションカーブを描く。モジュレーションカーブは 0deg 方向 180deg 方向で散乱強度が強いサインカーブを描く。

モジュレーションカーブを以下の式でフィットして平均値と振幅を求めた。

$$p_1 \sin^2(x/360 \times 2\pi + p_3) + p_2 \quad (5.1)$$

平均値と振幅を求め、式 3.8 から、M 値 (モジュレーション値) を求めた。結果は、 $M=0.0370 \pm 0.0052$  となった。

プラスチック		CsI	
LD	UD	LD	UD
6	46	4	34

表 5.2 X線発生装置偏光測定 of LD,UD 条件

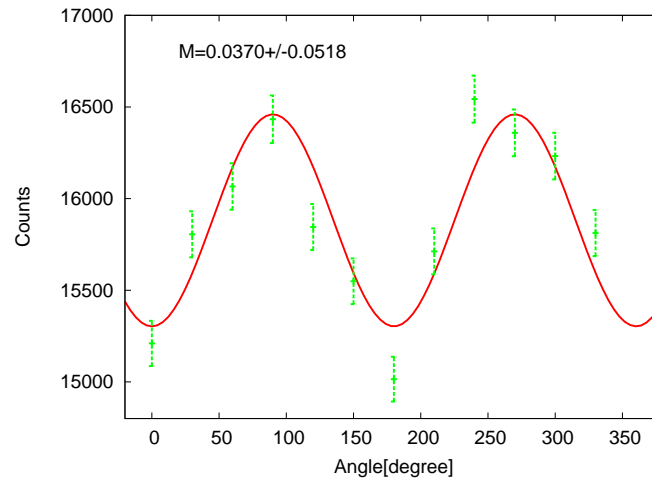


図 5.10 X線発生装置実験のスペクトルとモジュレーションカーブ。偏光方向と垂直な 90deg、270deg で強度の強いサインカーブを描く。M 値は  $0.0370 \pm 0.0052$  である。

これを 100% 偏光の X 線が入射してきた場合と比較し、偏光度を見積もる。100% 偏光の X 線が入射してきた場合、どのようなモジュレーションが得られるかは、シミュレーションを行い調べる。

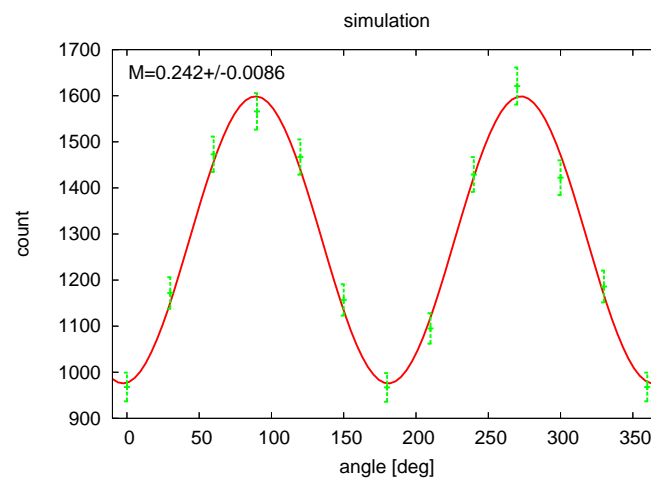


図 5.11 100% 偏光 X 線が入射した場合のシミュレーション。M<sub>100</sub>(モジュレーションファクタ)は  $0.242 \pm 0.009$  であった。

図 5.4.2 はシミュレーションを行った結果である。M<sub>100</sub>(モジュレーションファクタ)が

0.242±0.009 であることから、偏光度は 3.9 から、15.3±2.2% と見積もられる。

図 5.7 の入射スペクトルをみると 90-100keV 付近の散乱光子が圧倒的に数が多い。このエネルギーの 90° 散乱を考えれば、散乱光子のエネルギーは 80keV 程度であるため、80keV 以上の光子が CsI で多く検出されると考えられる。そのため偏光度は図 5.6 より、80keV 以上の平均値である、13.5% 程度であると考えられる。実験の結果は 15.3±2.2% であるため、誤差の範囲内で偏光度を正しく見積もることができていると考えられる。これにより検出器に一樣に正面から X 線が入射してきた場合、PM モデルで正しく偏光観測を行えることが実証された。

## 5.5 高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の放射光を用いた実験

KEK の Photon Factory(PF) BL14A 実験場では、高い偏光度を持つ、単色のペンシルビームを利用することができる。高い偏光度を持つ、単色のペンシルビームを利用することで様々な入射に対する PM モデルの性能評価を行った。高い偏光度を持っているため、偏光の影響を強く受け、統計誤差や検出器の系統誤差のばらつきに対して散乱の異方性による強度分布が強く現れる。偏光の効果が強いいため、様々な状況に対して、観測結果に偏光の影響がどのように現れるかを知りやすい。また、単色のビームを使うことで、散乱光のエネルギー分布から、前方散乱をしやすいのか、あるいは後方散乱をしやすいのかある程度、知ることが可能である。またペンシルビームなので、各部分に当たった光子がどの CsI で検出され易いのかなどの情報も知ることが可能である。

### 5.5.1 KEK 偏光光源

BL14A 実験場で利用する偏光光源はウィグラーという挿入光源を用いて作られる。図 5.12 はウィグラーを模式的に示した図である。ウィグラーは図のように極性の異なる強磁石を交互に並べたもので、この間を電子が通ると、水平方向に正弦波的な蛇行運動をする。電子はこの正弦波の頂点部分で電子の軌道方向に放射を行うため、軌道方向から見ると水平方向に強い直線偏光が観測される。BL14A では縦型ウィグラーを用いており鉛直方向に直線偏光している。

#### 5.5.1.1 ビームの偏光度

入射してくるビームの絶対偏光度を、 $M_{100}$  がほぼ 1 である山形大学のプロペラ検出器を用いて調べた。図 5.5.1.1 はプロペラ検出器である。真ん中に小さなプラスチックの散乱体があり、その散乱光を CdTe 検出器で検出する。プロペラ検出器を回転させることで、CdTe 検出器の位置を変化させ各方位角に入射してくる散乱光の強度分布を調べる。

小さな散乱体から、距離を十分離して小さな検出器を配置することで、ほぼ 90° 散乱しか検出しないため、モジュレーションファクタは 1 に近くなる。プロペラ検出器の  $M_{100}$  はシミュレーションによって 0.985 であることが分かっている。

測定中にビームの強度が変化することが考えられるので、フォトダイオードでビームの強度変化を測定しておく。CdTe 検出器を図 5.5.1.1 の 90° 方向に置き、ビームの強度を変化させ

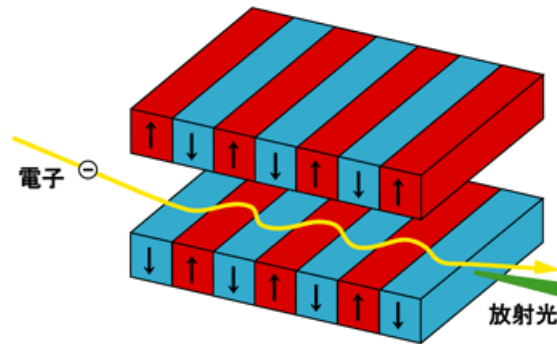


図 5.12 ウィグラーの模式図。極性の異なる強磁石を交互に並べたもので、この間を電子が通ると、水平方向に正弦波的な蛇行運動をする。電子は、正弦波の頂点で放射するので、電子の軌道方向から観測すると水平方向に強い直線偏光に見える。BL14A では縦型にウィグラーが挿入されており、鉛直方向に直線偏光している。

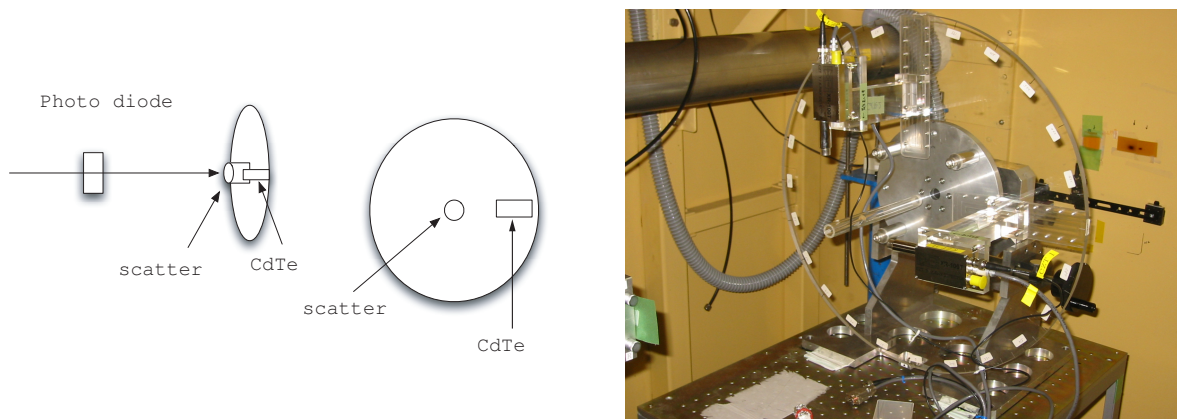


図 5.13 プロペラ検出器の概略図 (左) と実際のプロペラ検出器 (右)。真ん中に小さなプラスチックの散乱体があり、その散乱光を CdTe 検出器で検出する。プロペラ検出器を回転させることで、CdTe 検出器の位置を変化させ各方位角に入射してくる散乱光の強度分布を調べる。散乱体を小さくし、距離を十分離して小さな検出器を置くことで散乱強度分布が現れやすい、 $90^\circ$  のみを扱う。そのため  $M_{100}$  は非常に高く、シミュレーションによる  $M_{100}$  は 0.985 である。

て、100 秒当りのフォトダイオードと CdTe 検出器の計数の関係は調べると PD のカウントと CdTe の計数の関係は図 5.5.1.1 のように直線的な関係があることがわかる。

この関係を以下の線形関数でフィットした。

$$f(x) = p_1x + p_2 \quad (5.2)$$

フィット結果から式 5.4 のような関係式が得られた。

$$CdTe = 8900.9 + 0.03012 \times PD \quad (5.3)$$

フォトダイオードの値を知ることが出来れば、この式から  $90^\circ$  の方向で 100 秒間にどれだけの散乱光が検出されるかが分かる。

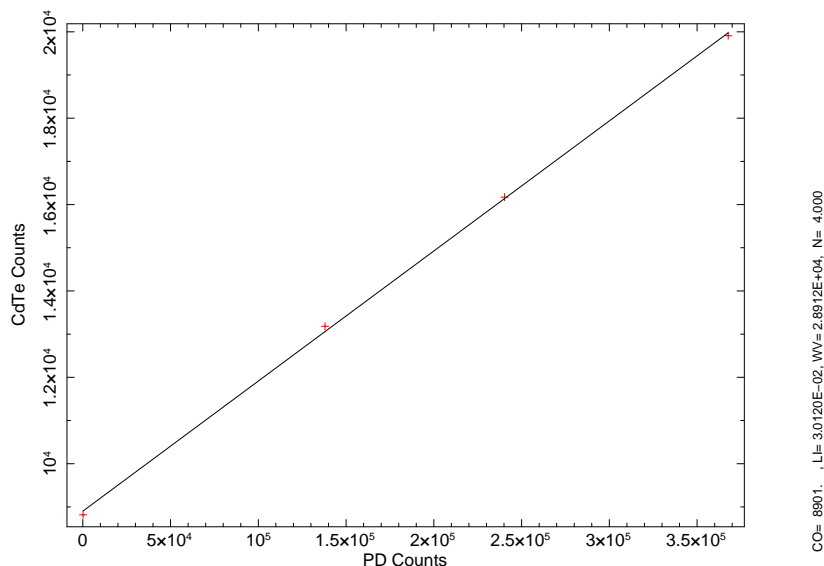


図 5.14 PD と CdTe 検出器の計数の関係。ビームの強度を変化させて CdTe とフォトダイオードの計数の関係を調べた。フォトダイオードと CdTe の計数値には直線的な関係があることが分かる。

90° の強度に対して各位置でどれだけの散乱光が検出されるかを調べる。プロペラ検出器を回転させ、CdTe 検出器の位置を変更し 300 秒間測定し、PD と CdTe 検出器のカウントを調べる。

300 秒間測定した場合、90° 方向に入射してくる散乱光は式 5.4 から

$$CdTe = 26702.7 + 0.03012 \times PD \quad (5.4)$$

となる。これに対する各位置での散乱光の強度比を示す Modified Counts の値を調べる。Modified Counts は、同じ入射強度を仮定した場合の、90° 方向に対する、各方位での散乱強度を示している。これは式 5.5 で定義される。

$$ModifiedCounts \equiv \frac{CdTe}{(26702.7 + 0.03012 \times PD)} \quad (5.5)$$

各角度での Modified Counts の値は、図 5.15 のようになった。

このモジュレーションカーブの M 値は  $0.811 \pm 0.016$  であった。プロペラ検出器の  $M_{100}$  は 0.985 であり、式 3.9 から、入射ビームの偏光度は  $82.3 \pm 1.6\%$  であると考えられる。

### 5.5.1.2 ビームの強度

照射されるビームの強度は時間とともに大きく変化する。測定中、常にフォトダイオードで入射強度の変化をモニターし、検出器に入射してくる量を調べておく。フォトダイオードの計数値と検出器に入射してくるビームの量の関係は、NaI シンチレータと PMT を用いて調べた。NaI シンチレータは厚さが 8 mm であり、入射してくる 80keV のビームをほぼ 100% 吸収するので、NaI シンチレータに入射した量を検出器に入射してくる量とする。

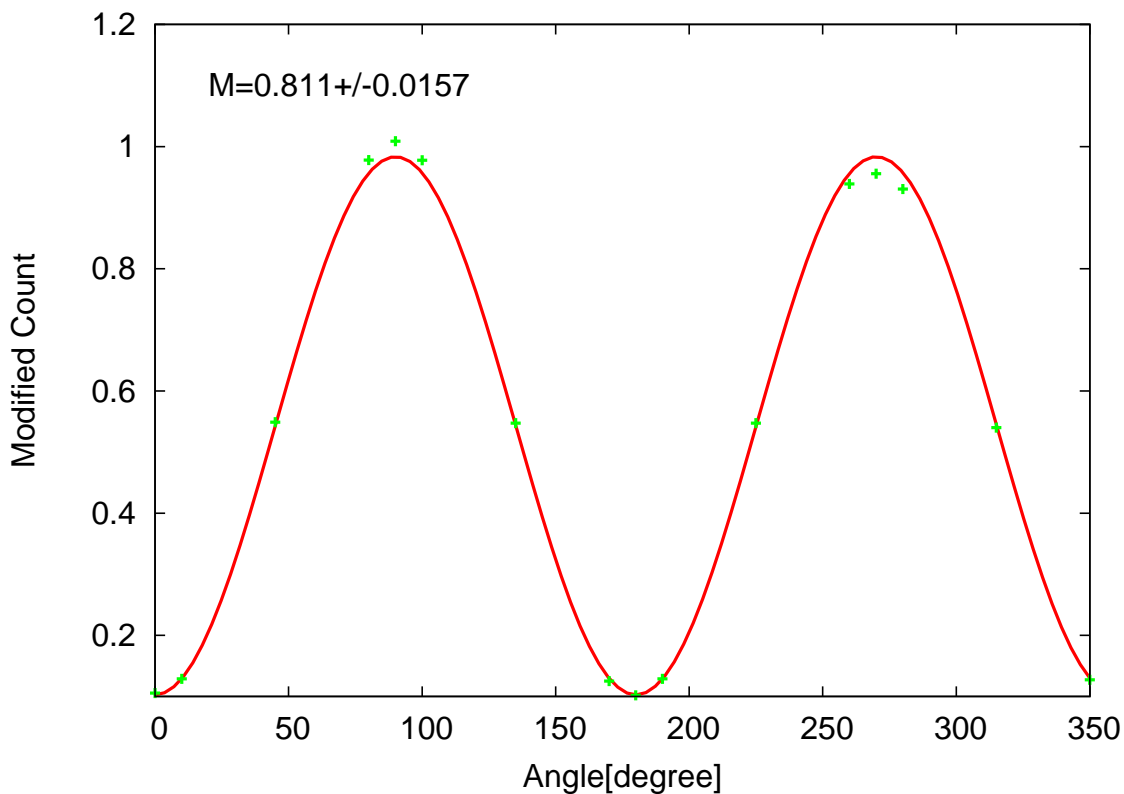


図 5.15 プロペラ検出器のモジュレーションカーブ。各角度での  $90^\circ$  方向に対する散乱強度比を示している。M 値は  $0.811 \pm 0.016$  であり、 $M_{100}$  は 0.985 であるので偏光度は  $82.3 \pm 1.59\%$  であると考えられる。

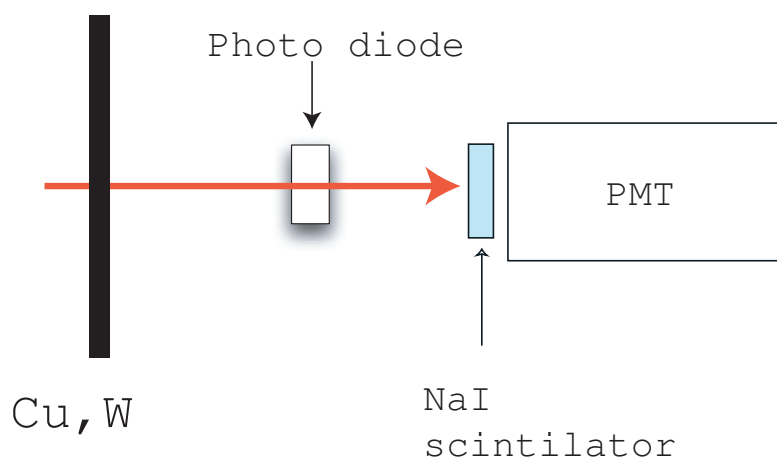


図 5.16 NaI シンチレータに入射するビームの量と PD の関係を調べる実験。PD の前に障害物を置き入射強度を変化させ、PD と PMT で計数される量の間関係を調べる。NaI は  $80\text{keV}$  の X 線をほぼすべて吸収するため、NaI に入射してくる量を検出器に入射するビームの量とする。

図 5.16 のようにフォトダイオードと NaI シンチレータと PMT を配置し、金属フィルターを置き、ビームの強度を変化させた時の単位時間当りのフォトダイオードと PMT の計数量の関係を調べた。図 5.17 は、その結果である。

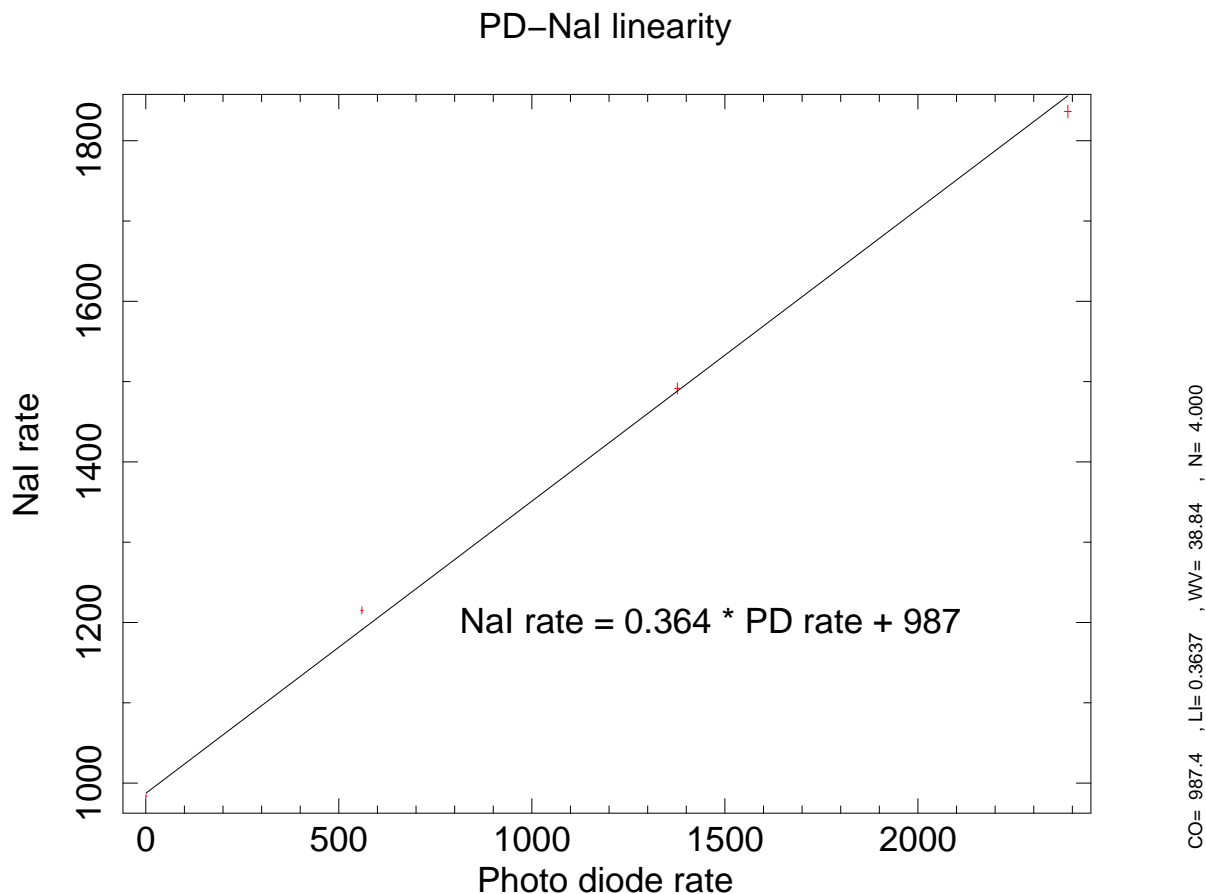


図 5.17 単位時間当りの PD と PMT の計数量の関係。線形フィッティングを行うと、NaI rate=0.364 × PD rate +987 となる。

単位時間当たりのフォトダイオードの計数と NaI に入射してくる量の関係を

$$f(x) = p_1 x + p_2 \quad (5.6)$$

という線形関数でフィットして求めると、

$$NaIrate = 0.364 \times PDrate + 987 \quad [photon/cm^2/s] \quad PDrate > 0 \quad (5.7)$$

となる。そのためフォトダイオードのカウントレートを常にモニターしておけばこの式より単位時間に検出器に入射してくるビームの強度を知ることが出来る。

## 5.5.2 セットアップ

PM モデルにビームの照射を行うためのセットアップについて説明する。



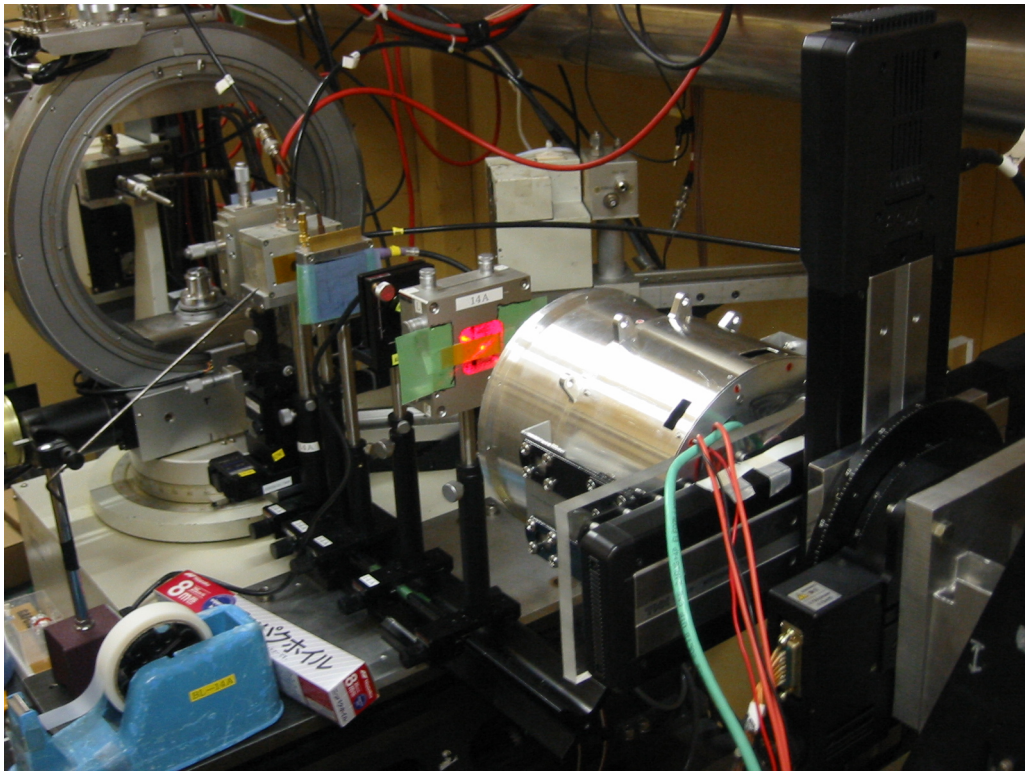


図 5.18 KEK 実験のセットアップ。奥のコリメート管部からビームが照射される。奥から順に気体電離箱、ビームの強度モニター用フォトダイオード、強度を調整する金属フィルター、X 線の向きを示すレーザー、コリメーターがあり、その手前に PM モデルを配置した。

セットアップは図 5.18 のように行った。奥のコリメート管部からビームが照射される。奥から順に気体電離箱、ビームの強度モニター用フォトダイオード、強度を調整する金属フィルター、X 線の向きを示すレーザー、コリメーターがあり、その手前に PM モデルを配置した。

検出器の配置を決定するためにはビームがどの向きに照射されているか知る必要がある。照射されるビームがどの向きに照射されるかを X 線感光フィルムを使い調べた。距離を離して配置した感光フィルムに X 線ビームを照射し、感光した点を通るように、レーザーを配置する。このレーザーを元に検出器を配置し、実験を行う。

この実験では PM モデルの各部へビームを照射する実験、PM モデルを傾けて斜めに入射させる実験、PM モデルを回転させながら入射させる実験などを行う。そのため図 5.19 のように距離、角度、回転速度を正確に指定できる、自動ステージに PM モデルを取り付けて実験を行った。これにより検出器を図 5.19 の右図のように、移動、回転させることができる。CsI の初期位置は図のように定義し、 $\theta$  回転を行うことで移動していく。

実験中には適宜、自動ステージを動かし PM モデルの位置、傾きを変化させて実験を行う。

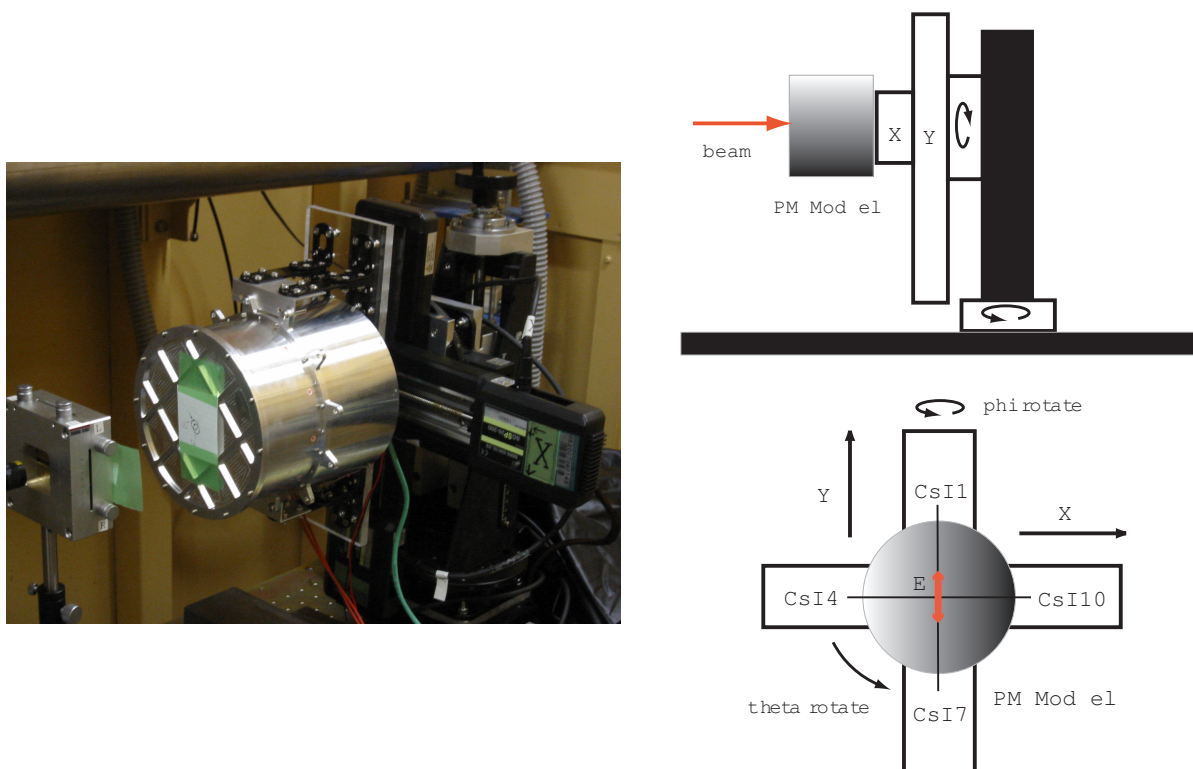


図 5.19 自動コントロールステージ。XY 移動ステージを用いて検出器を水平方向及び、鉛直方向に移動させ、検出器の各部にビームを照射する。 $\phi$  ステージによって検出器をビームに対して傾けることでビームを検出器に対して斜めに入射させる。 $\theta$  ステージにより検出器を回転させながら照射する。また回転を行っていない場合に CsI の位置を図のように定義する。

### 5.5.2.1 初期設定

$\theta$  回転は PM モデルの中心軸を回転軸として行う。そのため中心軸と  $\theta$  回転軸を同一直線上に並べる必要がある。そのために初期設定を行った。

PM モデル及び、XY ステージを取り付ける前に  $\theta$  回転ステージの回転軸とレーザーの軸を合わせる。 $\theta$  回転ステージ上に平面鏡を置き、 $\phi$  方向の傾き調整を行い、レーザーの入射光と反射光が重なるようにする。そしてさらに  $\theta$  回転ステージの中心を通るようにする。これによりレーザーは  $\theta$  回転軸上を通ることになる。そして  $\theta$  回転ステージに XY 移動ステージを固定し、XY ステージに PM モデルを取り付ける。レーザーを当てつつレーザーの軸上に PM モデルの中心がくるように XY 自動ステージで PM モデルを動かし、回転軸と PM モデルの中心軸を合わせる。この状態を X、Y、 $\phi$  の原点とする。

### 5.5.3 正面照射

$\phi=0$  の状態、検出器に対してビームが垂直に入射する状態で実験を行った。正面照射の場合、入射に対して 12 検出器は対照であるので、モジュレーションカーブはきれいなサイン

カーブを描くことが予想される。そのためモジュレーション値を定義することが可能であり、偏光度を見積もることができる。

### 5.5.3.1 中心照射

$(x,y,\phi)=(0,0,0)$  の状態、つまり検出器の中心にビームが入ってくる場合の測定を行った。中心のみに照射するため、CsI には  $90^\circ$  散乱した光子が多く入射する。そのためモジュレーションは強く現れることになる。モジュレーションファクタが高いためにモジュレーションが強く現れる。

図 5.5.3.1 は、正面中心照射を行った場合のスペクトルとモジュレーションカーブである。

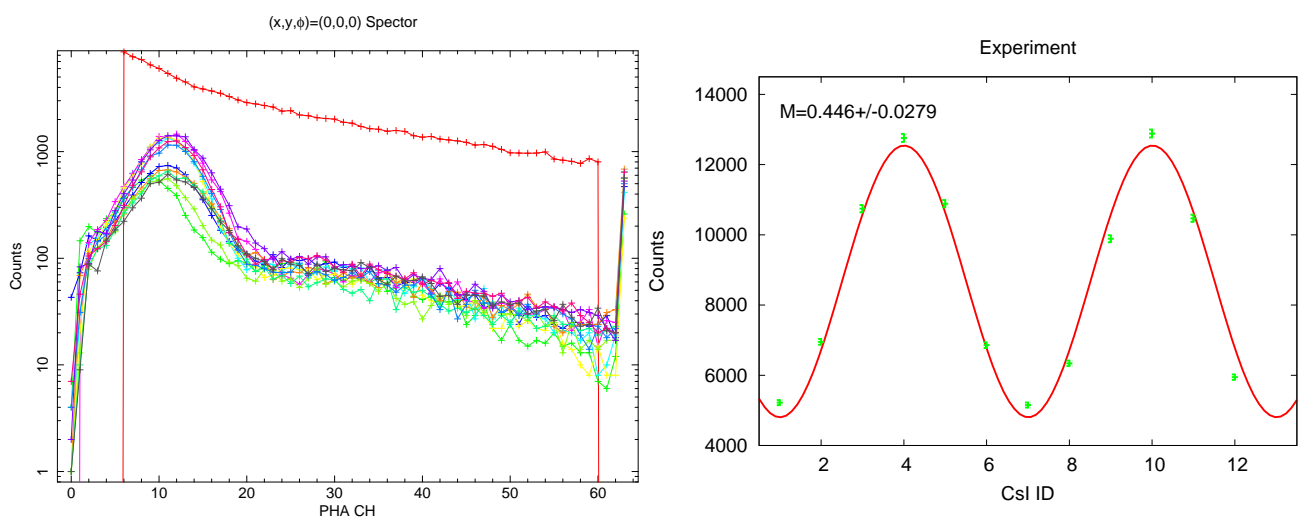


図 5.20 正面中心照射のスペクトルとモジュレーションカーブ。左図は正面中心照射を行ったときのコインシデンススペクトルである。CsI のスペクトルにおいて 2-30ch はビームの散乱成分であると考えられる。この範囲の CsI のカウントを用いて散乱強度分布をとると右図のようなモジュレーションを描く。モジュレーション値は  $0.446 \pm 0.028$  である。

スペクトルからプラスチック、CsI の LD、UD は以下の表のように設定した。表のエネルギー範囲を用いて散乱光の強度分布をとると図の右図のようなモジュレーションを描く。

プラスチック		CsI	
LD	UD	LD	UD
6	60	2	30

表 5.3 正面中心照射の LD、UD 条件

モジュレーションカーブを以下の式でフィットし、振幅と平均値を求めた。

$$p_1 \sin^2(30x/360 \times 2\pi + p_3) + p_2 \quad (5.8)$$

式 3.8 から M 値を求めると  $0.446 \pm 0.028$  となった。これを 100% 偏光の 80keV 単色 X

線が入射してきた場合のモジュレーションと比較し、偏光度を見積る。100% 偏光の 80keV 単色 X 線が入射してきた場合のモジュレーションはシミュレーションによって調べる。

図 5.21 は、100% 偏光の 80keV 単色 X 線を PM モデルの中心に正面から照射したときのシミュレーションである。

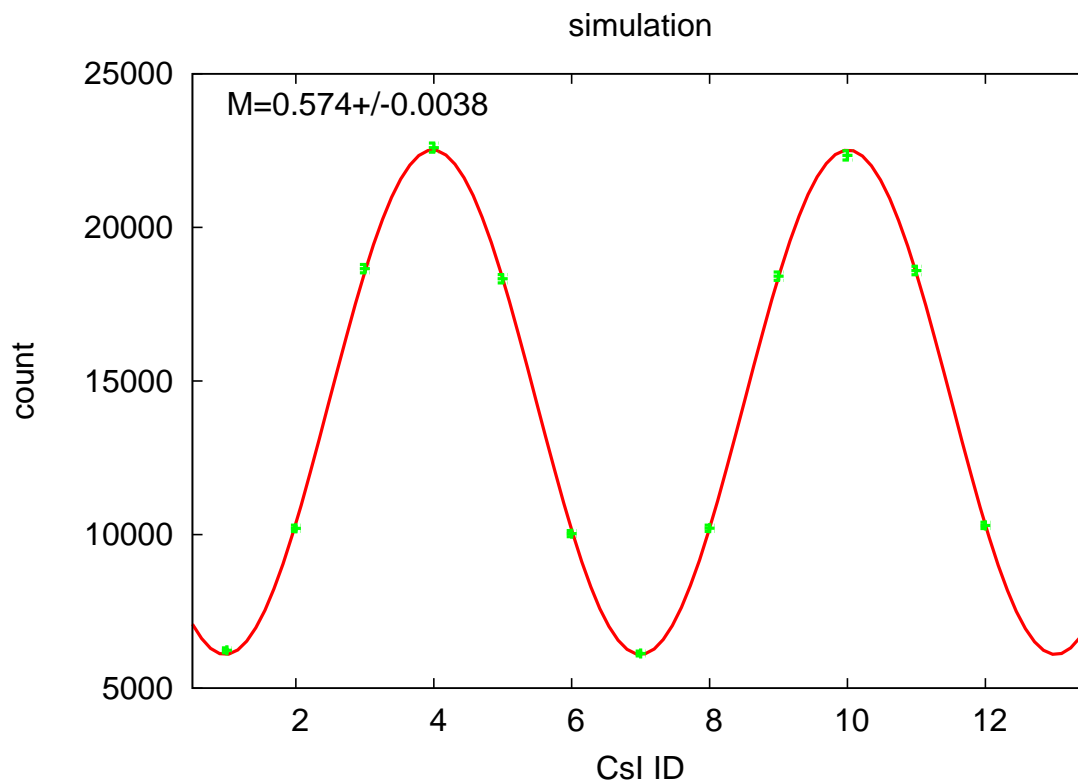


図 5.21 100% 偏光の 80keV 単色 X 線を PM モデルの中心に正面から照射したときのシミュレーション。  $M_{100}=0.574\pm 0.004$  という結果が得られた。

シミュレーション結果から、PM モデルの中心に正面から照射した場合、 $M_{100}=0.574\pm 0.004$  であるため、偏光度は  $77.7\pm 4.9\%$  となり、プロペラ検出器による偏光度測定と誤差の範囲内で一致した値が得られた。

### 5.5.3.2 回転

検出器の中心にビームを照射し、データを取りながら検出器を一定速度で  $\theta$  方向に  $360^\circ$  回転させる。

各時刻の CsI シンチレータの位置情報から散乱光の散乱方位角を知ることができるため散乱光強度の方位角分布を知ることが可能で、中心で静止させた照射の場合と同様のモジュレーションを得ることができる。

中心で静止させて検出器に照射を行った場合、12CsI で検出される散乱光強度には、系統的な誤差が含まれ、得られるデータ点は理想的なサインカーブに対してバラつきを持つ。この系統的な誤差の原因として 12CsI の幾何学的な配置のずれが挙げられる。

検出器を回転しながら照射を行った場合、各 CsI の位置は一定ではない。そのため、ある方



位角に散乱した光は、時間とともに異なる CsI で検出される。そのため得られる散乱光強度分布は全 CsI の系統誤差を平均化したものとなりバラツキの小さいモジュレーションが得られる。

実際に衛星に搭載した場合は、衛星が自転を行うため、このような系統誤差が平均化されたデータが得られることとなる。

360° を 600 秒で回転させながら照射を行う。 $\theta$  回転角速度は  $0.6^\circ/\text{s}$  である。600 秒間に 12CsI で得られたデータを時刻情報をもとにある時間毎に区切り、時間ごとに検出されたイベント数を各 CsI ごとに調べる。

この時散乱イベントとして表の LD、UD 条件を満足するものを使用する。

プラスチック		CsI	
LD	UD	LD	UD
6	60	5	26

表 5.4 正面中心照射 (回転) の LD、UD 条件

図 5.22 は、16.67 秒ごとに時間を区切り、16.67 秒間に計数されるイベント数の変化を各 CsI ごとに時系列で示したものである。

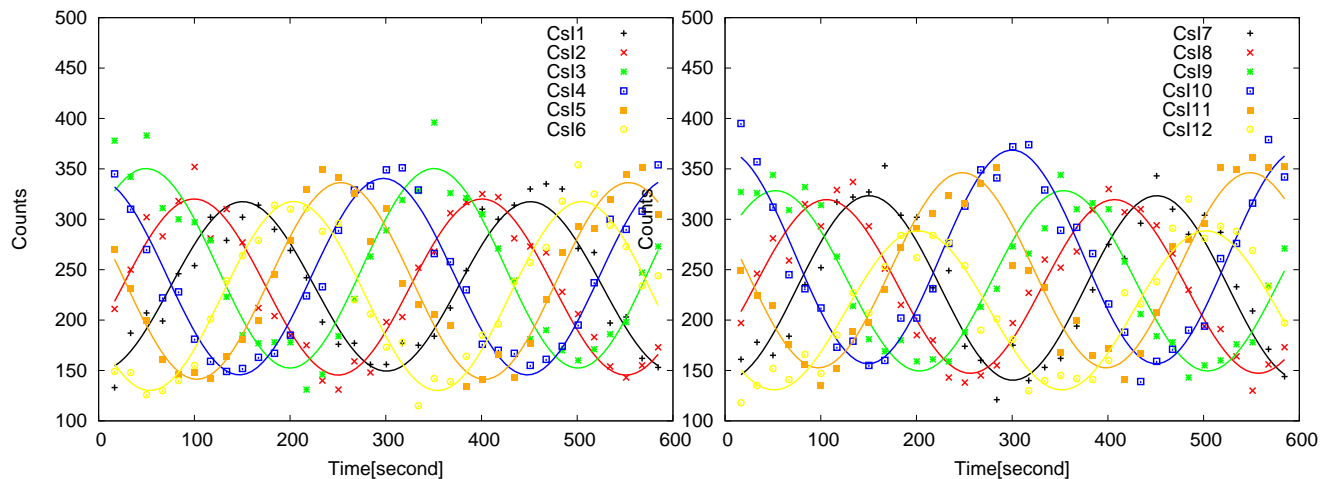


図 5.22 検出器を回転させたときの各 CsI の散乱強度の時間変化。16.67 秒ごとに時間を区切り、その間のイベント数の変化を各 CsI ごとに時系列で示したものである。回転スタート時、(time=0) の時は、偏光方向と垂直な方向に位置する、CsI4, CsI10 の強度が強いが、 $0.6^\circ/\text{s}$  で回転するため、時間とともに強度が変化する。16.67 秒間に  $10^\circ$  ずつ回転するため、各プロットは、時系列順に CsI がスタート時から  $10^\circ$  ずつ回転した位置での強度を示す。

モジュレーションを見ると、回転スタート時、(time=0) の時は、偏光方向と垂直な方向に位置する、CsI4, CsI10 の強度が強いが、 $0.6^\circ/\text{s}$  で回転し、位置が変化するため、時間とともに強度が変化する。

16.67 秒間に  $10^\circ$  ずつ回転するため、各プロットは、時系列順に CsI がスタート時から  $10^\circ$  ずつ回転した位置での強度を示す。

理想的には、モジュレーションの形は 12CsI すべて同じ形になり位相がずれたモジュレーションが得られるはずである。しかし、各 CsI のモジュレーションを比較すると、CsI12 の振幅が小さく、CsI10 の振幅が大きいなど、各 CsI 毎に振幅の大きさ、平均値に多少の違いが見られる。

各時刻の各 CsI の方位角を求め、方位角毎に各 CsI のカウントをすべて足し合わせることで、図 5.5.3.1 と同様なモジュレーションが得られるはずである。

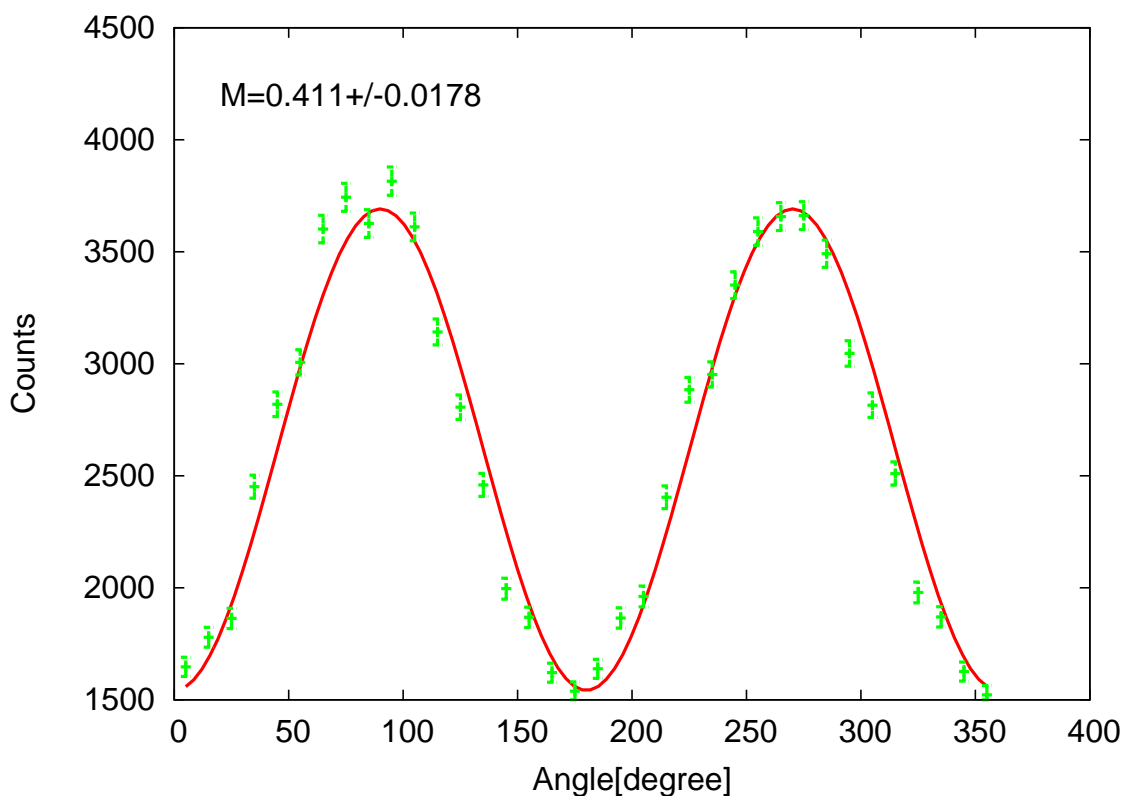


図 5.23 時刻情報から CsI の位置を知ることによって得られるモジュレーション。各時刻の各 CsI の方位角を求め、方位角毎に各 CsI のカウントをすべて足し合わせることで、散乱強度分布をとったもの。  $M=0.411 \pm 0.018$  であり、静止させて中心に照射した場合とモジュレーションの値が異なる。

図 5.23 は、12CsI のモジュレーションを位相をずらし重ね合わせたもので、散乱強度の角度分布をとったものである。このときモジュレーションの値は  $0.411 \pm 0.018$  となった。回転させずに真ん中に照射した場合のモジュレーション値は  $0.446 \pm 0.028$  であり、回転の場合と異なる値となった。ただし誤差も含めて考えると誤差の範囲で一致している。

### 5.5.3.3 格子状スキャン

ガンマ線は、検出器の真ん中だけに入射してくるわけではなく、各部に一様に入射してくる。全面に一様に入射してきた場合の様子は図 5.24 のように格子状に照射を行った結果の足

し合わせであると考えられる。検出器の各部に照射を行い、各部の応答を調べ全面に入射してきた場合に、どのようなモジュレーションが得られるかを調べた。

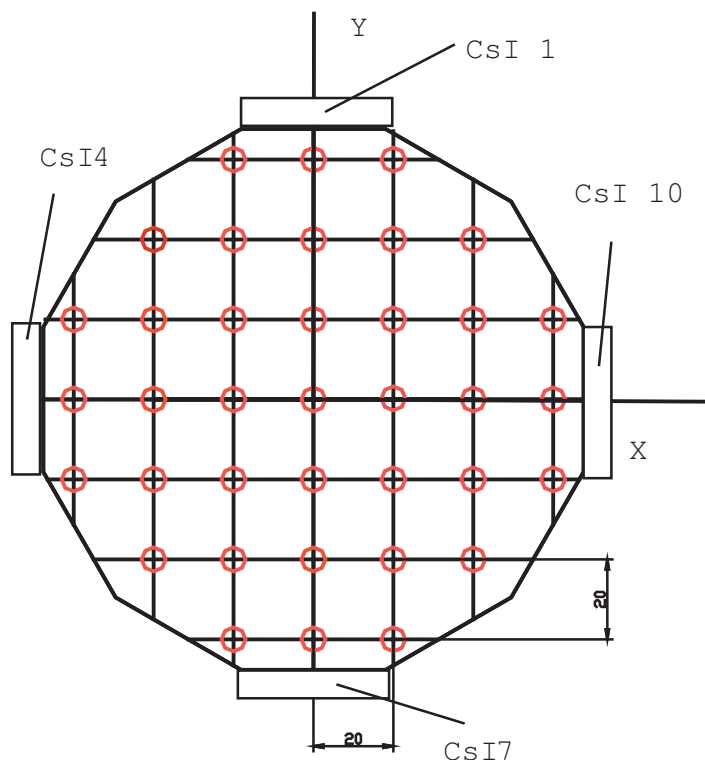


図 5.24 格子状スキャンの照射点。XY ステージで PM モデルを移動させ、PM モデル上の図に示された位置に照射を行う。

XY ステージで PM モデルを移動し、図 5.24 で示されるように PM モデルに 20 mm 間隔で格子状に照射を行った。各 CsI 毎に、各部で散乱し、入射してくる量を調べる。この時 PD で各部に入射した量を見積り、各部に入射した量を 1 と規格化し、散乱してくる量を調べる。取り扱うイベントの LD、UD 条件は表の通りである。

プラスチック		CsI	
LD	UD	LD	UD
6	60	2	30

表 5.5 格子状スキャンの LD、UD 条件

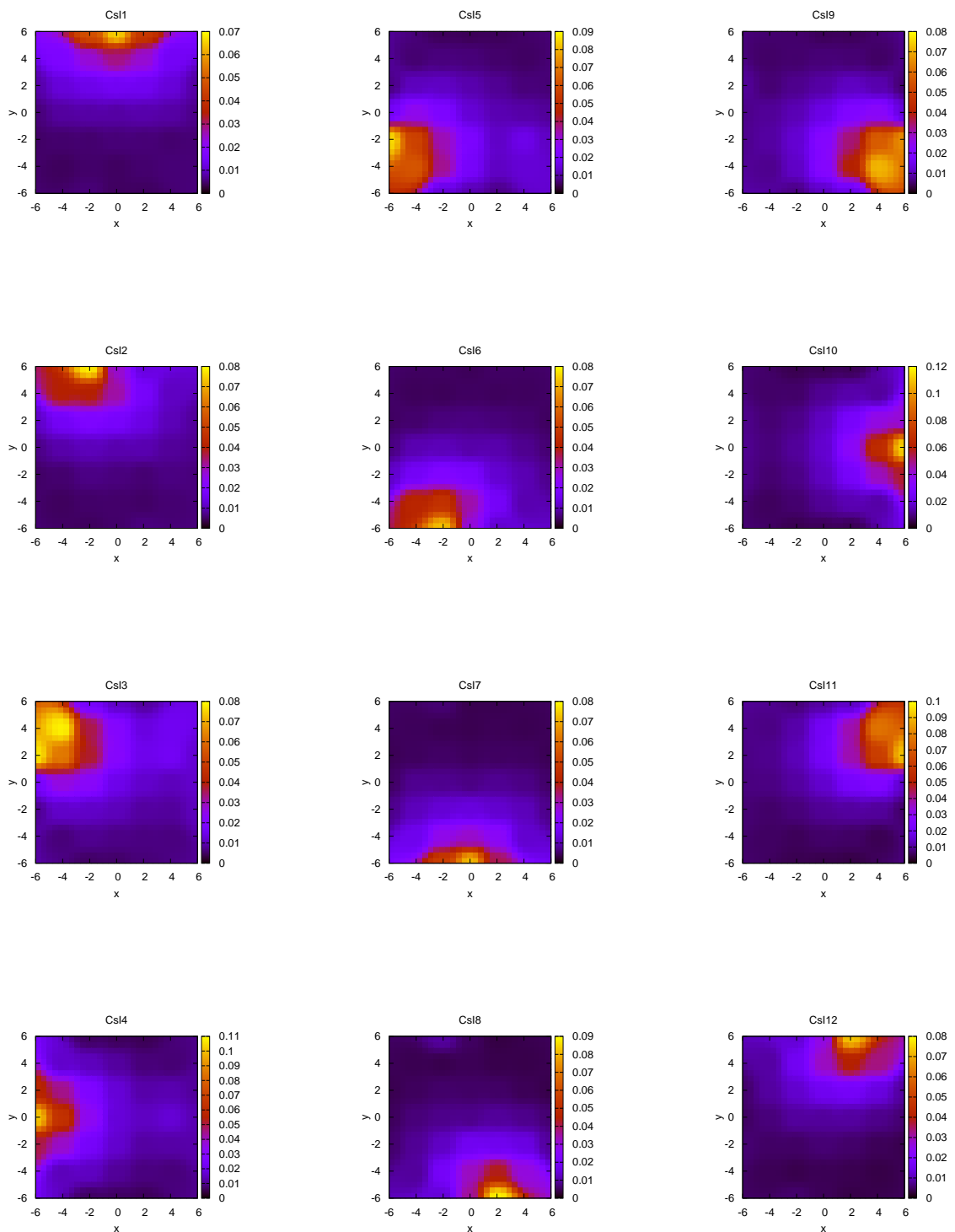


図 5.25 各 CsI 毎の各部分で散乱し検出されるイベント数の比較。散乱体の各部分に入射してきた光子の量を 1 とし、その部分で散乱し検出された量を散乱体の全面についてコントアマップで示したものである。各 CsI 付近から散乱してくるものが多い。全面入射では各 CsI に定義された方位角以外からの散乱もあるためモジュレーションが悪くなる。



図 5.25 は、各 CsI について、各部分で散乱し検出されたイベントの量を調べ、コントラストとしてその量を比較したものである。

つまり散乱体のどこで散乱した光子が入射してきやすいかを各 CsI について調べたものである。照射を行っていない場所は周囲の照射した部分を平均化し補完してある。中心付近で散乱したものよりも CsI 付近で散乱したものが多いことがわかる。CsI 付近で散乱したものは、CsI に定義された方位角とは異なる角度の散乱光も多く入射してくる。そのため各部の足し合わせである全面照射の場合偏光の散乱異方性の効果を捉えにくくなり、モジュレーションは現れにくくなる。

各 CsI ごとにコントラストの各部の値を全体について足し合わせる。足し合わせた量を 12CsI で比較することで正面全面入射とほぼ同じモジュレーションを得ることができる。

図 5.26 左図は、そのモジュレーションカーブである。モジュレーションファクタは、 $M=0.262\pm 0.030$  であった。

図 5.26 の右図は 100% 偏光の X 線を同様に格子状に照射した場合にどのようなモジュレーションが得られるかをシミュレーションした結果である。シミュレーションの結果モジュレーションファクタは、 $M_{100}=0.273\pm 0.014$  となった。式 3.9 から偏光度は  $96.0\pm 12.0\%$  であることがわかる。これは、 $82.3\pm 1.6$  と異なる値を示した。この原因として考えられるのは、散乱強度分布をとるのに使用するプラスチック及び CsI のエネルギー範囲が、実験とシミュレーションで食い違っていることである。

今回の実験では  $^{109}\text{Cd}$  種類の放射線源でエネルギー較正を行ったため、PHACH がどのくらいのエネルギーに相当するかを正しく見積もることができなかった。そのため、シミュレーションと実験で条件が食い違っている可能性があると考えられる。

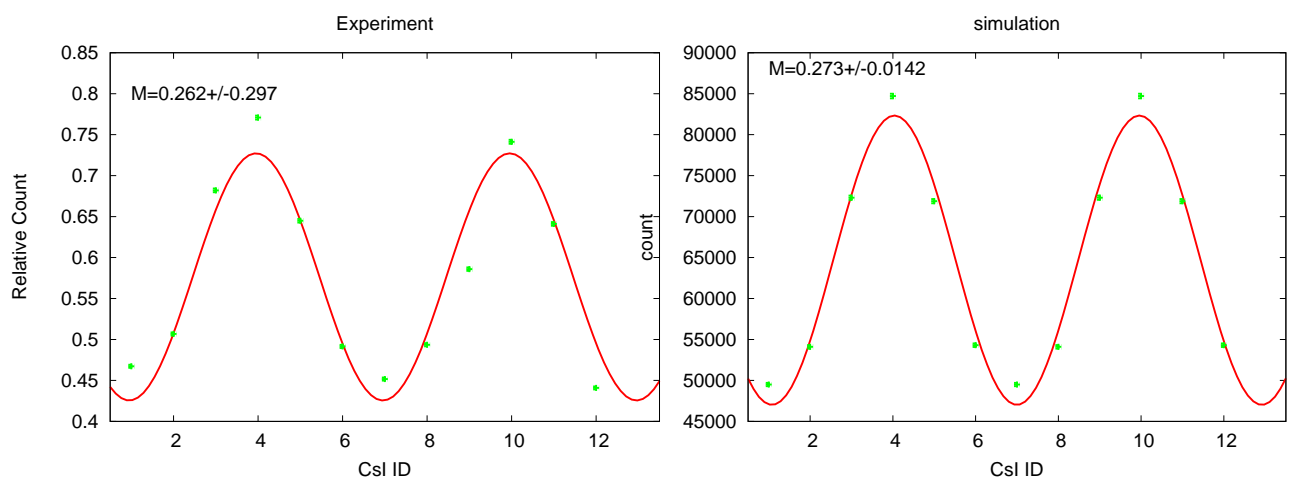


図 5.26 各部照射足し合わせのモジュレーション。左図は各 CsI ごとにコントラストの各部の値を全体について足し合わせ、た量を 12CsI で比較したもの。正面全面入射とほぼ同じモジュレーションと考えられる。M は  $0.262\pm 0.030$  である。右図はシミュレーション結果であり、 $M_{100}=0.273\pm 0.014$  となった。

### 5.5.4 斜め照射

実際にはガンマ線バーストを正面で捉えることはほとんどなく、斜めからの入射がほとんどである。ガンマ線は斜めに入射してくるので、検出器は対照的ではなくなり対照的なサインカーブのモジュレーションは得られない。

そのため、モジュレーションカーブから平均値と振幅を求め、式 3.8 からモジュレーション値を出すことは難しい。

実際にはどの方向から入射してきたかという情報が得られるので、観測データを偏光度を仮定した、シミュレーションと比較することは可能である。そのため斜め入射では得られたデータをシミュレーションと比較し、偏光度を見積もることとなる。

今回は、偏光の効果が高く、限られた部分にのみ照射が行える、高エネルギー加速器研究機構の放射光を用いて、シミュレーションと同等の結果が得られるか実験を行った。

検出器を  $\phi$  方向に回転させ、ビームに対して傾けることで検出器に対してビームを斜めに入射させ、実験によって得られるモジュレーションとシミュレーションの比較を行う。

#### 5.5.4.1 中心照射

検出器を  $\phi$  方向に  $10^\circ$ 、 $20^\circ$ 、 $30^\circ$  回転させ、図 5.27 のように斜め前方から検出器の中心にビームを入射させる。

この時、偏光方向に対して  $90^\circ$  方向にある CsI4 と CsI10 の位置関係は図のようになる。斜めにした場合、CsI4 には散乱角度が大きい後方散乱の散乱光が入射し易くなり、CsI10 には、散乱角度の小さい前方散乱の散乱光が入射し易くなる。

図 5.28 は、斜めから入射させたときのモジュレーションであり入射角に対してモジュレーションがどのように変化するかを示している。

ここで散乱強度分布をとるときに使用した LD、UD 条件は表のとおりである。

プラスチック		CsI	
LD	UD	LD	UD
6	60	2	30

表 5.6 斜め中心入射の LD、UD 条件

図 5.28 の左の図は高エネルギー加速器研究機構での実験結果であり、右の図はシミュレーション結果である。

シミュレーションでは、実験と同じ状況を作り出すことができ、80keV の 80% 偏光光源を点源として入射させることが可能である。またシミュレーションの LD、UD 条件は実験と対応させて、エネルギー範囲で決定している。

エネルギー較正のために斜め照射と同じ条件で  $^{109}\text{Cd}$  を照射し、PHACH のエネルギー較正を行うと

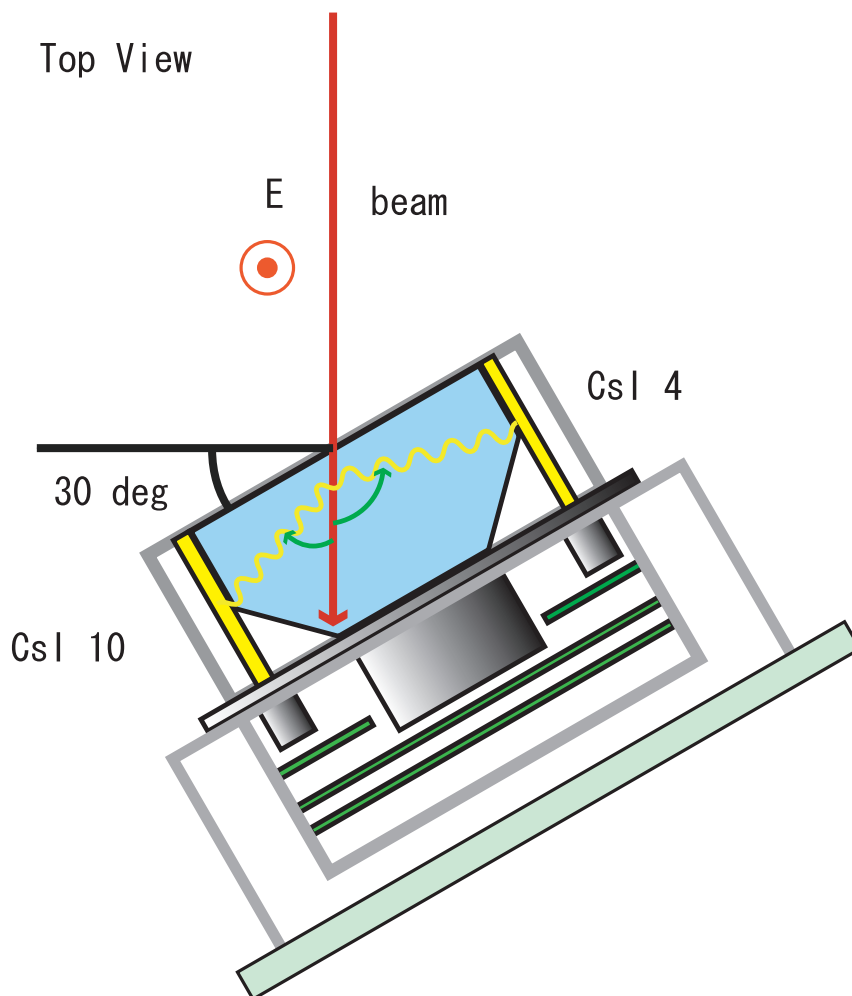


図 5.27 斜め入射のセットアップ。検出器を  $\phi$  方向に回転させ、検出器をビームに対して傾けることで、斜め前方からビームを入射させる。偏光方向に対して  $90^\circ$  方向にある CsI4 と CsI10 の位置関係は図のようになる。CsI4 には散乱角度が大きい後方散乱の散乱光が入射し易くなり、CsI10 には、散乱角度の小さい前方散乱の散乱光が入射し易くなる。

$$E = 22.67/30.7 \times CH \quad (5.9)$$

という関係が得られる。

そのため上の表の CH に対応したエネルギーを考えて、シミュレーションのプラスチックの LD、UD 条件のエネルギー範囲は

プラスチック	
LD [keV]	UD [keV]
4.43	44.3

表 5.7 斜め中心入射の LD、UD 条件

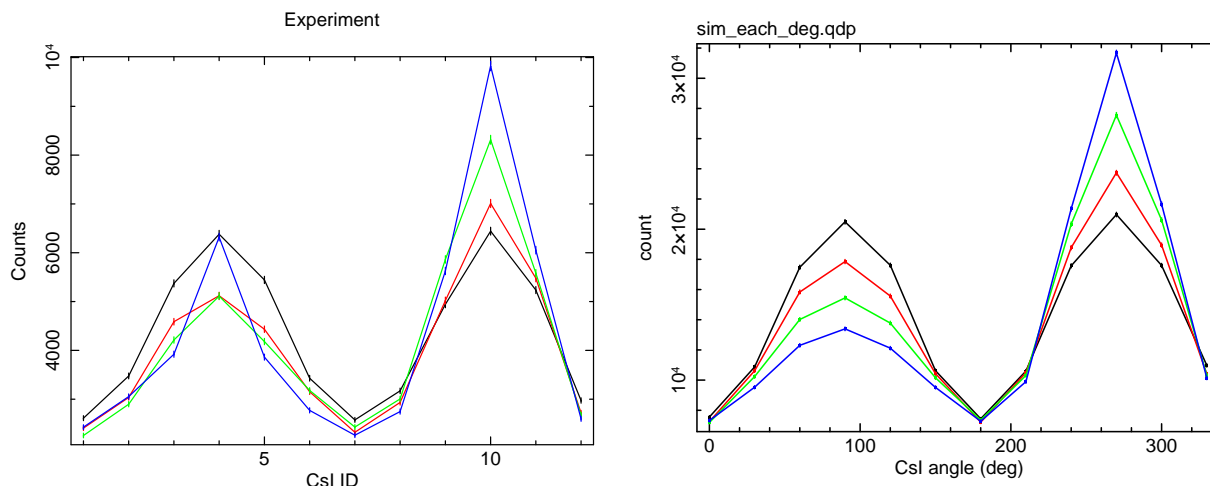


図 5.28 斜め前方から検出器の中心にビームを入射させたときのモジュレーション。高エネルギー加速器研究機構での実験結果 (左)、シミュレーション (右) とともに同じようなモジュレーションの変化を示す。ただし実験では  $\phi = 20^\circ$ 、 $\phi = 30^\circ$  において CsI4 の強度がシミュレーションに対して強く出ている。

とした。CsI シンチレータは、プラスチックで散乱して入射してきたイベント全てについて調べる。これは実験とは異なり、CsI にはノイズ成分、バックグラウンドの成分がないため全てのイベントが X 線の散乱成分であると考えられるためである。

図 5.28 のモジュレーションを見ると、ともに斜めから入射させればさせるほど、CsI10 のカウントが高くなるという結果が得られた。これは斜めにする事で図 5.27 のように CsI10 の近くで散乱するようになるためであると考えられる。CsI10 の近くで散乱するため、散乱場所において CsI10 を見込む立体角が大きくなり、CsI10 のカウントが大きくなると考えられる。

実験とシミュレーションの結果を比較すると、 $\phi = 20^\circ$ 、 $\phi = 30^\circ$  において、CsI4 の強度に違いが見られる。実験結果ではシミュレーション結果に比べて、CsI4 の強度が強く出ていることが分かる。この原因については節??で考察する。

## 5.6 偏光検出可能性

KEK で行った実験から、PM モデルを打ち上げてから運用を終えるまでの期間に、どの程度の偏光検出の機会があるかを考える。

打ち上げてから、GRB を観測する機会は数多く考えられるが、GRB のフラックス、観測時間、バックグラウンドの条件などによって偏光観測が可能であるかが変わってくる。

ある条件において偏光観測が可能な観測対象の最小偏光度は式 3.10 で与えられる MDP で考えられる。

この MDP を過去に BATSE によって観測された GRB のデータ 1972 個を用いて、GRB の明るさ、継続時間から求める。MDP の計算におけるバックグラウンドの評価については付録で詳しく述べる。

1972 個の MDP 値を元に、GRB の偏光度がある値だと仮定して運用期間中にどれだけの偏光検出の機会があると予想されるかを考える。

MDP の計算には検出器のモジュレーションファクタと検出効率が必要となるが、これには KEK 実験の格子状スキンの解析から考えられる値を用いる。

### 5.6.1 検出効率

PM モデルの検出効率を格子状スキンのデータを用いて見積もる。検出効率は入射してきた光子の量に対する、偏光観測に使える光子の量である。KEK の実験において入射してきた光子の量はフォトダイオードの値から知ることが出来る。

単位時間あたりに検出器に入射してくるビームの量は式 5.7 から知ることが出来る。測定時間 120 秒間に入射してくる光子の量は

$$\text{入射光子の量} = (0.364 \times P\text{Drate} + 987) \times 120 \quad [\text{photon}/\text{cm}^{-1}] \quad P\text{Drate} > 0 \quad (5.10)$$

となる。

これに対して、偏光観測に使える光子はコインシデンス条件を満たし、LD、UD の条件を満たしたものである。

各部に照射を行ったときのフォトダイオードの値から入射量を見積り、測定データから偏光観測に使える量を調べる。

図 5.6.1 は、検出器の各部の検出効率を求めコントアマップとして描いたものである。

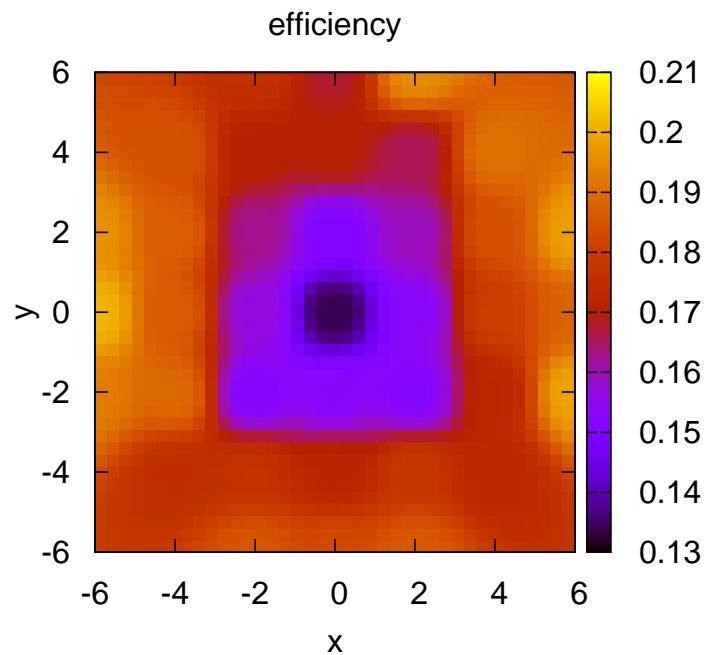


図 5.29 格子状スキンのデータを使って入射量に対して偏光観測に使える光子の割合を各部で求めた。中心付近では CsI を見込む立体角が小さく検出効率は低いと考えられる。

検出器中心付近では CsI を見込む立体角が小さく検出効率は低いと考えられる。検出器全体での検出効率は  $0.176 \pm 0.001$  となった。シミュレーションを行った場合、80keV 入射に対しての検出効率は 0.209 であり、実験の検出効率はシミュレーションに対して、 $84.2 \pm 0.6\%$  となっている。

### 5.6.2 モジュレーションファクタ

格子状にスキャンを行い、各部のデータを足し合わせて全面照射を仮定した場合、PM モデルのモジュレーション値は  $M=0.262 \pm 0.028$  であった。入射 X 線の偏光度が  $82.3 \pm 1.6\%$  であるとする PM モデルのモジュレーションファクタは、 $0.318 \pm 0.037$  であることが分かる。シミュレーションによるモジュレーションファクタは、 $0.273 \pm 0.014$  であり、実験のモジュレーションファクタはシミュレーションに対して、 $116 \pm 15\%$  となった。

### 5.6.3 MDP

MDP はある条件下 (検出器の性能、観測対象の明るさ、観測時間、バックグラウンド) で偏光観測を行ったときに観測可能な最小の偏光度である。式 3.10 から、 $3\sigma$  での MDP は、

$$MDP = \frac{3\sqrt{2}}{\eta S F M} \sqrt{\frac{\eta F S + B}{T}} \quad (5.11)$$

$S$ : 有効面積 [ $\text{cm}^2$ ]	$\eta$ : 検出効率
$F$ : 観測対象の明るさ [ $\text{photon cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ]	$M$ : モジュレーションファクタ
$B$ : バックグラウンド [ $\text{photon s}^{-1}$ ]	$T$ : 観測時間 [s]

となる。バックグラウンドは CXB、GRB が起こったときに衛星から散乱してくる成分、宇宙線により放射化した CsI からの成分について考えている。この場合バックグラウンドは  $66 [\text{photon s}^{-1}]$  であると考えられる。これについては付録で詳しく説明する。GRB のフラックスと継続時間は BATSE の 4B カタログの 1972 個の GRB データを使用する。検出効率、モジュレーションファクタについては、KEK 実験の結果とシミュレーションの違いを考慮し、シミュレーションの値を補正して計算する。KEK の結果から検出効率は、シミュレーションに対して  $84.2 \pm 0.6\%$  であり、モジュレーションファクタは  $116 \pm 15\%$  であった。

BATSE データの 1972 個について、MDP を計算し、我々の視野、運用期間で、ある MDP 以下の GRB がどれだけ発生するかを考える。

我々の検出器が偏光観測を行うことができる視野は中心から片側  $30^\circ$  程度の領域であるので、有効立体角は、

$$\int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\frac{\pi}{3}} \sin\theta d\theta = \frac{\pi}{4} [\text{str}] \quad (5.12)$$

となる。また、BATSE は全天の 48.3% を 9 年間観測していたので、ある MDP に対して 1

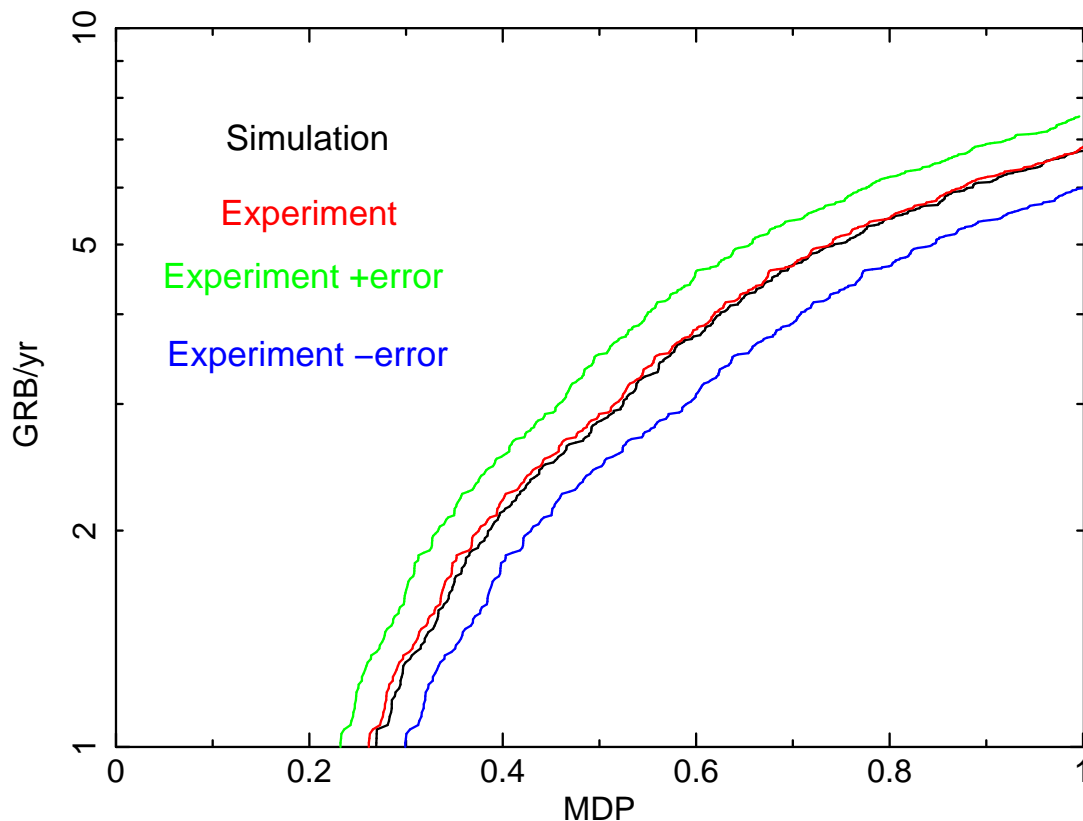


図 5.30 PM モデルの年間運用中に発生が予想されるある MDP 以下の GRB 数。シミュレーション結果 (黒)、実験で得られた結果でシミュレーションを補正したもの (赤)、実験の誤差を含め検出器の  $M_\eta$  が最も良いと仮定した場合 (緑)、実験の誤差を含め検出器の  $M_\eta$  が最も悪いと仮定した場合について示している。  $M_\eta$  が最も悪いと仮定した場合、MDP が 1 以下の GRB は、年間に 6 例発生すると仮定すると、MDP は 0.3 となり、GRB は 30% 以上偏光している必要がある。

年間に視野内で起こる GRB 数は、以下ようになる。

$$\text{ある MDP での GRB 数} = \frac{\frac{\pi}{4}}{4\pi \times 0.483 \times 9} [\text{個 year}^{-1}] \quad (5.13)$$

図 5.30 は PM モデルの年間運用中に発生が予想されるある MDP 以下の GRB 数を示している。シミュレーション結果 (黒)、実験で得られた結果でシミュレーションを補正したもの (赤)、実験の誤差を含め検出器の  $M_\eta$  が最も良いと仮定した場合 (緑)、実験の誤差を含め検出器の  $M_\eta$  が最も悪いと仮定した場合 (青) について示している。

$M_\eta$  が最も悪い場合 (青) を仮定すると、MDP が 1 以下の GRB は、年間に約 6 件発生すると考えられる。そのため GRB が 100% 偏光していれば、年間に 6 例観測できると予想される。逆に年間に一回観測するためには、GRB は 30% 程度偏光している必要がある。

年間に一回観測するためには、 $M_\eta$  が最も悪い場合には、GRB が 30% 程度偏光している必要があるが、最も良い場合には、GRB が 25% 程度偏光していれば観測の可能性があると考

られる。



## 第6章

# GAP 環境耐性試験

GAP は打ち上げてから運用を終えるまでに約一年の間がある。その一年の間に、周りの環境によって偏光観測ができなくなるようなことがないようにしてはならない。GAP が運用期間中に耐えなければならない環境として以下のものが挙げられる。

- 打ち上げ時の振動  
振動によって構造変化が起こったり、PMT とシンチレータのカップリングが破れることが考えられる。
- 温度変化  
GAP 電源 OFF などによる宇宙空間での急激な温度変化に対する熱歪みなどにより、PMT とシンチレータのカップリングが破れることが考えられる。
- 宇宙放射線  
電気系に問題を起こす原因として宇宙放射線が考えられる。宇宙放射線によるトータルドーズ効果で半導体素子が劣化したり、シングルイベント効果によってハードエラーやソフトエラーを引き起こす可能性がある。

予想される環境を再現し、このような問題が運用中に実際に発生するのかを調べるために環境試験を行った。

### 6.1 振動試験

GAP 打ち上げ時には、GAP に大きな振動が加わる。振動によって PMT とシンチレータの結合が剥がれる、もしくは弱くなることが考えられる。これによりシンチレータと PMT の間に屈折率の違う層ができてしまうために、光が PMT に導かれにくくなることが考えられる。そのため予想される振動を加え振動の前後で、同じエネルギーの X 線が入射したときに出力の低下が見られないかを調べた。

振動試験は石川県工業試験場で行った。図 6.1 は振動試験の様子である。治具に組み上げた PM モデルを取り付け、加振器に取り付けた治具を振動させた。打ち上げ時の振動は GAP の取り付け面に垂直な方向と水平な方向に加わる。加振器は鉛直方向にしか振動を加えられないので、取り付け面面外方向に振動させるときは左図のように PM モデルを治具の上に取り付

け、面内方向で振動させるときは右図のように治具の横に取り付ける。面内方向では面内の垂直な二軸の方向に一回ずつ振動を行う。PM モデルを 90° 回転させ取り付け方を変えることで、振動方向を変更した。面外方向を z 方向、面内の 2 軸をそれぞれ x 方向、y 方向と定義する。

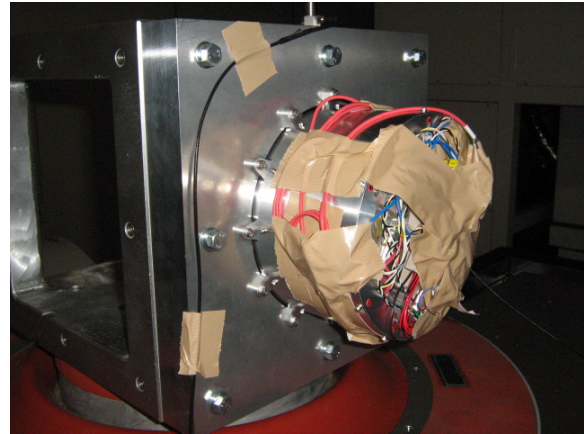
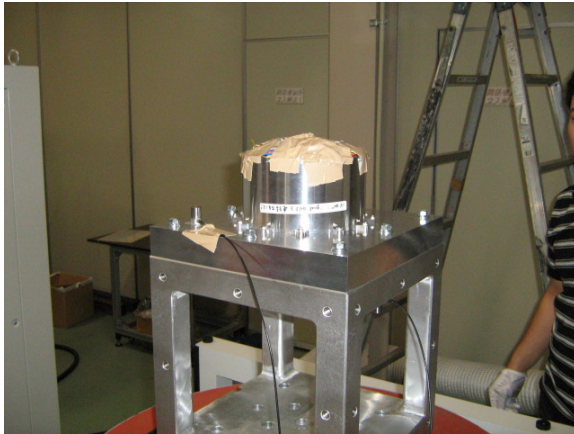


図 6.1 振動試験の様子。治具に PM モデルが取り付けられている。治具は加振器に取り付けられている。取り付け面外方向に振動させるときは PM モデルを治具の上に取り付け (左)、面内方向で振動させるときは治具の横に取り付ける (右)。

### 6.1.1 振動条件

衛星搭載機器がクリアしなければならない振動試験レベルは Ikaros 耐環境性設計基準書で以下のように決められている。

機器取り付け面外方向 (z 方向)	
20-70Hz	+3dB/oct
70-260Hz	$0.175G^2/Hz$
260-400Hz	-6dB/oct
400-1000Hz	$0.075^2/Hz$
1000-2000Hz	-4dB/oct
Over all	12.0Grms
機器取り付け面内方向 (x,y 方向)	
20-100Hz	+6dB/oct
100-1000Hz	$0.04G^2/Hz$
1000-2000Hz	-8dB/oct
Over all	7.4Grms

表 6.1 搭載機器ランダム振動レベル (AT)。振動時間は 40 秒

機器取り付け面外方向 (z 方向)	
20-70Hz	+3dB/oct
70-260Hz	$0.35G^2/Hz$
260-400Hz	-6dB/oct
400-1000Hz	$0.15^2/Hz$
1000-2000Hz	-4dB/oct
Over all	17.0Grms
機器取り付け面内方向 (x,y 方向)	
20-100Hz	+6dB/oct
100-1000Hz	$0.08G^2/Hz$
1000-2000Hz	-8dB/oct
Over all	10.4Grms

表 6.2 搭載機器ランダム振動レベル (QT)。振動時間は 80 秒

AT レベルは Acceptance test レベル、QT レベルは Qualification test レベルである。今

回、振動試験は x、y 方向では QT レベル、z 方向では AT レベルで行った。図 6.2 は振動試験レベルとその時の治具及び PM モデルの応答を示している。

z 方向振動時の PM モデルの応答は、目標の AT レベルを大きく超えており、この応答レベルは、実効値で 16.0Grms となっている。これは共振によるものであると考えられる。実際に QT レベルで振動させると PM モデルには大きな振動がかかることが予想されたため z 方向は AT レベルで振動試験を行った。

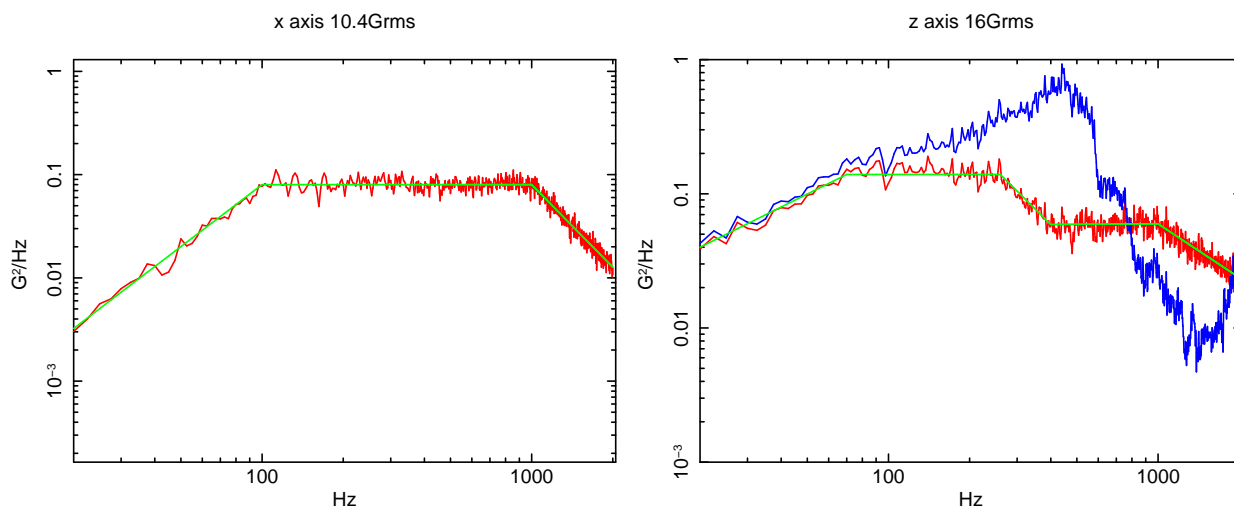


図 6.2 x、y 方向振動試験のレベルと応答 (左図)。x、y 方向は QT レベルで振動試験を行った。目標である QT レベル (緑) と治具の応答 (赤) のパワースペクトル。治具の応答は実効値で 10.4Grms。z 方向振動試験のレベルと応答。 (右図)。目標である AT レベル (緑)、治具の応答 (赤)、PM モデルの応答 (青) のパワースペクトル。PM モデルの応答は共振が起こり、振動レベルを大きく上回るため QT レベルでは行わず、AT レベルで振動試験を行った。PM モデルの応答は実効値で 16.0Grms

### 6.1.2 結果

振動試験の前後で同じエネルギーの X 線に対して、出力がどのように変化するかを調べた。プラスチックシンチレータは  $^{241}\text{Am}$  の光電ピークの出力、CsI シンチレータは  $^{57}\text{Co}$  の光電ピークの出力がどう変化するかを調べた。

振動試験は、x、y、z の順に振動を行い、各振動後にスペクトル測定を行った。

図 6.3 はプラスチックシンチレータの振動前後のスペクトルである。振動試験前の出力 (黒) に対して、振動試験を行うごとに同じエネルギーの入射に対して出力の低下が見られる。

振動試験で大きな変化が見られたのはプラスチックシンチレータのみであった。CsI シンチレータについては特に問題はなく振動前後でほぼ同じ出力であった。

表は振動の前後で出力がどのように変化したかをまとめたものである。振動試験前の出力を 100% とし、どの程度低下したかを示している。

CsI については CsI3、CsI10、CsI12 については、PMT の故障によって正しい信号を得ることができなかつたため測定を行っていない。CsI6 については出力が徐々に低下しているこ

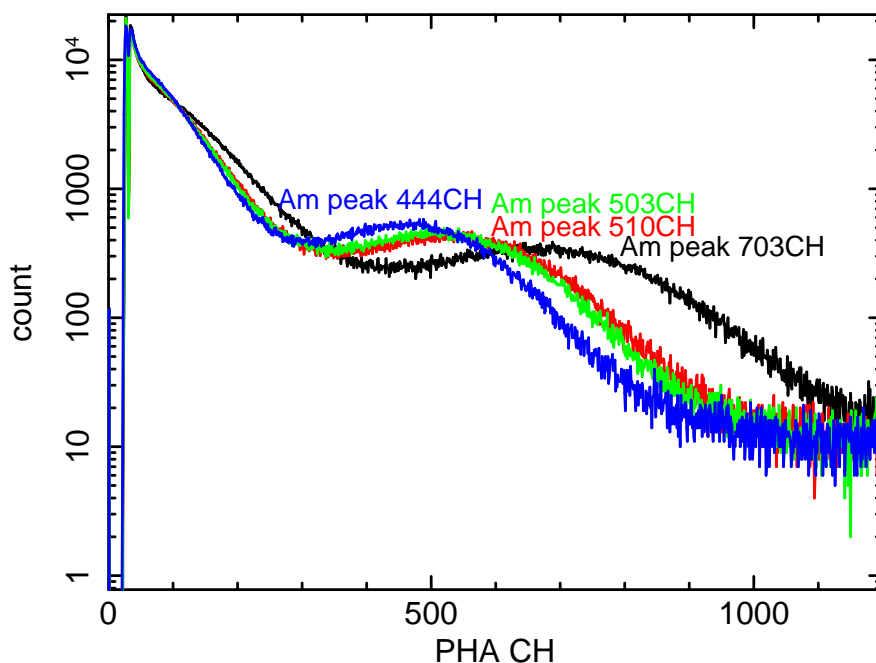


図 6.3 振動前後のプラスチックの  $^{241}\text{Am}$  に対する出力の変化。それぞれ (黒) 振動試験前、(赤)x 方向振動後、(緑)y 方向振動後、(青) z 方向振動後である。x 方向振動後に出力が大きく低下していることが分かる。y 方向振動後には大きな変化は見られなかったが、z 方向振動後に、さらに出力が低下したことが分かる。

とがわかる。これは実験室で測定したときに比べ、振動試験場で振動を行う前に測定した場合にすでに出力が低下していたため振動試験が原因ではないと考えられる。

これは、光電子増倍管にプリーダー回路をはんだづけするときに光電子増倍管に熱が加わりすぎ、光電子増倍管内部の真空が破れたためであると考えられる。

問題はプラスチックの出力の変化である。明らかに振動試験によって出力が変化している。振動試験前後で最終的に 40% の出力低下が見られた。

## 6.2 温度サイクル試験

温度を急激に変化させた場合、熱膨張係数の違いで物質は異なる収縮、膨張の仕方を行う。一方の物質がもう一方の物質の熱膨張を拘束しようとする場合、熱応力が生じる。応力を吸収できる構造が存在すれば拘束は破られないが、吸収できない場合、拘束はなんらかの形で破れることになる。接着材で二つの物質が互いに拘束されている場合、接着を剥がすか、それができない場合は、物質を破損することになる。

KE-108 は柔軟な素材であり応力を吸収できる可能性がある。しかし接着力が弱いため、熱応力を吸収できなかった場合簡単に接着が剥がれてしまうことが予想される。接着が剥がれれば、屈折率の異なる層ができてしまうために、シンチレーション光が PMT まで導かにくくなり出力が低下すると考えられる。

PMT	試験前 (実験室)	試験前 (工業試験場)	X 振動後	Y 振動後	Z 振動後	振動試験後
1	100%	99%	98%	95%	96%	98%
2	100%	101%	101%	98%	102%	101%
3	-	-	-	-	-	-
4	100%	101%	101%	100%	101%	102%
5	100%	102%	100%	101%	102%	103%
6	100%	83%	87%	82%	77%	73%
7	100%	102%	103%	100%	103%	103%
8	100%	101%	95%	95%	93%	95%
9	100%	102%	100%	99%	98%	100%
10	-	-	-	-	-	-
11	100%	102%	101%	99%	101%	103%
12	-	-	-	-	-	-
11	100%	98%	73%	72%	63%	61%

表 6.3 振動試験による出力の変化

### 6.2.1 温度サイクル条件

振動試験を終えた状態の PM モデルで図 6.4 のように  $-30^{\circ}\text{C}$  から  $+40^{\circ}\text{C}$  まで一時間に  $10^{\circ}\text{C}/\text{hour}$  で温度変化させ、同じ入射エネルギーに対して出力がどのように変化するかを調べた。温度変化は恒温槽で行い、温度変化させている間、 $^{241}\text{Am}$  の光電ピークの出力がどのように変化するかを調べた。

### 6.2.2 結果

#### 6.2.2.1 プラスチック

図 6.2.2.1 の左図は温度変化の様子と、温度変化に対する、PM モデルのプラスチックの  $^{241}\text{Am}$  の光電ピークの出力変化を示したものである。図 6.2.2.1 の右図は PM モデルと同じようにプラスチックシンチレータと PMT を KE-108 で接着したサンプルを作って温度サイクルを行った結果である。ただし接着層の厚さは PM モデルが  $200\ \mu\text{m}$  であるのに対し、サンプルは  $500\ \mu\text{m}$  である。サンプルに使用したプラスチックシンチレータは対角の長さが  $100\ \text{mm} \times 12$  角柱のものを使用し、PMT は PM モデルと同じ R6041 を使用した。

PM モデルのプラスチックは温度サイクル後に、温度サイクル前の出力に対して 20% の出力低下が見られた。サンプルでは温度サイクル後の出力低下はほとんど見られなかった。また  $-10^{\circ}\text{C}$  で PM モデルでは急激な出力低下が見られた。PM モデルでは温度サイクルの途中で接着が剥がれてしまったために出力が低下してしまったと考えられる。

サンプルで接着が剥がれなかったのに対して PM モデルで接着が剥がれてしまった理由と

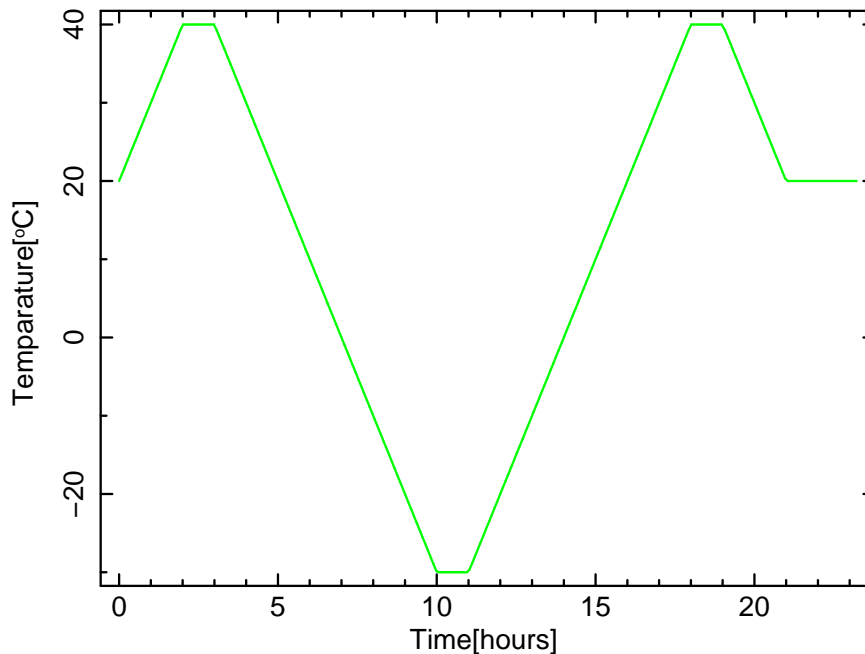


図 6.4 温度サイクル条件。+20° からスタートし、+40° まで 10°C/hour で温度上昇させる。熱平衡になるまで一時間温度を保ち、10°C/hour で温度を下げ -30° にする。その後また +40° まで上昇させ、+20° に戻す。

して以下の二点が考えられる。

- PM モデルの温度サイクルは振動試験後に行ったために、振動試験で接着が剥がれかかって接着力が弱くなっていた部分にさらに力が加わり、接着が剥がれてしまった。
- またサンプルの接着層は PM モデルに比べ接着層の厚さが厚かったために、熱歪みを吸収することができたと考えられる。

#### 6.2.2.2 CsI

CsI についてもプラスチック同様、温度変化をさせながら  $^{57}\text{Co}$  を当てて出力の変化を調べた。CsI については温度サイクル前後で特に大きな変化を見せるものはなかった。表は温度変化前に対する温度変化後の出力の割合である。

CsI はジェルでカップリングされており温度変化に対し、ジェルが柔軟に変化するためカップリングが破れ、出力が低下するようなことは見られないと考えられる。

### 6.3 プロトン照射試験

GAP は宇宙空間に出た場合に大量の宇宙線荷電粒子にさらされることになる。高エネルギー荷電粒子が半導体素子を通じた場合、単一の粒子によって引き起こされるシングルイベントエラーが起こる可能性がある。

シングルイベントエラーは以下の二つに分けられる。

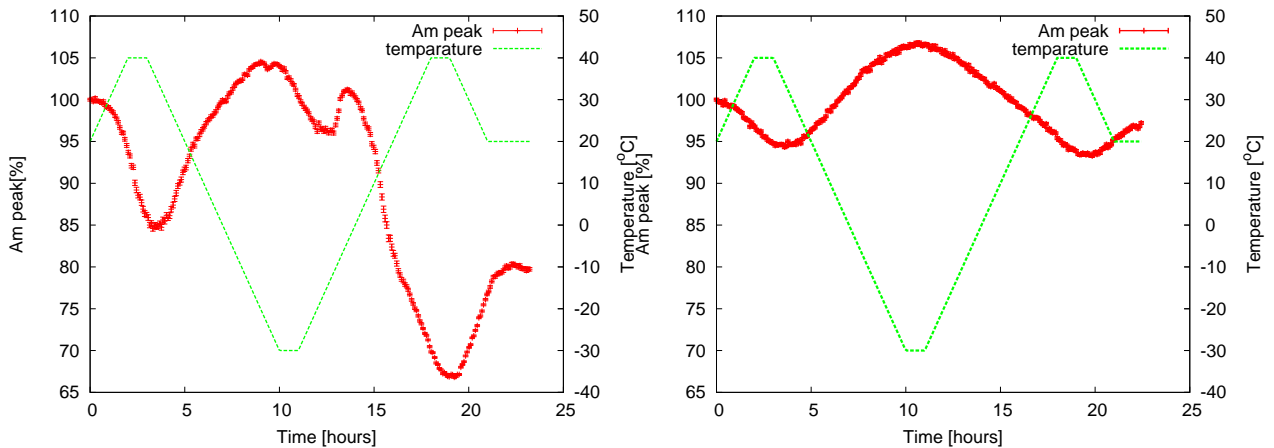


図 6.5 温度変化に対する PM プラスチックの出力変化 (左) とプラスチックサンプルの出力変化 (右)。緑のラインは温度変化の様子を示している。 $-30^{\circ}\text{C}$  から  $+40^{\circ}\text{C}$  まで  $10^{\circ}\text{C}/\text{hour}$  で温度変化させた。 $-30^{\circ}\text{C}$  と  $+40^{\circ}\text{C}$  で熱平衡にするため一時間温度を保つ。この温度変化に対する  $^{241}\text{Am}$  の光電ピークの出力は温度サイクル前の出力を 100% として赤のプロットのように変化する。PM モデルでは温度サイクル前後で 20% の出力低下が見られる。また  $-10^{\circ}\text{C}$  での急激な出力低下が見られた。

PMT	温度変化後
1	98%
2	101%
3	-
4	102%
5	103%
6	93%
7	103%
8	95%
9	100%
10	-
11	103%
12	-

表 6.4 温度変化前に対する温度変化後の出力

- シングルイベントラッチアップ

シングルイベントラッチアップは、LSI などの半導体デバイスに意図せずできてしまう寄生サイリスタ構造に高エネルギー粒子が当たり、この部分の回路が ON になってしまうために、過電流が流れる回路を焼損してしまう問題である。

通常この寄生サイリスタが ON になることはないが、荷電粒子が通過することで発生す



る微小な電流をトリガーとして ON となり、意図していない部分に大電流が流れることになる。サイリスタは一度 ON になると、トリガ電流がなくても電流は流れつづけるので、素子を損傷してしまうことになる。永久破壊につながるのでハードエラーと呼ばれる。

- シングルイベントアップセット

シングルイベントアップセットとはメモリなどの LSI 内の回路に高エネルギーの荷電粒子が衝突することで、データが反転してしまう故障のことである。

荷電粒子が半導体素子を通過した場合、通過した後に大量の電子・正孔対を形成し、電荷が浮遊する。これにより誘起された電子がストレージノード内に流入しある電荷量を超えるとそれまで記録されていたビット情報の反転が起こる。ソフトエラーと呼ばれ、正しいソフトやデータがメモリに格納されていても、シングルアップセットが起こった場合には、誤作動を引き起こすことになる。

プロトン照射試験では一年間に GAP に入ってくると考えられる量のプロトンを GAP で使用される半導体素子に照射し、シングルイベントエラーが起こるかについて調べた。

プロトン照射試験は 2 回行い、プロトン照射実験を行うことができる若狭湾エネルギー研究センターと放射線医学総合研究所で行った。

### 6.3.1 照射量と照射素子

運用中に GAP に入射してくるプロトンの量を見積もる。図 6.6 は惑星空間での一般的な宇宙線荷電粒子のスペクトルである。

このスペクトルは太陽活動によって大きく変化する。太陽フレアが起これば、入射してくるプロトンの量は増加すると考えられるが、10MeV 以下のプロトンはアルミケースによって入射できない。

陽子のスペクトルで入射量の多い 100~1000 MeV の量について考える。そのエネルギー範囲では約  $2 \text{ proton}/\text{m}^2/\text{sr}/\text{s}/\text{MeV}$  の入射が考えられる。そのため一年間に単位  $\text{cm}^2$  辺りに全立体角から入射してくる 100 から 1000MeV のプロトンは、

$$2 \times 10^{-4} \times 4\pi \times 3 \times 10^7 \times 10^3 \text{ proton}/\text{cm}^2/\text{year} \simeq 3 \times 10^7 \text{ proton}/\text{cm}^2/\text{year} \quad (6.1)$$

となる。若狭湾エネルギー研究センターでは 200MeV のプロトンをこの約 30 倍の量の  $10^9 \text{ proton}/\text{cm}^2$  を照射し、放射線医学総合研究所では 100MeV のプロトンを  $10^{10} \text{ proton}/\text{cm}^2$  を照射し、シングルイベント効果が起こるかを調べた。

### 6.3.2 結果

図 6.7 はプロトン照射試験の様子である。図のようにビームラインの手前に GAP で使用される予定の半導体素子を並べ半導体素子全面にプロトンを照射する。

今回プロトン照射を行ったものは以下の半導体素子であり、表の項目について調べた。

基本的に回路素子に電源を与え、プロトン照射中に各素子の電源電流の変化をオシロスコープでモニターし過電流が流れていないか調べた。また DCDC コンバータについては出力電圧

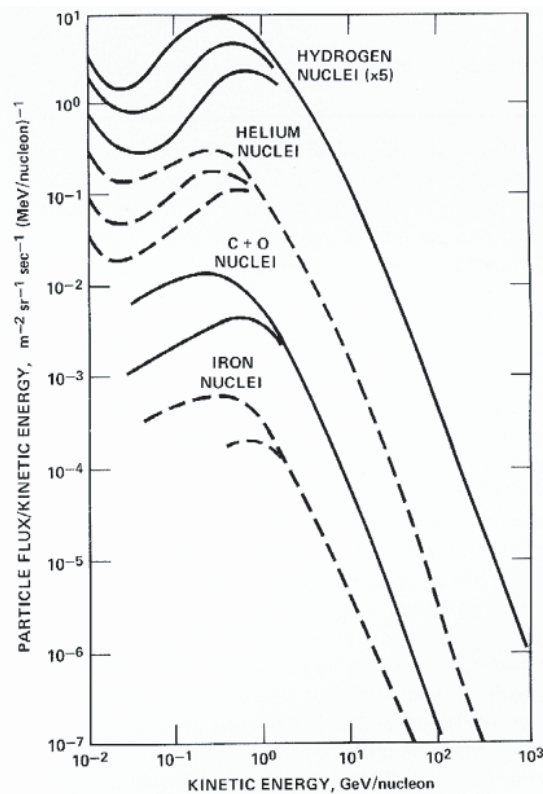


図 6.6 惑星空間での一般的な宇宙線荷電粒子のスペクトル。このスペクトルは太陽活動によって大きく変化する。太陽フレアが起これば入射してくるプロトンの量は増加すると考えられる。宇宙線で最も多いのが陽子で約 90% を占める。陽子のスペクトルをみると 100MeV から 1000MeV が最も多くそのエネルギー範囲では約  $2 \text{ proton/m}^2/\text{sr/s/MeV}$  の入射が考えられる。

の変化があるかどうかを調べた。ROM については照射前に書き込んだランダムデータが照射後に変化しているかどうかを調べた。

結果としては大きな電流が流れたり ROM に照射前に書き込まれたランダムデータが、照射後に変化するなどのデータ反転などは見られなかった。そのため運用期間中にシングルイベント効果が起こり電気系統が使えなくなることはないと考えられる。

## 6.4 ガンマ線照射試験

宇宙放射線による電気系への影響はシングルイベント効果だけではない。トータル・ドーズ効果は、物質の電離の総量で決まる劣化現象である。半導体素子の酸化膜中で発生した電離は、酸化膜が絶縁物質であるためになかなか電離状態から戻ることはできない。電離によってできた正孔が酸化膜固有の欠陥に捕獲されると、酸化膜の固定電荷となる。これは電源電流の増加、入力電流の増加を引き起こす原因となる。宇宙空間でトータルドーズの原因となるのは、太陽活動によって放出される、プロトンが主因となっている。トータルドーズ効果の度合



図 6.7 放射線医学総合研究所でのプロトン照射試験の様子。ビームラインの手前に GAP で使用される予定の半導体素子を並べ半導体素子全面にプロトンを照射する。

照射半導体素子	照射中に調べる項目
マルチプレクサ	電源電流の変化
ADC 回路	
DAC 回路	
電流計	
発振器	出力波形の変化
DCDC コンバータ	出力電圧の変化
ROM(2M,256k)	電源電流の変化、照射前後でのデータの変化

表 6.5 若狭湾エネルギーセンターでプロトン照射を行った素子

いは、電離量だけが一致すればよいので宇宙空間で受けると考えられる吸収線量を  $^{60}\text{Co}$  の発生するガンマ線を照射し実現する。

ガンマ線照射試験は都立産業技術研究センターで合計 2 回行った。

#### 6.4.1 照射量と照射素子

半年間、1mm アルミ遮蔽の中で、シリコンの宇宙放射線吸収線量は 4krad であると「IKAROS 搭載機器の耐環境設計基準書」に記述されている。

10krad に耐えられれば、ほぼ問題はないと考えられるがガンマ線照射試験では、段階的に照射を行い、どこで異常が発生するかを調べた。

1 回目は、10krad、20krad、25krad、30krad、40krad と段階的に照射を行い、2 回目は、10krad、15krad、20krad、30krad、と段階的に照射を行った。照射中は素子に電源を投入しておき、照射後に性能に変化が見られるかをチェックした。照射したものは以下の半導体素子である。

照射半導体素子	照射後に調べる項目
オペアンプ	電源電流値、入力バイアス電流、入力オフセット電圧、スルーレート
電圧レギュレータ	電源電流、出力電圧の変化
電圧リファレンス	電源電流、出力電圧の変化
発振器	電源電流と出力波形の変化
ADC	電源電流、変換動作
DAC	電源電流、変換動作
DCDC コンバータ (6V、12V)	電源電流、出力電圧の変化

表 6.6 ガンマ線照射を行う素子 (1 回目)

照射半導体素子	照射後に調べる項目
電圧レギュレータ (2.5V、3.3V)	電源電流と出力電圧の変化
マルチプレクサ	
電流計 2 種	
発振器	電源電流と出力波形
温度センサ-	20°C、0°C、-20°C における出力電圧の変化
ダイオード	電源電流、順方向特性の変化

表 6.7 ガンマ線照射を行う素子 (2 回目)

### 6.4.2 結果

2 回のガンマ線照射試験で異常が見られたのは 6V の DCDC コンバータ、電流計、3.3V レギュレータの 3 種類であった。DCDC コンバータについては 40krad で異常が見られた。電流計は 15krad で一種類に異常が見られた。3.3V レギュレータについては 30krad で異常が見られた。この 3 種類についてどのような変化を示したのか表にまとめる。

電流計については 2 種類、照射を行い、もう一種類の電流計については、30krad 照射しても、特に以上が見られず、安全な部品の確保ができる。他の素子については 30krad 照射しても特に以上はみられなかった。

照射量 [krad]	出力電圧 [V]			電源電流 [mA]		
	75Ω	50Ω	short	75Ω	50Ω	short
0	5.91	5.87	0.0263	-	96.6	80.4
10	6.03	6.03	0.1080	183.8	98.5	71.5
20	6.08	6.08	0.0960	182.3	98.2	59.2
25	6.08	6.08	0.0840	185.4	100.5	52.3
30	6.12	6.12	0.1175	187.2	101.9	47.2
40	1.09	0.69	0.0082	10.9	11.3	10.6

表 6.8 照射前後の DCDC コンバータ (6V) の変化。負荷を 50Ω、75Ω、short と変化させ出力電圧、電源電流を調べた。40krad 照射すると、出力電圧が 6V を示さなくなり、電源電流も異常値を示す。

照射量 [krad]	電源電流 [mA]			出力電圧 [mV]		
	1kΩ	100Ω	50Ω	1kΩ	100Ω	50Ω
0	4.88	33.9	64.6	68.3	652	1267
10	4.84	33.6	64.0	69.3	647	1256
15	3.85	32.7	63.0	4.0	6.5	6.1
20	4.53	32.8	62.5	0.1	0.1	0.1
30	4.58	33.3	63.5	0.1	0.1	0.1

表 6.9 照射前後の電流計の変化。負荷を 50Ω、100Ω、1kΩ と変化させ電源電流、負荷電圧を調べた。15krad 照射すると電源電流がそのままであるのに、負荷電圧が極端に落ちる

半年間に浴びる放射線量が 4krad であるので、一年間運用してもトータルドーズ効果は見られず、電気系統は運用中安全に使えると考えられる。

照射量 [krad]	電源電流 [mA]		出力電圧 [mV]	
	100Ω	50Ω	100Ω	50Ω
0	33.3	66.5	3.29	3.28
10	34.5	69.0	3.37	3.35
15	35.3	69.5	3.41	3.34
20	35.7	65.4	3.42	3.13
30	32.6	46.3	3.08	2.19

表 6.10 照射前後の 3.3V レギュレータの変化の変化。負荷を 50Ω、100Ω と変化させ、出力電圧、電源電流を調べる。30krad 照射後に 3.3V が出力されなくなる。





## 第7章

# 考察とFM製作に向けて

PMモデルを用いた、性能評価実験と環境試験で問題となった点について考察する。そしてその問題点を踏まえて、FM製作においてどのように改善するのかについてまとめる。さらにPMモデルでは検討されなかったがFM製作に向けて必要となってくる問題についても考え検討する。

### 7.1 検出限界エネルギーの改善

性能評価において問題となった点として検出限界エネルギーが挙げられる。PMモデルのプラスチックシンチレータの検出限界エネルギーは、8.96 keVであった。これは入射エネルギー約75 keVのX線が、90°散乱でプラスチックシンチレータに落とすエネルギーである。入射エネルギーが75 keV以下の散乱はほとんど扱えなくなると考えられる。また、斜めに入射してくる場合、入射方向にあるCsIには、前方散乱が多くなるため、できるだけ低エネルギーまで扱えるようにするのは重要なこととなる。検出限界エネルギーを改善するために印加電圧、シンチレータの形状の改善について検討する。

#### 7.1.1 印加電圧

印加電圧を変更することで、光電子の増倍量が変化する。しかし、熱電子による熱雑音も増加すると考えられる。ノイズの主成分が熱雑音でなければ印加電圧を増やすことで検出限界エネルギーを増加させることが可能である。

印加電圧を変更することで、検出限界エネルギーがどのように変化するかを調べた。図7.1は印加電圧を変化させたときの検出限界エネルギーの変化を示している。

検出限界エネルギーは、印加電圧を上げていくと低くなっていくことがわかる。そのため印加電圧はできるだけ大きくして使用することが望ましい。

##### 7.1.1.1 印加電圧と観測エネルギー帯域

印加電圧を上昇させていくと入射エネルギーに対して出力される信号が大きくなっていく。これに対して、クランプ電圧は変化しないために印加電圧を上昇させていくと、観測エネル

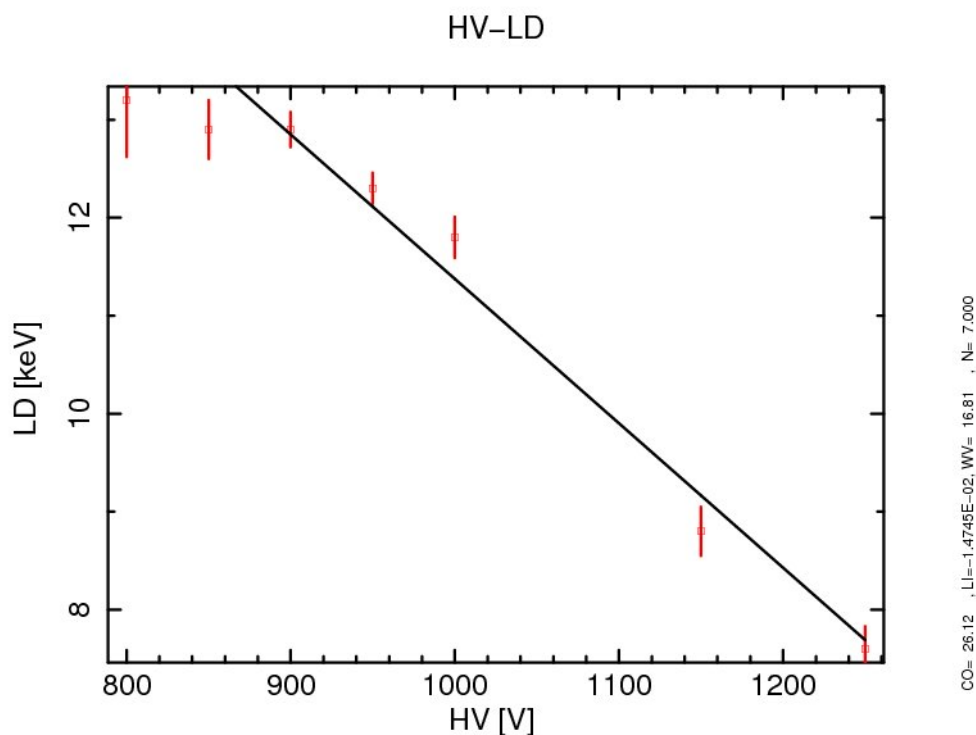


図 7.1 印加電圧を変化させたときの検出限界エネルギーの変化。印加電圧を増やすことで検出限界エネルギーを低くすることができる。

ギー帯域の上限が低くなってしまふ。

図 7.1.1.1 は、900 V、1000 V、1100 V をかけたときのプラスチックシンチレータのスペクトルである。900 V では 560 keV、1000 V では 200 keV、1100 V では 80 keV 相当のエネルギーに対してクランプが起こることが分かる。検出限界エネルギーを低くするためには、できるだけ印加電圧を高く設定する必要があるが、高く設定すると、観測エネルギー帯域の上限が低くなってしまふ。高圧を 1100 V で使用することを考えると現在クランプエネルギーは 80 keV である。

典型的なガンマ線バーストでスペクトルの折れ曲がりのエネルギーは 250 keV である。250 keV の 90° 散乱はプラスチックに 167 keV 落とす。そのため 160 keV 程度でクランプされるのが望ましい。

観測エネルギー帯域を広くするために FM ではクランプダイオードの数を 2 個から 3 個に変更する。これによりクランプされるエネルギーを約 1.5 倍にすることが可能であり、印加電圧を 1100 V にしても、120 keV まで観測できると考えられる。

### 7.1.2 プラスチックシンチレータの形状変更

PM モデルではプラスチックシンチレータの底面は図 7.3 のように光電子増倍管の光電面より大きくなっている。これは、ケースの中板でプラスチックシンチレータの底面の余った部分を抑え込むことでプラスチックシンチレータを動かないようにするためである。

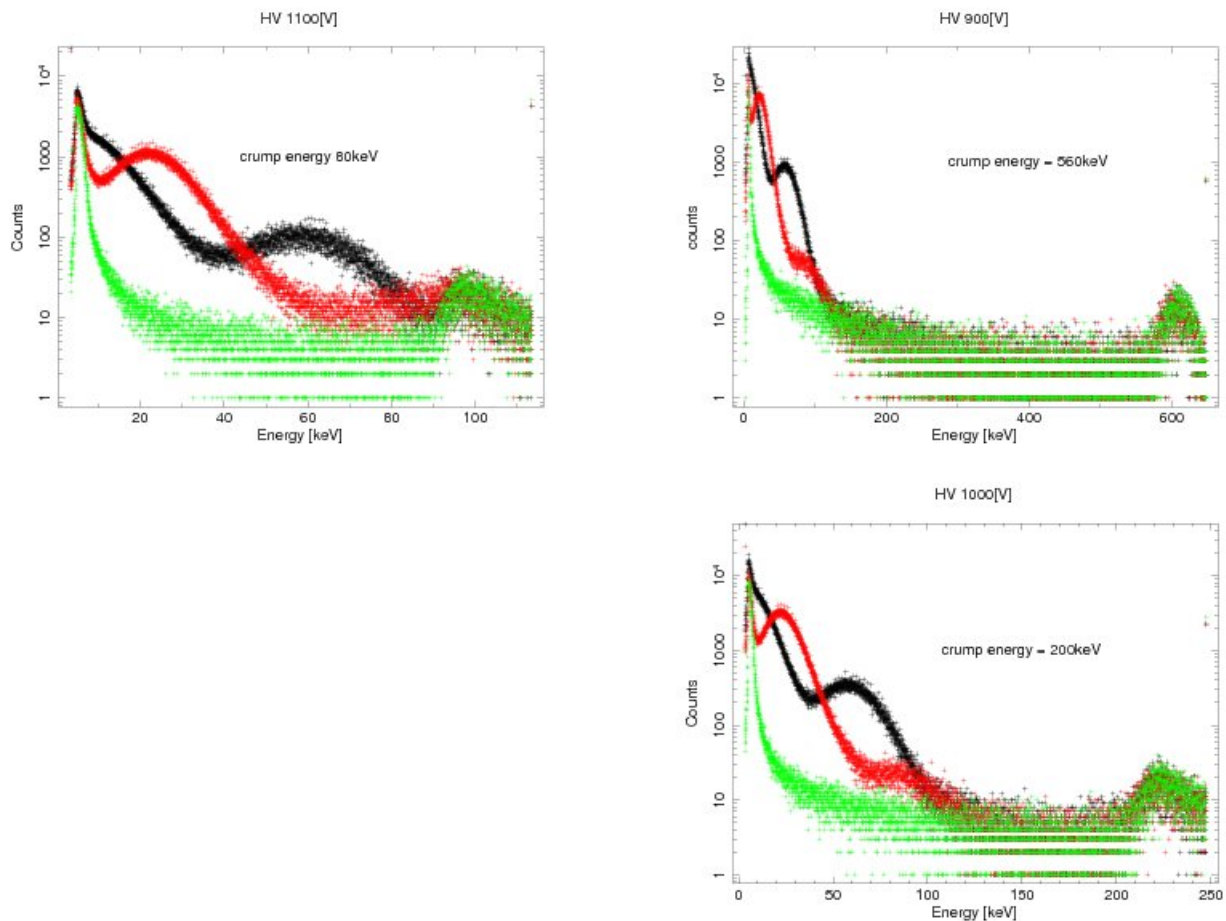


図 7.2 印加電圧を変化させたときの観測エネルギー帯域の変化。印加電圧を変化させることでクランプされるエネルギーが変化する。900 V では 560 keV、1000 V では 200 keV、1100 V では 80 keV まで観測可能である。

底面が光電面の大きさとあっていない場合、その部分からシンチレーション光が逃げてしまうため集光効率が悪くなると考えられる。

そのためプラスチックの底面を光電面の大きさにできるだけ近づけることで、検出限界エネルギーを下げることができると考えられる。

FM モデルでは底面と光電面の大きさをできるだけ合わせることで効率よくシンチレーション光を光電子増倍管に導き、出力を大きくする。

中板でプラスチックシンチレータを抑え込むために左右 3 mm ずつ使い、中板と光電子増倍管の隙間を左右 1 mm ずつ開けるとする。この場合、光電子増倍管の直径は  $\phi=56\text{mm}$  であるので、底面は  $\phi=64\text{mm}$  となる。PM モデルでは  $\phi=70\text{mm}$  であるため、 $\phi=64\text{mm}$  にすることで集光効率は 1.2 倍になると考えられる。

集光効率が 1.2 倍になれば、X 線の入射に対する出力は 1.2 倍になる。これに対してノイズレベルは変化しないので、検出限界エネルギーは 8.96 keV から 7.47 keV に低下すると考えられる。

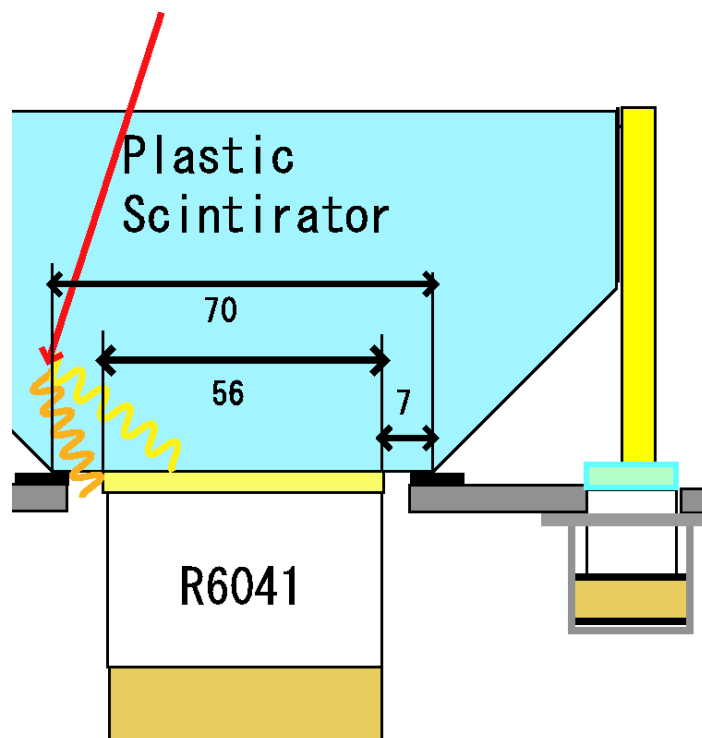


図 7.3 プラスチックの形状と集光効率。プラスチックを抑え込むために底面を光電面より大きくする必要がある。しかし底面が光電面と一致していないために橙のように光電面と一致していない部分からシンチレーション光が逃げてしまう。PM では光電面が  $\phi=56$  mm に対して、底面は  $\phi=70$  mm。FM では底面を  $\phi=64$  mm にして集光効率を上げる。

## 7.2 幾何学的対称性のずれによる系統誤差

KEK 実験の正面中心照射実験において PM モデルの系統誤差を見積もることができる。PM モデルの中心に正面から照射を行った場合、理想的には統計的な誤差が存在するためにサインカーブの周りに均一にばらつく。そして各データプロットは統計的誤差の範囲で理想値と一致するはずである。

しかし、検出器には CsI の幾何学的配置が完全に対称でなかったり、各 CsI で偏光観測に用いる、散乱光子のエネルギー範囲が違うなどの理由で、系統的な誤差が存在する。この系統的な誤差がどの程度なのかを見積もり、すべて幾何学的配置によるとすればどの程度の幾何学的配置のずれが存在するのかを見積もる。

系統的な誤差は、最適なサインカーブに対して、データプロットがどの程度ばらついているか標準偏差を求め、それがサインカーブの平均値に対してどの程度の大きさかで見積もった。

標準偏差は以下の式で計算し、この値がサインカーブの平均値に対してどの程度の大きさか

を調べた。

$$\sigma = \left[ \frac{\sum \frac{1}{\sigma_i^2} (x - x_i)^2}{\sum \frac{1}{\sigma_i^2}} \right]^{1/2} \quad (7.1)$$

結果、標準偏差の大きさは平均値に対して、4.67%であった。これがすべて幾何学的配置のずれによると考える。中心から 70 mm 離して CsI が配置されているとし、70 mm からずれることで入射強度がどの程度変化するかを考える。2 mm 配置がずれた場合、5% 程度入射強度が変化するため 2 mm 程度の幾何学的配置のずれが存在することが分かる。

### 7.3 斜め入射実験におけるシミュレーションとの相違

?? GRB の偏光観測を真正面から行うことはまず考えられず、通常ガンマ線は、斜め入射してくる。この場合、得られるモジュレーションは、きれいなサインカーブではなく図?? のようになり、M 値の評価は難しくなる。そのため斜め入射の場合、得られたデータを様々な偏光度で入射した場合のシミュレーションと比較し、 $\chi^2$  検定を行い、偏光度を見積もることとなる。この場合、得られるデータがシミュレーションとよく合うことが前提となる。

しかし KEK 実験において斜めから入射したデータとシミュレーションを比較すると、図 5.28 のように  $\phi=20^\circ$ 、 $\phi=30^\circ$  に置いてモジュレーションに相違が見られた。実験では  $\phi=20^\circ$ 、 $\phi=30^\circ$  の CsI 4 の強度が強く現れていることが分かる。そのため、KEK における斜め入射実験で得られるモジュレーションカーブとシミュレーションで得られるモジュレーションカーブに相違が見られた点について考察する。

LD、UD の設定範囲を以下の表のようにすると、実験結果とシミュレーションに食い違いが見られる。そこでプラスチックの LD を 6 から 10 に変更し、LD、UD の設定範囲を以下の表のようにした場合、モジュレーションを見ると図 7.4 のようになった。

プラスチック		CsI	
LD	UD	LD	UD
6	60	2	30

表 7.1 相違が見られる LD、UD 範囲

プラスチック		CsI	
LD	UD	LD	UD
10	60	2	30

表 7.2 相違があまり見られない LD、UD 範囲

シミュレーション結果と実験結果が良く似た形を示すことがわかる。プラスチックの LD を 6 から 10 に変更することで、CsI 4 のカウントが大きく減少する。そのため CsI 4 のカウントが大きくなる原因を作っているのは、プラスチックに低エネルギーを落とす散乱イベントであ

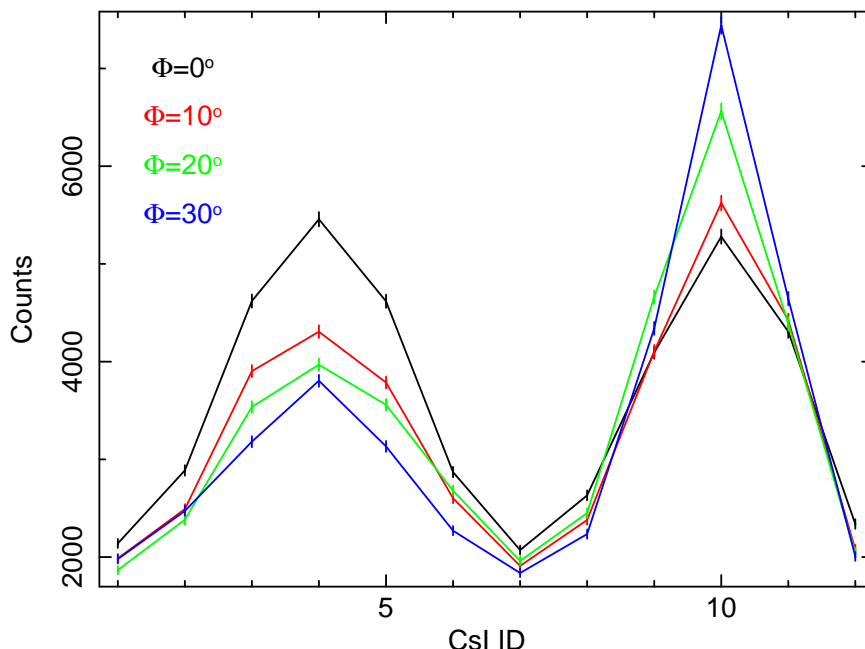


図 7.4 プラスチックの LD を 10ch にした場合の KEK 実験のモジュレーション (左)。エネルギー範囲を対応させたシミュレーション結果 (右)。シミュレーション結果と KEK 実験のモジュレーションが良く似た形を示す。

る。プラスチックの LD、UD 範囲を 6-10 とし、6ch から 10ch の出力があったコインシデンスイベントを抜きだし、モジュレーションを描くと、図 7.5 のように CsI4 のカウントが非常に多いことが分かる。

ここでプラスチックでは信号が検出されず、CsI に単独で信号があったイベントについて強度分布をとると図 7.6 のような強度分布が得られる。

CsI に入射してくるのは、散乱光かバックグラウンドで、入射 X 線が直接 CsI に入射してくることはない。バックグラウンドであれば、CsI4 や CsI10 の強度が強いということではなく、全 CsI でほぼ同程度のカウントが検出される。そのためこのように CsI に入射する単独イベントは、プラスチックで散乱して、CsI に入射しているが、プラスチックで散乱したということが検出されていないものだと考えられる。これは散乱の際にプラスチックに落とすエネルギーが低く、検出されないものと考えられる。

CsI 10 は前方散乱で CsI に入射するため、プラスチックに落とすエネルギーが低く、CsI 4 に比べ、このようなことが多く起こると考えられる。そのため、結果としてコインシデンスをとると後方散乱である、CsI 4 が多く検出され、図 7.5 のような強度分布になると考えられる。

ただし、単独イベントでも CsI 4 のカウントが多い理由については分からず、このような相違が見られる原因について、完全には分かっていない。KEK 実験と同じ状況を再現し、再度実験する必要がある。

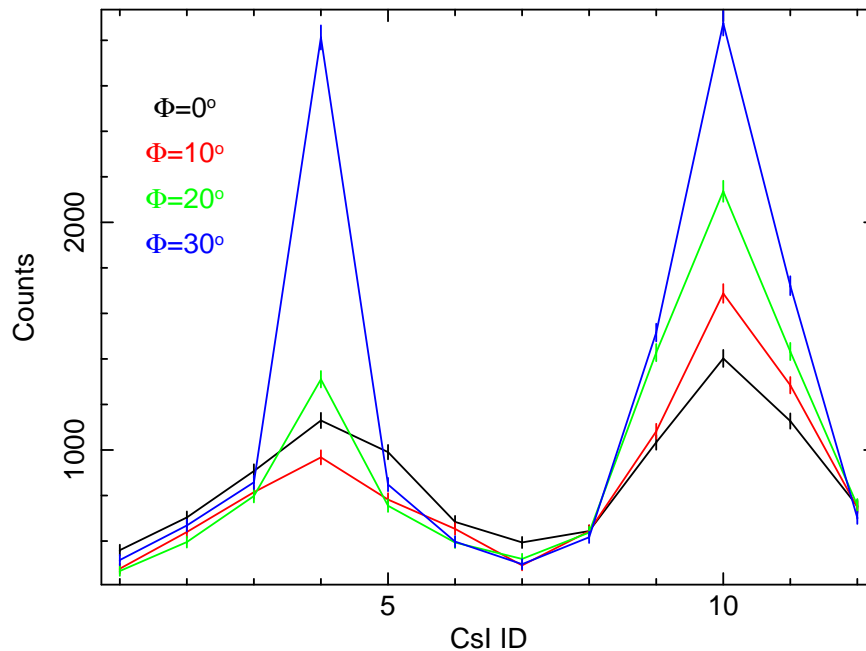


図 7.5 プラスチックの LD、UD 範囲を 6-10 とし、プラスチックに 6-10ch の出力があったコインシデンスイベントでモジュレーションを描いたもの。プラスチックに低エネルギーを落とす CsI4 のカウントが非常に多いことが分かる。

## 7.4 接着と構造

振動試験、及び温度サイクル試験において、プラスチックシンチレータと光電子増倍管の接着が剥がれたために、出力が低下するという問題が起こった。これは振動によって重いプラスチックを支えることができなかつたために光電子増倍管とプラスチックの接着を剥がしてしまったと考えられる。

振動試験、温度試験を通してプラスチックの出力は 50% 程度低下してしまつた。これでは検出限界エネルギーが高くなり、偏光観測に使える光子の数が減つてしまひ、検出効率が悪くなつてしまふ。

KE-108 は接着力が弱いために振動試験に耐えることはできなかつたので FM モデルでは使うことができない。別の接着方法が必要となる。BC-600 は、温度変化に対して熱歪みを吸収できず、ガラスを割つてしまふので当然使用することができない。KE-1051 は振動試験においても、温度サイクル試験においても特に問題が見られなかつた。そのため FM モデルでは、CsI 同様、KE-1051 を使うことになる。

ただし、KE-1051 はプラスチックシンチレータと光電子増倍管を密着することはできても、接着することができない。そのため振動によって、シンチレータは今まで以上に動くことになり、これを支える構造を考える必要がある。

FM モデルでは図 7.7 のように中板でプラスチックシンチレータを抑えつつ、中板のストッパーによってプラスチックシンチレータを固定する。

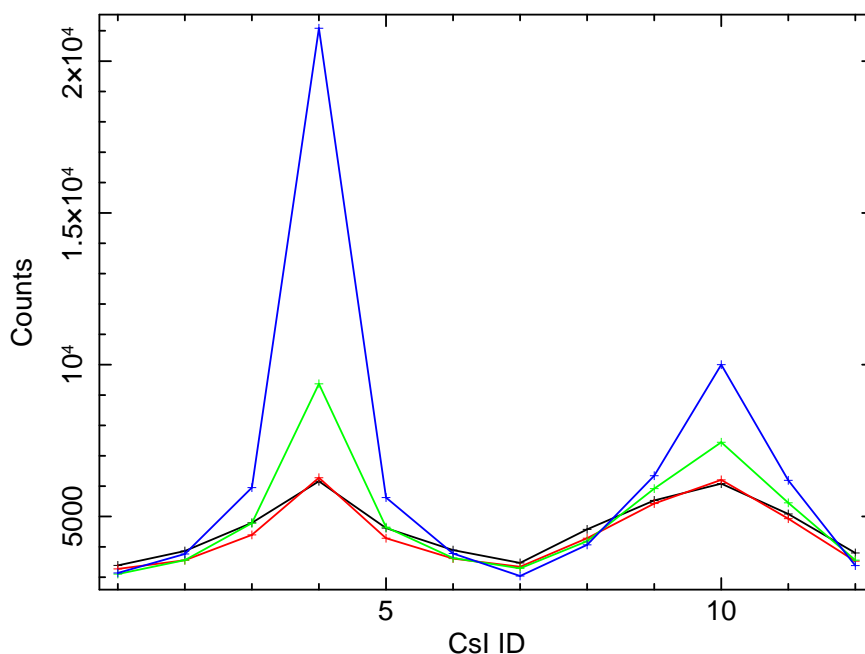


図 7.6 CsI に単独で信号があったイベントの強度分布。CsI 4 のイベント数が多く、コインシデンスイベントのような異方性が見られる。

## 7.5 軽量化

衛星に搭載するための GAP のフライトモデルの重量制限は 3.2kg である。PM モデルの総重量は、電源 BOX を含め、3.3kg である。しかし、FM モデルでは PM モデルでまだ使用されていない、小型高圧 × 2、CPU 基盤、鉛シールドを使用する予定である。以下の表は PM モデルの重量と FM で使用される部品の重量をまとめたものである。

部品	重量 [g]
PM モデル (プラスチックシンチレータ、CsI シンチレータ × 12、R6041、R7400p、アルミケース、アナログ基盤、FPGA 基盤)	3200
電源 BOX	130
CPU 基盤	110
小型高圧 × 2	63 × 2
鉛シールド	500

表 7.3 GAP 部品の重量

これらすべての部品を合わせると、重量制限である 3.2kg を超えてしまう。そのため、大幅な軽量化が必要である。

FM では、プラスチックシンチレータの高さは 70 mm から 60 mm に変更される。これに



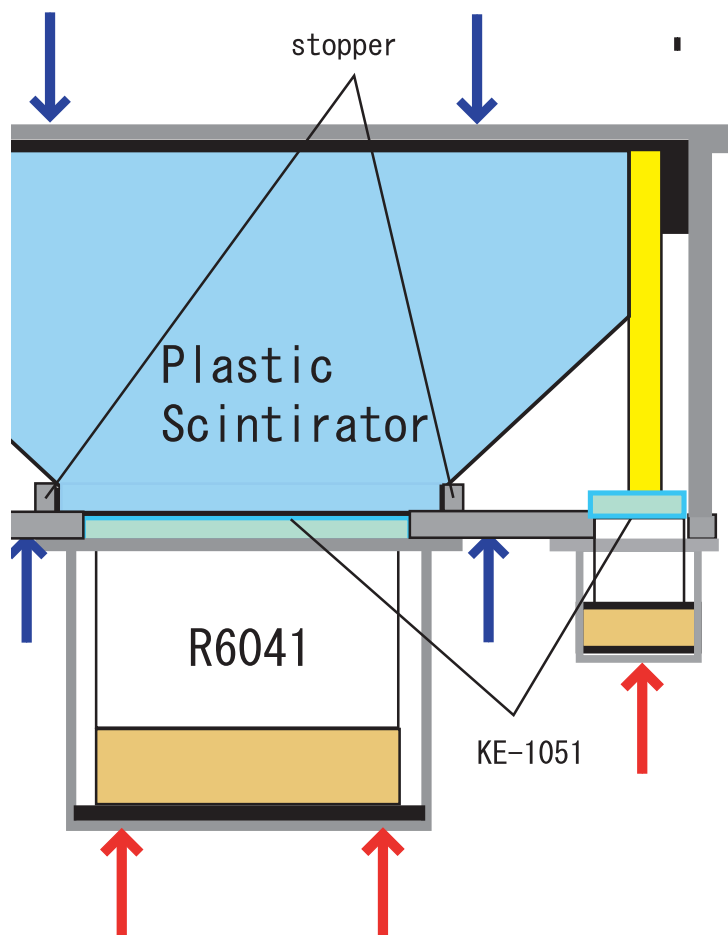


図 7.7 FM モデルでの接着と構造変化。CsI 同様、KE-1051(シリコーンジェル)を使う。KE-1051 には接着力がなくプラスチックを固定することができない。これを支えるために FM では中板にストッパーをつける。

に伴い、CsI シンチレータも長さが 60 mm になる。

これらの変更によってプラスチックシンチレータ、CsI シンチレータ合わせて 250 g 軽量化できる。シンチレータの変更によってアルミケースの大きさも変更できる。

またアルミケースは試作品であるため強度に余裕を持って作られたが、無駄な部分を取り除くことである程度軽量化が可能である。

## 7.6 熱設計

GAP の動作環境としては  $0^{\circ}$  から常温程度が理想である。どのような場合でも、この温度に収まるように、熱設計を行いたい。

GAP は電力を使うので発熱し、その熱量を熱伝導と熱放射によって逃す。また GAP の温度を適切に保つために低温になった場合にはヒーターを使用する。しかしヒータに使用される電力は限られるため、熱放射によって放射される熱量を調節する。

GAP の発熱を  $Q_{GAP}$ 、ヒータの発熱量を  $Q_{heater}$ 、熱伝導によって逃す熱量を  $Q_C$ 、熱放射

によって逃す熱量を  $Q_{rad}$  とする。熱平衡となる場合、

$$Q_{GAP} + Q_{heater} = Q_C(T_{GAP}, T_{panel}) + Q_{rad}(T_{GAP}, S) \quad (7.2)$$

となる。

$Q_{GAP}$  は、GAP 電源の ON、OFF によって変化し、 $Q_{heater}$  は可変である。 $Q_C$  は、GAP の温度 ( $T_{GAP}$ ) と衛星パネルの温度 ( $T_{panel}$ ) に依存し、 $Q_{rad}$  は、GAP の温度に依存し、黒色塗装の面積  $S$  によって放射量を調節出来る。

様々な状況に対して、GAP の温度が常温であるためのヒータの熱量を調べ、黒色塗装の面積を決定する。

### 7.6.0.1 熱伝導

熱伝導で交換する熱量について考える。GAP は図 7.8 衛星パネルと GFRP 及び GFRP を通してステンレスネジで熱的につながっている。GAP がこれらを通して衛星パネルとどれだけの熱交換を行うか考える。

熱伝導でやりとりされる熱量は式 7.3

$$Q[W] = C[W/K] \times (T_{GAP}[K] - T_{panel}[K]) \quad (7.3)$$

のように表される。 $C[W/K]$  は、熱コンダクタンスである。熱コンダクタンスは物質の熱伝導率を用いて計算される。ここでステンレス、GFRP の熱伝導率は以下のようにになっている。

素材	熱伝導率 [W/m/K]
ステンレス	15
GFRP	0.38

表 7.4 ステンレス、GFRP の熱伝導率

12 系統合計の熱コンダクタンスは 0.083 である。

### 7.6.0.2 熱放射

放射熱交換について考える。図??は、

GAP の放射熱交換について示している。衛星内部との放射熱交換は MLI(Multi Layered Insulator) を巻くことによって、ほぼ無視できるので、宇宙空間との放射熱交換である。これについて考える。

GAP がある面積  $S$  を通して、熱放射によって宇宙空間に逃す熱量は

$$\alpha \times S[m^2] \times \sigma[W/m^2/K^4] \times T_{GAP}^4[K] \quad (7.4)$$

となる。ここで  $\alpha$  は熱放射率、 $\sigma$  はシュテファンボルツマン定数である。放射率は黒色塗装をした場合 0.8 であり、何もしない場合は 0.02 であり無視できると考えられる。

逆に GAP がある面積  $S$  を通して宇宙空間から得る熱量は、

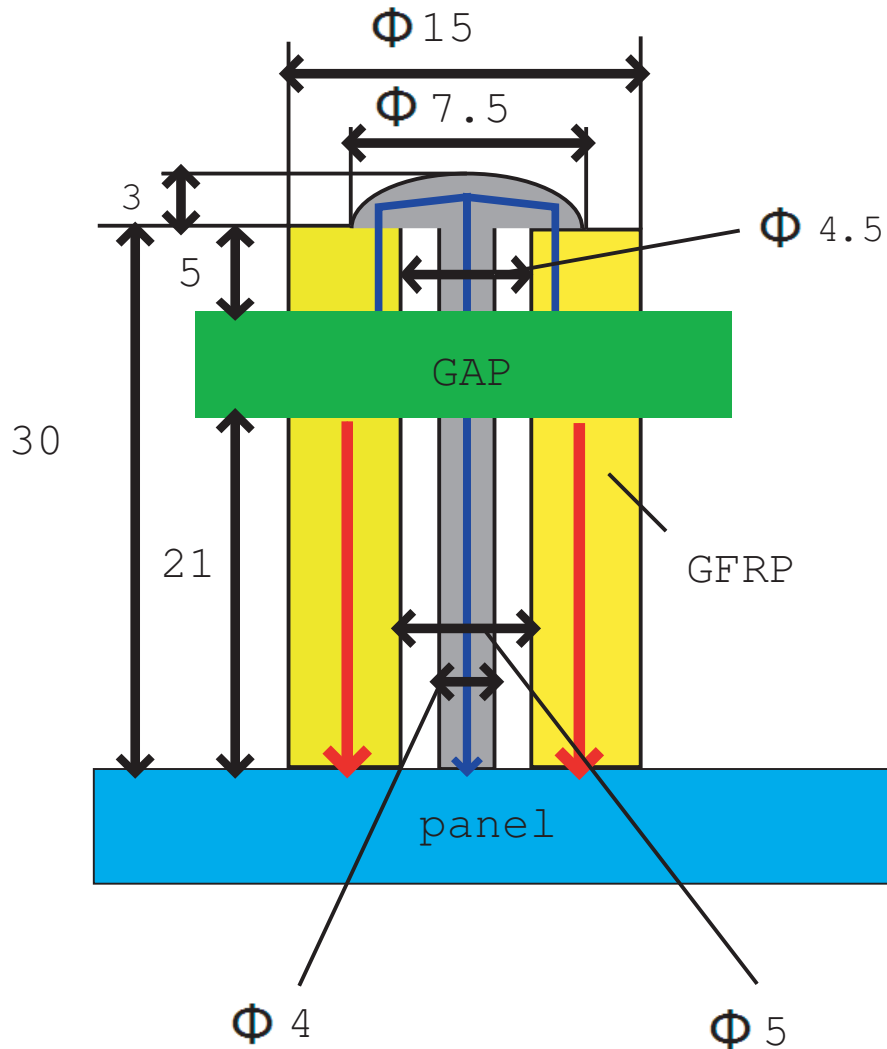


図 7.8 GAP と衛星パネルの熱伝導。GAP は GFRP のみと熱的に接触しているため GFRP を通して熱伝導を行う。赤い矢印は GFRP を通した衛星との直接的な熱伝導を示している。青矢印は GFRP とステンレスネジを通した衛星パネルとの熱伝導を示している。

$$\alpha \times S[m^2] \times \sigma[W/m^2/K^4] \times T_{CMB}^4[K] \quad (7.5)$$

となる。これは宇宙背景放射から受ける熱量であり、 $T_{CMB}$  は 3K である。吸収率はキルヒホッフの法則により放射率と同じである。

黒色塗装部分の面積を  $S_B$  とし、放射量、吸収量を合わせると、宇宙に逃す熱量は

$$Q_{rad} = \alpha \times S_B[m^2] \times \sigma[W/m^2/K^4] \times (T_{GAP}^4[K] - T_{CMB}^4[K]) \quad (7.6)$$

となり、黒色塗装の面積  $S_B$ 、及び GAP の温度  $T_{GAP}$  に依存する。

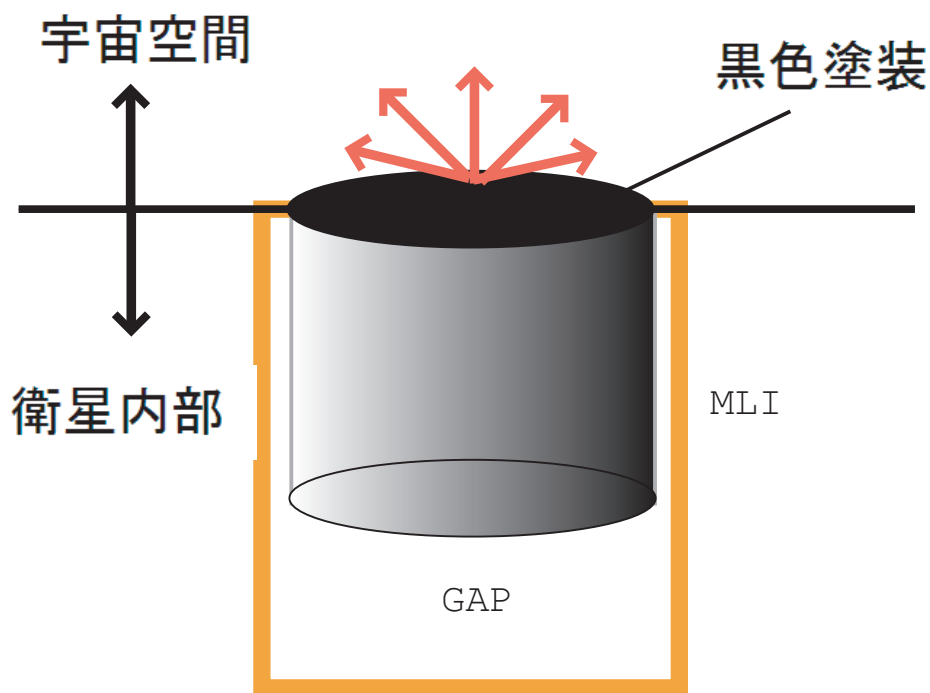


図 7.9 GAP の熱放射。衛星内部との放射熱交換は MLI によってほぼ無視できる。黒色塗装を施すことで、宇宙空間への放射熱量を大きくすることができる。

### 7.6.0.3 様々な状況での GAP 温度

熱伝導、熱放射での熱交換は前節で述べた通りである。これを用いて様々な状況下で GAP の温度がどのようになるかを調べる。考える状況は GAP の電源が ON、OFF の状態、及び衛星パネルの温度が  $0^{\circ}$ 、 $-20^{\circ}$  の場合である。GAP 電源投入時には  $3.2\text{W}$  の発熱があると考えられる。これらの状況で、熱平衡状態になるときの GAP の温度を考える。また GAP の温度を  $0^{\circ}$  にするのに必要なヒータの電力を考える。

黒色塗装を全面に行った場合の結果を以下の表にまとめる。

全面塗装	GAP 温度 ( $^{\circ}\text{C}$ )			
	GAP on		GAP off	
	パネル $0^{\circ}$	パネル $-20^{\circ}$	パネル $0^{\circ}$	パネル $-20^{\circ}$
ヒーターなし	-5	-15	-38	-51
ヒーター $0.72\text{W}$	0	-	-	-
ヒーター $2.37\text{W}$	-	0	-	-
ヒーター $5.72\text{W}$	-	-	0	-
ヒーター $7.37\text{W}$	-	-	-	0

表 7.5 全面塗装における様々な状況下での GAP の温度

GAP が ON の時は、ヒーターを 2.37W まで使用することで GAP の温度を 0° に保つことができる。GAP が OFF の場合にはヒーターを 7.37W で使用する必要があり、ヒーターの熱量が大きすぎる。

黒色塗装の面積を減らし熱放射量を減らすことで、GAP の温度を高く保つことを考える。以下の表は、半面に黒色塗装を施した場合である。

半面塗装	GAP 温度 (°C)			
	GAP on		GAP off	
	パネル 0°	パネル-20°	パネル 0°	パネル-20°
ヒーターなし	17	4	-24	-39
ヒーター 2.86W	-	-	0	-
ヒーター 4.51W	-	-	-	0

表 7.6 半面塗装における様々な状況下での GAP の温度

GAP を ON した時は常温程度であり、問題はない。GAP を OFF した場合でもヒーターの熱量は許容範囲内であると考えられる。

全面塗装では GAP OFF 時にヒーターの使用電力が大きくなってしまいうため半面黒色塗装を行い、熱放射を減らし温度を高く保つようにする。



## 第 8 章

# まとめと今後の課題

### 8.1 まとめ

本研究では、2010 年 5 月に打ち上げが決定した、Ikaros に搭載する FM モデルの試作モデルとして、PM モデルの製作を行った。そして PM モデルを用いて、打ち上げ時に加わる振動への耐性、温度変化への耐性、放射線耐性などを調べた。また偏光検出器としての性能を調べるために KEK の放射光を利用し、偏光観測実験を行った。

#### 8.1.1 PM モデル製作

宇宙空間で偏光観測を行うためには、打ち上げ時の振動、宇宙での温度変化、宇宙放射線などの過酷な環境に耐えられるように設計を行わなくてはならない。PM モデルでは、これらのことを考慮し、設計を行った。打ち上げ時の振動に耐えるためにプラスチックシンチレータの形状を変更し、CsI シンチレータと一体化した。また温度変化に備えるために、PMT とシンチレータのカップリングにシリコーンゴム及びシリコーンジェルの柔軟な接着材を用いた。PMT とシンチレータの接着を行い、特注のアルミケースで支えることで構造的に安定なモデルに変更された。

信号処理については、プリーダー回路にクランプ回路を挿入し、宇宙線荷電粒子による大信号に備えるように改良した。さらに PMT からの信号を 13 系統独立にアナログ処理し、偏光観測に必須である、コインシデンス処理を FPGA を用いて行えるようになった。また、衛星に搭載し、運用するので、供給される電源や通信レートが制限される。そのため供給される電源から安定した電源を作り出す電源回路や必要なデータのみを抜き出す信号処理回路も実装された。

#### 8.1.2 環境耐性試験

このように打ち上げることを目標に大きくデザイン変更された PM モデルが宇宙空間で遭遇すると考えられる環境に耐えることができるか、環境試験を行った。



振動試験では、振動に耐えることができず、プラスチックシンチレータと PMT の接着が剥がれるという問題が発生した。さらに温度サイクル試験でもプラスチックシンチレータと PMT の接着に問題があり、過去に実績のあるシリコンゴムを用いることができないことが分かった。放射線試験では、運用期間中に受ける放射線より十分に多いと考えられる量の放射線を使用される半導体素子に照射したが、シングルイベント効果、は起こらずトータルドーズ効果も数個の素子に以上が見られる程度であった。運用期間を考えれば、これらの効果が起こる可能性は極めて少ないと考えられる。

### 8.1.3 性能評価

PM モデルが偏光検出器として十分な性能を持っているか、性能評価試験を KEK で行った。プラスチックシンチレータの検出限界エネルギーについては 8.96keV であり観測対象エネルギーは約 70keV 以上の入射 X 線である。KEK での偏光観測実験では、正面中心照射において、シミュレーションと比較し、誤差の範囲内で正しく偏光度を見積もることができた。また正面中心照射から考えられる PM モデルの系統的な誤差は、平均強度の 4.67% 程度であり、CsI の幾何学的配置のずれであると考ええると配置位置に 2 mm 程度のばらつきがあると考えられる。

各部照射を行い、足し合わせることで全面照射について調べた。KEK の実験から得られた全面照射での M 値は、 $0.262 \pm 0.028$  であった。シミュレーションにより求めた  $M_{100}$  は  $0.273 \pm 0.014$  と比較し偏光度は、 $96.0 \pm 12.0\%$  と見積もられた。これは  $82.3 \pm 1.6$  と異なる値を示しており、この原因として散乱強度分布をとるのに扱う、プラスチック、CsI のエネルギー範囲が実験とシミュレーションで食い違っていることが挙げられる。また検出効率は 0.174 であり、シミュレーションの 0.209 に比べて、多少低い値が得られた。

この実験結果から、運用期間中の偏光検出可能性を見積もった。実験結果から見積もった  $M\eta$  が最も悪い場合を仮定したときでも、GRB が 30% 偏光していれば、1 年間に 1 回の偏光観測結果が期待できる。

斜め入射は、シミュレーションのデータと比較し、偏光度を見積もることになる。比較を行うためには、実測データとシミュレーションで同じ結果が得られることが前提である。そのため KEK で斜めからの入射を行い、シミュレーションとの比較を行ったがシミュレーションとの食い違いが見られた。

## 8.2 今後の課題

### 8.2.1 振動耐性

環境試験において PM モデルで使用したシリコンゴムでは、振動試験、温度サイクル試験に耐えられないことがわかった。そのため FM モデルでは CsI と同様、シリコンジェルを

使用する。シリコンジェルで接着した CsI と PMT には温度サイクル試験において異常は見られず、温度変化に対して安全である。ただし接着剤には接着力がないため、FM モデルではプラスチックシンチレータを支えるためにアルミケースを改良する必要がある。アルミケースにストッパーをつけることでシンチレータを支えられるのか再度振動試験を行い、実験する必要がある。

### 8.2.2 検出限界エネルギー

性能評価で得られた検出限界エネルギーは、8.96keV であり、観測対象エネルギーは、70keV 以上の X 線である。また斜めに入射してきた場合には、前方散乱が多くなる CsI が出てくる。プラスチックシンチレータで低エネルギーまで扱えないと、前方散乱を扱えなくなってしまい、前方散乱の多い CsI の強度が減ることになってしまう。そのため、シミュレーションと食い違った散乱強度分布になり、偏光度を正しく見積もれない可能性が出てくる。そのため、検出限界エネルギーはできるだけ低くする必要がある。

光電面にプラスチックシンチレータの底面を合わせることである程度の改善は予想される。また印加電圧によっても検出限界エネルギーを下げるのが可能であるが、印加電圧を上げすぎてしまうと、クランプの影響で観測できるエネルギー範囲が狭くなってしまふ。FM 用の PMT の性能も見て適切な印加電圧を決定する必要がある。

### 8.2.3 斜め入射の偏光度見積り

斜め入射の偏光度を見積もるためには、KEK 実験で得られた斜め入射のデータとシミュレーションとの食い違いの原因について考える必要がある。プラスチックに低エネルギーを落とす前方散乱では、プラスチックでそのエネルギーを検出できない可能性が多く、逆に後方散乱では少ないと考えられる。そのため、後方散乱のコインシデンスイベントが多くなり、シミュレーションと異なり、CsI4 が高くなったと考えられる。但し、詳しい原因については不明であり、KEK 実験を再現し再度実験を行う必要がある。そして、この原因について究明し、観測で得られたデータとシミュレーションのデータを比較できるようにし、斜め入射で正しい偏光度を見積もる方法を確立する必要がある。

### 8.2.4 今後の予定

2009 年 1 月現在、金沢大学、山形大学、クリアパルス社、で連携し FM の設計を行っている。クリアパルス社では主に、FM 用の基盤設計及び FPGA 設計を行っており、山形大学では、GAP に搭載する CPU のソフト開発を行っている。金沢大学では主に、PM モデルを用いて引き続き、温度サイクル試験や真空試験などの環境試験を行い異常が見られないかを調べている。

現在 FM 用の部品の発注は終了し、4 月末までには FM モデルを完成する予定である。FM モデルが完成した後は、FM モデルを用いた単体試験を行い、8 月には、宇宙科学研究本部に

FM モデルを引き渡す。引き渡した後は衛星全体で真空や低温状態での動作試験や、打ち上げ時の振動衝撃を想定した総合試験を行う予定である。

表 8.1 今後の予定

期日	計画
2009 年 1 月	FM モデル設計
2009 年 4 月末	FM モデル完成
2009 年 5 月	FM モデル単体試験開始
2009 年 8 月	FM モデル引き渡し
2009 年 8 月	総合試験開始
2010 年 5 月末	打ち上げ

## 付録 A

# 相対論的ビーミング

### A.1 速度のローレンツ変換

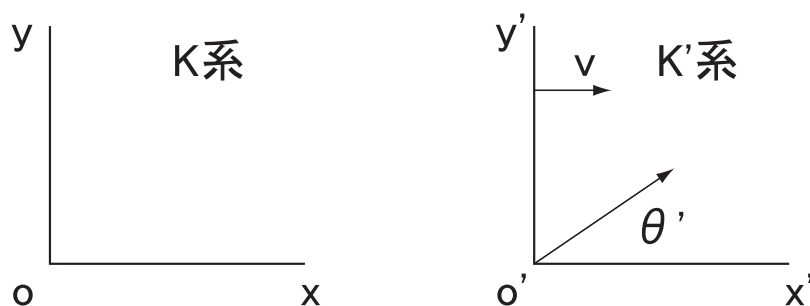


図 A.1 速度のローレンツ変換

観測者系 (K 系) に対して  $x$  軸方向へ速度  $v$  で動く静止系 (K' 系) がある。K' 系で速度  $u'$  を持つ質点を K 系から見た場合の速度を求める。ローレンツ変換の式から、

$$\begin{aligned}
 dx &= \gamma(dx' + vdt') \\
 dy &= dy' \\
 dz &= dz' \\
 dt &= \gamma\left(dt' + \frac{v}{c^2}dx'\right)
 \end{aligned}
 \tag{A.1}$$

と書けるので、速度は以下ようになる。

$$\begin{aligned} u_x &= \frac{u'_x + v}{1 + \frac{vu'_x}{c^2}} \\ u_y &= \frac{u'_y}{\gamma \left(1 + \frac{vu'_x}{c^2}\right)} \\ u_z &= \frac{u'_z}{\gamma \left(1 + \frac{vu'_x}{c^2}\right)} \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

K 系に対する K' 系の任意の速度  $v$  に対して式を一般化する。 $u$  の  $v$  に対する平行成分を  $u_{\parallel}$ 、垂直成分を  $u_{\perp}$  とすると、以下のように書ける。

$$\begin{aligned} u_{\parallel} &= \frac{u'_{\parallel} + v}{1 + \frac{vu'_{\parallel}}{c^2}} \\ u_{\perp} &= \frac{u'_{\perp}}{\gamma \left(1 + \frac{vu'_{\parallel}}{c^2}\right)} \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

この式は特殊相対論での速度合成則である。

また、K 系から観測した速度の方向  $\theta$  と K' 系から観測した速度の方向  $\theta'$  は、以下に示す光行差の式で関係付けられている。 $u' \equiv |\mathbf{u}'|$  として、

$$\tan \theta = \frac{u_{\perp}}{u_{\parallel}} = \frac{u' \sin \theta'}{\gamma(u' \cos \theta' + v)} \quad (\text{A.4})$$

となる。また、 $u \equiv |\mathbf{u}|$  として、 $\cos \theta$  は以下ようになる。

$$\cos \theta = \frac{u_{\parallel}}{u} = \frac{1}{u} \cdot \frac{u' \cos \theta' + v}{1 + \frac{vu'}{c^2} \cos \theta'} \quad (\text{A.5})$$

## A.2 相対論的ビーミング

式 A.4、式 A.5 で  $u = u' = c$  とすると、光の光行差の式を得る。

$$\tan \theta = \frac{\sin \theta'}{\gamma \left( \cos \theta' + \frac{v}{c} \right)} \quad (\text{A.6})$$

$$\cos \theta = \frac{\cos \theta' + \frac{v}{c}}{1 + \frac{v}{c} \cos \theta'} \quad (\text{A.7})$$

$$\sin \theta = \frac{\sin \theta'}{\gamma \left( 1 + \frac{v}{c} \cos \theta' \right)} \quad (\text{A.8})$$

$K'$  系で  $\theta' = \pi/2$  に放射された光について考えると、

$$\tan \theta = \frac{c}{\gamma v} \quad (\text{A.9})$$

$$\cos \theta = \frac{v}{c} \quad (\text{A.10})$$

$$\sin \theta = \frac{1}{\gamma} \quad (\text{A.11})$$

のようになる。放射源が相対論的速度で運動している場合を考えると、 $\gamma \gg 1$  となり  $\theta$  は非常に小さくなるので、式 A.11 から、

$$\theta = \frac{1}{\gamma} \quad (\text{A.12})$$

となる。つまり、 $K$  系で等方的に放出された放射を  $K$  系で観測すると、全放射がハーフアングル  $1/\gamma$  の円錐内に集められ、前方に集中して放射されているように見える。これが相対論的ビーミング効果である。

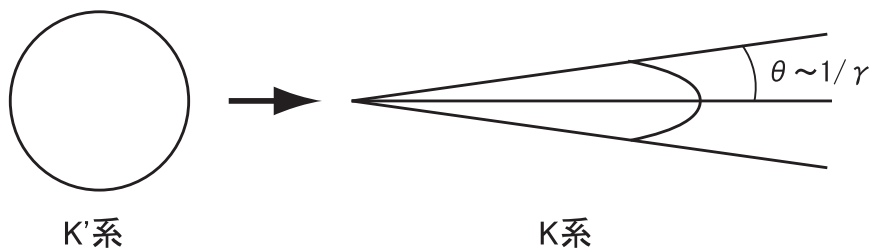


図 A.2  $K'$  系での等方的な放射と  $K$  系での相対論的ビーミング



## 付録 B

# フェルミ加速

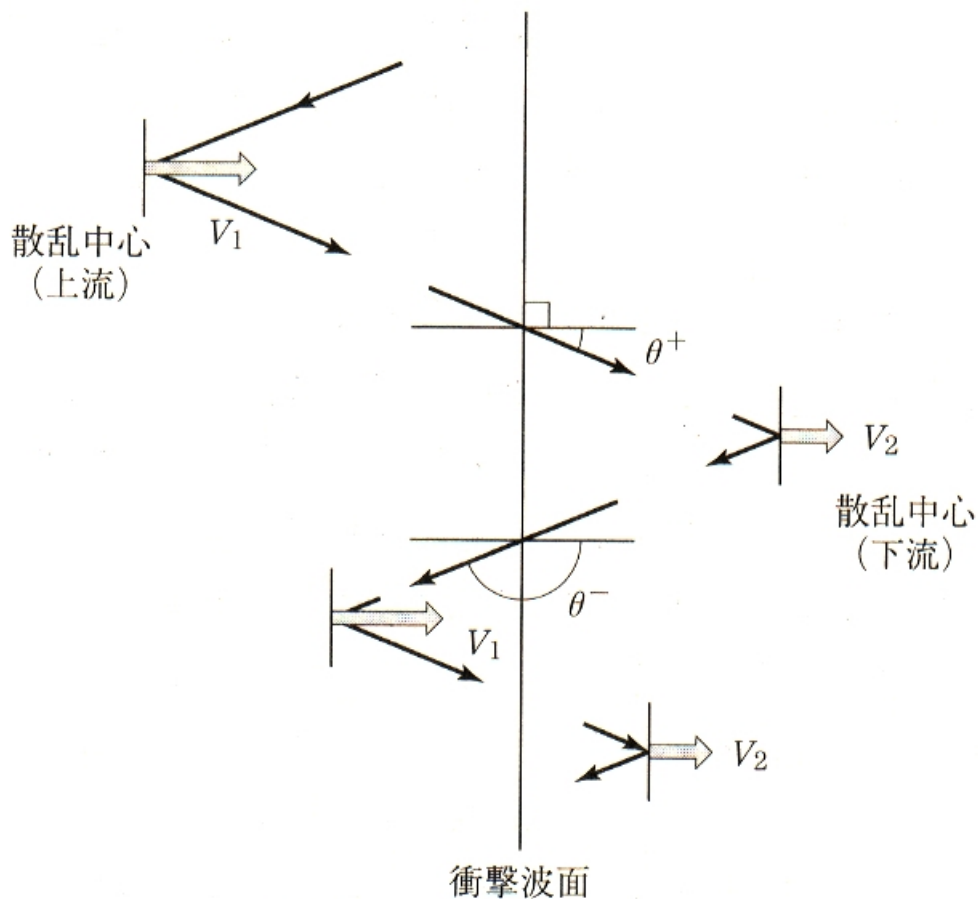


図 B.1 フェルミ加速の概念図。衝撃波面を何度も粒子が往復することにより加速されていく。

運動量の大きさ  $P$ 、エネルギー  $E$ 、速度  $v = pc^2/E$  の粒子が、衝撃波面上流と下流を往復する過程を考える。下流から上流へ戻るためには、粒子の速度は流体の速度よりも大きくなってはならない。流体の速度は光速に比べて小さいとし、 $V/c$  の 1 次の範囲で考える。

図 B.1 のように粒子が衝撃波面を角度  $\theta^+$  で上流から下流に横切るとする。粒子の物理量は



座標系によって異なるので、上流の流体と共に運動する系から見た場合には添え字  $u$ 、下流の流体とともに運動する系から見た場合には添え字  $d$  をつけ、衝撃波の静止系で見た場合には添え字をつけないとする。

衝撃波の静止系と上流との間のローレンツ変換は

$$\begin{pmatrix} \frac{E^u}{c^u} \\ p^u \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & -\gamma \frac{V}{c} \\ -\gamma \frac{V}{c} & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{E}{c} \\ P \cos \theta \end{pmatrix}, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (\text{B.1})$$

と書け、 $\gamma \sim 1$  と近似すると

$$E^u = E - V_1 p \cos \theta^+ \quad (\text{B.2})$$

$$E^d = E - V_2 p \cos \theta^+ \quad (\text{B.3})$$

である。

次に、下流で散乱されて上流に戻るときに衝撃波面を角度  $\theta^-$  で横切るとする。このとき、散乱は下流の流体の静止系でエネルギー保存が成り立つので、衝撃波の静止系で測ると  $p$ 、 $E$  が  $p'$ 、 $E'$  に変化する。よって、同様に、

$$E^d = E' - V_2 p' \cos \theta^- \quad (\text{B.4})$$

$$E'^u = E' - V_1 p' \cos \theta^- \quad (\text{B.5})$$

の関係が成り立つ。 $E$  に対する散乱後のエネルギー  $E'$  は、粒子の速度  $v$  を一定として、

$$\frac{E'^u}{E^u} = \frac{E'^d}{E^d} = \frac{(1 - \frac{V_1 v}{c^2} \cos \theta^-)(1 - \frac{V_2 v}{c^2} \cos \theta^+)}{(1 - \frac{V_2 v}{c^2} \cos \theta^-)(1 - \frac{V_1 v}{c^2} \cos \theta^+)} \quad (\text{B.6})$$

である。ここでは、 $V \ll v$  を考えているので、粒子の角度分布は等方であると考えることができる。 $\cos \theta^+$  の期待値は

$$\begin{aligned} \langle \cos \theta^+ \rangle &= \frac{\int_0^\varphi \cos^2 \theta \sin \theta d\theta}{\int_0^\varphi \cos \theta \sin \theta d\theta} = \frac{\frac{1}{12} \int_0^\varphi \sin 3\theta d\theta}{\frac{1}{4} \int_0^\varphi \sin 2\theta d\theta} \\ &= \frac{\frac{1}{12} \lim_{\varphi \rightarrow 2\pi} (1 - \cos 3\varphi)}{\frac{1}{4} \lim_{\varphi \rightarrow 2\pi} (1 - \cos 2\varphi)} = \frac{2}{3} \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

となり、 $\cos \theta^- = \cos(\pi - \theta^+) = -\cos \theta^+$  から、

$$\langle \cos \theta^- \rangle = -\frac{2}{3} \quad (\text{B.8})$$

である。往復によるエネルギー変化の期待値は、

$$\frac{E'^u}{E} = \frac{(1 + \frac{V_1 v}{c^2} \frac{2}{3})(1 - \frac{V_2 v}{c^2} \frac{2}{3})}{(1 + \frac{V_2 v}{c^2} \frac{2}{3})(1 - \frac{V_1 v}{c^2} \frac{2}{3})} \quad (\text{B.9})$$

となる。 $V/c$  の 1 次の範囲で考えると、

$$\begin{aligned} \frac{E'^u}{E} &\sim \frac{1 + \frac{2}{3}(\frac{V_1 v}{c^2} - \frac{V_2 v}{c^2})}{1 - \frac{2}{3}(\frac{V_1 v}{c^2} - \frac{V_2 v}{c^2})} \sim \left\{ 1 + \frac{2}{3} \frac{v}{c} \left( \frac{V_1}{c} - \frac{V_2}{c} \right) \right\} \left\{ 1 + \frac{2}{3} \frac{v}{c} \left( \frac{V_1}{c} - \frac{V_2}{c} \right) \right\} \\ &= 1 + \frac{4}{3} \frac{v}{c} \left( \frac{V_1}{c} - \frac{V_2}{c} \right) + \partial(2) = 1 + \frac{4}{3} \frac{(V_1 - V_2)v}{c^2} \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

となり、エネルギーが増加することが分かる。

$\Delta E = E' - E = v\Delta p$  の関係を使うと運動量の大きさの増加量は  $E = c^2 p/v$ 、 $E' = c^2 p'/v$  を代入して、 $v\Delta p = c^2(p' - p)/v$  であり、B.10 式より、

$$p' = p + \frac{4}{3} \frac{(V_1 - V_2)}{c^2} vp \quad (\text{B.11})$$

であるから、

$$\Delta p = \frac{c^2}{v^2} \left( \frac{4}{3} \frac{(V_1 - V_2)}{c^2} vp \right) = \frac{4(V_1 - V_2)}{3v} p = \frac{4}{3} \frac{(V_1 - V_2)p}{v} \quad (\text{B.12})$$

となる。粒子が相対論的なエネルギーを持つ場合は  $v = c$ 、 $E = pc$  なので、運動量やエネルギーの増加量は元の運動量やエネルギーに比例する。1 回往復後の粒子の運動量は、

$$\Delta p = \frac{4}{3} \frac{(V_1 - V_2)}{c} p \quad (\text{B.13})$$

だけ増加するので、 $n$  回往復を考えると、

$$\begin{aligned} p_1 &= p_0 + \Delta p_0 = p_0 \left\{ 1 + \frac{4}{3} \frac{(V_1 - V_2)}{c} \right\} \\ p_2 &= p_1 + \Delta p_1 = p_1 \left\{ 1 + \frac{4}{3} \frac{(V_1 - V_2)}{c} \right\} = p_0 \left\{ 1 + \frac{4}{3} \frac{(V_1 - V_2)}{c} \right\}^2 \\ &\vdots \\ p_n &= p_{n-1} + \Delta p_{n-1} = p_{n-1} \left\{ 1 + \frac{4}{3} \frac{(V_1 - V_2)}{c} \right\} = p_0 \left\{ \frac{(V_1 - V_2)}{c} \right\}^n \end{aligned} \quad (\text{B.14})$$

となる。  $\lim_{a \rightarrow \infty} \left\{ \left( 1 + \frac{1}{a} \right)^a \right\}^{b/a} = e^{b/a}$  より、  $\frac{1}{a} = \frac{4(V_1 - V_2)}{3c}$  とおくと、

$$\begin{aligned} p_n &= \left\{ 1 + \frac{4(V_1 - V_2)}{3c} \right\}^n = \left[ \left\{ 1 + \left( \frac{1}{a} \right) \right\}^a \right]^{a/n} \\ &= \exp \left( \frac{n}{a} \right) = \exp \left\{ \frac{4n(V_1 - V_2)}{3c} \right\} \end{aligned} \quad (\text{B.15})$$

のように往復回数に対して指数関数的に増加する。粒子が非相対論的な場合には  $E = mc^2$ 、 $p = mv$  となるため、運動量の増加は一定となり、以下ようになる。

$$\begin{aligned} \Delta p &= \frac{4}{3} (V_1 - V_2) m = \text{const} \\ \rightarrow p_n &= p_0 + nmc \left\{ \frac{4(V_1 - V_2)}{3c} \right\} \end{aligned} \quad (\text{B.16})$$

実際には途中で逃げる粒子も存在する。下流の流体は速度  $V_2$  で衝撃波面から離れていくので、加速を受ける粒子も平均速度  $V_2$  で流れていく事になる。単位時間、単位面積あたりに上流から下流へ横切る粒子数は、数密度を  $N$  として  $Vv/4$  であるが、逃げていく粒子は  $NV_2$  と

なる。これは、粒子の逃げる割合が  $P_{esc} = 4V_2/v$  ということの意味する。  $1 - P_{esc}$  は再び下流から衝撃波面を横切り上流へと戻る粒子の割合であるから、粒子が相対論的な場合に  $n$  回往復する割合は、

$$P(> n) = \left(1 - \frac{4V_2}{c}\right)^n \approx \exp\left(-4n\frac{V_2}{c}\right) \quad (\text{B.17})$$

となる。運動量が  $p$  より大きい粒子数  $N(> p)$  は式 B.15、B.17 から、

$$\begin{aligned} P(> n) &\approx \exp\left(-4n\frac{V_2}{c}\right) = \exp\left\{-4nc\frac{V_2}{c} \cdot \frac{(V_1 - V_2)}{3V_2} \cdot \frac{3V_2}{(V_1 - V_2)}\right\} \\ &= \exp\left\{-4nc\frac{(V_1 - V_2)}{3c} \cdot \frac{3V_2}{(V_1 - V_2)}\right\} = \left\{\exp\left(4n\frac{(V_1 - V_2)}{3c}\right)\right\}^{-\frac{3V_2}{(V_1 - V_2)}} \\ &= \left(\frac{p_n}{p_0}\right)^{-\left(\frac{3V_2}{(V_1 - V_2)}\right)} \end{aligned} \quad (\text{B.18})$$

となり、

$$P(> n) \propto p^{-\frac{3V_2}{(V_1 - V_2)}} = p^{-\mu+1} \quad (\text{B.19})$$

のようなべき関数のスペクトルが得られる。つまり、ある一定以上の運動量を持つ粒子の分布  $N(p)$  は  $p^{-\mu}$  に比例する。スペクトル指数は、

$$\mu = \frac{3V_2}{V_1 - V_2} + 1 = \frac{r+2}{r-1} \quad (\text{B.20})$$

となる。これは、衝撃波の圧縮比  $r$  のみで決まる。極限まで圧縮された衝撃波では  $r = 4$  となるので  $\mu = 2$  となり、

$$N(> p) \propto p^{-2} \quad (\text{B.21})$$

である。

# 謝辞

本修士論文作成にあたり、先生方や先輩、友人達にお世話になりました。

指導教官の村上敏夫先生には、本当に数多くのことを学ばせていただきました。様々な実験結果に対してあらゆる知識を使い、物事を論理的に考えることの重要性、またよりよい方法を探すために様々な実験を自ら考え行う姿勢など多くのことを学ばせていただきました。また社会人として生きていくために必要なことなど生活の面でも多くのことを教えていただきました。ありがとうございました。

藤本龍一先生には、ゼミを通して物理学の基礎的なことから、宇宙物理を学んでいくために必要な様々なことを教えていただきました。ゼミの時間は本当に有意義で物理を学ぶことの楽しさを改めて実感しました。ありがとうございました。

米徳大輔先生には、一番多く実験に立ち会っていただきました。実験計画の立て方や実験を行う上で注意しなくてはならないことなど実験全般について学ばせていただきました。また分からないことがあったときなどの的確なアドバイスをしていただき本当に助かりました。ありがとうございました。

PDの佐藤浩介さんからは、学生時代の数多くの体験談などを聞かせていただき、研究生生活について学ばせていただきました。また研究や学会発表の練習においても的確なアドバイスをしていただき、助かりました。ありがとうございました。

同期の江村尚美さん、梨本拓郎くん。

江村さんは一緒に実験をする機会も多く、数多く相談にのってもらい助かりました。実験だけでなく普段の生活についても江村さんからは教えてもらうことが多く、一番の相談相手でした。ありがとうございました。

梨本くんとは一緒に行動することが多く、学会や修士論文など励ましあって辛い不安な時期を乗り切ってくることができたと思います。梨本くんが集中して修士論文を書いている姿を見るたびに、自分も負けていけないとやる気が湧いてきました。ありがとうございました。

M1のみなさん。

大熊由似さんはいつも良い話し相手でした。くだらない話にもいつも笑顔で付き合ってくれてありがとうございました。藤本大史くんはいつも実験を助けてくれました。面倒な仕事もいろいろ引き受けてくれて助かりました。ありがとうございました。和田茜さんはいつも元気で一緒にいて楽しかったです。和田さんと話しているとなぜか元気がでてくるのでいつも助かっていました。ありがとうございました。

4年生の坂下智徳くん。一緒に実験をすることが何度かあり、その度に一緒に考えてくれたり、いろいろ助かりました。ありがとうございました。その他の4年生のみなさん短い間でし

たがいろいろとお世話になりました。ありがとうございました。

また卒業された先輩方。先輩方は素晴らしい人達ばかりで、常に優しく指導してくれました。大変お世話になりました。ありがとうございました。

最後になりましたが、学生生活を何かと支援し、見守ってくれた家族に感謝します。ありがとうございました。

## 参考文献

- [1] 増井宏樹「衛星搭載用ガンマ線バースト偏光検出器の開発」金沢大学 2006 修士論文
- [2] Band, D.L. et al., 1993, ApJ 413 281
- [3] 小平裕宣「人工衛星搭載用ガンマ線バースト偏光検出器の基礎開発」金沢大学 2007 修士論文
- [4] Lazzati, D., 2003, astro-ph 0312331v1
- [5] Waxman, E., 2003, Nature 423 338
- [6] Lazzati, D., Rossi, E., Ghisellini, G. & Rees, M.J., 2003, astro-ph 0309038v3
- [7] Rybicki, G.B., Lightman, A.P., 1979, WILEY INTER SCIENCE, Radiative Processes in Astrophysics
- [8] KNOLL, F.C., 2001, 日刊工業新聞社, 放射線計測ハンドブック 第3版
- [9] 井上陽子「撮像型X線検出器の基礎開発実験研究」山形大学 2000 修士論文
- [10] 宮本八太郎「ガンマ線バースト偏光計 GAPOM 計画 散乱型硬 X 線偏光計 八角形シンチレータの性能」日本大学 2003 修士論文
- [11] Gruber, D.E. et al., 1999, ApJ 520, 124-129
- [12] Rees, M.J., Meszaros, P., 1992, MNRAS 258 L41
- [13] Piran, T., 1998, Phys.Rept. 314 575
- [14] 米徳大輔「ガンマ線バーストに伴う X 線残光と鉄輝線の観測」東京工業大学 2001 修士論文
- [15] 文部科学省 国立天文台「理科年表」
- [16] 日本アイソトープ協会「アイソト - プ手帳」
- [17] 三谷夏子「RHESSI 衛星による太陽フレアの硬 X 線撮像スペクトル解析」東京大学 2005 修士論文
- [18] 佐藤文人「気球搭載用硬 X 線偏光度検出器の基礎性能」山形大学 2003 修士論文
- [19] 浅村和美「MSGC からの多チャンネル読み出しシステムの構築」山形大学 2000 修士論文