修士論文
衛星搭載用ガンマ線バースト偏光検出器の開発

金沢大学大学院　自然科学研究科　数物科学専攻
増井　宏樹 (学籍番号　0413011042)

指導教官　村上　敏夫

平成 18 年 3 月 16 日

概要

Gamma-Ray Burst(GRB) は非常に短い時間変動を伴い、数十ミリ～数百 sec の短時間にガンマ線が宇宙遠方から突発的に飛来する天体現象である。GRB は非常に明るい天体現象であり、遠方宇宙までも見通せる。遠方 (初期) 宇宙の観測を通じて宇宙の歴史を知る上で重要である。

当初、継続時間の短さから観測が困難であった GRB も、数十 sec という短時間の GRB の後に数日ほど輝く残光 (afterglow) が発見されてから研究は急速に進み、その全貌が徐々に明かされようとしている。しかし、未だ強いガンマ線を作る放射機構を直接的に示す観測事実はなされていない。

GRB の放射機構の理論モデルとしては火の玉（Fireball　model）モデルが大きな成功を収めている。Fireball Model は GRB のスペクトル、時間発展をよく説明することが出来るため、現在では GRB のスタンダードモデルと考えられている。Fireball Model では複数の相対論的衝撃波の衝突によりフェルミ加速された電子が磁場の周りで運動し、シンクロトロン放射によって GRB を起こすとされている。ジェット状に発達する衝撃波内の磁場は比較的揃っていると考えられ、シンクロトロン放射からの光子は磁場と垂直な方向に強く偏光していることが分かっているので、GRB の偏光を観測することでその放射機構、磁場構造の直接的観測が可能である。

厚い大気により、ガンマ線は地上からの観測が不可能なため、我々の研究室では、衛星搭載用の GRB 偏光検出器を製作し、2011 年打ち上げ予定のソーラー電力セイル衛星に偏光検出器を搭載することを考えている。ソーラー電力セイル衛星は、太陽からの光子の輻射圧を利用して木星系まで航行する衛星 (惑星) であり、木星までの航行中も様々な観測を行う予定である。

人工惑星は、地球を起源とする散乱ガンマ線や電離層に影響されることが無いので、精度を必要とする難しい観測に向いている。ただ、人工惑星では検出器の重量が大幅に制限される。本研究ではソーラー電力セイル衛星に搭載予定の GRB 偏光検出器のデザインを、その重量制限内で、モンテカルロシミュレーションを行うコンピュータプログラム（EGS）により決定し、検出器のバックグランドも考慮して、実際に衛星に搭載した場合の GRB 偏光の検出可能性を議論する。また、シミュレーションの精度を検証する実験も行い、デザイン決定に使用した EGS シミュレーションの妥当性を示す。

本稿では、１章で研究対象である GRB について現在までに知られている特徴をまとめ、最後に本研究の目的を示し、２章では偏光に関わる基礎的な物理過程とその過程が働いていると思われる天体を紹介する。３章では我々が検出器を搭載するソーラー電力セイル衛星について述べ、４章では偏光検出器の種類とその評価基準を、５章では EGS シミュレーションを用いた実際のデザイン決定を示す。６章ではデザイン決定に使った EGS シミュレーションの妥当性を実験によって示し、７章で決定したデザインの検出器の性能を考察する。

目次

図 目 次

第1章　Gamma-Ray Burst

本章では Gamma-Ray Burst について、現在までに知られている特徴をまとめ、最後に本研究の目的を示す。

1.1　Gamma-Ray Burst

Gamma-Ray Burst(GRB) は非常に短い時間変動を伴うガンマ線が数十ミリ〜数百 sec の短時間に突発的に飛来する天体現象である。その総エネルギーは 10^{52} erg に達する。これは超新星爆発時の電磁波の総エネルギーが 10^{48} erg 程度であることに比べても桁違いに大きく、現在ではビッグバンを除けば宇宙で最大の爆発現象であると考えられている。

GRB は１９６７年にアメリカの核爆発探知衛星 Vela によって偶然発見されたが、当初は原因不明だったため発表されないでいた。しかし、３年間で１６個もの GRB の検出があり、１９７３年には公式に発表された。その後の観測から GRB は宇宙の遠方で発生していること、等方的な爆発ではなく、ジェット状に放出されていることなどが分かってきた。また、理論モデルとして Fireball Model(Rees & Meszaros, 1992;Piran, 1998) が提唱され、支持を得ている。

1.2　GRB の起源

１９９１年に打ち上げられた CGRO(Compton Gamma-Ray Observatory) 衛星には BATSE (Burst And Transient Source Experiment) と呼ばれる検出器が８台搭載されている。BATSE は NaI シンチレータを PMT(Photo Multipier Tubes) で読み出す検出器で 50 〜 2000 keV に感度を持ち、８台合計で全天の約 50 ％を覆う視野を確保し（半分は地球に隠される)、９年間に２７０４個の GRB を観測した。その結果、GRB の発生方向は図 1.1 に示すように等方的であることが分かった。もし、GRB が銀河系を起源とする現象なら銀河面や銀河中心の方向に偏った分布をするはずなので、この結果は GRB の起源が宇宙の非常に遠方もしくは銀河系ハローにあることを示唆している。実際に、この後の afterglow の観測により GRB は遠方宇宙の銀河の中で起っていることが示された。

1.3　時間変動と継続時間

GRB のライトカーブ (flux の時間変動) を図 1.2 に示す。GRB によりさまざまな形をしているが、はやい立ち上がりと、緩やかな立ち下がりは共通して見られる。

BATSE の観測では継続時間は T_{90} で定義される。これは、50 〜 300 keV の photon が

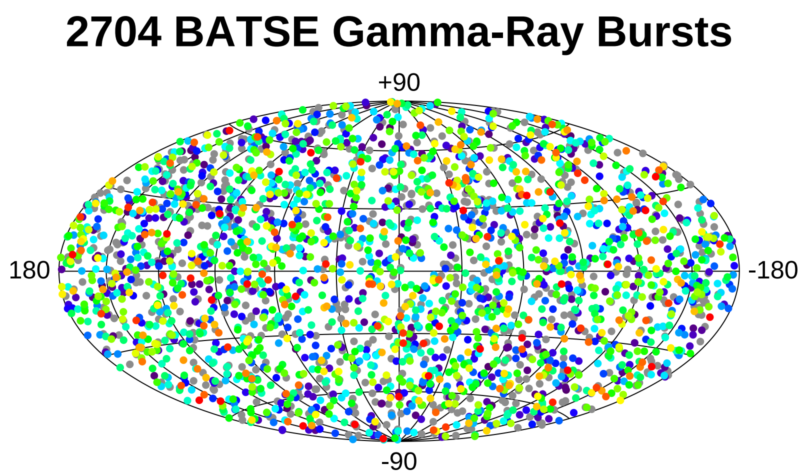


図 1.1: BATSE によって観測された全 2704 個の GRB の分布。GRB が我々の銀河で起こっている現象ならば、銀河面に集中した分布になるはずであるが、観測された分布は全天に等方的に分布している。つまり、GRB は銀河系ハローか遠方宇宙を起源とするものであることが分かる。

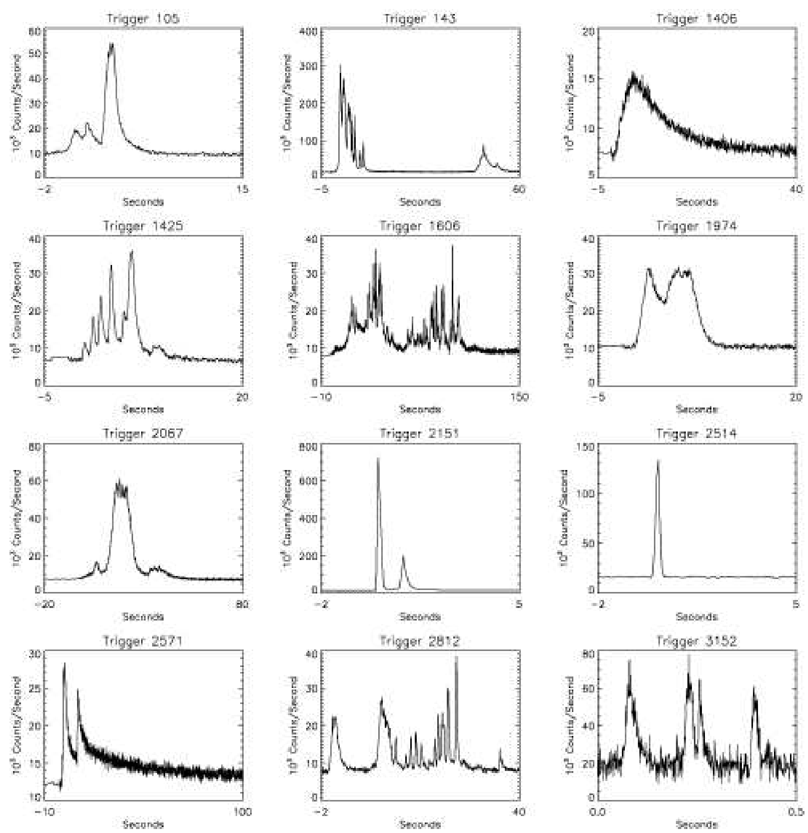


図 1.2: GRB のライトカーブの例。横軸に時間、縦軸に GRB の flux をとったものである。様々な形、継続時間の GRB が存在する。共通しているのははやい立ち上がりと、緩やかな立ち下がりである。

GRB の全カウントの９０％集まる時間である。継続時間ごとに GRB を分類すると図 1.3 のように２つのピークが現れる。継続時間が 2sec より短い一群を Short Burst、2sec より長いものが Long Burst と呼ばれている。

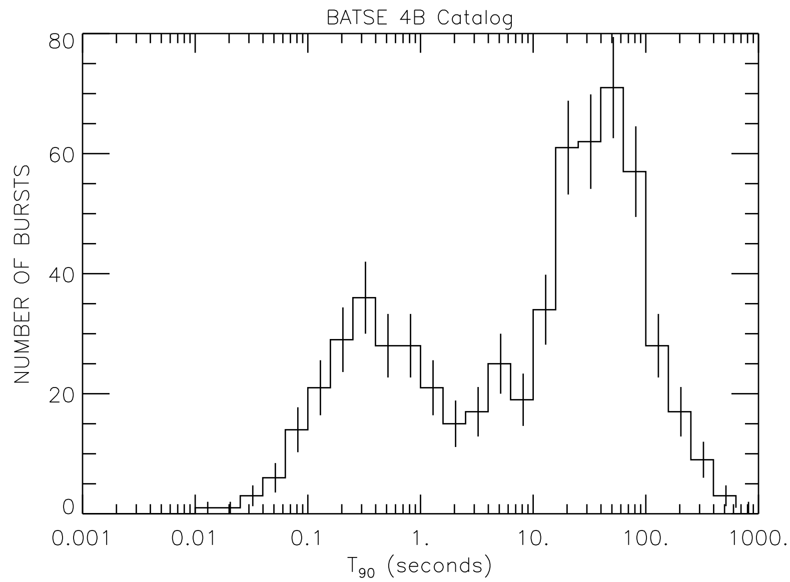


図 1.3: GRB の継続時間と発生数の関係。2 つのピークが存在することから、GRB は継続時間によって分けられる 2 つの種類があることが分かる。継続時間が 2sec より短い一群を Short Burst、2sec より長いものが Long Burst と呼ばれている。

1.4 スペクトル

GRB のエネルギースペクトルは観測値から Band et al. (1993)[3] によって提唱された 1.1 式で表される。

$$\begin{aligned} N(\nu) &= N_0(h\nu)^{\alpha}\exp(-h\nu/E_0) && \text{for } h\nu < H \\ &\quad N_0(\alpha-\beta)E_0^{\alpha-\beta}(h\nu)^{\beta}\exp(\beta-\alpha) && \text{for } h\nu > H \\ H &\equiv (\alpha-\beta)E_0 \end{aligned} \tag{1.1}$$

熱平衡にある物体からの輻射はマクスウェル分布 $\propto \exp(-\frac{E}{kT})$ に従う黒体放射となるが、GRB では黒体放射とは違い 1.1 式で示されるようにべき関数の形をしている。このことから、GRB はシンクロトロン放射のような非熱的な放射機構により光っていると考えられる。また、1.1 式の係数は平均で $\alpha \sim -1, \beta \sim -2$ であることが観測から示されている。特に β はどの GRB でもよく揃っている。

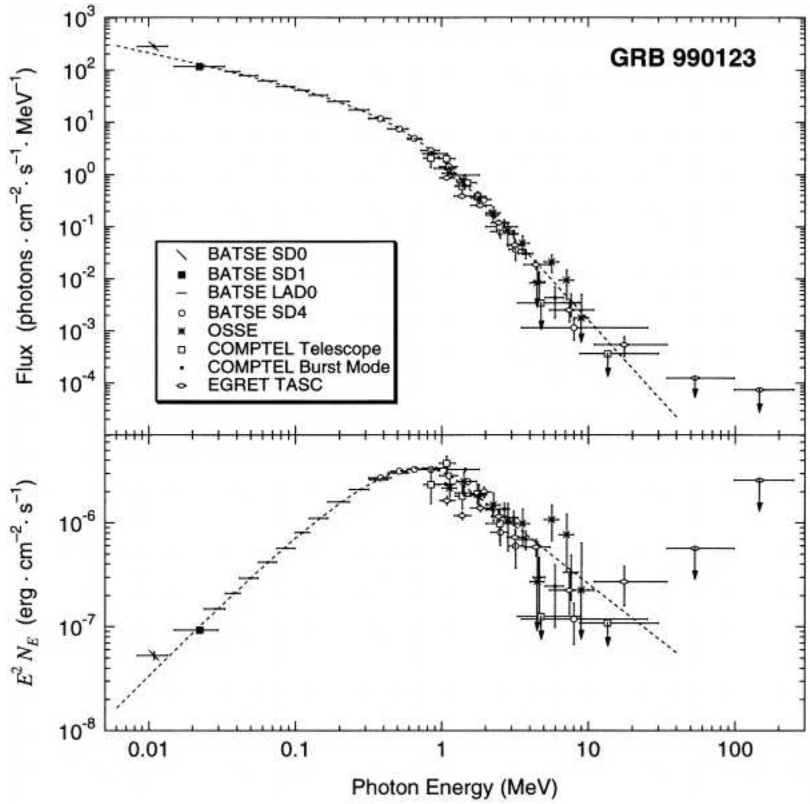


図 1.4: GRB990123 のエネルギースペクトル。非熱的放射の特徴であるべき関数で説明できるため GRB の放射機構はシンクロトロン放射であると考えられる。

1.5 Afterglow

1997 年に打ち上げられた BeppoSAX 衛星は、どこで発生するか分からない GRB を、Wide Field Camera(WFC：広視野カメラ) により数分角の精度で決め、GRB970228 に対しては、発生から 8 時間後と 3.5 日後に X 線望遠鏡 (MECS,LECS) による観測を行った。それまでは、GRB は発生後数十秒の間だけ明るく輝く現象と考えられていたが、BeppoSAX は図 1.5 に示すように GRB 発生後数日に渡って X 線で減光しながら輝き続ける X-ray afterglow が存在する事を発見した。さらに、この GRB の X-ray afterglow には可視光でも対応天体が観測され、地上の大型可視光望遠鏡でも afterglow が観測できる事が分かった。

afterglow の発見以前、GRB の研究はその継続時間の短さから難しいものであった。だが、afterglow の発見により得られるデータは飛躍的に増え、GRB の発生機構の解明に大きな役割を果たした。

GRB の発生場所の特定もその一つである。地上の Keck-2 望遠鏡による GRB970508 の可視光 afterglow の観測では図 1.6 に示すように赤方偏移したマグネシウムと鉄の吸収線が検出され、その赤方偏移から、この GRB が宇宙の始まりから約 7 億光年の距離にあることが分かった。これにより GRB の起源が宇宙論的遠方であることが示され、論争に決着をつけることとなった。その後、距離が特定された全ての GRB は同様に我々の銀河系外で起こっていることが分かっている。また、現在までにいくつかの GRB では、その属する銀河 (母銀河) が観測され、GRB は宇宙論的遠方の銀河の中で起っている事が分かっている。

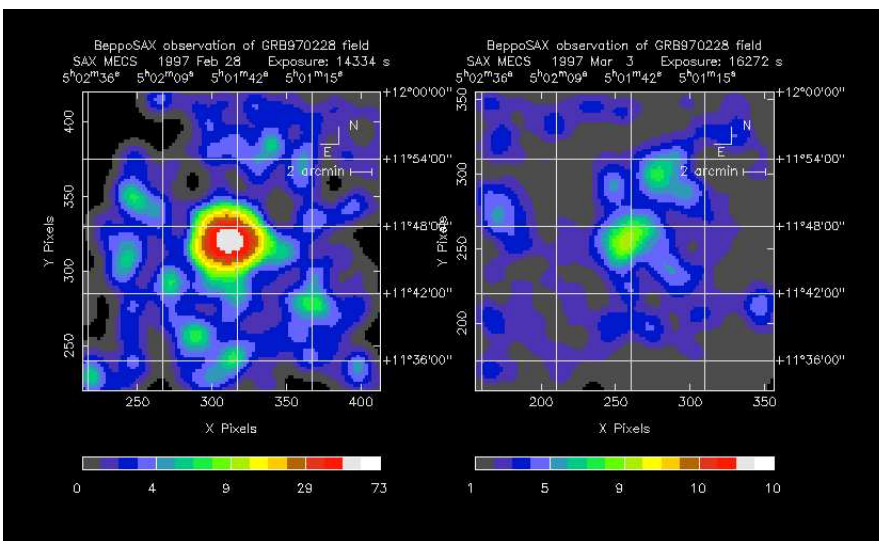


図 1.5: BeppoSAX 衛星により観測された GRB970228 の X-ray afterglow。左は GRB 発生 8 時間後、右は 3.5 日後の観測。時間とともに暗くなっている

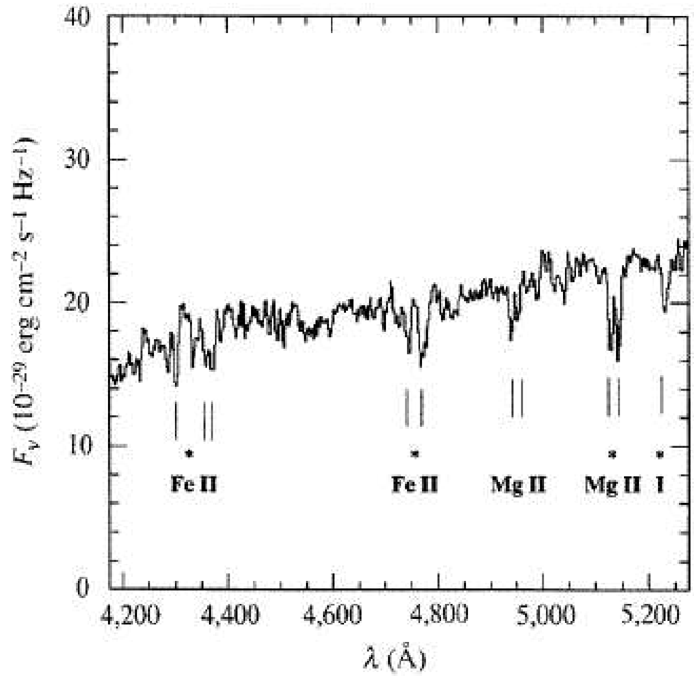


図 1.6: GRB970508 の可視光スペクトル。赤方偏移したマグネシウムと鉄の吸収線が見える。

1.6 Fireball Model

Fireball Model ではローレンツファクタ $\gamma \sim$ 数 100 の相対論的速度を持つ複数の衝撃波の衝突により GRB を説明している。

GRB の光度の時間変動はミリ秒にまで達するほど速い事から、GRB は非常に小さい領域からの放射であると考えられるが、このような小さい領域に GRB の総エネルギーである 10^{52}erg ものエネルギーを詰め込むと高温から光子の平均自由行程が短くなるため、放射源の領域はガンマ線に対して透明でなくなり、放射は出てこれなくなる。相対論的衝撃波を仮定すると、放射された光子は放射源が相対論的衝撃波が動いていることによりブーストされ高エネルギーになり、またビーム状となる。つまり、我々がガンマ線として観測している光子は実はブーストされているもので、GRB の系では X 線程度のエネルギーしかないことになる。これを使うと、GRB のような小さな領域からでもガンマ線 (実は X 線) が出てこれることになり、観測事実を良く説明できるのである。

図 1.7 に Fireball Model の概念図を示す。衝撃波の発生源から比較的近い場所で内部衝撃波と呼ばれる衝撃波同士の衝突で GRB が生じる。具体的には、相対論的衝撃波同士の衝突でフェルミ加速された電子が、衝突により圧縮された磁場に巻きつき、シンクロトロン放射することで GRB を形成している。この時期の磁場の向きは比較的に揃っていると考えられる。さらに、合体して速度が遅くなった衝撃波が星間物質 (ISM) をかき集める外部衝撃波で afterglow が発生すると考えられている。

相対論的衝撃波により生成されるシンクロトロン放射のスペクトルは Sari & Piran によ

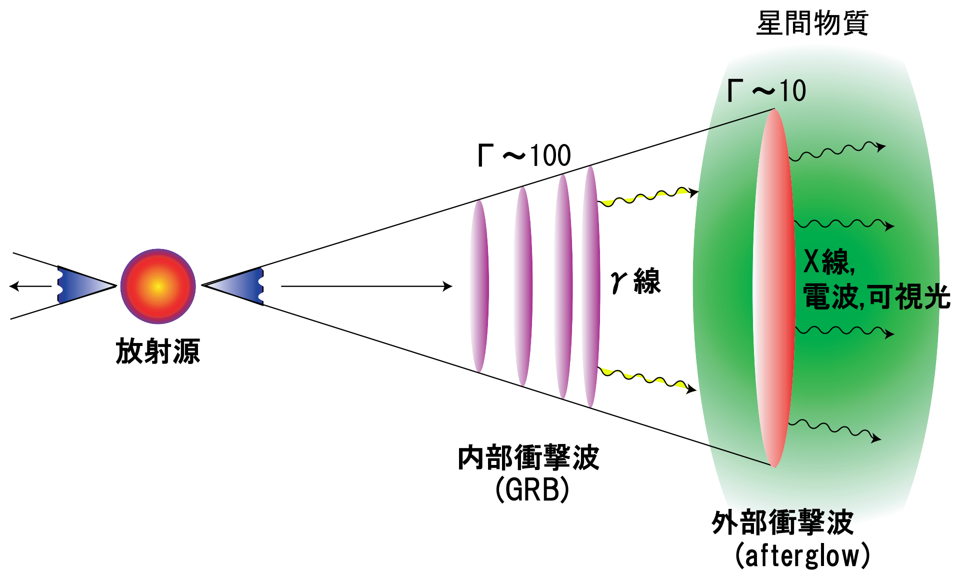


図 1.7: Fireball Model の概念図。$\gamma \sim 100$ の相対論的衝撃波同士の衝突 (内部衝撃波) によりフェルミ加速された電子が、衝突により圧縮された磁場に巻きつきシンクロトロン放射することで GRB が発生し、合体して速度が $\gamma \sim 10$ 程度に遅くなった衝撃波が星間物質 (ISM) をかき集め (外部衝撃波) afterglow を作り出している。

り理論的に示されている。この理論式は放射による冷却が支配的になる臨界振動数 $\nu_c \propto \gamma_c^2$、電子のエネルギー分布において最小のローレンツ因子の電子から放射されるシンクロトロン振動数 $\nu_m \propto \gamma_m^2$、を用いて以下のように 2 つの場合に分けて記述される。

$\nu_c < \nu_m$(fast cooling) の時は

$$F_\nu \propto \begin{cases} \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)^{1/3} F_{\nu,max} & \nu_c > \nu \\ \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)^{-1/2} F_{\nu,max} & \nu_m > \nu > \nu_c \\ \left(\frac{\nu_m}{\nu_c}\right)^{-1/2} \left(\frac{\nu}{\nu_m}\right)^{-p/2} F_{\nu,max} & \nu > \nu_m \end{cases} \tag{1.2}$$

$\nu_c > \nu_m$(slow cooling) の時は

$$F_\nu \propto \begin{cases} \left(\frac{\nu}{\nu_m}\right)^{1/3} F_{\nu,max} & \nu_m > \nu \\ \left(\frac{\nu}{\nu_m}\right)^{-(p-1)/2} F_{\nu,max} & \nu_c > \ nu > \nu_m \\ \left(\frac{\nu_c}{\nu_m}\right)^{-(p-1)/2} \left(\frac{\nu}{\nu_m}\right)^{-p/2} F_{\nu,max} & \nu > \nu_c \end{cases} \tag{1.3}$$

で表される。$F_{\nu,max}$ は観測される peak flux であり、p は電子のエネルギー分布 $N(E)$ を $N(E) \propto E^{-p}$ としたときの係数である。

両者の違いはシンクロトロン放射による冷却の効きやすさである。fast cooling の場合、存在する全ての電子に対して放射による冷却が効くので温度が下がりやすく、slow cooling の場合は逆に温度が下がりにくい。図 1.8 にそれぞれのスペクトルを示した。

観測される放射がほとんどシンクロトロン放射によるものだとすると、このスペクトルは観測値から導かれた 1.1 式に直接関係している。高エネルギー側では fast,slow どちらの場合でもべき関数の係数は $-p/2$ であるので、放射を行う電子はフェルミ加速で生成されるとすると $p = 2$ であり、べき関数の係数は $-p/2 = -1$ となる。これはエネルギーフラックスであり、1.1 式はフラックスである。次元を 1.1 式に合わせるため $1/\nu$ すると係数は-2 となり、$\beta = -2$ とよく一致する。

1.7　研究目的

前述のように、GRB の有力なモデルである Fireball Model では、その放射機構はシンクロトロン放射であるとされている。シンクロトロン放射による光子は電場と垂直な方向に偏光していて、その最大偏光度は 2.4.2 節の結果から 70%と見積もられるので、GRB の偏光観測を行うことによってその磁場構造、放射機構を解明することができると考えている。偏光観測により GRB から高い偏光度が観測されれば、GRB は Fireball Model の予言通りシンクロトロン放射であり、発生源での磁場は比較的揃っていることが示されるだろう。

そこで、我々は GRB の偏光検出器をソーラー電力セイル衛星 (3 章参照) に搭載し、GRB の偏光観測を行うことを目指している。本論文ではこの偏光検出器の最適な検出方式、デ

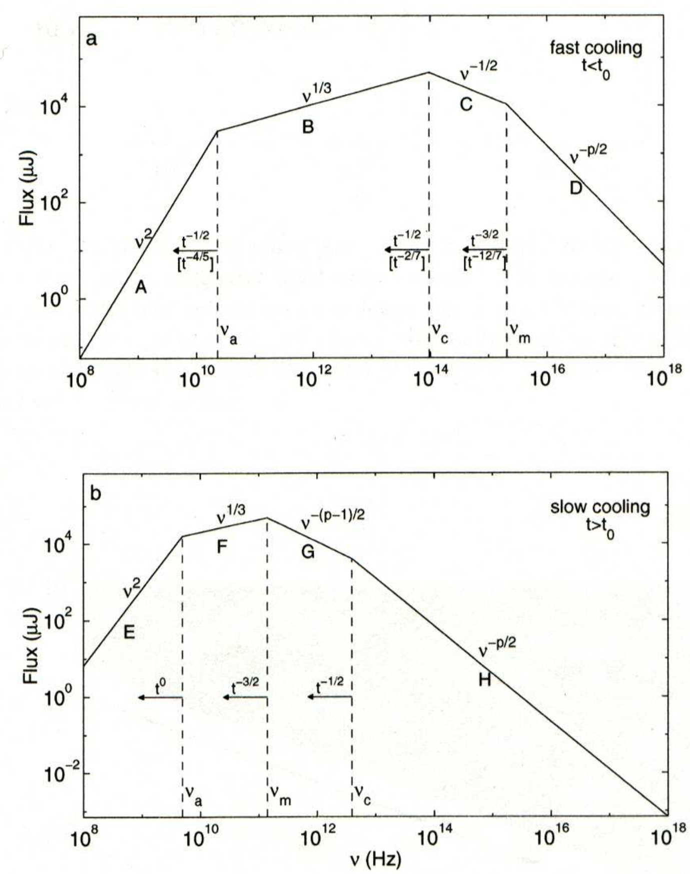


図 1.8: 電子のエネルギー分布がべき関数であるときのシンクロトロン放射のスペクトル。上は fast cooling の時、下は slow cooling の時のスペクトル。fast と slow では C と G の部分の係数が違う。

ザインを決定し、その性能を評価する。長時間観測できることを考えると、明るい一部の銀河核からの定常 X 線も偏光の観測が可能と考えられる。GRB と同じようなメカニズムが働いていると考えられている天体としてブレーザー (Blasar) があり、これらについても偏光から放射メカニズムを解明したい。また、強い磁場を持った中性子星が回転すると、シンクロトロン放射をする。中性子星は磁場構造が複雑であり、偏光度は低いと考えられるが、明るいことから観測しやすいだろう。

第2章　偏光

2.1　偏光とは

光は電磁波なので進行方向に垂直に電場ベクトルと磁場ベクトルを持っている。このベクトルが一定の方向に偏った光を偏光という。偏光には電場ベクトルの向きが時間によらず一定な直線偏光と、ベクトルが時間変化し進行方向に垂直な面内で円や楕円軌道を描く円偏光、楕円偏光がある。また、電場ベクトルが時間変化するがその方向が時間によらずランダムな場合を無偏光という。2.1 式に直線偏光の偏光度 Π を表す。

$$\Pi = \frac{P_{\parallel} - P_{\perp}}{P_{\parallel} + P_{\perp}} \tag{2.1}$$

$P_{\parallel}$ は電場ベクトルに平行な方向の光子数、$P_{\perp}$ は電場ベクトルに垂直な方向の光子数である。$\Pi = 1$ のとき完全偏光、$\Pi = 0$ のとき無偏光である。

2.2　宇宙における偏光光源

2.2.1　パルサー星雲型 SNR

超新星残骸 (Supernova Remnant:SNR) にはパルサー星雲型とシェル型が存在する。パルサー星雲型の SNR は中心に中性子星パルサーがあり、その周りを X 線から電波までで輝く星雲が取り巻いて形成されている。
その放射機構は中心の中性子星が持つ磁場が高速回転していることにより電子が加速され、周囲の星雲の磁場によっ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の場合、磁場が揃っていれば偏光しているはずである。実際、パルサー星雲型 SNR である かに星雲からは可視光、X 線で偏光が観測されている。

2.2.2　AGN

活動銀河核 (Active Galactic Nucleus:AGN) は銀河中心の巨大ブラックホールとその降着円盤 (Accretion Disk) からなる。AGN の放射機構は降着円盤からの熱的放射とジェットからのシンクロトロン放射等の非熱的放射が混ざり合ったモデルが考えられている。降着円盤での散乱による幾何学的偏光やシンクロトロン放射による偏光が期待できる。ジェットが我々の方向を向いている AGN は特にブレーザー (Blasar) と呼ばれている。

2.2.3 X 線パルサー

X 線パルサーでは中性子星付近のガスが磁力線に沿って中性子星の磁極に降着するときにサイクロトロン放射により、X 線を放射していると考えられている。降着ガスは磁極付近で降着柱 (コラム) を形成する。このコラムの形状によって X 線の放射パターンと偏光度が違う。よって、パルス位相ごとに X 線の偏光度と偏光方向を調べることによりパルサーの磁場構造、放射メカニズムを知ることが出来る。

2.2.4 LMXB

低質量 X 線連星系 (Low-Mass X-ray Binary:LMXB) でも降着円盤が形成される。熱的放射の降着円盤での散乱は偏光とし観測され、降着円盤の傾きを知ることが出来る。

2.2.5 BHC

ブラックホール候補天体 (Black Hole Candidate:BHC) にも降着円盤が形成される。BH の降着円盤からの放射は Kerr BH と Schwarzschild BH で偏光度に違いがある。偏光の観測により BH の時空構造の情報が得られる可能性がある。

2.3 観測された偏光

表 2.1 に示すのは現在までに観測された X 線による偏光である。偏光観測を行った衛星は ArielV、OSO-8、RHESSI の３つである。太陽観測衛星 RHESSI(Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager) での GRB の観測では 80±20[%] という非常に高い偏光度が観測された。しかし、RHESSI は元々太陽観測用の衛星であり、検出器の幾何学的配置が軸対称ではなく、得られたデータの振幅が衛星の回転周期と同期していること等から有意な観測ではないと考えられている。

このように実質的に有意な (アッパーリミットでない) 偏光観測を行った衛星は OSO-8 衛星だけであり、Crab Nebula,Sco X-1,Cyg X-1,Cyg X-2,Cyg X-3 の 5 例に止まる。

2.4 偏光基礎過程

ここでは偏光光源における放射機構の基礎過程について述べる。コンプトン散乱は我々の検出器中でも起こっている基礎過程である。

2.4.1 制動放射

高速で動く電子が物質に衝突すると物質中の原子核の電場によってクーロン力を受ける。このとき電子がクーロン力で進路を曲げられ減速されたときに電磁波が放射される。これを制動放射という。電子の進行方向、クーロン力による減速ベクトルがランダムな熱的放射では放射される電磁波は無偏光で観測されるが、電子ビームなどの場合は、一定方向か

天体	種類	衛星名@ 観測エネルギー ArielV@ 2.6 keV で観測された偏光度	同左 OSO-8@ 2.6 keV で観測された偏光度	同左 OSO-8@ 5.2 keV で観測された偏光度
Crab Nebula	SNR		19.2±1.0[%]	19.2±2.8[%]
Sco X-1	LMXB	＜7.7	0.39±0.20	1.3±0.40
A0620-00	BHC	＜2		
Cyg X-1	BHC		2.44±1.07	5.3±2.5
Cyg X-2	LMXB		1.00±0.88	3.1±2.2
Cyg X-3			10.2±7.4	
Per Cluster	銀河団		＜12.6	
Cen X-3	パルサー		＜18.2	＜27
Her X-1	パルサー		＜62.1	
GX339-4	BHC		＜10.4	
GX349+2	LMXB		＜9.2	＜22.0
NGC6624	LXMB		＜4.7	＜10.8
Ser X-1	LMXB		＜17.9	＜64.8
4U1636-53	LMXB		＜15.3	＜60.1
Cas A	SNR		＜26.4	

天体	種類	衛星名 RHESSI で観測された偏光度		
GRB021206	GRB	80±20？		
GRB030329	GRB	＜80		

表 2.1: 過去の X 線による偏光観測結果。「＜８０」は偏光度がアッパーリミットで 80%であることを意味する。太陽観測衛星 RHESSI は GRB 観測で 80 ± 20%の高い偏光度を観測したがデータの振幅が衛星の回転周期と同期していること等から有意な観測ではないと考えられている

ら電子を飛ばし物質にぶつけて減速させるので直線偏光した X 線が観測される。

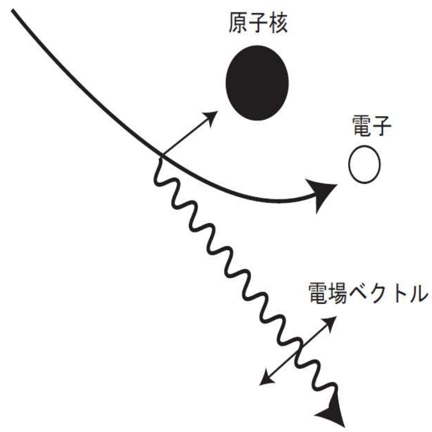


図 2.1: 制動放射の概念図。接線方向に光子を放射し、その光子のもつ電場は軌道に水平である。

2.4.2 シンクロトロン放射

GRB の偏光度を推測するため、シンクロトロン放射で期待される最大の偏光度はどの程度であるのかを理論的に求める。

高速で動く電子が磁場中を運動するとき、電子はローレンツ力により $F = -evB$ の力を受けて進路を曲げられる。このとき電子の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。

一様、一定の磁場 B の中を質量 m、電荷 q の粒子が相対論的速度 v で動いているとき、その運動は以下の式に従う

$$\gamma m \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{q}{c}\vec{v} \times \vec{B} \tag{2.2}$$

結果、磁場に沿ったジャイロ運動をする。その振動数 ω_B は

$$\omega_B = \frac{1}{dt} = \frac{qB}{\gamma mc} \tag{2.3}$$

である。
図 2.2 は粒子のジャイロ運動を上から見た図である。このとき運動する粒子からは放射が出るが、この放射はビーミングにより接線方向を中心に半角 $1/\gamma$ の方向に絞られる。この放射が観測者に届くのは 1 の点から 2 の点までに発せられたときである。1 から 2 までの距離を Δs とすると図から $\Delta s = a\Delta\theta$ である。また、幾何学的に $\Delta\theta = 2/\gamma$ で、$|\Delta v| = v\Delta\theta$,

$\Delta s = v\Delta t$ であるのでジャイロ運動のピッチ角 (図 2.4 参照) を α とすると

$$\frac{\Delta\theta}{\Delta s} = \frac{qB\sin\alpha}{\gamma mcv} \tag{2.4}$$

$$a = \frac{v}{\omega_B \sin\alpha} \tag{2.5}$$

$$\Delta s \sim \frac{2v}{\gamma\omega_B \sin\alpha} \tag{2.6}$$

1 の点、2 の点での時刻をそれぞれ t_1, t_2 とすると $\Delta s = v(t_2 - t_1)$ より

$$t_2 - t_1 \sim \frac{2}{\gamma\omega_B \sin\alpha} \tag{2.7}$$

1 の点、2 の点からの放射が観測者に届く時間を t_1^A, t_2^A とすると、$t_2^A - t_1^A$ は $\Delta s/c$ だけ短くなるので

$$\Delta t^A = t_2^A - t_1^A = \frac{2}{\gamma\omega_B \sin\alpha}\left(1 - \frac{v}{c}\right) \sim \frac{1}{\gamma^3\omega_B \sin\alpha} \tag{2.8}$$

となる。ここで $\gamma \gg 1$ から $1 - v/c \sim 1/2\gamma^2$ の近似を用いている。
式から観測者が観測する周波数は γ^3 長くなる。シンクロトロン放射での典型的周波数 ω_c は

$$\omega_c = \frac{3}{2}\gamma^3\omega_B \sin\alpha \tag{2.9}$$

である。

次にシンクロトロン放射の偏光を考える。図 2.3 のように粒子が速度 $\vec{v}$ で x-y 平面上の半径 a の旋回軌道を動くと考える。粒子は時刻 $t' = 0$ で原点を通るものとする。$\vec{\epsilon_\perp}$ は速度 $\vec{v}$ に垂直な方向の単位ベクトル、$\vec{n}$ は観測者方向の単位ベクトルであり、単位ベクトル $\vec{\epsilon_\parallel}$ とは $\vec{\epsilon_\parallel} = \vec{n} \times \vec{\epsilon_\perp}$ の関係を持つ。また、$\vec{n}$ と x 軸とのなす角を θ とする。

粒子が加速度運動をするときに放射される電磁波の単位周波数あたり、単位立体角あたりの強度 $dW/d\omega d\Omega$ は粒子の位置ベクトルを $\vec{r_0}(t')$、粒子の電荷を q とすると、

$$\begin{aligned} \frac{dW}{d\omega d\Omega} &= \frac{q^2}{4\pi^2 c}\left|\int \left[\vec{n} \times \left\{\left(\vec{n} - \vec{\beta}\right) \times \dot{\vec{\beta}}\right\}\kappa^{-3}\right] e^{i\omega t} dt\right|^2 \\ &= \frac{q^2\omega^2}{4\pi^2 c}\left|\int \vec{n} \times (\vec{n} \times \vec{\beta}) \exp\left[i\omega(t' - \frac{\vec{n}\cdot\vec{r_0}(t')}{c})\right] dt'\right|^2 \end{aligned} \tag{2.10}$$

と書ける (付録 B 参照)。図 2.3 から 2.10 式の被積分関数の係数は

$$\begin{aligned} \vec{n} \times (\vec{n} \times \vec{\beta}) &= -\epsilon_\perp \sin(\frac{vt'}{a}) + \epsilon_\parallel \cos(\frac{vt'}{a}) \sin\theta \\ \vec{\beta} = \frac{\vec{v}}{c} \quad &, \quad \left|\vec{\beta}\right| = 1 \end{aligned} \tag{2.11}$$

であり、exp の中は

$$t' - \frac{\vec{n}\cdot\vec{r_0}(t')}{c} = t' - \frac{a}{c}\cos\theta \sin\frac{vt'}{a} \sim \frac{1}{2\gamma^2}\left[(1 + \gamma^2\theta^2)t' + \frac{c^2\gamma^2 t'^3}{3a^2}\right] \tag{2.12}$$

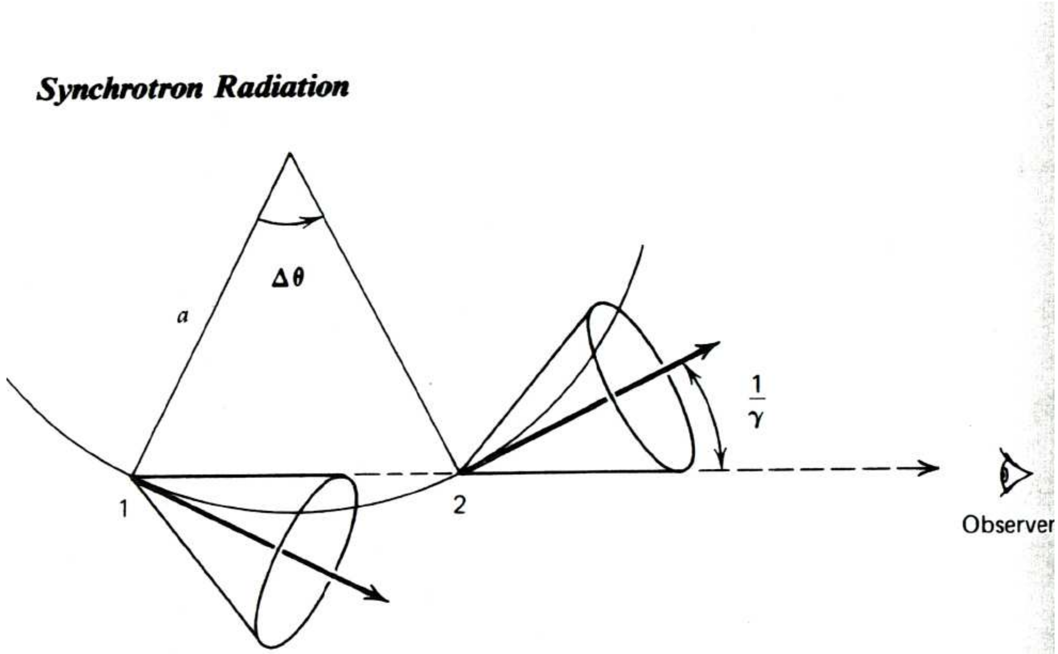


図 2.2: 粒子のジャイロ運動を上から見た図。相対論的粒子からの放射は相対論的ビーミングにより接線方向を中心に半角 $1/\gamma$ の方向に絞られるため、1 の点から 2 の点の間で放射される光子だけが観測者に届く。

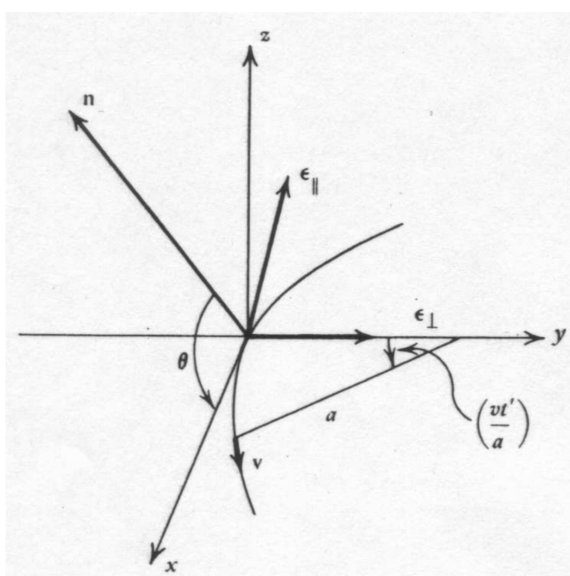


図 2.3: シンクロトロン放射の偏光を考えるための図。時刻 t'=0 で原点を通る速度 v の粒子が x-y 平面上の半径 a の旋回軌道を動くとする。

である。ただし、2.12 式では $(1-v/c) \sim 1/2\gamma^2$ の近似を用い、$v=c$ としている。2.11,2.12 式を 2.10 式に代入し、$\epsilon_\perp$ 方向の成分と $\epsilon_\parallel$ 方向の成分に分けると

$$\begin{aligned} \frac{dW}{d\omega d\Omega} &\equiv \frac{dW_\perp}{d\omega d\Omega} + \frac{dW_\parallel}{d\omega d\Omega} \\ \frac{dW_\perp}{d\omega d\Omega} &= \frac{q^2\omega^2}{4\pi^2 c}\left|\int \frac{ct'}{a}\exp\left[\frac{i\omega}{2\gamma^2}\left(\theta_\gamma^2 t' + \frac{c^2\gamma^2 t'^3}{3a^2}\right)\right]dt'\right|^2 \\ \frac{dW_\parallel}{d\omega d\Omega} &= \frac{q^2\omega^2\theta^2}{4\pi^2 c}\left|\int \exp\left[\frac{i\omega}{2\gamma^2}\left(\theta_\gamma^2 t' + \frac{c^2\gamma^2 t'^3}{3a^2}\right)\right]dt'\right|^2 \\ \theta_\gamma^2 &\equiv 1+\gamma^2\theta^2 \end{aligned} \tag{2.13}$$

となる。ここで、変数を

$$y \equiv \gamma\frac{ct'}{a\theta_\gamma} \quad , \quad \eta \equiv \frac{\omega a \theta_\gamma^3}{3c\gamma^3} \tag{2.14}$$

と変換すると、

$$\begin{aligned} \frac{dW_\perp}{d\omega d\Omega} &= \frac{q^2\omega^2}{4\pi^2 c}\left(\frac{a\theta_\gamma^2}{\gamma^2 c}\right)^2\left|\int_{-\infty}^{\infty} y\exp\left[\frac{3}{2}i\eta\left(y+\frac{1}{3}y^3\right)\right]dy\right|^2 = \frac{q^2\omega^2}{3\pi^2 c}\left(\frac{a\theta_\gamma^2}{\gamma^2 c}\right)^2 K_{\frac{2}{3}}^2(\eta) \\ \frac{dW_\perp}{d\omega d\Omega} &= \frac{q^2\omega^2\theta^2}{4\pi^2 c}\left(\frac{a\theta_\gamma}{\gamma c}\right)^2\left|\int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[\frac{3}{2}i\eta\left(y+\frac{1}{3}y^3\right)\right]dy\right|^2 = \frac{q^2\omega^2\theta^2}{4\pi^2 c}\left(\frac{a\theta_\gamma}{\gamma c}\right)^2 K_{\frac{1}{3}}^2(\eta) \end{aligned} \tag{2.15}$$

と整理できる。$K_\alpha(\eta)$ は変形ベッセル関数と呼ばれ、以下のように表される。

$$\begin{aligned} K_\alpha(x) &= \frac{\pi}{2}i^{\alpha+1}H_\alpha(ix) \\ H_\alpha(x) &= J_\alpha(x) + iY_\alpha(x) \\ J_\alpha(x) &= \sum_{m=0}^{\infty}\frac{(-1)^m}{m!\Gamma(m+\alpha+1)}\left(\frac{x}{2}\right)^{2m+\alpha} \\ Y_\alpha(x) &= \frac{J_\alpha(x)\cos(a\pi)J_{-\alpha(x)}}{\sin(a\pi)} \end{aligned} \tag{2.16}$$

次に、立体角積分を考える。図 2.4 に示したのはシンクロトロン放射の放射範囲である。影の付いた部分が放射範囲である。磁場方向から角度 α 傾いた方向は粒子の旋回軌道の接線方向であり、放射は相対論的ビーミング (付録 A 参照) により $\alpha \pm 1/\gamma$ の範囲に絞られる。これを考慮すると、立体角要素は $d\Omega = 2\pi\sin\alpha d\theta$ と書けるので、2.16 式を立体角積分して

$$\begin{aligned} \frac{dW_\perp}{d\omega} &= \frac{2q^2\omega^2a^2\sin\alpha}{3\pi c^3\gamma^4}\int_{-\infty}^{\infty}\theta_\gamma^4 K_{\frac{2}{3}}^2(\eta)d\theta \\ \frac{dW_\parallel}{d\omega} &= \frac{2q^2\omega^2a^2\sin\alpha}{3\pi c^3\gamma^2}\int_{-\infty}^{\infty}\theta_\gamma^2\theta^2 K_{\frac{1}{3}}^2(\eta)d\theta \end{aligned} \tag{2.17}$$

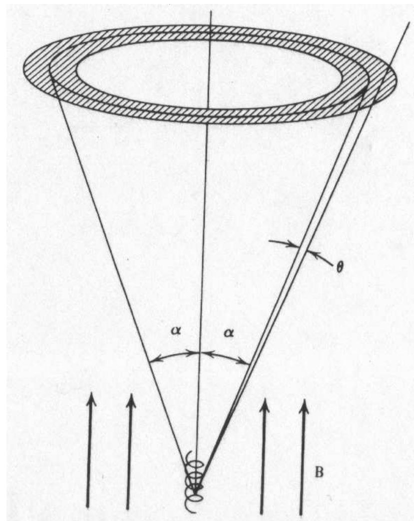


図 2.4: シンクロトロン放射の放射範囲を示した図。影の付いた部分が放射範囲。磁場方向から角度 α 傾いた方向は粒子の旋回軌道の接線方向であり、放射は相対論的ビーミング (付録 A 参照) により $\alpha \pm \theta$ の部分に閉じ込められる。 $\theta \sim 1/\gamma$ である。

となる。旋回半径 $a = \gamma mc^2/qB\sin\alpha$ と典型的周波数 $\omega_c = 3\gamma^2 qB\sin\alpha/2mc$ を使って書き下すと

$$\begin{aligned} \frac{dW_\perp}{d\omega} &= \frac{\sqrt{3}q^2\gamma\sin\alpha}{2c}[F(x)+G(x)] \\ \frac{dW_\parallel}{d\omega} &= \frac{\sqrt{3}q^2\gamma\sin\alpha}{2c}[F(x)-G(x)] \\ F(x) \equiv x\int_x^\infty K_{\frac{5}{3}}(\xi)d\xi \quad , \quad G(x) &\equiv xK_{\frac{2}{3}}(x) \\ x &\equiv \omega/\omega_c \end{aligned} \tag{2.18}$$

となる。旋回軌道の周期 T は $T = 2\pi/\omega_B$ であるので単位時間、単位周波数あたりの放射強度に変換すると

$$\begin{aligned} P_\perp(\omega) &= \frac{\sqrt{3}q^2B\sin\alpha}{4\pi mc^2}[F(x)+G(x)] \\ P_\parallel(\omega) &= \frac{\sqrt{3}q^2B\sin\alpha}{4\pi mc^2}[F(x)-G(x)] \end{aligned} \tag{2.19}$$

となる。
よって周波数あたりのシンクロトロン放射の偏光度は 2.1 式に 2.20 式を代入して

$$\Pi(\omega) = \frac{P_\perp(\omega)-P_\parallel(\omega)}{P_\perp(\omega)+P_\parallel(\omega)} = \frac{G(x)}{F(x)} \tag{2.20}$$

で表される。ここで、シンクロトロン放射を行う電子のエネルギー分布 $N(E)$ が $N(E) \propto E^{-p}$ であるとすると、$N(\gamma) \propto \gamma^{-p}$ でもあるので、全電子からの放射の偏光度 Π は

$$\Pi = \frac{\int G(x)\gamma^{-p}d\gamma}{\int F(x)\gamma^{-p}d\gamma} \tag{2.21}$$

となる。$x = \omega/\omega_c \propto \gamma^{-2}$ であり、$F(x), G(x)$ の x 積分が Γ 関数によって

$$\int_0^\infty x^\mu F(x)dx = \frac{2^{\mu+1}}{\mu+2}\left(\frac{\mu}{2}+\frac{4}{3}\right)\Gamma\left(\frac{\mu}{2}+\frac{4}{3}\right)\Gamma\left(\frac{\mu}{2}+\frac{2}{3}\right) \tag{2.22}$$

$$\int_0^\infty x^\mu G(x)dx = 2^\mu\Gamma\left(\frac{\mu}{2}+\frac{4}{3}\right)\Gamma\left(\frac{\mu}{2}+\frac{2}{3}\right)$$

と表せることを使うと 2.21 式は

$$\Pi = \frac{p+1}{p+\frac{7}{3}} \tag{2.23}$$

となる。

この式を用いて GRB の最大偏光度を考える。GRB は衝撃波中でフェルミ加速された電子がシンクロトロン放射したものであるとすると、衝撃波中でフェルミ加速された電子のエネルギー分布は $p = 2$ である (付録 C 参照) ので 2.23 に代入して偏光度は $\Pi = 70\%$ と非常に高いものとなる。これは磁場が完全に揃っている場所からの放射であるので、偏光度の最大値である。

GRB の放射源である相対論的衝撃波中では磁場が揃っていると考えられているので、この最大値に近い偏光度が期待できる。

2.4.3 コンプトン散乱

コンプトン散乱では入射光子の偏光方向によって図 2.7 のような散乱の異方性が見られる。散乱型の偏光検出器ではこの異方性を検出することで偏光を測定している。

光子が電子と弾性衝突することによって起こる。光子は電子にエネルギーを渡し、電子はエネルギーを得る。

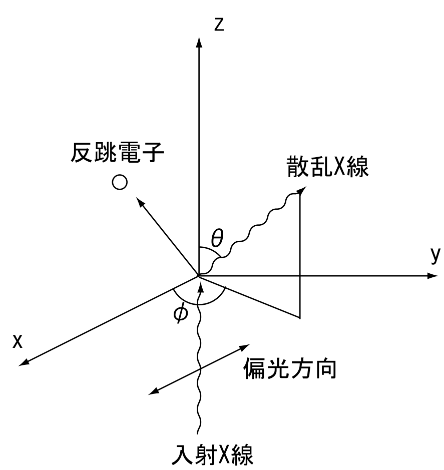


図 2.5: コンプトン散乱を考える図。z 軸の負の方向から入射した光子が原点で電子と衝突するとしている。

図 2.5 に示すように x 軸方向に電場ベクトルをもつ光子が原点で電子と衝突するとする。入射光子の振動数を ν、衝突後の光子の振動数を ν' 、衝突後に電子が得たエネルギーを

E_e、運動量を p_e、入射光子に対する光子の散乱角を θ､ϕ(θ:極角、ϕ:方位角)、衝突後の電子の放出角を θ_e､ϕ_e(θ_e:極角、ϕ_e:方位角) とすると、エネルギーと運動量の保存則はそれぞれ

$$h\nu = E_e + h\nu' \tag{2.24}$$

$$\frac{h\nu}{c} = p_e \cos\theta_e + \frac{h\nu'}{c}\cos\theta \tag{2.25}$$

$$p_e \sin\theta_e \cos\phi_e + \frac{h\nu'}{c}\sin\theta\cos\phi = 0 \tag{2.26}$$

$$p_e \sin\theta_e \sin\phi_e + \frac{h\nu'}{c}\sin\theta\sin\phi = 0 \tag{2.27}$$

となる。相対論での p_e と E_e の関係は $(p_e c)^2 = E_e(E_e + 2m_e c^2)$ で、これを使うと 2.24〜2.27 式より

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + (h\nu/m_e c^2)(1 - \cos\theta)} \tag{2.28}$$

$$E_e = h(\nu - \nu') = m_e c^2 \frac{2\nu^2 \cos^2\theta_e}{(h\nu + m_e c^2)^2 - (h\nu)^2 \cos^2\theta_e} \tag{2.29}$$

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十分小さいとき $h\nu \ll m_e c^2$ となって非相対論的に扱われる。この場合散乱光子は入射光子とほとんどエネルギーが変わらない。逆に $h\nu$ が $m_e c^2$ に対して無視できないほど大きくなると、散乱光子のエネルギーは $\theta = 0^\circ$ のとき $h\nu$ で最大、$\theta = 180^\circ$ のとき $h\nu/(1 + 2h\nu/m_e c^2)$ で最小となる。光子からエネルギーを得る電子は $\theta_e = 0$ のとき最大値をとり

$$E_{max} = h\nu \frac{2h\nu/m_e c^2}{1 + 2h\nu/m_e c^2} \tag{2.30}$$

となる。

また、電子を自由電子とすると、コンプトン散乱の散乱角度の分布は入射光子に対する光子の散乱角を θ､ϕ、立体角を $d\Omega$、微分断面積を $d\sigma$、古典電子半径を r_0 とすると、Klein-Nishina の式から

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2}\frac{E'^2}{E^2}(\frac{E}{E'} + \frac{E'}{E} - 2\sin^2\theta\cos^2\phi) \tag{2.31}$$

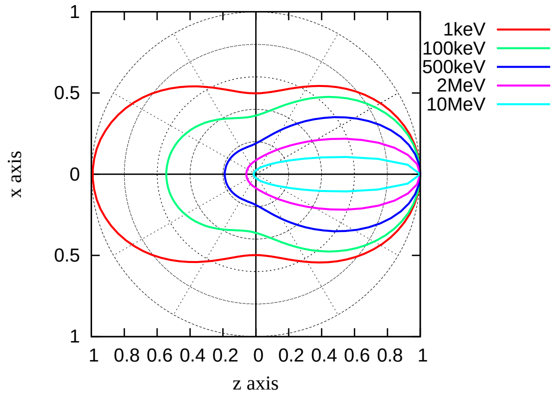
$$E' = \frac{E}{1 + (E/m_e c^2)(1 - \cos\theta)}$$

$$E = h\nu \quad , \quad E' = h\nu' \quad , \quad r_0 = \frac{e}{m_e c^2}$$

となる。入射光子のエネルギーのみで書くと

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_0^2 \frac{1 - \sin^2\theta\cos^2\phi}{1 + \gamma(1 - \cos\theta)^2}[1 + \frac{\gamma^2(1 - \cos\theta)^2}{2(1 - \sin^2\theta\cos^2\phi)\{1 + \gamma(1 - \cos\theta)\}}] \tag{2.32}$$

$$\gamma = \frac{E}{m_e c^2}$$



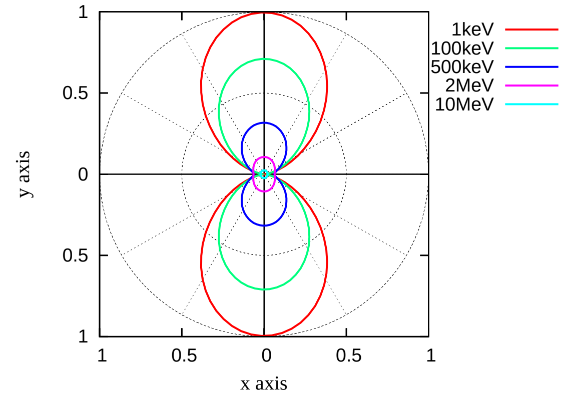


図 2.6: 極角 θ についての微分断面積の角度分布。入射光子のエネルギーが高くなると前方散乱が支配的になってくることが分かる。

図 2.7: θ =90° の時の方位角 ϕ 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。

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比べて十分小さい場合、γ が小さくなり、$d\sigma/d\Omega$ は $r_0^2(1-\sin^2\theta\cos^2\phi)$ のトムソン散乱の角度分布をもつ。この場合 θ については $\theta=0$、180° である z 軸で最大となり、$\theta=90$、270° である x 軸に対して対称な分布となる。ϕ については $\phi=90$、270° である y 軸で最大となり、$\phi=0$、180° である x 軸に対して対称な分布となる。
図 2.6 には無偏光の場合の入射光子のエネルギーごとの θ についての微分断面積の角度分布を、図 2.7 には $\theta=90^\circ$ の場合の ϕ についての角度分布を示した。ϕ についての分布から、コンプトン散乱では入射光子の電場ベクトルと垂直の方向に散乱されやすいことが分かる。また、γ が大きくなる（入射光子のエネルギーが高くなる）につれてトムソン散乱からのずれが大きくなり $\gamma>1$ の相対論的領域では前方散乱が支配的になる。

光子のコンプトン散乱の散乱断面積 σ は 2.32 式を $d\Omega$ で積分して

$$\sigma=\frac{3}{8\gamma}\sigma_0[\{1-\frac{2(\gamma+1)}{\gamma^2}\}\log(2\gamma+1)+\frac{1}{2}+\frac{4}{\gamma}-\frac{1}{2(2\gamma+1)^2}] \tag{2.33}$$

$$\sigma_0=\frac{8\pi r_0^2}{3}=6.65\times10^{-25}[cm^2] \quad , \quad \gamma=\frac{E}{m_ec^2}$$

となる。σ_0 はトムソン散乱の散乱断面積で、衝突される電子は原子内に束縛されているため光子が衝突してもエネルギーが変化しないとした場合のものであり、低エネルギーのコンプトン散乱ではこれに一致する。
ここまでの結果は自由電子による散乱であるが、実際の物質中で行われるのは原子に束縛された電子による散乱である。だが、入射光子のエネルギーが大きい場合は電子の束縛エネルギーの効果は相対的に小さい。よって、束縛エネルギーによる効果を無視すると一原子あたりのコンプトン散乱の散乱断面積 σ_{atom} は原子内の電子の総数である原子番号 Z によって

$$\sigma_{atom}=Z\sigma \tag{2.34}$$

と書ける。

第3章　ソーラー電力セイル衛星

3.1　ソーラー電力セイルの概要

ソーラー電力セイルは、太陽光 (光子) の輻射圧を利用した推進と、電気推進機関を組み合わせた推進方式で航行する宇宙船である。JAXA 宇宙科学研究本部では、この新型宇宙船による、太陽系大航海時代を先駆ける、新しい外惑星探査法の実証を行うため 2011 年の打ち上げを目指し計画を進めている。この計画で目指すのは、木星およびトロヤ群小惑星である。

ソーラー電力セイル衛星は、直径約 50 m の超薄膜の太陽帆を軌道上で展開し、光子及び高性能イオンエンジンを併用した推進機関による軌道操作と、太陽光エネルギーによる動力の確保など、将来必須となる技術の実証を目的に、各種工学実験を行う。

また、この衛星では惑星間の巡航飛行環境を利用した複数の科学観測を行う。従来は黄道面ダストによって遮られてきた赤外線域での掃天観測や、黄道面ダスト分布観測、GRB の観測、木星の極域磁気圏観測および太陽-木星系のラグランジュポイント (L4) に存在するトロヤ群小惑星帯のフライバイ観測を行うことなどにより、惑星科学や宇宙物理学に貢献する。

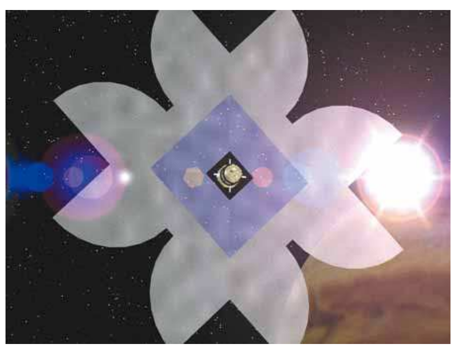


図 3.1: ソーラー電力セイル衛星の想像図。全長 1 m 程度の衛星の周りに直径約 50 m のクローバー型の帆を展開し、太陽からの光子の輻射圧を利用して推進力としている。

3.2　推進機構

ソーラー電力セイル衛星の推進機構はソーラーセイルと高比推力イオンエンジンのハイブリッドである。ソーラーセイルとは太陽光を反射することで推進力を得る機構である。ソーラー電力セイル衛星では直径約 50 m の超薄膜のセイルを展開し太陽からの光子を反

射して推力を得る。このセイルはポリイミド膜でできており一部には薄膜太陽電池も付いていて、太陽光発電によって、搭載機器やイオンエンジンに必要な電力をまかなっている。2004 年 8 月には S-310 ロケット 34 号機で、高度約 150 km の弾道軌道上で 10 m のセイルの展開実験に世界で初めて成功した。

また、イオンエンジンは、推進剤を電離して得たイオンを電場で加速し噴射することで

図 3.2: 宇宙空間でのソーラーセイル展開実験。S-310 ロケットにより高度 150 km の弾道軌道上で 10 m のセイルの展開に世界で初めて成功した。

推進力を得る機構である。何もない宇宙空間では質量を放出した反動を用いて加速しなければならない。このとき得られるエネルギーは放出質量×放出速度である。放出質量（積載できる燃料）には限りがあるので、燃費を上げるために放出速度を上げるのがイオンエンジンの特徴である。

3.3 航行、観測計画

ソーラー電力セイル衛星は打ち上げから地球スイングバイを経て、4 年で木星へ到着し、さらに 5 年をかけてトロヤ群小惑星帯へと至る。このクルージング期間の長さから、木星系の観測のみに留まらず、クルージング中の観測も計画されている。木星までの 4 年間には、距離の関数として変わる黄道光、ダストフラックスの連続観測や地球から離れることにより位置決定精度が上がる GRB の観測を行う。木星に到着後は、オービターを木星周回軌道に投入し木星電磁気圏の探査、プローブを木星大気に突入させ大気の直接観測を行う。さらに、黄道光の影響を受けない宇宙背景放射観測、トロヤ群小惑星のフライバイ観測を計画している。

3.4 GRB の観測

本研究室ではクルージング中の観測機器の一つとして、ソーラー電力セイル衛星に GRB 偏光検出器を搭載することを計画している。ガンマ線のような高エネルギーの電磁波は大気の影響で地上には届かないので、宇宙空間での衛星による観測が必要となる。特に、ソーラー電力セイル衛星に GRB 検出器を搭載するメリットの一つに IPN(Inter Planetary Network) が挙げられる。IPN とは、複数の衛星によってガンマ線が検出されるときに発

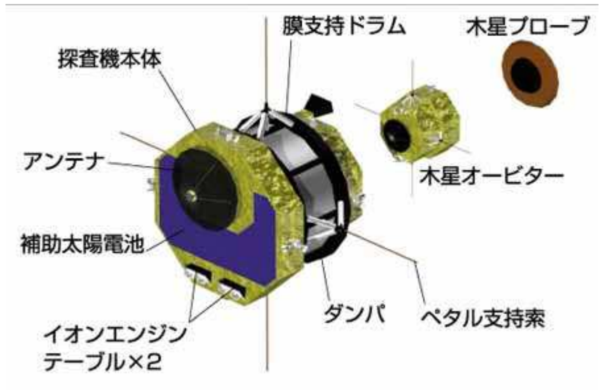


図 3.3: ソーラー電力セイル衛星の構成。はやぶさ衛星に搭載されたイオンエンジンを 2 機、木星観測用のオービターを搭載している。

生する検出の時間差を用いて GRB の到来方向を決定する手法である。図 3.4 は 2 つの衛星間での IPN を表した図である。距離 D だけ離れた 2 つの衛星が GRB を受ける時刻は t ずれていたとすると、図から $D\cos\theta = ct$ となり、GRB の到来方向 θ を求める事ができる。衛星間の距離が離れる程正確な位置決定ができるため、地球から遠く離れるソーラー電力セイルは IPN にとって理想的なミッションである。図 3.5 は IPN での GRB の位置決定の例である。円形の領域が RXTE や BATSE のエラーサークルであり、直線状の領域は BATSE と Ulysses の 2 つの衛星での IPN で決まった GRB の方向である。ここでは 2 つの衛星での IPN なのでエラーが直線状だが、3 つの衛星での IPN では 1 点に決まる。また、地球から離れることにより地球からのバックグランドがなくなることも GRB の検出には適している。地球の周りには地球の磁場に捕捉された高エネルギー粒子が多量に存在するバンアレン帯があるので、地球周回衛星では地球からのバックグランドが問題となるが、ソーラー電力セイル衛星ではそれがない。デメリットとしては検出器の重量制限 (2 kg 程度) があり、設計はこれを考慮して行うことになる。

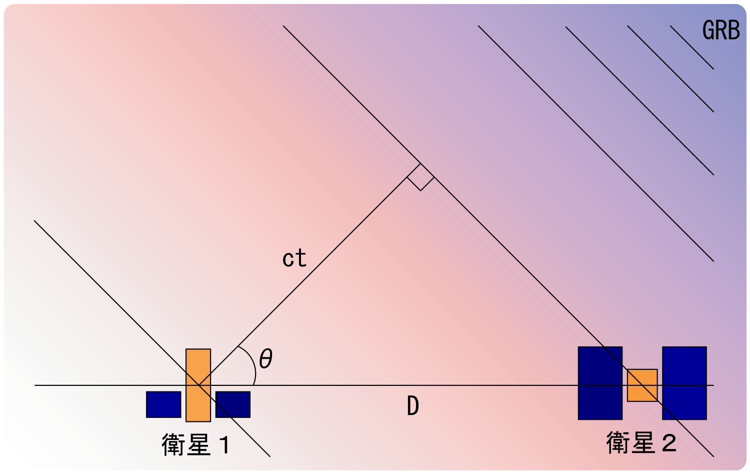


図 3.4: 2 つの衛星が GRB を受ける時刻は t ずれている。このずれから GRB の到来方向を決定する。

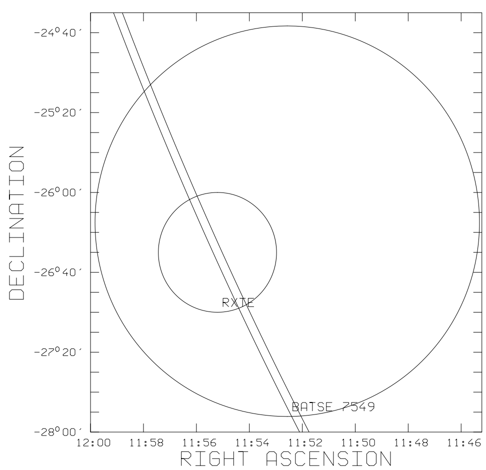


図 3.5: GRB990506 の IPN での位置決定。大きい円は BATSE の、小さい円は RXTE のエラーサークルで、直線は他の 2 つの衛星間の IPN によるエラー。IPN により GRB の位置がよく決まっている。

第4章　偏光検出器

本章では代表的な3つの偏光検出法の利点、欠点を考慮して、我々の検出器で用いる方法を決定する。また、検出器のデザインを決定する上で必要なパラメータについて述べる。

4.1　偏光の検出方法

詳細は後述するが、代表的な偏光検出法の利点、欠点を簡単に表 4.1 に示した。GRB に対してはエネルギー範囲等からコンプトン散乱を使った方法が最も適していると言える。

	偏光の検出方法		
種類	ブラッグ反射	コンプトン散乱	光電吸収
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	数十～数百 keV	～数十 keV

表 4.1: 代表的な偏光の検出方法の利点と欠点。GRB の観測にはエネルギー範囲等からコンプトン散乱を使った方法が適していると言える。

4.1.1　反射型検出器

反射型偏光検出器ではブラッグ反射を用いて偏光を検出する。
ブラッグ反射は結晶の格子定数を d、光子の結晶への入射角を θ、波長を λ、n を正の整数とすると、4.1 式の回折条件式で表される。

$$2d\sin\theta = n\lambda \tag{4.1}$$

通常の物質は d が一定なので、特定のエネルギーの光子が θ 方向に反射される。

また、X 線の反射率は電場ベクトルの方向に依存する。電場ベクトルが結晶面に対して平行なものを σ 偏光成分、垂直なものを π 偏光成分とすると、それぞれの反射率は、完全結晶の場合 $R_\sigma = 1, R_\pi = \cos 2\theta$、モザイク結晶の場合 $R_\sigma = 1, R_\pi = \cos^2 2\theta$ となる。ただし、R_σ は σ 成分の、R_π は π 成分の反射率である。よって、入射角 $\theta = 45^\circ$ のとき σ 成分のみが反射される。

検出器と結晶が 45° をなすように配置し、セットで回転させ、反射光強度の角度分布を

とることで入射光子の偏光を測定することが出来る。ただし、検出出来る光子は 4.1 式を満たす単色光のみとなる。また、入射光子の σ 成分だけを検出するので偏光度が低いときは検出効率が悪くなってしまう。

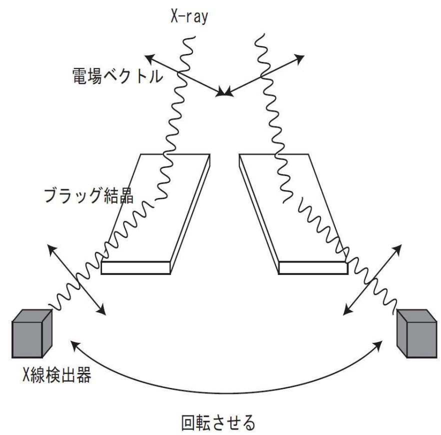


図 4.1: 反射型検出器の模式図。結晶と検出器をセットにして回転させることで強度分布をとり、偏光度を出すことが出来る。

4.1.2 光電子追跡型検出器

光電子追跡型検出器では光電吸収を用いて偏光を検出する。

電子の束縛エネルギー以上のエネルギーを持った光子が物質に入射するとき、光子は持っているエネルギーを全て電子に与え、原子外にはじき出すことがある。これが光電吸収である。このとき放出される電子は入射光子の電場ベクトルの方向に飛び出やすい。この電子の飛跡をガス比例計数管や X 線 CCD といった位置検出型の検出器で捕らえることで偏光を知ることが出来る。

光電吸収は入射光子のエネルギーが電子の束縛エネルギーより少し多いときに最も起こり易く、光子のエネルギーが増えると急激に減少し、コンプトン散乱の方が支配的になる。十分なエネルギーを持った光子は原子の中で最も強く結合している電子である K 殻電子を光電子として放出する確率が最も高い。K 殻電子の原子あたりの光電吸収の衝突断面積は原子番号を Z、E_k を K 殻電子の束縛エネルギーとすると、$m_e c^2 > h\nu \geq E_k$ の範囲では非相対論の近似で

$$\sigma_{ph,k} = \frac{4\sqrt{2}Z^5}{(137)^4}\sigma_0\left(\frac{m_e c^2}{h\nu}\right)^{-\frac{7}{2}} \tag{4.2}$$

となる。Z^5 に比例するので重い元素になると非常に顕著になることが分かる。また、入射光子のエネルギーが高くなると $(h\nu)^{-7/2}$ に比例して急激に減少する。光子のエネルギーが $h\nu \gg m_e c^2$ の相対論的範囲では

$$\sigma_{ph,k} = \frac{3}{2}\frac{Z^5}{(137)^4}\sigma_0\frac{m_e c^2}{h\nu} \tag{4.3}$$

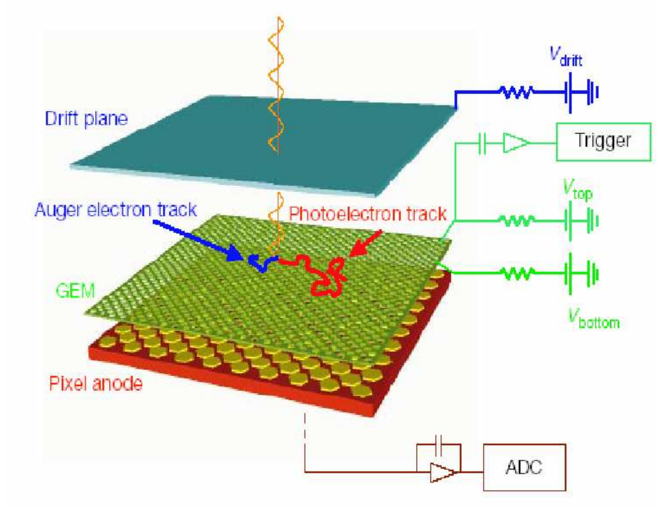


図 4.2: 光電子追跡型検出器の模式図 (X 線 CCD)。1 枚目のパネルで光電吸収が起き、放出された光電子を 2 枚目のパネルで受けて光電子の放出方向を検出する。

となる。入射エネルギーに対する減少は $(h\nu)^{-1}$ と低エネルギー側に比べて緩やかになる。

4.1.3 散乱型検出器

散乱型検出器ではコンプトン散乱を用いて偏光を検出する。

光子が物質に入射するとき、持っているエネルギーの一部を電子に与えて散乱することがある。これをコンプトン散乱といい、光子と電子との弾性衝突により説明できる (参照 2.4.3 コンプトン散乱)。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ので、散乱体の周りに検出器を置き、散乱光の強度分布をとることで偏光を検出できる。

コンプトン散乱の単位立体角あたりの散乱角度分布は極角を θ、方位角を ϕ とすると 2.32 式より

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_0^2 \frac{1-\sin^2\theta\cos^2\phi}{1+\gamma(1-\cos\theta)^2}[1+\frac{\gamma^2(1-\cos\theta)^2}{2(1-\sin^2\theta\cos^2\phi)\{1+\gamma(1-\cos\theta)\}}] \tag{4.4}$$

$$\gamma = \frac{E}{m_e c^2}$$

である。例として $\theta = 90^\circ$ とすると立体角要素 $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ を用いて

$$\frac{d\sigma}{d\theta d\phi} = r_0^2 \frac{\sin^2\phi}{1+\gamma}\{1+\frac{\gamma^2}{2\sin^2\phi(1+\gamma)}\} \tag{4.5}$$

となり、ϕ 方向の散乱角度分布は $\sin^2\phi$ のサインカーブを描く。また、γ を変えても反射型検出器のように検出率が 0 にはならないので、連続光を扱える。図 4.3 に E を 100 keV とした時の、$\theta = 0, 30, 45, 60, 90^\circ$ での散乱角度分布を示す。90° 方向で最も強い偏光が観

測される。

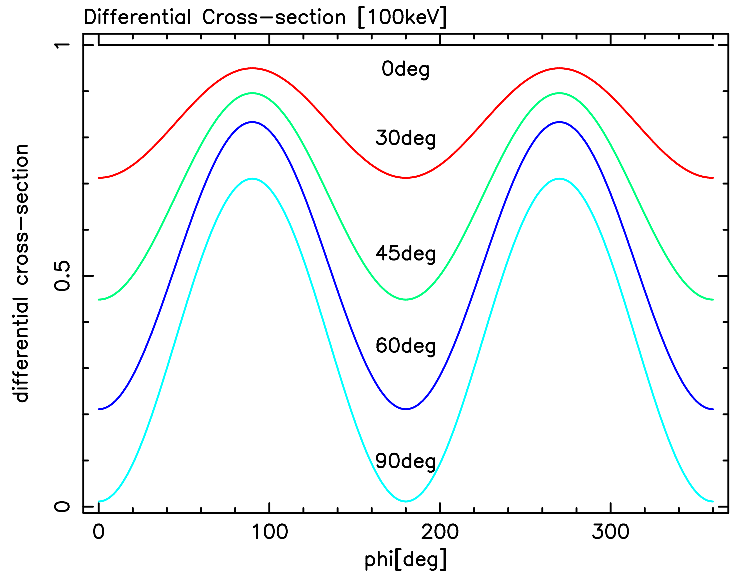


図 4.3: 100 keV とした時の θ =0,30,45,60,90° での方位角 ϕ 方向の散乱角度分布。90° で最も振幅が強く観測される。

4.2 検出方法の決定

これまで紹介した検出方法の特徴から、我々の検出器で用いる検出方法を決める。

まず、反射型検出器は単色光しか扱えないことなどから検出効率が悪い。GRB は継続時間が短く、連続光を放射しているので、反射型検出器では検出に向かない。一方、光電子追跡型検出器と散乱型検出器は連続光を扱えるので GRB 向きであると言える。

図 4.4 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吸収、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 からの光子は平均的エネルギー 100 keV 程度を中心に、数十 〜 数百 keV の範囲に多い。図から Z が 10 程度と小さい軽元素に対しては 50 〜 300 keV ではコンプトン散乱が支配的な領域であり、Z が 50 以上と大きい重元素に対しては 50 〜 300 keV で光電吸収が支配的である。つまり、このエネルギー帯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有利であると言える。また、散乱型検出器の偏光検出感度は他の 2 つよりも高く、検出効率も低くない。よって、我々の検出器では散乱型検出器を採用する。

4.3 モジュレーションファクタ M と検出効率 η

偏光検出器の性能を表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 η がある。以下、散乱型検出器を例にとりこれらを説明する。

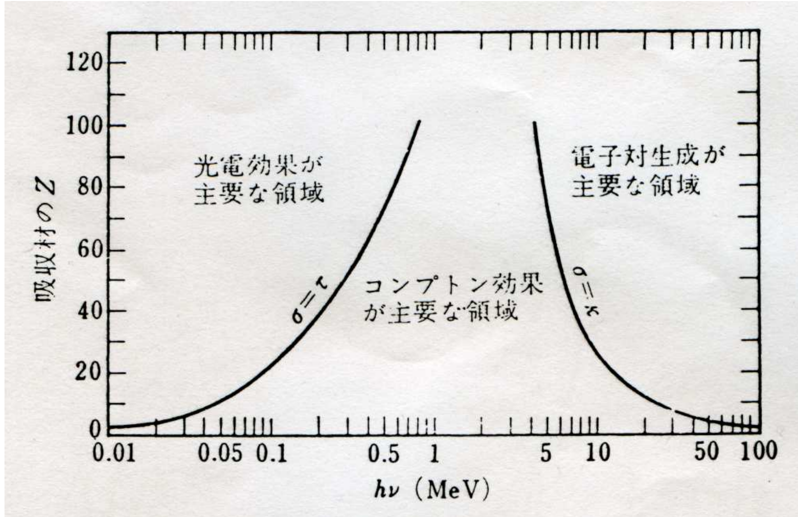


図 4.4: 入射エネルギーと原子番号 Z による主なガンマ線相互作用。50 〜 300 keV の範囲では軽い元素ではコンプトン散乱が、重い元素では光電吸収が支配的である。

4.3.1 モジュレーションファクタ M

4.6 式より、コンプトン散乱の場合、入射光子が偏光していると方位角 ϕ についての散乱強度分布は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、最大値を N_{max}、最小値を N_{min} とすると

$$\text{モジュレーション} = \frac{N_{max} - N_{min}}{N_{max} + N_{min}} = \frac{sin\text{の振幅}}{\text{強度分布の平均}} \tag{4.6}$$

と定義する。モジュレーションファクタ M は 100%偏光が入射したときのモジュレーションであり、0 から 1 までの値をとり得る。M は装置によって決まった値をとり、その装置の偏光検出に対する感度を表す。図 4.5 に散乱型検出器の θ による M の変化を示す。これは図 4.3 で得られたモジュレーションカーブから M を見積もり、極角 θ ごとにプロットしたものである。$\theta = 90^\circ$ で M が最大となり、最も感度が高いことが分かる。
また、入射光子の偏光度を Π、観測されたモジュレーションを M' とすると Π は検出器のモジュレーションファクタ M を用いて

$$\Pi = \frac{M'}{M} \tag{4.7}$$

で表される。

4.3.2 検出効率 η

散乱体に入ってきた光子のうち散乱され、吸収体で検出されるものの割り合いが検出効率 η である。η 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

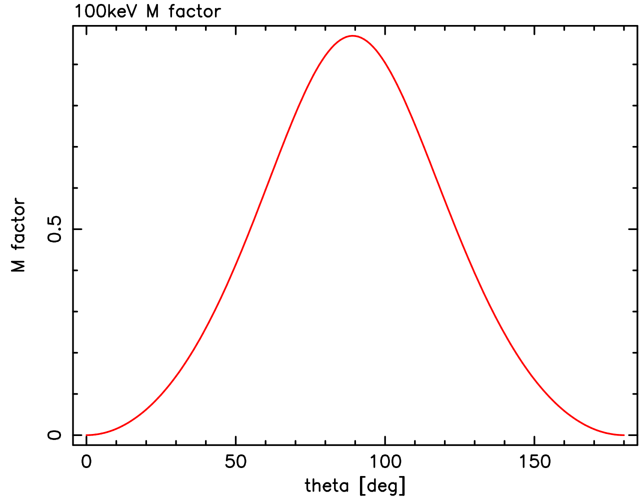
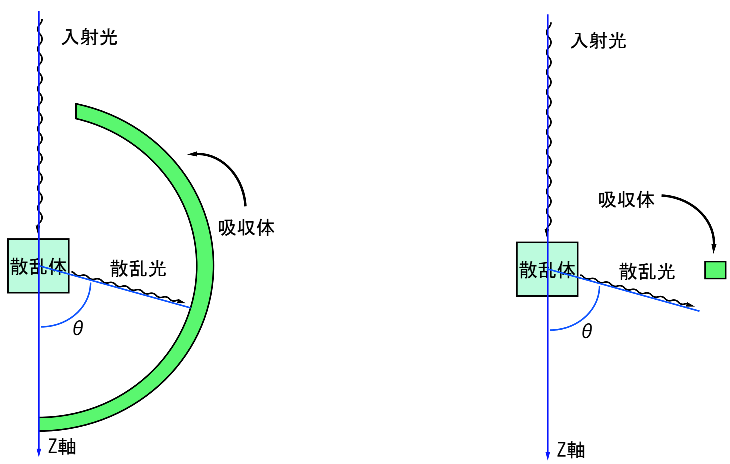


図 4.5: 100keV 入射のときの M の θ 依存性。90°で最も高いモジュレーションファクタが得られる。

えなくなってくる。よって、検出器では M だけでなく η も大きくすることが望まれる。

しかし、散乱型検出器では構造上、M を大きくしようとすると η が小さくなってしまう。 η を大きくするためには θ 方向に積分範囲を広げる必要があるが、図 4.5 から $\theta = 90$ °から離れるほど偏光検出感度はなくなるので、積分範囲を広げすぎても意味がない。図 4.6 はそれぞれ M、 η を最大にした検出器の模式図である。



(a) η を最大にした検出器の断面図　　(b)M を最大にした検出器の断面図

図 4.6: 極端な検出器デザインの例。 η を最大にするデザインと M を最大にするデザインはまったく逆になる。

4.4 MDP

前述の通り散乱型検出器ではMとηを両方とも最大とする解はない。そこで、M、ηを総合的に扱い、偏光検出の性能を示す指標としてMDP(Minimum Detectable Polarization)を用いる。MDPはある条件下(検出器、観測対象の明るさ、観測時間)で偏光観測を行ったとき、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表す。3σの有意度でのMDPは

$$MDP = \frac{3\sqrt{2}}{\eta SFM}\sqrt{\frac{\eta FS + B}{T}} \tag{4.8}$$

S:有効面積 $[cm^2]$
F:観測対象のフラックス $[photon/cm^2/sec]$
B:バックグランドのフラックス $[photon/sec]$
η:検出効率
M:モジュレーションファクタ
T:観測時間 [sec]

と表される。Bが十分小さいとすると4.8式は

$$MDP = \frac{3\sqrt{2}}{M\sqrt{\eta S}}\sqrt{\frac{1}{FT}} \tag{4.9}$$

と書き直せる。F,Tは検出器のデザインによらないので、有効面積を一定とすると検出器の性能を決めるのは$M\eta^{\frac{1}{2}}$(Bが支配的なら$M\eta$)である。$M\eta^{\frac{1}{2}}$が大きくなればMDPは下がり、より低い偏光度の観測対象をも検出できることになる。

図4.7にトムソン散乱の場合の$M\eta^{\frac{1}{2}}$と$M\eta$のθ方向の積分範囲による変化を示す。積分範囲はMが最も大きくなる90°を中心としている。図から、$M\eta^{\frac{1}{2}}$は90°を中心として$\pm 40^{\circ}$程度が最大となっているが、積分しすぎてもそれほど悪い値はとらないことが分かる。

今後、検出器の性能を比較する場合は面積一定のときは$M\eta^{\frac{1}{2}}$, 面積も変化する場合は$M(\eta S)^{\frac{1}{2}}$を指標とする。

4.5 シンチレーション検出器

放射線計測の方法の一つにシンチレータと光電子増倍管(PMT)によって放射線を検出するものがある。放射線計測の方法の中では検出効率、感度の点で最も優れた方法の一つである。シンチレータとは粒子が入射し、相互作用を起こしたとき、その運動エネルギーを可視光のシンチレーション(蛍光)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は放射線のエネルギーに比例している。この光は微弱なので、PMTによって増幅し、電流として出力することにより放射線のエネルギー、個数の情報を得る事ができる。我々の検出器では散乱体、吸収体にシンチレータを用い放射線を検出するものとする。

4.5.1 光電子増倍管 (PMT)

光電子増倍管(PMT)は高感度、高速応答な光センサの一種である。PMTに光が入射すると、光電面に衝突し、光電吸収によってPMT内部の真空中に光電子が放出される。

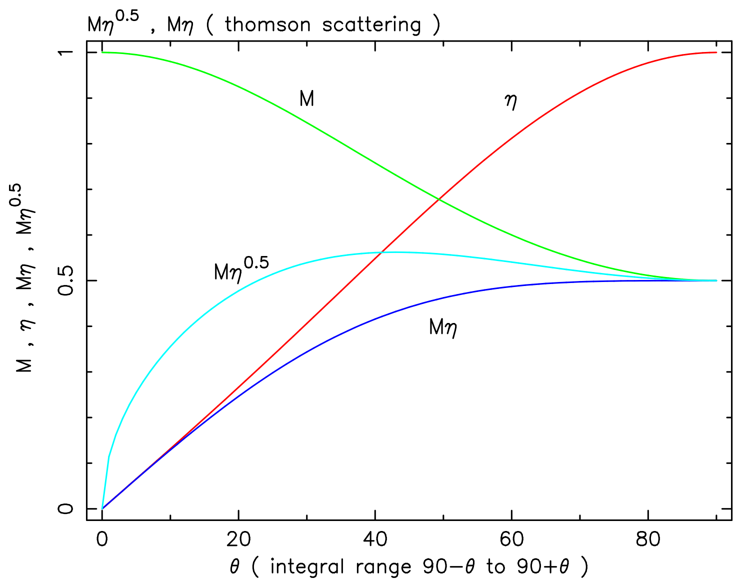


図 4.7: トムソン散乱の場合の M, η の θ 方向の積分範囲依存性。θ =0° の場合は図 4.6 の (b) に、θ =90° の場合は (a) に対応する。検出器の性能は θ =40° の時に最大となり、θ =90° でも 0.5 程度を示す。

放出された光電子は PMT 内の電場により加速され、次の光電面に衝突し、また電子を放出する。電場により加速を受けた光電子は衝突のたびに数を増やし、これを繰り返す事で PMT は 100 万倍もの電子増幅を行うことができる。PMT はこの増幅によって、高感度、低ノイズ環境を実現している。我々のこれまでの実験ではプラスチックシンチレータとの組み合わせで約 7 keV の低エネルギーまで検出可能であることが分かっている。

4.5.2 散乱体と吸収体の材質

シンチレータにはさまざまな種類が存在するが、それぞれに長所、短所があり、用途に応じて適切なものを選ぶ必要がある。
散乱体となる物質に必要な特性は 50 〜 300 keV の範囲でコンプトン散乱が支配的であることである。図 4.4 より、できるだけ軽い物質の方がコンプトン散乱しやすい。
吸収体となる物質に必要な特性は逆に出来るだけ重い物質で散乱してきた光子を光電吸収しやすいことである。

- プラスチックシンチレータ
有機シンチレータをスチレンに溶かし、高分子化して固体プラスチックにしたものである。製作、成型加工が容易で大体積の固体シンチレータとして使いやすい。実効的な原子番号 Z が 3.6 と非常に軽いためコンプトン散乱しやすい。よって、散乱体に採用する。

- CsI(Tl) シンチレータ
実効的な原子番号 Z が 54 と重く 50 〜 300 keV では光電吸収しやすい。NaI ほど潮

解性がなく扱いやすい、発光量が大きいという特徴がある。また、比較的剛性が高く衝撃や振動のある厳しい条件下でも使用できる。よって、吸収体として採用する。

第5章　検出器のデザイン

本章では4章で選ばれた散乱型検出器について、その最適なデザインをEGSシミュレーションを用いて決定する。シミュレーションにより決定するパラメータを以下に示す。

- プラスチックシンチレータの受光面の形状
- CsIシンチレータの厚さ
- CsIシンチレータの分割数
- 検出器の面積と深さ
- CsIシンチレータとプラスチックシンチレータの間隔

また、衛星に搭載したときのバックグランド環境もシミュレーションを用いて見積もる。

5.1　EGS

我々の検出器のデザイン決定にはEGS(Electron Gamma Shower)によるシミュレーションを用いる。EGSは任意の物質中での光子・電子・陽電子の輸送計算をモンテカルロ法によって行うコンピュータプログラムである。モンテカルロ法とは乱数を用いて行う計算手法であり、EGSでは物質中での放射線の動きを追跡するとき、光子や電子の反応位置、反応の種類、反応後の粒子のエネルギーや方向などを乱数を用いて決定する。EGSで扱う物理現象は、光電効果、コンプトン散乱、対生成、レイリー散乱、モラー散乱、制動輻射、バーバー散乱などである。EGSは放射線検出器シミュレーション、放射線診断、治療シミュレーション、高エネルギー物理などの分野で幅広く使われていて、最新バージョンのEGS5はfortran言語で書かれ、高エネルギー加速器研究機構(KEK)、スタンフォード線形加速器センター(SLAC)、ミシガン大学が共同開発している。

5.2　検出器のデザイン決定

これまでの議論で検出器は散乱体としてプラスチックシンチレータを中心に、そのの周りに吸収体としてCsI(Tl)シンチレータを置く構成となった。以降、EGSによるシミュレーションを用いて、検出器のデザインを重量制限(2 kg)の範囲内でGRB検出に最適なものに決めていく。

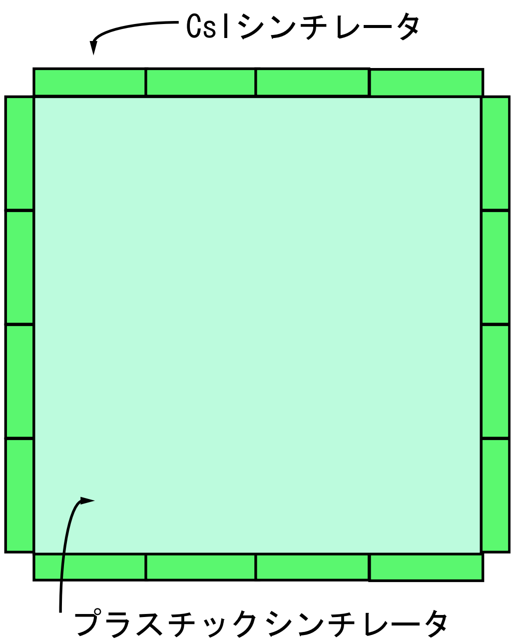
シミュレーションモデルは断りがない限り以下のものとする。

- 入射光子はプラスチックシンチレータに対して垂直で、一様

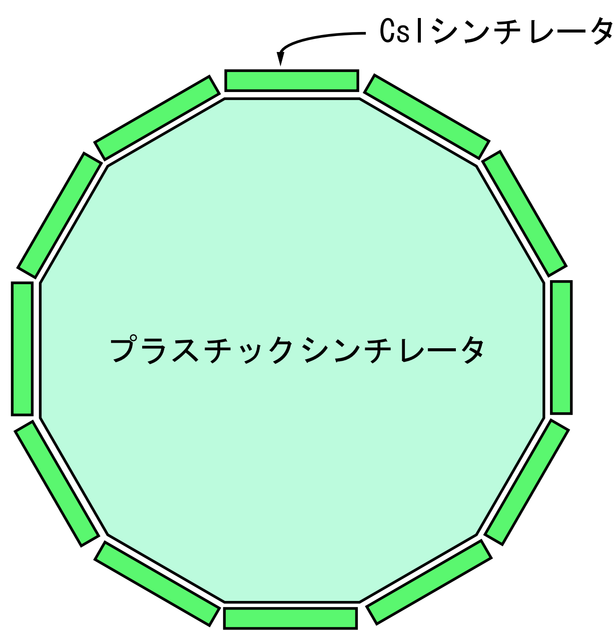
- 入射エネルギーは 50 〜 300 keV までを扱う
- プラスチックシンチレータ+PMT の検出の閾値 (Lower discriminator:LD) は 7 keV
- CsI シンチレータ+PMT の LD は 10 keV
- プラスチックシンチレータ、CsI シンチレータの両方で検出できたものだけを散乱イベントとして扱う

5.2.1 受光面の形状

プラスチックシンチレータの受光面の形状はモジュレーションカーブに影響を与える。図 5.1 には四角形と十二角形の 2 つの形状の検出器の模式図を示した。さらに、図 5.2 の (a) に四角形受光面でのモジュレーションカーブを、(b) に十二角形受光面でのモジュレーションカーブを示す。図から分かるように、通常無偏光の光子を入射させた場合はモジュレーションカーブはフラットになるが、四角形では無偏光 (緑) のときでも偽のモジュレーションが出てしまい、100%偏光 (紫) のときも偽のモジュレーションによって本物のカーブが変形してしまっている。一方、十二角形ではきれいなモジュレーションカーブが得られる。これは、四角形の検出器では CsI の位置によっては中心からの距離が違い、幾何学的に対称ではないためである。偽のモジュレーションを解析的に取り除く事は可能であるが、加工しないデータで偏光が出る方が望ましい。よって、検出器の受光面の形状はできるだけ対称性の良い円形に近い形状を選択すべきである。

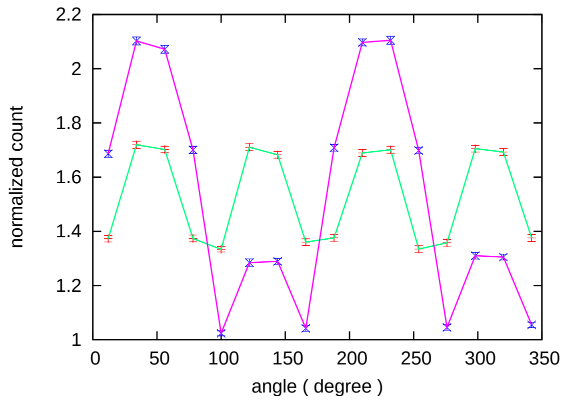


(a) 四角形受光面の検出器

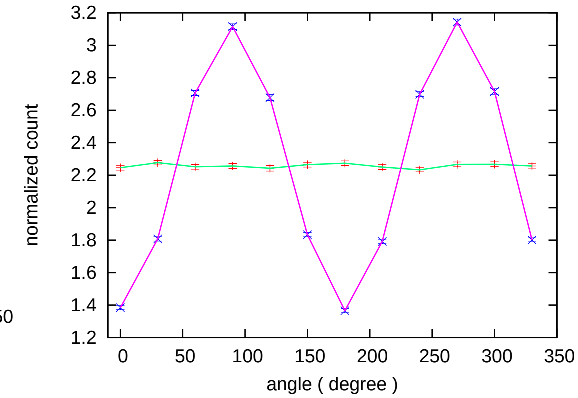


(b) 十二角形受光面の検出器

図 5.1: 四角形、十二角形受光面の検出器



(a) 四角形受光面の検出器での 100%偏光 (紫) と無偏光 (緑) のモジュレーション。幾何学的対称性が悪いため、偽のモジュレーションが出ている。



(b) 十二角形受光面の検出器での 100%偏光 (紫) と無偏光 (緑) のモジュレーション

図 5.2: 四角形、十二角形受光面でのモジュレーションカーブ。四角形の受光面では無偏光の光子を入射させた場合でも偽のモジュレーションが見られ、十二角形の受光面では偽のモジュレーションは見られない。

5.2.2 CsI シンチレータの厚さ

CsI シンチレータの厚さは、厚いほど高エネルギーの光子を止められるので η を大きくできる。しかし、上限として重量制限の 2 kg があるのでどこまでも厚くはできない。

我々が偏光観測に主に扱うエネルギー範囲は 50 〜 300 keV 程度であるが、GRB のスペクトルを単純なべき関数 E^{-2} とすると、50 keV の光子は 300 keV の光子の約 30 倍の数が見込まれることになる。つまり我々の検出器が主に受ける光子は 50 〜 100 keV といった低エネルギー側の光子である。CsI シンチレータはこの範囲のエネルギーを持った光子を十分受け止める厚さであることが必要である。図 5.3 に示したのは、同じ大きさ、形状の検出器で、CsI シンチレータの厚さだけを変えた場合の検出効率 η の変化を横軸に入射光子のエネルギーをとりプロットしたものである。黒は 2 mm、赤は 3 mm、緑は 5 mm である。図から、厚さを 3 mm から 5 mm に変えると 100 keV 付近のピークでの検出効率はほとんど変わらないが、高エネルギー側で効率が高くなっていることが分かる。しかし、我々の主に受ける光子は 50 〜 100 keV 程度であるので 3 mm 以上厚くするメリットがないと考えられる。逆に 2 mm と薄くするとピークである 100 keV 付近の検出効率が悪くなってしまう。よって、CsI シンチレータの厚さは 3 mm に決定する。

5.2.3 CsI シンチレータの分割数

散乱体の周りを囲む CsI シンチレータは出来る限り円形に近い配置にすることが決まったが、その数はまだ決まっていない。

CsI の数は多いほど正確にモジュレーションカーブを描くことが出来るが、散乱体に入

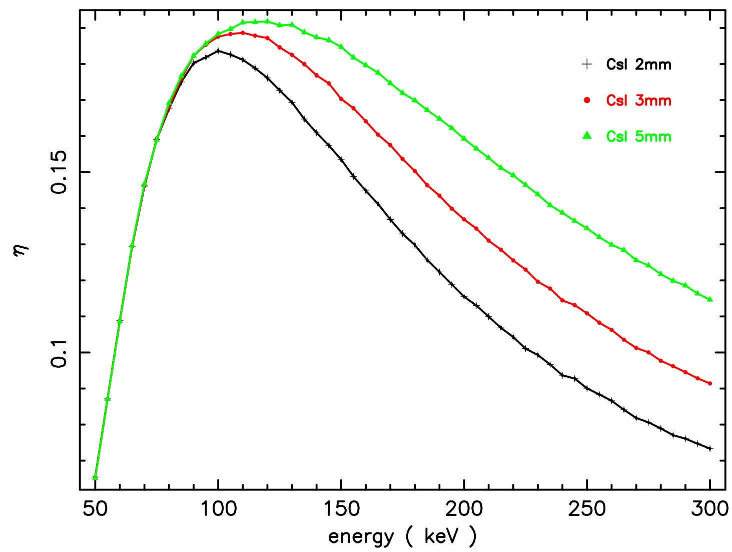


図 5.3: CsI の厚さを 2 mm(黒)、3 mm(赤)、5 mm(緑) としたときの入射エネルギーごとの検出効率。高エネルギー側では 5 mm が最も良いが、100 keV 以下の検出効率では 3 mm で頭打ちとなっているので 3 mm が適当な厚さである。

射する GRB からの光子の数は受光面の面積で決まっているので、CsI の数が多くなるほど一枚あたりの光子の数は減ってしまう。光子の数が少なすぎるとモジュレーションカーブは光子の統計誤差に埋もれて逆に見え難くなってしまう。この場合は 2 枚分、3 枚分と積分することで統計による誤差を減らすことが出来るが、多く搭載した PMT と回路が無駄になってしまう。また、搭載する PMT とその読み出し回路が増えると、検出器自体が非常に複雑なものになってきてしまう。逆に、例えば、4 枚と少なすぎると、モジュレーションカーブがなまってしまい、モジュレーションファクタ M が下がる。結果、実際は偏光があるにも関わらず検出できないことになってしまう。モジュレーションファクタの観点から 4 枚より多く、重量の観点から 20 枚より少ない程度が妥当であろう。図 5.4 には横軸に CsI の枚数をとったときのモジュレーションファクタ M の変化をプロットした。図から、4 枚から単調増加で、16 枚以上ではほとんど M が上がらないことが分かる。PMT の重量も考えると 12 枚が妥当である。よって、CsI の分割枚数は 12 枚に決定する。

5.2.4 有効面積と深さ

散乱体であるプラスチックシンチレータの形状は十二角柱型に決まった。続いて、検出器の具体的な大きさを決める。十二角柱型検出器には直径と深さの 2 つの自由度があるので、検出器の重量をある値に定めたとき、最も効率が良い直径、深さの組み合わせを調べる。図 5.5 は直径と深さを変化させたときの検出器の性能を表す $M(\eta S)^{\frac{1}{2}}$ の 100 keV での値をシンチレータの重量別にプロットしたものである。同じ色は直径が同じであるもので、深さを変化させカーブを描いている。図から、深さは小さすぎても、大きすぎても重量の割には性能が上がらないことが分かる。例えば、直径 10 cm では 5 cm、7 cm の中程度の深さで効率が良い。

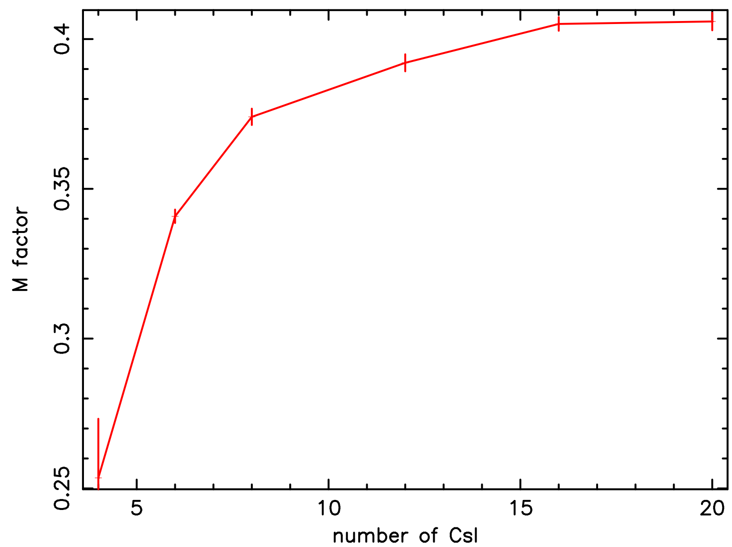


図 5.4: CsI の分割枚数によるモジュレーションファクタ M の変化。枚数が増えると角度分解能が上がるのでモジュレーションファクタが上がる。M は枚数に対して単調増加だが 16 枚以上ではもはやほとんど分解能が上がらず頭打ちとなっている。

我々の検出器の重量制限 2 kg のうち、電源、回路系で 1 kg 程度、PMT が 200 g として、シンチレータに使える重量は 800 g 以下である。この制限内で最も性能が良いものは直径 10 cm、深さ 5 cm の形状である。よってこれを採用する。

5.2.5 散乱体と吸収体の配置

プラスチックシンチレータと CsI シンチレータの配置には、まだ両者の間隔という自由度が残っている。散乱体と吸収体との距離が離れれば M が大きくなり、逆に η は下がる。間隔の最適値はどの程度であろうか。

バックグランドを無視した場合、4.9 式から検出器の性能は $M\eta^{\frac{1}{2}}$ に従うが、実際には MDP は

$$MDP = \frac{3\sqrt{2}}{\eta FSM}\sqrt{\frac{\eta FS+B}{T}} = \frac{3\sqrt{2}}{M}\sqrt{\frac{1}{T}}\sqrt{\frac{1}{\eta FS}\left(1+\frac{B}{\eta FS}\right)} \tag{5.1}$$

と書き直せるので $B/\eta FS$、つまり観測対象からの光子とバックグランドとの比が小さい場合にバックグランドを無視して考える事ができる。逆にこれが大きい場合は検出器の性能は $M\eta$ に従う。

今、GRB の典型的 flux を $2[photon/cm^2/sec]$ として距離による MDP の変化をプロットすると図 5.6 に示す結果を得た。この場合、散乱体と吸収体との距離は 5 mm 離したときが最も性能が良いことが分かる。これは、5 mm までは距離を離したことで M が大きくなる効果が効くため性能が良くなり、それ以降は η が小さくなる効果が上回るために性能が悪くなることが原因と考えられる。
よって、散乱体と吸収体との間隔は 5 mm を採用する。

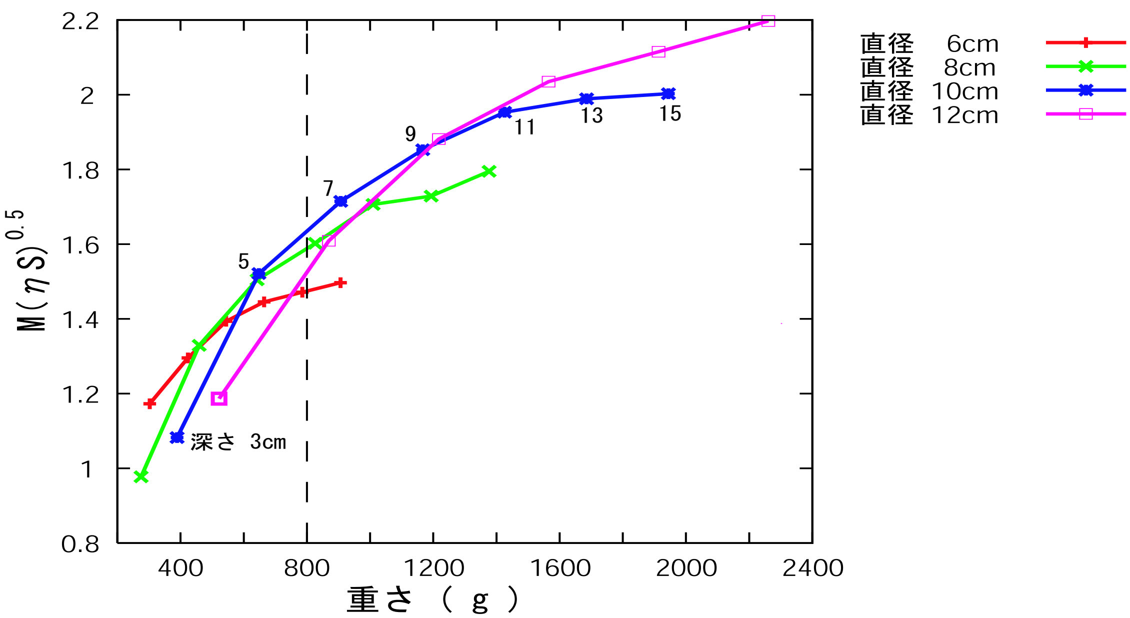


図 5.5: 100keV におけるシンチレータの重量別の性能。色は同じ直径を表し、赤は 6 cm、緑は 8 cm、青は 10 cm、紫は 12 cm を表す。それぞれ深さを 3 〜 15 cm まで (直径 12 cm のカーブは深さ 13 cm まで) 変化させたカーブであり、数字は深さを表す。深さは大きすぎても小さすぎても効率が悪く、中間に最適値がある。重量の要請から直径 10 cm、深さ 5 cm のモデルを選択する。

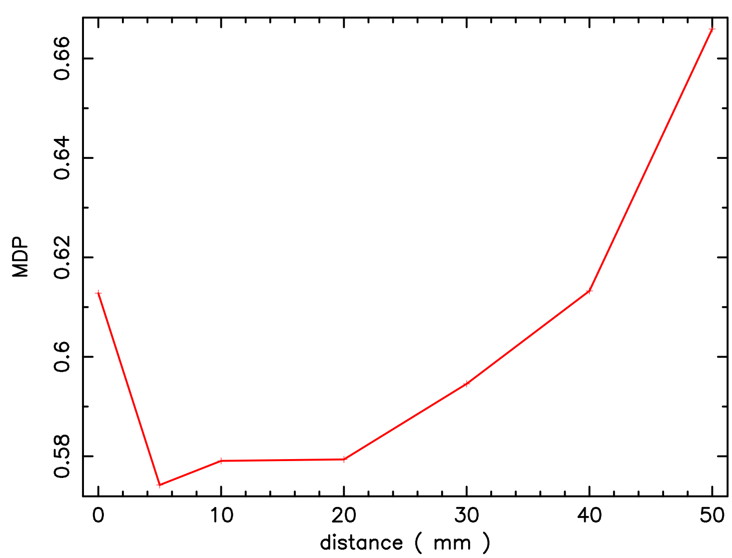


図 5.6: 100keV における散乱体と吸収体の距離による性能の変化。典型的な GRB の flux として $2[photon/cm^2/sec]$ を使って MDP を求めている (B の算出方法は 5.3 節参照)。5 mm 離したときに最も性能がよくなっている。これは、5 mm までは距離を離したことで M が大きくなる効果が効くため性能が良くなり、それ以降は η が小さくなる効果が上回るために性能が悪くなることが原因と考えられる。

5.2.6 斜め入射

ここまでのシミュレーションでは入射光は散乱体の受光面に、一様、垂直に入射するとしていた。だが、GRB の発生方向は等方的なので、実際には斜め入射も考えなければならない。斜め 30° から 100 keV の光子が入射したときのモジュレーションカーブを図 5.7 に示す。光子数の誤差は 10 $[photon/cm^2/sec]$ で継続時間 20 sec の GRB からのフラックスを想定してつけている。このフラックス以上の GRB は BATSE のデータによると、視野の中心から 30° 以内で年間 1 個程度の発生が期待できるものである。斜めからの入射になると、受光面が円形であっても偽のモジュレーションが出てしまい、実際の偏光が見えなくなってしまう。

このような偽のモジュレーションは無偏光の場合のモジュレーションカーブで補正することにより、原理的には分離可能である。図 5.8 は図 5.7 のモジュレーションカーブを無偏光のモジュレーションを用いて補正したものである。誤差は大きくなっているが、サインカーブはきれいに出ている。

よって、今後検出器の視野を考える場合、中心から 30° 以内を確実に見える視野 FOV_{cen}、中心から 90° までをデータ補正も含めた全視野 FOV_{all} とする。

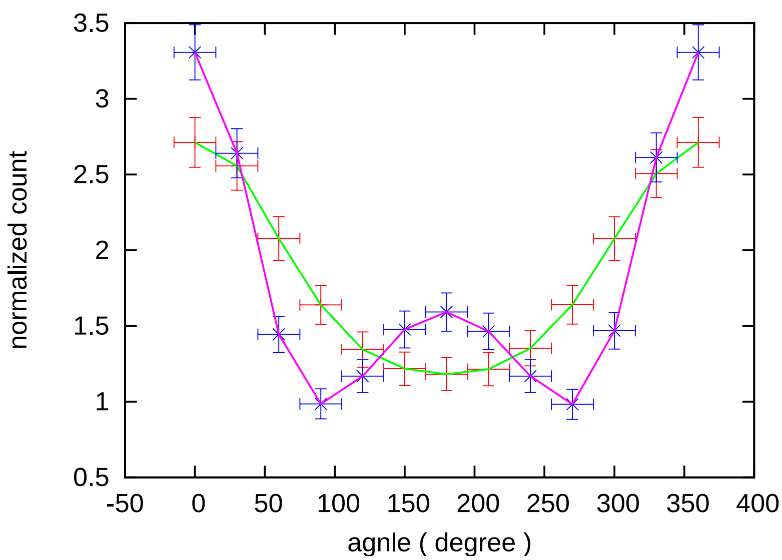


図 5.7: 100 keV, 斜め 30° 入射のときの 100%偏光 (紫) と無偏光 (緑) のモジュレーションカーブ。誤差は Flux が 10 photon/cm2/sec、継続時間が 20 sec の GRB が検出器に入射したとしてつけた統計誤差である。無偏光の光子を入射させた場合でも大きな偽のモジュレーションが見られる。

5.3 検出器のバックグランド環境

検出器の性能を決める要因の一つとしてバックグランド環境が挙げられる。我々の検出器は地球から遠く離れるため地球からの放射線バックグランドは考えなくて良いが、宇宙

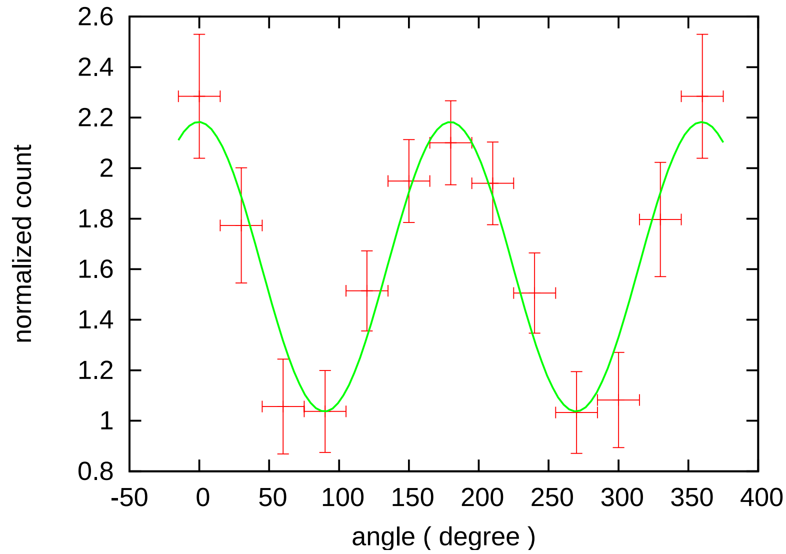


図 5.8: 補正後のモジュレーションカーブ。斜め入射、無偏光の場合の偽のモジュレーションカーブが分かっていれば、斜め入射の場合の偽のモジュレーションを取り除いて本物のモジュレーションカーブを出すことが出来る。

ではそれ以外にもバックグランドとして考えなければならないものが存在する。

ここではそれらのバックグランドが検出器にどの程度降り注ぎ、観測に影響を与えるかを考慮する。

詳細は後述するがバックグランドの種類と観測への影響を表 5.1 に示す。検出器のバックグランドには Diffuse γ-ray と Cosmic ray が存在する。このうち Cosmic ray は処理回路で落とすことができるのでバックグランドの主成分は Diffuse γ-ray である。

	検出器のバックグランド	
種類	Diffuse γ-ray	Cosmic ray
構成粒子	ガンマ線 (光子)	陽子
バックグランド除去	落とせない	コインシデンス+UD で落とせる
観測への影響	バックグランドの主成分	バックグランドとして寄与しない
入射方向	検出器前面、側面、背面から入射	

表 5.1: バックグランドの種類とその影響。Cosmic ray はコインシデンスと UD で落とせるのでバックグランドの主成分となるのは Diffuse γ-ray であり、検出器の前面、側面、背面から入射するものに分けて考えられる。

5.3.1 コインシデンス

コインシデンス (同時計数) とは 2 つ以上の検出器で同時に観測されたイベントだけをとることによりバックグランドを除去する手法である。我々の検出器の場合はプラスチックシンチレータと CsI シンチレータの間でコインシデンスをとることにより、プラスチックシンチレータでの散乱イベントのみを取り出す事ができる。例えば、検出器側面から CsI に直接入射したものは重い CsI で吸収されてしまい、プラスチックで検出される事はないのでコインシデンス処理により除去されることになる。

5.3.2 UD

我々の検出器では 50 〜 300 keV のガンマ線を対象としていて、それ以外のガンマ線を落とすために閾値を設定している。高エネルギー側の閾値 (upper discriminator:UD) はバックグランドを落とすためにも使える。非常に高エネルギーの粒子が検出器を貫いたときに検出される信号は 300 keV より高く、UD により区別することが出来るためである。

5.3.3 Cosmic ray

宇宙空間には高エネルギーの放射線が存在する。そのほとんどは陽子と若干のヘリウム原子核から成り、宇宙線 (Cosmic ray) と呼ばれる。宇宙線はその起源により太陽宇宙線と銀河宇宙線に分類される。太陽宇宙線は太陽表面の爆発により生成されるもので、11 年周期の太陽活動の活発な時期にあわせて多くなる。銀河宇宙線は超新星爆発によって発生した衝撃波による粒子加速がその起源と考えられているが、それだけで説明がつくかどうかは未だ分かっていない。

これらの粒子は平均数百 MeV と高エネルギーであるため、我々の検出器の CsI ではほとんど止まらず、検出器全体を突き抜ける。だが、これらの高エネルギー粒子が検出器に作る信号は非常に大きく、UD により我々が観測すべき 50 〜 300 keV のガンマ線の信号と区別できると考えられる。また、少数の UD で落とせない cosmic ray のうち 3 箇所以上の検出器で観測される場合はコインシデンスにより 2 箇所の検出器で観測されたイベントのみを選択することで落とせる。衛星本体に 10^{14} eV 以上の cosmic ray が入射した場合は大量の 2 次粒子を放出するカスケードシャワーを起こすが、この場合も 3 箇所以上の検出器で観測されるのでコインシデンスにより落とす事ができると考えられる。

5.3.4 Diffuse γ -ray

宇宙空間には等方的なガンマ線の放射 (Diffuse γ -ray) が存在する。このガンマ線の起源の一つは活動銀河核 (AGN) と言われているが、それだけでは放射全体は説明がつかず、未だ全貌は理解されていない。我々の検出器の主なバックグランドとなるのはプラスチックで散乱して、CsI で吸収される (コインシデンスで落とせない)Diffuse γ -ray である。Diffuse γ -ray のスペクトルは光子のエネルギーを E とすると

$$\frac{dN}{dE} = 167E^{-2.38}[photon/cm^2/sec/ster/keV] \tag{5.2}$$

で表される。平面上に立体角 2π からの Diffuse γ -ray が入射するとして、単位時間、単位面積あたり降る 50 〜 300 keV までの光子数のうちコインシデンスで落とせないもの H は、プラスチックで散乱して CsI で吸収される確率を $\epsilon(E)$、極角を θ、方位角を ϕ として、

$$H = \int_{50}^{300} \epsilon(E) 167 E^{-2.38} dE \int_{0}^{2\pi} d\phi \int_{0}^{\frac{\pi}{2}} \sin\theta cos\theta d\theta [photon/cm^2/sec] \tag{5.3}$$

となる。

5.3.5 前面バックグランド

前述の議論より、実効的なバックグランドは検出器前面または背面からプラスチックシンチレータに入射し散乱した後、CsI で観測される Diffuse γ -ray であることが分かった。

検出器前面に立体角 2π 方向からバックグランドガンマ線が入射した場合の検出効率 $\epsilon_f(E)$ はシミュレーションより図 5.9 のようになる。

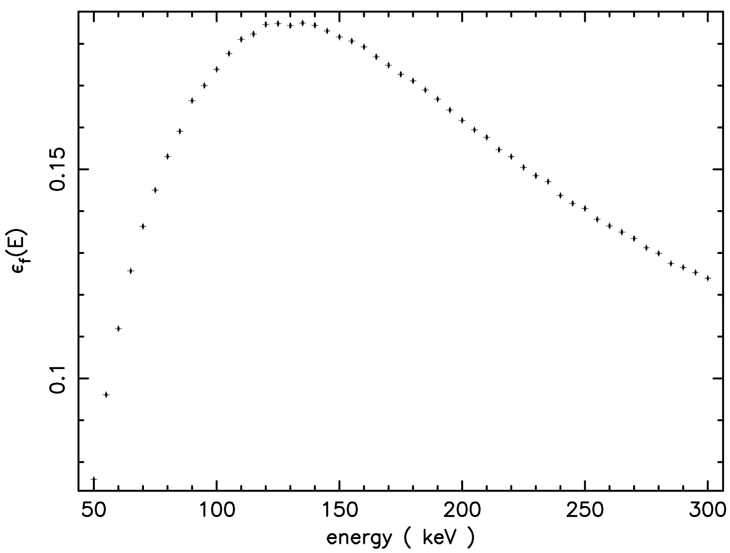


図 5.9: 検出器前面からのバックグランドの検出効率 ε (E)

この ϵ_f を 5.3 式に代入して前面からの diffuse γ -ray B_f は

$$B_f = H_f \times \pi(5)^2 = 21 [photon/sec] \tag{5.4}$$

となる。

5.3.6 側面バックグランド

検出器側面からの diffuse γ -ray は基本的にコインシデンスにより落とされる。しかし、高エネルギーのものは低確率ではあるが CsI を透過し、プラスチックで散乱することでバッ

クグランドとして寄与する。この側面バックグランドの検出効率 ϵ_s は CsI 側面への 2π 方向からの入射としてシミュレーションにより求められ、側面からの diffuse γ -rayB_s は

$$B_s = H_s \times \pi \times 10 \times 5 = 5.1[photon/sec] \tag{5.5}$$

となる。

5.3.7 背面バックグランド

検出器は衛星に取り付けられているので背面からの diffuse γ -ray は、吸収されずに直接届く以上に、衛星本体で散乱されて検出器に到達するものが支配的である。ソーラー電力セイル衛星は総重量約 400 kg であるので、重量を全てアルミの板と考えて一辺 1 m の立方体で厚さ 2.65 cm のアルミボックスで近似する。これが検出器の後ろにある状態をシミュレーションモデルとする。シミュレーションに用いたモデルを図 5.10 に示す。衛星本体への入射は側面、上面、下面の 3 種類に分けられる。このそれぞれについてシミュレーションから検出効率を求め 5.3 式に代入して背面からの diffuse γ -rayB_b はアルミボックスの一面は $100^2[cm^2]$ であるので

$$B_b = (4 \times H_{b\_s} + H_{b\_t} + H_{b\_b}) \times 100^2 = 6.3[photon/sec] \tag{5.6}$$

となる。

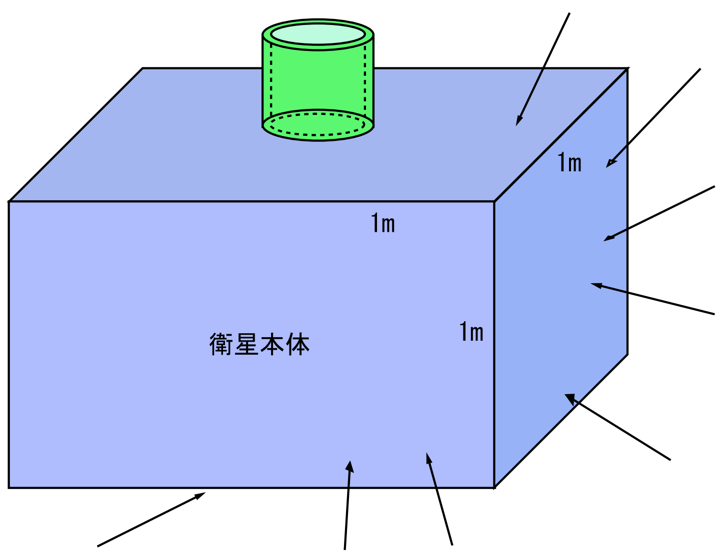


図 5.10: 背面バックグランドのシミュレーションモデル。検出器背面からの diffuse γ -ray は直接入射するものよりも衛星本体で散乱してプラスチックシンチレータに入ってくるものが支配的になるので、1 辺 1 m、厚さ 2.65 cm のアルミボックスを衛星本体のモデルとして検出器の直下に置く。

5.4 コリメータ

5.2.6 節で、斜め入射による偽のモジュレーションで視野中心から 30° 以上ずれた方向からの GRB はデータを補正しなければならないため、確実には観測できないことが分かった。それに対して、バックグランドは 30° 以外からも検出器に入射する。そこで、低バックグランド環境を目指すためコリメータの搭載を考える。コリメータを搭載した場合視野中心から 30° 以内であってもプラスチックシンチレータに影を作ってしまうので検出器の有効面積を限ってしまう。したがって、コリメータが検出性能に効くかどうかは有効面積を限ってしまう効果とバックグラントを減らす効果の兼ね合いとなるが、これは、7 章で GRB の偏光検出可能性とともに議論する。

図 5.11 はコリメータを搭載した検出器を示したものである。コリメータは視野中心から 60° 以上傾いた方向に対する有効面積を 0 とするもので、高さ 6 cm、厚さ 2 mm のスズでできている。理想的にはコリメータは高さ 17 cm で視野中心から 30° 以上傾いた方向に対する有効面積を 0 とするもの (30° コリメータ) を搭載することがふさわしいが、重量制限のため、現実的な高さ 6 cm の 60° コリメータとしている。

コリメータがプラスチックシンチレータに作る影は入射角度を θ とすると、図 5.11 に示すようにプラスチックシンチレータの一方の直径を $10-(6/\tan\theta)$ に縮める。影のない部分の面積は長半径 5 cm、短半径 $5-(3/\tan\theta)$ の楕円で近似できる。コリメータなしの場合との面積比は

$$\text{面積比} = \frac{5\times(5-\frac{3}{\tan\theta})\times\pi}{5\times5\times\pi} = 1-\frac{3}{5\tan\theta} \tag{5.7}$$

となる。これによってコリメートされた視野は $\pi/2-x$ を視野の half angle とすると

$$\int_0^{2\pi} d\phi \int_x^{\frac{\pi}{2}} (1-\frac{3}{5\tan\theta}) \sin\theta cos\theta d\theta \tag{5.8}$$

で表される。ただし、$x \geq \pi/6$ でなければならない。($x < \pi/6$ で面積が負になってしまう関数なので、$x < \pi/6$ では $x = \pi/6$ とすればよい)

図 5.12 にコリメータ無し、有りによる受光面の有効面積の変化を示す。横軸は受光面に垂直な方向からの角度であり、視野の半角を表している。縦軸は有効面積を表し、角度 θ =0 での有効面積を 1 としている。赤では受光面が平面である効果により $\cos\theta$ で有効面積が減っている。緑ではコリメータがプラスチックシンチレータに落とす影により $5-(3/\tan\theta)$ で有効面積が減る効果も加わってさらに有効面積が減る。しかし、コリメータは、その分前面バックグランドを減らす効果がある。

5.5 背面シールド

前述の通り、背面からも前面からの 30%程度の diffuse γ -ray が入射する。背面は完全に遮蔽しても観測に支障がないのでシールドすることを考える。背面シールドの形状は内径を PMT の半径、外径をプラスチックシンチレータの半径とするドーナツ型の板で、厚さ 2mm のスズでできている。プラスチックシンチレータを読む PMT は $\phi 46mm$ の R1840 であるので背面シールドは背面全体の 83%を遮蔽することが出来るものとなる。コリメータ同様 6 章でその性能を議論する。

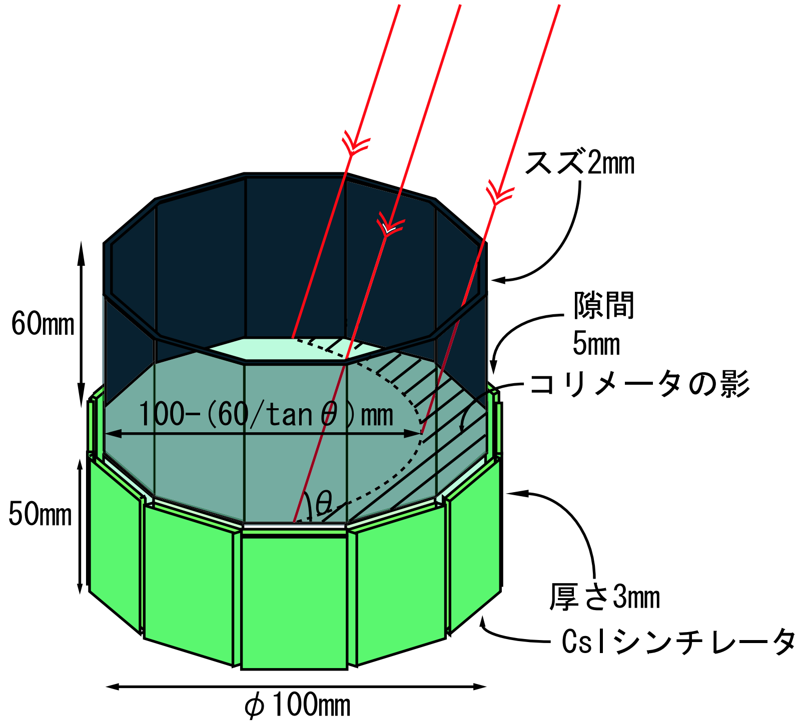


図 5.11: コリメータを搭載した検出器の図

5.6 シミュレーション結果

本章の議論で決まった検出器のパラメータを表 5.2 に示した。

パラメータ	結果
受光面の形状	円形 (十二角形)
CsI の厚さ	3 mm
CsI の分割数	12 枚
プラスチックの直径	10 cm
プラスチックの深さ	5 cm
プラスチック,CsI の間隔	5 mm

表 5.2: シミュレーションにより決定したパラメータ

5.7 その他の検出器デザイン

ここでは、我々の環境では最適でなかったため、これまでの議論では出てこなかった検出器デザインを紹介する。

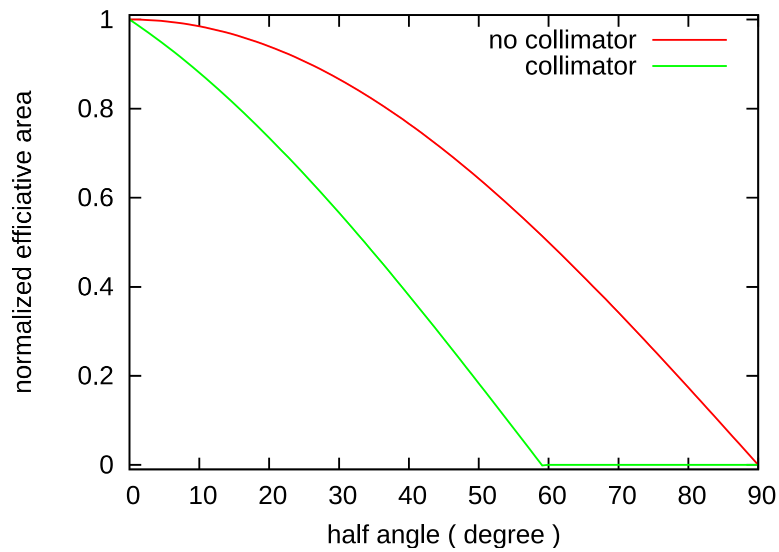


図 5.12: コリメータの有無による検出器の有効面積の変化。横軸は受光面に垂直な方向からの角度であり、視野の半角を表している。縦軸は有効面積を表し、角度 $\theta=0$ での有効面積を 1 としている。赤はコリメータ無し、緑はコリメータ有りのときのカーブである。どちらの場合も受光面は平面なので傾くと cos θ の効果で有効面積が減っていく。緑のグラフではコリメータの効果で赤のグラフ以上に有効面積が減っていて、半角 60° のところで完全に 0 となる。その代わりに前面からの diffuse γ-ray を減らす効果がある。実際に GRB を観測するにあたって、コリメータによって性能が良くなるかどうかは 7 章で議論する。

5.7.1 散乱体分割モデル

5.2.5 節では、散乱体と吸収体の間隔を離すことによってモジュレーションファクタ M を上げることを考えたが、散乱体を分割して入射光子がコンプトン散乱した位置の決定精度を上げることでも M を上げることができる。図 5.13 に散乱体を分割した検出器を示す。この検出器の場合、より精度良く散乱角度を決定できるため M が上がり、散乱体と吸収体を離すことがないので検出効率 η も下がらない。このタイプのモデルは山形大学が開発している気球用偏光検出器 [8] で採用されている。

このモデルでは分割した散乱体の 1 つ 1 つを読み出すことが必要となるので、大量の PMT を用意するか H8500(浜松ホトニクス製) のようなマルチアノード PMT を使うことになる。マルチアノード PMT は 1 台の PMT の受光面が分割されており、位置検出が可能な PMT である。

しかし、H8500 は衛星の打ち上げ時にかかる振動に耐えられる設計になっていないため、気球では使えるが我々のような衛星搭載目的では使用することができないので、適切ではない。

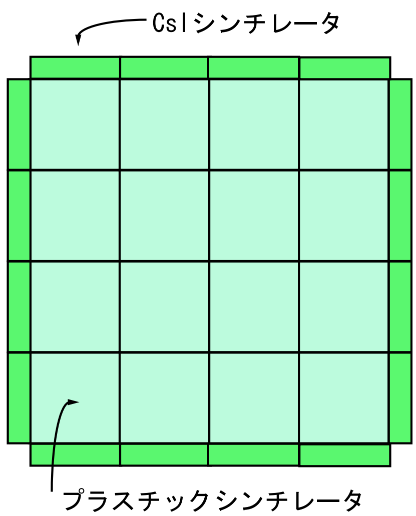


図 5.13: 散乱体を分割することでモジュレーションファクタを上げた検出器。散乱体はマルチアノード PMT を使って読み出す。

5.7.2 複数ユニットモデル

GRB の偏光観測では突発天体であるために、他の天体の観測のように観測時間を任意に増やすことができない。このため、暗い GRB の観測では光子数を増やすために面積を大きくすることが必要となる。しかし、偏光検出器では散乱体を分割せずに大面積化するとモジュレーションファクタが悪くなる。また、分割したとしても散乱体での自己吸収が利いてくるので検出効率も低い。

これを回避するモデルとして小型のモデルを複数ユニット組み合わせることが考えられる。図 5.14 に示すのはこの複数ユニットを組み合わせたモデルである。このタイプのモデ

ルは理化学研究所他が開発している GAPOM(Gamma-ray Burst Polarization Monitor) [9] で採用されている。

このモデルでは小型の PMT とその読み出し回路を多数搭載することになるので我々のような小型衛星には不向きである。

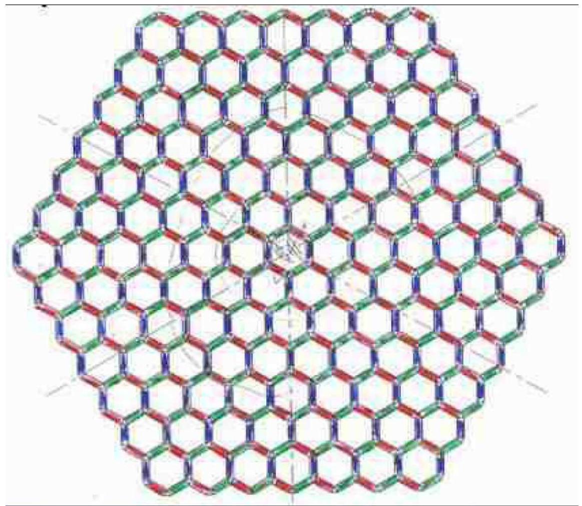


図 5.14: 六角形の散乱型検出器を 1 ユニットとして複数ユニットを組み合わせ大面積化した検出器。性能を下げることなく面積を大きくできるが、読み出し回路と PMT が大量に必要。

第6章　シミュレーション検証実験

ここまでの議論で検出器のデザイン決定に EGS シミュレーションを使ってきたが、このシミュレーションの正当性は示されていない。よって、本章では EGS シミュレーションの検証実験として実際に特定の実験装置系の M と η を測定し、シミュレーション値と一致している事を確かめる。

6.1　モジュレーション検証実験

モジュレーションファクタ M を検証する実験は図 6.1 に模式図を示すように、X 線発生装置 EMX-101A5B を偏光光源とし、プラスチックシンチレータで散乱された光子を回転盤上に設置した PMT+CsI で角度を変えながら検出するものである。

X 線発生装置の偏光度を Π_{xgen} とし、実験で得られるモジュレーションファクタを M_{exp}、シミュレーションで実験装置と同じモデルを立て 100%偏光を入射させたときのモジュレーションファクタを M_{sim} とすると 4.7 式から

$$\frac{M_{exp}}{M_{sim}} = \Pi_{xgen} \tag{6.1}$$

となる。この式から導き出される Π_{xgen} がすでに測定済みの X 線発生装置の偏光度と一致するはずである。

6.1.1　実験装置の概要

実験装置の詳細を以下に記述する。

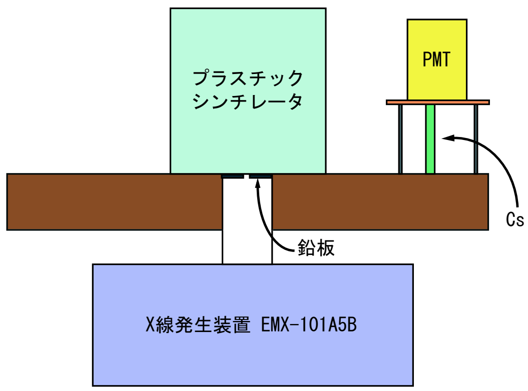
- X 線発生装置
  東芝 IT コントロールシステム製のミニフォーカス X 線発生装置 EMX-101A5B。電子ビームをターゲットに当てて制動放射させているので発生する X 線は直線偏光している。100 kV で電子を加速しているので最大 100 keV の X 線が出るが単色光ではない。図 6.4 に X 線発生装置のスペクトルを示す。強度が強いので ϕ1 mm、厚さ 2 mm の鉛でコリメートして使用。

- 散乱体
  高さ 100 mm、直径 100 mm の 12 角柱プラスチックシンチレータ。

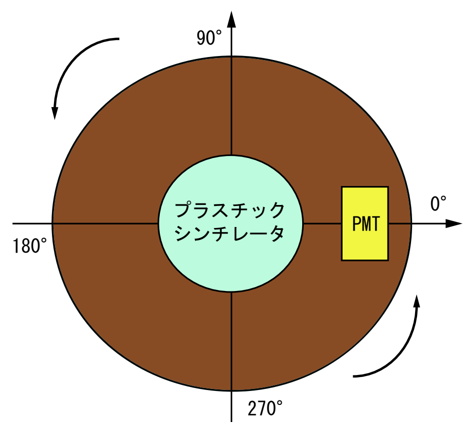
- 検出器
  CsI(Tl) シンチレータを浜松ホトニクス製の PMT R7400U で読み出している。CsI

シンチレータは 20 × 2 × 4.9 mm の一端を削ってテーパー状にしている。また、読み出し面以外の全面に ESR を巻き集光率を高めている。

- 回転盤
  散乱体と検出器との間隔を一定に保ったまま回転させることが可能である。



(a) 実験装置断面図



(b) 実験装置平面図

図 6.1: モジュレーションファクタ検証実験装置の模式図。回転盤の上に散乱体のプラスチックシンチレータと検出器である CsI+PMT を設置し、30° ごとの放射の強度分布をとる。

図 6.2: CsI(Tl) シンチレータ

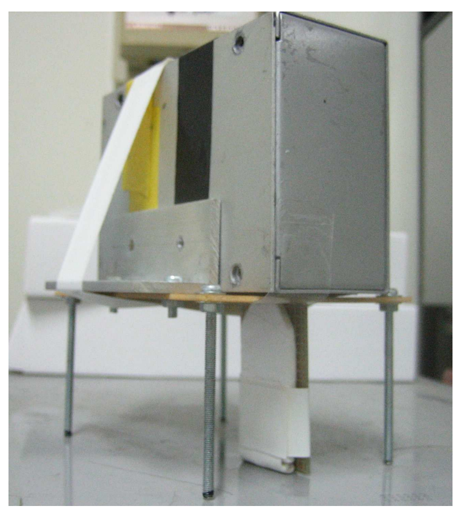


図 6.3: 検出器 (PMT+CsI)

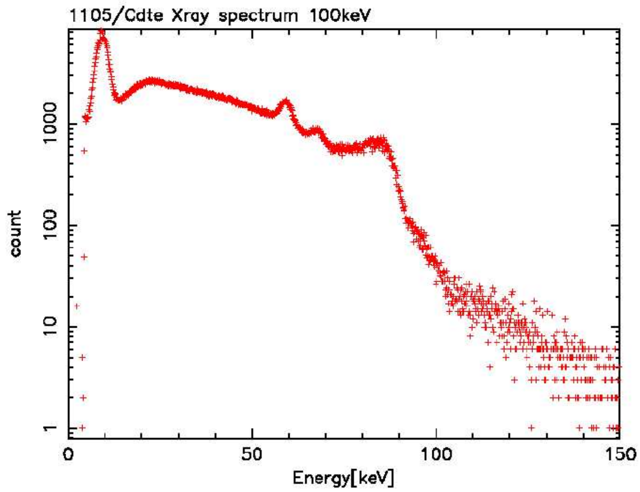


図 6.4: CdTe 検出器で測定した印加電圧 100 kV のときの X 線発生装置のスペクトル。最大で 100 keV の X 線が出ている

6.1.2 装置の安定性

図 6.5 は実験に使用する X 線発生装置の安定性を示した図である。1 回 1000 sec の測定を 20 回行ったときの CsI で観測されるカウント数の変動を 4 つのエネルギー領域 (紫:200-625ch、赤:625-1050ch、水色:1050-1475ch、青:1475-1900ch) に分けて積分し、それぞれ平均を 1 として規格化したものをプロットしている。図より、X 線発生装置の X 線強度は約 ±1% の精度で安定していると言える。

6.1.3 実験結果

上記の実験装置での偏光測定の結果、図 6.6 のようにエネルギースペクトルを 30° ずつ、計 12 本得た。これはバックグランドを引いたカウント数をエネルギーごとにプロットしたものである。加速電圧が 100 kV にもかかわらず 100 keV 以上の場所にカウント数が存在するのは、検出器の分解能が有限なため 100 keV の光子しか観測されない場合でも、実際のデータでは 100 keV を中心にガウス分布をしてしまうことによる。

X 線発生装置はエネルギーごとに偏光度が違う事が分かっているので、図 6.6 のスペクトルをエネルギーごとに分割して積分し、角度別にプロットする。90〜100 keV の範囲で積分して得られたのが図 6.7 のモジュレーションカーブである。誤差は回転盤の動作による距離の誤差 2 mm に起因するものである。

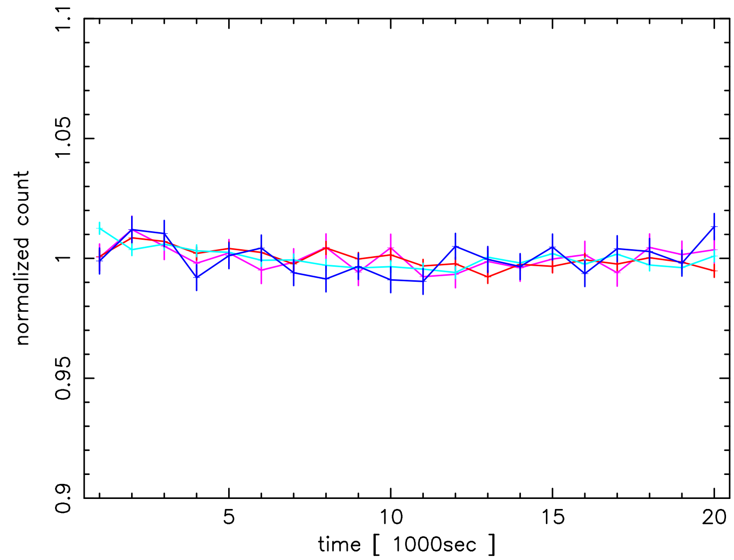


図 6.5: X 線発生装置の安定性。1 回 1000 sec の測定を 20 回行った時の CsI で観測されるカウント数を 4 つのエネルギー領域 (紫:200-625ch、赤:625-1050ch、水色:1050-1475ch、青:1475-1900ch) に分けて積分し、それぞれ平均を 1 として規格化したものをプロットしている。X 線発生装置の強度は約± 1%の精度で安定している。

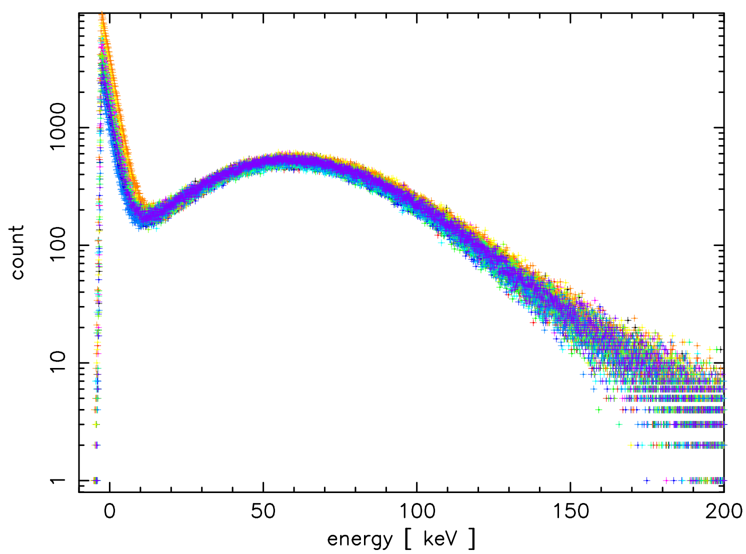


図 6.6: 散乱光のスペクトル。30° ずつ、計 12 本のスペクトルはそれぞれ若干カウント数が違い、その違いは偏光に起因したものである。X 線発生装置では高エネルギーの放射線ほど偏光度が高いので、スペクトル間のずれも高エネルギー側で顕著になる。今回は 100 keV 付近での偏光度を測定したいので 90 〜100 keV のエネルギー範囲を積分してモジュレーションカーブを描く

この散乱分布はコンプトン散乱の理論式より、サインカーブを描くので、関数

$$f(x) = a + b\sin(cx - d) \tag{6.2}$$

でフィットすると、

$$M_{exp} = \frac{b}{a} = 0.087 \pm 0.0145 \tag{6.3}$$

となる。また、100%偏光を入射させたときの M のシミュレーション値は $M_{sim} = 0.60$ であるので、実験から求められる X 線発生装置の偏光度 Π_{xgen} は 90 〜 100 keV で

$$\Pi_{xgen} = \frac{M_{exp}}{M_{sim}} = 0.145 \pm 0.024 \tag{6.4}$$

となる。この X 線発生装置の偏光度は過去の実験ですでに測定されていて、90 〜 100 keV の範囲での X 線発生装置の偏光度は 0.122 ± 0.008 であるので、今回の実験結果は過去の結果と誤差の範囲で合っていることが示された。今回の結果は M のシミュレーション値 $M_{sim} = 0.60$ を用いて求められているので、シミュレーションにより求められた装置のモジュレーションファクタは実際の装置のものと一致していることが示されたことになる。

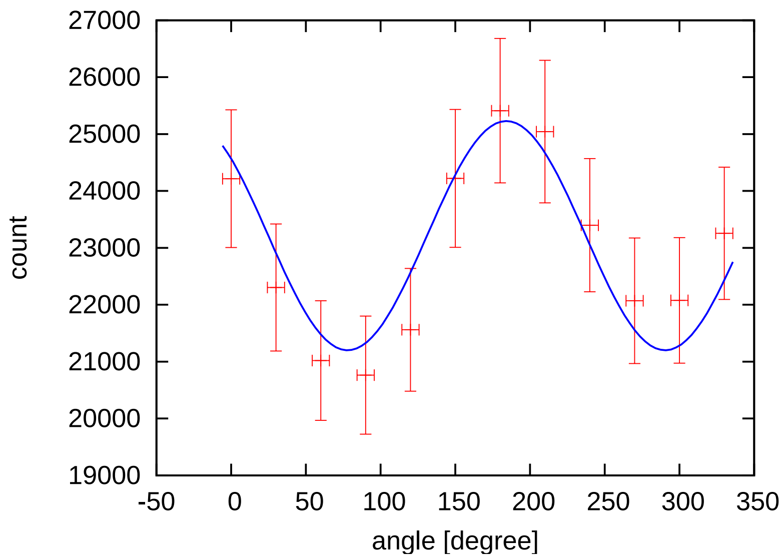


図 6.7: 測定された X 線発生装置のモジュレーションカーブ。図 6.6 のスペクトルを 90 〜 100 keV の範囲で積分し、角度別にプロットしたもの。誤差は回転盤の回転精度に起因するものである。

6.2 検出効率の検証実験

検出効率 η を検証する実験は図のように放射線源として ^{57}Co を使い、線源からの直接放射線とプラスチックシンチレータで散乱した散乱放射線の強度を測ることにより検出効率 η を求めるものである。

検出効率 η は、線源から出た放射線の強度を N_0、プラスチックシンチレータで散乱した放射線が CsI シンチレータで観測された強度を N_{1_obs} とすると、

$$\eta = \frac{N_{1\_obs}}{N_0} \tag{6.5}$$

となる。N_{1_obs} は観測量であるが、N_0 は直接観測することは出来ず、CsI シンチレータでの吸収率がかかった強度 N_{0_obs} が観測される。

一般に、物質中での放射線の減衰率は、物質に入射した放射線の強度を N_0、透過した放射線の強度を N_t、物質の吸収係数を μ、物質の長さを x とすると、

$$\frac{N_t}{N_0} = \exp(-\mu x) \tag{6.6}$$

で表されるので、物質に吸収されたものを N_{0_obs} とすると吸収率は

$$\frac{N_{0\_obs}}{N_0} = 1 - \frac{N_t}{N_0} = 1 - \exp(-\mu x) \tag{6.7}$$

よって、6.5 式より検出効率 η は

$$\eta = \frac{N_{1\_obs}}{N_0} = N_{1\_obs}\frac{1}{N_{0\_obs}}\frac{N_{0\_obs}}{N_0} = \frac{N_{1\_obs}}{N_{0\_obs}}\{1 - \exp(-\mu x)\} \tag{6.8}$$

と 2 つの観測量 N_{0_obs},N_{1_obs} で表される。この検出効率 η がシミュレーションにより求められる検出効率 η_{sim} と一致するはずである。

6.2.1 実験装置の概要

実験装置の詳細を以下に記述する。

- 放射線源 ^{57}Co
  検出効率の検証実験では偏光していると角度によって強度が変わってしまうので、無偏光の光源である放射線源を使う。^{57}Co は主に 122 keV の放射線を等方的に放射している。ϕ5 mm の穴の開いた鉛容器でコリメートすることにより CsI シンチレータに直接入射しないようにする。

- 散乱体
  高さ 50 mm、直径 100 mm の 12 角柱プラスチックシンチレータ。

- 検出器
  CsI(Tl) シンチレータを浜松ホトニクス製の PMT R7400U で読み出している。

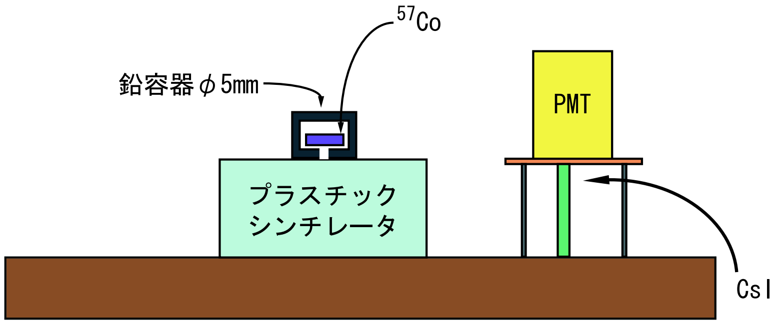


図 6.8: 検出効率の検証実験装置の模式図。CsI シンチレータへの直接入射を防ぐため線源は ϕ 5 mm の穴が開いた鉛容器に入れてある。

6.2.2 実験結果

図 6.9 に示すのは CsI を線源に密着させて 100 秒観測したスペクトルである。^{57}Co の放出する 122 keV のエネルギーを中心に光電ピークが現れている。これをバックグランドを引いて積分することにより N_{0_obs} とする。

次に、プラスチックシンチレータからの散乱放射線を 100 sec 観測したスペクトルが図 6.10 である。プラスチックシンチレータでコンプトン散乱した後の放射線を見ているため、広いエネルギー範囲になだらかに広がって観測される。こちらもバックグランドを引いて積分することで N_{1_obs} とする。

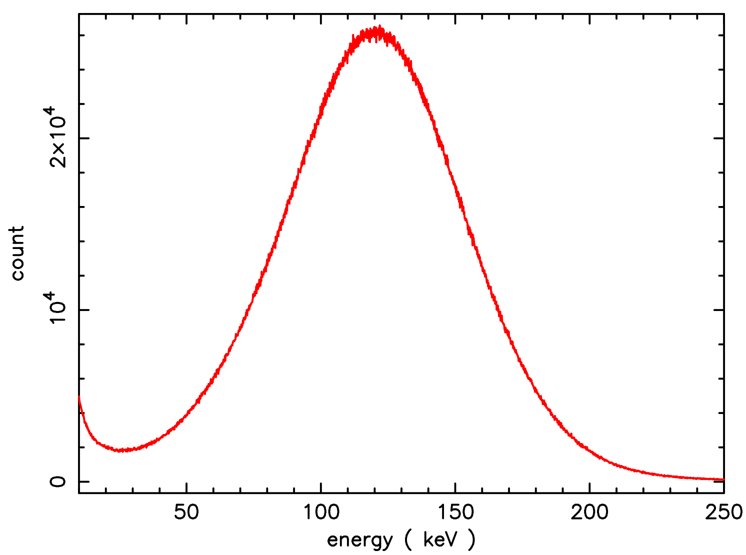


図 6.9: CsI を線源に密着させて観測したスペクトル。線源からの γ 線エネルギーである 122 keV を中心にガウス分布したスペクトルが得られている。40 〜 200 keV の範囲を積分して N_{0_obs} とする。

CsI の 122 keV での吸収係数 $\mu = 4.84[cm^{-1}]$、長さ $x = 0.2[cm]$ を代入し、図 6.9, 図 6.10

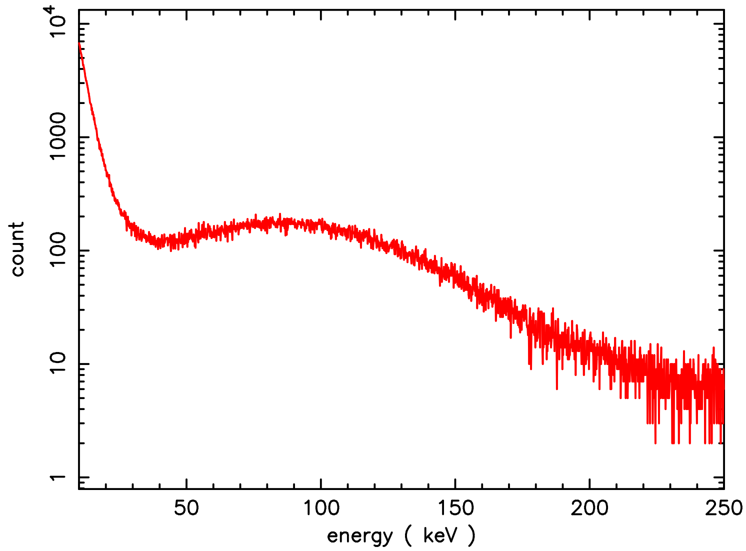


図 6.10: プラスチックシンチレータからの散乱 γ 線を観測したスペクトル。散乱後の γ 線は様々なエネルギーをもつので広い範囲になだらかに広がったスペクトルが得られている。40 〜 200 keV の範囲を積分して N_{1_obs} とする。

を積分して得られた N_{0_obs},N_{1_obs} を使って

$$\eta = \frac{N_{1\_obs}}{N_{0\_obs}}\{1-\exp(-\mu x)\} = \frac{56938}{11920814} \times 0.62 = 2.96 \times 10^{-3} \pm 2.7 \times 10^{-5} \qquad (6.9)$$

となる。これに対して、シミュレーションから求められる検出効率は $\eta_{sim} = 2.95 \times 10^{-3} \pm 1.5 \times 10^{-5}$ である。ここで、η の誤差は検出器の設置誤差を $\pm 0.5mm$ としてつけている。

結果、シミュレーション値と実験値は誤差の範囲で一致した。これにより、モジュレーションファクタ M の検証実験と合わせて、シミュレーションの妥当性が示された。

第7章　考察

7.1　GRB 検出可能性

強い重量制限はあったが、我々の設計した GRB 偏光検出器をソーラー電力セイル衛星に載せた場合、年間どれだけの数の GRB の、どの程度の偏光度が観測できるかを見積もる。ここで大きな問題となるのが、視野を制限するコリメータを搭載するかどうか。また背面シールを搭載するかどうかである。検出可能性の見積もりはこれらに強く依存する。

小さな偏光度を検出できる能力は MDP で与えられる。MDP は 4.8 式より

$$MDP = \frac{3\sqrt{2}}{\eta SFM}\sqrt{\frac{\eta FS + B}{T}} \tag{7.1}$$

S:有効面積 $[cm^2]$
F:観測対象のフラックス $[photon/cm^2/sec]$
B:バックグランドのフラックス $[photon/sec]$
η:検出効率
M:モジュレーションファクタ
T:観測時間 [sec]

で表される。しかし MDP は理論的な限界であって、現実にはバックグランドを含めた検討が必要である。B は 5 章で見積もったバックグランドを使い。GRB の強度と継続時間 F と T は BATSE の 4B カタログの 1972 個の GRB データを使う。これにより、1972 個の GRB に対してそれぞれ S/N を考慮した MDP を見積もることが出来る。

BATSE は全天の 48.3%を 9 年間観測していたので、ある MDP 以下の GRB が 1 年間に我々の視野内で起こる数は

$$\text{ある}\ MDP\ \text{以下の}\ GRB\ \text{数} \times \frac{\text{我々の視野}}{4\pi \times 0.483 \times 9}[\text{個}/ster/year] \tag{7.2}$$

である。
偽のモジュレーションが除去できる場合の我々の視野を FOV_{all} とすると

$$FOV_{all} = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin\theta cos\theta d\theta = \pi[ster] \tag{7.3}$$

となる。このうち偽のモジュレーションが支配的な領域を考慮しないで、確実に偏光が見える中心から片側 30°の領域を FOV_{cen} とすると

$$FOV_{cen} = \int_0^{2\pi} d\phi \int_{\frac{\pi}{3}}^{\frac{\pi}{2}} \sin\theta cos\theta d\theta = \frac{\pi}{4}[ster] \tag{7.4}$$

となる。

7.1.1 コリメータ、背面シールドの必要性

図 7.1 は我々の検出器で年間検出可能な GRB 数を MDP ごとにプロットしたものである。コリメータは視野以外のバックグランドを切ることにより S/N を向上させるが、斜め入射の GRB のシグナルを失わせもする。黒は背面シールドなし、赤は背面シールドあり、緑は視野を $\pm 60^\circ$ に絞るコリメータと背面シールドをつけた場合の検出数であり、これらは全て FOV_{all} での個数である。青、水色、紫はそのうち FOV_{cen} での背面シールドなし、背面シールドあり、コリメータ+背面シールドのグラフである。黒、赤、緑の比較から FOV_{all} では背面シールドは若干の効果があるものの、コリメータはバックグランドが落ちる効果よりも視野を限ってしまう効果の方が大きく、逆効果となっていることが分かる。また、FOV_{cen} では視野が狭いので、背面シールド、コリメータによる GRB 数の違いはほとんどない。よって、コリメータは搭載せず、背面シールドは重量の余裕がある限り搭載するものとする。

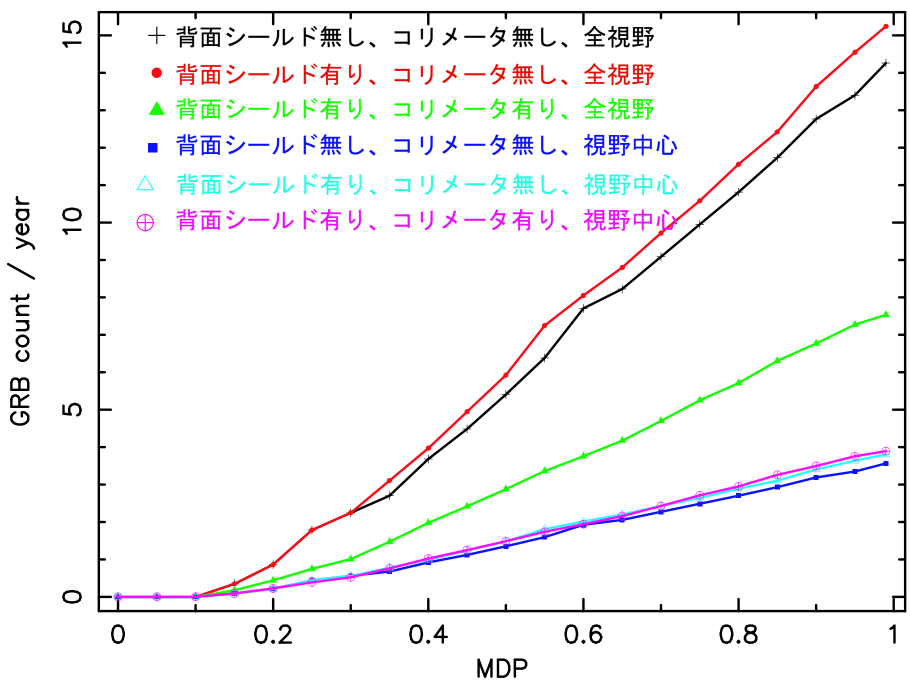


図 7.1: ある MDP で年間検出可能な GRB 数。上 3 本のグラフは視野全体での GRB 数、下 3 本は斜め入射の補正を考えなくてよい視野中心での GRB 数を表す。背面シールドをつけた場合はバックグランドが下がるので、どちらの視野で考えても若干性能が良くなっている。コリメータをつけた場合はバックグランドも下がるが視野も限られるので、視野全体では GRB 数は減ってしまい、視野中心でも何もつけない場合とほとんど変わらない。背面シールドを搭載した場合、GRB の偏光度が 50%偏光しているとすると確実に観測可能な GRB は年間 1〜2 個で、偽のモジュレーションをうまく引く事ができれば、年間 5〜6 個の GRB の偏光を検出することが可能であることが分かる。

7.2 決定した検出器のデザイン

これまでの議論から検出器のデザインが決定した。詳細を図 7.2 に示す。

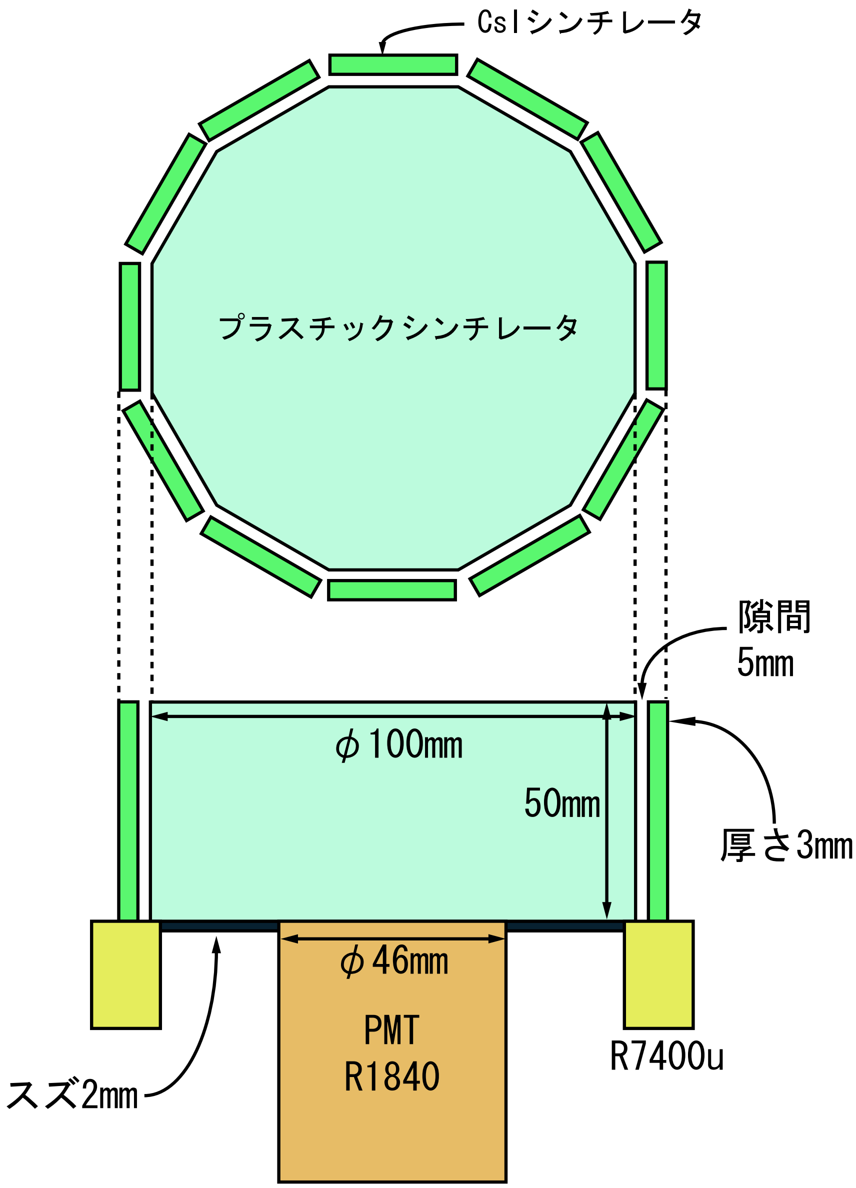


図 7.2: 決定した検出器のデザイン。コリメータは搭載せず、スズ 2 mm でできた背面シールドを搭載する。

7.3 まとめ

我々は人工衛星（惑星）搭載用の超小型 GRB 偏光検出器の開発を行っている。人工惑星の制約上、強い重量制限が存在する。我々の目標は２ kg の検出器である。本研究では、

GRB の偏光観測に適した検出器としてコンプトン散乱型の偏光検出器を選び、EGS5 シミュレーションと数値計算によりその最適なデザインを検討した。各種のバックグランドを考慮した上で、設計された検出器における最小検出可能偏光度（MDP）を、BATSE 衛星が検出した現実の GRB に対し見積もった。図 7.1 では GRB の偏光度によって我々の検出器でどの程度の検出が可能かを示した。

偏光度が高い場合は、年間数個の偏光度を観測できる可能性があるが、偏光度が低い場合には、その偏光を検出できる確率が低いと結論される。また、デザインを決定した EGS5 シミュレーションの正当性を示すために、実験により求められた M, η と比較した。その結果、実験による M, η は誤差の範囲でシミュレーション値と一致することが示された。

偏光度を検出する実験は大変難しい、高度な実験である。GRB の偏光度は未だ観測されていないため、我々の検出器がどれだけの GRB について偏光を検出できるかは実際には分からないが、50%程度偏光しているとすると、確実に見える視野 FOV_{cen} では年間 1〜2 個で、偽のモジュレーションをうまく引く事ができれば、年間 5〜6 個の GRB の偏光を検出することが可能である。これにより GRB の磁場構造、放射機構の解明に繋がる事が望まれる。また数個の銀河核やブレーザーについても偏光を検出したい。銀河核やブレーザーは定常天体であるので、GRB よりも観測時間をのばすことができる。十分長い観測を行えば GRB に対する時よりも MDP を下げることが可能である。

7.4 今後の課題

今後の課題としては、図 7.2 のデザインに基づいた試作モデルを作成し、その性能を試験することが挙げられる。また、試作モデルの試験のために宇宙空間と同じような平行なガンマ線を出すビームラインを製作する予定である。他には、放射線耐性試験、放射光施設での偏光計測試験等を行う必要がある。本来は、散乱されたガンマ線の方向ベクトルを測定するのが理想的である。この為には散乱位置を検出することを必要とする。もっと複雑な検出器が必要であるが、技術は日進月歩であり、これらも検討したい。

謝辞

この２年間、研究を行う上でご理解、ご協力を得た方々にこの場を借りてお礼をさせて頂きます。

　指導教官の村上先生には、実験の進め方だけでなく、根本となる物理的思考やプレゼンテーション技術、社会人として必要な常識等様々なことを教えていただきました。ありがとうございました。

　助手の米徳先生には、実験で行き詰ったときいつも助けていただきましたし、研究とプライベートのメリハリをつけて有意義な学生生活を過ごさせていただきました。ありがとうございました。

　村上研での３年間は物理の勉強だけでなく、責任を持って自主的に行動することを学べた貴重な経験でした。来年度からの社会人としての生活でもこの経験を活かし、日々努力していきたいと思います。

同期の木下君、同じ苦労を共有できる仲間の存在は心強い限りでした。一人でいるより大変楽だったと思います。ありがとう。

　M1 の小平君、君のノートにはよく助けられました。奥野君、何度も一緒に物理を考えさせてしまいました。吉成君、一年しか一緒ではありませんでしたが、金沢ドームの責任者として頑張ってくれたと思います。４年の青山さん、シミュレーションを手伝ってもらいました。喜田村君、修論の図を沢山描いてもらいました。その他の４年生にも日頃の作業で色々な事を手伝ってもらいました。ありがとうございました。

最後になりましたが、様々な面から学生生活を支えてくれた両親と、共に過ごした友人達に感謝させて頂きます。

付 録 A　相対論的ビーミング

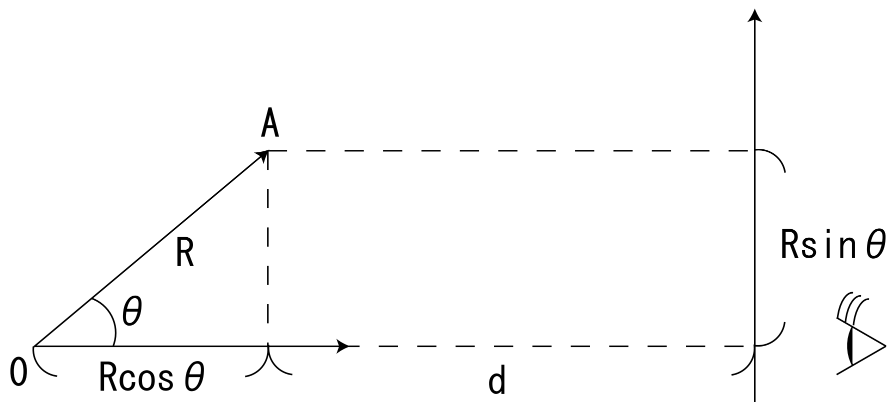


図 A.1: 点 O から点 A に速度 β c で運動する物体からの放射を角度 θ 傾いた方向から観測している。

図 A.1 に示すように、観測者の視線方向から角度 θ 傾いた方向に速度 βc で動いている物体からの放射を考える。

- $t = 0$ ： O 点から光 1 が放射される。
- $t = t_1 = (R\cos\theta + d)/c$ ： 観測者に光 1 が到着する。
- $t = R/\beta c$ ： 物体が A 点に到着し、光 2 が放射される。
- $t = t_2 = R/\beta c + d/c$ ： 観測者に光 2 が到着する。

と考えると、観測者が測る見かけの時間間隔 Δt は

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{R}{\beta c} - \frac{R\cos\theta}{c} = \frac{R(1-\beta\cos\theta)}{\beta c} \tag{A.1}$$

であるので、観測者から見た物体の見かけの速度 v_{ap} は

$$v_{ap} = \frac{R\sin\theta}{\Delta t} = \frac{\beta\sin\theta c}{1-\beta\cos\theta} \tag{A.2}$$

$\gamma \gg 1$ であるならば $1-\beta \sim 1/2\gamma^2$ であり、θ が小さいとすると $\sin\theta \sim \theta, \cos\theta \sim 1-\theta^2/2$ であることを使うと

$$v_{ap} \sim \frac{2\gamma^2 c}{\theta^{-1} + \gamma^2\theta} \tag{A.3}$$

と表せる。ここで、相加相乗平均の関係から

$$v_{ap} \sim \frac{2\gamma^2 c}{\theta^{-1} + \gamma^2\theta} \leq \frac{2\gamma^2 c}{2\sqrt{\theta^{-1}\gamma^2\theta}} = rc \tag{A.4}$$

である。等号成立は $\theta^{-1} = \gamma^2\theta$ であるので、

$$\theta = \frac{1}{\gamma} \tag{A.5}$$

のとき見かけの速度 v_{ap} が最大値 γc をとり、物体は見かけ上光速を超えて運動している。見かけの速度 v_{qp} →大になるためには θ →大であるので A.5 式は観測される最大の θ である。

つまり、物体の速度が十分に速い場合は、速度方向から $1/\gamma$ 以上傾いた場所には放射は届かないことになる。これは相対論的ビーミングと呼ばれる。

付 録B　加速度を受ける粒子からの放射

運動する粒子が作る電場と磁場は、$\vec{n}$ を粒子から観測者方向の単位ベクトル、R を両者の距離とすると次の式で書ける。

$$\vec{R}(t') = \vec{r} - \vec{r_0}(t') \quad , \quad R(t') = |\vec{R}(t')| \quad , \quad \vec{n} = \frac{\vec{R}}{R} \tag{B.1}$$

$$\vec{\beta} \equiv \frac{\vec{u}}{c} \qquad , \qquad \kappa \equiv 1 - \vec{n} \cdot \vec{\beta} \tag{B.2}$$

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = q \left[\frac{(\vec{n} - \vec{\beta})(1 - \beta^2)}{\kappa^3 R^2} \right] + \frac{q}{c} \left[\frac{\vec{n}}{\kappa^3 R} \times \left\{ (\vec{n} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}} \right\} \right] \tag{B.3}$$

$$\vec{\beta}(\vec{r}, t) = \left[\vec{n} \times \vec{E}(\vec{r}, t) \right] \tag{B.4}$$

式から分かる通り電場・磁場の第一項は距離の 2 乗で減少する。これは静電場・静磁場を表す項である。これに対して、第二項は 1 乗なので距離で減衰せず無限遠に到達できる。これが放射の項である。放射の項だけに注目すると

$$\vec{E}_{rad}(\vec{r}, t) = \frac{q}{c} \left[\frac{\vec{n}}{\kappa^3 R} \times \left\{ \left(\vec{n} - \vec{\beta} \right) \times \dot{\vec{\beta}} \right\} \right] \tag{B.5}$$

$$\vec{B}_{rad}(\vec{r}, t) = \left[\vec{n} \times \vec{E}_{rad}(\vec{r}, t) \right] \tag{B.6}$$

となる。粒子からの単位面積あたりの放射強度はポインティングベクトルの強度 S を用いて、

$$\frac{dW}{dtdA} = S = \frac{c}{4\pi} E_{rad}^2(t) \tag{B.7}$$

$$\frac{dW}{dA} = \frac{c}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E_{rad}^2(t) dt \tag{B.8}$$

で表される。スペクトルを求めるためにフーリエ変換を考えると

$$E(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E(t) e^{i\omega t} dt \tag{B.9}$$

$$E(t) = \int_{-\infty}^{\infty} E(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \tag{B.10}$$

であり、パーセバルの定理と $E(\omega)$ の対称性を使って

$$\int_{-\infty}^{\infty} E_{rad}^2(t) dt = 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} |E_{rad}(\omega)|^2 \, d\omega = 4\pi \int_0^{\infty} |E_{rad}(\omega)|^2 \, d\omega \tag{B.11}$$

となる。よって、B.8 式から単位周波数、単位立体角あたりの放射強度は

$$\frac{dW}{dA} = c\int_0^\infty |E_{rad}(\omega)|^2 \, d\omega \tag{B.12}$$

$$dA = R^2 d\omega \tag{B.13}$$

$$\frac{dW}{d\omega d\Omega} = cR^2 |E_{rad}(\omega)|^2 \tag{B.14}$$

で表される。これは C.9 式と C.5 式を用いて

$$\frac{dW}{d\omega d\Omega} = \frac{q^2}{4\pi^2 c}\left|\int \left[\vec{n}\times\left\{\left(\vec{n}-\vec{\beta}\right)\times\dot{\vec{\beta}}\right\}\kappa^{-3}\right]e^{i\omega t}dt\right|^2 \tag{B.15}$$

と書き直せる。これを遅延時間 $t' = t - R(t')/c$ を使って変数変換すると $dt = \kappa dt'$ であり、観測者の近傍の放射を見るとして、$|\vec{r_0}| \gg |\vec{r}|$ から $R(t') \sim -\vec{n}\cdot\vec{r_0}$ であるので、B.15 式は

$$\frac{dW}{d\omega d\Omega} = \frac{q^2}{4\pi^2 c}\left|\int \vec{n}\times\left\{\left(\vec{n}-\vec{\beta}\right)\times\dot{\vec{\beta}}\right\}\kappa^{-2}\exp\left[i\omega(t' - \frac{\vec{n}\cdot\vec{r_0}(t')}{c})\right]dt'\right|^2 \tag{B.16}$$

となり、さらに、$\vec{n}\times\{(\vec{n}-\vec{\beta})\times\dot{\vec{\beta}}\}\kappa^{-2} = d/dt'\kappa^{-1}\vec{n}\times(\vec{n}\times\vec{\beta})$ であることを使うと

$$\frac{dW}{d\omega d\Omega} = \frac{q^2\omega^2}{4\pi^2 c}\left|\int \vec{n}\times(\vec{n}\times\vec{\beta})\exp\left[i\omega(t' - \frac{\vec{n}\cdot\vec{r_0}(t')}{c})\right]dt'\right|^2 \tag{B.17}$$

となる。

これが加速度を受ける粒子からの単位周波数、単位立体角あたりの放射強度を表す式である。

付 録C　フェルミ加速

運動量の大きさ P、エネルギー E、速度 $v = pc^2/E$ の粒子が、衝撃波面の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事ができるためには、粒子の速度は流体の速度よりも大きくなくてはならない。流体の速度は高速に比べて小さいとし、V/c の 1 次の範囲で考える。

図 C.1 のように粒子が衝撃波面を角度 θ^+ で上流から下流に横切ったとする。粒子の物理量は測る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で測った量には添え字 u、下流の流体とともに運動する系で測った量には添え字 d をつけ、衝撃波の静止系で測った量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

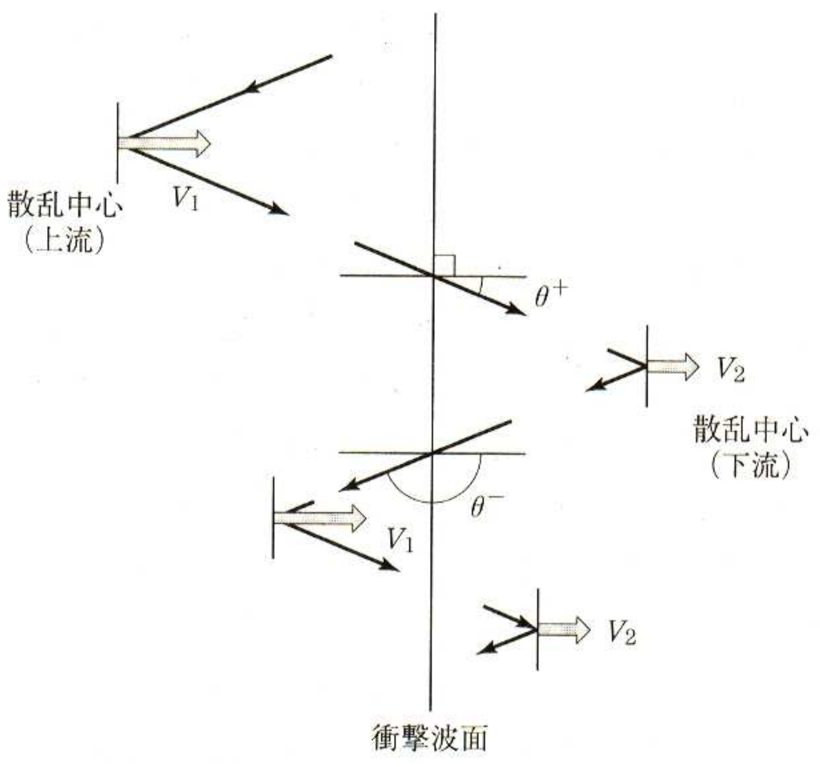


図 C.1: フェルミ加速の概念図。衝撃波面を何度も粒子が往復することにより加速されていく。

$$\begin{pmatrix} \frac{E^u}{c^u} \\ p^u \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & -\gamma\frac{V}{c} \\ -\gamma\frac{V}{c} & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{E}{c} \\ P\cos\theta \end{pmatrix} \qquad \star\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \tag{C.1}$$

と書け、$\gamma \sim 1$ と近似すると

$$E^u = E - V_1 p \cos\theta^+ \tag{C.2}$$
$$E^d = E - V_2 p \cos\theta^+ \tag{C.3}$$

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 θ^- で横切るとする。このとき散乱は下流の流体の静止系で測って、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

$$E^d = E' - V_2 p' \cos\theta^- \tag{C.4}$$
$$E'^u = E' - V_1 p' \cos\theta^- \tag{C.5}$$

の関係が成り立つ。散乱後のエネルギー E' が E に比べて、どれだけ変化しているかは粒子の速度 v を一定として

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

である。今、$V \ll v$ で考えているので、粒子の角度分布は等方であると考えてよい。$\cos\theta^+$ の期待値は

$$< \cos\theta^+ >= \frac{\int_0^\varphi \cos^2\theta \sin\theta d\theta}{\int_0^\varphi \cos\theta \sin\theta d\theta} = \frac{1/12 \int_0^\varphi \sin 3\theta d\theta}{1/4 \int_0^\varphi \sin 2\theta d\theta} = \frac{1/12 \lim_{\varphi\to 2\pi}(1 - cos3\varphi)}{1/4 \lim_{\varphi\to 2\pi}(1 - cos2\varphi)} = \frac{2}{3} \tag{C.7}$$

であり、$\cos\theta^- = \cos(\pi - \theta^+) = -\cos\theta^+$ から

$$< \cos\theta^- >= -\frac{2}{3} \tag{C.8}$$

である。ここから往復によるエネルギー変化の期待値は

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

と書ける。V/c の一次の範囲で考えると

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

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、C.10 式より

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

であるから

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

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

$$\Delta p = \frac{4}{3}\frac{(V_1-V_2)}{c}p \tag{C.13}$$

だけ増加するので、n 回往復を考えると

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

$$\lim_{a\to\infty}\left\{\left(1+\frac{1}{a}\right)^a\right\}^{b/a} = e^{b/a} \qquad \text{より} \qquad \frac{1}{a} = \frac{4(V_1-V_2)}{3c} \qquad \text{とおくと}$$

$$p_n = \left\{1+\frac{4(V_1-V_2)}{3c}\right\}^n = \left[\left\{1+\left(\frac{1}{a}\right)\right\}^a\right]^{a/n} = exp\left(\frac{n}{a}\right) = exp\left\{\frac{4n(V_1-V_2)}{3c}\right\} \tag{C.15}$$

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 $E = mc^2, p=mv$ なので、運動量の増加は一定となり

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

である。

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っているので、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 $P_esc = 4V_2/v$ となっていることを意味する。$1-P_esc$ は再び下流から衝撃波面を横切り上流へと戻るものの割合であるから、粒子が相対論的な場合の n 回往復の割合は

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

となる。運動量が p より大きい粒子数 $N(>p)$ は C.15,C.17 式から

$$P(>n) \approx exp\left\{-4n\frac{V_2}{c}\right\} = exp\left\{-4nc\frac{V_2}{c}\cdot\frac{(V_1-V_2)}{3V_2}\cdot\frac{3V_2}{(V_1-V_2)}\right\}$$
$$= exp\left\{-4nc\frac{(V_1-V_2)}{3c}\cdot\frac{3V_2}{(V_1-V_2)}\right\} = \left\{exp\left(4n\frac{(V_1-V_2)}{3c}\right)\right\}^{-\frac{3V_2}{(V_1-V_2)}}$$
$$= \left(\frac{p_n}{p_0}\right)^{-\left(\frac{3V_2}{(V_1-V_2)}\right)} \tag{C.18}$$

となり、

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

べき関数のスペクトルが得られる。すなわち、ある一定の運動量以上を持つ粒子の分布 $N(p)$ は $p^{-\mu}$ に比例する。スペクトル指数

$$\mu = \frac{3V_2}{V_1-V_2} + 1 = \frac{r+2}{r-1} \tag{C.20}$$

は衝撃波の圧縮比 r のみで決まるもので、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

$$N(>p) \propto p^{-2} \tag{C.21}$$

である。

付 録D　EGS

EGS は物質中での光子・電子・陽電子の輸送計算をモンテカルロ法によって行うコンピュータプログラムである。EGS はサブルーチンと呼ばれる小さなプログラムの集合で構成されていて、それらは２つに大別される。図 D.1 には EGS5 コードの全体図を示した。点線より上はユーザー側が任意に変更する部分ユーザーコード、下が EGS の本体である EGS コードとなっている。

ユーザーは自分の行いたいシミュレーション条件をユーザーコードとして与えなければならないが、ユーザーコードを一から自作するのはかなり難しいので、一般的には KEK 等が公開しているサンプルユーザーコードを自分のシミュレーション用にカスタマイズして用いる。

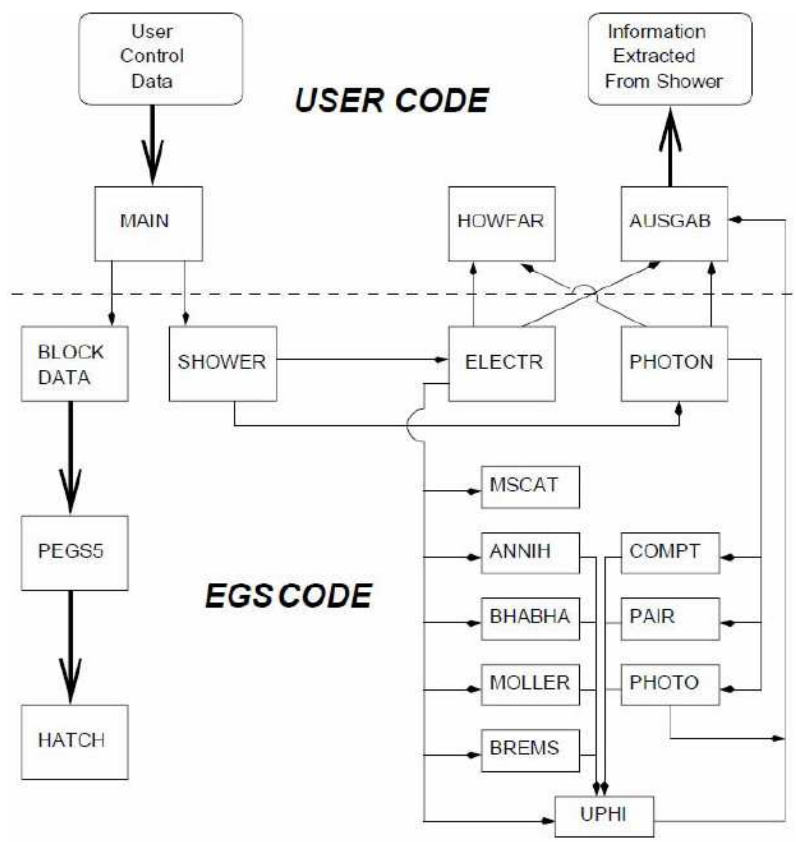


図 D.1: EGS5 コードの全体図。点線より上はユーザー側が任意に変更する部分ユーザーコード、下が EGS の本体である EGS コード。

ユーザーコードとして EGS に渡すファイルは以下の３つである。

- ****.f : fortran コードファイル。どのようなシミュレーションを行い、その結果をどう出力するか等が書かれている。また、粒子の飛跡から次の反応点や次の物質領域までの距離を計算するサブルーチン HOWFAR、データ収集を行うサブルーチン AUSGAB もここに書かれる。
- ****.data : 形状データファイル。シミュレーションに使われる物質の数、形状等が書かれている。
- ****.inp : 物質データファイル。物質の構成元素、密度等が書かれている。このデータからサブルーチン PEGS が各種反応の起る確率を計算する。

関連図書

[1] Rees , M. J. , Meszaros P.　1992 , MNRAS 258 , L41
Relativistic fireballs : energy conversion and time-scales

[2] Piran , T.　1998 , Phys. Rept. 314 , 575
GAMMA-RAY BURSTS AND THE FIREBALL MODEL

[3] Band , D. L. et al.　1993,ApJ 413,281
BATSE OBSERVATION OF GAMMA-RAY BURST SPECTRA.I.SPECRAL DIVERSITY

[4] BATSE HomePage　http://www.batse.msfc.nasa.gov/batse/

[5] EGS 研究会 HomePage　http://rcwww.kek.jp/egsconf/index.html

[6] 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)

[7] 内田恒夫「γ 線バースト GRB030329 と屋上観測システム」　(金沢大学 2003 修士論文)

[8] 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)

[9] 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　八角シンチレータの性能」　(日本大学 2003 修士論文)

[10] Rybicki , G. B. , Lightman , A. P. , 1979 , WILEY INTER SCIENCE
Radiative Processes in Astrophysics

[11] 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