

修士論文

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

金沢大学大学院 自然科学研究科数物科学専攻

小平 裕宣 (学籍番号 0513011017)

指導教官 村上 敏夫

平成 19 年 1 月 31 日

概要

ガンマ線バースト (以下 GRB) とは非常に短い時間変動を伴うガンマ線が、宇宙の遠方から数十ミリ秒–数百秒の短時間に突発的に飛来する天体現象であり、この現象は1日に約1回、等方的に検出されている。またその総エネルギーは 10^{52} erg にも達する。これは超新星爆発時における電磁波の総エネルギーが 10^{48} erg 程度であることと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。

現在 GRB を記述する理論モデルとして、火の玉モデル (Fireball Model) がある。このモデルではまず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を形成し、ローレンツ因子にして $\gamma \gg 1$ のような相対論的な速度を持つ物質流が生成される。その後物質流同士や星間物質との衝突によって衝撃波が作られ、衝撃波中で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きシンクロトロン放射で輝くというものである。一般的にシンクロトロン放射で放射される電磁波は、磁場に対して垂直に偏光している。よって GRB の偏光観測を行うことができれば、その磁場構造、放射機構を解明することができる。我々の研究の目的はまさにそこにある。

GRB の偏光観測を行う場合、ガンマ線は大気の影響で地上には届かないため、宇宙空間での衛星による観測が必要となる。そこで我々はソーラー電力セイル衛星を用いた GRB 偏光観測を計画している。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方式と、電気推進機関を組み合わせた推進方式で飛行する宇宙船であり、打ち上げから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向かう。しかしながらソーラーセイルを動力とするために、検出器の重量に 2 kg 程度という制限があるため設計はこれを考慮して行わなければならない。

そのような重量制限のもと、偏光検出に特化した検出器のデザインが昨年決定された。今回我々はシミュレーションに基づいた試作モデルを作成し、検出器から出てくる計 13 チャンネル分の信号を同時に処理することが可能な VA-TA 信号処理システムの立ち上げを行い性能評価を行うことで、フライトモデルに近い形での偏光検出装置の妥当性を示した。また偏光検出装置の妥当性を評価する際、検出器に平行光線を照射させたいことからビームラインを作成した。本論文ではまず、今回立ち上げた偏光検出装置について述べる。

衛星に検出器を搭載した場合、ほとんどの GRB は検出器に対して斜めに入射してくることになる。しかし GRB が斜めに入射してきた場合には、偏光成分による異方性だけでなく、検出器配置の幾何学的非対称性が生じることによる偽の異方性もまぎれこんでしまうため、斜めから入射してきたデータに対しては補正を行う必要がある。検出器に対して斜めに X 線が入射してきた場合の検出器の応答を評価するため、斜め入射の実験を行った。シミュレーションと似たような傾向の実験データを得ることはできたが、斜め補正を行うことで偏光度を導き出すまでには至らなかった。

本研究を通して浮き彫りになってきた今後の課題を明確化する。

目次

第 1 章	はじめに	9
第 2 章	ガンマ線バースト	11
2.1	ガンマ線バーストとは	11
2.2	GRB の起源	11
2.3	時間変動と継続時間	12
2.4	スペクトル	12
2.5	残光現象	14
2.6	火の玉モデル (Fireball Model)	16
2.7	研究目的	17
第 3 章	偏光について	18
3.1	偏光とは	18
3.2	偏光基礎過程	18
3.2.1	制動放射	18
3.2.2	シンクロトロン放射	18
3.2.3	コンプトン散乱	22
3.3	偏光が期待される天体	24
3.3.1	パルサー星雲型超新星残骸 (SNR)	24
3.3.2	活動銀河核 (AGN)	25
3.3.3	X 線パルサー	25
3.3.4	低質量 X 線連星系 (LMXB) 降着円盤	26
3.3.5	ブラックホール候補天体 (BHC)	26
3.4	過去の偏光天体観測について	27
3.5	偏光検出方法	29
3.5.1	ブラッグ反射型検出器	29
3.5.2	光電子追跡型検出器	30
3.5.3	散乱型検出器	30
3.5.4	最適な偏光検出方法	31
3.6	モジュレーションファクタ M と検出効率 η	33
3.6.1	モジュレーションファクタ M	33
3.6.2	検出効率 η	34
3.7	最小偏光検出可能偏光度 : MDP	34
第 4 章	ソーラー電力セイル衛星を用いた GRB の偏光観測計画	36
4.1	ソーラー電力セイル衛星の概要	36
4.2	推進機構	37

4.3	航行、観測計画	37
4.4	GRB の観測計画	37
4.5	GRB 偏光検出器に求められる性能	39
4.6	シミュレーションによるデザインの決定	39
4.7	シミュレーションによって求められた検出器の性能	40
4.8	本研究の目的	41
第 5 章	検出器一般について	42
5.1	シンチレーションカウンティング	42
5.1.1	光電子増倍管 (PMT:Photo Multiplier Tube)	42
5.1.2	シンチレータ	43
5.1.3	散乱体と吸収体	44
5.2	テルル化カドミウム半導体検出器 (CdTe 検出器)	44
第 6 章	ビームラインを用いた基礎実験	46
6.1	X 線発生装置	46
6.1.1	X 線発生装置の概要	46
6.1.2	EXM-101A5B	47
6.1.3	スペクトル	48
6.2	ビームライン	49
6.3	空気による散乱	50
6.4	フラックスを落とすためのフィルター	51
6.5	EGS	54
6.6	ビームラインの一様性	54
6.7	ビームラインを用いての偏光測定実験	56
6.7.1	セットアップ、実験方法	56
6.7.2	実験結果	57
第 7 章	試作モデルの作成	60
7.1	反射材	60
7.1.1	反射材の候補	60
7.1.2	反射材の選択のための実験	60
7.2	スペーサー	61
7.3	PMT の選定	62
7.4	プリント基盤回路及びケースの作成・組み上げ	62
7.5	VA-TA を用いた信号処理システムの構築	64
7.5.1	ヘッドアンプユニット	64
7.5.2	80057 型 PMT Data Processor	64
7.5.3	PC でのデータ取得までの流れ	66
7.6	PMT 性能評価	66
7.6.1	NIM システムによる PMT 性能評価	67
7.6.2	VA-TA システムによるプラスチックシンチレータ用 PMT の性能評価	67
7.6.3	VA-TA システムによる CsI(Tl) 用 PMT 性能評価	68
7.7	ゲインの調整	69

第 8 章	試作モデルでの偏光測定	71
8.1	無偏光光源による実験	71
8.1.1	セットアップ、実験方法	71
8.1.2	実験結果	71
8.2	X線発生装置の偏光測定実験	73
8.2.1	金属製マウントを用いた正面入射実験	73
8.2.2	正面入射実験	74
8.2.3	モジュレーションファクタのエネルギー依存性	76
8.3	斜め入射実験	78
8.3.1	EGSによるシミュレーション	78
8.3.2	実験	80
8.4	閾値を変化させたときのモジュレーションの変化	81
8.4.1	セットアップ、実験方法	81
第 9 章	考察	83
9.1	検出限界エネルギーが上がった理由	83
9.2	試作モデルでのモジュレーションカーブのエネルギー依存性	83
9.3	斜め入射実験の斜め入射補正	84
9.3.1	EGSシミュレーションを用いた補正方法の検討	84
9.3.2	実験データを用いた斜め入射補正	87
9.3.3	実験データとシミュレーションデータの違い	89
9.3.4	エスケープを考慮したシミュレーションデータの補正	91
第 10 章	まとめと今後の課題	92
10.1	まとめ	92
10.2	今後の課題	92
付 録 A	空気の密度	96
付 録 B	斜め入射実験	97
B.1	セットアップ・実験方法	97
B.2	実験結果	97
付 録 C	X線発生装置の偏光度	99
C.1	X線発生装置の偏光度測定実験	99
C.1.1	セットアップ、実験方法	99
C.1.2	実験結果	99
C.2	X線発生装置の偏光度 1	102
C.2.1	電子のエネルギー損失	102
C.2.2	偏光度はなぜ変化するのか	102
C.3	X線発生装置の偏光度 2	103
C.3.1	多重散乱の可能性	103
C.3.2	多重散乱による偏光度の変化	104
C.4	CdTe 半導体検出器を用いての偏光測定実験	105

付録 D 制動放射理論	106
D.1 動く粒子による放射	106
D.2 Dipole 輻射	107
D.3 制動放射	109
D.4 熱制動放射	113
D.5 付録	114

目次

2.1	BATSE によって観測された全 2704 個の GRB の分布	12
2.2	GRB ライトカーブの例	13
2.3	GRB の継続時間と発生数の関係	13
2.4	GRB990123 のエネルギースペクトル	14
2.5	BeppoSAX 衛星により観測された GRB970228 の X-ray afterglow	15
2.6	GRB970508 の可視光スペクトル	15
2.7	火の玉モデルの概念図	16
3.1	制動放射の概念図	19
3.2	シンクロトロン放射の概念図	21
3.3	コンプトン散乱の模式図	22
3.4	極角 θ についての微分断面積の角度分布	24
3.5	$\theta = 90^\circ$ の時の方位角 ϕ についての角度分布	24
3.6	ペンシルビームとファンビーム	26
3.7	反射型検出器の模式図	29
3.8	光電子追跡型検出器の模式図 (X 線 CCD)	30
3.9	100 keV とした時の $\theta = 0, 30, 45, 60, 90^\circ$ での方位角 ϕ 方向の散乱角度分布	31
3.10	入射エネルギーと原子番号 Z による主な相互作用	32
3.11	100 keV の入射光子に対する M の θ 依存性	33
3.12	極端な検出器デザインの例	34
3.13	トムソン散乱の場合の M, η の θ 方向の積分範囲依存性	35
4.1	ソーラー電力セイル衛星のイメージ図	36
4.2	宇宙空間でのソーラーセイル展開実験	37
4.3	ソーラー電力セイル衛星の構成	38
4.4	2つの衛星間での IPN	38
4.5	GRB990506 の IPN での位置決定	39
4.6	EGS によって決まったシンチレータの形状	40
4.7	検出器の性能	40
4.8	MDP に対する 1 年間で検出可能な GRB 数	41
5.1	光電子増倍管の概観図	42
5.2	光電子増倍管の回路図	43
6.1	X 線発生装置の概念図	47
6.2	X 線発生装置及び制御装置	48
6.3	CdTe 検出器で測定した加速電圧 100 kV のときの X 線発生装置のスペクトル	48

6.4	今回作成したビームラインの様子	49
6.5	ビームラインのみでの真空実験	50
6.6	空気の全減衰係数	51
6.7	厚さ 2 mm の Sn 板と Cu 板を取り付けた後の X 線発生装置のスペクトル	52
6.8	様々な物質の全吸収係数	52
6.9	様々な物質に対する X 線の透過率	53
6.10	ビームライン内の一様性を調べるための測定点	54
6.11	9 つの測定点で得られたスペクトルの重ね合わせ	55
6.12	それぞれの場所で得られたスペクトルを 20-200 keV の範囲で積分した積分カウン トの平均値	55
6.13	実験装置の模式図	56
6.14	100 kV の加速電圧で得られた X 線発生装置のスペクトル	57
6.15	さまざまなエネルギー帯でのモジュレーションカーブ	58
6.16	モジュレーションファクタのエネルギー依存性	58
6.17	シミュレーションで得られた 100 % 偏光した X 線を入射したときのモジュレーシ ョンファクタ	59
6.18	ビームラインを用いた X 線発生装置の偏光度	59
7.1	組み上げたあとの CsI(Tl) シンチレータとプラスチックシンチレータ	61
7.2	PMT とシンチレータの組み合わせ	62
7.3	作成したプリント基板	63
7.4	作成した検出器ケースにシンチレータを組み込んだ様子	63
7.5	プリント基板に起こした回路の回路図	63
7.6	作成した検出器の完成した写真	63
7.7	ヘッドアンプ内の概念図	65
7.8	80057 型 PMT Data Processor	65
7.9	PC でのデータ取得までの流れ	66
7.10	検出限界エネルギーを調べる実験結果	67
7.11	VA-TA システムによるプラスチックシンチレータ検出限界エネルギー	68
7.12	ゲインの HV 依存性	70
7.13	ゲイン補正前と補正後の ^{241}Am スペクトルデータ	70
8.1	放射線源を用いたフラット実験の模式図	72
8.2	測定された無偏光光源のスペクトルデータ	72
8.3	測定された無偏光光源のモジュレーションカーブ	73
8.4	正面照射実験の写真及び模式図	74
8.5	金属マウントが散乱体となってしまったモジュレーションカーブ	75
8.6	セットアップを改善した正面照射実験の写真及び模式図	75
8.7	プラスチックシンチレータ垂直入射のモジュレーションカーブ	76
8.8	照射範囲を限って照射させたときのスペクトル	77
8.9	図 8.8 のスペクトルをそれぞれのエネルギー範囲で積分したときのモジュレーシ ョンカーブ	77
8.10	斜め入射の EGS シミュレーション	79
8.11	偏光度 15 %、100 keV、斜め入射のときのモジュレーションカーブの角度依存性	79

8.12	斜め入射実験の写真及び模式図	80
8.13	斜め入射実験で得られたモジュレーションカーブの入射角度依存性	81
8.14	斜め入射実験で得られたモジュレーションカーブの入射角度依存性 (LD 高い)	82
8.15	斜め入射実験で LD を変えたときのモジュレーションカーブの変化	82
9.1	斜め入射のシミュレーションデータ	85
9.2	斜め入射シミュレーションの補正モジュレーションカーブ	86
9.3	斜め入射の実験データ及びシミュレーションデータ	87
9.4	斜め入射実験の補正モジュレーションカーブ	88
9.5	斜め入射シミュレーションの CsI(Tl) シンチレータスペクトル	90
9.6	シミュレーションデータを補正した後の実験データ補正	91
B.1	斜め入射実験の模式図	97
B.2	斜め入射のモジュレーションカーブ 1	98
B.3	斜め入射のモジュレーションカーブ 2	98
C.1	それぞれの加速電圧で得られたスペクトル	100
C.2	さまざまなエネルギー帯でのモジュレーションカーブ 2	100
C.3	モジュレーションファクタのエネルギー依存性 2	101
C.4	エネルギー依存性を加速電圧で規格化	101
C.5	原子の電子による散乱の模式図	103
C.6	2 回散乱の模式図	104
C.7	半導体検出器及びシンチレーション検出器で求めた X 線発生装置の偏光度	105
D.1	An electron of charge $-e$ moving past an ion of charge Ze .	109
D.2	単一速度の電子による制動放射のスペクトル	112

表 目 次

3.1	過去の X 線による偏光観測結果	28
3.2	代表的な偏光の検出方法の利点と欠点	32
5.1	主なシンチレータの特性	44
5.2	各半導体デバイスの基本特性の比較	45
6.1	X 線発生装置の仕様	47
6.2	空気中の X 線透過率@100 keV、20 °C	51
6.3	様々な物質の密度	53
6.4	厚さ 2 mm の Sn 板、Cu 板を入れたときの透過率	53
7.1	反射材によるゲインの変化	61
7.2	PMT の仕様	62
7.3	各線源が放射する主な光子のエネルギー	67
7.4	検出限界エネルギー、エネルギー分解能@59.5 keV	69
8.1	積分範囲を変えたときのモジュレーションファクタの値	78
9.1	シミュレーションによる斜め入射補正で得られたモジュレーションファクタ及び偏光度	84
9.2	実験データの斜め入射補正で得られたモジュレーションファクタ及び偏光度	88
9.3	Cs 及び I の特性 X 線のエネルギー	91

第1章 はじめに

ガンマ線バースト (Gamma Ray Burst ; 以下 GRB) は、その残光の発見から 10 年たった今、星の死とブラックホールの誕生に関わる重要な現象であることが明らかになり、その研究は、超新星爆発、高エネルギー天文学、初代天体、ダークエネルギーなどさまざまなテーマにまたがる巨大な分野に成長した。

ガンマ線バーストとは非常に短い時間変動を伴うガンマ線が、宇宙の遠方から数十ミリ-数百秒の短時間に突発的に飛来する天体現象であり、この現象は 1 日に約 1 回、等方的に検出されている。またその総エネルギーは 10^{52} erg にも達する。これは超新星爆発時における電磁波の総エネルギーが 10^{48} erg 程度であることと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。ガンマ線バーストは宇宙の遠方つまり初期宇宙で起きていること、またそのエネルギーが非常に大きいことから初期宇宙の探索に用いることができる。すばる望遠鏡による 133 億年前 ($z=6.3$) の GRB の発見は、GRB を用いた太古の宇宙の探査という新たな領域を作り上げた。

3 K のマイクロ波背景放射を観測した WMAP 衛星は、宇宙年齢やバリオン・暗黒物質・暗黒エネルギーの比率を決めたが、これは宇宙の最も遠方の晴れ上がりの一時期を見たものであって、現在までの歴史を連続的にトレースしたわけではない。一方で GRB を用いれば、光学望遠鏡では届かないような距離を赤方偏移ごとに宇宙を輪切りにして見るができる。GRB を光源とした初期宇宙探査や宇宙空間の観測が活発となれば、星生成歴や宇宙再電離、ブラックホールの生成・進化などあらゆる領域の宇宙が、ガンマ線バーストを利用することでより定量的に解明することができるようになるだろう。

現在 GRB を記述する理論モデルとして、ファイヤーボールモデルがある。このモデルではまず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を形成し、ローレンツ因子にして $\gamma \gg 1$ のような相対論的な速度を持つ物質流が生成される。その後物質流同士や星間物質との衝突によって衝撃波が作られ、衝撃波中で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きシンクロトロン放射で輝くというものである。一般的にシンクロトロン放射で放射される電磁波は、磁場に対して垂直に偏光している。よって GRB の偏光観測を行うことができれば、その磁場構造、放射機構を解明することができると考えられる。GRB から高い偏光度が観測されれば、GRB はファイヤーボールモデルの予言どおりシンクロトロン放射であり、発生源における磁場は揃っていることが示されるであろう。我々の研究の目的は、GRB の偏光観測を行うことによって放射機構を解明することである。

GRB の偏光観測を行う場合、ガンマ線は大気の影響で地上には届かないため、宇宙空間での衛星による観測が必要となる。しかしながら地球周回衛星では、地球の周りには地球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、地球からのバックグラウンドが問題となる。とくに偏光を観測する際には、バックグラウンドは偏光検出器の性能を決める大きなパラメータとなるため、非常に重要な問題である。そこで我々はソーラー電力セイル衛星に

目をつけた。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方式と、電気推進機関を組み合わせた推進方式で飛行する宇宙船であり、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向かう。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。この衛星は地球から離れることにより、地球からのバックグラウンドがなくなるため、GRBの偏光検出には適している。しかしながらソーラーセイルを動力とするために、検出器の重量に2 kg程度という制限があるため設計はこれを考慮して行わなければならない。

そのような重量制限のもと、偏光検出に特化した検出器のデザインが決定された。今回シミュレーションによって決定されたデザインの検出器を衛星に搭載した場合、シミュレーションの結果から、仮にGRBの偏光度が40%程度であるならば年間で5-6個のGRBが視野全体で検出されると見積もられた。そのうち視野の中心で検出されるGRBは1-2個である。衛星に検出器を搭載した場合、ほとんどのGRBは検出器に対して斜めに入射してくることになる。しかしGRBが斜めに入射してきた場合には、偏光成分による異方性だけではなく、検出器配置の幾何学的非対称性が生じることによる偽の異方性もまぎれこんでしまうため、斜めから入射してきたデータに対しては補正を行う必要がある。もし仮に斜めから入射してきたどのGRBに対しても、きちんと補正することができるのであれば、年間に検出できるGRBの個数は非常に増えることになる。よって斜めから入射してきたGRBに対しても、いかに偏光度を正しく求められるかが、GRBの偏光検出にとって大きな鍵となる。

本論文の目的はシミュレーションに基づいた試作モデルの作成を行うこと、検出器から出てくる計13チャンネル分の信号を同時に処理することが可能なVA-TA信号処理システムの立ち上げを行うこと、そしてそれらを用いた基礎実験を行うことでフライトモデルに近い形での偏光検出装置の評価を行うことである。また基礎実験を行う際には検出器に平行光線を入射させたいことから、ビームラインの作成も行う。そして最後にX線が斜めに入射してきたときの検出器の応答を見る。特に斜めに入射してきたX線に対して正しい偏光度を導き出すことができるかは、偏光検出可能な年間のGRB数を見積もるときに重要になる。本論文では今回行った研究を通して浮き彫りになってきた、今後の課題を明確に示す。

第2章 ガンマ線バースト

本章では我々が研究対象としているガンマ線バーストについて、現在までに知られている特徴について述べる。我々が目指す最終的な目標は偏光検出器を人工衛星に搭載し、ガンマ線バーストの偏光度を測定することによって放射メカニズムを解明することである。

2.1 ガンマ線バーストとは

ガンマ線バースト (Gamma Ray Burst ; 以下 GRB) は、非常に短い時間変動を伴うガンマ線が、宇宙の遠方から数十ミリ-数百秒の短時間に突発的に飛来する天体現象である。この現象は1日に約1回、等方的に検出されている。またその総エネルギーは 10^{52} erg にも達する。これは超新星爆発時における電磁波の総エネルギーが 10^{48} erg 程度であることと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年にアメリカの軍事衛星 Vela によって偶然発見された。Vela 衛星の主な目的は、大気圏や宇宙空間での核実験を監視することであり、0.2-10 MeV のエネルギー帯域に感度を持っている。当初は原因不明であったため、軍事機密として扱われ発表されなかった。しかし3年間で16例もの現象が、地球からではなく宇宙から検出されたこともあり、1973年にはGRBとして公式に発表された。その後の観測からGRBは宇宙の遠方、つまり初期宇宙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GRBを記述する理論モデルとしてファイヤーボールモデル (Rees & Meszaros,1992 ; Piran,1998) が提唱され、支持を得ている。GRBは遠方の宇宙(初期宇宙)で発生する現象であるため、その強いガンマ線光源を用いて初期宇宙を探ることが可能である [4][8]。

2.2 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シンチレータを光電子増倍管(Photo Multiplier Tubes ; 以下PMT)で読み出すシンチレーション検出器で、数十keV-数MeVに感度を持ち、9年間で2704個のGRBを検出した。その結果、GRBの発生方向は図2.1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ば、銀河面や銀河中心の方向に偏った分布をするはずである。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。この後の残光現象(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直接的に示された。

現在GRBの起源であると考えられている天体現象として、GRB030329の観測結果などから大質量星の爆発(Hypernova)が挙げられている。この現象はエネルギーの大きな超新星爆発に相当する [4][8]。

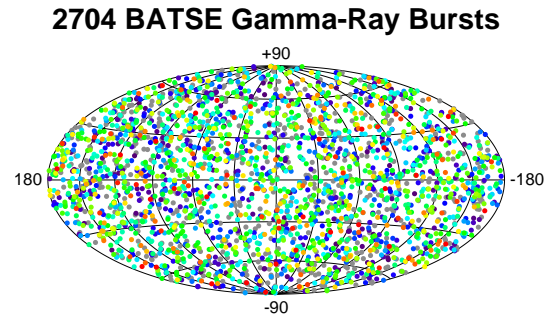


図 2.1: 点は BATSE によって検出された全 2704 個の GRB 分布を示している。GRB が我々の銀河で起こっている現象ならば、銀河面に集中した分布になるはずであるが、検出された GRB は全天に等方的に分布している。つまり GRB は銀河系ハローか、遠方宇宙を起源とするものであることが分かる。

2.3 時間変動と継続時間

GRB の継続時間や時間変動には、様々な種類が存在する。観測によって得られた GRB フラックスの時間変動 (ライトカーブ) を図 2.2 に示す。継続時間は数 msec という非常に短いものから、数 100sec にわたるものまで様々であり、また時間変動も多種多様であることが見て取れる。

図 2.3 は継続時間に対する GRB の個数分布を示している。BATSE 検出器を開発したグループは、継続時間を 50–300 keV のエネルギー帯において、全カウント数の 90 % が集まった時間 (T_{90}) として定義している。図 2.3 から 2 秒を境にして、2 つの分布が見て取れる。継続時間が 2 秒より短い GRB を Short Burst、2 秒より長いものを Long Burst と呼んでいる [4][8]。

2.4 スペクトル

GRB の大きな特徴のひとつに、そのスペクトルが挙げられる。図 2.4 に BATSE 検出器によって観測された明るい GRB のスペクトルを示す。GRB のスペクトルは観測結果から、2.1 式のような折れ曲がったベキ関数で記述されることが示された [3]。

$$N(\nu) = N_0 \times \begin{cases} (h\nu)^\alpha \exp(-h\nu/E_0) & \text{for } h\nu < H \\ \{(\alpha - \beta)E_0\}^{(\alpha-\beta)} (h\nu)^\beta \exp(\beta - \alpha) & \text{for } h\nu > H \end{cases} \quad (2.1)$$

$$H \equiv (\alpha - \beta)E_0$$

GRB のスペクトルが熱平衡分布であるマクスウェル分布 $\propto \exp(-\frac{h\nu}{kT})$ にならず、ベキ関数の形をしていることから、GRB はシンクロトロン放射のような非熱的な放射をしていると考えられる。2.1 式の係数であるが、観測から平均で $\alpha \sim -1, \beta \sim -2$ であることが分かっている。特に β の値はどの GRB でも揃っている [4][8]。

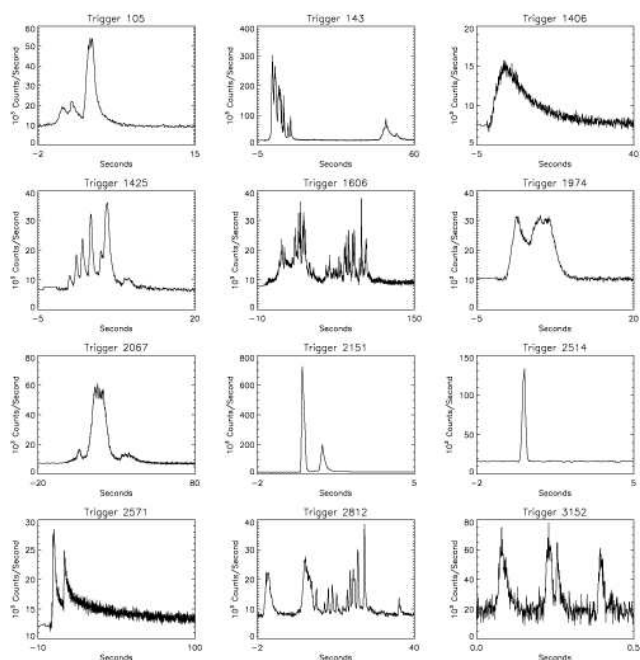


図 2.2: GRB ライトカーブの例。横軸に時間、縦軸に GRB のフラックスを取っている。様々な形、継続時間の GRB が存在する。共通しているのは早い立ち上がりと、緩やかな立ち下がりである。

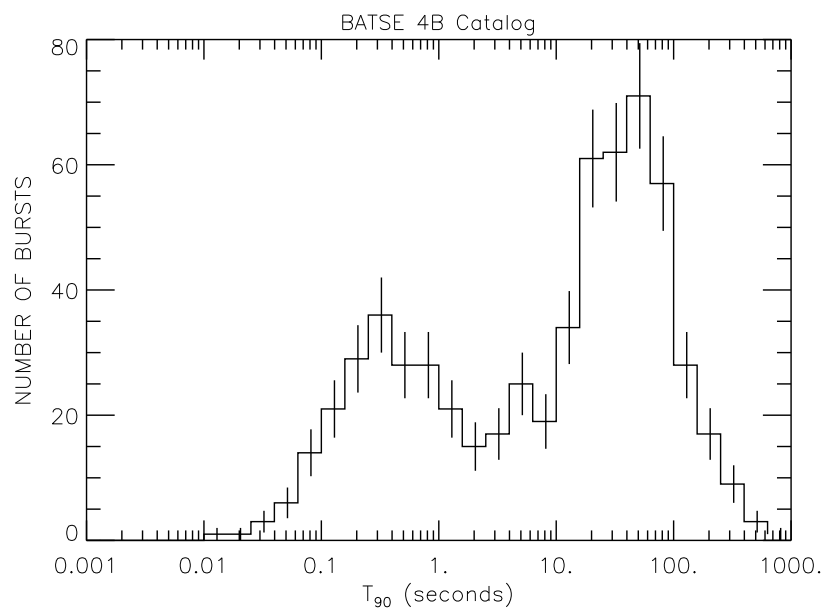


図 2.3: GRB 継続時間に対する個数分布。2つの分布が存在することから、GRB は継続時間によって分けられる2つの種類が存在する。継続時間が2秒より短いGRBをShort Burst、2秒より長いGRBをLong Burstと呼んでいる。

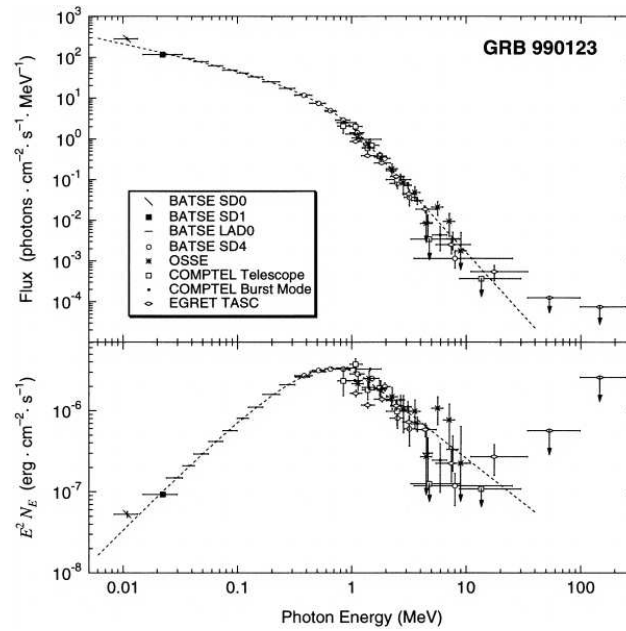


図 2.4: GRB990123 のエネルギースペクトル。非熱的放射の特徴であるベキ関数で説明できるため、GRB の放射機構はシンクロトロン放射であると考えられる。

2.5 残光現象

1997 年になって GRB 物理は新しい展開を迎えた。GRB には残光現象 (; 以下 afterglow) を伴うことが発見されたのである。afterglow を初めて捉えたのはイタリア・オランダの X 線天文衛星、BeppoSAX 衛星である。BeppoSAX 衛星には広視野カメラ (Wide Field Camera ; 以下 WFC) が搭載されており、GRB の発生位置を数分角の精度で決定することができる。BeppoSAX 衛星は GRB970228 に対して、WFC で検出された GRB の追観測を、発生から 8 時間後と 3.5 日後に X 線望遠鏡 (MECS,LECS) によって行った。するとそこには減光する X 線源が発見されたのである。図 2.5 はそのときのイメージであるが、確かに減光していることが見て取れる。さらにこの GRB の X 線 afterglow には可視光でも対応天体が観測された。その結果 X 線は大気の影響で地上には届かないため地上での観測は不可能であるが、可視光は届くことから地上の望遠鏡を用いても afterglow を観測できることが分かった。

afterglow の発見以前、GRB の研究はその継続時間の短さから困難なものであった。しかし afterglow の発見により得られるデータは飛躍的に増え、GRB 発生機構の解明に貢献した。地上の Keck-2 望遠鏡による GRB970508 の可視光 afterglow の観測では、図 2.6 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た。その赤方偏移から、この GRB の発生源までの距離が約 128 億光年で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きていることが分かっている。またいくつかの 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きていると考えられている [4][8]。

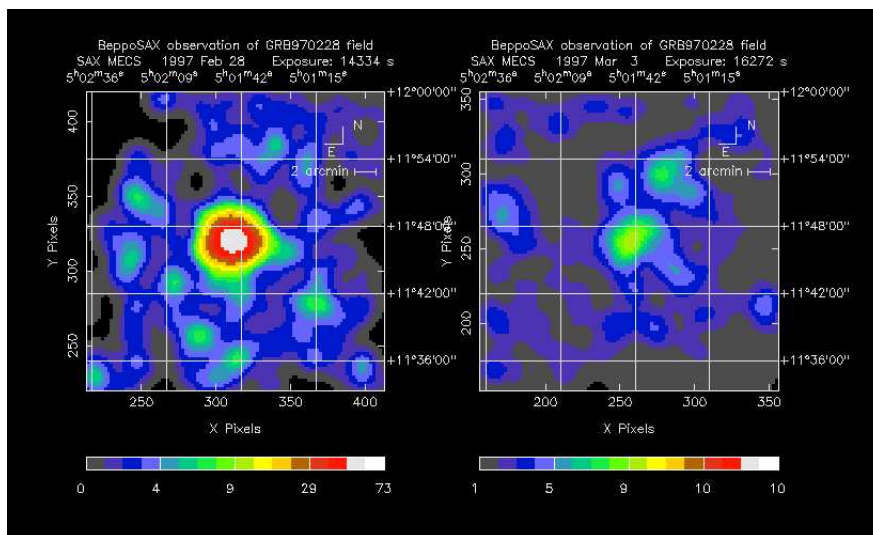


図 2.5: BeppoSAX 衛星により観測された GRB970228 の X-ray afterglow。左は GRB 発生 8 時間後、右は 3.5 日後の観測。時間とともに減光している。

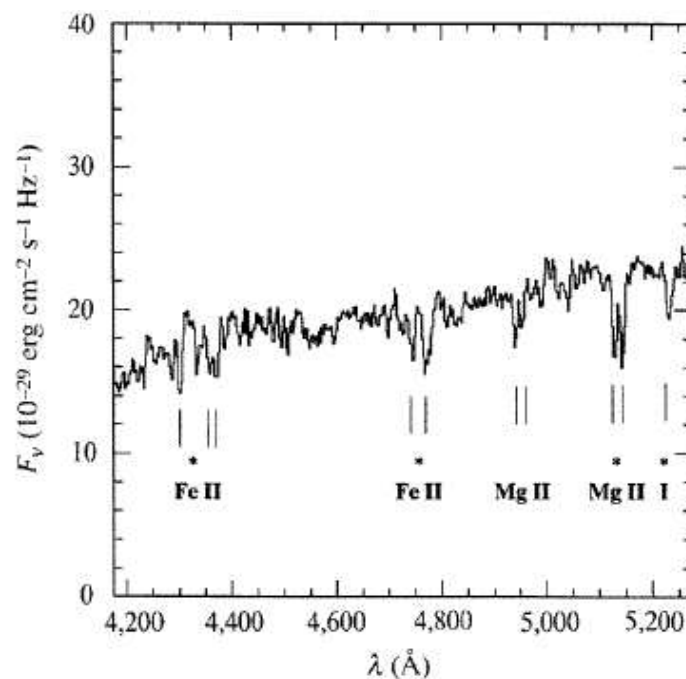


図 2.6: GRB970508 の可視光スペクトル。赤方偏移したマグネシウムと鉄の吸収線が見える。

2.6 火の玉モデル (Fireball Model)

短い時間変動を伴う GRB(prompt 放射) とそれに続いて減光する残光現象 (afterglow) の過程を記述する理論モデルとして、火の玉モデル (Fireball Model) が存在する。これはローレンツ因子にして $\gamma \gg 1$ のような相対論的な速度を持つ物質流が作り出す衝撃波によって、これら一連の過程を説明するものである。

GRB の時間変動はとても短く、ミリ秒程度の GRB も観測されている。一般に発生源は、 $c\Delta t$ のスケールよりも小さいと考えるのが普通だが、これをそのまま当てはめると 300 km の領域に 10^{52} erg のガンマ線光子を押し込む必要がある。GRB のスペクトルでは MeV 以上の光子も観測されているが、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、 $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ の対生成反応でガンマ線は抜けられなくなる。よって観測される GRB の非熱的な放射を作ることはできない。この問題をコンパクトネス問題 (compactness problem) と言う。ここでもし相対論的衝撃波を仮定すると、放射された光子の放射源は、相対論的速度で運動していることになるため困難は解決される。つまり観測される時間変動は相対論の効果で短く見えるので、ローレンツ収縮によって見かけ上は小さな領域であるが、本来は大きくても構わないことになる。またガンマ線光子は、青方偏移の効果で高いエネルギーに見えている。これらのことを考慮すれば問題は解決される。

図 2.7 に火の玉モデルの概念図を示す。大質量星が崩壊してブラックホールを形成する際に、相対論的速度のジェットを形成する。その中を伝播する物質 (shell) 同士が衝突して内部衝撃波を作り、衝撃波によってフェルミ加速された電子が、衝突により圧縮された磁場に巻きつき、シンクロトロン放射で輝くのが GRB(prompt 放射) である。続いて 1 つに合体した shell が星間物質 (ISM) をかき集め、外部衝撃波を作り、同様にシンクロトロン放射で輝くのが残光現象 (afterglow) であると解釈されている [4][8]。

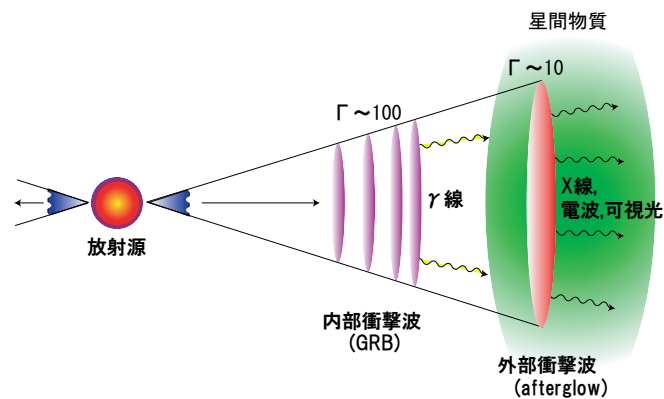


図 2.7: 火の玉モデルの概念図。 $\gamma \sim 100$ の相対論的 shell 同士の衝突により内部衝撃波を作り、衝撃波によってフェルミ加速された電子が、衝突によって圧縮された磁場に巻きついてシンクロトロン放射を起こし、GRB を発生する。その後合体したことにより速度が $\gamma \sim 10$ 程度に遅くなった shell が、星間物質 (ISM) をかき集めることで外部衝撃波を作り、同じくシンクロトロン放射を起こすことで残光現象 (afterglow) を発生している。

2.7 研究目的

GRB の有力な理論モデルである火の玉モデルでは、その放射機構はシンクロトロン放射であると考えられている。一般的にシンクロトロン放射で放射される電磁波は、磁場に対して垂直に偏光している。仮に GRB 発生源の磁場が完全に揃っている場合、その偏光度は第3章2節の結果から 70%程度と見積もることができる。よって GRB の偏光観測を行うことができれば、その磁場構造、放射機構を解明することができる。GRB から高い偏光度が観測されれば、GRB は火の玉モデルの予言どおりシンクロトロン放射であり、発生源における磁場は揃っていることが示されるであろう。我々の研究目的は、GRB の偏光検出器をソーラー電力セイル衛星 (第4章参照) に搭載し、偏光観測を行うことによって放射機構を解明することである。

第3章 偏光について

3.1 偏光とは

光は電磁波であるので進行方向に対して垂直に電場ベクトルと磁場ベクトルを持っている。このベクトルの向きが偏った光を偏光という。偏光にはベクトルの向きが時間によらず、進行方向に対して常に垂直な直線偏光と、ベクトルの先端が、進行方向に対して垂直な面内で、時間に対して円や楕円軌道を描く円偏光、楕円偏光がある。またベクトルの向きが時間によらずランダムで、あらゆる方向を向く場合を無偏光という。式 3.1 に直線偏光における偏光度 Π を表す。

$$\Pi = \frac{|P_{\parallel} - P_{\perp}|}{P_{\parallel} + P_{\perp}} \quad (3.1)$$

P_{\parallel} は電場ベクトルに平行なものの強度、 P_{\perp} は電場ベクトルに垂直なものの強度である。 $\Pi = 1$ のとき完全偏光、 $\Pi = 0$ のとき無偏光である [7]。

3.2 偏光基礎過程

本節では偏光に関わる基礎的な物理について述べる。またシンクロトロン放射では、完全に磁場が揃っている場合における、GRB の最大偏光度を見積もる。

3.2.1 制動放射

加速された荷電粒子がターゲット物質に衝突すると、物質中の原子核の電場によってクーロン力を受け進路を曲げられる。また荷電粒子は加速度を受けるため、電磁波が放射される。このことを制動放射という。

荷電粒子の進行方向、クーロン力による加速度ベクトルがランダムな熱制動放射では、放射される電磁波は無偏光となる。だが電子ビームなどによる制動放射の場合、一定方向から電子を飛ばし物質に衝突させているので、クーロン力による加速度ベクトルも比較的揃う。したがって放射される電磁波は偏光していることになる。詳細は後で述べるが、X線発生装置で発生したX線が偏光しているのはそのためである [7]。

3.2.2 シンクロトロン放射

相対論的速度まで加速された荷電粒子が磁場中を通過すると、非常に大きなローレンツ力による加速度を受ける。このとき荷電粒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り、サイクロトロン放射の相対論的な場合に相当する [7]。

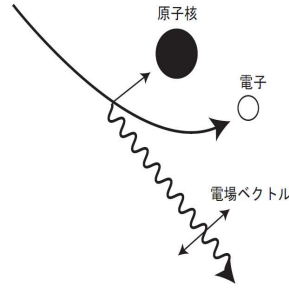


図 3.1: 制動放射の概念図。

磁場 B の中を質量 m 、電荷 q の荷電粒子が相対論的速度 v で動いているとき、運動方程式は

$$\gamma m \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{q}{c} \vec{v} \times \vec{B} \quad (3.2)$$

となる。ここで $\vec{B} = (0, 0, B)$ とし、速度を磁場に対して平行な成分と垂直な成分に分けて考えると、

$$\vec{v}_{\parallel} \times \vec{B} = \vec{0} \quad , \quad \vec{v}_{\perp} \times \vec{B} = (v_y B, -v_x B, 0) \quad (3.3)$$

より、

$$\frac{d\vec{v}_{\parallel}}{dt} = 0 \quad , \quad \frac{d\vec{v}_{\perp}}{dt} = \frac{q}{\gamma m c} \vec{v}_{\perp} \times \vec{B} \quad (3.4)$$

となり、さらに x 成分と y 成分に分けて考えると、

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{qB}{\gamma m c} v_y \equiv \omega_B v_y \quad (3.5)$$

$$\frac{dv_y}{dt} = -\frac{qB}{\gamma m c} v_x \equiv -\omega_B v_x \quad (3.6)$$

と書くことができる。上式を解くと $\vec{v}_{\perp} = (v_{\perp} \cos \omega_B t, v_{\perp} \sin \omega_B t, 0)$ となる。

ここで $\omega_B = qB/(\gamma m c)$ はジャイロ振動数であり、 $r_g \equiv v/\omega_B = \gamma \beta m c^2/qB$ はジャイロ半径である。また加速度は、 $\mathbf{a}_{\perp} = \omega_B v_{\perp}$ 、 $\mathbf{a}_{\parallel} = 0$ となる。

よってシンクロトロン放射の全放射強度 P は

$$P = \frac{2q^2}{3c^3} (\gamma^4 a_{\perp}^2 + \gamma^6 a_{\parallel}^2) \quad (3.7)$$

$$= \frac{2q^2}{3c^3} \gamma^4 \left(\frac{qB}{\gamma m c} \right)^2 \beta_{\perp}^2 c^2 \quad [erg/sec] \quad (3.8)$$

となる。ここで荷電粒子の速度ベクトルと磁場のなす角、ピッチ角を α とすると、

$$\langle \beta_{\perp}^2 \rangle = \frac{\beta^2}{4\pi} \int \sin^2 \alpha d\Omega = \frac{\beta^2}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi} \sin^3 \alpha d\alpha = \frac{2\beta^2}{3} \quad (3.9)$$

であるので、トムソン散乱断面積 $\sigma_T = 8\pi r_0^2/3$ (古典電子半径: $r_0 = q^2/mc^2$) と磁場のエネルギー密度 $U_B = B^2/8\pi$ を用いて、放射の平均強度 $\langle P \rangle$ は

$$\langle P \rangle = \frac{4}{3} \sigma_T c \beta^2 \gamma^2 U_B \quad [erg/sec] \quad (3.10)$$

となる。単一電子からのシンクロトロン放射のパワーは磁場の2乗に比例し、電子のローレンツ因子の2乗に比例している [9]。

図 3.2 は荷電粒子のジャイロ運動を真上から見た図である。加速度を受けた荷電粒子からは放射が出るが、このとき荷電粒子が相対論的速度で動いている場合、放射はビーミング効果によって接線方向を中心に半角 $1/\gamma$ の方向に絞られる。よって 1 の点から 2 の点までに発せられた放射だけが観測者に届く。

1 の点から 2 の点までの経路長を Δs とすると、図 3.2 から $\Delta s = a\Delta\theta$ である。また幾何学的に $\Delta\theta = 2/\gamma$ であり、 $|\Delta v| = v\Delta\theta$ 、 $\Delta s = v\Delta t$ である。先ほどと同様に荷電粒子の速度ベクトルと磁場のなす角、ピッチ角を α とすると、3.2 式は

$$\gamma m \frac{\Delta v}{\Delta t} = \frac{q}{c} v B \sin\alpha \quad (3.11)$$

と書くことができるので、上の関係を用いると

$$\frac{\Delta\theta}{\Delta s} = \frac{q B \sin\alpha}{\gamma m c v} \quad (3.12)$$

$$a = \frac{\Delta s}{\Delta\theta} = \frac{v}{\omega_B \sin\alpha} \quad (3.13)$$

$$\Delta s = \frac{v}{\omega_B \sin\alpha} \Delta\theta \approx \frac{2v}{\gamma \omega_B \sin\alpha} \quad (3.14)$$

と書き表すことができる。1 の点、2 の点での時刻をそれぞれ t_1 、 t_2 とすると、 $\Delta s = v\Delta t = v(t_2 - t_1)$ であるので

$$t_2 - t_1 \approx \frac{2}{\gamma \omega_B \sin\alpha} \quad (3.15)$$

となる。ここで 2 の点から観測者までの距離を D とすると、1 の点、2 の点からの放射が観測者に届くまでの時間 t_1^A 、 t_2^A はそれぞれ、

$$t_1^A = \frac{\Delta s + D}{c} \quad , \quad t_2^A = (t_2 - t_1) + \frac{D}{c} \quad (3.16)$$

となることから、

$$\Delta t^A = t_2^A - t_1^A = \frac{2}{\gamma \omega_B \sin\alpha} \left(1 - \frac{v}{c}\right) \approx \frac{1}{\gamma^3 \omega_B \sin\alpha} \quad (3.17)$$

と書ける。ここで $\gamma \gg 1$ であることから、 $1 - v/c \approx 1/2\gamma^2$ の近似を用いた。

3.17 式から観測者が観測する振動数は、ジャイロ振動数と比較して γ^3 倍長くなる。シンクロトロン放射における典型的な振動数 ω_c は、

$$\omega_c = \frac{3}{2} \gamma^3 \omega_B \sin\alpha \quad (3.18)$$

である [9]。

Synchrotron Radiation

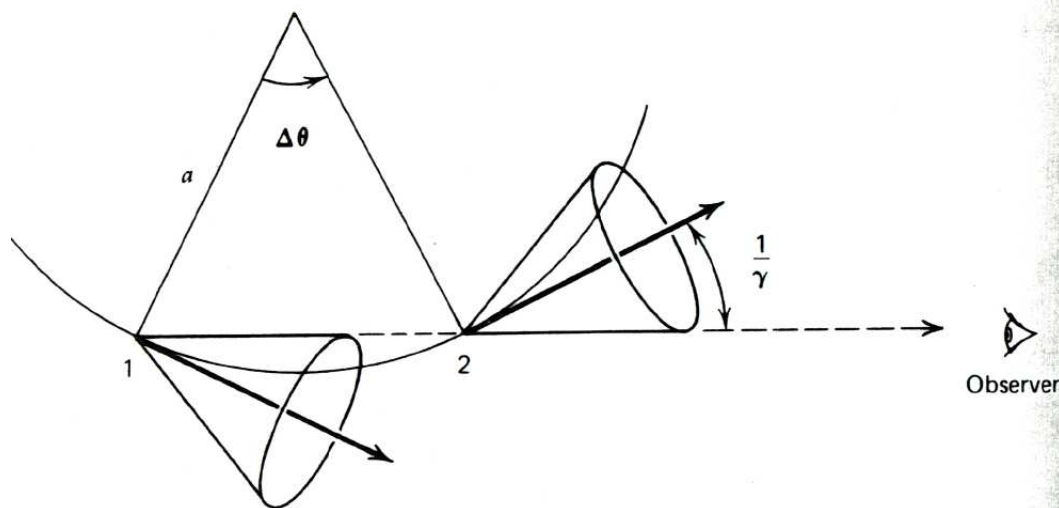


図 3.2: 粒子のジャイロ運動を上から見た図。相対論的粒子からの放射は相対論的ビーミングにより接線方向を中心に半角 $1/\gamma$ の方向に絞られるため、1 の点から 2 の点の間で放射される光子だけが観測者に届く。

次にシンクロトロン放射の偏光を考える。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、

$$N(E) \propto E^{-p} \tag{3.19}$$

と書ける場合、シンクロトロン放射によって放射される電磁波の偏光度は、

$$\Pi = \frac{p+1}{p+\frac{7}{3}} \tag{3.20}$$

となる [9] [8]。

今 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考えられている。また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、衝撃波面に乗った人から見た上流の流体速度を V_1 、下流の流体速度を V_2 としたときに、

$$N(E) \propto E^{-s} \quad , \quad s = \frac{V_1/V_2 + 2}{V_1/V_2 - 1} \tag{3.21}$$

と書くことができる。ここで V_1/V_2 は圧縮比と呼ばれ衝撃波中の物理から 4 であるので、 $N(E) \propto E^{-2}$ となり、3.20 式に $p=2$ を代入すると $\Pi = 0.69$ となる。したがって GRB の放射源において磁場が完全に揃っているならば、最大 $\Pi = 70\%$ の偏光度が期待できることになる。

3.2.3 コンプトン散乱

コンプトン散乱とは光子と物質の相互作用の一つであり、光子が電子と弾性衝突することによって起こる。衝突の際光子は電子にエネルギーを与え、自分自身はエネルギーを失う。したがって散乱した X 線の波長は、散乱する前の X 線の波長と比較して長くなる。またコンプトン散乱では入射 X 線の偏光方向によって、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利用することで偏光を測定する。

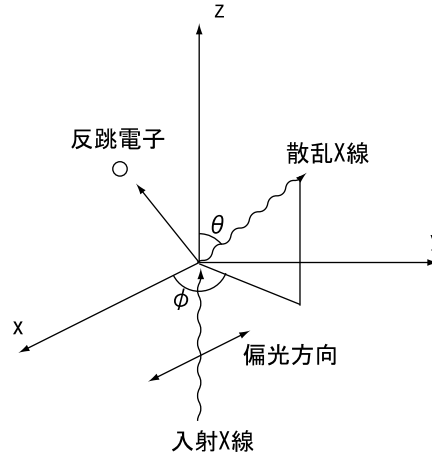


図 3.3: コンプトン散乱の模式図。z 軸の負の方向から入射した光子が原点で静止している電子と衝突するとしている。

図 3.3 のように x 軸方向に電場ベクトルをもつ光子が、原点で静止している電子に衝突する場合を考える。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

$$h\nu = E_e + h\nu' \quad (3.22)$$

$$\frac{h\nu}{c} = p_e \cos \theta_e + \frac{h\nu'}{c} \cos \theta \quad (3.23)$$

$$p_e \sin \theta_e \cos \phi_e + \frac{h\nu'}{c} \sin \theta \cos \phi = 0 \quad (3.24)$$

$$p_e \sin \theta_e \sin \phi_e + \frac{h\nu'}{c} \sin \theta \sin \phi = 0 \quad (3.25)$$

となる。また相対論での運動量とエネルギーの関係式から、

$$(p_e c)^2 = E_e(E_e + 2m_e c^2) \quad (3.26)$$

よって (3.22)–(3.26) 式から散乱された X 線のエネルギー及び電子が得たエネルギーを求めると、

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + (h\nu/m_e c^2)(1 - \cos \theta)} \quad (3.27)$$

$$E_e = h(\nu - \nu') = m_e c^2 \frac{2\nu^2 \cos^2 \theta_e}{(h\nu + m_e c^2)^2 - (h\nu)^2 \cos^2 \theta_e} \quad (3.28)$$

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、 $h\nu \ll m_e c^2$ となり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ず、トムソン散乱となる。

コンプトン散乱の散乱角度分布は、電子を自由電子とすると、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 としたときに、Klein-Nishina の式から

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \frac{E'^2}{E^2} \left(\frac{E}{E'} + \frac{E'}{E} - 2 \sin^2 \theta \cos^2 \phi \right) \quad (3.29)$$

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

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

となる。入射光子のエネルギーのみで書くと、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_0^2 \frac{1 - \sin^2 \theta \cos^2 \phi}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)^2} \left[1 + \frac{\gamma^2(1 - \cos \theta)^2}{2(1 - \sin^2 \theta \cos^2 \phi)\{1 + \gamma(1 - \cos \theta)\}} \right] \quad (3.30)$$

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

である。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 が小さくなるので、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_0^2 (1 - \sin^2 \theta \cos^2 \phi) \quad (3.31)$$

となり、トムソン散乱の角度分布となる。

図 3.4 は無偏光光源を入射させた場合、入射光子のエネルギーを変えていったときに、 θ について微分断面積の角度分布がどのように変わるかを示している。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低いトムソン散乱においては赤の線を見れば分かるように、 θ について見れば $\theta=0, 180^\circ$ である z 軸で最大に、 $\theta=90, 270^\circ$ である x 軸に対して対称な分布となっている。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っていることが分かる。図 3.5 には $\theta = 90^\circ$ における ϕ についての角度分布を示している。 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方向である x 軸方向と垂直な方向に、散乱されやすいことが分かる。

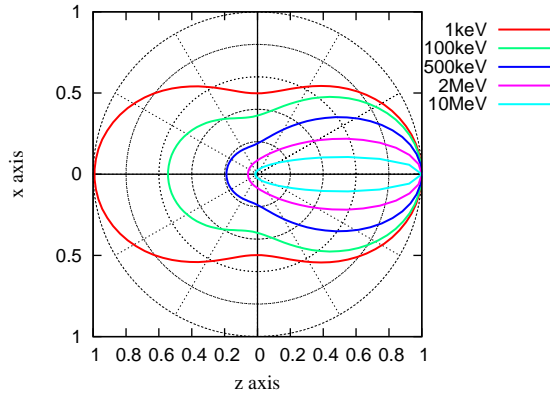


図 3.4: 極角 θ についての微分断面積の角度分布。入射光子のエネルギーが高くなると、前方散乱が支配的になってくることが分かる。

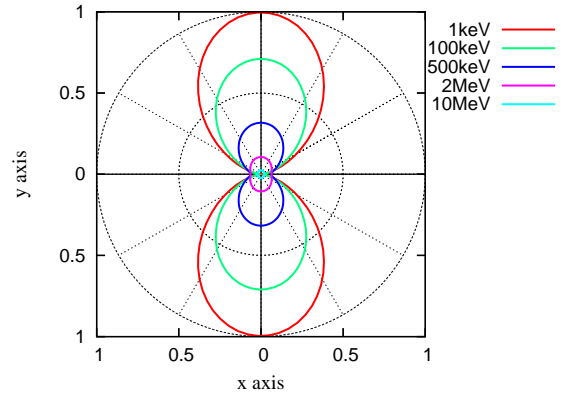


図 3.5: $\theta = 90^\circ$ の時の方位角 ϕ についての角度分布。入射光子の電場ベクトルと垂直な方向に散乱されやすいことが分かる。

光子のコンプトン散乱における散乱断面積 σ は、3.30 式を $d\Omega$ で積分して、

$$\sigma = \frac{3}{8\gamma}\sigma_0\left[\left\{1 - \frac{2(\gamma+1)}{\gamma^2}\right\}\log(2\gamma+1) + \frac{1}{2} + \frac{4}{\gamma} - \frac{1}{2(2\gamma+1)^2}\right] \quad (3.32)$$

$$\sigma_0 = \frac{8\pi r_0^2}{3} = 6.65 \times 10^{-25} [cm^2] \quad , \quad \gamma = \frac{E}{m_e c^2}$$

となる。 σ_0 はトムソン散乱の散乱断面積であり、衝突される電子は原子内に束縛されているために、光子が衝突してもエネルギーが変化しないとしている。低エネルギーのコンプトン散乱ではこれに一致する。

ここまでは自由電子による散乱を考えてきたが、実際には原子に束縛された電子との散乱を考えなければならない。だが入射光子のエネルギーが、電子の束縛エネルギーと比較して十分に大きければ、電子の束縛エネルギーの効果は相対的に小さくなるので、束縛エネルギーによる効果を見捨てることのできる。よって束縛エネルギーによる効果を見捨ると、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が原子番号 Z と等しいことから、

$$\sigma_{atom} = Z\sigma \quad (3.33)$$

と書くことができる [8]。

3.3 偏光が期待される天体

以下に偏光が期待される天体について簡単に述べる。本研究室が狙っている天体はあくまで GRB ではあるが、検出器の性能等を確認する意味においても、以下の偏光が期待される天体の観測を行う可能性は十分にある。

3.3.1 パルサー星雲型超新星残骸 (SNR)

太陽質量の 10 倍程度の星は星の進化の過程で重力崩壊を起こし、その際に星の外層を吹き飛ばす。中心部には中性子星やブラックホールを形成する。この現象を重力崩壊型超新星爆発という。

爆発によって飛び散った物質が、周囲の星間物質にぶつかりと衝撃波を形成する。衝撃波は周囲の星間物質を圧縮し、この圧縮は磁場の圧縮と高エネルギー電子の加速を伴うと考えられている。この圧縮された磁場に膨張している物質中の電子が巻き付くと、シンクロトロン放射を起こして輝いて見えるようになる。このような天体を超新星残骸 (Super Nova Remnant ; SNR) という。このような過程では、超新星残骸は主に電波を放出する。しかしかに星雲などのように中心にパルサーが存在している場合、パルサーは強い磁場 (10^{12} Gauss 程度) を持ち回転しているため、電磁誘導の法則から強い電場を持っており、その電場により粒子を加速することができる。電場によって加速された電子もまた、星雲中の磁場によってシンクロトロン放射を起こす。この場合 X 線が発生する。

シンクロトロン放射では磁場に垂直な方向に強い直線偏光を示す。実際パルサー星雲型超新星残骸であるかに星雲において、電波や X 線で偏光が観測されている [10]。

3.3.2 活動銀河核 (AGN)

星以外のものに起源を持ち、莫大なエネルギーを放出したりその強度が短時間で変動する等の活動性を示す銀河の中心領域を、活動銀河核 (Active Galactic Nucleus ; AGN) と呼ぶ。例えば、渦巻銀河 NGC6814 の中心では太陽の 10 倍程度の大きさの領域から、太陽の 10 億倍ものエネルギーが 50 秒程で変動しながら放出されている。

活動銀河核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な放射が混ざり合ったモデルが考えられている。熱的放射からは降着円盤での散乱による幾何学的偏光が、非熱的放射からはシンクロトロン放射による偏光が見込まれる。ジェットが我々の方向を向いている活動銀河核は特にブレイザーと呼ばれているが、可視光や電波で強く偏光していることが観測から分かっている [11][7]。

3.3.3 X 線パルサー

質量が太陽の 8-30 倍の恒星が超新星爆発を起こすと、星の外層を吹き飛ばした後、内部の中性子が凝縮されて高密度となり中性子星が生まれる。中性子星 (Neutron star) は、質量は太陽程度だが半径は 10 km しかない、非常に高密度な星である。中性子星は爆発前の磁場と自転の角運動量を保存したまま半径 10 km の大きさに収縮されるため、非常に強い磁場を伴って高速回転をしている。

中性子星は大質量星と連星系を成す場合がある。このとき伴星である大質量星から、ガスが中性子星に向かって流れ込む。伴星から流れ込んできたガスは角運動量をもっているため、中性子星の周りを回りながら降着円盤 (Accretion disk) を形成する。だが強い磁場を持ち回転している中性子星には磁気圏が形成されるため、伴星から流れ込むガスは降着円盤を通してではなく、磁力線に添って磁極に落ち込む。このとき莫大な重力エネルギーが解放され、シンクロトロン放射によって X 線が放射される。通常磁軸と回転軸は傾きをもっているため、X 線の放射には一定の周期が生じる。規則正しい周期性を持った X 線のパルスを出している X 線星を、X 線パルサー (X-ray pulsar) と呼ぶ。

降着円盤から落ち込んでくる降着ガスは、中性子星の磁極付近で降着柱と呼ばれるガス雲を生成する。降着柱からの X 線放射機構は、大きく分けてペンシルビームモデルとファンビームモデルの 2 種類ある。図 3.6 にそれぞれの模式図が書いてある。ペンシルビームモデルは降着率が低い場合で、降着柱の高さは低くなり主に降着柱上面から X 線を放射する。反対にファンビームモ

デルは降着率が高い場合に起こり、降着柱の側面から放射が行われる。ペンシルビームを観測する場合、パルサーの磁極を正面から見ていることになるので、パルサーの磁場の向きは全く等方的に見えることになる。従って観測される X 線は偏光していないことになる。逆にファンビームを観測する場合、パルサーの磁場の向きは非常によく揃っているため、そこから放出される X 線は強く偏光していることになる。よって X 線パルサーの偏光度を検出することで、パルサーからの X 線放出のモデルが分かる [12]。

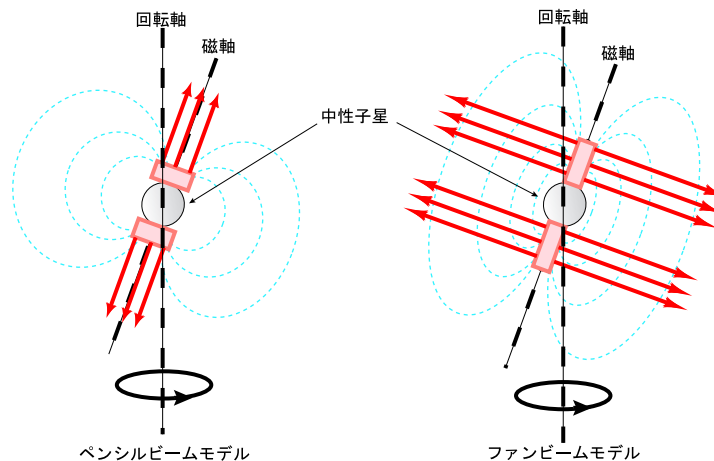


図 3.6: ペンシルビームとファンビーム

3.3.4 低質量 X 線連星系 (LMXB) 降着円盤

降着円盤とは、連星系をつくるブラックホール、中性子星、白色矮星など比較的コンパクトで重い天体が、強い重力によって伴星からガスを奪うことによって作られるガス雲である。X 線星の多くは中性子星との連星だと考えられている。中心の星が中性子星の場合は、伴星の質量によって大質量連星系と低質量連星系に分けられる。

連星系は公転しているため引き寄せられたガスは角運動量を持っているので、すぐには中性子星等の表面には落ち込まず、円盤状になりながら公転軌道に降り積もる。低質量連星系はその形成過程が原因となり、磁場が弱く、円盤は中性子星表面近傍まで達する。中性子星表面へのガスの降着に伴って硬 X 線が放射される。また円盤内からは熱制動放射によって軟 X 線が放出される。

これらのような X 線は本来無偏光になるが、円盤内からの X 線がガスとトムソン散乱を起こし、円盤に平行に放射された場合、偏光が観測される。つまり、検出器が円盤に対して真横にいる場合は高い偏光度が観測され、真上にいる場合は偏光度が観測されない。よって検出器が円盤に対してどの位置 (角度) にいるかでその偏光度が変わってくるので、降着円盤の傾きを推定することができる [11]。

3.3.5 ブラックホール候補天体 (BHC)

太陽質量の 3 倍以上の中性子星は自らの重力を支えきれなくなり、中心に向かって収縮 (重力崩壊) していく。するとさらに重力が増大し光さえ外に出られなくなる。このような天体をブラックホールと呼ぶ。

ブラックホールの近くに大質量星があると中性子星と同様に、周りを取り巻くように光学的に薄い降着円盤を形成する。降着円盤のブラックホールに近い部分からは、降着円盤の温度が高いため硬 X 線が放射され、遠い部分からは軟 X 線が放射される。

降着円盤から放射される X 線は、降着円盤内でトムソン散乱されながら放出されるが、低質量 X 線連星系降着円盤の時と同様に、円盤に対してすれすれの方向から観測した場合、偏光が観測されることになる。またブラックホールが回転しているカーブラックホールの場合には、周りの空間をひきずる様に歪めているため、降着円盤から出てくる偏光した X 線の偏光ベクトルも回転する。特にブラックホールにより近い側から放出される硬 X 線は、それだけ歪んだ空間を長く通過するため、その偏光ベクトルの回転も著しい。よってエネルギー毎に X 線の偏光方向を観測すると、X 線の偏光ベクトルがエネルギーと共に変化しているのが観測されるはずである [10]。

3.4 過去の偏光天体観測について

表 3.1 に示すのは、現在までに X 線で観測された偏光天体である。かつて一度だけ GRB からのガンマ線偏光を検出したという例が報告された [13]。太陽観測衛星 RHESSI (Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager) が偶然観測した GRB021216 の偏光度は、 $80 \pm 20\%$ であるという報告であり、この宇宙で最も偏光した光源であると考えられた。だがその後の追解析で誤りであることが分かった [14]。偏光観測はとても難しく、検出器配置の異方性や衛星の回転などと間違えやすい現象である。この衛星は偏光観測を目的に作られたわけではないため、検出器配置も軸対称ではない。GRB の偏光検出を行うにあたっては、偏光観測に特化した検出器構成で望むことは必須である。

ArielV 衛星も幾つかの定常天体の偏光観測を行ったが偏光度の上限を決めたにすぎず、天体の偏光度を決めることができた観測を行った衛星は OSO-8 衛星だけであり、かに星雲、Sco X-1、Cyg X-1、Cyg X-2、Cyg X-3 の 5 例しかない。今後偏光観測は、X 線天文学にとって重要になってくる [8]。

表 3.1: 過去の X 線による偏光観測結果

「 <80 」は偏光度の上限値が 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。

天体	種類	OSO-8 @2.6keV [%]	OSO-8 @5.2keV [%]	ArielV @2.6keV [%]
Crab Nebula	SNR	19.2 ± 1.0	19.2 ± 2.8	-
Sco X-1	LMXB	0.39 ± 0.20	1.3 ± 0.40	<7.7
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	RHESSI [%]		
GRB021206	GRB	$80 \pm 20 ?$	-	-
GRB030329	GRB	<80	-	-

3.5 偏光検出方法

代表的な偏光検出器として、ブラッグ反射型検出器・光電子追跡型検出器・散乱型検出器の3つが挙げられる。ここではそれぞれの検出器の原理を説明したうえでそれぞれの利点・欠点を述べ、ガンマ線バーストの偏光検出にとってはどの検出方法が良いのかを述べる。

3.5.1 ブラッグ反射型検出器

ブラッグ反射を用いて偏光を検出する。ブラッグ反射とは、以下の条件式 3.34 を満たした X 線が結晶で反射される現象を言う。

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad (3.34)$$

上の式において d が結晶の格子定数、 θ は光子の結晶への入射角、 λ は入射 X 線の波長で、 n は正の整数である。 d は物質によって決まる定数であるので、特定のエネルギーの光子が θ 方向に反射されることになる。

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、それぞれの方向成分の反射率 R_σ 、 R_π は完全結晶の場合、 $R_\sigma = 1, R_\pi = \cos^2 2\theta$ となる。またグラファイトのようなモザイク結晶の場合、 $R_\sigma = 1, R_\pi = \cos^2 2\theta$ となる。よって入射角 $\theta = 45^\circ$ のときには、 σ 成分のみが反射されることになる。

図 3.7 に示すように検出器と結晶面が 45° をなすようにセットすれば、入射角が 45° の光子を選択することになり、そのような状態で 360° 回転させれば、反射光強度の角度分布を得ることができる。そうすれば入射光子の偏光度を知ることができる。ただし検出できる光子は、3.34 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ことになるため、偏光度が低くなると検出効率は悪くなってしまふ [8]。

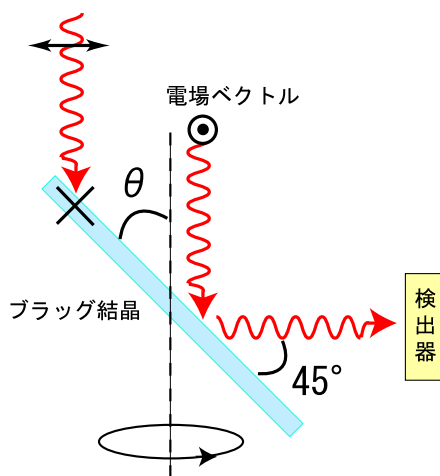


図 3.7: 反射型検出器の模式図。結晶と検出器が 45° をなすようにセットしたまま回転させることで強度分布をとり、偏光を検出することができる。

3.5.2 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、原子外にはじきだすことがある。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しやすい。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捉えることで、偏光を検出することができる。

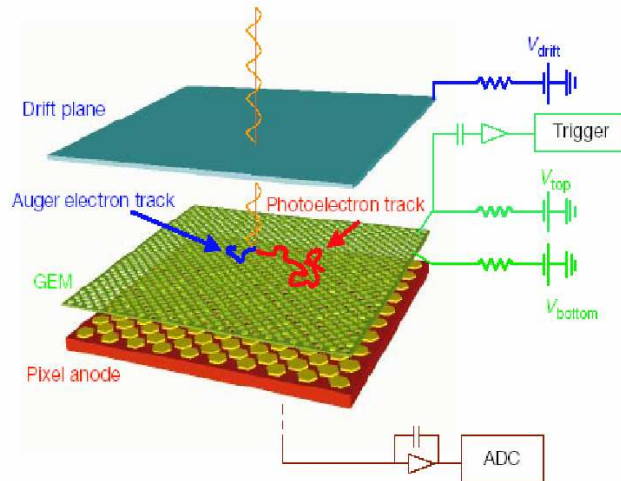


図 3.8: 光電子追跡型検出器の模式図 (X 線 CCD)。1 枚目のパネルで光電吸収が起き、放出された光電子を 2 枚目のパネルで受けて光電子の放出方向を検出する。

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高いときに最も起こりやすく、それよりも光子のエネルギーが高くなると、急激に減少して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衝突断面積は、原子番号を Z 、K 殻電子の束縛エネルギーを E_k とすると、 $E_k \leq h\nu < m_e c^2$ の範囲では非相対論の近似により、

$$\sigma_{ph,k} = \frac{4\sqrt{2}Z^5}{(137)^4} \sigma_0 \left(\frac{m_e c^2}{h\nu}\right)^{\frac{7}{2}} \quad (3.35)$$

と書ける。 Z^5 に比例していることから、重い元素になると非常に顕著になることが分かる。またエネルギーが高くなるにつれ、 $(h\nu)^{-7/2}$ に比例して急激に減少する。光子のエネルギーが $m_e c^2 \ll h\nu$ の相対論的範囲では

$$\sigma_{ph,k} = \frac{3}{2} \frac{Z^5}{(137)^4} \sigma_0 \frac{m_e c^2}{h\nu} \quad (3.36)$$

と書ける。入射エネルギーのエネルギー増加に対する衝突断面積の減少は $(h\nu)^{-1}$ であり、非相対論的範囲に比べて緩やかになる [8]。

3.5.3 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。光子が物質と相互作用を行うとき、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って説明することができる(第3章2節コンプトン散乱参照)。コンプトン散乱による散乱光は、入射光子が持つ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測定すれば偏光を検出することができる。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 とすれば、Klein-Nishina の式より

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_0^2 \frac{1 - \sin^2 \theta \cos^2 \phi}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)^2} \left[1 + \frac{\gamma^2(1 - \cos \theta)^2}{2(1 - \sin^2 \theta \cos^2 \phi)\{1 + \gamma(1 - \cos \theta)\}} \right] \quad (3.37)$$

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

となる。例えば $\theta = 90^\circ$ とすると立体角要素 $d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi$ を用いて、

$$\frac{d\sigma}{d\theta d\phi} = r_0^2 \frac{\sin^2 \phi}{1 + \gamma} \left\{ 1 + \frac{\gamma^2}{2 \sin^2 \phi (1 + \gamma)} \right\} \quad (3.38)$$

と書くことができ、 ϕ 方向の散乱角度分布は $\sin^2 \phi$ のモジュレーションカーブを描くことが分かる。この場合 γ の値を変えても、散乱角度分布が 0 になることはないので、連続光を扱うことができる。図 3.9 は光子の入射エネルギー E を 100 keV とし、 $\theta = 0, 30, 45, 60, 90^\circ$ と変えたときの散乱角度分布の様子を示している。 $\theta = 90^\circ$ のときに、最も大きな振幅が観測されることが分かる [8]。

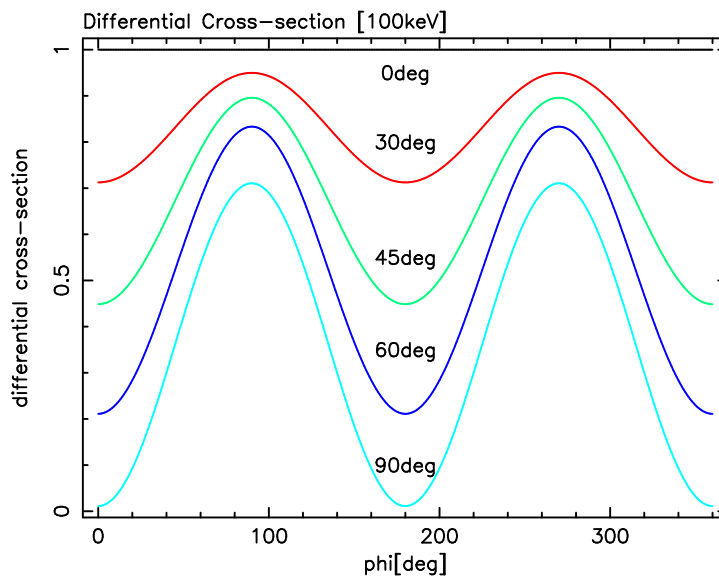


図 3.9: 100 keV とした時の $\theta = 0, 30, 45, 60, 90^\circ$ での方位角 ϕ 方向の散乱角度分布。90° で最も振幅が強く観測される。

3.5.4 最適な偏光検出方法

代表的な偏光検出方法について 3 つ述べた。それらの利点・欠点をまとめると表 3.2 のようになる。表 3.2 からそれぞれの検出器の利点・欠点を考慮すると、GRB の偏光検出という目的においては散乱型検出器が最も適していると言える。その具体的な理由は以下の通りである。

まずブラッグ反射型検出器であるが、ブラッグ反射型検出器は偏光検出に対する感度 (モジュ

レーション因子) は高いが、単色光しか扱うことができないため、検出効率が低い。GRB は継続時間が例えば 100 秒程度と短く、その間に連続光を放射するため、ブラッグ反射型検出器は GRB 検出には向いていない。一方光電子追跡型検出器や散乱型検出器では連続光を扱うことができるため、その点では GRB 向きであるといえる。

では光電子追跡型検出器と散乱型検出器のどちらのほうが GRB 偏光検出に向いているか。図 3.10 は入射光子のエネルギーと原子番号 Z によって、光子と物質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ことを示したものである。GRB からの光子は 100 keV 程度を中心に、数十-数百 keV のエネルギーを持つものが多い。図 3.10 から 50-300 keV のエネルギー帯では、 Z が 10 程度と小さい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 以上と大きい重元素に対しては光電吸収が支配的であることが分かる。よって光電子追跡型検出器で GRB のエネルギー帯を扱うには、重元素の重い物質を用意しなければならない。しかし重元素を用いると、光電効果により発生した電子の放出方向によって偏光度を測定するにもかかわらず、電子は散乱されてしまうため、電子の放出方向を正しく決定することが難しくなる。したがって 50-300 keV のエネルギー帯においては、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最も適しているということが出来る。また偏光検出感度も、散乱型検出器の方が光電子追跡型よりも高く、検出効率も低すぎるということはない。これらのことが GRB 偏光検出という目的においては、散乱型検出器が適している理由である。

表 3.2: 代表的な偏光の検出方法の利点と欠点

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。

種類	偏光の検出方法		
	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

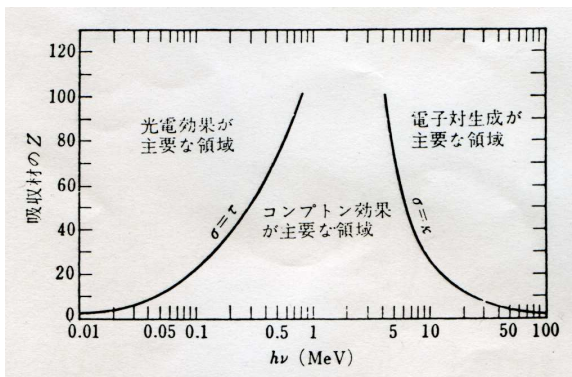


図 3.10: 入射エネルギーと原子番号 Z による主な光子と物質の相互作用。50-300 keV の範囲では軽い元素ではコンプトン散乱が、重い元素では光電吸収が支配的である。

3.6 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これらを説明する。

3.6.1 モジュレーションファクタ M

式 3.38 や図 3.9 からも分かるように、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 についての散乱角度分布はサインカーブを描く。このカーブをモジュレーションカーブという。このモジュレーションカーブの最大値を N_{max} 、最小値を N_{min} としたときに、そのカーブで得られたモジュレーションファクタの値 M' を

$$\text{モジュレーションファクタ } M' = \frac{N_{max} - N_{min}}{N_{max} + N_{min}} = \frac{\sin \text{ の振幅}}{\text{強度分布の平均}} \quad (3.39)$$

と定義する。とくに 100 % 偏光を入射したときのモジュレーションファクタを検出器のモジュレーションファクタ M という。 M は装置によって決まった 0-1 までの値を取り、装置の偏光検出に対する感度を表す。図 3.11 に散乱型検出器における検出器のモジュレーションファクタ M の θ 依存性を示す。これは図 3.9 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 は最大の値を取る。つまり偏光に対する感度が最も高いことを意味する。

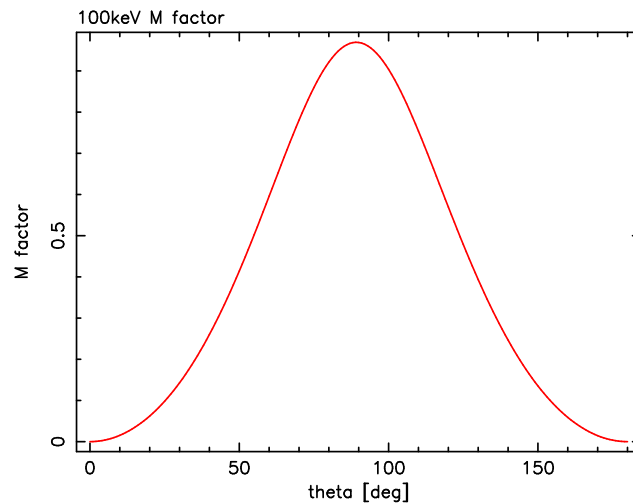


図 3.11: 100 keV の入射光子に対する M の θ 依存性。 90° で最も高いモジュレーションファクタが得られる。

また入射光子の偏光度 Π は、観測されたモジュレーションファクタ M' と 100 % 偏光を検出器に入射したときに得られる検出器のモジュレーションファクタ M を用いて

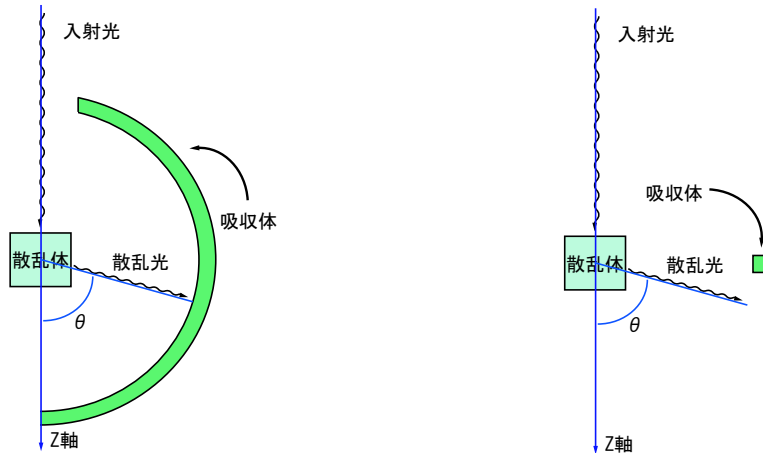
$$\Pi = \frac{M'}{M} \quad (3.40)$$

で表される [8]。

3.6.2 検出効率 η

検出効率は検出器に入射してきた光子数に対する、偏光検出に利用できる光子数の割合である。具体的には散乱体に入ってきた光子数に対する、散乱体で散乱され吸収体で検出される光子数の割合が検出効率になる。 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えなくなってくる。

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においては構造上、 M を大きくしようとする η が小さくなってしまふ。図 3.12 はそれぞれ M 、 η を最大にした検出器の模式図である。 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 3.11 から分かるように、 $\theta = 90^\circ$ から離れるとモジュレーションファクタは小さくなってしまふ。したがって妥協点がどこかに存在する [8]。



(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 3.12: 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。

3.7 最小偏光検出可能偏光度 : MDP

散乱型検出器においては、 M と η を両方とも大きくするような解は存在しない。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) がある。MDP はある条件下 (検出器、観測対象の明るさ、観測時間、バックグラウンドレベル) で偏光観測を行ったときに、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。 3σ の有意度では MDP は

$$MDP = \frac{3\sqrt{2}}{\eta SFM} \sqrt{\frac{\eta FS + B}{T}} \quad (3.41)$$

S : 有効面積 [cm^2]

F : 観測対象のフラックス [$\text{photon}/\text{cm}^2/\text{sec}$]

B : バックグラウンドのフラックス [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]

と表すことができる [16]。バックグラウンド B が十分小さいとすると式 3.41 は

$$MDP = \frac{3\sqrt{2}}{M\sqrt{\eta S}} \sqrt{\frac{1}{FT}} \quad (3.42)$$

と書き直すことができる。フラックス F や観測時間 T は検出器のデザインにはよらないことから、有効面積を一定とすれば、検出器の性能は $M\eta^{\frac{1}{2}}$ (バックグラウンドが支配的なら $M\eta$) の値によって決まる。 $M\eta^{\frac{1}{2}}$ が大きくなれば MDP は下がり、より偏光度が低い天体も観測することが可能になる。

図 3.13 にトムソン散乱の場合に $M\eta^{\frac{1}{2}}$ と $M\eta$ が θ 方向の積分範囲によってどのように変化するかを示す。横軸は積分範囲で、 M が最も大きくなる 90° を中心として $\pm\theta^\circ$ の範囲を積分していることを意味する。図 3.13 から、 $M\eta^{\frac{1}{2}}$ は 90° を中心として $\pm 40^\circ$ 程度の積分範囲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はとらないことが分かる [8]。

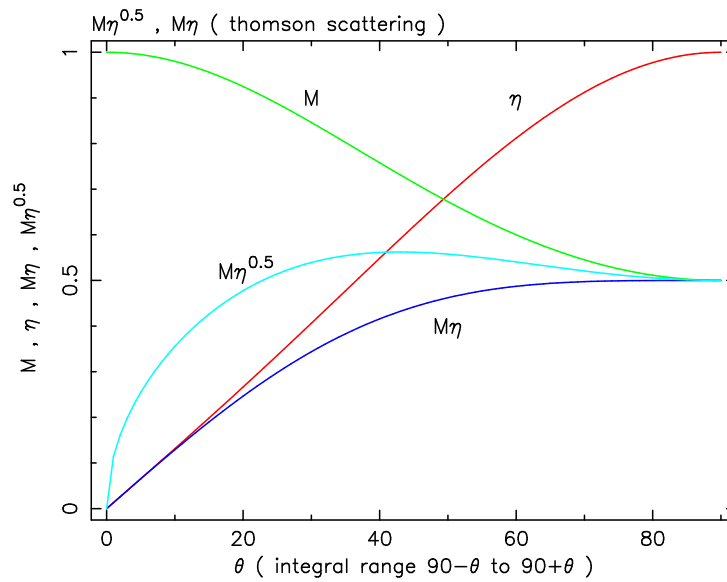


図 3.13: トムソン散乱の場合の M, η の θ 方向の積分範囲依存性。 $\theta = 0^\circ$ の場合は図 3.12 の (b) に、 $\theta = 90^\circ$ の場合は (a) に対応する。検出器の性能は $\theta = 40^\circ$ の時に最大となり、 $\theta = 90^\circ$ でも 0.5 程度を示す。

第4章 ソーラー電力セイル衛星を用いたGRBの偏光観測計画

我々はGRBの偏光観測を行うにあたり、検出器をソーラー電力セイル衛星に搭載することを考えている。本章ではソーラー電力セイル衛星について紹介し、衛星に搭載する上で検出器に求められる性能を述べる。そしてシミュレーションに基づいて設計された、検出器の形状について述べる。

4.1 ソーラー電力セイル衛星の概要

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方式と、電気推進機関を組み合わせた推進方式で飛行する宇宙船である。宇宙科学研究本部（JAXA）では、太陽系大航海時代を先駆ける、この新型宇宙船による新しい外惑星探査法の実証を行うため、2011年以降の打ち上げを目指し計画を進めている。この計画で目指す行き先は、外惑星の代表である木星及びトロヤ群という小惑星である。トロヤ群とは木星の公転軌道上の太陽から見て木星に対して $\pm 60^\circ$ 、すなわちラグランジュ点付近を運動する一群の小惑星を指す。

この衛星は、直径約50 mの超薄膜の太陽帆を軌道上で展開する技術、光子及び高比推力イオンエンジンを併用した推進機関による軌道操作技術、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。

また木星までの惑星間空間、木星やトロヤ群域を飛行することを最大限に利用した複数の科学観測を行う。例えば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背景放射、黄道面ダスト分布観測、GRBの観測、木星の極域磁気圏観測、太陽-木星系のラグランジュ点(L4)に存在するトロヤ群小惑星のフライバイ観測などである。それらの観測により惑星科学、宇宙物理学に貢献する [15][8]。

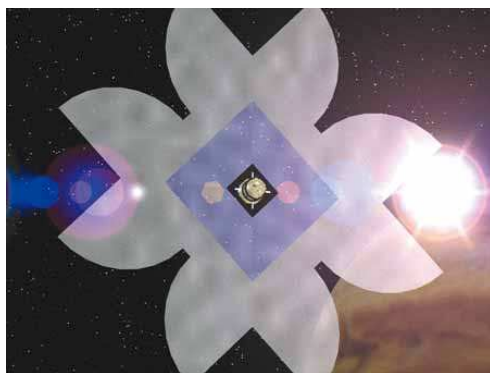


図 4.1: ソーラー電力セイル衛星のイメージ図。全長 1 m 程度の衛星の周りに直径約 50 m のローバー型の帆を展開し、太陽からの光子の輻射圧を利用して推進力としている。

4.2 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性能イオンエンジンの複合推進である。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。この推進力はセイルの面積と輻射圧に比例し、また輻射圧は光源までの距離の二乗に反比例する。ソーラー電力セイル衛星では、ポリイミド膜でできた直径約 50 m の超薄膜を展開する。また薄膜太陽電池を衛星の一部に取り付けることにより、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う。2004年8月、S-310 ロケット 34 号機を用いて、高度約 150 km の弾道軌道上における、10 m のセイル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、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、加速を得なければならない。このときに得られる運動量は放出質量 × 放出速度である。放出質量つまり積載できる燃料には限りがあるため、燃費をあ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 [15][8]。



図 4.2: 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 の弾道軌道上で大きさ 10 m のセイル展開に世界で初めて成功した。

4.3 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向かう。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、日心距離の関数として変化する黄道光及びダストフラックスの連続観測や 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、黄道光の影響が少ない状態での宇宙背景放射観測、トロヤ群小惑星のフライングバイ観測を計画している [15][8]。

4.4 GRB の観測計画

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ため、宇宙空間での衛星による観測が必要となる。

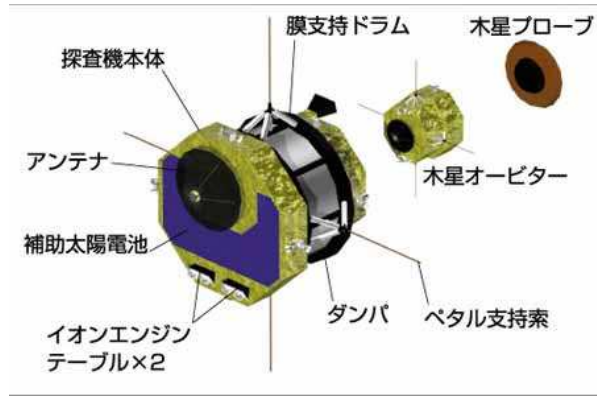


図 4.3: ソーラー電力セイル衛星の構成。木星観測用のオービター及びはやぶさ衛星に搭載されたイオンエンジンより高比推力のイオンエンジンを 2 機搭載している。

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時の時間差を用いて、GRB の到来方向を決定する手法である。図 4.4 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 つの衛星において、GRB を受ける時刻が t だけ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 を求めることができる。衛星間の距離が離れる程、より正確な位置決定を行うことができるため、IPN にとってソーラー電力セイル衛星は理想的なミッションである。図 4.5 は IPN での GRB 位置決定の例である。円形の領域が、GRB の発生位置を決めた際の RXTE 衛星や CGRO 衛星 (BATSE 検出器) の誤差領域である。帯状の領域は BATSE 検出器と Ulysses 衛星の IPN で決めた GRB 発生位置の誤差領域である。ここでは 2 つの衛星での IPN なので誤差領域が帯状だが、3 つの衛星での IPN ではもっと狭い誤差領域で GRB の発生位置を決めることができる。

また地球から離れることにより、地球からのバックグラウンドがなくなることも GRB の偏光検出には適している。地球の周りには地球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ウ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無い。デメリットとしては、ソーラーセイルを動力とするために検出器の重量に 2 kg 程度という制限があるため、設計はこれを考慮して行うことになる [15][8]。

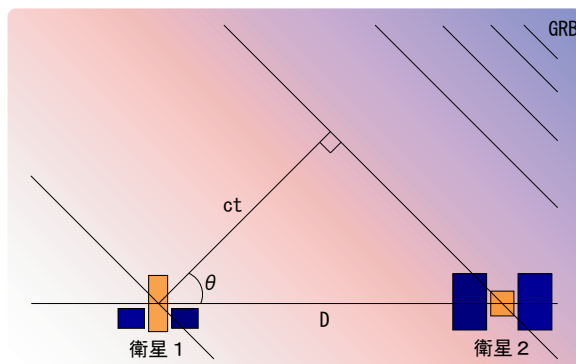


図 4.4: 2 つの衛星が GRB を受ける時刻は t ずれている。このずれから GRB の到来方向を決定する。

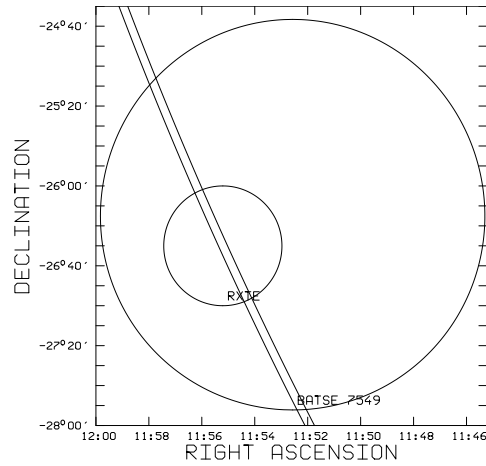


図 4.5: GRB990506 の IPN での位置決定。大きい円は BATSE の、小さい円は RXTE のエラーサークルで、直線は他の 2 つの衛星間の IPN によるエラー。IPN により GRB の位置がよく決まっている。

4.5 GRB 偏光検出器に求められる性能

GRB の偏光を検出するためには、様々な観点から散乱型検出器を用いたほうがよいということはずでに述べた。ソーラー電力セイル衛星に GRB 偏光検出器を搭載するためには、まず読み出しシステム等全てを含めた検出器の重量が 2 kg 以内でなければならないという厳しい制限がある。そのうえで検出器に求められる性能として重要なことは、偏光に特化した検出器であるということである。偏光に特化した検出器とは以下の 2 つを満たすものをいう。

- 検出器が幾何学的に対称で、幾何学的要因による偽のモジュレーションカーブが発生しにくい。たとえ発生したとしてもきちんとした補正を行うことができる。
- 得られたモジュレーションカーブのデータに、幾何学的な要因によるイベントが含まれていない。そのため散乱体と吸収体の同期測定 (コインシデンス) を行うことができる。

このような性能を満たし、2 kg という重量制限の中でいかに偏光に対して感度の良い偏光検出器を作れるかが大きな課題となる。そのような中、検出器のデザインがシミュレーションで MDP を評価することにより決定された (詳細については 2006 年金沢大学増井修士論文を参照)。次節でシミュレーションによって決定されたデザインについて述べる。

4.6 シミュレーションによるデザインの決定

散乱型検出器において GRB の偏光を測定する場合に、散乱体としてはプラスチックシンチレータを、吸収体としては CsI(Tl) シンチレータを用いた方がよいことは、第 5 章 1 節、散乱体と吸収体で述べる。シンチレータの形状に関しては、シミュレーションで MDP の値を評価することによって決定された (増井修士論文)。決定された試作モデルの形状を図 4.6 に示す。大きさ 10 cm、高さ 5 cm の 12 角柱のプラスチックシンチレータを散乱体とし、 $2.55 \times 5.00 \times 0.30$ cm の CsI(Tl)

シンチレータを吸収体として 12 枚、プラスチックシンチレータの周りに並べている。このとき MDP の観点から、プラスチックと CsI(Tl) シンチレータの距離は 5 mm 離している。

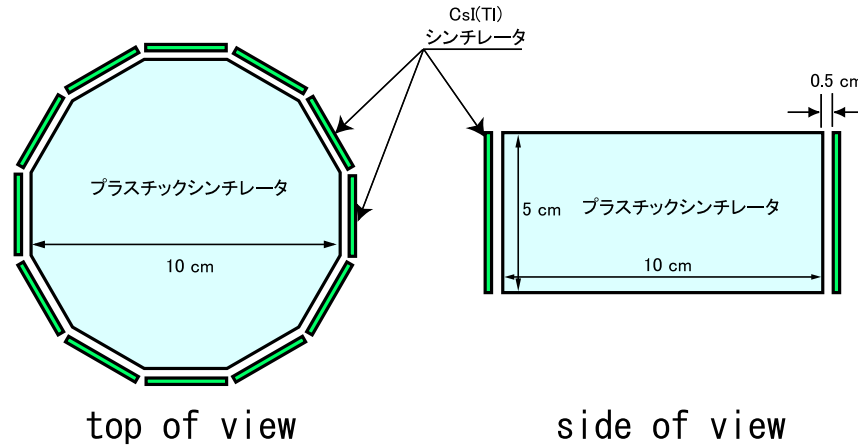


図 4.6: EGS によって決まったシンチレータの形状。

4.7 シミュレーションによって求められた検出器の性能

図 4.7 は入射してくる X 線のエネルギーに対する、検出器のモジュレーションファクタ M 、検出効率 η 、 $M\eta^{1/2}$ の値を示したものである。図 4.7 からこの検出器の感度を表すそれぞれの値は入射エネルギー 100 keV に対して、 $M = 0.39$ 、 $\eta = 0.2$ 、 $M\eta^{1/2} = 1.55$ である。この値を用いて、衛星に検出器を搭載した場合どの程度の数、GRB を検出することが出来るか見積もられた [8]。

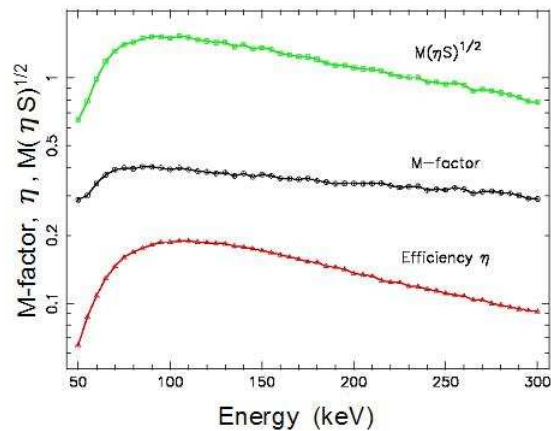


図 4.7: 検出器の性能。入射エネルギー 100 keV に対して、 $M = 0.39$ 、 $\eta = 0.2$ 、 $M\eta^{1/2} = 1.55$ である [8]。

図 4.8 は GRB の偏光度に対する年間で偏光を検出できる GRB 数を示している。BATSE 検出器で 9 年間に観測された 2704 個の GRB データを用いて、GRB 継続時間、フラックスをもとに各々の GRB に対して式 3.41 から MDP を導き出し、そのような MDP をもつ GRB が年間どれ

だけの数、観測視野内で検出できるかを計算したうえで求めている。バックグラウンドレート B は $B = 32 \text{ Hz}$ として計算されている。黒のデータが検出器全体の視野に対する GRB の個数を、赤のデータが中心から $\pm 30^\circ$ の視野 ($\pi/4 \text{ str}$) で観測される GRB の個数を示している [8]。

図 4.8 から例えば GRB の偏光度が 40 % 程度であるとするならば、年間で 1-2 個の GRB が中心から $\pm 30^\circ$ の視野で観測することが可能であり、視野全体では 4-5 個程度の GRB を観測することができると思われる。第 8 章 3 節で述べるが、検出器に斜めから X 線が入射してくるとそれだけで偽のモジュレーションカーブが発生してしまう。したがってそのような偽のモジュレーションカーブをきちんと補正し、偏光度を見積もる必要がある。図 4.8 から分かるが、入射角度の大きな GRB に対してもきちんと補正ができるならば、年間で偏光検出できる GRB 数は非常に増える。したがって GRB 偏光観測の鍵は、いかに斜めから入射してきた GRB に対して偏光度を導き出せるかということである。

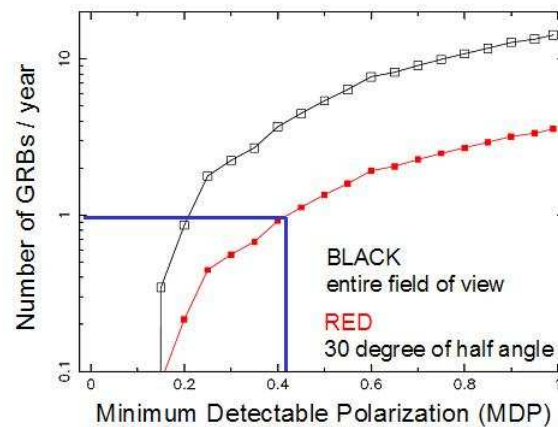


図 4.8: BATSE 検出器のデータから得られた、MDP に対する 1 年間で検出可能な GRB 数 [8]。

4.8 本研究の目的

シミュレーションによってシンチレータの形状が決定された。そこで今回行うべきことは、

- シミュレーションに基づいた試作モデルの作成及び基礎実験を行い性能を評価する。
- 検出器から出てくる CsI シンチレータの信号 12 チャンネル分、そしてプラスチックの信号の計 13 チャンネル分の信号を同時に処理することが可能な、VA-TA 信号処理システムの立ち上げを行う。
- 検出器全体に平行光線を照射させたいことから、ビームラインが必要になってくるのでその作成を行い、ビームラインを用いたときに X 線発生装置の偏光度がどの程度になるかを信頼された測定システムで見積もる。
- X 線が斜めに入射してきたときの検出器の応答を見る。

である。特に 4 つめは、衛星に搭載した場合に偏光検出可能な GRB の個数を見積もる場合に重要になってくる。本研究ではこれらのことを行う過程の中で浮き彫りになってくる、今後の課題を明確化する。

第5章 検出器一般について

本章では今回の実験で用いた検出器一般について説明する。特に散乱体と吸収体のところでは、今回作成した偏光検出装置のシンチレータについて述べている。

5.1 シンチレーションカウンティング

放射線計測の方法の一つに、放射線が入射することによって発光する蛍光シンチレータと、光電子増倍管(PMT)を用いて放射線を検出する方法がある。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。

放射線が蛍光シンチレータに入射すると、相互作用を起こして可視光のシンチレーション(蛍光)を放出する。この発光量は非常に微弱ではあるが、放射線のエネルギーに比例している。この微弱な光は光電子増倍管によって増幅され、光量に比例した電荷として出力する。このことにより、放射線のエネルギー、個数の情報を得ることができる。我々の検出器もまた、散乱体・吸収体にシンチレータを用いたシンチレーション検出器である。

5.1.1 光電子増倍管 (PMT:Photo Multiplier Tube)

PMTは10段程度の電極を持ち、内部を真空にした電子管である。光電面と呼ばれる光電子を出す電極(カソード:Kathode)と、光電面から放出された光電子を増倍する相互に向き合った電極(ダイノード:Dynode)からなる。この10段程度の電極の各段には100V程度の電位差が与えられている。光電面は蛍光シンチレータで作られた光を再び電子に変換する。入射してくる光の波長と光電面の感度はマッチする必要がある、各種の光電面物質が開発されている。例えばNaI(Tl)の場合、最大の効率を発揮するのはマルチアルカリやS11と呼ばれる光電面である。しかしそれでも効率は10%程度に過ぎない。光電面で作られた光電子は電圧を与えられた電極により加速されて次の段に衝突し、より多くの電子を放出させる。各段の増倍率を Δ とすれば、 n 段では Δ^n 倍となって、最終段(Anode)に集められる。通常電極では Δ は4-8程度であることから、10段では約 10^7 倍程度に増倍されることが分かる。この増倍率は各段に与えられる電圧に強く依存する。PMTは低雑音で、かつ大きな増倍率が得られる装置である [18][17]。

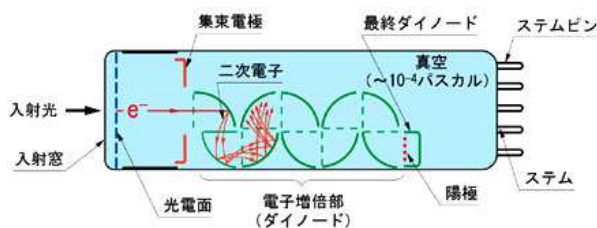


図 5.1: 光電子増倍管の概観図。

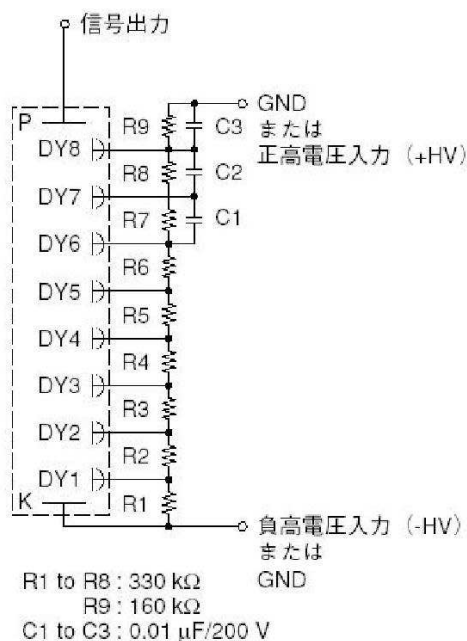


図 5.2: 光電子増倍管の回路図。

5.1.2 シンチレータ

シンチレータは化学組成によって無機シンチレータと有機シンチレータに大別される。ここでは無機蛍光シンチレータの発光機構について述べる。

無機固体蛍光シンチレータの発光機構は、透明な絶縁体結晶に少量まぜる活性物質がつくるエネルギーレベルによっている。固体結晶や金属の中で、電子は離散的なエネルギーレベルを持つが、絶縁体では一般にそのエネルギー差(価電子帯と伝導帯)は大きく、また遷移は通常禁止されていて可視光にはならない。少量の不純物(Tlなど)を加えると、このエネルギーレベルの中間に不純物準位を作り、効率良く可視光を得ることができる。例えばNaI(Tl)シンチレータでは1MeVの入射エネルギーに対して約38000個の光子を放出する。これは平均すると26eVに1個の光子を放出することに相当する。放出光子のエネルギーはほぼ3eV(415nm)であり、入射エネルギーに対する放出光子の効率は12%程度と比較的高い。しかしNaI(Tl)シンチレータは軽いことから、ガンマ線の吸収率が高い物質ではないので、CsIやBGO結晶など、より吸収率の高い重い結晶が開発されている。表5.1は主なシンチレータの特性である[18][17]。

表 5.1: 主なシンチレータの特性

	比重 (g/cm ³)	蛍光波長 (nm)	屈折率	減衰時間 (μ 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

5.1.3 散乱体と吸収体

シンチレータには前項にも述べたように、様々なシンチレータが存在する。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

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なことである。図 3.10 から分かるように、できるだけ原子番号の小さい物質の方がコンプトン散乱しやすい。

プラスチックシンチレータは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・成型加工が容易であるため、大きな体積を持つ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 と小さく非常に軽いため、コンプトン散乱しやすい。したがって散乱体としては、プラスチックシンチレータが適当であると考えられる。

- 吸収体

吸収体となる物質に必要な特性は、散乱してきた光子を光電吸収しやすい、原子番号が大きな重い物質であることである。

CsI(Tl) シンチレータは原子番号 Z が 54 と重く、50–300 keV では光電吸収しやすい。NaI(Tl) シンチレータほど潮解性もないため、比較的扱いやすく、蛍光効率も非常に大きいためゲインをかせぐことができる。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することができる。したがって吸収体としては、CsI(Tl) シンチレータが適当であると考えられる。

5.2 テルル化カドミウム半導体検出器 (CdTe 検出器)

シンチレーション検出器の欠点は、入射した放射線のエネルギーを光に変換し、その光をまた光電子に変換するという効率の悪い多くの過程が含まれているために、そのエネルギー分解能が悪いことである。それに対して半導体検出器は、放射線の入射により発生した電子と正孔対を集め、その電荷を直接測定することで放射線のエネルギーを測定するので、エネルギー分解能が高いという大きな特徴がある。

ガンマ線検出用の半導体検出器としてテルル化カドミウム半導体検出器 (; 以下 CdTe 検出器)

がある。半導体検出器には、シリコン (Si) 半導体検出器やゲルマニウム (Ge) 半導体検出器などがあるが、表 5.2 に示すように、CdTe 検出器は原子番号が $Z=48$ (Cd)、 $Z=52$ (Te) と大きい。そのためガンマ線に対する阻止能が高いという特徴がある。また、室温で動作することが十分に可能な大きさのバンドギャップエネルギー ($E=1.5$ eV) をもっていることも特徴の一つである。最近ではかなり改善されてきているが、バイアス電圧を検出器に印加してから、時間が経つにつれてエネルギー分解能が劣化し、スペクトルのピークの位置が下がっていく (ゲインが下がる) という現象があり、長時間の測定ができないことが一般的に知られている。使用する際には十分注意する必要がある [19]。

表 5.2: 各半導体デバイスの基本特性の比較

半導体	原子番号 Z	密度 (g/cm ³)	バンドギャップ (eV)	電子ホール対生成エネルギー (eV/対)
CdTe	48(Cd),52(Te)	6.02	1.52	4.43
Si	14	2.33	1.12	3.61
Ge	32	5.33	0.72	2.98

第6章 ビームラインを用いた基礎実験

検出器の偏光に対する性能を評価するためには、検出器に偏光した X 線を照射させる必要がある。また検出器を衛星に搭載した場合、ガンマ線は平行光線としてやってくるので、やはり検出器にも平行光線を入射させたい。そのためビームラインを作成し、ビームラインに偏光光源として X 線発生装置を取り付けた。ここでは X 線発生装置、ビームラインの紹介を行い、ビームラインを用いた X 線発生装置の偏光度測定実験について述べる。

6.1 X 線発生装置

本節では実験を行う際に偏光光源として利用した X 線発生装置の原理について簡単に説明し、今回実験に用いた TOSHIBA 製のミニフォーカス X 線発生装置 EXM-101A5B について説明する。

6.1.1 X 線発生装置の概要

X 線発生装置のおおまかな原理を図 6.1 に示す。フィラメントに電流を流し、そこで放出された熱電子を高電圧で加速し、ターゲット(タングステン)に衝突させる。ターゲットに衝突すると電子は減速し、制動放射によって X 線を放射する。制動放射では電子が受ける加速度方向と X 線の進行方向がなす面に直線偏光するため、水平面に偏光した連続 X 線が発生する。

発生した X 線は電子の加速電圧に対応するエネルギーまでを、連続スペクトルとしてもつ。加速された電子がターゲットに入射した際、一回の制動放射でほぼ全てのエネルギーを失えば、放出される X 線のエネルギーは加速電圧に対応するエネルギーの値に近くなる。また電子の受ける加速度方向も比較的揃うために、入射電子の速度方向に強く偏光することが期待される。一方加速された電子が制動放射を繰り返したり、ターゲット中の電子と複数回の衝突を繰り返したりすれば、放出される X 線のエネルギーは加速電圧に対応するエネルギーよりも低くなり、一回衝突するごとに電子の方向も変化するため、電子が受ける加速度方向もバラバラになり偏光度も低くなる。衝突によって失われたエネルギーは熱に変わる。

連続 X 線と同時に、ターゲット原子(ここではタングステン)からの特性 X 線も放射される。特性 X 線とは、例えば加速された電子が原子の K 殻電子を弾き飛ばしたときに、より外側の軌道(L 殻、M 殻など)から電子が遷移してきた際に、放出される X 線のことである。この場合、放射される X 線は無偏光であると考えられる [20]。

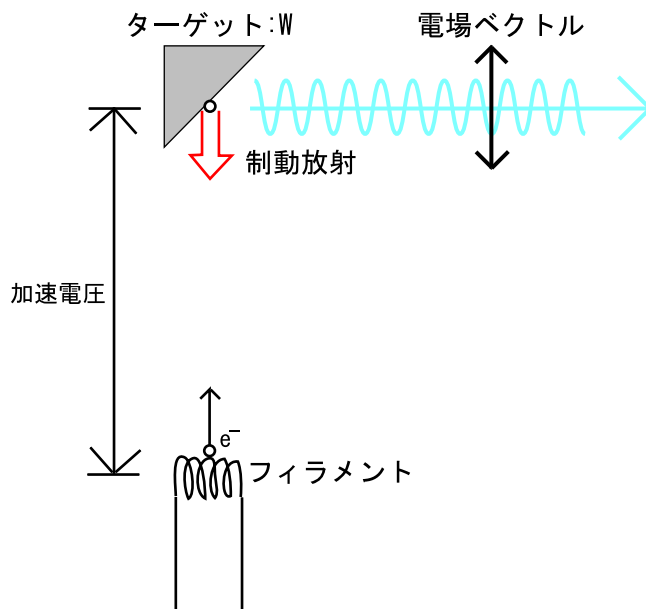


図 6.1: X線発生装置の概念図。フィラメントに電流を流し熱電子を放出させ、高電圧で加速させてターゲットに衝突させる。制動放射により X 線を発生させる。

6.1.2 EXM-101A5B

今回用いた X 線発生装置は TOSHIBA 製のミニフォーカス X 線発生装置 EXM-101A5B である。X 線発生装置の仕様を表 6.1 に示す。電子の加速電圧に相当する管電圧の設定は、40–100 kV (1 kV ステップ) の範囲で行うことができる。電子ビームの強度に相当する管電流の制御はフィラメント電流によって制御されているが、設定範囲は管電圧の値によって決まり、全ての電圧範囲においては 100–500 μA (1 μA ステップ) の範囲で行うことができる。この EXM-101A5B には管電流を 1/10、1/100 にすることができる切り替えスイッチを後付けで付属してもらった。したがって管電流の設定は、100–500 μA 、10–50 μA 、1–5 μA 、の範囲で設定が可能である。なお照射範囲は 15° 円錐である。

表 6.1: X 線発生装置の仕様

X 線実効焦点サイズ	0.1 mm
X 線焦点位置精度	規定の位置に対して全方向とも ± 1.5 mm 以内
X 線照射範囲	15° 円錐
管電圧設定	40–100 kV (1 kV ステップ)
管電流設定値	100–500 μA (1 μA ステップ、全ての管電圧に対して)
大きさ	W124×H141×D540 mm
質量	約 15 kg



(a) X線発生装置



(b) X線発生装置の制御装置

図 6.2: X線発生装置及び制御装置

6.1.3 スペクトル

X線発生装置からどのようなX線が出ているのかを知るのは、今後の実験を進めていくうえでも重要である。図 6.3 は、過去にエネルギー分解能が良い CdTe 検出器で測定した X線発生装置のスペクトルである。制動放射による連続成分と光電効果によって発生した特性 X線が作る光電ピークから成ることが分かる。

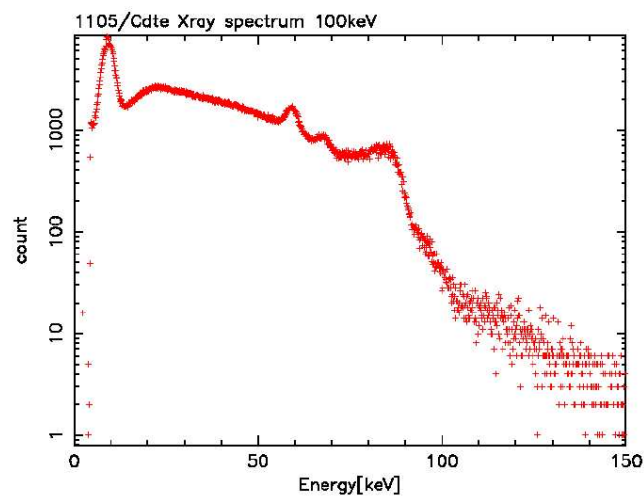


図 6.3: CdTe 検出器で測定した加速電圧 100 kV のときの X線発生装置のスペクトル。制動放射による連続成分と光電ピークから成る。

6.2 ビームライン

X線発生装置の照射範囲は 15° 円錐である。そのため大きさ 10 cm の検出器全体にX線を一様に照射させるためには、検出器とX線発生装置の距離を最低 38 cm 程度離す必要がある。しかし 38 cm 程度では、検出器の端というのはX線が斜めに入射してくることになってしまうため、検出器に平行光線を入射させるためにはもっと距離をとる必要がある。またX線発生装置の強度は非常に強いことから、強度は距離の2乗に比例して落ちていくので、強度を落とすという意味でも距離を離すということは重要である。

そのような目的から図6.4のようなビームラインを作成した。ビームラインの側面にはPbが巻かれており、X線が漏れることはない設計になっている。今回作成したビームラインの長さは 5 m 程度である。このような場合、 10 cm の大きさの検出器に入射するX線の実質的照射範囲は 1.15° 円錐になる。ビームラインの端にまで届いてくるX線の実質的照射範囲は 2.4° 円錐である。その他のX線は検出器に到達せずに、側面のPbに入射する。

X線がPbに入射すると 100 keV のX線に対しては6%のX線がコンプトン散乱を起こし、94%のX線が光電効果を起こす。したがってほとんどのX線が光電効果を起こし、特性X線を出す。特性X線は無偏光であるので、この特性X線が検出器に入射してくると、無偏光成分を多く検出しX線発生装置の偏光度は低く見積もられることになる。だが図6.7を見ても分かるように特性X線は検出されていないことから、ビームラインの端までは届いていないことになる。これは発生した特性X線が検出器に届くためには、その幾何学的構造からPbの中を長い距離、透過しなければならないためである。



図 6.4: 今回作成したビームラインの様子

X線発生装置と検出器の距離を離すと、発生したX線の10%が検出器に届く前に空気によって散乱されてしまう(後の節できちんと見積もる)。この散乱されたX線が検出器に届くとX線発生装置の偏光度を下げてしまう可能性がある。このような場合には実験は行いにくい。ビームラインを真空にすることで散乱を避けなければならない。そのような場合を想定し、ビームラインの両側をメクラフランジで完全に閉じ、ロータリポンプとターボ分子ポンプでどの程度の真空度が実現するか実験を行った。結果を図6.5に示す。黒いデータはロータリポンプのみでの真空度であり、赤いデータはターボ分子ポンプを起動させてからの真空度である。120分後には

4.1×10^{-4} torr の真空度を実現している。今回はメクラフランジでビームラインの両側を閉じて実験を行ったが、実際には検出器のマウントがビームラインに接続されるため真空度はもっと悪くなるのが予想される。

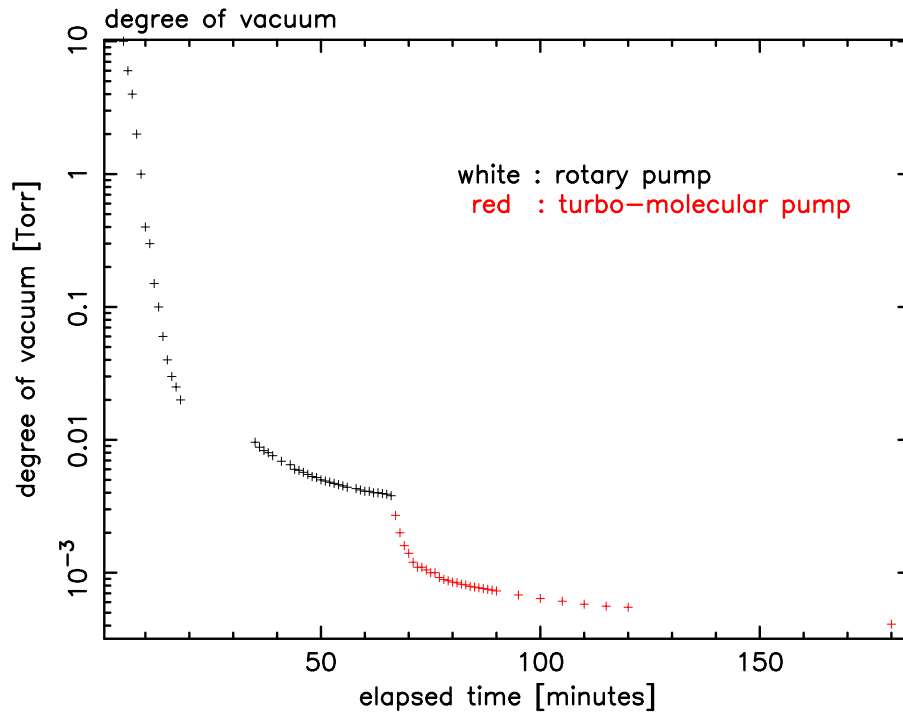


図 6.5: ビームラインのみでの真空実験

6.3 空気による散乱

ここでは実際に X 線が 5 m 走ったときに、どの程度の X 線が散乱されるかを見積もる。

光子は物質中に入射すると相互作用 (光電効果・コンプトン散乱・電子対生成) を行う。このとき光子の物質に対する透過率は 6.1 式のように書くことができる。

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\rho\sigma x} \quad (6.1)$$

I : 透過した X 線強度 I_0 : 入射した X 線強度 X
 ρ : 密度 [g/cm^3] σ : 全減衰係数 [cm^2/g]
 x : 物質中を進んだ距離 [cm]

図 6.6 から 100 keV の X 線に対する空気的全減衰係数は $\sigma=0.1509 \text{ cm}^2/\text{g}$ であり、また空気の密度は式 A.1 によって計算できる。よって 100 keV の X 線が空気中を 5 m 進んだとき、気温 20 °C における真空度に対する透過率の値は表 6.2 のようになる。

表 6.2 から常圧の場合、X 線の 10 % 程度は空気によって散乱されてしまうことが分かる。この散乱された X 線が検出器に届くと X 線発生装置の偏光度を下げってしまう可能性がある。しかし散乱された X 線が検出器には届かず側面の Pb に吸収されてしまえば、X 線発生装置の偏光度に大きな影響を及ぼすことはない。もちろんビームラインは真空にした方が良いことは確かである

が、実験の行い易さという面ではやはり真空にはしたくない。ビームラインを真空にするかしないかは、X線発生装置の偏光度を実際に測定して決めることにする。

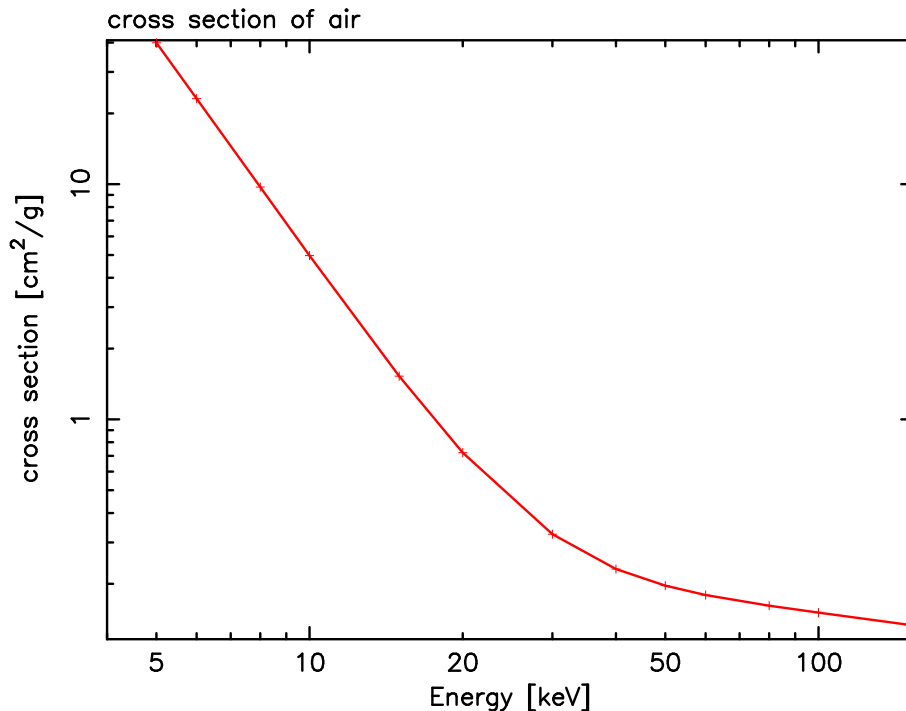


図 6.6: 空気的全減衰係数

表 6.2: 空気中の X 線透過率@100 keV、20 °C

真空度 [torr]	空気の密度 [g/cm ³]	透過率 [%]
760	1.205×10^{-3}	91.31
100	1.585×10^{-4}	98.81
10	1.585×10^{-4}	99.88

6.4 フラックスを落とすためのフィルター

X線発生装置の強度を落とすという意味でもビームラインの作成を行ったが、5 m離しても実際には強度が強く信号処理能力以上のフラックスが検出器に入射してきてしまった。そのため特別な断り書きがない場合、今回の実験においては全て X 線発生装置の照射窓の前には、厚さ 2 mm の Sn 板と Cu 板が取り付けられている。このようにすれば、偏光度が低い、低エネルギー側の成分をカットすることができる。図 6.7 は厚さ 2 mm の Sn 板と Cu 板を取り付けた後の、X 線発生装置からのスペクトルである。確かに図 6.3 と比較して、低エネルギー側はフラックスが落ちていることが見て取れる。

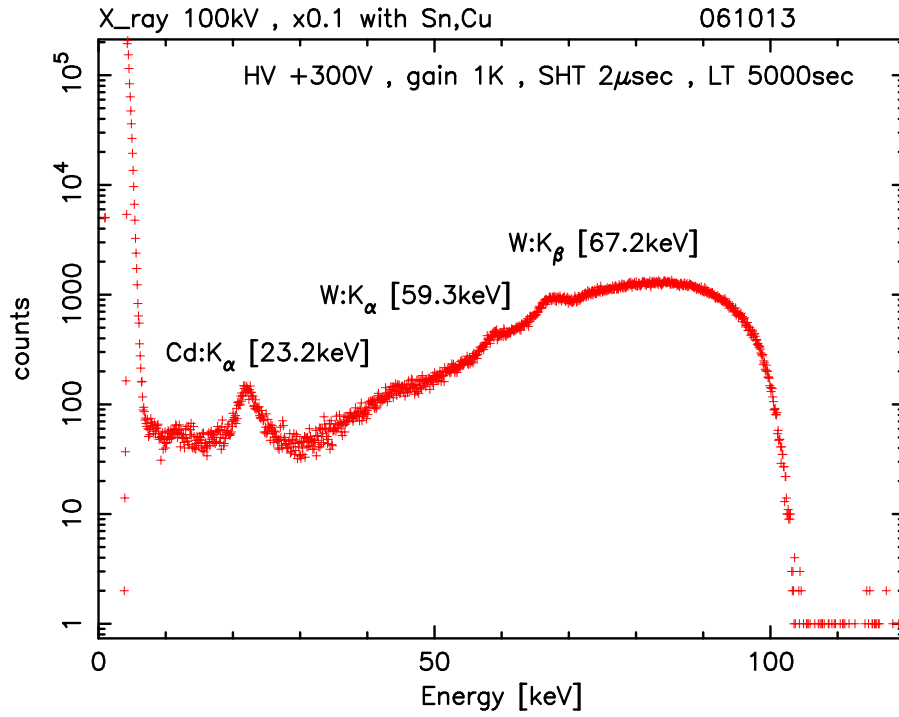


図 6.7: 厚さ 2 mm の Sn 板と Cu 板を取り付けた後の X 線発生装置のスペクトル。

光子の物質に対する透過率は式 (6.1) のように書くことができた。図 6.8 は様々な物質のいろいろなエネルギーでの全減衰係数を示している。また表 6.3 には、いろいろな物質の密度をまとめた。これらの値を利用すると、厚さ 2 mm の Cu 板、厚さ 2 mm の Sn 板をそれぞれ入れたときの透過率、及び両方入れたときの透過率は表 6.4 のようになった。表をグラフにすると図 6.9 のようになる。

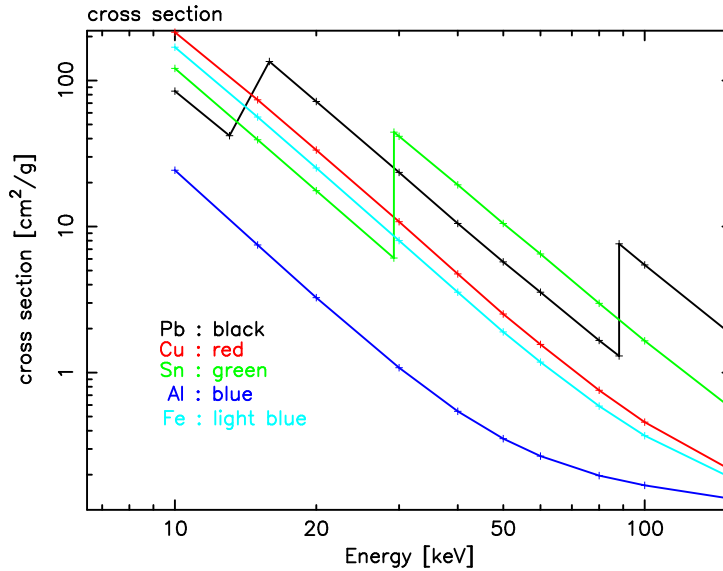


図 6.8: 様々な物質の全吸収係数

表 6.3: 様々な物質の密度

物質	密度 [g/cm ³]
Pb	11.34
Cu	8.96
Sn	7.28
Al	2.70
Fe	7.83

表 6.4: 厚さ 2 mm の Sn 板、Cu 板を入れたときの透過率

入射 X 線のエネルギー [keV]	透過率 [%]		
	Sn	Cu	Sn+Cu
10	5.5×10^{-37}	0	0
20	3.8×10^{-11}	3.2×10^{-37}	0
30	7.6×10^{-12}	5.0×10^{-5}	3.8×10^{-18}
40	7.9×10^{-5}	1.7×10^{-1}	1.3×10^{-7}
50	4.8×10^{-2}	3.4	1.6×10^{-3}
60	8.9×10^{-1}	12	1.1×10^{-1}
80	11	36	4.1
100	30	54	16

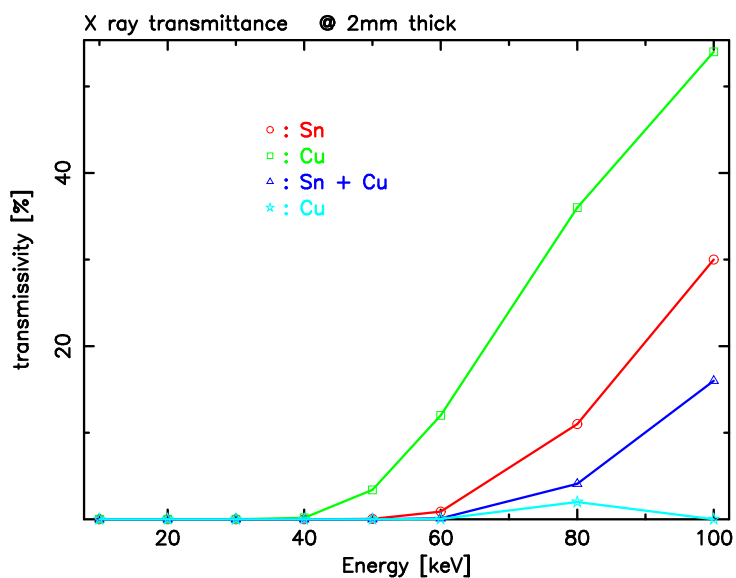


図 6.9: 様々な物質に対する X 線の透過率

6.5 EGS

X線発生装置の偏光度は実験で得られたモジュレーションファクタを、検出器に100%偏光光源を入射したときに得られるモジュレーションファクタで割ることで求めることができる。しかしながら実際には100%偏光光源のX線は、本研究室では得ることができない。したがってシミュレーションによって、実験で使用したシンチレータと同じモデルを構築し、偏光光源を与える事で検出器との相互作用を確率過程で計算して求めることになる。

EGS(Electron Gamma Shower)は、高エネルギー加速器実験やX線・ガンマ線天文学において頻繁に利用されるコンピュータプログラムで、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。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・制動放射・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だけでなく、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る [8]。

6.6 ビームラインの一様性

ビームラインを用いてX線発生装置を照射させたときに、5 m先での測定位置に対するX線フラックスの一様性を調べるために、図6.10のようにビームライン内の9箇所領域に、大きさ $1 \times 1 \times 1 \text{ cm}^3$ のCsI(Tl)シンチレータを置き、それぞれの領域にやってくるX線フラックスの量を調べた。

測定はそれぞれの場所で、測定時間を50秒として10回ずつ行った。X線発生装置の管電圧は100 kV、管電流は $10 \mu\text{A}$ として実験を行った。

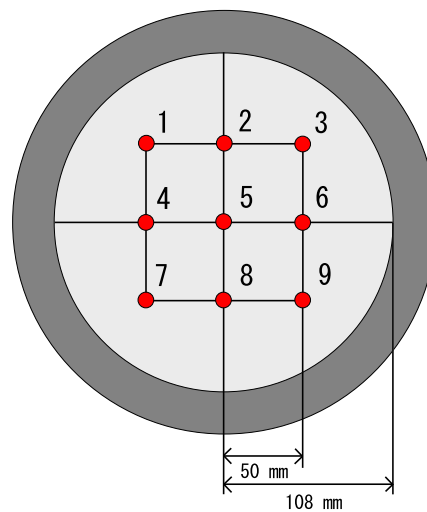


図 6.10: ビームライン内の一様性を調べるための測定点。赤い点の9箇所測定を行った。

図 6.11 はそれぞれの測定点で得られた合計 9 つのスペクトルを重ねたものである。得られたスペクトルを 20–200 keV の範囲でそれぞれ積分し、その積分カウントを比較することによりビームライン内の X 線の強度分布を求める。横軸に測定場所の番号、縦軸にそこで得られたスペクトルの積分カウント (10 回測定の平均値) をとったものが、図 6.12 である。得られたデータをコンスタントでフィットすると、 χ^2_{ν} (自由度)=24.7(8) となった。統計の範囲内で一定であると言うことはできず、積分カウントの少ない領域は左側の領域である 1、4、7 の領域であることから、何かしらの系統誤差が存在すると考えられる。しかしビームライン内の X 線フラックスのばらつきは最大 $\pm 1.2\%$ 程度であることから、この系統誤差がどの程度測定に影響するかは分からない。また調整を行うことによってさらにばらつき可能性もあることから、 1.2% 程度のばらつきは許容範囲であると考え、このばらつきを考慮しながら実験を進めていくことにした。

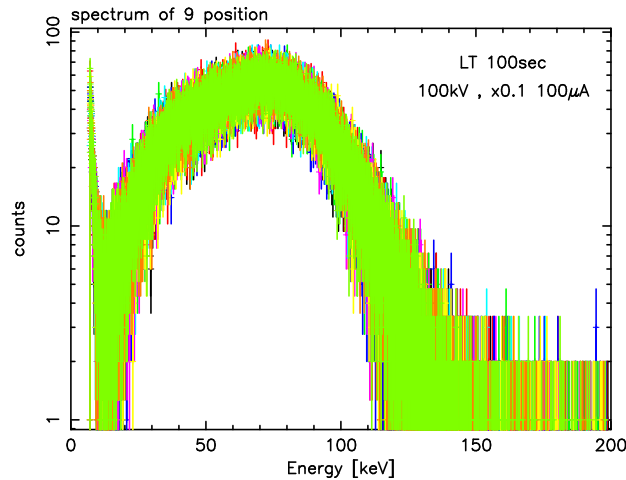


図 6.11: 9 つの測定点で得られたスペクトルの重ね合わせ。

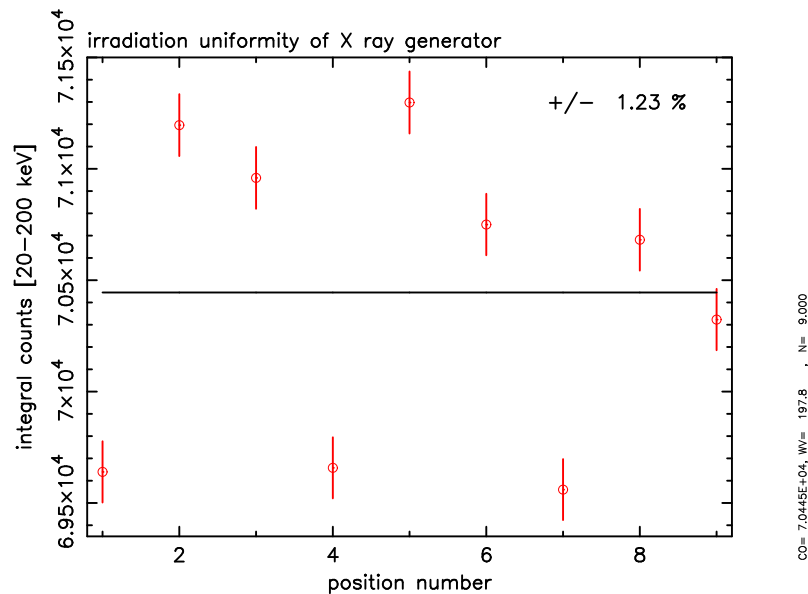


図 6.12: それぞれの場所で得られたスペクトルを 20–200 keV の範囲で積分した積分カウントの平均値。何かしらの系統誤差が存在する。ばらつきは最大 $\pm 1.2\%$ 程度である。

6.7 ビームラインを用いたの偏光測定実験

ビームラインを用いると、5 m 走る間に 10 % の X 線が空気によって散乱されてしまう。よってビームラインを用いたときに 5 m 先の検出器部分でどの程度の偏光度が得られるのか、もっとも基本的な方法である散乱体を中心に置いて、吸収体をその周りで回転させながら強度分布を測定するという方法で基礎実験を行った。この実験は試作モデルを用いた X 線発生装置の偏光度測定実験との比較実験にもなる。

6.7.1 セットアップ、実験方法

実験は図 6.13 のようなセットアップで行った。ビームラインのフランジを利用してマウントを取り付け、ビームラインの中心に $2 \times 2 \times 5 \text{ cm}^3$ のプラスチックシンチレータを散乱体として置き、プラスチックの中心から 5 cm 離れたところに $1 \times 1 \times 1 \text{ cm}^3$ の CsI(Tl) シンチレータを吸収体として置く。CsI(Tl) シンチレータがプラスチックシンチレータで散乱した散乱光だけを見るようにするため、CsI(Tl) シンチレータには Pb のシールドを付けた。なお X 線発生装置の照射部分のところには、フラックスを落とす目的で低エネルギーをカットさせるために、厚さ 2 mm の Cu 板及び厚さ 2 mm の Sn 板を置いた。

CsI(Tl) シンチレータをプラスチックシンチレータの周りで 0° から 360° まで 30° ずつ回転させて行き、それぞれの場所でスペクトルを測定する。スペクトルの強度分布により、X 線の偏光度を求める。

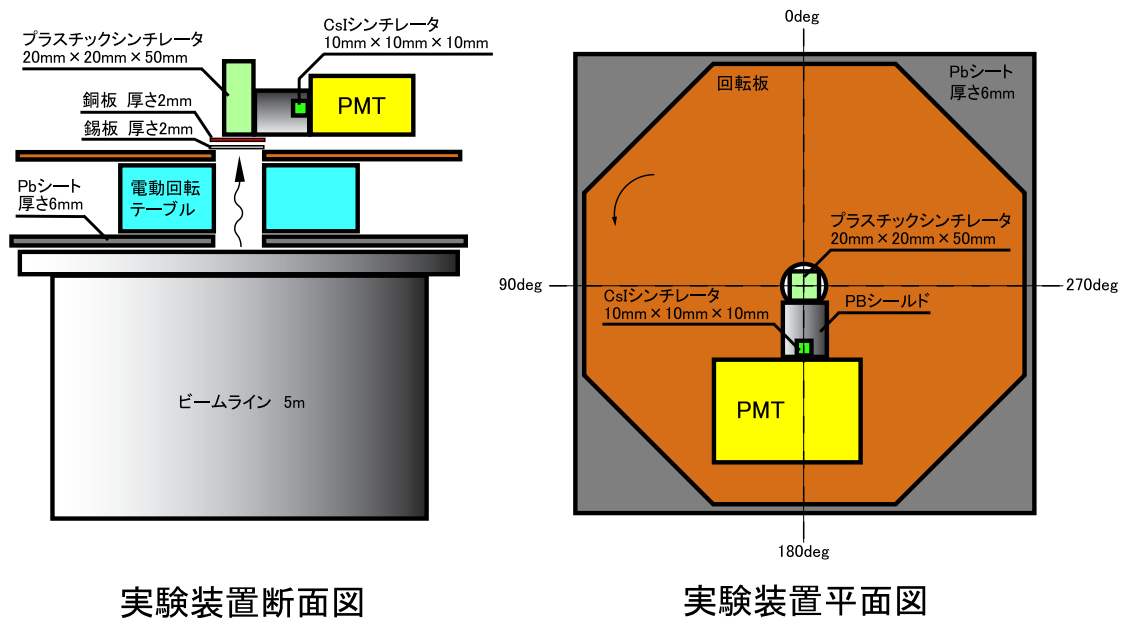


図 6.13: 実験装置の模式図。プラスチックシンチレータの周りを 30° ずつ回転させて、強度分布を調べることにより、X 線発生装置の偏光度を求めた。

6.7.2 実験結果

図 6.14 は、それぞれの場所で得られたスペクトルを重ねたものである。加速電圧が 100 kV であるにもかかわらず 100 keV 以上の光子が存在するのは、CsI+PMT のエネルギー分解能が 51 % であるために、100 keV の入射光子に対しても 100 keV 以上の出力があるからである。それぞれ得られたスペクトルを 15–30、30–45、45–60、60–75、75–90、90–100、100–140 keV のエネルギー範囲で積分し、測定位置による強度分布を求めると、図 6.15 のようなモジュレーションカーブを得ることができる。横軸に測定場所の角度をとり、縦軸にそれぞれのエネルギー範囲で積分した積分カウントを平均値で規格化したものが示してある。縦軸エラーは統計誤差によるものとし、 1σ エラーを付けた。

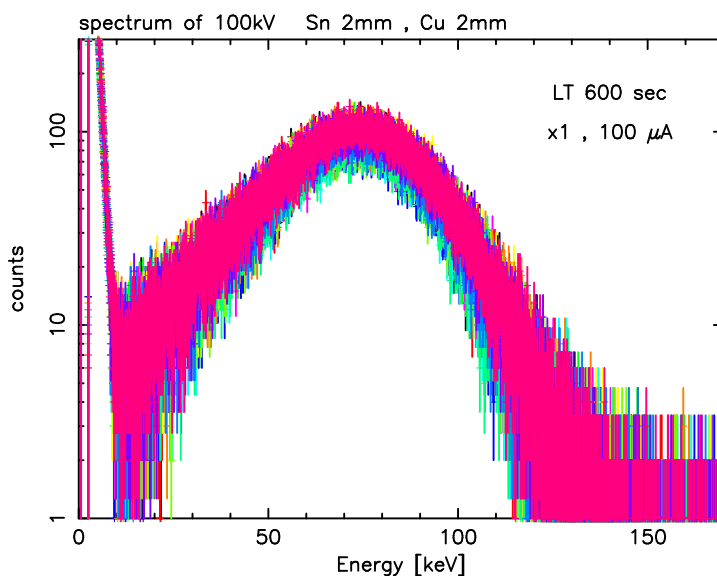


図 6.14: 100 kV の加速電圧で得られた X 線発生装置のスペクトル。それぞれの場所で得られたスペクトルを重ねてある。

式 3.39 よりモジュレーションファクタは、得られたモジュレーションカーブをサインフィットすることにより求めることができる。横軸を積分範囲、縦軸をそのときに得られたモジュレーションファクタとしてグラフを書くと図 6.16 のようになる。横軸のエラーは積分範囲を意味しており、縦軸はフィットにおける 90 % エラーを示している。積分範囲のエネルギーが高くなればなるほど、モジュレーションファクタは大きな値をとることが分かる。

得られたモジュレーションファクタを用いて、X 線発生装置の偏光度を求める。図 6.17 はシミュレーションによって得られた、この実験装置に 100 % 偏光した X 線を入射したときのモジュレーションファクタの値である。偏光度は式 3.40 より、実験で得られたモジュレーションファクタを 100 % 偏光した X 線を入射したときに得られるモジュレーションファクタで割った値であることから、積分範囲のエネルギーに対する X 線発生装置の偏光度を求めると図 6.18 のようになった。90–100 keV の範囲での X 線発生装置の偏光度は、 13.1 ± 0.8 % である。この値は過去に測定された X 線発生装置の偏光度である 12.5 ± 0.9 % と誤差の範囲内で等しい。したがってビームラインによる空気散乱の偏光度に対する影響はほぼ無視することができる。

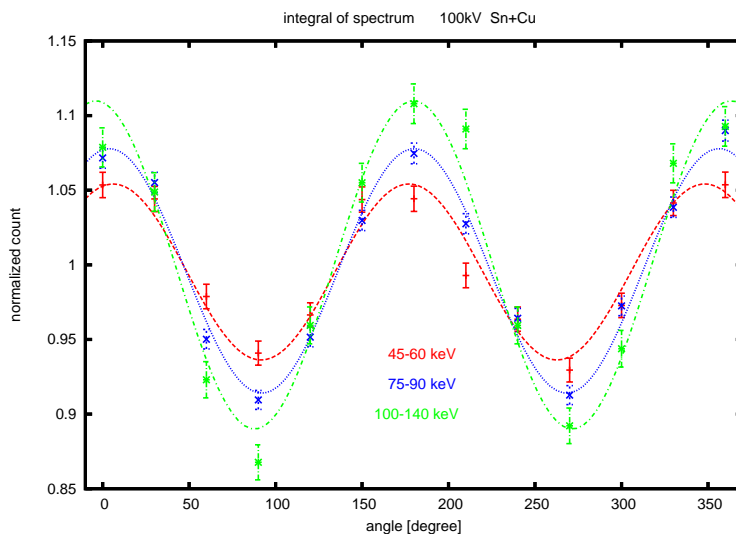


図 6.15: さまざまなエネルギー帯でのモジュレーションカーブ。それぞれの場所で得られたスペクトルを様々なエネルギー範囲で積分し、測定位置による強度分布を求めた。

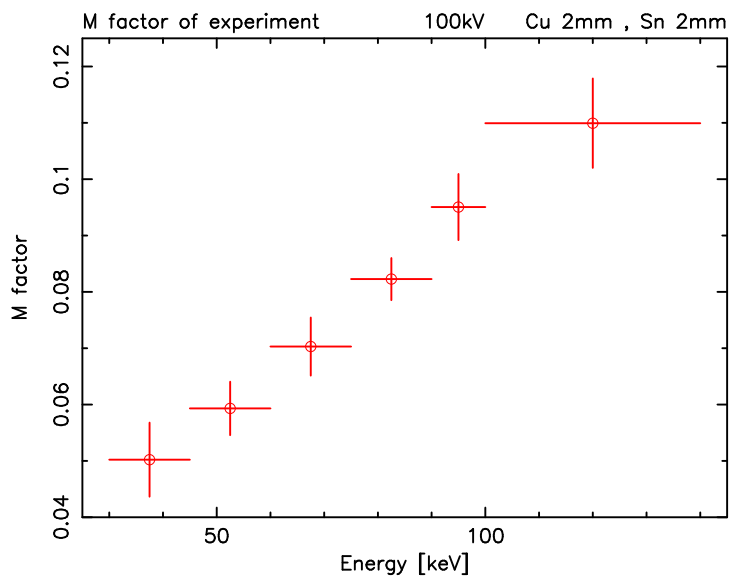


図 6.16: モジュレーションファクタのエネルギー依存性。積分範囲のエネルギーが高くなるほどモジュレーションファクタは大きな値をとることが分かる。

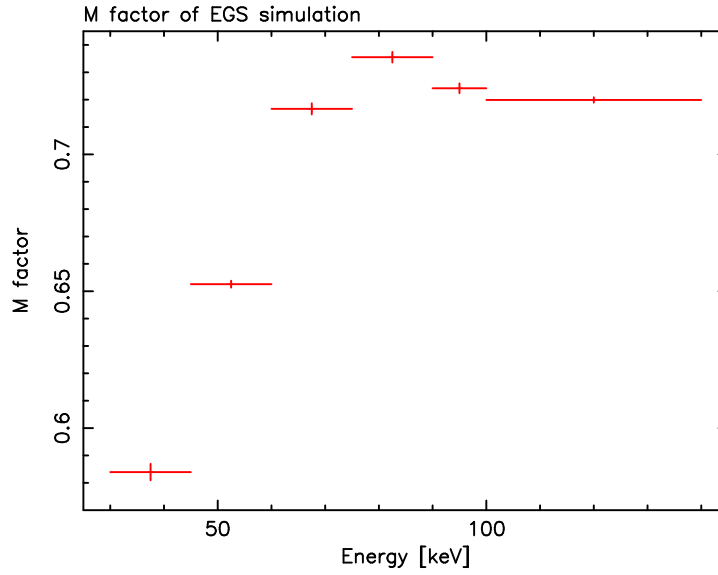


図 6.17: シミュレーションで得られた 100%偏光した X 線を入射したときのモジュレーションファクタ

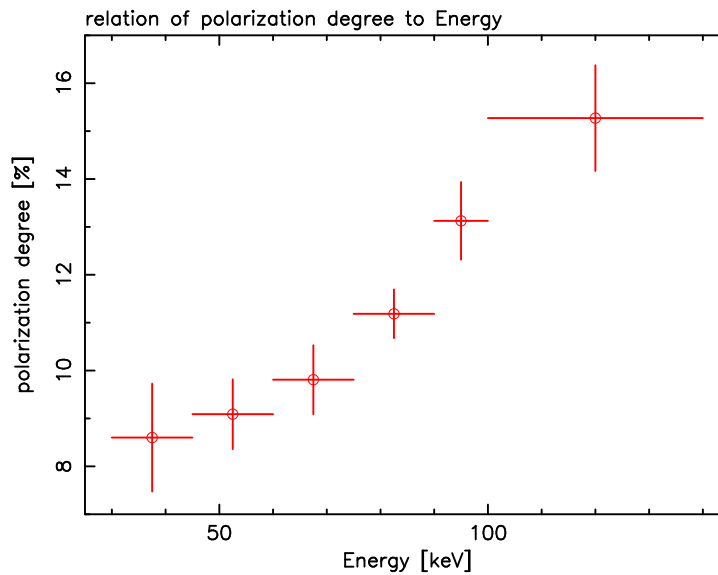


図 6.18: ビームラインを用いた X 線発生装置の偏光度。実験で得られたモジュレーションファクタの値を、シミュレーションで得られた 100%偏光を入射したときのモジュレーションファクタの値で割って求めた。

第7章 試作モデルの作成

シミュレーションを用いて、MDP を評価することによってシンチレータの形状が決定された。そこで今回、シミュレーションに基づいた試作モデルの作成を行った。本章では作成された試作モデルを紹介する。試作モデルを作成する際に重要なことは、いかにコンパクトな検出器を作るかということである。またシンチレータにおいては、いかにシンチレーション光を PMT に集めるかが重要である。

7.1 反射材

シンチレータは放射線がやってくるとやってきた放射線のエネルギーに応じたシンチレーション光を出す。その光を PMT で読み出すことになるわけであるが、大切なことはシンチレーション光を効率よく PMT に集めることである。そのためにはシンチレータに光を反射させる反射材を巻くことになる。ここではどのような反射材を用いるかについて検討する。

7.1.1 反射材の候補

反射材の候補としては、アルミホイル、テフロンシールテープ、ESR などが考えられる。アルミホイルについては言及するまでもないが、テフロンシールテープ、ESR について説明しておく。

- テフロンシールテープ

テフロンシールテープとは伸縮性に富んだ、白色のテフロン素材でできたテープのことである。真っ白な素材であるために反射材として考えることができる。

- ESR

ESR (Enhanced Specular Reflector) 反射フィルムは、ポリエステル系樹脂を用いた多層膜構造により可視光範囲において高い反射率を有するフィルムである。3M 社のデータによるとその反射率は 98 % 以上である。また厚さも 65 μm の薄型設計であるため、反射材として用いることが考えられる。

7.1.2 反射材の選択のための実験

反射材を選ぶために実験を行った。大きさ $1 \times 1 \times 1 \text{ cm}^3$ の CsI(Tl) シンチレータにアルミホイル、テフロンシールテープ、ESR を巻き、CsI(Tl) シンチレータを PMT(R5900u) で読み出すというセットアップで、シンチレータに ^{241}Am を照射した。このときに得られる ^{241}Am の 59.5 keV の特性 X 線を用いて、どの反射材を用いれば一番光を集めることが出来るかを評価した。表 7.1 はそれぞれのシンチレータを巻いて測定したときの 59.5 keV に相当するエネルギーチャンネルの値である。この値が大きいほど光がよく集まっていることを意味する。

表 7.1: 反射材によるゲインの変化

素材	チャンネル	比率
アルミホイル	1648 ch	1.00
テフロンシールテープ	2906 ch	1.76
ESR	3282 ch	1.99

したがって今回の試作モデル作成にあたってはシンチレータを ESR で覆い、固定のためにその上からテフロンテープを巻きつけることにする。

7.2 スペーサー

シミュレーションで MDP を評価すると、プラスチックシンチレータと CsI(Tl) シンチレータの距離は 5 mm 程度離れた方が良かった (増井修士論文参照 [8])。そこでプラスチックシンチレータと CsI(Tl) シンチレータの間にスペーサーを入れることになるが、何でもよいというわけにはいかない。スペーサーとしての条件は、

- プラスチックシンチレータで散乱された X 線がスペーサーを通過して CsI(Tl) に入射するので、決して散乱体にならないこと、つまり原子番号が小さく、かつ密度も小さい。
- 厚さが ± 0.5 mm 以内の精度で 5 mm であること。またある程度、丈夫であること。

である。シミュレーションによると厚さが 0.5 mm 異なると、CsI とプラスチックシンチレータの距離の違いによる、吸収体にやってくるフラックスは 2 % 程度異なってくることが確認されている。そのような条件を満たすものとして、今回は厚さ 5 mm の木材を選んだ。図 7.1 はシンチレータを ESR で覆い、テフロンテープで固定した後に、プラスチックと CsI(Tl) シンチレータをスペーサーを入れて、組み上げた後の写真である。

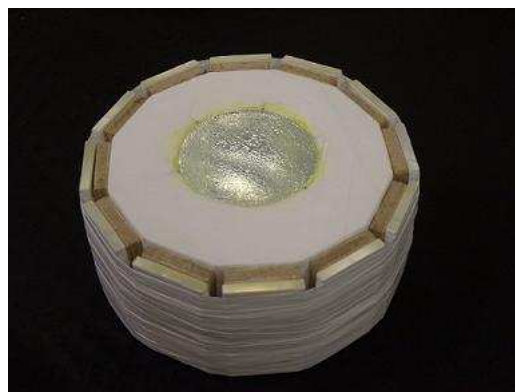


図 7.1: 組み上げたあとの CsI(Tl) シンチレータとプラスチックシンチレータ。スペーサーとしては厚さ 5 mm の木材を用いた。

7.3 PMT の選定

ソーラー電力セイル衛星に検出器を搭載するにあたり、検出器には重量 2 kg という厳しい重量制限がある。したがって PMT もまた、軽量かつコンパクトであることが求められる。PMT の有効面積、大きさ、重さ等を考慮してシンチレータを読み出す PMT を決定した。決定された PMT の仕様を表 7.2 に示す。

表 7.2: PMT の仕様

シンチレータ	PMT の型番	光電面の大きさ [mm]	動作電圧 [V]	ゲイン
CsI(Tl)	R7400p	$\phi 8$	800	7.0×10^5
プラスチック	R1840-15	$\phi 46$	1250	1.7×10^5

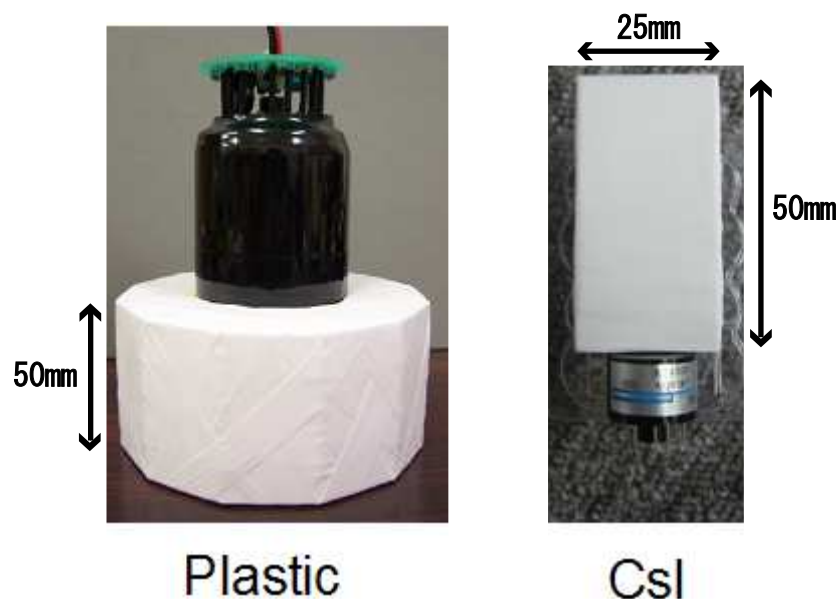


図 7.2: PMT とシンチレータの組み合わせ。プラスチックを R1840-15 で読み出し、CsI(Tl) を R7400p で読み出す。

7.4 プリント基盤回路及びケースの作成・組み上げ

プラスチックシンチレータ、CsI(Tl) シンチレータの信号を読み出すための PMT 回路をひとつのプリント基板に起こした。図 7.3 は作成したプリント基板に、CsI(Tl) シンチレータ用 PMT を 12 個取りつけたところである。また図 7.4 は作成した検出器ケースにシンチレータを組み込んだところである。図 7.5 にはプリント基板に起こした回路の回路図を示している。最終的に完成した検出器の写真を図 7.6 に示す。写真には作成した検出器と、今回立ち上げた読み出しシステムの VA-TA が内蔵されているヘッドアンプユニットが示してある。



図 7.3: 作成したプリント基板



図 7.4: 作成した検出器ケースにシンチレータを組み込んだ様子

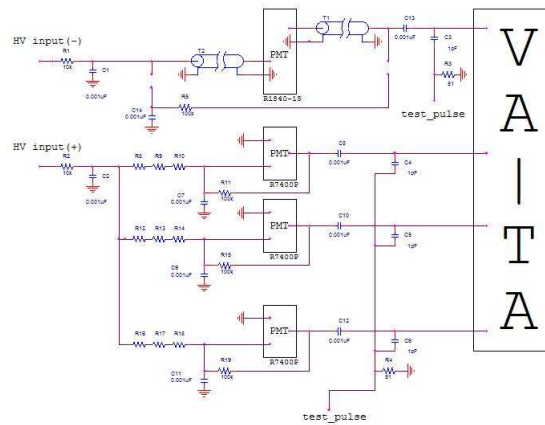


図 7.5: プリント基板に起こした回路の回路図



図 7.6: 作成した検出器の完成した写真

7.5 VA-TA を用いた信号処理システムの構築

検出器からは、CsI の信号 12 チャンネル分とプラスチックシンチレータの信号 1 チャンネル、計 13 チャンネル分の信号が出力される。これらの信号を処理する必要があるわけだが、我々が搭載する検出器には重量 2 kg 程度という制限があるため、データの読み出しシステムは軽量かつコンパクトであることが求められてくる。また衛星に搭載するうえでは、消費電力というのも重要な要素になってくる。

そこで今回我々はクリアパルス製の 80068 型マルチアノード光電子増倍管ヘッドアンプユニット、80057 型 PMT Data Processor を使用することを考えた。VA-TA とはヘッドアンプユニットに搭載されているアナログ LSI のことである。試作モデルを用いた実験を行うにあたり、ヘッドアンプユニット、Data Processor を使用して、VA-TA を用いた信号処理システムの構築を行った。ここではヘッドアンプ及び Data Processor が何を行っているかについて簡単に述べる。

7.5.1 ヘッドアンプユニット

ヘッドアンプには VA (Viking-architecture chip)-TA (Triggering-architecture) と呼ばれるアナログ LSI が搭載されている。波形整形の役割を持つ VA チップは、電荷有感型増幅器 (; 以下 CSA) と遅い時定数をもつ波形整形回路 (Slow Shaping アンプ)、ホールド回路 (サンプルホールド) 及びマルチプレクサから構成され、トリガー信号を作る役割をもつ TA チップは、早い時定数をもつ波形整形回路 (Fast Shaping アンプ)、波高弁別回路で構成されている。

図 7.7 から分かるように、CsI(Tl)・プラスチックシンチレータからの信号は全て VA チップの CSA に入力される。その後 CSA で増幅された信号は、時定数が異なった波形整形回路に入力される。Slow Shaping アンプの時定数は 2 μ sec、Fast Shaping アンプの時定数は 75 nsec で設定されている。あるチャンネルの Fast Shaping アンプの出力が、波高弁別回路で指定した閾値を超えるとトリガー信号が出力され、全チャンネルのトリガー信号の OR 信号を TA は出力する。このときどのチャンネルのトリガー信号をトリガーとして寄与させるかは、外部で選択することができる。そして TA から出力されたトリガー信号をもとに、外部から VA にサンプルホールドのタイミングを与えることになる。なおトリガーからサンプルホールドまでの時間は tHOLD と書いてあるねじを回すことにより、調整することができる。各チャンネルでホールドされた出力はマルチプレクサにより読み出される。

7.5.2 80057 型 PMT Data Processor

図 7.8 は 80057 型 PMT Data Processor (; 以下 DP) という VME ボードである。Fast Shaping アンプの出力が、波高弁別回路で指定した閾値を超えると、トリガー信号が出され全てのチャンネルの OR 信号を TA は出力する。そして DP はその OR 信号を認識する。DP は TA からの OR 信号を認識すると、VA にサンプルホールドをするように命令を出す。その後 DP が VA のマルチプレクサに命令を出すことによってデータが読み込まれる。その読み込まれたデータは DP に送られ A/D 変換をおこなった後、DP は制御 PC にデータを送る。

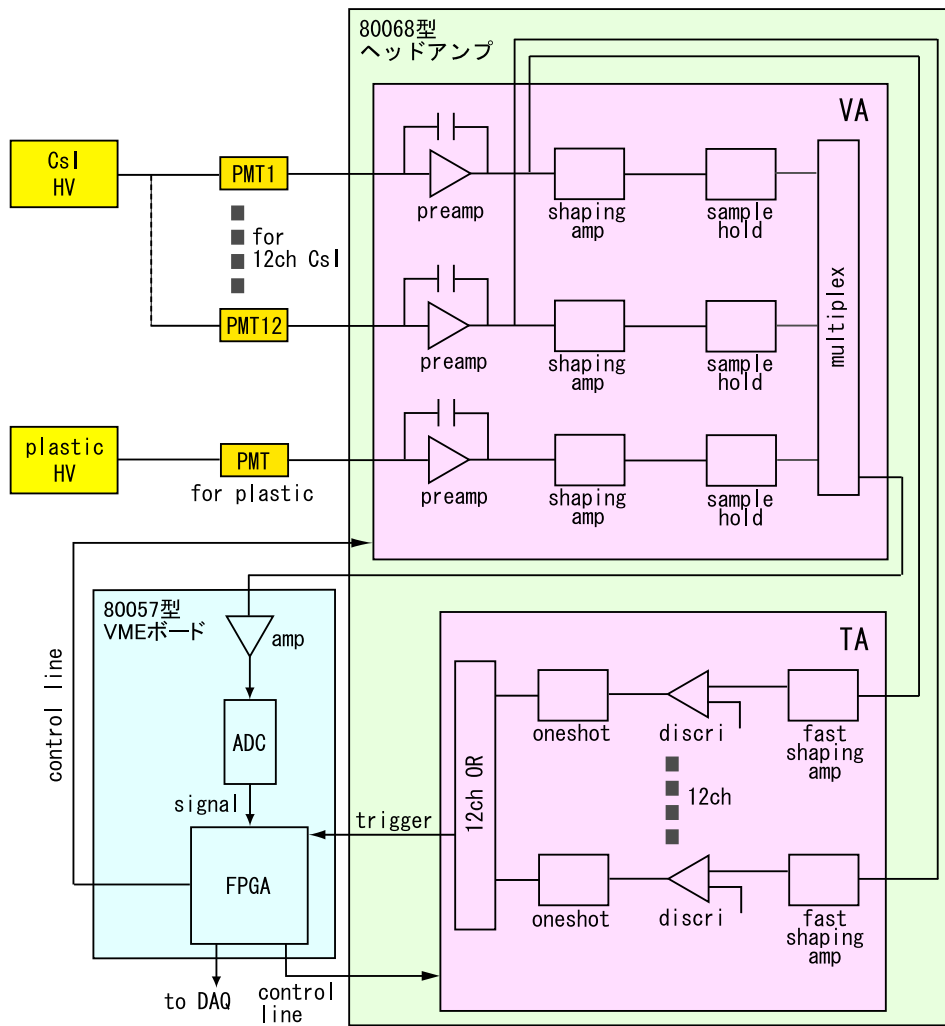


図 7.7: ヘッドアンプ内の概念図



(a)Data Processor 概観図



(b)Data Processor 回路

図 7.8: 80057 型 PMT Data Processor

7.5.3 PC でのデータ取得までの流れ

図 7.9 は PC 上でのデータ取得までの流れである。トリガー信号には大きく分けて 2 つの信号が存在する。一つは CPU トリガーと呼ばれる DP が VA に対して意図的にかけるトリガーで、イベントのあるなしに関わらず強制的にかけることが可能である。もう一つはノーマルトリガーと呼ばれるトリガーで、イベントがきた時に TA が作るトリガー信号に基づいてデータ取得のためにかけるトリガーである。

PC でプログラムを走らせるとまず CPU トリガーをかけて、読み出し回路のオフセット値 (ペDESTALデータ) を取得する。ペDESTALデータとは、検出器に何もイベントが来ていないときにも存在する数値データのことであり、イベントが来たときのデータを補正するために用いる。ペDESTALデータは 80057 型 VME ボードに書き込まれ、イベント待機状態となる。イベントがくるとノーマルトリガーがかかりデータの取得が行われるが、このときボード上でペDESTAL分のデータが引き算されて、引き算されたあとのデータが PC に送られる。

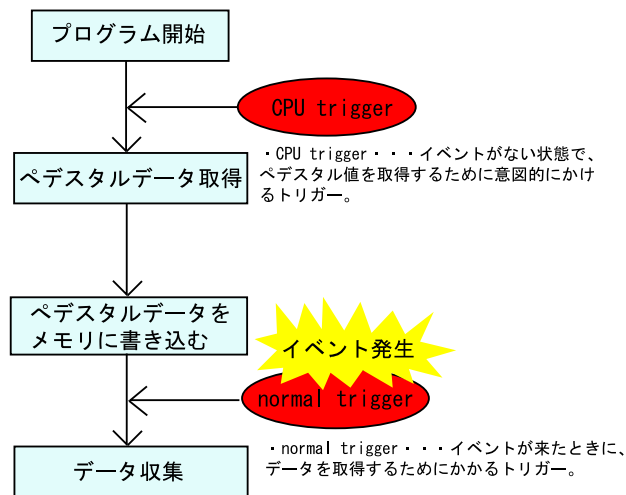


図 7.9: PC でのデータ取得までの流れ

7.6 PMT 性能評価

主に重量・大きさの観点からそれぞれのシンチレータを読み出す PMT がそれぞれ決まった。ここでは実際にそれらの PMT が我々が要求する性能を満たすかどうか試験を行った。

我々が要求する性能とは、プラスチックシンチレータにおいて 6 keV 程度の信号まで読めることである。6 keV とは、60 keV のガンマ線がやってきてプラスチックシンチレータで 90° 散乱するときに落とすエネルギーに相当する。またその時に CsI(Tl) シンチレータにやってくるエネルギーは 54 keV であるが、第 4 章 4 節で述べた IPN 等を考慮すると CsI(Tl) シンチレータは 10 keV 程度まで読めることが望まれる。

7.6.1 NIM システムによる PMT 性能評価

まずは VA-TA で読み出す前に、今まで使用していた信頼性の高い読み出しシステムである NIM システムを用いて何 keV 相当まで読み出しが可能かを評価した。方法としては放射エネルギーが分かっている線源、 ^{241}Am 、 ^{109}Cd 、 ^{57}Co を照射してそれぞれの光電ピークを調べることでエネルギースケールを較正し、サーマルノイズのライン上でカウントの値が 0 になるときのチャンネル値に相当するエネルギーを、検出限界エネルギーとして評価を行った。表 7.3 は各線源が放射する主な光子のエネルギーである。

表 7.3: 各線源が放射する主な光子のエネルギー

線源	光子のエネルギー [keV] (放出割合 [%])		
^{241}Am	26.3 (2.4)	, 33.2 (0.13)	, 59.5 (35.9)
^{109}Cd	88.0 (3.7)	, 22.2 (84.3)	, 24.9 (17.8)
^{57}Co	14.4 (9.2)	, 122 (85.6)	, 136 (10.7)

図 7.10 は ^{241}Am を当てたときのそれぞれのスペクトルである。プラスチックシンチレータ +R1840-15 では 7.0 keV 程度まで、CsI(Tl) シンチレータ+R7400p は 7.5 keV 程度まで読めている。CsI(Tl) シンチレータは十分に我々の要求を満たしているが、プラスチックシンチレータについてはもっと性能を伸ばす必要がある。

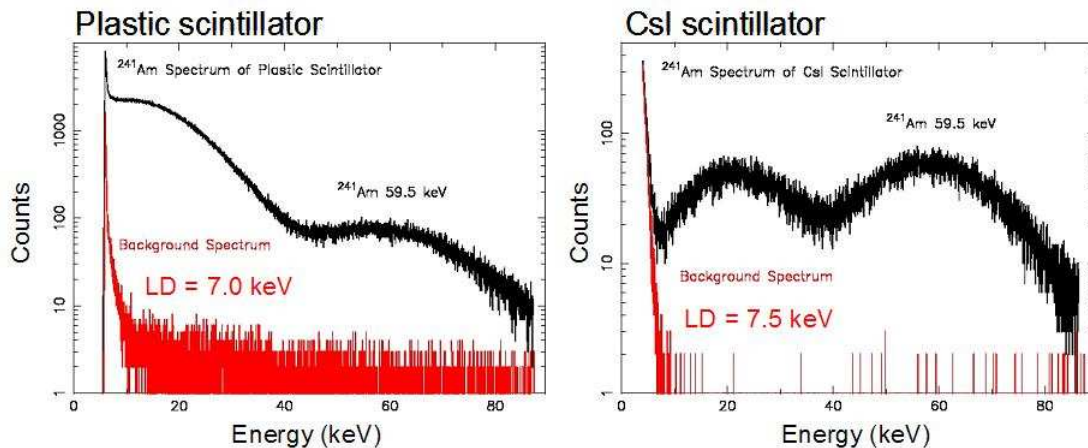


図 7.10: 検出限界エネルギーを調べる実験結果。プラスチックシンチレータで 7.0 keV、CsI(Tl) シンチレータで 7.5 keV まで読み出すことができている。

7.6.2 VA-TA システムによるプラスチックシンチレータ用 PMT の性能評価

次に今回立ち上げた VA-TA システムで、それぞれの PMT が何 keV まで読むことが出来るかを評価した。図 7.11 は ^{241}Am と ^{109}Cd をプラスチックシンチレータに当てたときのスペクトルである。検出限界エネルギーを求めると 11.98 keV となった。これは我々が要求する性能を満たしてはいない。今まで使用していた NIM システムでは 7.0 keV 程度まで読めていたが、VA-TA システムでは 12 keV 程度までしか読むことができなくなってしまった。この理由については第 9

章で考える。

100 keV の X 線が 90° のコンプトン散乱を起こすと、プラスチックシンチレータには 16.37 keV を落とす。したがって実験室で基本的な実験を行う上では、11.98 keV は十分な性能を満たしているといえる。また検出限界エネルギーというのは、あくまでそれより下のエネルギーではスペクトルの中に本来の信号だけではなく、ノイズがある割合で混じってくるという意味であり、まったく使えないわけではない。よって今回はこのまま実験を進めていく。

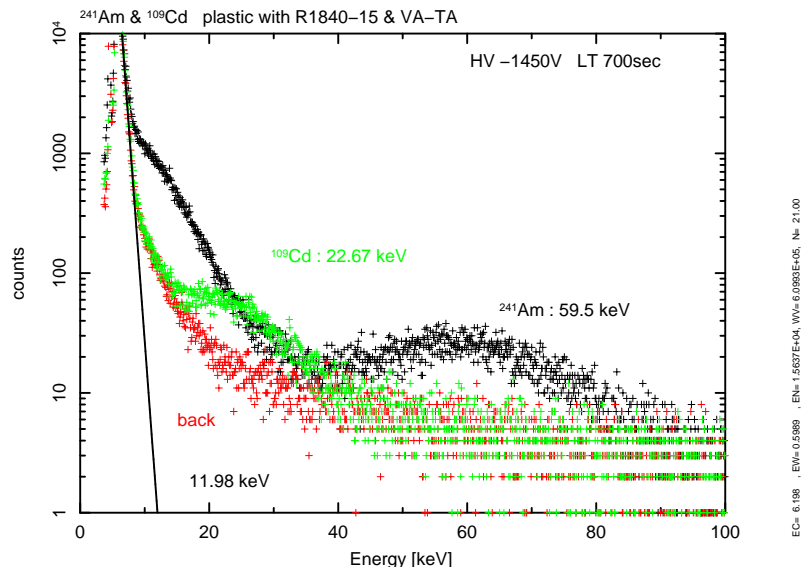


図 7.11: VA-TA システムによるプラスチックシンチレータ検出限界エネルギー。VA-TA システムを用いてプラスチックシンチレータを 11.98 keV まで読み出すことができている。

7.6.3 VA-TA システムによる CsI(Tl) 用 PMT 性能評価

12 枚の CsI(Tl) シンチレータに ^{241}Am 、 ^{57}Co 、 ^{241}Cd を照射し、光電ピークを求めることによりエネルギースケールを較正し、サーマルノイズを評価すると表 7.4 のようになった。またそれぞれのシンチレータの ^{241}Am の光電ピーク 59.5 keV に対してのエネルギー分解能の値が表 7.4 には示してある。それぞれのシンチレータでエネルギー分解能の値が異なることは明らかである。これはシンチレータと PMT の光電面のつき方の違いや、ノイズ環境等が影響していると思われる。検出限界エネルギーの点ではどのシンチレータも十分性能を満たしているといえることができる。

表 7.4: 検出限界エネルギー、エネルギー分解能@59.5 keV

CsI-ID 番号	検出限界エネルギー [keV]	エネルギー分解能@59.5 keV [%]
1	2.8	51.9±1.8
2	4.6	47.5±1.1
3	8.0	53.9±1.6
4	4.7	54.1±1.8
5	7.6	41.2±1.5
6	3.7	40.6±0.8
7	11.8	49.6±1.4
8	4.3	45.9±1.4
9	11.7	48.3±1.1
10	4.1	54.4±1.8
11	6.6	54.4±1.5
12	12.5	52.7±2.1

7.7 ゲインの調整

12 枚の CsI(Tl) シンチレータのスペクトルは、それぞれ PMT とシンチレータの付き方や PMT 自体の特性等によって、得られるゲインが変わってくる。プラスチックシンチレータによる散乱強度分布を用いて偏光度を測定するわけだが、その際 CsI(Tl) シンチレータのスペクトルを積分することになる。当然きちんと積分範囲を揃えなければ正しい散乱強度分布を得ることはできない。したがって 12 枚の検出器全てがゲインが揃っている必要がある。ゲインを揃える方法としては以下の 2 つがある。

- キャリブレーションを求めることによって、ゲインを揃える。これは得られたデータを補正することにより、ゲインを合わせることに相当する。
- PMT に印加する電圧を変えることによって、ゲインを揃える。これはデータを得た時点で、ゲインが揃っていることになる。

図 7.12 は PMT の印加電圧を変えたときの ^{241}Am の光電ピークのエネルギーチャンネルの変化である。印加電圧を変えることによって、ゲインを変えることができることを意味している。実際には 12 個の PMT には同じ値の電圧をかけて、それぞれの PMT の前に抵抗を入れることによって電圧を落とし、PMT に印加する電圧をそれぞれ変えて調整している。図 7.13 は補正前と補正後のデータであり、補正前ではゲインがバラバラであるが、補正後は比較的よく揃っている。抵抗の値を各々調整することでゲインを合わせた。

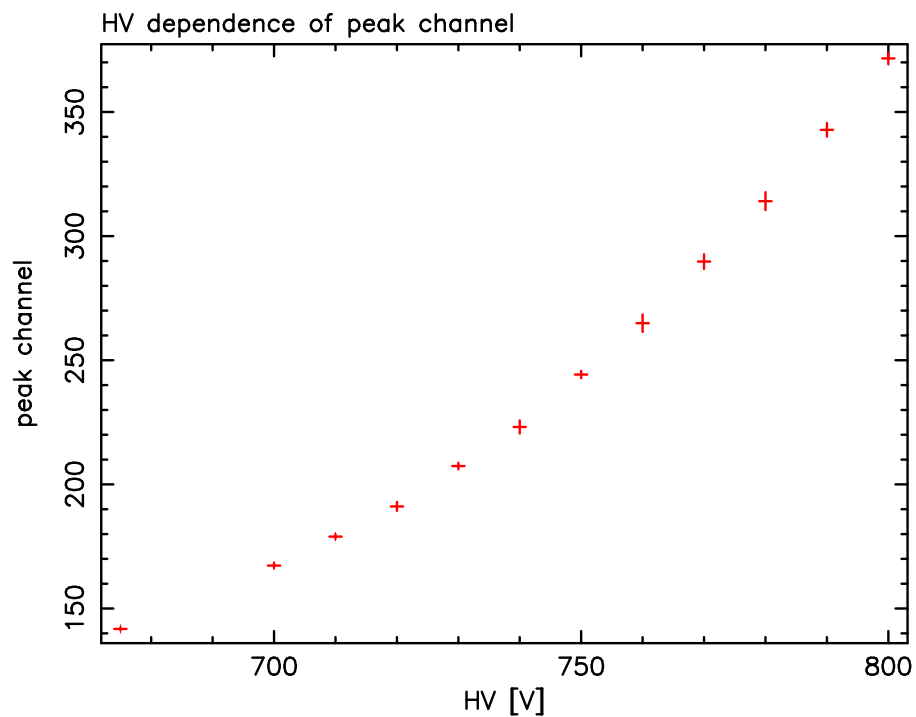
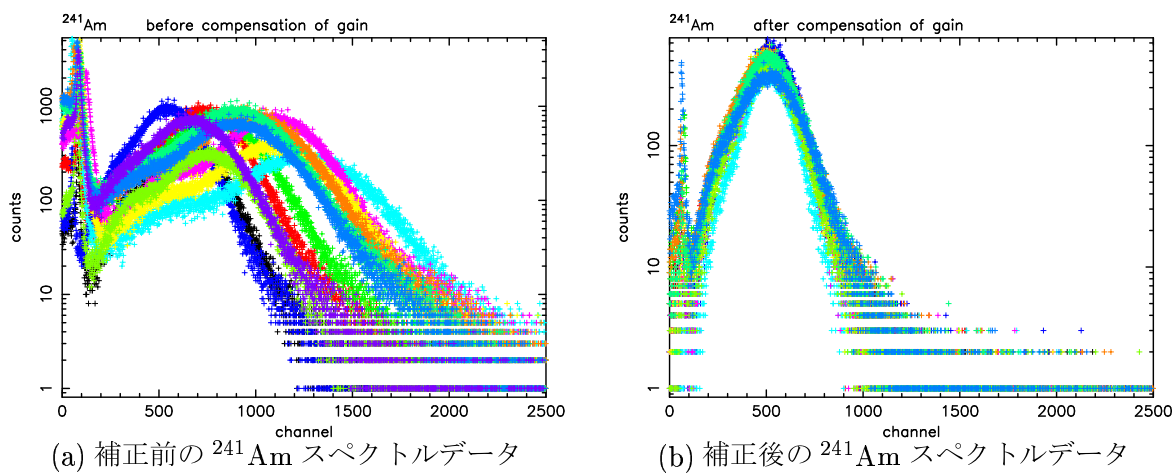


図 7.12: ゲインの HV 依存性

図 7.13: ゲイン補正前と補正後の ^{241}Am スペクトルデータ。PMT の前の抵抗の値をそれぞれ調整することによってゲインを揃えた。

第8章 試作モデルでの偏光測定

実際に作成された試作モデルを用いて、様々な実験を行うことで本検出器の性能を評価した。本章では今回行った実験について述べる。

8.1 無偏光光源による実験

無偏光光源を検出器に当てると、本来フラットなモジュレーションカーブが得られるはずである。もし検出器自体に幾何学的な非対称性があるとフラットにはならず、偽のモジュレーションカーブが得られることになる。ここではフライトモデルに X 線発生装置で X 線を照射させる前に、無偏光光源を当てたときにどのような擬似モジュレーションカーブが出てしまうかを評価した。

8.1.1 セットアップ、実験方法

実験は図 8.1 のようなセットアップで行った。無偏光光源としては放射線源 ^{57}Co を用いた。線源の当て方によっても擬似モジュレーションが発生する可能性がある。そのような効果を減らすため、プラスチックシンチレータに一樣に放射線を照射させたいが、少なくとも中心対称に照射させるために、測定時間は長くなるが、線源はプラスチックシンチレータから 7 cm 程度離して実験を行った。測定は測定時間を 3600 秒として、12 回行った。トリガーはプラスチックシンチレータとし、プラスチックシンチレータが鳴ったときの CsI(Tl) シンチレータのイベントを読み出した。このような設定で実験を行えば、得られるスペクトルは原理的にはプラスチックシンチレータで散乱した散乱 X 線のみを見ていることになる。

8.1.2 実験結果

図 8.2 は実験で得られた CsI(Tl) シンチレータ 12 枚のスペクトルを重ねたものである。このスペクトルを 20–200 keV のエネルギー範囲で積分し、12 回測定した積分カウントの平均値を示したものが図 8.3 である。横軸が CsI(Tl) シンチレータの ID 番号を示し、縦軸が 20–200 keV での積分カウントの平均値を示している。縦軸のエラーは 12 回の測定での平均値を求める際に、それぞれの CsI(Tl) シンチレータでコンスタントフィットしたときの 90 % エラーである。

得られたデータをコンスタントでフィットすると、 χ^2_{ν} (自由度)=9.84(11) となった。統計の範囲内で一定であると言うことはできず、何かしらの系統誤差が存在すると考えられる。無偏光光源に対しても、最大 $\pm 1.3\%$ 程度のばらつきが存在する。この系統誤差が検出器自体によるものなのか、線源の当て方等によるものなのか、今回の実験では区別することができなかった。これをきちんと区別するためには無偏光光源を一樣に照射させるか、検出器を回転させながら測定を行う等の必要がある。

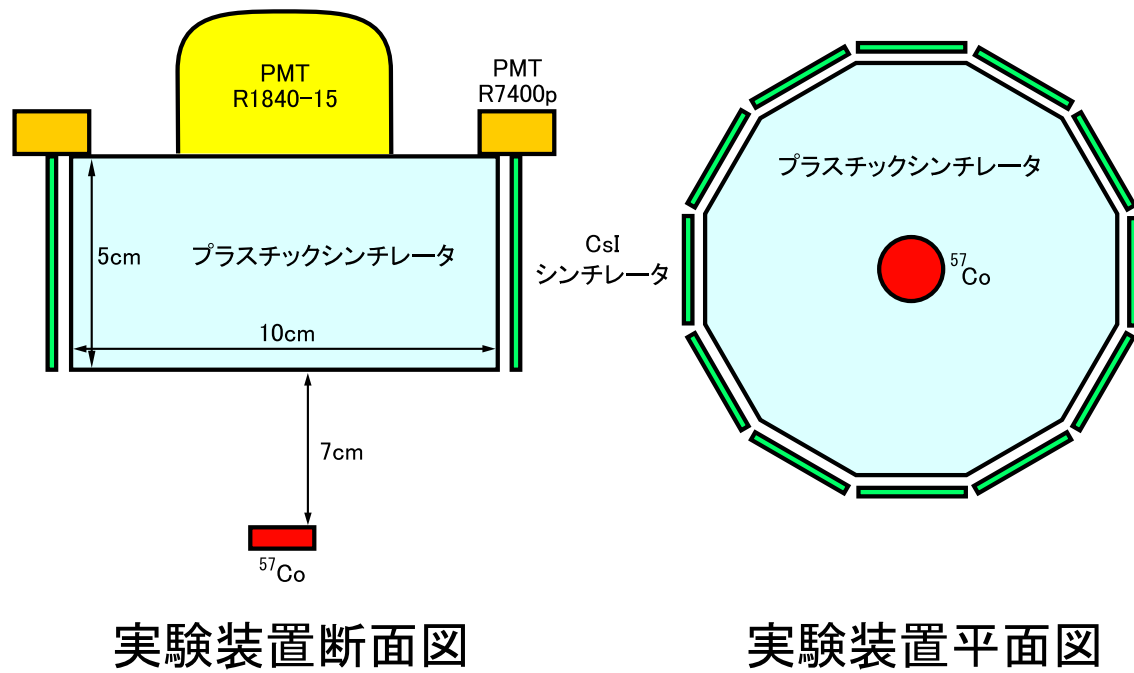


図 8.1: 放射線源を用いたフラット実験の模式図。

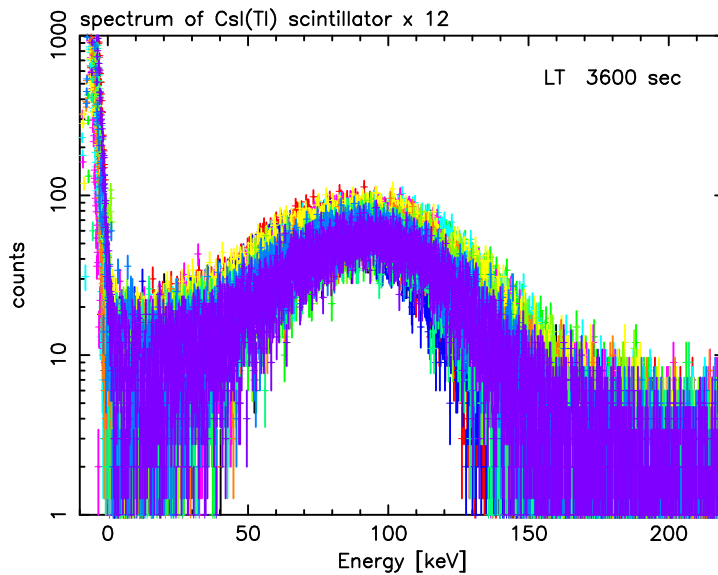


図 8.2: 測定された無偏光光源のスペクトルデータ。

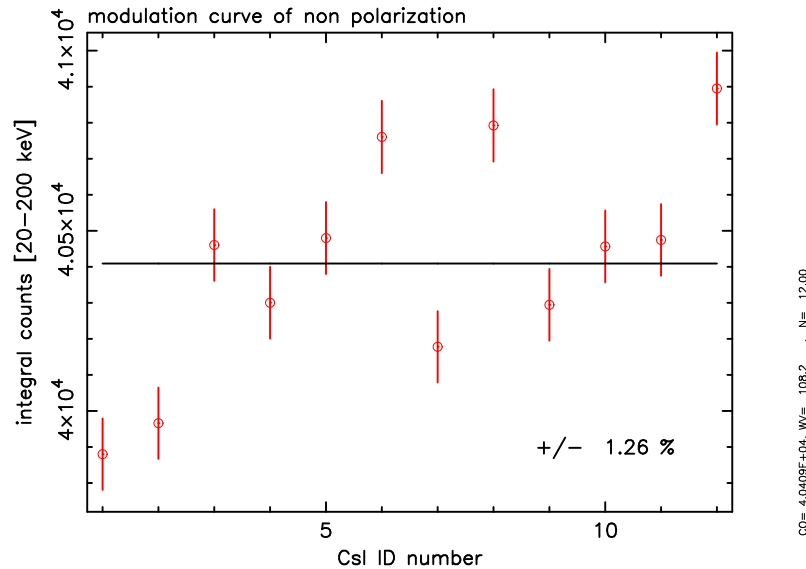


図 8.3: 測定された無偏光光源のモジュレーションカーブ。図 8.2 のスペクトルを 20–200 keV の範囲で積分し、CsI(Tl) シンチレータの ID 番号別にプロットしたもの。最大 $\pm 1.3\%$ 程度のばらつきが存在する。

8.2 X 線発生装置の偏光測定実験

本節では作成した試作モデルを用いての X 線発生装置の偏光測定実験について述べ、フライトモデルに近い形での偏光検出器の妥当性を示す。

8.2.1 金属製マウントを用いた正面入射実験

試作モデルを用いて実際に偏光度を測定できるか評価するため、X 線発生装置の偏光測定を行った。図 8.4 の写真及び模式図のようなセットアップで実験を行った。

得られたスペクトルを 20–200 keV の領域で積分し、モジュレーションカーブを描くと図 8.5 のようになった。明らかに 0 度付近の CsI(Tl) シンチレータの積分カウントが他の CsI(Tl) シンチレータの積分カウントと比較して多いことが分かる。0 度付近の角度に存在する CsI(Tl) シンチレータの近くには、金属製のマウントが存在する。やってきた大量の X 線が金属製のマウント部分で散乱し、マウント近くの CsI(Tl) シンチレータに直接入射してきたと考えられる。本来プラスチックでトリガーを立てているので、このような CsI(Tl) シンチレータに直接入射してくるようなイベントは計数されず、プラスチックシンチレータで散乱し CsI(Tl) シンチレータで止まった散乱イベントのみを計数するはずである。だが CsI(Tl) シンチレータに直接入射してくる X 線の量があまりに多いときには、散乱イベント以外にも散乱イベントと同時に CsI(Tl) シンチレータに直接入射してくるような偶然のイベントも実際には計数してしまうため、このような結果が得られたと考えられる。

よって CsI(Tl) シンチレータに直接入射してくるようなイベントをカウントしないようにするため、

1. 側面及び前面の CsI(Tl) シンチレータ部分を、厚さ 4 mm の Pb で覆う。なお Pb 4 mm の X 線の透過率は、 $0.3\% @ 88 \text{ keV}$ である。

2. プラスチックシンチレータでエネルギーを落としたときにだけ、データを取り込む。
3. プラスチックシンチレータのトリガー信号で PC に取り込んだ CsI(Tl) シンチレータの波高値をもとに、ソフトウェア的に同期測定を行う。具体的には CsI(Tl) シンチレータ 12 枚分の波高値を見て、1つの CsI(Tl) シンチレータにだけエネルギーを 20 keV 以上落とし、その他の CsI(Tl) シンチレータのエネルギーが全て 20 keV 以下であるときだけ、同期イベントとして扱う。

ここから先特別な断り書きがない限り、このような状態及び信号処理の方法で実験を行う。ただ CsI(Tl) シンチレータの周りを Pb で覆うということは、衛星に搭載する上では IPN を捨てるということを意味する。また検出器の重さも重くなる。X線発生装置の場合には強度があまりにも強すぎるためこのような状況になってしまったが、実際にどの程度のカウントレートで CsI(Tl) シンチレータに直接入ってきた場合にこのようなことが起きるのかは、きちんと評価しておく必要がある。

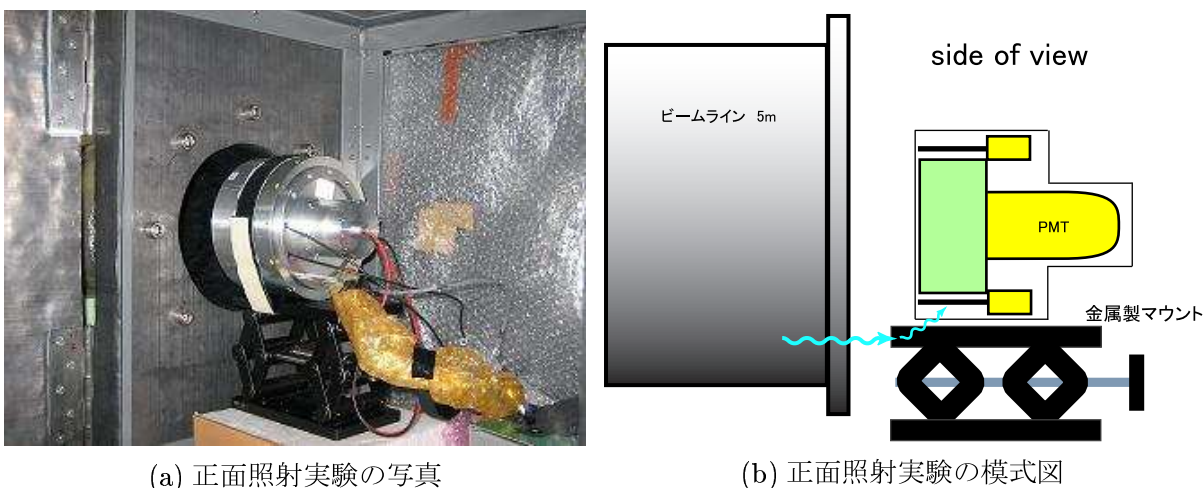


図 8.4: 正面照射実験の写真及び模式図。下のマウントが金属製でできているため、散乱体となってしまった。

8.2.2 正面入射実験

CsI(Tl) シンチレータに直接入射してくる X 線をカウントしないようにするため、先ほど述べたような条件で実験を行った。実験は図 8.6 の写真及び模式図のようなセットアップで行った。図 8.7 は実験によって得られたモジュレーションカーブである。それぞれの CsI(Tl) シンチレータで得られたスペクトルを、20-200 keV の範囲で積分することによって得た。得られたモジュレーションカーブをサインフィットすることによって、平均・振幅を求めモジュレーションファクタを求めると、式 3.39 より、

$$\text{モジュレーション値 } (M') = \frac{\text{sin の振幅}}{\text{強度分布の平均}} = 0.0335 \pm 0.0038 \quad (8.1)$$

となった。この値をシミュレーションで得られた 100% 偏光した X 線を検出器に入射したときに得られるモジュレーションファクタの値で割ると、X 線発生装置の偏光度を求めることができる。

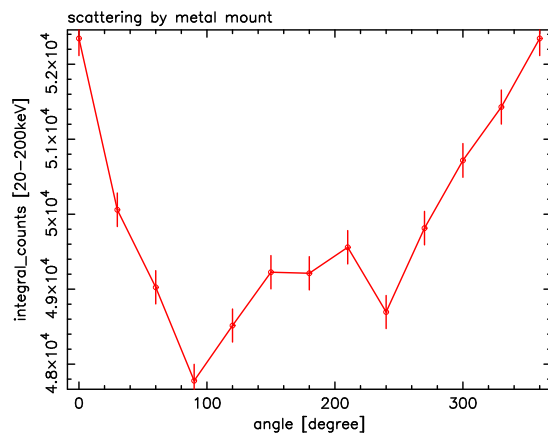
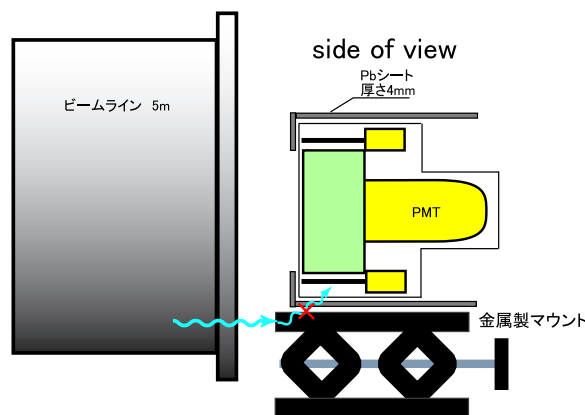


図 8.5: 金属マウントが散乱体となってしまったモジュレーションカーブ。0度のところがマウント側にあたり、マウントによって散乱された X 線が入射し、積分カウントが増えてしまっている。

シミュレーションで得られた 100 % 偏光した X 線を検出器に入射したときに得られるモジュレーションファクタの値は 0.360 ± 0.001 であるので、X 線発生装置の偏光度は 9.32 ± 1.06 % となる。図 6.18 から求められた X 線発生装置の偏光度を平均化すると 10.8 ± 0.5 % であるので、誤差の範囲内で正しい結果を得ることができた。このことにより、フライトモデルを想定した検出器の妥当性を示すことが出来たと考えられる。



(a) 正面照射実験の写真



(b) 正面照射実験の模式図

図 8.6: セットアップを改善した正面照射実験の写真及び模式図。プラスチックシンチレータ以外の部分は Pb で覆った。またソフトウェアでコインシデンスを取った。

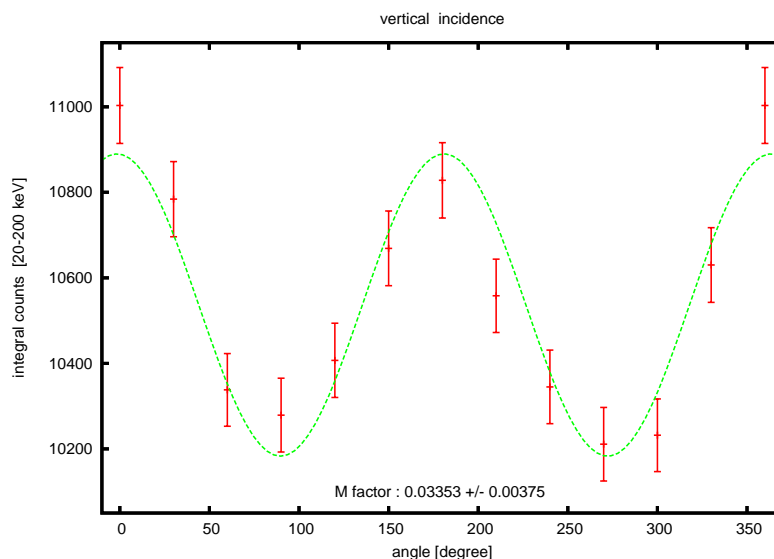


図 8.7: プラスチックシンチレータ垂直入射のモジュレーションカーブ。プラスチックシンチレータ全面に照射させているためにモジュレーションファクタの値が小さくなっている。

8.2.3 モジュレーションファクタのエネルギー依存性

X線発生装置の偏光度にはエネルギー依存性がある。したがって得られたスペクトルをエネルギー毎に積分すれば、得られたモジュレーションカーブから求められたモジュレーションファクタの値は高エネルギーになればなるほど上がると予想される。先ほど行った全面照射の実験データを用いて、積分範囲を変えることによってエネルギー毎によるモジュレーションカーブの変化を見ようとしたがうまくいかなかった。これは検出器自体のモジュレーションファクタが低いために、エネルギー毎に積分範囲を変えた影響が強く出たためであると考えられる。そのためこの検出器装置でエネルギー毎の積分を行うために、 $\phi 4$ cmの穴の開いた厚さ4 mmのPb板でプラスチックシンチレータを覆うことによって、X線が照射される照射範囲を狭くし、検出器のモジュレーションファクタを一時的に上げて実験を行うことにした。

図 8.8 は検出器の照射範囲を $\phi 4$ cmに限って、装置自体のモジュレーションファクタを上げたセットアップで実験を行ったときに得られた12枚のCsI(Tl)シンチレータのスペクトルを重ねたものである。図 8.9 は0-200 keV、0-60 keV、60-200 keVの積分範囲で積分カウントを出したモジュレーションカーブを示している。エネルギー範囲を途中で区切るとモジュレーションの形は大きく崩れてしまっている。しかしながら強引にサインフィットして、モジュレーションファクタの値を出すと、表 8.1 のようになった。0-60 keVで最も小さく60-200 keVの方が大きくなり、0-200 keVではそれらの平均になっていることから、傾向としては正しそうである。モジュレーションカーブが崩れてしまった原因については、第9章で述べることにする。

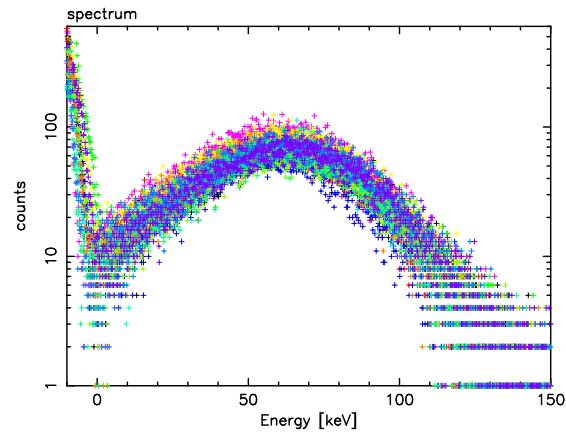
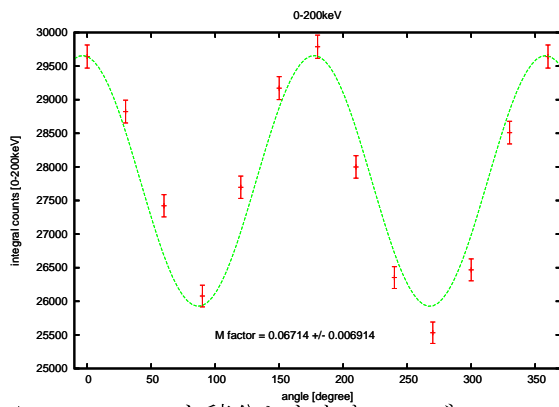
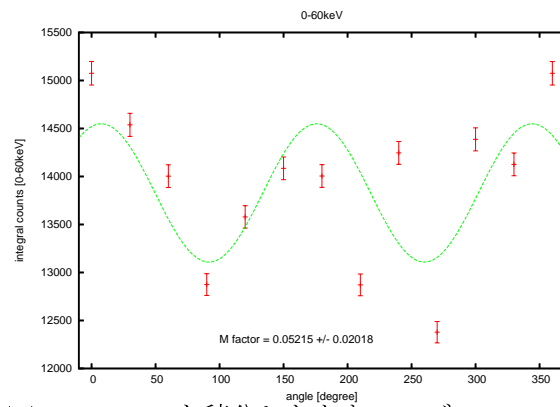


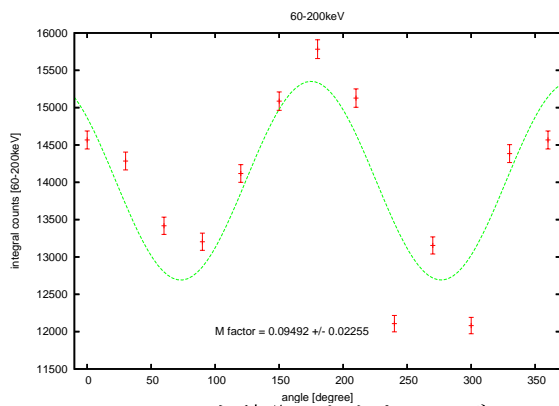
図 8.8: モジュレーションファクタを上げるために、照射範囲を限ってプラスチックに垂直に照射させたときのスペクトル。



(a) 0–200 keV を積分したときのモジュレーションカーブ



(b) 0–60 keV を積分したときのモジュレーションカーブ



(c) 60–200 keV を積分したときのモジュレーションカーブ

図 8.9: 図 8.8 のスペクトルをそれぞれのエネルギー範囲で積分したときのモジュレーションカーブ。

表 8.1: 積分範囲を変えたときのモジュレーションファクタの値

積分範囲	モジュレーションファクタ
0-200 keV	0.067±0.007
0-60 keV	0.052±0.020
60-200 keV	0.095±0.023

8.3 斜め入射実験

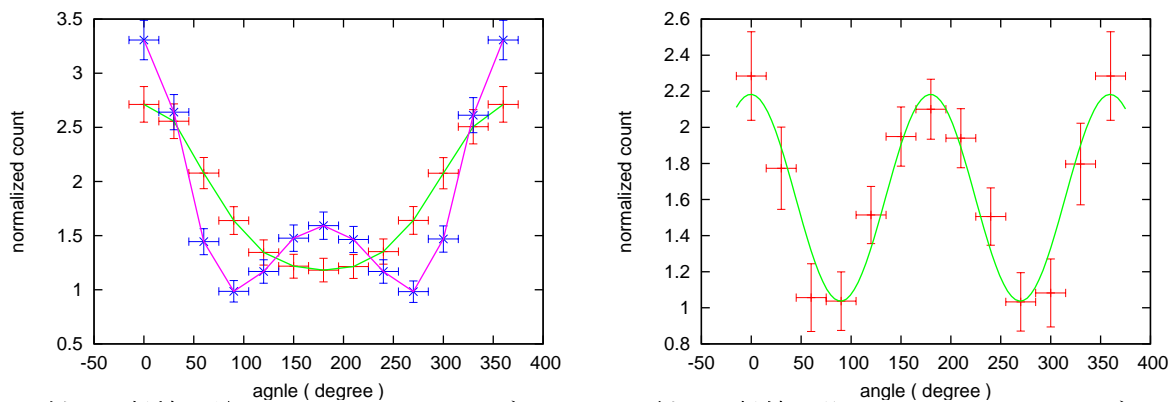
人工衛星に搭載した場合、ガンマ線バーストはどこからやって来るかは分からない。実際にはほとんどのバーストが、検出器に対して斜めに入射してくることになる。よって X 線が斜めに入射した場合に、検出器がどのような応答を示すかをきちんと見ておくことは重要なことである。ここでは検出器に対して斜めに X 線を入射させたときに、どのようなモジュレーションカーブが得られるかを評価した。

8.3.1 EGS によるシミュレーション

図 8.10 の (a) は、EGS シミュレーションによって得られた斜め 30° に入射したときの結果である。緑のデータが無偏光を入射したときのデータであり、紫のデータが 100 % 偏光を入射したときのデータである。傾けることによって発生した偽モジュレーションカーブの上に、正面入射のときに得られる真のモジュレーションカーブがのったようなデータが得られている。このことは (b) に示すように、斜め入射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カーブを用いて補正を行ったときに、きれいなサインカーブが出てくることから明らかである。

シミュレーションの場合には 100 % 偏光した X 線を斜め入射しているために、30° 傾けてもサインカーブらしきものが残っているが、実際の X 線発生装置の場合には 15 % 程度と偏光度が低いため、30° まで傾けると斜めの効果が支配的になり、サインカーブは完全に斜めの効果に埋もれてしまう。

実際今回と同じ設定でシミュレーションを行ったのが図 8.11 である。偏光度 15 % の X 線が様々な角度で入射してきたときに、モジュレーションカーブがどのように変わるかを示している。



(a) 斜め入射補正前のシミュレーションデータ (b) 斜め入射補正後のシミュレーションデータ

図 8.10: (a) は 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 (シミュレーション)。誤差はフラックスが 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。(b) は補正後のモジュレーションカーブ (シミュレーション)。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たら、本物のモジュレーションカーブを出すことが出来る [8]。

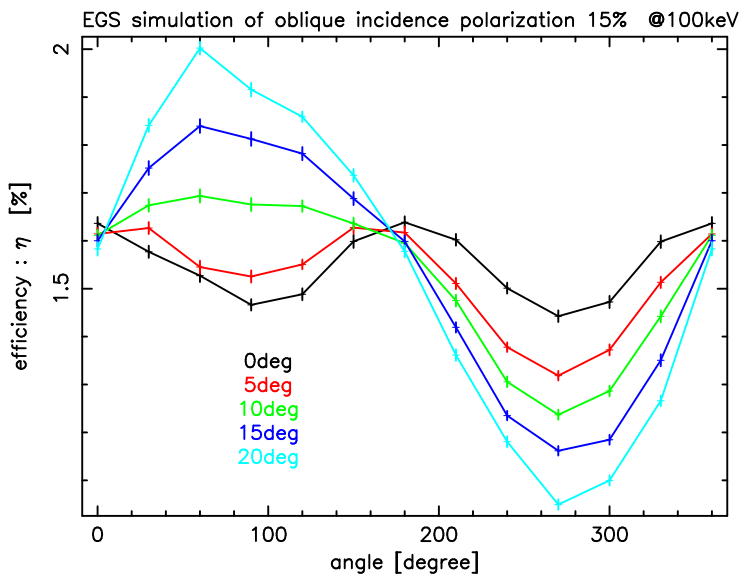


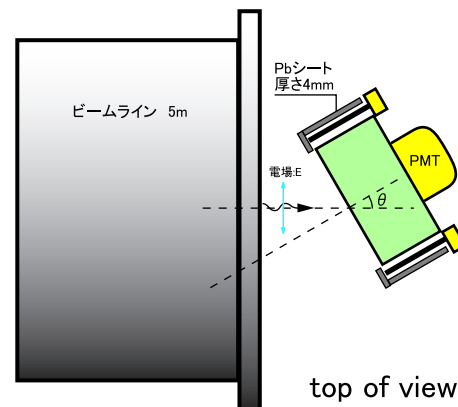
図 8.11: 偏光度 15%、100 keV、斜め入射のときのモジュレーションカーブの角度依存性 (シミュレーション)。

8.3.2 実験

実験は図 8.12 に示す写真及び模式図のようなセットアップで行った。斜め入射の際に検出器を傾ける方法としては、入射 X 線の電場ベクトル面に対して垂直に傾けていく場合と、電場ベクトル面に傾けていく場合の大きく 2 つに分けることができる。実際はこれらの 2 つの効果を重ね合わせて作られた偽のモジュレーションカーブの上に、真のモジュレーションカーブがのったようなデータが得られることになる。今回は電場ベクトル面に傾けていった。なおトリガーはプラスチックシンチレータでかけ、ソフトウェア上でコインシデンスを取っている。



(a) 斜め入射実験の写真



(b) 斜め入射実験の模式図

図 8.12: 斜め入射実験の写真及び模式図。(b) は実験装置を上から見た図になっている。これが電場ベクトル面に傾けていく場合であるが、電場ベクトル面に垂直に傾けていくというのは、実験装置を横から見たときにこの図のようになる方向に相当する。

図 8.13 は電場ベクトル面に傾けていったときに得られたモジュレーションカーブを重ねたものである。角度が深くなるごとに真のモジュレーションカーブは消えていってしまっている。この結果は図 8.11 のシミュレーション結果と同じような傾向になっている。セットアップの状況は変わってはいるが、電場ベクトル面に対して垂直に傾けていく場合と、電場ベクトル面に傾けていく場合のモジュレーションの応答の変化の実験結果を参考までに付録にのせた。

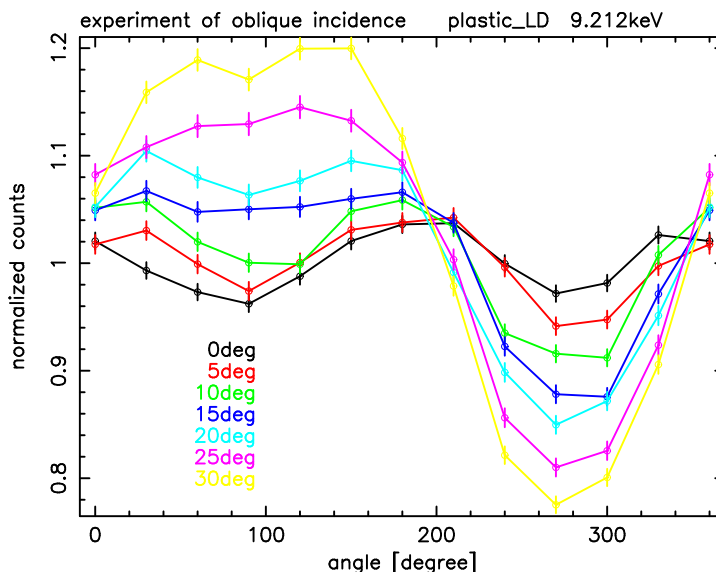


図 8.13: 斜め入射実験で得られたモジュレーションカーブの重ね合わせ。入射角度が傾いてくると、斜めの効果が支配的になりモジュレーションカーブが見えにくくなっていく。

8.4 閾値を変化させたときのモジュレーションの変化

プラスチックシンチレータの閾値 ($\bar{}$; 以下 LD) は、ノイズに大きく影響される。衛星搭載中に何かしらの理由でプラスチックシンチレータのノイズ環境が悪くなった場合には、LD を上げざるを得なくなる。したがって LD を変えたことによる、モジュレーションカーブの変化をきちんと見ておくことは大切なことである。

8.4.1 セットアップ、実験方法

セットアップは図 8.12 と同じセットアップで行い、LD レベルを上げて同じ実験を行った。結果は図 8.14 のようになった。図 8.15 は入射角度 20° のモジュレーションカーブをそれぞれ比較したものである。この図を見れば分かるように図 8.13 と比べて斜めの効果あまり出ていない。斜めの効果というのはプラスチックシンチレータで前方散乱した X 線が幾何学的構造によって受かりやすくなるという効果である。また LD を上げるということは浅い散乱のイベントは捨てるということに相当する。つまり実質 90° 以上の散乱 X 線しか見ていないために斜めの効果が少なくなったと考えることができる。

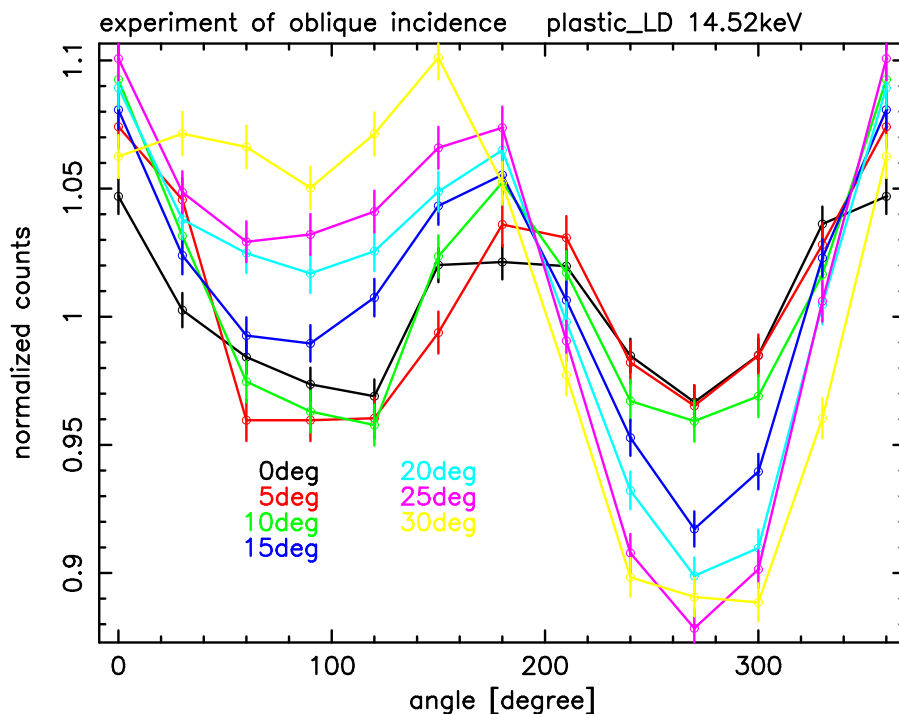


図 8.14: 斜め入射実験で得られたモジュレーションカーブの入射角度依存性。LD が低いときに比べて斜めの効果が小さくなっている。

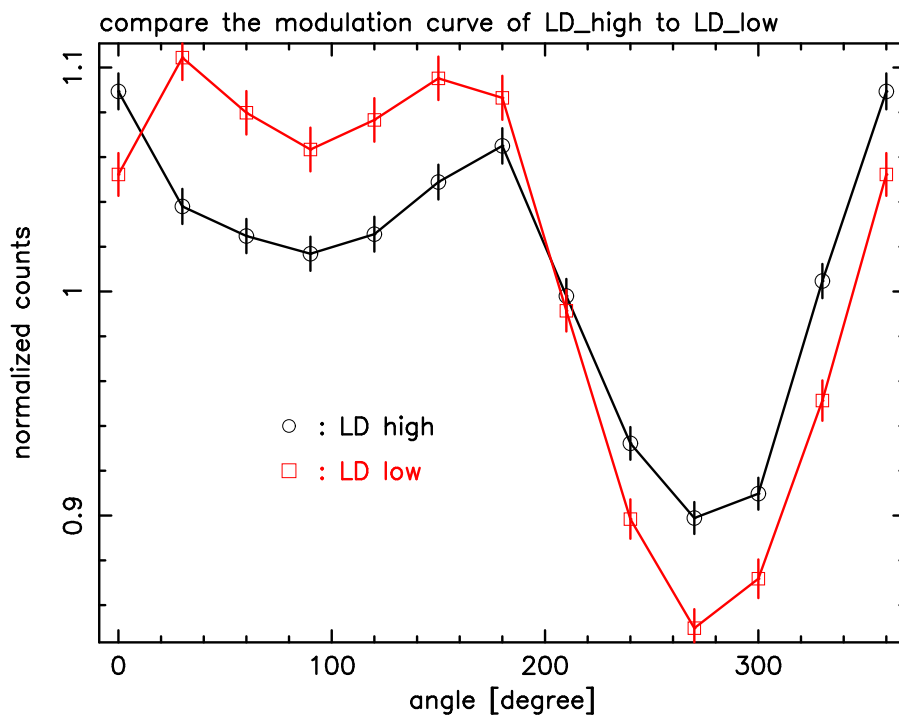


図 8.15: 斜め入射実験で得られた LD を変えたときのモジュレーションカーブの変化。LD が高いと斜めの効果は小さく見える。

第9章 考察

本章では §7.6.2 の実験で今回立ち上げた読み出しシステムでプラスチックシンチレータの検出限界エネルギーを評価した際に、従来の読み出しシステムで評価した場合に比べて検出限界エネルギーが上がってしまった理由について最初に考察する。そして次に §8.2.3 の実験でエネルギー毎に偏光度を求めようとした際に、エネルギー毎にモジュレーションカーブを求めると形が崩れてしまった理由について考察する。そして最後に、§8.3.2 で行った斜め入射の実験データとシミュレーションデータを用いて、斜め入射のモジュレーションカーブから正しい偏光度を導くことが出来るか評価を行う。

9.1 検出限界エネルギーが上がった理由

プラスチックシンチレータにおいて、NIM システムでは 7.0 keV 程度まで読めていたのに対して、VA-TA システムでは 12 keV 程度まで検出限界エネルギーが上がってしまった。この理由についてまず考察する。

考えられる理由の 1 つに、NIM では波形整形回路後の波形をピークホールドして値を読み出しているのに対して、VA-TA システムでは TA がトリガーをかけたときのサンプルホールドであるという、信号のサンプリングの違いによって検出限界エネルギーが上がったと考えられる。つまり VA-TA システムにおいて波形整形回路後の波形をきちんと波高の高い場所でサンプリングしていない可能性がある。この対処方法としては、トリガーからサンプルホールドを行うまでの時間 (tHOLD) の変更が考えられる。しかし現在のシステムでは 1.4-2.5 μsec 程度までしか調節することができない。実際にこのレンジの範囲内で変えてみたが、スペクトルに大きな変化は見られなかった。

プラスチックシンチレータをいかに低いエネルギーまで読むことが出来るようにするかは、今後の早急な課題の一つである。方法としてはダイノードの段数を増やすことで PMT 自体のゲインを増やしてしまう、またもっと光電面の大きな PMT を使ったり、プラスチックシンチレータの形状を変化させることでシンチレーション光をもっと効率よく集め、ゲインを稼ぐ等様々ある。重量・コンパクトさを考慮して決める必要がある。

9.2 試作モデルでのモジュレーションカーブのエネルギー依存性

試作モデルを用いて X 線発生装置のエネルギー毎の偏光度を求めるため、得られたスペクトルを様々なエネルギー範囲で積分したが、きれいなモジュレーションカーブは得られなかった。第 6 章の実験ではエネルギー毎の偏光度を求めることができたのに対して試作モデルではできなかった原因は、試作モデルの検出器では 1 つの CsI(Tl) シンチレータを回して強度分布を求めているのではなく、12 枚のそれぞれ個体差をもったシンチレータのスペクトルを積分しているためであると考えられる。具体的にはモジュレーションカーブが崩れた原因として、

- 12 枚の CsI(Tl) シンチレータのゲインが合っていない。
- 12 枚の CsI(Tl) シンチレータのエネルギー分解能が異なる。

などの可能性が考えられる。ゲインに関しては、現在は 12 枚の CsI(Tl) シンチレータでそれぞれエネルギー較正を行いゲインを合わせているので問題がないように思われる。ただ今のエネルギー較正の精度ではゲインを合わせきれていないということであれば、新たな方法が必要になるだろう。もしきちんとゲインが揃っているとすればモジュレーションカーブが崩れてしまう原因は、12 枚の CsI(Tl) シンチレータのエネルギー分解能が表 7.4 のように異なるためであると考えられる。各エネルギー帯での偏光度を知りたいければ、何かしらの補正が必要になる。実際にいくつかの補正方法を試みたが、正しく補正することはできなかった。今後の大きな課題となる。

9.3 斜め入射実験の斜め入射補正

第 8 章の斜め入射の実験で斜め入射のモジュレーションカーブは、斜めの効果の上に正面入射のモジュレーションカーブが載ったようなものであると述べた。ここでは実際に得られた斜め入射のモジュレーションカーブからシミュレーションで得られた無偏光の斜め入射を引いたときに、正面入射のようなモジュレーションカーブが得られるか評価した。

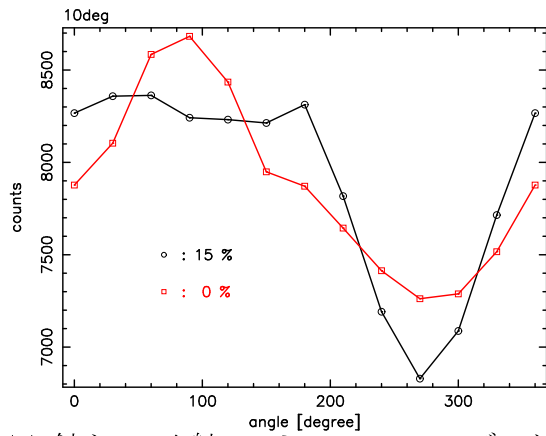
9.3.1 EGS シミュレーションを用いた補正方法の検討

まずは EGS シミュレーションを用いて補正方法の検討を行った。図 9.1 は検出器に 15 % の偏光光源を電場ベクトル面に 10°、20°、30° 傾けて入射させたときに得られたシミュレーションデータと、同じように無偏光光源を照射させたときのデータにファクタをかけて、平均値が同じになるようにして重ねたものである。この 2 つのデータから正しく 15 % という偏光度を導き出すことができるか評価を行った。

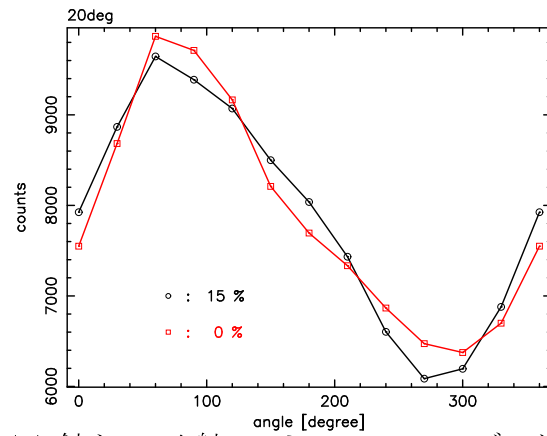
図 9.1 の 15 % 偏光光源を入射させたときのデータから無偏光光源を入射させたときのデータを引き、平均値を足すと図 9.2 のようなきれいなモジュレーションカーブを得ることができた。表 9.3.1 に得られたモジュレーションカーブから求めた、モジュレーションファクタの値が示している。さらに表 9.3.1 には、100 % 偏光光源を入射して同じ補正をすることによって得られたモジュレーションファクタの値、及び補正で得られた偏光度を示している。フィットにおける 90 % 誤差の範囲内で、正しく 15 % という偏光度を導き出すことができている。

表 9.1: シミュレーションによる斜め入射補正で得られたモジュレーションファクタ及び偏光度

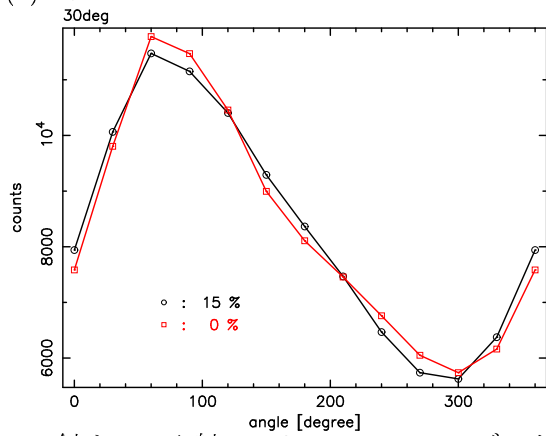
入射角度	モジュレーションファクタ (15 %)	モジュレーションファクタ (100 %)	偏光度
10	0.0542±0.0016	0.353±0.012	15.3±0.7 %
20	0.0474±0.0023	0.319±0.019	14.8±1.1 %
30	0.0410±0.0036	0.266±0.025	15.4±2.0 %



(a) 斜め 10° 入射のシミュレーションデータ

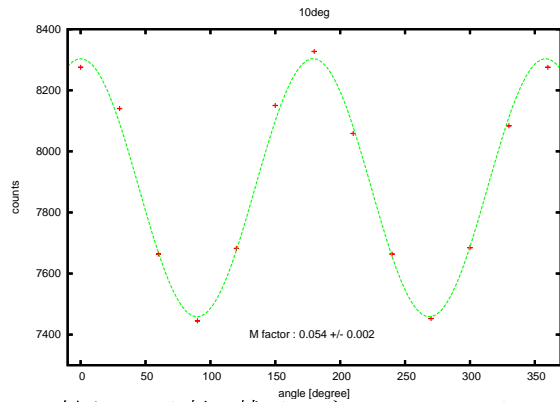


(b) 斜め 20° 入射のシミュレーションデータ

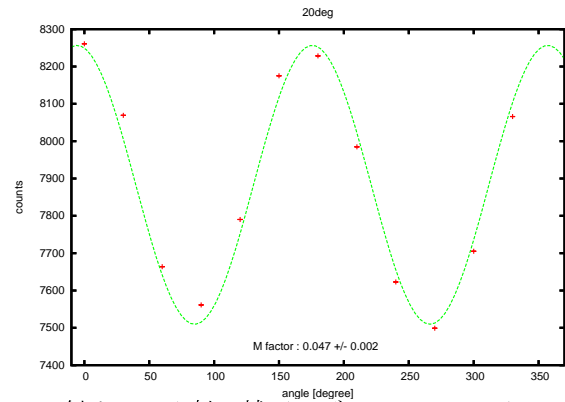


(c) 斜め 30° 入射のシミュレーションデータ

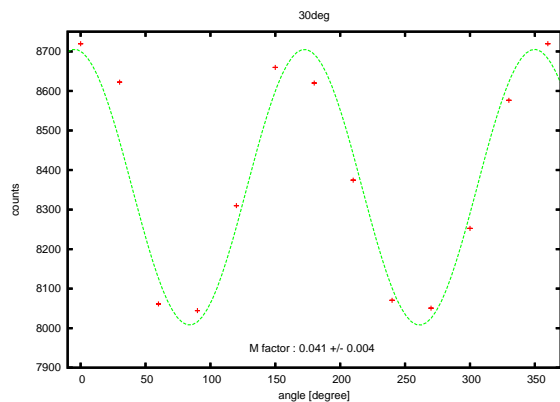
図 9.1: 斜め入射のシミュレーションデータ。シミュレーションで 15% 偏光光源、無偏光光源を入射させたときに得られたデータ。



(a) 斜め 10° 入射の補正モジュレーションカーブ (EGS)



(b) 斜め 20° 入射の補正モジュレーションカーブ (EGS)



(c) 斜め 30° 入射の補正モジュレーションカーブ (EGS)

図 9.2: 斜め入射シミュレーションの補正モジュレーションカーブ。シミュレーションで得た図 9.1 のモジュレーションカーブを補正することによって、きれいなモジュレーションカーブを得ることができた。

9.3.2 実験データを用いた斜め入射補正

先ほどと同じ補正方法で、実験で得られたデータの斜め補正を行った。図 9.3 は実験データとシミュレーションで得られた検出器に無偏光光源を照射させたときのモジュレーションカーブを、平均値を合わせて重ねたものである。図 9.4 は図 9.3 のデータを引き算して、平均値を足したものである。図 9.4 はきれいなサインカーブではないが強引にサインフィットを行い、モジュレーションファクタを求めて偏光度を出した。結果を表 9.3.2 に示す。シミュレーションでは角度がきつくなる毎にモジュレーションファクタの値が下がっていったが、実験データでは上がってしまった。正しく補正できていないと考えられる。これは図 9.1 と図 9.3 を比較すると分かるように、シミュレーションデータでは実験データに比べて斜めの効果が強く出ていることが原因であると考えられる。

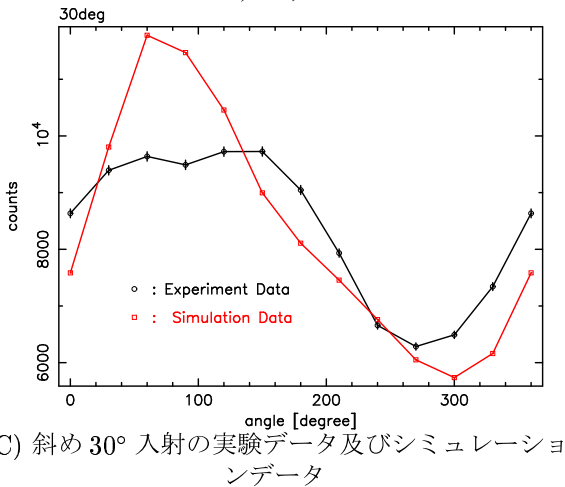
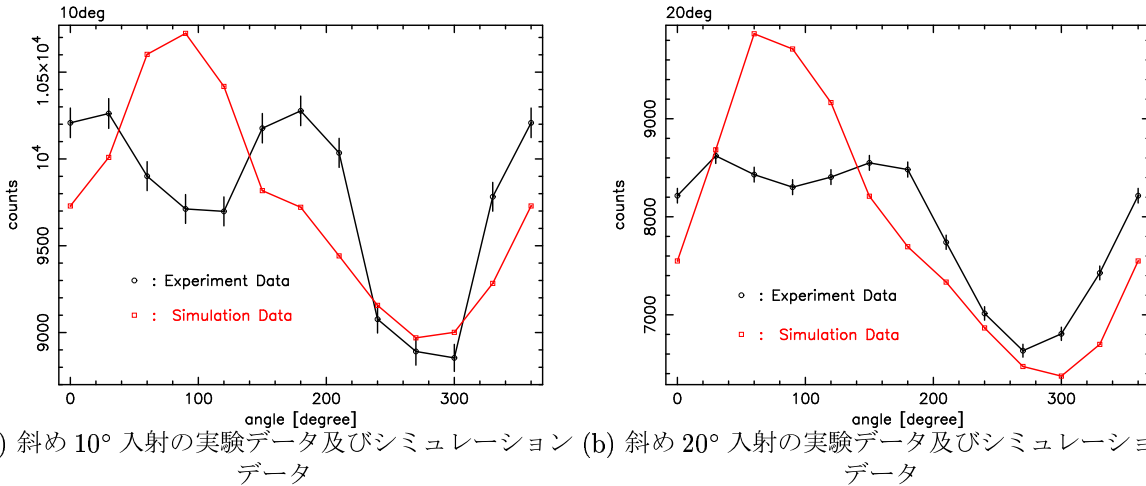
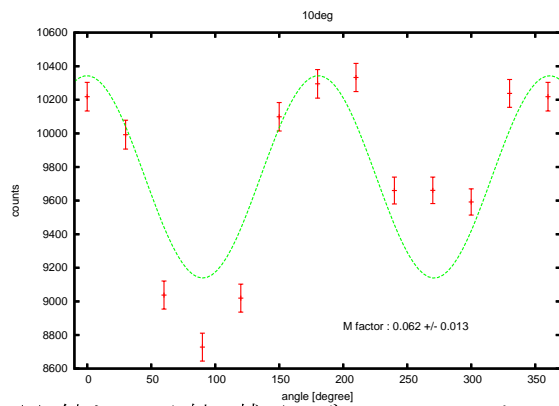
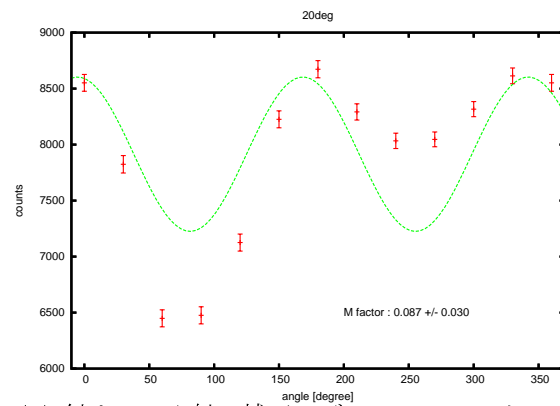


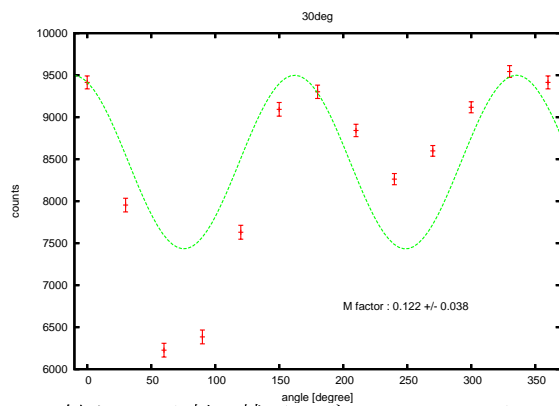
図 9.3: 斜め入射の実験データ及びシミュレーションデータ。実験データ及びシミュレーションで無偏光光源を入射させたときに得られたデータを平均値を合わせて重ねている。



(a) 斜め 10° 入射の補正モジュレーションカーブ (実験)



(b) 斜め 20° 入射の補正モジュレーションカーブ (実験)



(c) 斜め 30° 入射の補正モジュレーションカーブ (実験)

図 9.4: 斜め入射実験の補正モジュレーションカーブ。実験で得たモジュレーションカーブを、シミュレーションで得たデータで補正することによってモジュレーションカーブを求めた。

表 9.2: 実験データの斜め入射補正で得られたモジュレーションファクタ及び偏光度

入射角度	モジュレーションファクタ (実験)	モジュレーションファクタ (100%)	偏光度
10	0.0618±0.0134	0.353±0.012	17.5±3.8
20	0.0871±0.0304	0.319±0.019	27.3±9.6
30	0.122±0.04	0.266±0.025	45.9±15.0

9.3.3 実験データとシミュレーションデータの違い

実験データをシミュレーションデータで補正しようと試みたが、正しい結果は得られなかった。これは図 9.1 と図 9.3 を比較した結果 90° 付近のデータの違いから、シミュレーションデータでは実験データに比べて斜めの効果が強く出過ぎていることが原因であると考えられる。ではなぜこのようなことが起きてしまったのかをここでは考察する。

まず実験データとシミュレーションデータの違いに着目した。実験ではプラスチックシンチレータで 9.212 keV 以上のエネルギーを落として、かつ一つの CsI(Tl) シンチレータにのみ 20 keV 以上のエネルギーを検出した場合に散乱イベントとして扱っている。だがシミュレーションでは、プラスチックシンチレータにのみ X 線を照射させていることから、入射エネルギーから 9.212 keV を引いたエネルギー以下の X 線が CsI(Tl) シンチレータにやってきた場合には、その X 線はプラスチックシンチレータと相互作用を行った結果、エネルギーを落としてやってきたと仮定して、散乱イベントとして扱っている。この違いに留意して、シミュレーションでモジュレーションカーブを作る際に作成された CsI(Tl) シンチレータのスペクトルを見た。図 9.5 は斜め 30° に無偏光の X 線を照射させたときの、12 枚の CsI(Tl) シンチレータのスペクトルである。この図から以下のことに気が付く。

- 60 keV 付近に輝線が 2 本見えているものと、見えていないものがある。また 30 keV 付近の 2 本の輝線は全ての CsI(Tl) シンチレータで見えている。
- 60 keV 付近の輝線が見える CsI(Tl) シンチレータは、 30° 、 60° 、 90° 、 120° 、 150° に位置するシンチレータであり、X 線が直接入射してくる可能性がある。またそれらのシンチレータは、今回のシミュレーションで斜めの効果が強く出ていると言われている場所に位置するシンチレータであるため、この 60 keV 付近の輝線が斜めの効果を強くしている可能性がある。

表 9.3 に Cs 及び I の特性 X 線のエネルギーを示す。表と対応させると分かるが 30 keV 付近の顕著な 2 つの輝線は Cs 及び I の特性 X 線であり、具体的にはそれぞれ I-K_α 線、及び I-K_β 線と Cs-K_α 線の混合であると考えることができる。また 35 keV には Cs-K_β 線を確認することができる。このように考えると 60 keV 付近の輝線は、特性 X 線のエスケープピークであると考えるのが妥当である。エスケープピークとは光電効果を起こした際に発生した特性 X 線がシンチレータから抜け出してしまうことにより、入射エネルギーから特性 X 線のエネルギーを引いた場所に作るピークのことである。実際 100 keV の X 線を入射させた場合のスペクトルを見ると、2 つの輝線は 70 keV 付近に現れることが確認できた。したがって直接 CsI(Tl) シンチレータに入射してきた X 線がエスケープを起こしたイベントに関しては、CsI(Tl) シンチレータには特性 X 線のエネルギーを引いた分のエネルギーしか落とさないため、そのイベントをシミュレーションでは計数してしまい、斜めの効果が強く出ているのだと考えられる。Cs 及び I の特性 X 線が全ての CsI(Tl) シンチレータで検出されていることから分かるように、エスケープピークのイベントと特性 X 線が他の CsI(Tl) シンチレータで検出されるイベントは同時に起きていると考えるのが普通である。よってエスケープイベントは実験ではある程度排除されている。ある程度と述べた理由は、エスケープした特性 X 線がプラスチックシンチレータで光電吸収されたものに関しては、実験データにも含まれてしまうからである。

シミュレーションにおいてもエスケープイベントをきちんと除くため、光子追跡を行い、プラスチックシンチレータで確実にエネルギーを落として CsI(Tl) シンチレータにやってきたイベントのみを散乱イベントとして扱わなければならない。このような設定のもとシミュレーションを行い、補正を行う必要がある。

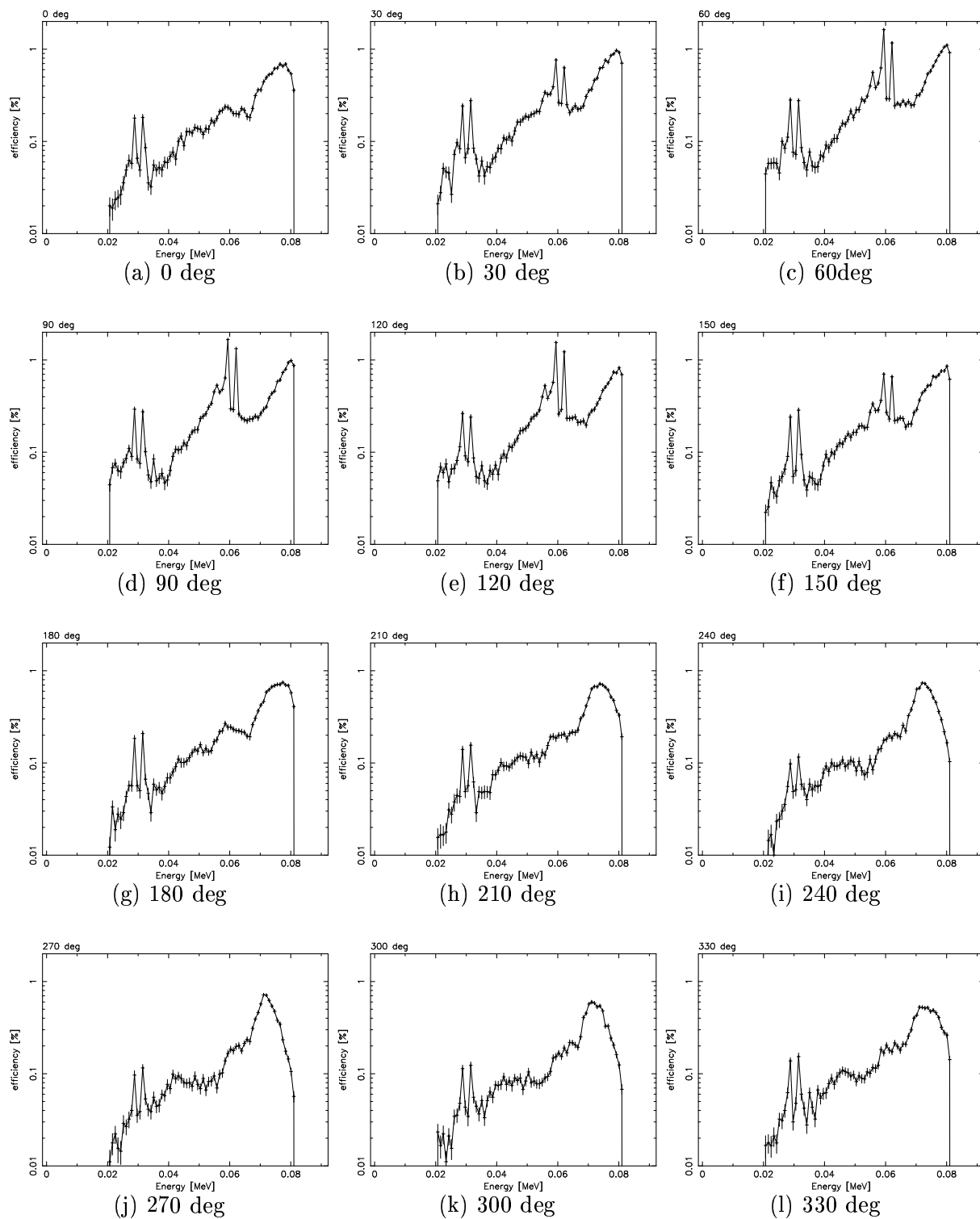


図 9.5: 斜め入射シミュレーションの CsI(Tl) シンチレータスペクトル。斜め 30° に無偏光の X 線を照射させたときの、12 枚の CsI(Tl) シンチレータのスペクトルを示している。

表 9.3: Cs 及び I の特性 X 線のエネルギー

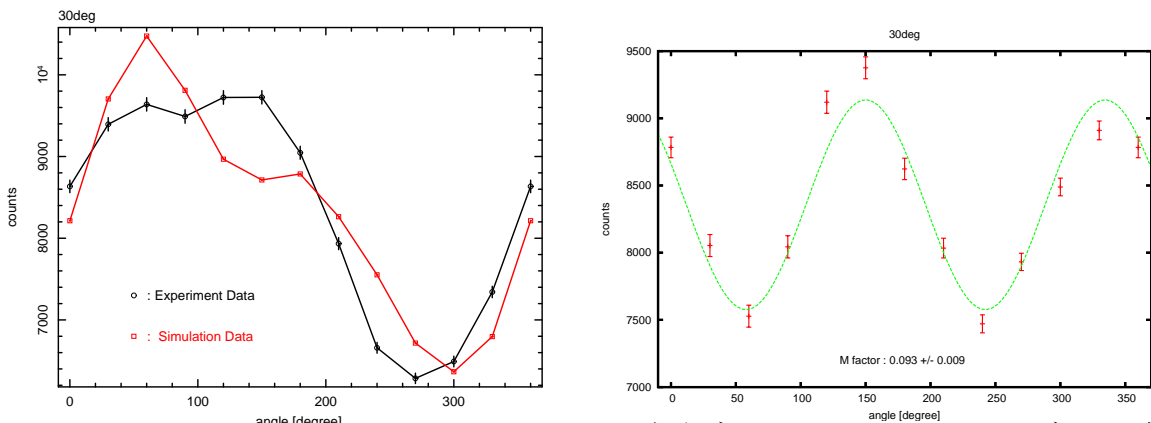
	K_{α}	K_{β}	$K_{\alpha} : K_{\beta}$
Cs	28.6 keV	32.3 keV	4.4 : 1
I	31.0 keV	35.0 keV	4.3 : 1

9.3.4 エスケープを考慮したシミュレーションデータの補正

シミュレーションのデータはエスケープイベントが含まれているために斜めの効果が強く出てしまい、実験データをきちんと補正できていない可能性があることを述べた。ここではシミュレーションデータからそのようなエスケープイベントを排除して無偏光 X 線の斜め入射のシミュレーションデータを作り、実験データを補正できるかを評価した。

図 9.6 の (a) はエスケープイベントを排除した無偏光 X 線を斜め 30° 入射したシミュレーションデータと実験データを、平均値を合わせて重ねたものである。図 9.3 の (c) と比較しても分かるように、シミュレーションにおいて斜めの効果が小さくなっていることが分かる。図 9.6 の (b) は実験データからシミュレーションデータを引き算して、平均値を足したものである。モジュレーションファクタを求めると $M'=0.093 \pm 0.009$ となった。図 9.4 の (c) と比較すると、補正方法の検討で行ったシミュレーションで求められたモジュレーションファクタの値に近い値となったが、まだ必ずしもきちんと補正を行うことができたとは言えない。

実際に衛星に検出器を搭載したときには、ガンマ線バーストはどこからやってくるかは分からない。当然斜めから入射してくるものがほとんどである。したがってデータを斜めの効果で補正して、偏光度を求めることになる。偏光度が高ければそれだけ深い角度から入射してくる X 線に対しても補正を行うことが可能だろう。どの程度の偏光度であれば斜め何度まで補正を行うことができるかを、今後シミュレーションを行い直したり新たな解析方法を模索する等して、評価しておく必要がある。



(a) 実験データ及び補正後のシミュレーションデータ (b) 実験データをシミュレーションデータで補正後のモジュレーションカーブ

図 9.6: シミュレーションデータを補正した後の実験データ補正。シミュレーションデータを補正し、実験データの補正を行った。

第10章 まとめと今後の課題

本章ではまず本論文のまとめを述べ、本研究を通して明確化された今後の課題について述べる。

10.1 まとめ

本研究ではシミュレーションに基づいた検出器の作成を行い、また検出器の信号を同時に処理することが可能な、VA-TA 信号処理システムの構築を行った。そして平行光線を検出器に照射させることができるように、ビームラインも作成した。これらを用いて X 線発生装置の偏光度を測定し、正しい値を得ることができた。これによってフライトモデルに近い形での偏光検出器の妥当性を示すことができた。また X 線を検出器に斜めに入射させた場合の検出器の応答を見た結果、シミュレーションと同じような傾向のデータを得ることができた。だがシミュレーションデータを用いて補正を行ってはみたが、きれいなモジュレーションカーブを得ることはできなかった。15%程度偏光した X 線ではシミュレーションの結果を見ても分かるように、偏光した X 線と無偏光の X 線を入射したときに得られるモジュレーションカーブの差は小さい。そのことも補正が困難な理由の一つであると考えられる。

10.2 今後の課題

今回の実験を通していくつか課題が明確化された。プラスチックシンチレータ+PMT からの信号を VA-TA システムで扱おうと、検出限界エネルギーが 12 keV 程度まで上がってしまった。これは早急に解決しなければならない問題である。これを解決する方法として PMT のアノードの段数を増やし、PMT 自体の増幅率を上げる方法がある。今回使用した R1840-15 という PMT と同じ形で、段数が増えた PMT を手に入れることができたので実験を行い、どの程度検出限界エネルギーが改善されるか評価する必要がある。またもう一つの方法として、プラスチックシンチレータの形状を変えることでシンチレーション光の集光率を高め、増幅率を稼ぎ相対的に検出限界エネルギーを下げるという方法もある。実際に同じ程度の重量内で形状を変えて、現在使用しているシンチレータとの集光率の比較実験が行われた結果、テーパをつけたほうが集光率が上がるという明確な結果が得られた。今後さらにモジュレーションファクタや検出効率という面でも比較を行い、さらに性能のよい検出器の構想、作成が期待される。

試作モデルでは 12 枚の CsI(Tl) シンチレータで各々エネルギー分解能が異なるため、現段階では X 線発生装置のエネルギー毎の偏光度をきちんと評価することができていない。何かしらの補正を行うことによって、エネルギーに対する偏光度の違いを試作モデルでも検出できるようにしなければならない。

そして斜め入射に関しても、今回は電場ベクトル方向に傾けていくという極端な場合で実験を行ったが、実際にはもっと複雑な方向からガンマ線はやってくることになる。それらの補正も正しく行うことができるかを評価する必要がある。またそれと同時に、どの程度偏光した X 線に対し

て、どの程度の角度まで補正を行うことができるかを評価しておく必要がある。また CsI(Tl) シンチレータに直接入射してくる X 線が増えると同期計測ができず、正しく散乱イベントだけを取得するということができなくなってしまった。衛星に検出器を搭載した場合には、衛星本体が散乱体となってしまったために、散乱したガンマ線は CsI(Tl) シンチレータに直接入射してくることになる。今回は Pb を巻くことで改善することができたが、実際には IPN を行うことになるため、Pb を巻くことはできない。また重量制限という面から見てもあまり Pb は巻きたくない。よって X 線発生装置では強度が強いため行うことができなかったが、非常に明るいガンマ線バーストのカウントレートでガンマ線がやってくるような状況において、きちんと同期測定を行うことができるのか評価しておく必要がある。このことは衛星に載せる検出器の構想という意味でも非常に重要である。

我々は本研究を行うことによって明確化された課題を、確実にひとつずつクリアしていく必要がある。そしてさらに偏光に対する感度の良い検出器を作り上げ、2011 年以降の衛星の打ち上げを目指す。そして近い将来ガンマ線バーストの偏光を検出し、ガンマ線バーストの放射メカニズムに関する直接的な証拠を明示することができる日がやってくるだろう。

謝辞

この2年間私は本当に多くの方々に支えられて、研究活動を行うことが出来ました。この修士論文は決して私だけのものではありません。多くの方々の支えがあったからこそ完成することができたものです。感謝の気持ちは紙一枚で書ききれぬものではありませんが、少しでもこの感謝の気持ちを伝えることができるよう、本研究を行ううえでお世話になった皆様に、この場を借りて感謝の気持ちを述べさせていただきます。

指導教官の村上先生には、実験の進め方をはじめ物理的な考え方など多くのことを教えて頂きました。村上先生の的確な指摘にはいつも感動し、尊敬いたしました。またそればかりではなく日常的な会話の中では、物理に限らず多くのことを教えて頂きました。一人の人間が経験できる数は限られている、だからこそ本を読まなければならないという言葉は、教師になる私にとって非常に心に染みる言葉でした。ありがとうございました。

藤本先生はまだ金沢に来てまもないですが、修士論文を読んで頂き細かなところまで添削してくれました。また論文の構成等も指摘していただきました。直接一緒に作業をしたりということは余りありませんでしたが、TES カロリメータのお話は非常におもしろい話でした。ありがとうございました。

助手の米徳さんは他のどの先生よりも身近にいる存在で、本当にお世話になりました。実験でつまづいたときにはいつも助けていただきましたし、修士論文においても添削をしていただいたり相談に乗っていただきました。私の研究活動を行ううえで、米徳さんの存在は非常に大きなものでした。また3年間、米徳さんとは同じ部屋で過ごさせて頂きました。またお家にお邪魔させていただいたり、私生活でも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。

多くの研究室の仲間たちがいたからこそ、今の私がいることは間違いありません。研究室の仲間達にも感謝の気持ちを述べさせていただきます。まずなによりも同期である奥野君、吉成君。奥野君は3年間苦勞を共にしました。2人の存在は修士論文を書く上でもよい刺激になり、また心の支えになりました。またいろいろと物理を教えてもらったりもしました。ありがとうございました。M2の青山さん。青山さんにも本当にお世話になりました。共にノイズに苦しんだり、結果が出ずに苦しんだりしました。どちらが先輩か分からない頼りない先輩で、ごめんなさいでした。本当に感謝しています。そして喜田村くん、田邊さん、横田君にも様々な場面で助けてもらいました。ありがとう。そして4年生の小坂君、児玉君、江村さんも修士論文の実験のデータを取るために頑張ってくれました。特に小坂くんは最後の最後まで少しでも良い結果が出るようにと頑張ってくれました。感謝しています。ありがとう。そして浅井君、梨本君。直接は一緒に仕事をすることはなかったけれども、夜遅くまで発表の練習に付き合ってくれたよね。ありがとう。正直言ってこんなものでは感謝の気持ちを伝えきれません。本当に書いてみると簡単な言葉になってしまっただけなのに伝わっているのか不安です。ただみんなに今は本当に感謝の気持ちで一杯です。ただただ感謝です。そして多くの先輩方にも感謝しています。

私は4年生のときに大学院へ行くべきか、教師になるべきか悩んだことがあります。正直修士のこの2年間は決して楽なものではありませんでした。この2年間は本当に大学院へ来たことが正解だったのか分かりませんでした。しかし今ははっきりと分かります。大学院へ来て間違いありませんでした。それはこの2年間で多く人の支えのもとで成長できたし、そして何よりも今、2

年間頑張ったんだという充実感に満ち溢れているからです。これは先生方をはじめ多くの先輩方や仲間達がいいたから間違いありません。本当に本当にありがとうございました。

最後に様々な面で私の学生生活を支えてくれた家族に感謝の気持ちを述べさせていただきます。本当にありがとうございました。

付録 A 空気の密度

温度: t °C、圧力: H Torr の乾燥した空気の密度 ρ は、式 A.1 によって計算することができる。

$$\rho \text{ [kg} \cdot \text{m}^{-3}] = \frac{1.293}{1 + 0.00367t} \cdot \frac{H}{760} \text{ [kg} \cdot \text{m}^{-3}] \quad (\text{A.1})$$

圧力: p Torr の水蒸気を含んだ空気の密度 ρ_w は、同温同圧の乾燥した空気の密度 ρ から式 A.2 によって導かれる。

$$\rho_w = \rho(1 - 0.378p/H) \quad (\text{A.2})$$

付録B 斜め入射実験

ここでは実際に行った斜め入射の実験について紹介しておく。斜めの効果だけを見るように、CsI(Tl) シンチレータに直接 X 線が入射することがないようにセットアップで実験を行っている。

B.1 セットアップ・実験方法

実験は図のようなセットアップで行った。フライトモデルの前面、側面に Pb 4mm 板を貼り付ける。そして前面の中心に $\phi 3$ cm の穴を開け、そこから X 線を照射させる。このようにすれば検出器を傾けた場合にも直接 X 線が CsI(Tl) シンチレータに入射することはない。傾ける方法としては、本論でも述べているように発生 X 線の電場ベクトル面に対して垂直に傾けていく場合と、電場ベクトル面に傾けていく場合の、大きく 2 つに分けることができる。

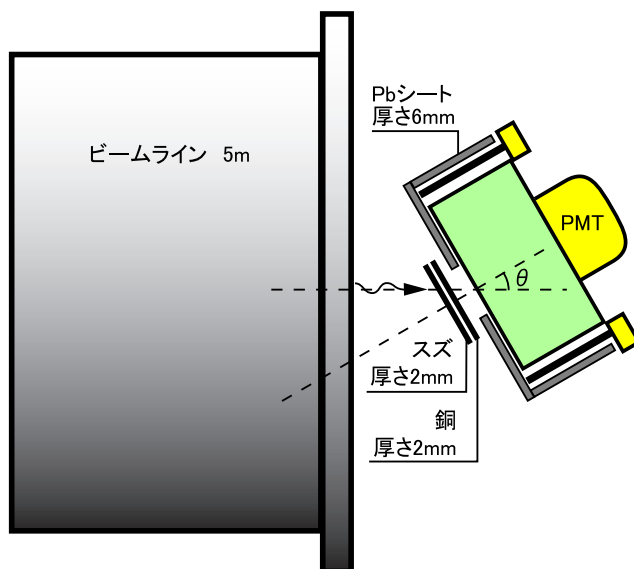


図 B.1: 斜め入射実験の模式図。電場ベクトルに対して垂直方向に傾けて行った場合 (横から見たときに図のようになる) と電場ベクトルと同じ方向に傾けて行った場合 (上から見たときに図のようになる) の 2 通りを実験した。

B.2 実験結果

図 B.2 は電場ベクトルに対して垂直に傾けていったときに、得られたモジュレーションカーブを重ねたもので、図 B.3 は電場ベクトル面に傾けていったときに得られたモジュレーションカーブを重ねたものである。図 B.2 とは傾けていったときに変化していく場所が変わっている。

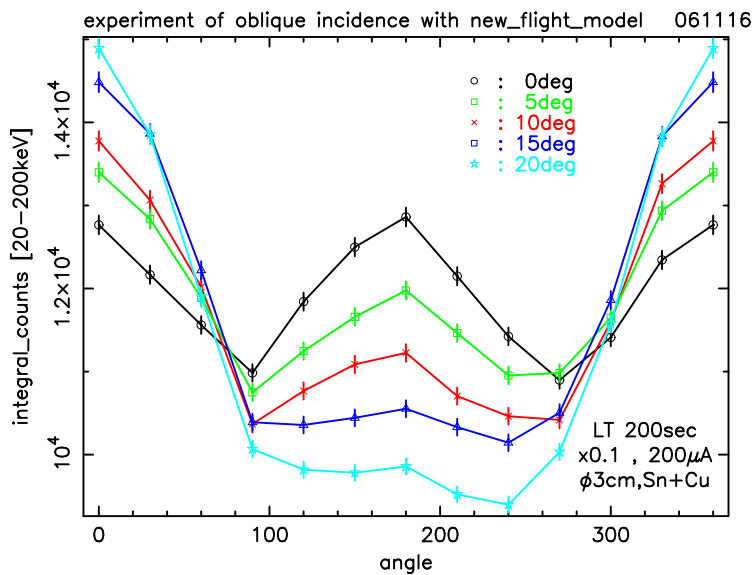


図 B.2: 斜め入射のモジュレーションカーブ。電場ベクトルに対して垂直方向に傾けて行く。

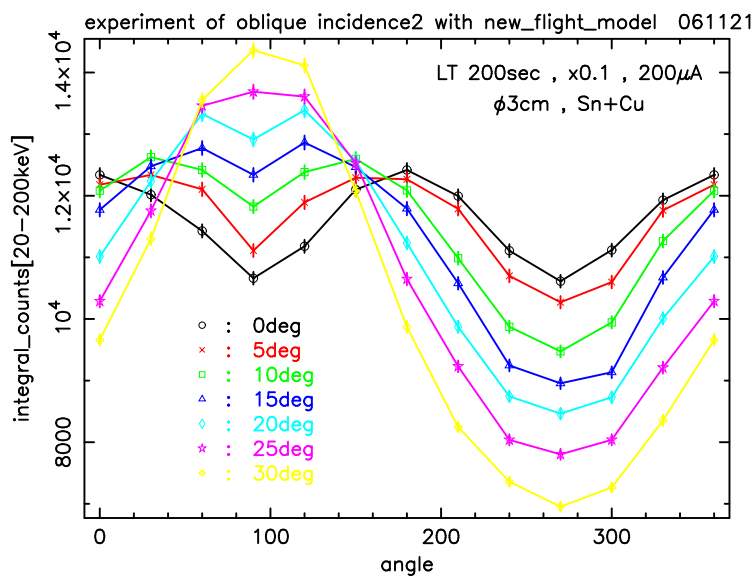


図 B.3: 斜め入射のモジュレーションカーブ。電場ベクトル方向に傾けて行く。

付 録 C X線発生装置の偏光度

ここでは X 線発生装置の偏光度について実験データをもとに議論を行う。

C.1 X線発生装置の偏光度測定実験

C.1.1 セットアップ、実験方法

実験は図 6.13 と同じようなセットアップで行った。ただ図 6.13 と異なる点は、X 線発生装置の照射部分のところには Cu 板しか置いていないことである。

CsI(Tl) シンチレータをプラスチックシンチレータの周りで 0° から 360° まで 30° ずつ回転させて行き、それぞれの場所でスペクトルを測定する。スペクトルの強度分布により、X 線の偏光度を求める。

今回の実験では X 線発生装置の偏光度が何に依存しているのかを調べるために、X 線発生装置の電子の加速電圧は 100 kV、80 kV、60 kV と変えた。

C.1.2 実験結果

図 C.1 はそれぞれの加速電圧で実験を行ったとき、それぞれの場所で得られたスペクトルを重ねたものである。それぞれ得られたスペクトルを 15–30、30–45、45–60、60–75、75–90、90–100、100–140 keV のエネルギー範囲で積分し、測定位置による強度分布を求めると、図 C.2 のようなモジュレーションカーブを得ることができる。横軸に測定場所の角度をとり、縦軸にそれぞれのエネルギー範囲で積分した積分カウントが示してある。縦軸エラーは統計誤差によるものとし、 1σ エラーを付けた。

式 3.39 よりモジュレーションファクタは、得られたモジュレーションカーブをサインフィットすることにより求めることができる。それぞれの加速電圧で、横軸を積分範囲、縦軸をそのときに得られたモジュレーションファクタとしてグラフを書くと図 C.3 のようになる。横軸のエラーは積分範囲を意味しており、縦軸はフィットにおける 90 % エラーを示している。どの加速電圧においても、積分範囲のエネルギーが高くなればなるほど、モジュレーションファクタは大きな値をとることが分かる。

次に図 C.3 の横軸である積分のエネルギー範囲を X 線発生装置の電子の加速電圧で規格化した。すると図 C.4 のようになった。このことから偏光度は放射のエネルギーに依存するのではなく、電子の加速電圧によって得られたエネルギーに対する放射のエネルギーの割合によることが分かった。

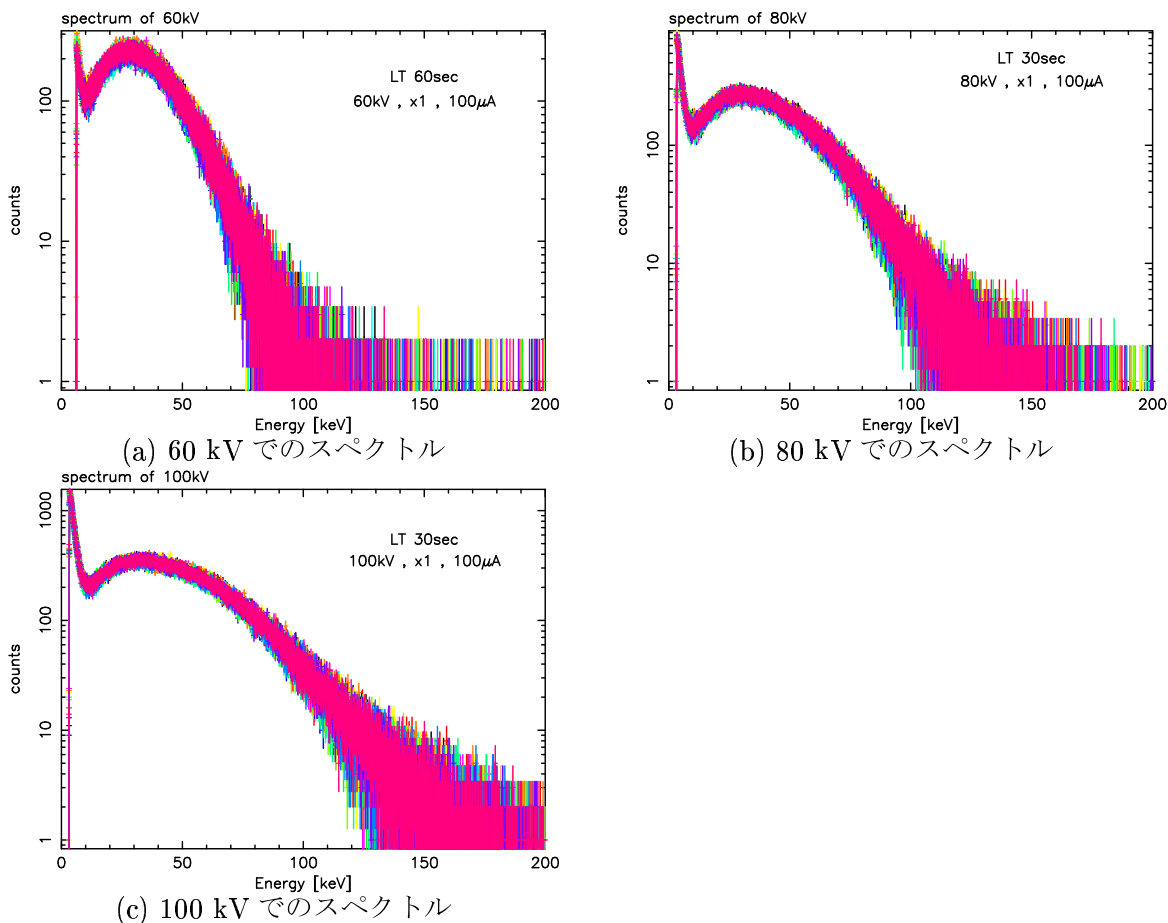


図 C.1: それぞれの加速電圧で得られた X 線発生装置のスペクトル。それぞれの場所で得られたスペクトルを重ねてある。

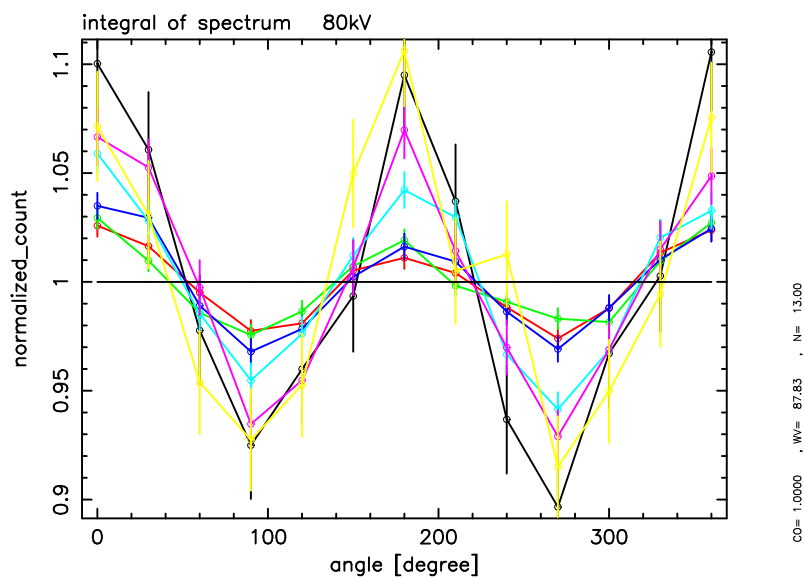


図 C.2: さまざまなエネルギー帯でのモジュレーションカーブ 2。

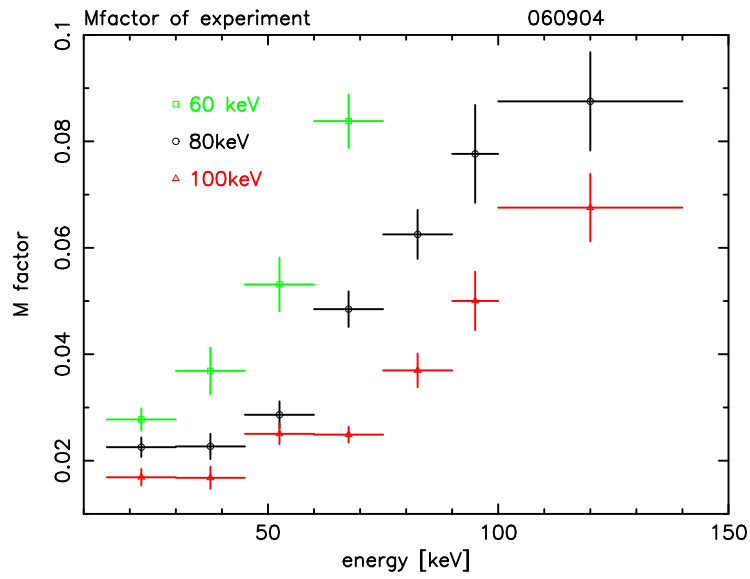


図 C.3: それぞれの加速電圧における、モジュレーションファクタのエネルギー依存性。

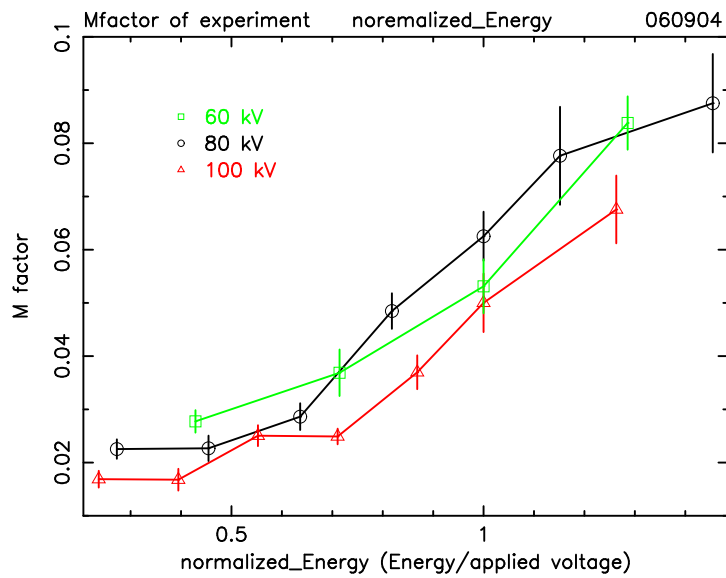


図 C.4: モジュレーションファクタのエネルギー依存性を加速電圧で規格化。

C.2 X線発生装置の偏光度 1

ここではX線発生装置の偏光度が放射のエネルギーに依存するのではなく、なぜ電子の加速電圧によって得られたエネルギーに対する放射のエネルギーの割合に依存するののかについて議論する。ここからの議論において、制動放射のエネルギーは電子が放射によって失ったエネルギーに等しいものとして議論する。

C.2.1 電子のエネルギー損失

荷電粒子が物質中を通過するときの単位長さ dx あたりに失う平均のエネルギー $-dE$ を阻止能 $(-dE/dx)$ という。電子の場合、物質との相互作用においてエネルギーを失う過程としては、

- ・電離及び励起
- ・制動放射

と大きく2つに分けることができる。電離とは、荷電粒子が軌道電子と衝突した結果、電子が原子から放出され、原子が電離する現象をいう。また荷電粒子と軌道電子の衝突により、軌道電子が外側の軌道に移り、原子が励起状態になる現象を励起と言う。

物質中で電離及び励起により単位長さあたりに失われるエネルギーを衝突阻止能 S_{col} 、また制動放射により単位長さあたりに失われるエネルギーを放射阻止能 S_{rad} という。衝突阻止能と放射阻止能の和は全阻止能 S と呼ばれ、

$$S = S_{col} + S_{rad} \quad (C.1)$$

で表される。また衝突阻止能と放射阻止能の比は、電子のエネルギーを $E[MeV]$ 、原子番号を Z とすれば、近似的に

$$\frac{S_{rad}}{S_{col}} \sim \frac{(E \cdot Z)}{800} \quad (C.2)$$

と表される。X線発生装置のターゲットはタングステンであることから原子番号 $Z=74$ 、100 kVの加速電圧をかけたときの電子のエネルギー100 keVを、式C.2に代入すると、

$$\frac{S_{rad}}{S_{col}} \sim 9.25 \times 10^{-3} \quad (C.3)$$

となる。したがってほとんどの電子は放射によってエネルギーを失うのではなく、電離及び励起によってエネルギーを失っていることが分かる。

C.2.2 偏光度はなぜ変化するのか

前項にも述べたが、電子はそのほとんどのエネルギーを電離及び励起によって失う。つまりX線発生装置から放射されるエネルギーの低いX線というのは、図C.5の(a)のように、加速された電子が原子を電離及び励起させてエネルギーを失った後に、制動放射を行っていると考えられることができる。(a)のような場合、電子は何度も原子中の電子と衝突をしているので、電子の向きはバラバラになる。結果制動放射を行う際に加速を受ける向きもバラバラになるので、観測される偏光度も低くなる。

逆にエネルギーの高いX線というのは、図C.5の(b)のように電離及び励起をそれほどせずに制動放射を行ったものである。この場合電子の向きは比較的揃っており、制動放射の際に受ける加速度の向きも比較的揃うことになる。結果、観測される偏光度も高くなる。

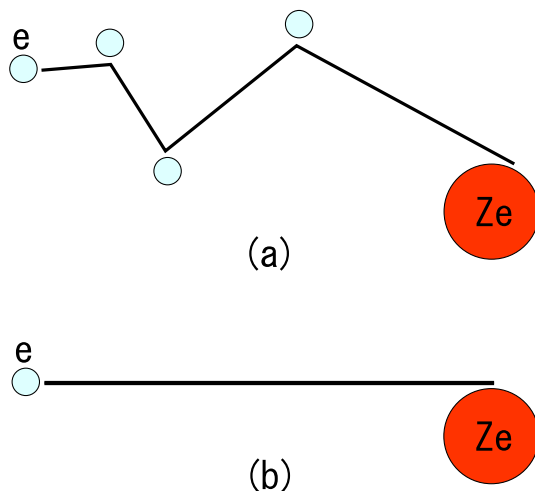


図 C.5: 原子の電子による散乱の模式図。(a) の場合、電子の向きはバラバラになり偏光度も低くなる。(b) の場合には電子の向きは比較的揃っているので偏光度も高くなる。

C.3 X線発生装置の偏光度 2

前項で放射のエネルギーが低い X 線は、電子の加速電圧によって得られたエネルギーを衝突によって何度も失っているため、電子の向きもランダムであり、よって制動放射を受けるときの加速度の向きもランダムであるために、偏光度が低いことを述べた。そのような理論では放射のエネルギーが高い X 線は、比較的電子の向きが揃った状態で制動放射をしているはずであり、そこそこ高い偏光度が望めるはずである。しかしながら実験結果はそうはなっていない。実験で得られた一番高い偏光度でも 20 % 程度である。ここではその理由について考察する。

その理由の一つとして、制動放射によって発生した X 線のターゲット物質内での多重散乱が考えられる。ここではその可能性について議論する。

C.3.1 多重散乱の可能性

ここでは発生した X 線が本当にターゲット内で多重散乱するかについて議論する。5.1 でも述べたように光子は物質中に入射すると相互作用を行うが、光子の物質に対する透過率は式 6.1 のように書くことができた。

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\rho\sigma x} \quad (\text{C.4})$$

X 線発生装置で発生した X 線のエネルギーを 100 keV として計算すると、タングステンの密度: $\rho=19.1(\text{g}/\text{cm}^3)$ 、また 100 keV の光子に対する全吸収係数: $\sigma=4.36(\text{cm}^2/\text{g})$ であるので、例えば厚さ 0.05 cm での透過率は、

$$\frac{I}{I_0} = e^{-19.1 \times 4.36 \times 0.05} \sim 0.016 \quad (\text{C.5})$$

となる。したがって透過率は 2 % 程度であり、発生した X 線のターゲット内における多重散乱というのは、十分に起こりうる現象であると言える。

C.3.2 多重散乱による偏光度の変化

ターゲット内で X 線が多重散乱を起こしたらどうなるだろうか。今は入射 X 線を 100 keV と考えているが、Thomson 散乱として考える。

Thomson 散乱では入射波に対する散乱強度分布は

$$I(\Theta) \propto \sin^2 \Theta \quad (\text{C.6})$$

と書ける。この式は入射光子の電場ベクトルに対して垂直な方向に散乱されやすいことを示している。またこのとき入射光子の電場ベクトルが完全にそろっているならば、偏光度の定義式 3.1 から、偏光度 Π は

$$\Pi = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (\text{C.7})$$

と書くことができるので、 $I_{max} = 1$ 、 $I_{min} = 0$ であるので $\Pi = 1$ となる。

今 2 回散乱した場合を考える。図のように一回目の散乱で $(\theta + \phi)^\circ$ に散乱し、二回目の散乱で θ° に散乱することを考える。今 2 回散乱した X 線の相対的な強度を $I^2(\theta)$ とすると、

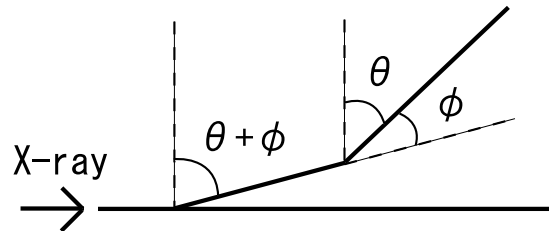


図 C.6: 2 回散乱の模式図。

$$I^2(\theta) = \sin^2(\theta + \phi) \sin^2\left(\frac{\pi}{2} - \phi\right) \quad (\text{C.8})$$

ϕ は $-\pi$ から π までの値を取るなので、 ϕ をこの範囲で積分する。

$$\begin{aligned} I^2(\theta) &= \int_{-\phi}^{\phi} \sin^2(\theta + \phi) \sin^2\left(\frac{\pi}{2} - \phi\right) d\phi \\ &= \frac{3\pi}{4} \sin^2(\theta) + \frac{\pi}{4} \cos^2(\theta) \end{aligned} \quad (\text{C.9})$$

よって $I^2(\theta)_{max}$ は $\theta = 90^\circ$ のときで $I^2_{max} = \frac{3}{4}\pi$
 $I^2(\theta)_{min}$ は $\theta = 0^\circ$ のときで $I^2_{min} = \frac{\pi}{4}$

今、多重散乱によって偏光度がどの程度変わって見えるかを見積もる。簡単のために、制動放射によって発生した X 線の 60% が一回散乱し、40% が二回散乱したとする。すると見かけの偏光度 Π' は、式 C.7 より

$$\begin{aligned} \Pi' &= \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \\ &= \frac{(0.6 \times 1 + 0.4 \times \frac{3\pi}{4}) - (0.6 \times 0 + 0.4 \times \frac{\pi}{4})}{(0.6 \times 1 + 0.4 \times \frac{3\pi}{4}) + (0.6 \times 0 + 0.4 \times \frac{\pi}{4})} \\ &\simeq 0.662 \end{aligned} \quad (\text{C.10})$$

従って制動放射によって発生した X 線が仮に 100 % で偏光していたとしても、ターゲットであるタングステンで散乱されてしまうと検出される偏光度は 70 % 程度までに落ちてしまうことになる。実際には 3 回散乱、4 回散乱といったことも起きるので、偏光度はさらに落ちて観測されることになる。

C.4 CdTe 半導体検出器を用いての偏光測定実験

シンチレーション検出器 (CsI(Tl)+PMT) よりもエネルギー分解能がよい CdTe 半導体検出器を用いて、第一節で述べた実験と同じ実験を行った。半導体検出器はシンチレーション検出器に対してエネルギー分解能が非常に良いので、エネルギーに対する偏光度の変化を精度よく見ることができる。

図 C.7 は半導体検出器及びシンチレーション検出器で測定した、X 線発生装置のエネルギーに対する偏光度の変化を比較している。高エネルギー側で明らかにシンチレーション検出器に対して、半導体検出器で測定した偏光度の方が高く出ている。これはシンチレーション検出器のエネルギー分解能が悪いため、偏光度が高い高エネルギー側に、低エネルギー側の偏光度が低い成分がもれこんできたためであると考えられる。

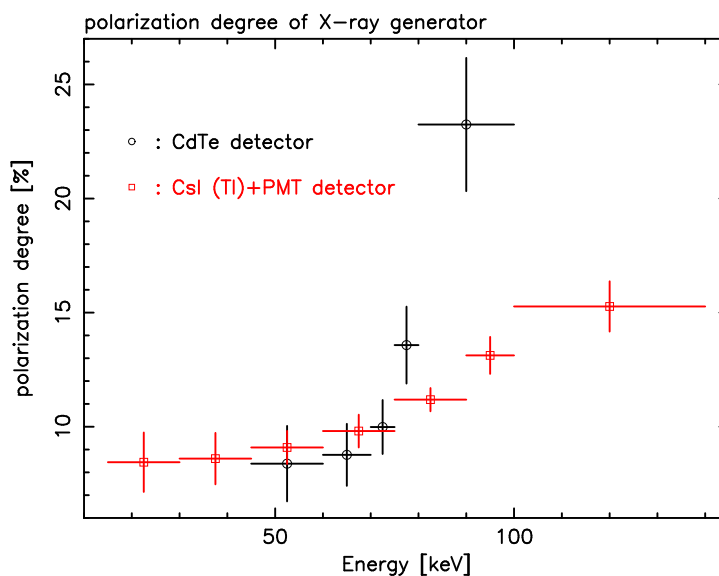


図 C.7: 半導体検出器及びシンチレーション検出器で求めた X 線発生装置の偏光度。高エネルギー側で半導体検出器の偏光度が高く出ている。

付録D 制動放射理論

制動放射とは荷電粒子が電場によって加速度を受けたときに放出する電磁波やその放射過程をいう。一般に、物質中を進行している荷電粒子が物質を構成する原子核のクーロン力を受けた場合に電磁波を発生する。熱制動放射は銀河団ガスからの主要な連続放射である。

D.1 動く粒子による放射

動く粒子が作る電場、磁場は、 \vec{n} を粒子と観測者間の単位ベクトル、 R を両者の距離とすると次のように書ける。

$$\vec{\beta} \equiv \frac{\vec{u}}{c}, \quad \kappa \equiv 1 - \vec{n} \cdot \vec{\beta} \quad (\text{D.1})$$

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

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = [\vec{n} \times \vec{E}(\vec{r}, t)] \quad (\text{D.3})$$

電場、磁場の第1項は距離に対して2乗で落ちる。これは静電場、静磁場の項である。これに対し、第2項は1乗なので無限遠に到達できる。これが放射の項である。放射の項のみを取り出すと、

$$\vec{E}_{rad}(\vec{r}, t) = \frac{q}{c} \left[\frac{\vec{n}}{\kappa^3 R} \times \{(\vec{n} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}}\} \right] \quad (\text{D.4})$$

$$\vec{B}_{rad}(\vec{r}, t) = [\vec{n} \times \vec{E}_{rad}(\vec{r}, t)] \quad (\text{D.5})$$

ここで非相対論的、つまり粒子の速度が光速よりも十分に遅いとすれば

$$|\vec{\beta}| = \frac{u}{c} \ll 1, \quad \kappa \rightarrow 1 \quad (\text{D.6})$$

となるので、(4),(5)式は

$$\vec{E}_{rad}(\vec{r}, t) = \frac{q}{Rc^2} [\vec{n} \times (\vec{n} \times \dot{\vec{u}})] \quad (\text{D.7})$$

$$\vec{B}_{rad}(\vec{r}, t) = [\vec{n} \times \vec{E}_{rad}(\vec{r}, t)] \quad (\text{D.8})$$

$$|\vec{E}_{rad}| = |\vec{B}_{rad}| = \frac{q\dot{u}}{Rc^2} \sin \theta \quad (\text{D.9})$$

放射される電磁場の \vec{n} の方向へのポインティングベクトル強度は

$$S = \frac{c}{4\pi} E_{rad}^2 = \frac{c}{4\pi} \frac{q^2 \dot{u}^2}{R^2 c^4} \sin^2 \theta \quad (\text{D.10})$$

単位時間あたり、単位立体角に放射される電磁場強度は

$$dW = S \cdot dA \cdot dt \quad (\text{D.11})$$

$$dA = R^2 d\Omega \quad (\text{D.12})$$

$$\frac{dW}{dt d\Omega} = \frac{q^2 \dot{u}^2}{4\pi c^3} \sin^2 \theta \quad (\text{D.13})$$

4π 方向に放射される電磁場強度は

$$P = \frac{dW}{dt} = \frac{q^2 \dot{u}^2}{4\pi c^3} \int \sin^2 \theta d\Omega \quad (\text{D.14})$$

$$= \frac{2q^2 \dot{u}^2}{3c^3} \quad (\text{D.15})$$

D.2 Dipole 輻射

複数 (1 つでも良い) の粒子群からの放射を考えると、観測される放射はそれぞれの粒子からの放射の足し合わせなので

$$\vec{E}_{rad} = \sum_i \frac{q_i \vec{n}_i \times (\vec{n}_i \times \dot{\vec{u}}_i)}{c^2 R_i} \quad (\text{D.16})$$

である。

粒子群の大きさに比べ、観測者は十分遠方に位置しているとする

$$R_i \rightarrow R_0, \quad \vec{n}_i \rightarrow \vec{n} \quad (\text{D.17})$$

とできる。さらに

$$\vec{d} = \sum_i q_i \vec{r}_i \quad (\text{D.18})$$

$$\ddot{\vec{d}} = \sum_i q_i \ddot{\vec{r}}_i = \sum_i q_i \ddot{\vec{u}}_i \quad (\text{D.19})$$

という Dipole 近似を行うと

$$\vec{E}_{rad} = \frac{\vec{n} \times (\vec{n} \times \ddot{\vec{d}})}{c^2 R_0} \text{ より} \quad (\text{D.20})$$

$$E = \ddot{d} \frac{\sin \theta}{c^2 R_0} \quad (\text{D.21})$$

放射される電磁場の \vec{n} の方向へのポインティングベクトル強度は

$$S = \frac{c}{4\pi} E_{rad}^2 = \frac{c}{4\pi} \ddot{d}^2 \frac{\sin^2 \theta}{c^4 R_0^2} \quad (\text{D.22})$$

単位時間あたり、単位立体角に放射される電磁場強度は

$$dW = S \cdot dA \cdot dt \quad (\text{D.23})$$

$$dA = R_0^2 d\Omega \quad (\text{D.24})$$

$$\frac{dW}{dt d\Omega} = \frac{dP}{d\Omega} = \frac{\ddot{\mathbf{d}}^2}{4\pi c^3} \sin^2 \theta \quad (\text{D.25})$$

4π 方向に放射される電磁場強度は

$$P = \frac{2 \ddot{\mathbf{d}}^2}{3c^3} \quad (\text{D.26})$$

以上より

$$\langle P \rangle = \frac{2 \langle \ddot{\mathbf{d}}^2 \rangle}{3c^3} \quad (\text{D.27})$$

となる。光子のスペクトルはこの電場をフーリエ変換して求められる。Dipole が振動していれば単色の光子を放出していることになる (サイクロトロン)。

そこで周波数 ω_0 で振動する電気双極子を仮定すると

$$d(t) = d_0 \sin \omega_0 t \quad (\text{D.28})$$

$$\ddot{d}(t) = -d_0 \omega_0^2 \sin \omega_0 t \quad (\text{D.29})$$

$$\langle \ddot{d}^2 \rangle = d_0^2 \omega_0^4 \langle \sin^2 \omega_0 t \rangle \quad (\text{D.30})$$

$$= \frac{1}{2} d_0^2 \omega_0^4 \quad (\text{D.31})$$

よって (27) 式に代入して

$$\langle P \rangle = \frac{1}{3} \frac{d_0^2 \omega_0^4}{c^3} \quad (\text{D.32})$$

単色でない場合のスペクトルは以下のようにして求められる。

$$d(t) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega t} \hat{d}(\omega) d\omega \quad (\text{D.33})$$

$$\ddot{d}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} (-\omega^2 \hat{d}(\omega)) e^{-i\omega t} d\omega \quad (\text{D.34})$$

ここで電場 E の時間変化は

$$E(t) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega t} \hat{E}(\omega) d\omega \quad (\text{D.35})$$

また (34) 式を (21) 式に代入すると

$$E(t) = \int_{-\infty}^{\infty} -\omega^2 \frac{\sin \theta}{c^2 R_0} \hat{d}(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (\text{D.36})$$

(35),(36) 式を比較すると、電場 E の各周波数成分は

$$\hat{E}(\omega) = -\frac{1}{c^2 R_0} \omega^2 \hat{d}(\omega) \sin \theta \quad (\text{D.37})$$

よって放射される電磁波のエネルギーの各周波数成分は

$$\frac{dW}{d\omega d\Omega} = R_0^2 c |\hat{E}(\omega)|^2 \quad (\text{D.38})$$

$$= R_0^2 c \frac{1}{c^4 R_0^2} \omega^4 |\hat{d}(\omega)|^2 \sin^2 \theta \quad (\text{D.39})$$

$$= \frac{1}{c^3} \omega^4 |\hat{d}(\omega)|^2 \sin^2 \theta \quad (\text{D.40})$$

したがって

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{8\pi\omega^4}{3c^3} |\hat{d}(\omega)|^2 \quad (\text{D.41})$$

D.3 制動放射

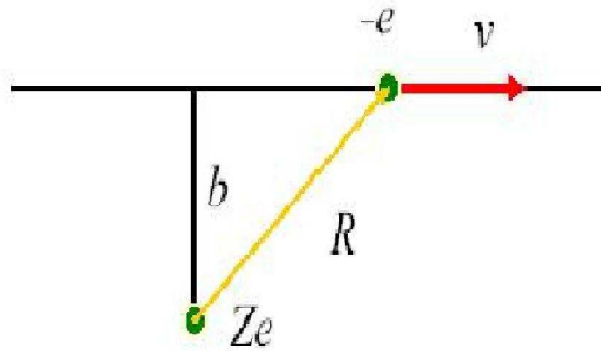


図 D.1: An electron of charge $-e$ moving past an ion of charge Ze .

Dipole 輻射は

$$\vec{d} = \sum_i q_i \vec{r}_i \quad (\text{D.42})$$

$$P = \frac{2}{3c^3} \ddot{\vec{d}}^2 \quad (\text{D.43})$$

と書ける。今、電子とイオンの2体散乱による輻射を考える。電子はイオンに比べて非常に軽いので、イオンは静止しており固定されたクーロン場を考えることにする。イオンを原点として電子の位置を \vec{R} とすると、

$$\vec{d} = -e\vec{R} \quad (\text{D.44})$$

$$\ddot{\vec{d}} = -e\ddot{\vec{R}} = -e\ddot{\vec{v}} \quad (\text{D.45})$$

となる。放射される電磁波の各周波数成分は

$$d(t) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega t} \hat{d}(\omega) d\omega \quad (\text{D.46})$$

$$\ddot{\mathbf{d}}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} (-\omega^2 \hat{\mathbf{d}}(\omega)) e^{-i\omega t} d\omega \quad (\text{D.47})$$

$$\frac{dW}{d\omega d\Omega} = \frac{1}{c^3} \omega^4 |\hat{\mathbf{d}}(\omega)|^2 \sin^2 \theta \quad (\text{D.48})$$

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{8\pi\omega^4}{3c^3} |\hat{\mathbf{d}}(\omega)|^2 \quad (\text{D.49})$$

と書いたので、 $\ddot{\mathbf{d}}$ から $\hat{\mathbf{d}}(\omega)$ を次のようにして逆フーリエ変換して求める。

$$-\omega^2 \hat{\mathbf{d}}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \ddot{\mathbf{d}} e^{i\omega t} dt \quad (\text{D.50})$$

(45) 式を代入して

$$\hat{\mathbf{d}}(\omega) = \frac{e}{2\pi\omega^2} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{\mathbf{v}} e^{i\omega t} dt \quad (\text{D.51})$$

電子がイオンと相互作用を行う時間 τ は、collision time と呼ばれ、

$$\tau \equiv \frac{b}{v} \quad (\text{D.52})$$

で与えられる。 b はインパクトパラメータと呼ばれる。もしも $\omega\tau \gg 1$ の場合、 $e^{i\omega t}$ は何度も振動するので積分は 0 になる。一方、 $\omega\tau \ll 1$ の場合、 $e^{i\omega t}$ は 1 になる。

また、 $\int_{-\infty}^{\infty} \dot{\mathbf{v}} dt$ つまり $\dot{\mathbf{v}}$ の時間積分はすなわち、衝突前後の速度変化に等しく、それを $\Delta \vec{v}$ と書くと、

$$\hat{\mathbf{d}}(\omega) \sim \begin{cases} \frac{e}{2\pi\omega^2} \Delta \vec{v} & \text{for } \omega\tau \ll 1 \\ 0 & \text{for } \omega\tau \gg 1 \end{cases} \quad (\text{D.53})$$

(49) 式に代入すると

$$\frac{dW}{d\omega} = \begin{cases} \frac{2e^2}{3\pi c^3} |\Delta \vec{v}|^2 & \text{for } \omega\tau \ll 1 \\ 0 & \text{for } \omega\tau \gg 1 \end{cases} \quad (\text{D.54})$$

となる。衝突時間が短いということは、 \mathbf{v} が非常に速いということなので、電子はほとんど直線運動し、運動の垂直方向に少しだけ速度変化を受けると考えると、

$$\dot{\mathbf{v}} = \frac{\vec{\mathbf{F}}}{m_e} \quad (\text{D.55})$$

$$= \frac{Ze^2}{m_e} \frac{b}{(b^2 + v^2 t^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (\text{D.56})$$

よって

$$\Delta v = \frac{Ze^2}{m_e} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{b}{(b^2 + v^2 t^2)^{\frac{3}{2}}} dt \quad (\text{D.57})$$

$$= \frac{2Ze^2}{m_e b v} \quad (\text{D.58})$$

したがって (54) 式に代入して

$$\frac{dW(b)}{d\omega} = \begin{cases} \frac{8Z^2 e^6}{3\pi c^3 m_e^2 v^2 b^2} & \text{for } b \ll \frac{v}{\omega} \\ 0 & \text{for } b \gg \frac{v}{\omega} \end{cases} \quad (\text{D.59})$$

これは一回の散乱であるが、電子密度、イオン密度をそれぞれ n_e 、 n_i とすると、インパクトパラメータ $b \sim b + db$ 間での単位時間単位体積当たりの電子、イオンの衝突回数は $n_e n_i v 2\pi b db$ で与えられるので、

$$\frac{dW}{d\omega dV dt} = n_e n_i 2\pi v \int_{b_{min}}^{b_{max}} \frac{dW(b)}{d\omega} b db \quad (\text{D.60})$$

$$= \frac{16e^6}{3c^3 m_e^2 v} n_e n_i Z^2 \int_{b_{min}}^{b_{max}} \frac{1}{b} db \quad (\text{D.61})$$

$$= \frac{16e^6}{3c^3 m_e^2 v} n_e n_i Z^2 \ln\left(\frac{b_{max}}{b_{min}}\right) \quad (\text{D.62})$$

ここで b_{max} 、 b_{min} を考える。まず b_{max} であるが、問題にしている ω に対しては、 $b \gg \frac{v}{\omega}$ の範囲では積分しても 0 になる。したがって

$$b_{max} = \frac{v}{\omega} \quad (\text{D.63})$$

となる。次に b_{min} であるが、 b_{min} には 2 つの条件がある。

一つ目の条件は $\Delta v \sim v$ となる条件 (1) で、

$$\Delta v \sim v \quad (\text{D.64})$$

$$\Delta v = \frac{2Ze^2}{m_e b v} = v \quad (\text{D.65})$$

$$b_{min}^{(1)} = \frac{2Ze^2}{m_e v^2} \quad (\text{D.66})$$

である。二つ目は量子論が問題になる条件 (2) で、

$$\Delta x \Delta p \sim \hbar, \quad \Delta x \sim b, \quad \Delta p \sim mv \quad (\text{D.67})$$

$$b_{min}^{(2)} = \frac{\hbar}{m_e v} \quad (\text{D.68})$$

である。

$b_{min}^{(1)} \gg b_{min}^{(2)}$ であるような散乱が古典的な場合、

$$b_{min} = b_{min}^{(1)} \quad (\text{D.69})$$

この時、

$$\frac{1}{2} m_e v^2 \ll Z^2 Ry \quad (\text{D.70})$$

である。

$$\text{但し、} \quad Ry = \frac{m_e e^4}{2\hbar^2} \quad (\text{D.71})$$

$b_{min}^{(1)} \ll b_{min}^{(2)}$ であるような散乱が古典論で扱えない場合、

$$b_{min} = b_{min}^{(2)} \quad (\text{D.72})$$

この時、

$$\frac{1}{2}m_e v^2 \gg Z^2 Ry \quad (\text{D.73})$$

である。考えている物質がプラズマ状態だとすると、条件 (2) が一般的といえる。その場合には

$$\frac{dW}{d\omega dV dt} = \frac{16e^6}{3c^3 m_e^2 v} n_e n_i Z^2 \ln\left(\frac{m_e v^2}{h\omega}\right) \quad (\text{D.74})$$

となる。このスペクトルを log-log で書くと図のようになる。

一般的には色々なことを考えてややこしい部分を Gaunt Factor $g_{ff}(v, \omega)$ に押し込める。

$$\frac{dW}{d\omega dV dt} = \frac{16\pi e^6}{3\sqrt{3}c^3 m_e^2 v} n_e n_i Z^2 g_{ff}(v, \omega) \quad (\text{D.75})$$

$$g_{ff}(v, \omega) = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln\left(\frac{b_{max}}{b_{min}}\right) \quad (\text{D.76})$$

g_{ff} の計算としては、Karzas and Latter (1961) などが有名である。

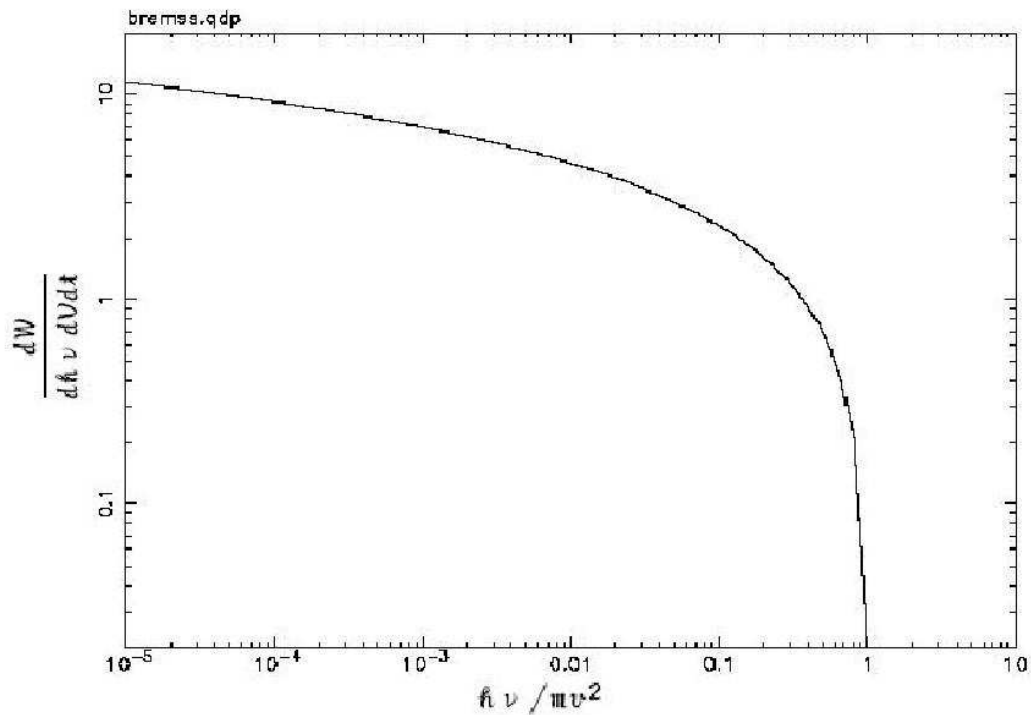


図 D.2: 単一速度の電子による制動放射のスペクトル

D.4 熱制動放射

電子が熱的な分布をとっていた場合、速度分布関数は

$$dP \propto \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2k_B T}\right) d^3 \vec{v} \quad (\text{D.77})$$

$$dP(v) \propto 4\pi v^2 \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2k_B T}\right) dv \quad (\text{D.78})$$

となる。この重みをつけて計算してあげれば良い。

$$\frac{dW(T, \omega)}{dV dt d\omega} = \frac{\int_{v_{min}}^{\infty} \frac{dW(v, \omega)}{d\omega dV dt} v^2 \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2k_B T}\right) dv}{\int_0^{\infty} v^2 \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2k_B T}\right) dv} \quad (\text{D.79})$$

v_{min} についてであるが、周波数 ν においては、少なくとも

$$h\nu \leq \frac{1}{2} m_e v^2 \quad (\text{D.80})$$

でなければ、エネルギー $h\nu$ の光子は作られない。したがって、

$$h\nu = \frac{1}{2} m_e v_{min}^2 \quad (\text{D.81})$$

となる。これを例によって、ややこしい所を \bar{g}_{ff} という *Velocity Averaged Gaunt Factor* というパラメータに押し込めると、

$$\varepsilon_{\nu}^{ff} = \frac{dW(T, h\nu)}{dV dt d\nu} = \frac{2^5 \pi e^6}{3 m_e c^3} \left(\frac{2\pi}{3 k_B m_e}\right)^{\frac{1}{2}} T^{-\frac{1}{2}} Z^2 n_e n_i e^{-\frac{h\nu}{k_B T}} \bar{g}_{ff} \quad (\text{D.82})$$

$$= 6.8 \times 10^{-38} Z^2 T^{-\frac{1}{2}} Z^2 n_e n_i e^{-\frac{h\nu}{k_B T}} \bar{g}_{ff} \quad (\text{ergs s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \text{ Hz}^{-1}) \quad (\text{D.83})$$

となる。X線領域での普通の熱的プラズマは、

$$\bar{g}_{ff} = \left(\frac{3 k_B T}{\pi h\nu}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{D.84})$$

$$\varepsilon_{\nu}^{ff} \propto (h\nu)^{-0.4} e^{-\frac{h\nu}{k_B T}} \quad (\text{D.85})$$

となる。つまり、 $h\nu \ll k_B T$ ではエネルギーインデックスで-0.4のべき関数型、 $h\nu \ll k_B T$ では、Exponential的に落ちる。

全周波数を積分し、単位時間、体積あたりのエネルギー放射量を求めると、

$$\varepsilon^{ff} = \frac{dW}{dt dV} = \left(\frac{2\pi k_B T}{3 m_e}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{2^5 \pi e^6}{3 h m_e c^3} Z^2 n_e n_i \bar{g}_B \quad (\text{D.86})$$

$$= 1.4 \times 10^{-27} T^{\frac{1}{2}} Z^2 n_e n_i \bar{g}_B \quad (\text{ergs s}^{-1} \text{ cm}^{-3}) \quad (\text{D.87})$$

$$\bar{g}_B \simeq 1.2 \quad (\text{D.88})$$

となる。つまり、

$$\varepsilon^{ff} \propto n^2 \sqrt{T} \quad (\text{D.89})$$

である。 n^2 になるのは、電子とイオンの2体相互作用のためである。

D.5 付録

放射スペクトルは電場の時間変化に依存する。今、フーリエ変換より

$$\hat{E}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E(t) e^{i\omega t} dt \quad (\text{D.90})$$

逆フーリエ変換から

$$E(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{E}(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (\text{D.91})$$

また、

$$\hat{E}(-\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E(t) e^{-i\omega t} dt = \hat{E}^*(\omega) \quad (\text{D.92})$$

ポインティングベクトルを用いれば、単位時間、単位面積あたりのエネルギーは

$$\frac{dW}{dt dA} = \frac{c}{4\pi} E^2(t) \quad (\text{D.93})$$

単位面積あたりを求めると

$$\frac{dW}{dA} = \frac{c}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E^2(t) dt \quad (\text{D.94})$$

ここでパーセバルの定理より

$$\int_{-\infty}^{\infty} E^2(t) dt = 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} |\hat{E}(\omega)|^2 d\omega \quad (\text{D.95})$$

また

$$|\hat{E}(\omega)|^2 = |\hat{E}(-\omega)|^2 \quad (\text{D.96})$$

したがって

$$\int_{-\infty}^{\infty} E^2(t) dt = 4\pi \int_0^{\infty} |\hat{E}(\omega)|^2 d\omega \quad (\text{D.97})$$

ゆえに

$$\frac{dW}{dA} = c \int_0^{\infty} |\hat{E}(\omega)|^2 d\omega \quad (\text{D.98})$$

$$\frac{dW}{dA d\omega} = c |\hat{E}(\omega)|^2 \quad (\text{D.99})$$

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 DIVER-SITY
- [4] 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
- [5] 文部科学省 国立天文台「理科年表」
- [6] 日本アイソトープ協会「アイソトープ手帳」
- [7] 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
- [8] 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
- [9] Rybicki , G. B. , Lightman , A. P. , 1979 , WILEY INTER SCIENCE
Radiative Processes in Astrophysics
- [10] 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
- [11] 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
- [12] 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
- [13] W.Coburn et al. Nature 423 (2003)415-417
Polarization of the prompt γ -ray emission from the γ -ray burst of 6 december 2002
- [14] R.E.Rutledge et al. Apj (2003) 0310385 v1
Re-Analysis of Polarization in the γ -ray flux of GRB 021206
- [15] ソーラーセイル WG 「平成 16 年度ソーラーセイル WG 実証計画提案書」
- [16] R. Novick etal. Space Science Rev. 18(1975) pp389-408
Stellar and Solar X-ray Polarimetry
- [17] 金沢大学理学部物理学教室「物理学実験」

- [18] 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
- [19] 小林謙仁「放射線計測 VLSI の開発と衛星搭載用 CdTe ピクセル検出器への応用」 東京大学
2003 修士論文
- [20] 堀川貴子「偏光 X 線ビームラインの較正とガス比例計数管偏光計の開発」 大阪大学 2002 修
士論文