

気球搭載硬X線偏光計フライト用検出器の 性能評価

栗田 康平

修士論文

東京工業大学大学院 理工学研究科 基礎物理学専攻

平成 21 年 2 月 17 日

Abstract

Polarization measurements in the soft gamma-ray band are expected to provide a powerful probe into high-energy emission mechanisms as well as the distribution of magnetic fields, radiation fields and interstellar matter. However, the polarization has never been measured at soft gamma-ray energies because of the difficulty of the observation system. We are developing a soft gamma-ray polarimetry experiment with a balloon, PoGOLite (Polarized Gamma-ray Observer - Light Version) being developed by groups in USA, Sweden, France and Japan. PoGOLite utilizes the anisotropy of Compton scattering for polarized X-ray photon. The main detector of the polarimeter is the Phoswich Detector Cell (PDC) using three kinds of scintillators. A signal from the scintillators is read out by a photomultiplier tube (PMT). PoGOLite aims for the first observation in 2010.

We have conducted a polarized photon beam test with a PoGOLite prototype which consists of 19 flight-model PDCs and data acquisition system at KEK on Feb. 2008. In this thesis, We analyzed the data of the beam test and estimated the modulation factor and detection efficiency. In addition, we simulated the beam test using the Geant4 toolkit and compared the simulation results to experimental ones quantitatively. As a result, the experimental result was consistent with the simulation within a 1σ confidence level. Furthermore, We take the non-linearity of the light yield of the fast scintillators into consideration and re-simulated the test. Thus, we can obtain the more consistent result than that described early and found that it is important to consider the non-linearity.

We have conducted PoGOLite flight-model PMT assemblies (PMT-ASSYs) acceptance test. In this acceptance test, we tested about 100 PMT-ASSYs in terms of the bias voltage dependence with gains, the cramping in the case of large input signals and behavior in low temperatures. As a result, we found 9 problematic PMT-ASSYs for about 100 and the rest of the PMTs satisfy our requirements.

目次

第1章	X線偏光観測	7
1.1	X線偏光観測の歴史	7
1.2	偏光	7
1.3	X線偏光観測で解明できる高エネルギー天体の物理	8
1.3.1	回転駆動型パルサーの放射メカニズム	8
1.3.2	降着円盤の幾何学的構造の解明	10
1.4	直線偏光の偏光度	11
1.5	X線偏光観測原理	11
1.5.1	ブラッグ反射を利用した偏光計	11
1.5.2	光電効果を利用した偏光計	11
1.5.3	コンプトン散乱を利用した偏光計	12
1.6	測定データの統計	15
1.6.1	ポアソン分布	15
1.6.2	ガウス分布	15
1.6.3	ガウス積分	16
第2章	PoGOLite プロジェクト	17
2.1	PoGOLite プロジェクト概要	17
2.2	PoGOLite の検出器	17
2.2.1	シンチレータ	17
2.2.2	光電子増倍管	18
2.2.3	PoGOLite の検出器構成	18
2.3	PoGOLite の X線偏光検出原理	20
2.4	波形弁別法	21
第3章	フライトモデルの検出器 19 ユニットを用いた偏光ビーム試験	24
3.1	実験セットアップ	24
3.2	データ収集システム	25
3.3	実験方法	25
3.4	実験結果	27
第4章	KEK 実験のシミュレーション	34
4.1	シミュレーション方法	34
4.2	シミュレーションセットアップ	35
4.3	シミュレーション結果と実験結果の比較	37

4.3.1	モジュレーションファクターの比較	37
4.3.2	検出効率の比較	40
4.3.3	モジュレーションファクターや検出効率のコンプトン散乱イベント範囲依存性の比較	40
4.3.4	3 ヒットイベントにおけるモジュレーションファクターの比較	43
第 5 章	PMT 受け入れ試験	45
5.1	PoGO Lite 用 PMT アセンブリの概要	45
5.2	PMT 受け入れ試験の目的	47
5.3	PMT 受け入れ試験の概要	47
5.3.1	初期不良の確認と波形チェック	47
5.3.2	ゲインの印加電圧依存性	48
5.3.3	温度試験	49
5.4	PMT 受け入れ試験結果	49
5.4.1	初期不良の確認と波形チェックの結果	49
5.4.2	ゲインの印加電圧依存性の結果	53
5.4.3	温度試験の結果	54
5.5	問題のある PMT	55
5.6	まとめ	55
	参考文献	57

目次

1.1	回転駆動型パルサーの放射理論モデル。それぞれのモデルで異なる領域の磁気圏から γ 線が放射される。Polar Cap モデルは極近傍から、Outer Gap モデルはライトシリンダー近傍から γ 線が放射される。Caustic モデルは極からライトシリンダーにかけての領域で γ 線が放射される。	8
1.2	かにパルサーに対して、それぞれのモデルで予想される各位相での偏光度と偏光面。	9
1.3	降着円盤を見込む角度に応じて異なる光子の偏光度	10
1.4	偏光した光子が散乱されたときの模式図。 e_0 は入射光子の偏光面、 e_1 は散乱光子の偏光面、 k_0 は入射光子の進行方向、 k_1 は散乱光子の進行方向。クライン仁科の式から η が 90 度のとき散乱断面積が最大になるため、方位角に異方性が現れる。	13
1.5	理想的な偏光計。微小体積の散乱体 A でコンプトン散乱された光子が、微小体積の検出器 B で検出される。検出されるイベント数は η に依存する。	13
1.6	モジュレーションファクターの θ 依存性	15
2.1	ラインフォーカス型光電子増倍管の断面図	18
2.2	PoGOLite 検出器の PDC。右側はそれぞれのシンチレータの写真である。PMT の直径は 2.6cm で、シンチレータは ~ 2.7 cm である。	19
2.3	Slow シンチレータと BGO シンチレータの構成図。左図は Slow シンチレータであり、外側から鉛、スズ、プラスチックという 3 層構造をしている。右図は BGO シンチレータであり、外側に BaSO_4 が巻かれている。	19
2.4	PoGOLite のゴンドラのデザイン。偏光検出器は中心の円柱状の圧力容器の中に入る。ターゲットの追跡は方位角用、仰角用の 2 つの車輪を動かして行なう (図中の Fly Wheel)	20
2.5	PoGOLite 検出器。	21
2.6	左:PoGOLite 検出器の断面図。右:真上から見た PoGOLite 検出器。図のように偏光光子は偏光ベクトルに対して垂直方向に散乱しやすい性質を持つ。	22
2.7	PoGOLite が取得する信号。(1) のような観測天体から来た光子が Fast シンチレータでコンプトン散乱され別の Fast シンチレータで光電吸収されたイベントのみを取得する。(2)~(6) のような Fast シンチレータ以外に一回でもエネルギーを落としたイベントは排除する。	22
2.8	Fast シンチレータの信号のような波形の立ち上がり早い信号について、左が 3clock ずらして差をとる場合、右が 15clock ずらして差をとる場合である。赤線がその差分の波高値である。ただし、差分の波高値が負になる場合はゼロとした。	23
2.9	Slow シンチレータや BGO シンチレータの信号のような波形の立ち上がり遅い信号について、左が 3clock ずらして差をとる場合、右が 15clock ずらして差をとる場合である。赤線がその差分の波高値である。ただし、差分の波高値が負になる場合はゼロとした。	23

3.1	2008年2月のKEK実験におけるPoGOLiteフライトモデルPDC19ユニットの写真 . . .	24
3.2	PDC19ユニットの正面図。ここでは灰色の領域を inner ユニット、赤色の領域を outer near ユニット、青色の領域を outer far ユニットと呼ぶ。	25
3.3	上の図の左側はFlash ADC ボードであり、右側はdigital I/O ボードである。下の図はSpace Cube である。	26
3.4	KEK実験で使用したPoGOLiteのDAQシステムのブロックダイアグラム。このシステムは3つのFADCボードと1つのDigital I/O board で構成されており、データの読み出しはSpaceCube がコントロールしている。	26
3.5	ビームの入射方向から見たKEK実験におけるPDC19ユニットの図。回転方向はビームの入射方向から見て左回りである。各PDCを識別するため番号をつけた。	27
3.6	中心ユニットに50 keVの光子を入射させて得られた波高値の2次元散布図。縦軸は長い時間(~420ns)で積分した波高値で、横軸は短い時間(~110ns)で積分した波高値である。	27
3.7	実験で得られた回転角0deg時の2次元散布図。横軸は中心ユニットに落とされたエネルギーであり、縦軸は落とした全エネルギー。約7 keVのエッジはトリガースレッシュホールドのエネルギーと一致する。	28
3.8	KEK実験で得られたモジュレーションカーブ。上からinnerユニット、outer near ユニット、outer far ユニットのモジュレーションカーブである。	30
3.9	KEK実験で得られた3ヒットイベントのモジュレーションカーブ。上からinnerユニット、outer near ユニット、outer far ユニットのモジュレーションカーブである。	32
4.1	3次元グラフィックスを表現するための言語VRML(Virtual Reality Modeling Language)によって描いたシミュレーションにおける検出器のセットアップ図。上は検出器を横から見た図で、左からSlowシンチレータ、Fastシンチレータ、BGOシンチレータの順に並べてある。下の図は検出器を傾けて、検出器の構造や散乱光子の様子を見やすくした図である。この図では50 keVの光子を30発入射させている。	36
4.2	シミュレーションで得られた回転角0deg時の2次元散布図。横軸は中心ユニットに落とされたエネルギーであり、縦軸は全ユニットで落とされたエネルギー。点線内はコンプトン散乱イベントの領域であり、この範囲は実験と同じである。	37
4.3	シミュレーションで得られたモジュレーションカーブ。上からinnerユニット、outer near ユニット、outer far ユニットのモジュレーションカーブである。	38
4.4	波高値とエネルギーの非線形性。縦軸は50 keVを1としたときの波高値の割合であり、横軸はエネルギーである。	39
4.5	コンプトン散乱イベントの領域。2次元散布図は実験のものを使用している。点線は50keVを中心として1辺5keVずつ増やしていった。	41
4.6	モジュレーションファクターのコンプトン散乱イベント範囲の依存性。上からinnerユニット、outer near ユニット、outer far ユニットのモジュレーションファクターである。青丸はシミュレーション値、黒丸は非線形性を考慮したシミュレーション値、赤丸は実験値である。	42
4.7	検出効率の計数範囲依存性。青丸はシミュレーション値、黒丸は非線形性を考慮したシミュレーション値、赤丸は実験値である。	43
4.8	シミュレーションで得られた3ヒットイベントのモジュレーションカーブ	44

5.1	PoGOLite 検出器で使用する PMT。高圧電源が内蔵されている。長さは約 20cm。 . . .	46
5.2	PoGOLite 用 PMT の回路図。荷電粒子などによる Dead Time を低減させるためにクラ ンプダイオード (D1-D4) が組み込まれている。また、安定した増幅率を実現するた めにツェナーダイオード (ZD1) が組み込まれている。	46
5.3	LED の照射試験のセットアップ。NIM clock の幅は 100ns である。	48
5.4	^{55}Fe のスペクトル測定のセットアップ図。	48
5.5	PMT の温度試験のセットアップ。恒温槽には PMT が 5 本入るので、5 本まとめて測定 した。	49
5.6	温度試験における恒温槽のセットアップ。PMT の温度を同じにするために、各温度に 到達してから 1 時間後に測定を開始する。温度は一般的に PMT に影響が出ないとされ る $\pm 0.5^\circ\text{C}/\text{min}$ で変化させた。	50
5.7	典型的な PMT のダイノード、アノードの出力波形	50
5.8	典型的な PMT の CSA 出力 (左側はオシロスコープの 1 マスが 40ns、右側は 200ns) .	51
5.9	PMT に LED を照射したときの典型的な波形。左側が 13dB で減衰した波形で、右側が 0db (減衰なし) の波形。通常の信号 (1V) に対しては正常に動作しているが大きな信 号 (4V) に対しては信号がクランプされている。	52
5.10	典型的なバイアス電圧とゲインの関係。青色の実線はフィッティング関数であり、電圧 が +950V~+1250V の範囲でフィッティングした。	53
5.11	左図: +1100V 印加時のダイノードの相対ゲインの分布。相対ゲインはピーク ADC チャ ンネルで規格化されている。右図: 印加電圧のべきの分布 (ただし、フィッティングで きなかつた PMT は除いてある)。平均は 7.77 である。	54
5.12	温度試験における典型的な 1p.e. のスペクトル。印加電圧は +1100V である。各温度に おける測定時間は 300 秒である。	54
5.13	温度試験で問題が見つかった PMT。30°C 以外のスペクトルにおいて 1 p.e. のピークが はっきり見えない。	56

表 目 次

3.1	KEK 実験で得られたモジュレーションファクター。MF はこの実験でのビームの偏光度 89.7% に対するモジュレーションファクター。MF ₁₀₀ は偏光度 100% 偏光に対するモジュレーションファクター。	31
3.2	実験で得られた 3 ヒットイベントのモジュレーションファクター。MF はこの実験でのビームの偏光度 89.7% に対するモジュレーションファクター。MF ₁₀₀ は偏光度 100% 偏光に対するモジュレーションファクター。	33
4.1	モジュレーションファクターの実験値とシミュレーション値の比較。実験値は 100% 偏光光子に対するモジュレーションファクターである。	39
4.2	実験値とシミュレーションのモジュレーションファクターの比較。表中のモジュレーションファクターはすべて 100% 偏光光子に対するモジュレーションファクターである。比の計算方法は 非線形性を考慮したシミュレーション値 - 実験値 / 非線形性を考慮したシミュレーション値である。	39
4.3	実験値とシミュレーションの検出効率の比較。回転角は 0deg である。	40
4.4	3 領域についての実験値とシミュレーションの検出効率の比較。	40
4.5	3 ヒットイベントのモジュレーションファクター。すべて 100% 偏光に対するモジュレーションファクターである。表中の比の計算方法は 非線形性を考慮したシミュレーション値 - 実験値 / 非線形性を考慮したシミュレーション値である。	43

第1章 X線偏光観測

1.1 X線偏光観測の歴史

天体からの放射を観測するには以下の4つの方法がある。天体の空間構造を得る撮像、天体からの光の放射強度を測る測光、波長を細かく分けてスペクトルを得る分光、光の電場の偏りを調べる偏光である。これまで電波、可視領域において上記すべての観測が行われてきた。しかし、X線・ γ 線領域においては撮像、測光、分光での観測は行われてきたが、偏光観測は技術的に困難なためほとんど行われなかった。

これまで有意に偏光を観測できたのは、OSO-8衛星によるかに星雲からの偏光を捉えた例のみである。OSO-8衛星はブラッグ反射を利用していたために、2.6 keVと5.2 keVのエネルギーにとどまっており、軟X線での非常に狭い領域でしか観測が行われていない。

また、RHESSI衛星が偶然ガンマ線バーストの偏光を捉えたという報告があるが、データ解析に大きな不定性があると考えられており信頼性に欠けるものである。

以上のように、X線偏光観測は未だ開拓されていない分野であると言える。しかし、今もなおX線偏光観測が期待されているのは、X線偏光観測でしか解明できない物理が存在するためである。例えば、パルサーやブラックホールの磁場構造は測光、分光、撮像では解明できず、偏光観測によってのみ解明することができる。また、天体からの放射の素過程もこれまでは分光と測光の手法を用いて、スペクトルの形とその時間の変動から推測してきたが、偏光という全く独立な手法を用いることによってその素過程を決定できる。さらに、降着円盤や分子雲トーラスなどの非常にスケールの小さい天体の構造やジオメトリは、これまでの撮像観測ではまったく分解できなかったが、偏光観測によって初めてその構造やジオメトリに関する情報を得ることができる。

このように、様々な物理を解明できる偏光観測は今後のX線天文学の発展のために非常に重要であると考えられている。

1.2 偏光

偏光とは電場および磁場が特定の方向にしか振動していない光のことであり、通常その電場ベクトルの振動の面を偏光面という。偏光の種類は3つの種類があり、その電場ベクトルの軌跡の形によって直線偏光、円偏光、楕円偏光に分類される。天体からのX線、 γ 線の偏光は強い磁場 ($B \geq 10^{12} \text{G}$) でのシンクロトロン放射によって発生する。偏光を生み出す天体のほとんどは、磁場や散乱の絡む非熱的な系であると考えられている。

1.3 X線偏光観測で解明できる高エネルギー天体の物理

1.3.1 回転駆動型パルサーの放射メカニズム

パルサーは規則正しく繰り返す電波パルスを放出する天体である。1967年に約1.33秒周期の電波パルサーが初めて発見されて以来 (Hewish et al., 1968) 現在までに1500個以上が観測され、そのパルスの周期は1.6ミリ秒から8.5秒にわたっている。

パルスの安定した周期が星の回転を表すと考えると、パルス周期から示唆される回転はあまりにも速く、普通の星なら遠心力で飛び散ってしまう。この遠心力破壊を免れ得るほど重力の強い星は中性子星だけである。パルサーからの γ 線はパルサー磁気圏内において中性子星の磁力線に沿って運動する相対論的粒子から放出され、その放射は強くビーミングしており、磁力線と垂直な方向に強く偏光していると考えられている。しかし、粒子加速が磁気圏のどの場所で起きているのかは全くわかっておらず、このパルサーの放射領域を予想する理論モデルとして以下の3つのモデルが提唱されている。

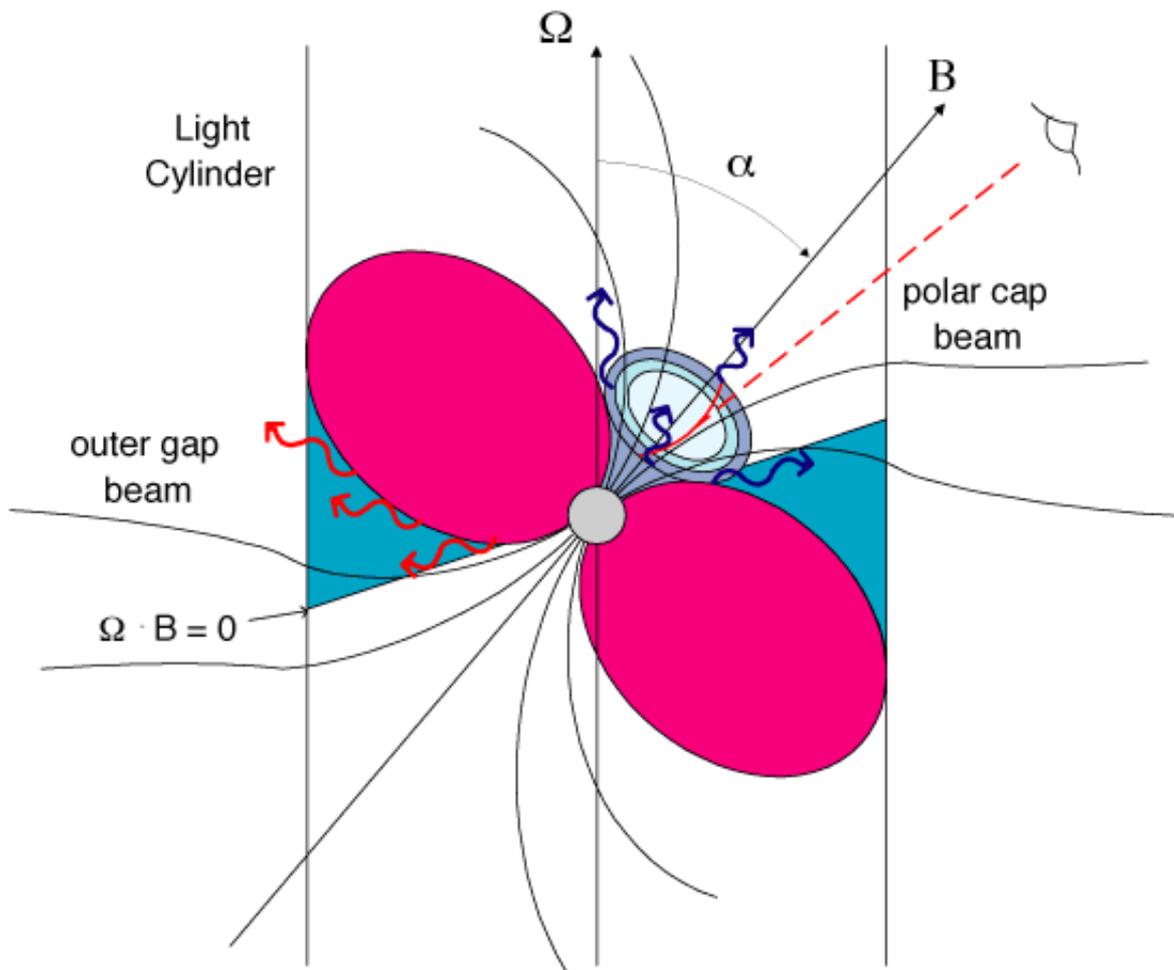


図 1.1: 回転駆動型パルサーの放射理論モデル。それぞれのモデルで異なる領域の磁気圏から γ 線が放射される。Polar Cap モデルは極近傍から、Outer Gap モデルはライトシリンダー近傍から γ 線が放射される。Caustic モデルは極からライトシリンダーにかけての領域で γ 線が放射される。

まず、中性子星の極の表面付近で放射が起こるといふ Polar Cap モデルがある。これは、回転している中性子星の極の表面付近で磁力線に平行な電場が生じ、そこで粒子が加速されながら磁場に巻き付いて表面付近で放射が起きるといふモデルである (図 1.1)。

次に、磁力線が切れて開いた状態の領域で放射が起こるといふ Outer Gap モデルがある。中性子星から出ている磁力線は、中性子星の回転によってある半径 r_L で磁力線の速度が光速になってしまう。その r_L を越えると磁力線が切れて開いた状態になり、電荷のない領域ができる。この領域を Outer Gap 領域という。その時の r_L は中性子星の角速度 ω を用いて $r_L = c/\omega$ と表される。閉じた磁力線の上では、電荷の分離によってパルサーの回転起電力 (10^{15} V) が打ち消されるために、電荷は加速されず効率的な放射を起こすことができない。しかし、磁場が開いている Outer Gap 領域では 10^{15} V というポテンシャルによって、電子陽電子の対生成および加速が行われて γ 線が放射される。しかし Outer Gap モデルでは、かにパルサーのようなパルスが放射されていない位相での放射 (o-pulse 放射) をうまく説明することができない。

最後に、Polar Cap からライトシリンダーにかけての領域で放射が起こるといふ Caustic モデルがある。このモデルは加速領域を Polar Cap からライトシリンダーまで拡張することで、光速が有限であるために、異なる領域から放射が起きることによって生じる時間差と光行差の効果が生じ、かにパルサーのようなパルサー天体のライトカーブをうまく説明できる。

このようにかにパルサーの放射機構を説明するモデルとして、Polar Cap モデル、Outer Gap モデル、Caustic モデルという3つの有力なモデルがあるものの、これまでの分光や測光観測ではどれが正しいのか決着をつけることができない。しかし、それぞれのモデルは図 1.2 のように位相毎に異なる偏光度、偏光面を予言するため、偏光観測を行うことによって初めてかにパルサーの放射機構を決定することができる。

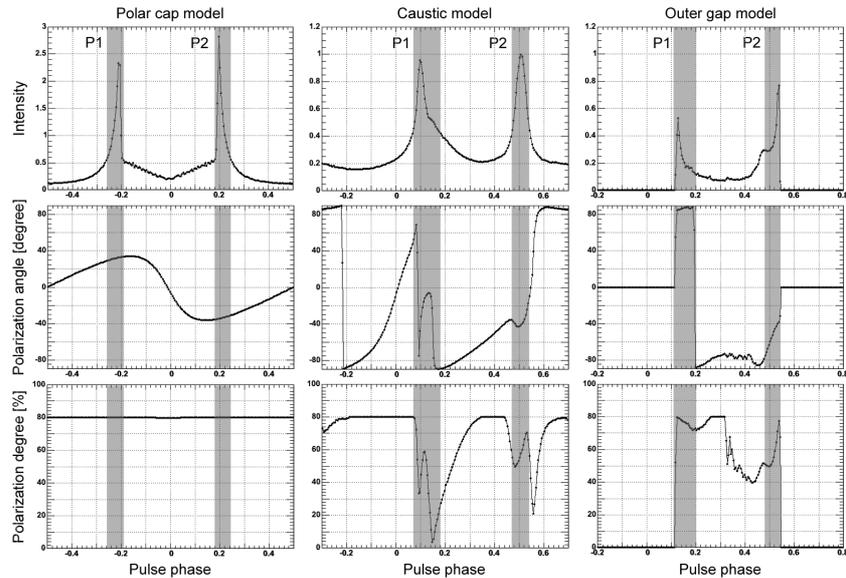


図 1.2: かにパルサーに対して、それぞれのモデルで予想される各位相での偏光度と偏光面。

1.3.2 降着円盤の幾何学的構造の解明

ブラックホール連星系やセイファート銀河において、中心のブラックホール周辺には降着円盤が存在する。降着円盤とは伴星の大気や周辺の物質が中心のブラックホールへ角運動量を持ちつつ落ち込んでいくときに形成される円盤である。典型的なブラックホールの降着円盤のサイズは 10^{11} cm $\sim 10^{-7}$ pc で、我々の銀河系内近傍にあるとして距離を 1 kpc と仮定すると、そのサイズは 10^{-10} rad $\sim 10^{-5}$ arcsec である。現在の世界最高の分解能を持つX線天文衛星 Chandra の空間分解能は 0.5arcsec 程度であり、撮像という手法を用いて降着円盤の幾何学的構造を知ること不可能である。

しかし、偏光観測を行うことで降着円盤の傾き角を知ることができる。図 1.3 のように中心のブラックホール周辺からはX線が放射されており、その散乱角によって光子の偏光度は異なる。そのため観測では降着円盤で様々な角度で散乱された光子の重ね合わせの偏光度を観測することになる。例えば降着円盤を真横から観測する場合、ある一定の角度で散乱した光子しか観測できないため、偏光した光子が観測される。それに対して真上から降着円盤を見る場合、1つ1つの光子は偏光しているが、様々な方向に散乱された光子を観測することになり結果的に無偏光の光子が観測される。このように見込む角度に応じて光子の偏光度が異なることが期待されるため、偏光観測から間接的に降着円盤の傾き角を知ることができる。

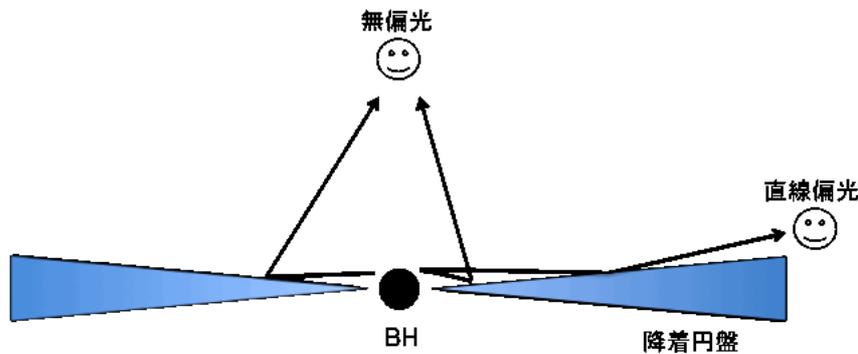


図 1.3: 降着円盤を見込む角度に応じて異なる光子の偏光度

また降着円盤の内側の半径は、中心のブラックホールの半径 r_g (シュバルツシルト半径)の3倍であり、降着円盤の中心にあるブラックホールが $3r_g$ を持つブラックホールか、それともさらに内縁まで降着円盤が伸びている Kerr ブラックホールかが偏光観測を行うことでわかるとする考えもある (Connors & Stark 1977)。これは一般相対性理論の重力レンズ効果によって、ブラックホール近傍で光路が歪み、降着円盤に散乱された一部の光子の偏光面が強調されるためだと考えられている。シュバルツシルト半径より内側まで伸びている降着円盤ならばその重力レンズ効果は強く、シュバルツシルト半径程度の降着円盤ならばその効果は抑えられて観測されるはずである。

さらに降着円盤だけに限らず、セイファート銀河などで形成されている分子トーラスの構造も偏光観測によって知ることができる。例えばセイファート 1 型と 2 型の銀河では、我々が分子トーラスを見込む角度が異なるため偏光度は明らかに異なるはずである。これによりトーラスの配置などに関する情報を偏光観測によって得ることができる。

1.4 直線偏光の偏光度

電磁波の電場ベクトルの重ね合わせが最大の振幅をもつ方向を光の偏光方向と定義する。光の偏光方向の強度を I_{\parallel} 、それに垂直な方向の強度を I_{\perp} とすると、光の直線偏光の度合い（直線偏光度あるいは単に偏光度） P は次のように表される。

$$P \equiv \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}} \quad (1.1)$$

$P=1$ のときを完全偏光、 $P=0$ のときを無偏光と呼ぶ。X線は粒子性が強いため、電波や可視光のように偏光板などを用いて I を直接測定することができない。次に X線偏光を測定するための X線偏光計について述べる。

1.5 X線偏光観測原理

1.5.1 ブラッグ反射を利用した偏光計

原子面またはイオン面の間隔が d であるような結晶の表面に波長 λ の X線のビームが照射される時、回折線の強度は $2d \sin \theta = n\lambda$ で最大となる。ここで θ （ブラッグ角）は入射角の余角で n は整数である。この条件が満たされて起こる反射をブラッグ反射と呼ぶ。この時、入射した X線はその偏光面（電場ベクトル）が結晶面に対して平行な場合は反射率が最大となり、面に対して垂直な場合は反射率はゼロとなる。よって偏光した X線が結晶に入射した場合、ある一定方向のみ散乱される。この原理を用いたのが OSO-8 衛星で、この衛星によるかに星雲からの X線偏光の観測が現在まで唯一 X線で偏光を観測した例である。しかし、このブラッグ反射が起きるのは特定の波長のみであり、 $n \geq 3$ の反射の場合はその強度が急激に落ちてしまう。そのため、OSO-8 衛星では 1 次と 2 次の反射（2.6 keV と 5.2 keV）という狭い領域でしか偏光を検出できなかった。

1.5.2 光電効果を利用した偏光計

光子は電磁波であるため、その進路にある原子の軌道電子は電磁場の振動のエネルギーを受けて揺すぶられ、原子の束縛を断ち切って軌道から飛び出すことがある。光電効果の過程では、光子は吸収物質原子と相互作用して完全に消失する。この場合エネルギーを持った光電子（p.e.; photoelectron）が原子の束縛された殻から放出される。この光電子は次のようなエネルギーを持つ。

$$E_{e^-} = h\nu - E_b \quad (1.2)$$

ここで、 E_b は光電子が最初存在した殻の結合エネルギーを表す。

偏光した X線が光電吸収されるとき、K 殻から放出される電子の角度成分を含んだ微分散乱断面積は、次のように与えられる。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \frac{\sin^2 \theta \cos^2 \eta}{(1 - \beta \cos \theta)} \quad (1.3)$$

ここで、 θ は入射光子の方向と放出された光電子の方向がなす角、 ϕ は入射光子の偏光方向と放出された光電子の方向がなす方位角、 β は電子の速度 v と光速の比 ($\beta = v/c$) である。この式から $\phi = 0$ つまり入射光子の偏光方向に沿って光電子が放出されやすいことがわかる。

この性質を利用して偏光を検出する事ができる。例えばガス比例計数管の中に偏光した光子を入射させると、比例計数管の中で光電吸収された光子は偏光面に沿って光電子を放出して偏光方向に偏った電子雲が形成される。その電子雲を GEM (Enrico Costa et al.2001) などで増幅し、さらに読み出しとなる電極をピクセル化することで電子雲の広がりの方角を捉え偏光を観測する研究が現在行われている。また光電吸収は数 keV から数十 keV で支配的な相互作用であり、ブラッグ反射と異なり連続的に偏光を捉える事ができるため、軟 X 線領域での偏光観測に適している。また、後述のコンプトン散乱の場合と比較すると、コンプトン散乱の反応断面積は散乱角が 90 度でない限り方位角がどのような値をとってもゼロになり得ないが、光電吸収の場合ではその反応断面積は、 $\phi = 90$ 度の時はゼロになる。

1.5.3 コンプトン散乱を利用した偏光計

コンプトン散乱の相互作用過程は入射光子はコンプトン散乱によって入射方向から角度 θ の方向へ散乱される。このとき光子はエネルギーの一部を、最初静止していたと仮定される電子へ伝達する。この電子は反跳電子と呼ばれる。すべての角度に散乱することが可能なので、電子に伝えられるエネルギーはゼロから入射光子エネルギーに近い値まで変化し得る。この相互作用に対する散乱光子エネルギーと散乱角の関係式は次のように表せる。

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)} \quad (1.4)$$

m_0c^2 は電子の静止エネルギー (511 keV) である。

X 線や γ 線は粒子性が強いので可視光や電波のように偏光を波として観測することは難しい。30 keV~1 MeV の光子は物質中でコンプトン散乱しやすく、このようなエネルギーバンドでの偏光測定はコンプトン散乱を利用することが望ましい。偏光した光子のコンプトン散乱の模式図を図 1.4 に示す。

図 1.4 のように、入射光子の進行方向に対してなす角度を θ とし、偏光面に対してなす角度を η とすると、コンプトン散乱における偏光光子の微分散乱断面積は次のクライン・仁科の式で表される。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2}r_0^2\epsilon^2(\epsilon + \epsilon^{-1} - 2\sin^2\theta\cos^2\eta) \quad (1.5)$$

となる。ここで、 r_0 は古典電子半径である。また、入射光子のエネルギーを E_0 、散乱光子のエネルギーを E とすると ϵ は、

$$\epsilon = \frac{E}{E_0} = \frac{1}{1 + \frac{E_0}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)} \quad (1.6)$$

と表せる。ここで、図 1.5 のような微小体積の散乱体で光子が散乱され、微小体積の検出器で検出するという理想的な偏光計を考える。 η は入射光子と偏光面がなす角度であり、コンプトン散乱の異方性から、角度 η に応じて検出器 B でのカウントは変調する。 $\eta = 90$ 度のときそのカウント数は最大とな

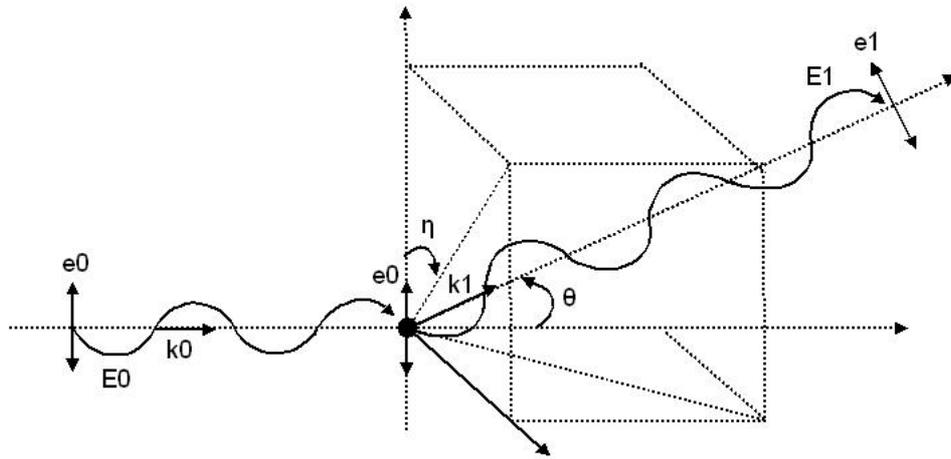


図 1.4: 偏光した光子が散乱されたときの模式図。 e_0 は入射光子の偏光面、 e_1 は散乱光子の偏光面、 k_0 は入射光子の進行方向、 k_1 は散乱光子の進行方向。クライン仁科の式から η が 90 度のとき散乱断面積が最大になるため、方位角に異方性が現れる。

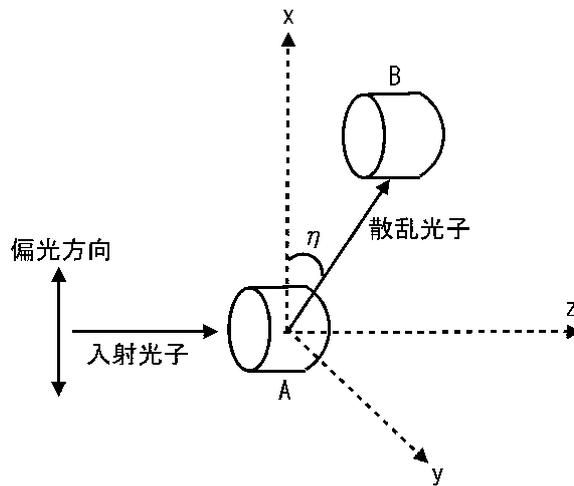


図 1.5: 理想的な偏光計。微小体積の散乱体 A でコンプトン散乱された光子が、微小体積の検出器 B で検出される。検出されるイベント数は η に依存する。

り (N_{\perp})、 $\theta = 0$ 度の際はそのカウント数は最小 (N_{\parallel}) となる。ここで、変調の度合いを示す値 Q を次のように定義する。

$$Q = \frac{N_{\perp} - N_{\parallel}}{N_{\perp} + N_{\parallel}} \quad (1.7)$$

さらに、 E_0 や θ が決まると式は、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = A - B \cos 2\eta \quad (1.8)$$

と表せる。ここで、 A と B は定数である。この式から、 $\eta = 90$ 度、 270 度のとき微分散乱断面積は最大となることがわかる。つまり偏光光子がコンプトン散乱する場合、その偏光面に対して垂直方向に散乱されやすいことがわかる。また、前方散乱 ($\theta = 0$ 度)、後方散乱 ($\theta = 180$ 度) のときは、 η がどのような値をとっても $\sin^2 \theta \cos^2 \eta$ の項がゼロとなるため、コンプトン散乱の異方性は生じない。光子のカウント数の最大値を N_{max} 、最小値を N_{min} とすると、偏光計のモジュレーションファクター (MF) は次のように定義される。

$$MF = \frac{N_{max} - N_{min}}{N_{max} + N_{min}} \quad (1.9)$$

ここで式から、

$$N_{max} = A + B \quad (1.10)$$

$$N_{min} = A - B \quad (1.11)$$

となるので、式は次のように書き換えられる。

$$MF = \frac{B}{A} \quad (1.12)$$

観測されたモジュレーションファクターを M_{obs} とし、偏光度 100% の光子に対するモジュレーションファクターを M_{100} とすると、

$$M_{obs} = M_{100}P \quad (1.13)$$

ここで、 P は入射光子の偏光度である。よって入射光子の偏光度は

$$P = \frac{M_{obs}}{M_{100}} \quad (1.14)$$

のように表せる。つまり、偏光度 100% の光子に対するモジュレーションファクターがわかれば、観測されたモジュレーションファクターから入射光子の偏光度を知ることができる。

入射光子の散乱位置と吸収位置を知る精度が悪いと偏光がなまされ、モジュレーションは小さくなり、モジュレーションファクターは小さくなる。それ以外にモジュレーションファクターは検出器の位置によっても変わる。式??を式??を用いて書き換えると、

$$MF = \frac{d\sigma(\eta = \pi/2) - d\sigma(\eta = 0)}{d\sigma(\eta = \pi/2) + d\sigma(\eta = 0)} \quad (1.15)$$

$$= \frac{\sin^2 \theta}{\epsilon^{-1} + \epsilon - \sin^2 \theta} \quad (1.16)$$

となる。式??をグラフで表すと図 1.6 のようになり、理想的な偏光計の場合でも硬 X 線領域では θ が 90 度から外れた散乱を用いるとモジュレーションファクターを小さくしてしまうことがわかる。

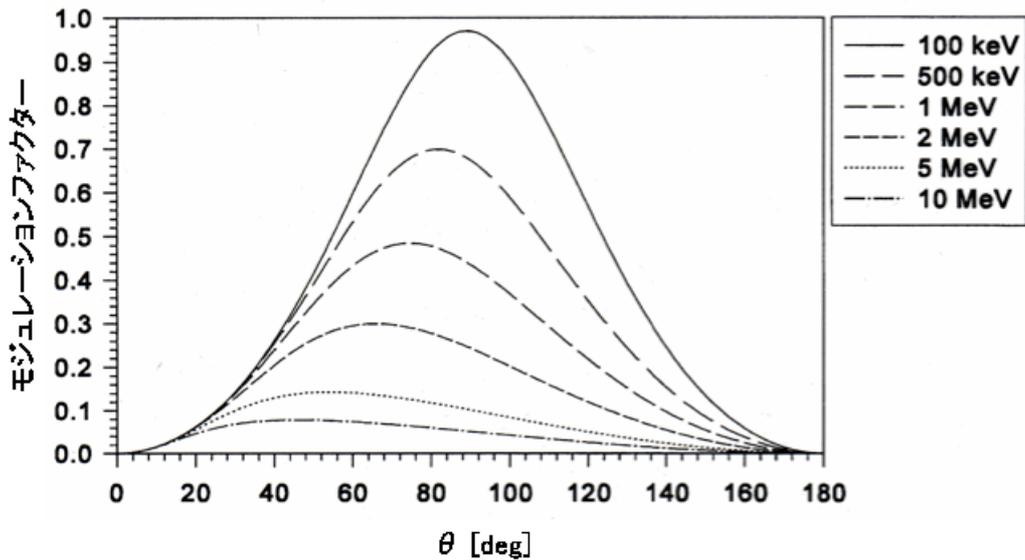


図 1.6: モジュレーションファクターの θ 依存性

1.6 測定データの統計

放射線などの測定データには常に、人為的な要素（操作、方法、装置など）に起因する誤差と時間的にランダムな放射線の放出に起因する計数値の統計的な誤差が伴う。

1.6.1 ポアソン分布

計数値の統計的変動はポアソン分布に従う。平均の計数値 m に対して n なる計数値を示す確率 $P(n)$ は、二項分布関数から導かれ、標準偏差を σ とすると、ポアソン分布関数は次のように表せる。

$$P(n) = \frac{m^n e^{-m}}{n!} \quad (1.17)$$

ここで、

$$\sigma^2 \equiv \Sigma(n - m)^2 P(n) = m \quad (1.18)$$

であることから、

$$\sigma = \sqrt{m} \quad (1.19)$$

となる。また、 n があまり小さくないとき $n \simeq m$ であるから 1 回の測定で得られる計数値 n は計数誤差（標準偏差; 1σ ）を含めて $n \pm \sqrt{n}$ と表される。

1.6.2 ガウス分布

ポアソン分布は計数値のみの非連続数に適用されるので、数学的な取り扱いが困難であるが、平均値 m がおよそ 20 以上のときは、ポアソン分布はガウス分布（正規分布） $G(n)$ とほぼ一致する。ガウ

ス分布関数を以下に示す。

$$G(n) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(m-n)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (1.20)$$

ポアソン分布の取り得る値は整数のみであり、 m が小さいとき分布の形は中心値に対して左右非対称である。一方、ガウス分布の取り得る変数は任意の実数であり、左右対称である。しかし、 n が数十以上になると両者はほぼ等しくなる。

1.6.3 ガウス積分

ガウス積分とは確率積分とも呼ばれ、確率論における正規化や誤差関数の定義などにも用いられる。この積分は公式として次のように表せる。

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-ax^2) = \sqrt{\frac{\pi}{a}} \quad (1.21)$$

第2章 PoGOLite プロジェクト

2.1 PoGOLite プロジェクト概要

宇宙 X 線、 γ 線は地球大気により吸収されてしまうため、地表まで到達することができない。そのため宇宙 X 線、 γ 線の観測を行なう場合は検出器を搭載した人工衛星を宇宙空間に飛ばして観測を行うことが望ましい。しかし、人工衛星の製作には大きなマンパワーとコスト、長い開発期間を必要とするため、偏光 X 線観測のような新たな分野を切り開くプロジェクトの場合、いきなり人工衛星を打ち上げて観測を行うのは予算的にも技術的にも多大なリスクを伴うので現実的には不可能である。そこで、通常あらかじめ先駆的な実験を行ない、人工衛星でも同様な成果をあげることができるという確証を得てから人工衛星のプロジェクトに移る。

気球実験はそのような先駆的な実験の一つである。気球実験はマンパワーやコストを人工衛星よりも少なくすることができ、たとえ失敗しても大きな損失を被ることなく新しい技術も反映させやすい。PoGOLite (Polarized Gamma-ray Observer - Light Version) はこうした気球実験の一つであり、コンプトン散乱の異方性を利用して 25 keV ~ 80 keV の硬 X 線領域の直線偏光を観測するプロジェクトである。

このプロジェクトは 2004 年に PoGO プロジェクトとして発足し、その後装置のサイズを約半分にし到達高度を上げる (大気による X 線の吸収を減らす) ことで同程度の感度を達成する PoGOLite プロジェクトとして 2006 年に発足した。現在は 2010 年のファーストフライトに向けて日欧米の国際協力の下で開発を行っている。日本からは東京工業大学、広島大学、山形大学、宇宙科学研究所が参加しており、東京工業大学は主に光電子増倍管の開発と評価を主に担当している。また、広島大学と共に X 線偏光計の試験やシミュレーションプログラムの開発も行っている。気球実験には先に述べたようなメリットもあるが、観測時間に制限がつく (~6 時間) ため高い S/N (シグナルとノイズの比) が必要になる。我々が目指す感度は代表的な X 線天体であるかに星雲の放射強度の約 10 分の 1 程度 (25~100 keV で 0.3 光子/s/cm²) である。このような感度を達成するためには検出器の低バックグラウンド化が必要不可欠である。PoGOLite 検出器は X 線天文衛星『すざく』の硬 X 線検出器でも採用された検出器デザインを用いることによって低バックグラウンド化を実現している。

2.2 PoGOLite の検出器

2.2.1 シンチレータ

シンチレータとは、荷電粒子放射線のエネルギーを吸収してただちに光を放出する蛍光物質である。荷電粒子がこのシンチレータを通過する際、結晶中の最外殻電子を励起し、励起された電子は 10 万分の 1 秒から 10 億分の 1 秒という短い時間で元の状態に戻る。このとき、励起されたエネルギー順位と基底状態のエネルギー順位の差分のエネルギーの光 (シンチレーション光) を放出する。シンチレータ

には有機シンチレータと無機シンチレータの2種類がある。有機シンチレータは一般に減衰定数が短く光量が少ない。一方、無機シンチレータは減衰定数が長く光量が多いという特徴がある。PoGOLite 検出器は有機シンチレータ（プラスチックシンチレータ）と無機シンチレータ（BGOシンチレータ）の両方を用いている。

2.2.2 光電子増倍管

シンチレータからの極めて微弱な光信号は、光電子増倍管（PMT; photomultiplier tube）の光電面で光から電子に変換され、ダイノードにおける電子増倍過程によって増幅されて電気信号として観測される。

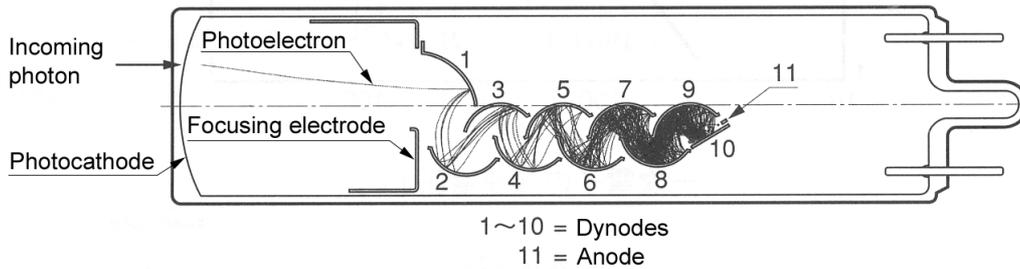


図 2.1: ラインフォーカス型光電子増倍管の断面図

その過程は、まず光電面において光子が光電子に変換される。一般に PMT の変換効率（量子効率）は 20~30% 程度である。光電面と第 1 ダイノード間には直流電圧が印加されており、電子はその間で収束・加速され、ダイノードの面に衝突して数倍の 2 次電子が生成される。生成した 2 次電子は、1 段あたり 50~100 V の電圧が印加されている次のダイノードに向かって集束・加速されて衝突し、さらに 2~5 倍に 2 次電子が生成される。多段（10~15）のダイノードをもつ PMT では 2 次電子の増倍が繰り返され、最終的に集電極（アノード）において電流信号となる。ダイノード 1 段あたりの増倍率を m とすると、 n 段のダイノードでは増倍率は m^n となる。

n 段のダイノードをもつ光電子増倍管に電圧 V を加えた場合、電流増幅率（ゲイン; G ）は次のように表せる。

$$G = K \cdot V^{\alpha n} \quad (2.1)$$

ここで、 K と α (0.7~0.8) はダイノードの種類や形状によって決まる定数である。この 2 次電子の放出による増幅のため、PMT は数ある受光素子の中でも際立った感度と低ノイズを有している。また高速な応答や受光面を大きくできるなどの特徴があり、高エネルギー加速器実験、高エネルギー宇宙観測において広く用いられている。例えば、超新星 SN1987A からのニュートリノ観測で有名なカミオカンデや X 線天文衛星『すざく』の硬 X 線検出器でも PMT が使われている。

2.2.3 PoGOLite の検出器構成

PoGOLite の検出器は PDC (phoswitch detector cell) という単位で呼ばれる。PDC1 ユニットの Fast シンチレータ (減衰時定数 ~2ns)、Slow シンチレータ (減衰時定数 ~230ns)、BGO (減衰時定数 ~300ns)

という異なる減衰時定数をもつ2種類のプラスチックシンチレータとBGOシンチレータで構成されており、読み出しは同じPMTで行う(図2.2)。Slowシンチレータは中空の六角形という複雑な構造を

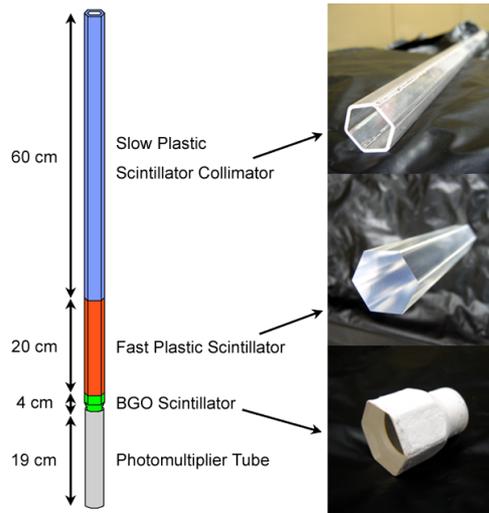


図 2.2: PoGOLite 検出器のPDC。右側はそれぞれのシンチレータの写真である。PMTの直径は2.6cmで、シンチレータは~2.7cmである。

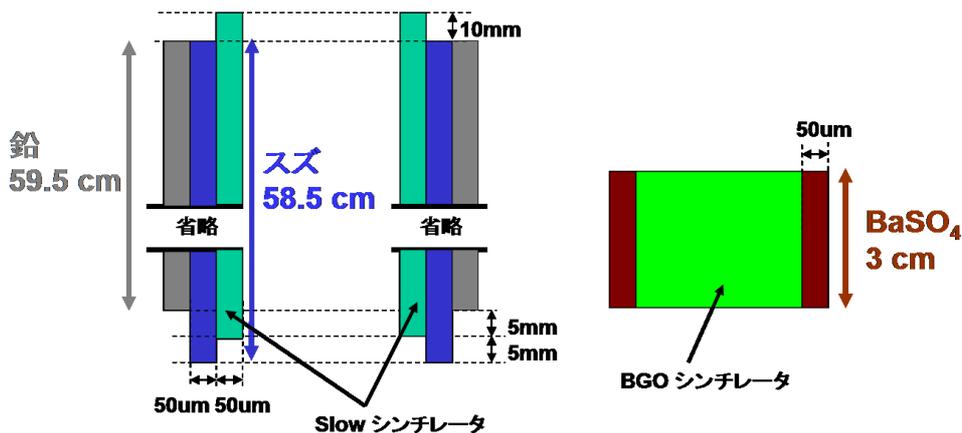


図 2.3: SlowシンチレータとBGOシンチレータの構成図。左図はSlowシンチレータであり、外側から鉛、スズ、プラスチックという3層構造をしている。右図はBGOシンチレータであり、外側にBaSO₄が巻かれている。

しており、加工の容易なプラスチックで作られている。しかし、プラスチックは原子番号が小さいためX線・ γ 線に対して阻止能が小さい。よって、このまま用いるとCXB (Cosmic X-ray background) や大気散乱 γ 線がSlowシンチレータと相互作用せずに主検出部となるFastシンチレータにコンプトン散乱され光電吸収されるイベントが多くなる。これは疑似偏光イベントとして扱われるため、観測天体からの偏光情報を下げる要因となる。このようなイベントを減らすためにSlowシンチレータの外側にスズおよび鉛をパッシブシールドとして巻く(図2.3)。鉛を巻くことにより、バックグラウンドとなる γ 線を光電吸収し、バックグラウンドを低減させる。また、鉛は光電吸収をするときに74 keV

の K_{α} 線を放出するため、それを吸収するために内側にスズを巻く。同様にスズも 20 keV の K_{α} 線を放出するが、このエネルギーは PoGOLite の観測するエネルギーバンドではほとんど検出されないため影響を与えない。鉛、スズともに $50\mu\text{m}$ と厚さは薄いですが、Fast シンチレータに混入するような光子の場合、鉛およびスズを通る距離が実効的に長くなるため $50\mu\text{m}$ という厚みでもパッシブシールドとして大きな役割を果たす。

Fast シンチレータは六角形のプラスチックシンチレータであり、主検出部として働く。

BGO シンチレータは原子番号が大きいため、後方のバックグラウンドとなる大気散乱 X 線を低減させる。周囲には反射材として BaSO_4 が塗られている (図 2.3)。

PoGOLite のゴンドラ部分は主に X 線偏光計、データ収集システム、位置制御システムなどで構成されている。このゴンドラ部分を図 2.4 に示す。

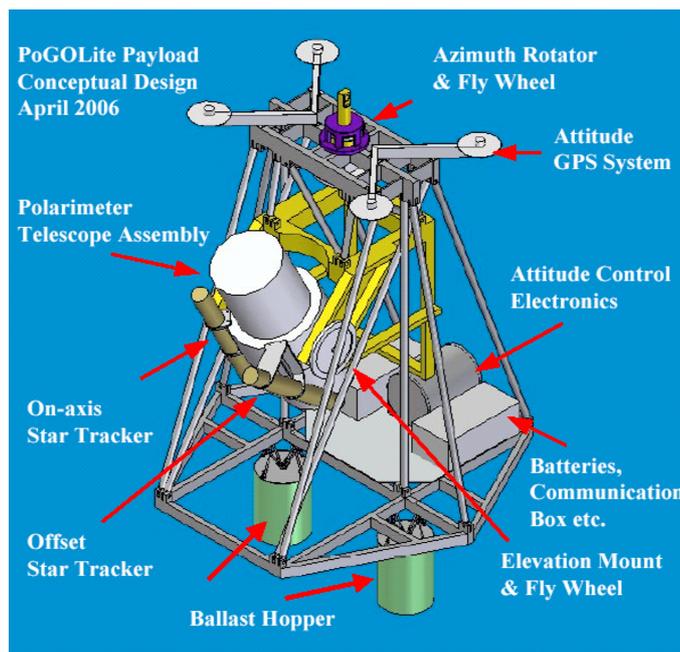


図 2.4: PoGOLite のゴンドラのデザイン。偏光検出器は中心の円柱状の圧力容器の中に入る。ターゲットの追跡は方位角用、仰角用の 2 つの車輪を動かして行なう (図中の Fly Wheel)

検出器はプラスチックで構成されており、周囲と底部は BGO からなる非同時計数器で覆われている。さらにその周囲はポリエチレンで覆われていて (検出面は除く)、検出器の実面積は 940cm^2 であり、有効面積は 250cm^2 である。検出器の指向精度は視野 ($2.5 \times 2.5\text{m}^2$) の 5% 以上である。PoGOLite の総重量は約 1000kg である。観測高度は 40km で、6 時間の観測を行なう。

2.3 PoGOLite の X 線偏光検出原理

上述したように PoGOLite の検出器 1 ユニットは観測天体からの X 線を検出する主検出部 (Fast シンチレータ)、前方のバックグラウンドを排除するコリメータ (Slow シンチレータ)、底面のバックグラウンドを除去する BGO シールド (BGO シンチレータ) で構成されている。それを 217 本蜂の巣状に並べ、周囲を側面のバックグラウンドを除去する 54 本の BGO シールド (SAS; side anticoincidence

shield) で囲んだ検出器である (図 2.5)。観測天体からの X 線は主検出部のある 1 ユニットでコンプト

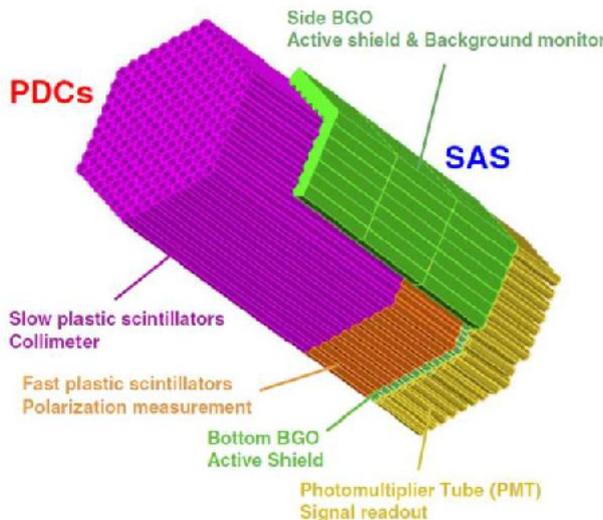


図 2.5: PoGOLite 検出器。

ン散乱され、散乱された光子は別のユニットの主検出部に光電吸収される。この2つのユニットに落とされたエネルギーを比べることによって、コンプトン散乱したユニットと光電吸収されたユニットを決定する。また、図 2.6 のように 217 本を蜂の巣状に並べているため、散乱したユニットと吸収したユニットを決めることで、X 線の散乱方向を決定することができる。偏光 X 線は偏光ベクトルに対して垂直方向に散乱されやすいので、光子の散乱方向から偏光方向を決めることができる (図 2.6)。しかし、宇宙空間には CXB や地球大気からの散乱 γ 線、高エネルギー荷電粒子 (電子、ミューオン等) など多くのバックグラウンドが存在する。それらのバックグラウンドイベントはコリメータ及び側面と底面の BGO シールドにエネルギーを落とすため、そのようなイベントを排除することでバックグラウンドを除去することができる (図 2.7)。例えば、高エネルギー荷電粒子は偏光計を容易に貫くため、主検出部だけでなくコリメータや BGO シールドにも大きなエネルギーを落とす。また、CXB や大気からの散乱ガンマ線はコリメータでコンプトン散乱され主検出部で光電吸収されたり、BGO シールドでコンプトン散乱されて主検出部で光電吸収されることがあるが、どちらもコリメータまたは BGO シールドにエネルギーを落とす。このように、コリメータおよび側面と底面の BGO シールドをアクティブシールドとして用いることで、バックグラウンドの低減を PoGOLite は実現する。

2.4 波形弁別法

PoGOLite 検出器は 1 つの光電子増倍管で Fast シンチレータの信号 ($\sim 2\text{ns}$) と Slow シンチレータの信号 ($\sim 230\text{ns}$)、BGO ($\sim 300\text{ns}$) の信号を全て読み出す構造になっている。このような検出器をフォスウィッチ検出器という。PoGOLite では Slow シンチレータが中空のため、特に井戸型フォスウィッチ検出器と呼ぶ。

このような検出器の場合、全ての信号の中から主検出部である Fast シンチレータで反応したものをうまく弁別しなければならない。PoGOLite ではシンチレータの減衰時定数の違いを利用して Fast シ

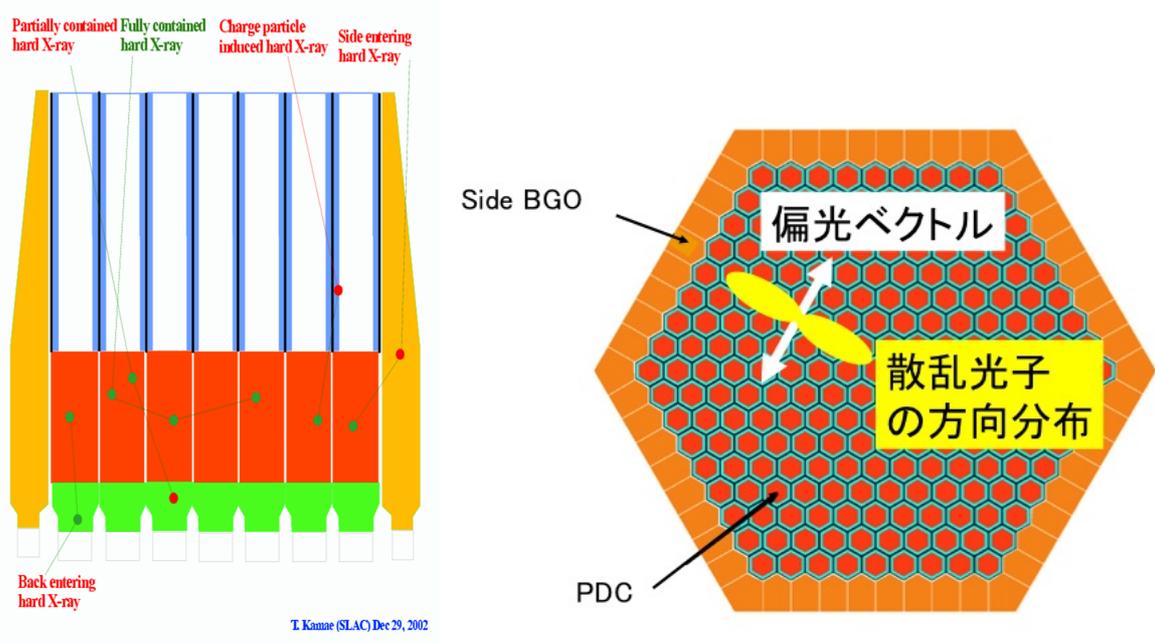


図 2.6: 左:PoGOLite 検出器の断面図。右:真上から見た PoGOLite 検出器。図のように偏光光子は偏光ベクトルに対して垂直方向に散乱しやすい性質を持つ。

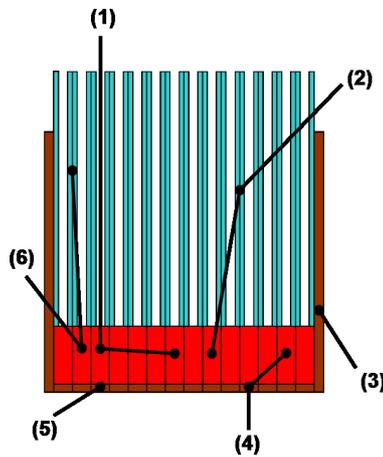


図 2.7: PoGOLite が取得する信号。(1) のような観測天体から来た光子が Fast シンチレータでコンプトン散乱され別の Fast シンチレータで光電吸収されたイベントのみを取得する。(2)~(6) のような Fast シンチレータ以外に一回でもエネルギーを落としたイベントは排除する。

シンチレータの信号のみを取り出す。例えばある波形データがあるとする。まずその波形データを3クロックずらして、元の波形データとの差を取る。次に15クロックずらして、同様に元の波形データとの差を取る。ここでFastシンチレータの信号のように、波形の立ち上がりが早ければ図2.8のように3clockのときも15clockのときもその波高値は変わらない。しかし、SlowシンチレータやBGOシンチレータの信号のように波形の立ち上がりが遅ければ図2.8のように3clockのときと15clockのときの波高値は異なる。この違いを利用してFastシンチレータの信号とSlowシンチレータやBGOシンチレータの信号を区別している。

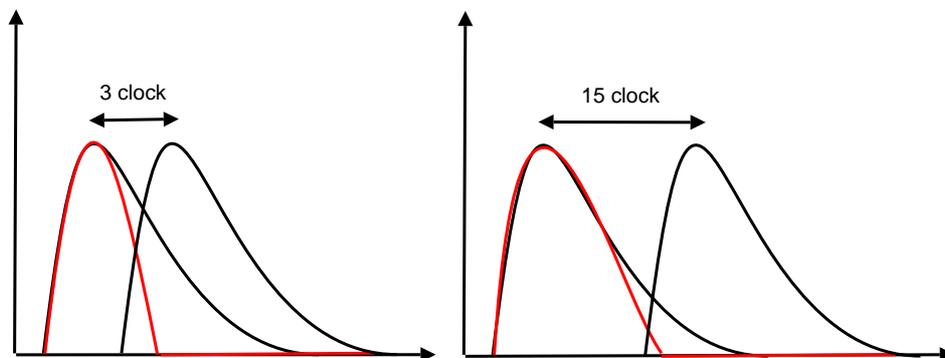


図 2.8: Fastシンチレータの信号のような波形の立ち上がりが早い信号について、左が3clockずらして差をとる場合、右が15clockずらして差をとる場合である。赤線がその差分の波高値である。ただし、差分の波高値が負になる場合はゼロとした。

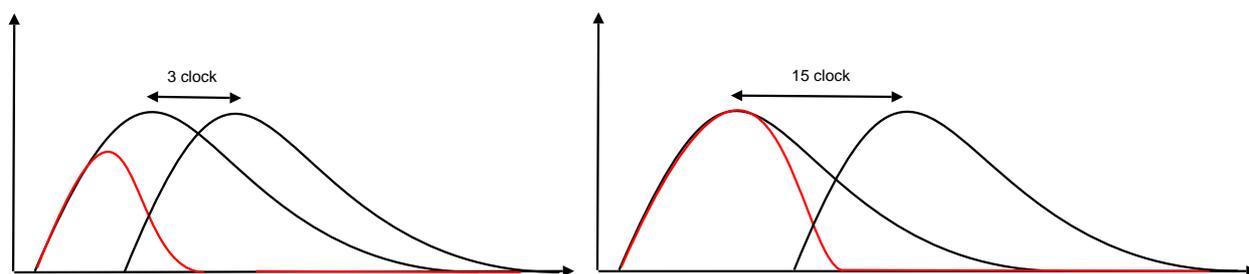


図 2.9: SlowシンチレータやBGOシンチレータの信号のような波形の立ち上がりが遅い信号について、左が3clockずらして差をとる場合、右が15clockずらして差をとる場合である。赤線がその差分の波高値である。ただし、差分の波高値が負になる場合はゼロとした。

第3章 フライトモデルの検出器19ユニットを用いた偏光ビーム試験

過去に PoGOLite プロジェクトでの偏光ビーム実験は 2003 年にアメリカのアルゴンヌ国立研究所において (Mizuno et al. 2004)、2004 年に茨城県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構 (KEK) のシンクロtron放射光研究施設 (PF; Photon Factory) において行なわれてきた。

2004 年に行なったビーム試験では fast シンチレータとライトガイド、光電子増倍管からなる検出器 1 ユニットの 7 ユニット密着させたものであった。今回 2008 年 2 月に行なったビーム試験では初めての PoGOLite の完全なフライトモデルの PDC を 19 ユニットと 1 本の SAS、フライトモデルの DAQ システムを用いての実験であり、より実機に近い性能評価を行なうことができる。

3.1 実験セットアップ

2008 年 2 月に KEK の PF においてビーム照射試験を行った。実験セットアップを図 3.1 に示す。

使用したビームライン (BL-14A) は垂直ウィグラーを光源とした 5~80 keV の鉛直方向に偏光した単色 X 線を得ることができる。ビームの偏光度は $1.5\text{cm} \times 1\text{cm} \times 1\text{cm}$ のプラスチックシンチレータを散乱体とし、 $1.8\text{mm} \times 1.8\text{mm} \times 2.0\text{mm}$ の CdTe の検出器 (Clear Pulse 181820) からなるキャリブレーション偏光計により $89.7 \pm 0.6\%$ と測定された。



図 3.1: 2008 年 2 月の KEK 実験における PoGOLite フライトモデル PDC19 ユニットの写真

今回の実験では PDC を 19 ユニット用いているので、中心からの距離に応じて図 3.2 のように PDC を 3 つの組に分けることができる。

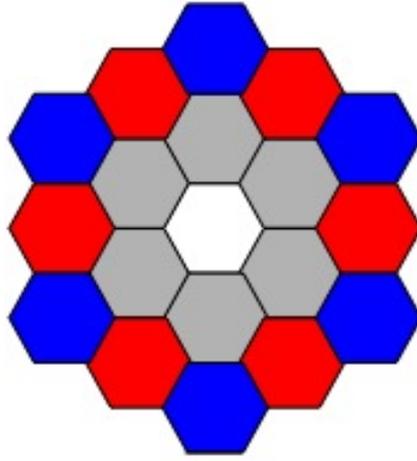


図 3.2: PDC19 ユニットの正面図。ここでは灰色の領域を inner ユニット、赤色の領域を outer near ユニット、青色の領域を outer far ユニットと呼ぶ。

ここでは中心ユニットの周りの 6 ユニットの inner ユニットと呼び、図の赤色の PDC の組を outer near ユニット、青色の PDC の組を outer far ユニットと呼ぶことにする。以下では各組ごとに解析を行なう。

3.2 データ収集システム

KEK 実験で使用したデータ収集 (DAQ; data acquisition) システムは実際のフライトでも使用される完全なものを使用した。このシステムは 3 つの Flash ADC (FADC) ボードと 1 つの digital I/O ボード (図 3.3) で構成されている。ボードからのデータは Space Cube (図 3.3) が PC へ送る。DAQ システムの回路図を図 5.2 に示す。

各 FADC ボードには 8 つの FADC がついており、それぞれの FADC に charge-sensitive amplifire (CSA) がついている。PMT からの信号はまず、FADC ボードにのっている CSA に入る。CSA の時定数は $2.2\mu\text{s}$ である。CSA の出力を FADC に入れて 36MHz、12bit でデジタル化される。Field-programmable gate arrays (FPGA) は各 Fast シンチレータに落とされたエネルギーをイベントごとにチェックしている。FPGA には約 7 keV に対するチャンネル値が与えられていて、もしどこかの Fast シンチレータにそのチャンネル値を越えるエネルギーが落ちた場合にトリガー信号を出す。Digital I/O Board は 3 つの FADC ボードからのトリガー信号を集め、FPGA のいずれかからそのトリガー信号を受け取ると、各 FPGA にデータを収集するよう信号を出す。信号を受けた各 FPGA は 50 クロック分の波高値を、それぞれの FADC ボード中に保存する。各 FADC ボード中に波高値が 32 以上貯まったら、波高値をまとめて Space Cube に送り、PC にそのデータが貯められる。

3.3 実験方法

Fast シンチレータと Slow シンチレータ、BGO シンチレータ、PMT で構成される PDC を 19 ユニット蜂の巣状に並べた。各 PDC には図 3.5 のように番号をつけ、ビームの入射方向から見て左回りに

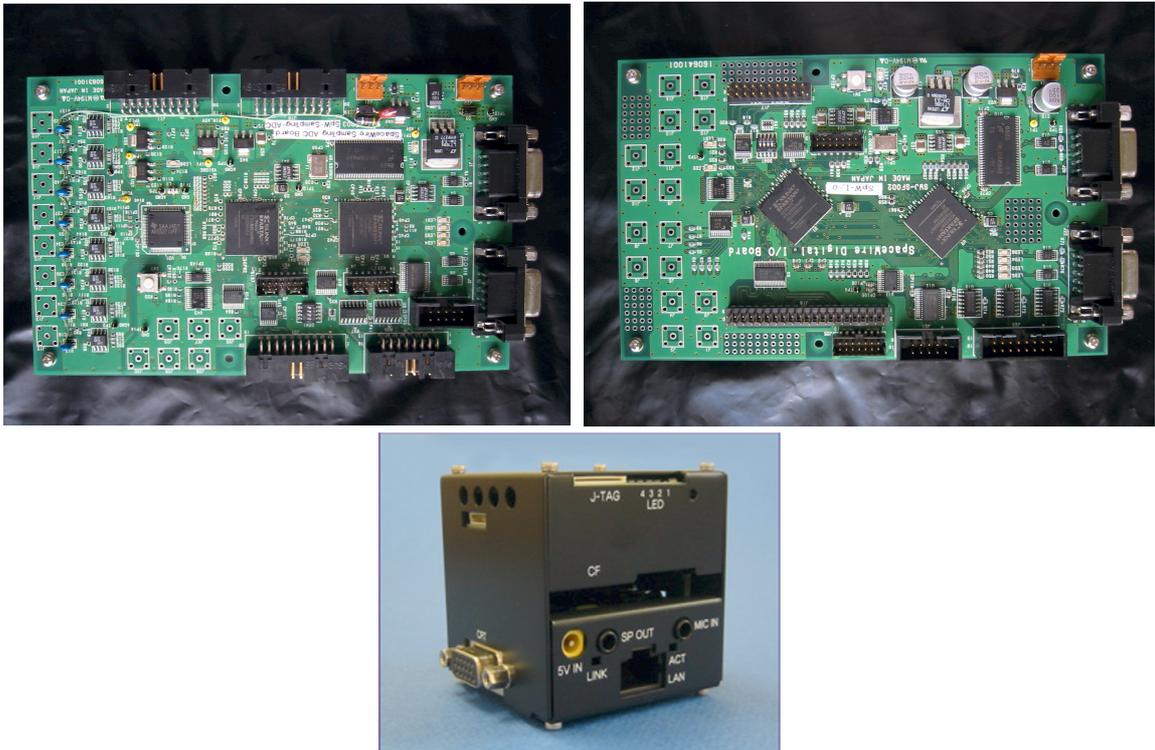


図 3.3: 上の図の左側は Flash ADC ボードであり、右側は digital I/O ボードである。下の図は Space Cube である。

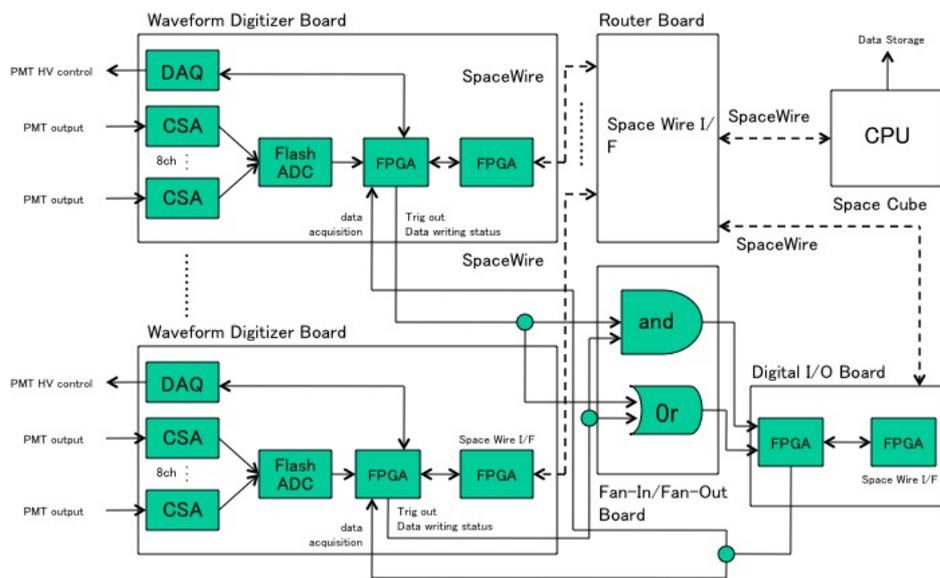


図 3.4: KEK 実験で使した PoGOLite の DAQ システムのブロックダイアグラム。このシステムは 3 つの FADC ボードと 1 つの Digital I/O board で構成されており、データの読み出しは SpaceCube がコントロールしている。

0~360度まで30度ずつ回転させた。各角度において中心ユニットにエネルギー50 keVの偏光ビームを照射して、5000イベントを3~4回取得した。

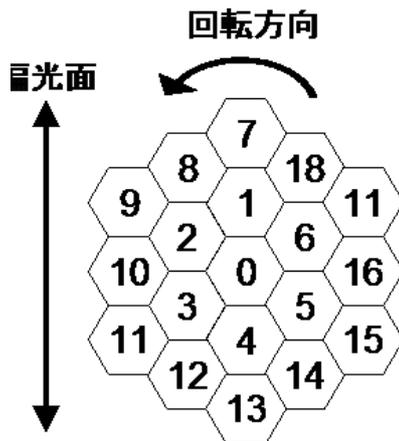


図 3.5: ビームの入射方向から見た KEK 実験における PDC19 ユニットの図。回転方向はビームの入射方向から見て左回りである。各 PDC を識別するため番号をつけた。

3.4 実験結果

まず Fast シンチレータのみにヒットしたイベントを取り出すために、図 3.6 のような Fast シンチレータと Slow シンチレータ、BGO シンチレータの波高値の 2 次元散布図を描く。図 3.6 を見ると Fast シンチレータのヒットイベントと Slow シンチレータ、BGO シンチレータのヒットイベントがはっきり分れているのがわかる。図 3.6 の赤い点線内を Fast シンチレータのヒットイベントとして選別する。

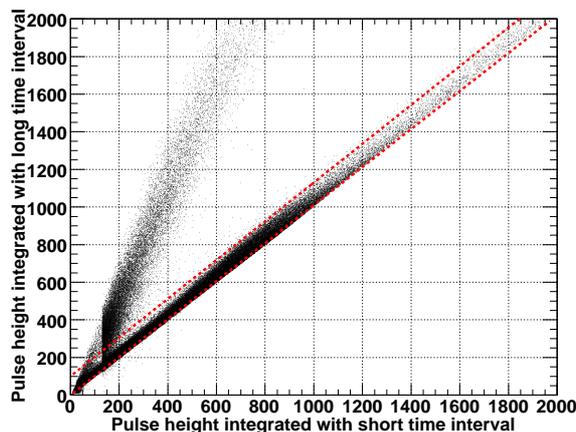


図 3.6: 中心ユニットに 50 keV の光子を入射させて得られた波高値の 2 次元散布図。縦軸は長い時間 (~420ns) で積分した波高値で、横軸は短い時間 (~110ns) で積分した波高値である。

次に、まず多重散乱イベント（中心ユニットおよび中心以外のユニットでコンプトン散乱を繰り返して、さらにその他のユニットで光電吸収されたイベント）を排除し、中心ユニットでコンプトン散乱して、中心以外のユニットで光電吸収されるという2ヒットのイベントのみを取り出し解析する。

図 3.7 は中心ユニットとそれ以外の 18 ユニットで得られた 2 次元散布図である。横軸は中心ユニットに落とされたエネルギー（ E_{center} ）であり、縦軸は全ユニットに落とされたエネルギーの和（ E_{total} ）である。

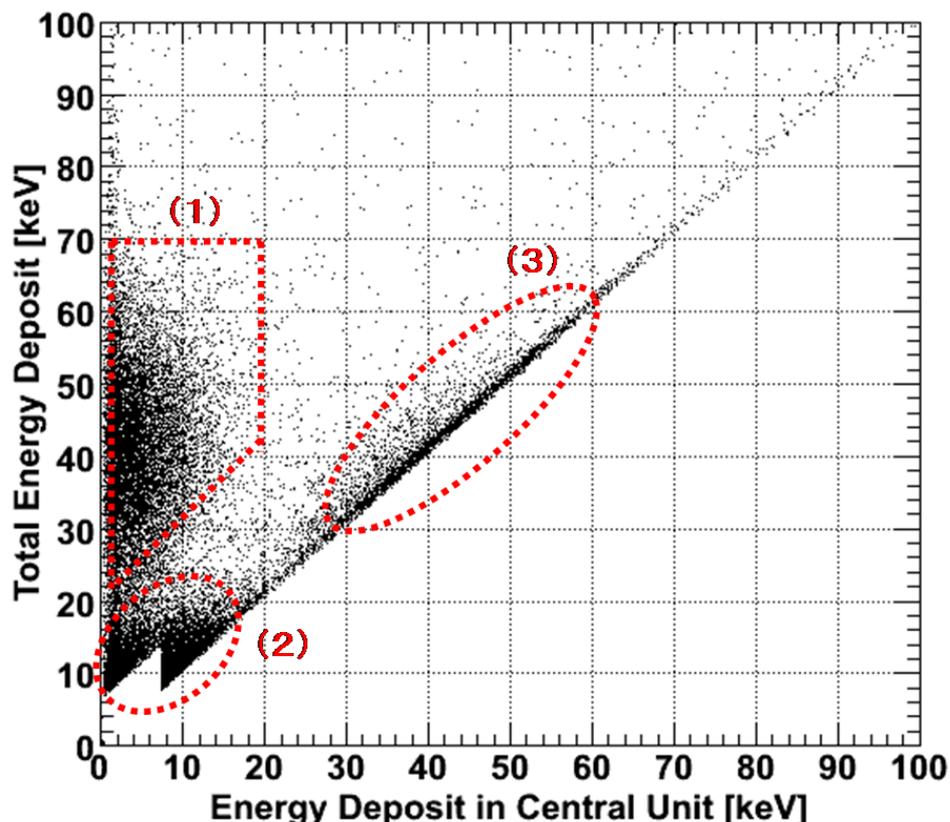


図 3.7: 実験で得られた回転角 0deg 時の 2 次元散布図。横軸は中心ユニットに落とされたエネルギーであり、縦軸は落とした全エネルギー。約 7 keV のエッジはトリガースレッシュホールドのエネルギーと一致する。

図 3.7 で中心ユニットでコンプトン散乱し、中心以外のユニットで光電吸収したイベントを取り出す。つまり、中心ユニットに小さなエネルギーを落とし、中心以外のユニットに大きなエネルギーを落としたイベントを取り出せばよい。この領域は図 3.7 の領域 (1) である。できるだけ大きくコンプトン散乱イベントを取り出したいので、領域 (1) の範囲は以下のように定義をする。

$$0 < E_{center} \leq 20, E_{center} + 20 \leq E_{total} \leq 70 \quad (3.1)$$

各角度で得られる 2 次元散布図から領域 (1) に含まれるイベント数を求めると、偏光面に対するコンプトン散乱の異方性から角度に応じてそのイベント数が変調することが期待される。

領域 (2) は中心ユニットで落としたエネルギーも中心以外のユニットで落としたエネルギーも小さいイベントである。つまり、中心ユニットでコンプトン散乱し、中心以外のユニットでもコンプトン散乱したイベントである。よってこのイベントは検出器からエスケープしたイベントであると考えられる。約 7keV のエッジはトリガーのスレッシュホールドである。

領域 (3) は中心ユニットで落としたエネルギーと中心以外のユニットで落としたエネルギーの和が等しく、またそのエネルギーが数十 keV と大きいイベントである。これは中心ユニットで大きなエネルギーを落とし、中心以外のユニットにはエネルギーを落とさなかったイベント、つまり中心ユニットで光電吸収されたイベントであると考えられる。

実験データの解析で注意しなければならないのは DAQ システムがデータの取得を始めてからデータの取得を終えるまでにはある程度の時間がかかるということである。まず、FPGA がトリガー信号を判定したり波高値データを 50 クロック分保存するのに全部で 100 クロック程度かかる。1 クロックは 37.5 MHz (27 ns) であることから、

$$100\text{clock} \times 27\text{ns}/\text{clock} \sim 3\mu\text{s} \quad (3.2)$$

つまり、1 つの波高値データを取得するのに約 $3\mu\text{s}$ 程度の時間がかかる。また、KEK 実験の際の Space-Cube は 1 秒で 400 個の波高値データを読み出すことができているため、1 つの波高値データあたり 2.5 ms かかっていることになる。

このように DAQ システムがデータを取得している時間内に約 7 keV を超えるような信号が入ってきても DAQ システムはデータを取得することはできない。つまり、実際には実験で得られたイベントより多くのイベントがあったと考えられる。DAQ システムがデータを取得している時間を Dead Time、DAQ システムがデータを取得できる状態にある時間を Live Time という。ここで、理想的に Dead Time がゼロであるときに期待されるイベントレートは

$$\text{実際のイベント数} \div \text{LiveTime} = \text{期待されるイベントレート} \quad (3.3)$$

と表せる。今回の実験では、各角度でビームの入射光子数が異なっているため、入射光子数の違いを相殺しなければならない。また、今回実験装置自体の位置精度から中心ユニットの中心にビームを当てることができず、各角度で入射位置に数 mm 程度のずれが生じていた可能性がある。このため、もし各角度で入射粒子数が一定であったとしても、各ユニットでのモジュレーションカーブはばらつくと考えられる。そこで、まず各角度における入射光子数の違いを相殺するため、それぞれのユニットの総和でカウント数を規格化する。例えば inner ユニットのの場合、

$$\frac{\text{inner のある 1 ユニットのカウント数}}{\text{inner のすべてのカウント数の和}} = \text{規格化された inner のある 1 ユニットのカウント数} \quad (3.4)$$

となる。outer near ユニット、outer far ユニットも同様にして、各ユニットの規格化されたカウント数を求める。

次に、各角度での入射位置のばらつきを相殺するために互いに向かい合うユニットのカウントレートを足し合わせる。例えば、図 3.5 の番号に従って inner ユニットの各ユニットのカウントレートを N_1 、 N_2 、 N_3 、 N_4 、 N_5 、 N_6 とすると、向かい合うユニットの和は $N_{14}=N_1+N_4$ 、 $N_{25}=N_2+N_5$ 、 $N_{36}=N_3+N_6$ となる。このようにすることでビームの入射位置のばらつきによるモジュレーションカーブの歪みを打ち消し、入射光子数を規格化することができる。KEK 実験によって得られたモジュレーションカーブは図 3.8 であり、この実験で得られたモジュレーションファクターを表 3.1 に示す。

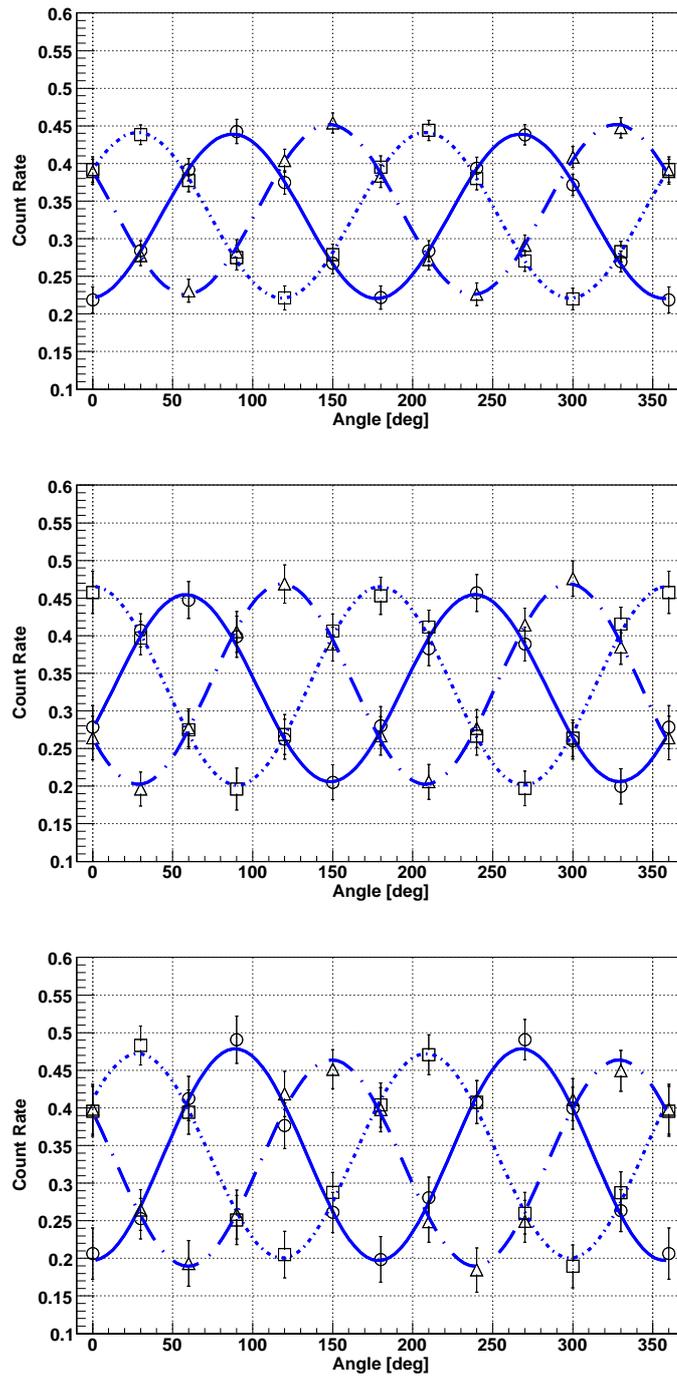


図 3.8: KEK 実験で得られたモジュレーションカーブ。上から inner ユニット、outer near ユニット、outer far ユニットのモジュレーションカーブである。

モジュレーションファクター	inner	outer near	outer far
MF(%)	33.3±1.0	39.0±1.7	41.4±2.1
MF ₁₀₀ (%)	37.1±3.2	43.5±4.5	46.1±5.0

表 3.1: KEK 実験で得られたモジュレーションファクター。MF はこの実験でのビームの偏光度 89.7% に対するモジュレーションファクター。MF₁₀₀ は偏光度 100% 偏光に対するモジュレーションファクター。

この結果に対する考察はシミュレーションの結果と合わせて第 4 章で行なう。
次に、KEK 実験で使用した検出器の検出効率を求め。検出効率は、

$$\text{検出効率} = \frac{\text{全ユニットの 2 ヒットイベント数の和}}{\text{全入射光子数}} \quad (3.5)$$

と定義する。しかし、KEK 実験では入射光子の個数がわからないため、次の方法を用いて KEK 実験での入射光子数を推定する。シミュレーションでは入射光子数がわかっているため、シミュレーションによって全入射光子数と光電ピークに含まれるイベント数の比を求める。光電ピークに含まれるイベント数は、光電ピークをガウス分布関数でフィットし、ガウス積分を使用して求める。KEK 実験での光電ピークのイベント数も同様にして求められるため、これらの値から KEK 実験での入射光子数を推定し、検出効率を決めることとする。シミュレーションでの入射光子数を $N_{simTotal}$ 、光電ピークのイベント数を N_{simAbs} とし、KEK 実験での光電ピークのイベント数を N_{expAbs} とすると式から KEK 実験での入射光子数 $N_{expTotal}$ は、

$$N_{expTotal} = \frac{N_{simTotal}}{N_{simAbs}} \times N_{expAbs} \quad (3.6)$$

と表せる。この方法を用いて求めた実験値の検出効率は $4.57 \pm 0.04\%$ となった。この結果に対する考察もシミュレーションの結果と合わせて第 4 章で行なう。

これまでは中心ユニットでコンプトン散乱して、中心以外のユニットで光電吸収される 2 ヒットのイベントについて解析を行ったが、次は中心ユニットでコンプトン散乱して、中心以外のユニットでさらにコンプトン散乱して、さらにこの 2 つのユニット以外で光電吸収される 3 ヒットのイベントについて解析を行う。

3 ヒットのイベントは 2 ヒットのイベントより散乱過程が複雑になるため次のように解析する。まず、中心とユニットと中心以外の 2 つのユニットでヒットしたイベントを取り出す。次に中心以外のユニットで落とされたエネルギーを比較して、落とされたエネルギーの小さい方がコンプトン散乱したユニット、大きい方が光電吸収したユニットとした。これは、コンプトン散乱は散乱角に応じて様々なエネルギーを落とすが光電吸収は光子の全エネルギーを吸収するため、3 ヒット程度の散乱過程ならばこの方法で区別できると考えたからである。この方法でイベントごとに光電吸収したユニットを特定し、各ユニットにおいて光電吸収したイベントを計数することによってモジュレーションカーブを描く。これ以降の解析は 2 ヒットイベントの解析と同じであり、Live Time の補正、入射光子数や入射位置のばらつき補正を行なう。この解析で得られた 3 ヒットイベントのモジュレーションカーブを図 4.8 に、得られたモジュレーションファクターを表 4.5 にそれぞれ示す。

この結果に対する考察もシミュレーションの結果と合わせて第 4 章で行なう。

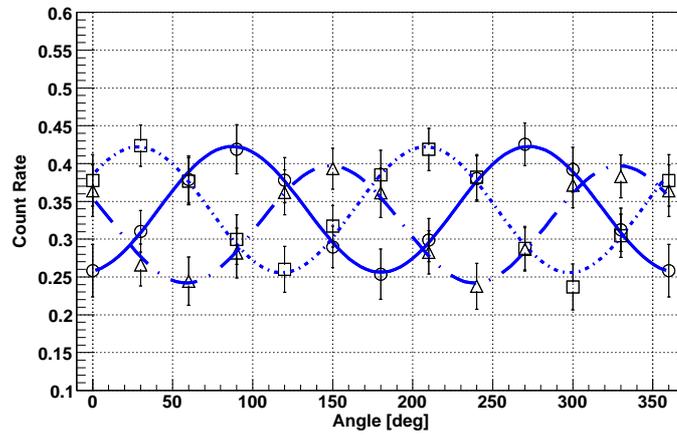
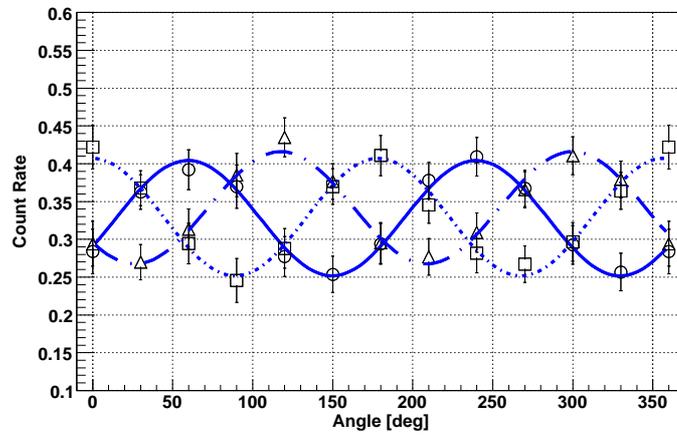
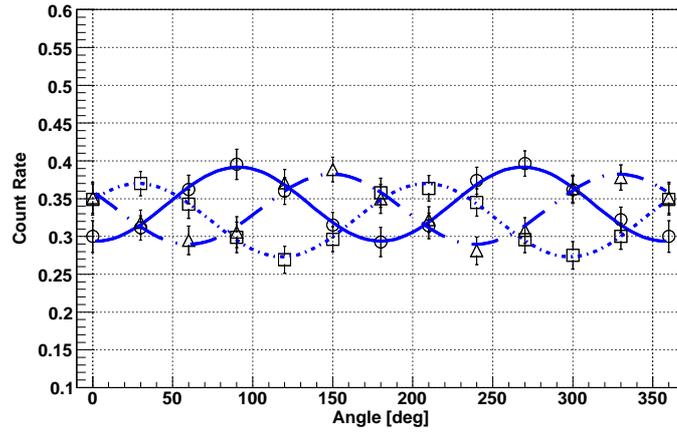


図 3.9: KEK 実験で得られた 3 ヒットイベントのモジュレーションカーブ。上から inner ユニット、outer near ユニット、outer far ユニットのモジュレーションカーブである。

モジュレーションファクター	inner	outer near	outer far
MF(%)	14.4±1.2	22.9±1.8	24.5±2.1
MF ₁₀₀ (%)	16.1±1.3	25.5±2.0	27.3±2.3

表 3.2: 実験で得られた 3 ヒットイベントのモジュレーションファクター。MF はこの実験でのビームの偏光度 89.7% に対するモジュレーションファクター。MF₁₀₀ は偏光度 100% 偏光に対するモジュレーションファクター。

第4章 KEK実験のシミュレーション

今回 KEK で行なった PDC フライトモデル 19 ユニットの偏光ビーム実験のシミュレーションを行なう。実験のシミュレーションを行なうことにより、実験結果に対して定量的な評価をすることができる。このシミュレーションでは KEK 実験の解析と同様にモジュレーションファクターや検出効率、モジュレーションファクターの計数範囲依存性、検出効率の計数範囲依存性を求め、実際の実験との比較を行なう。

4.1 シミュレーション方法

検出器の性能を評価するためには検出器の内部で入射光子がどのような反応を起こすか（コンプトン散乱、光電効果、レイリー散乱など）を反応確率に従ってシミュレーションしなければならない。例えば、コンプトン散乱は検出器内で多重散乱を起こすために確率連鎖を含むような計算を行う必要がある。このような場合解析的な手法は困難であり、統計的な計算方法であるモンテカルロシミュレーションが適切である。モンテカルロとは、乱数を用いたシミュレーションを何度も行なうことで近似解を求める計算手法のことである。

そこで、今回のシミュレーションには Geant4 を用いる。Geant4 とは物質と粒子の相互作用をシミュレーションするためのモンテカルロシミュレーションツールキットであり、高エネルギー・原子核物理実験だけでなく宇宙科学、放射線医学などの分野でも用いられている。

シミュレーションを行うにあたって、Geant4 コードの偏光反応過程の扱いに致命的な誤りがあったため、これを修正したコードを用いてシミュレーションが行った。偏光反応過程の致命的な誤りとは、レイリー散乱およびコンプトン散乱において1回の散乱後、光子がその偏光情報を保存しないというものであった。これに関しては、広島大学の水野氏によって修正されたコードを用いてシミュレーションを行った。

Geant4 は入射光子のイベントナンバーとそのイベントで Fast シンチレータ、Slow シンチレータ、BGO シンチレータにそれぞれ落としたエネルギーを出力する。しかし、我々が観測するエネルギーはこの値そのものではない。光子がシンチレータにエネルギーを落とすとそのエネルギーに応じたシンチレーション光が生成されるが、その生成される光子数はポアソン統計に従う揺らぎを生じる。さらに、PMT で信号が増幅される際の量子効率や増幅率にはガウス分布に従う揺らぎが生じる。これらの揺らぎを考慮したシミュレーションを行うことで、実際の実験に近づけたシミュレーションを行なう。まず、ビーム試験の前に ^{241}Am 線源から放射される 59.5 keV の γ を利用してエネルギーキャリブレーションを行った。シミュレーションでの Fast シンチレータの Light Yield は 19 ユニットの平均エネルギーキャリブレーションで得られた Fast シンチレータ 19 ユニットの平均値 (0.6 p.e/keV) を使用した。また、過去の測定から Slow シンチレータは $\frac{0.6}{3}$ p.e/keV、BGO シンチレータは 0.6×0.7 p.e/keV であることがわかっている。それぞれのシンチレータに落としたエネルギーに Light Yield をかけたもの

をポアソン分布の平均値として揺らぎを与え、さらに光電子増倍管の増幅率の揺らぎ ($\sigma_{PMT}=0.4 \text{ p.e}$) を与え、これを観測する信号波高値とする。

4.2 シミュレーションセットアップ

シミュレーションで使用する検出器も KEK 実験同様 Fast シンチレータ、Slow シンチレータ、BGO シンチレータで構成される。シミュレーションのセットアップ図を図 4.1 に示す。シミュレーションでは 100% 偏光した光子を実験と同様に中心ユニットのシンチレータの中心に入射させ、検出器を 30 度ずつ回転させた。その際、各角度で 50 万個ずつ光子を入射した。光子のエネルギーは全て 50 keV である。

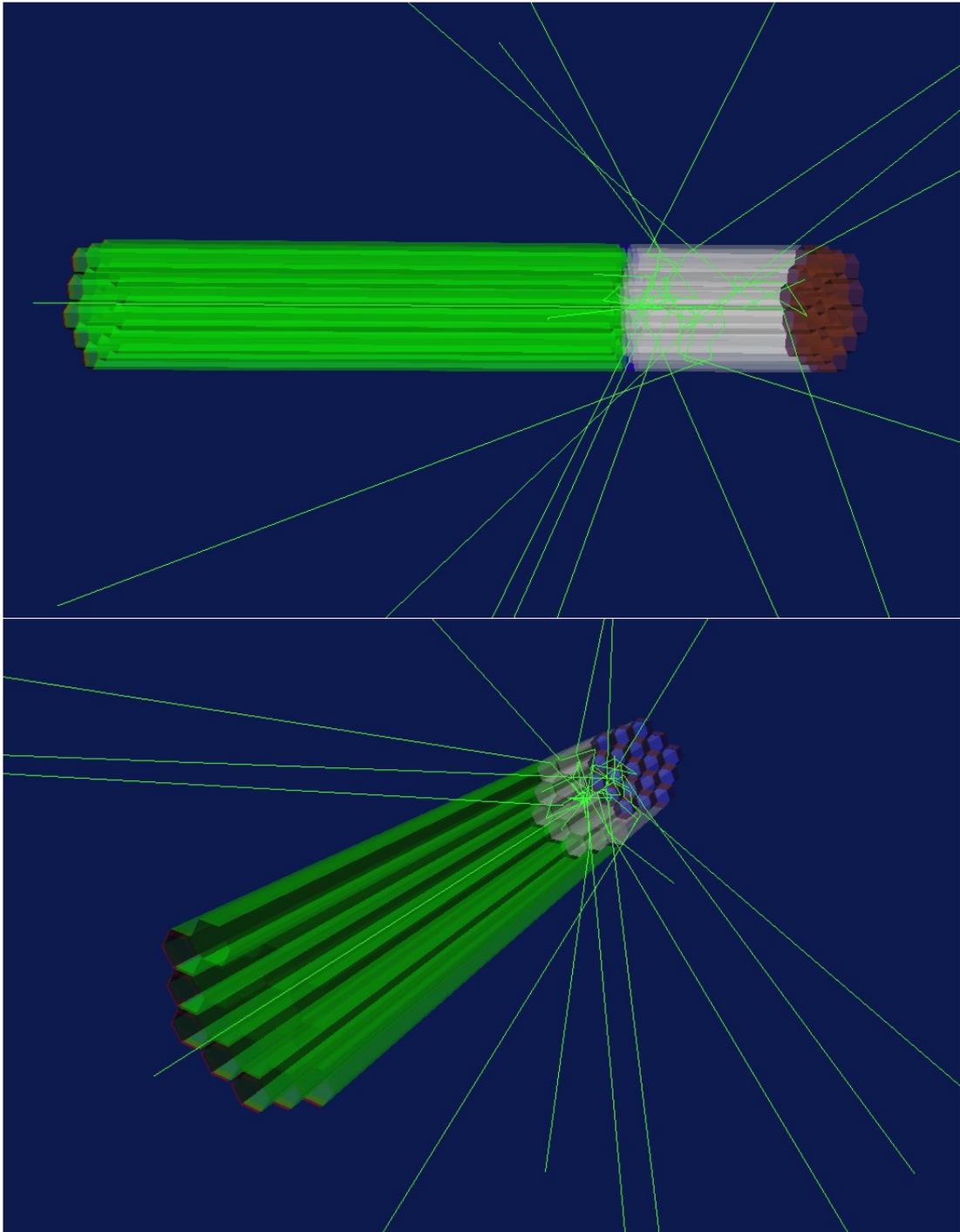


図 4.1: 3次元グラフィックスを表現するための言語 VRML(Virtual Reality Modeling Language) によって描いたシミュレーションにおける検出器のセットアップ図。上は検出器を横から見た図で、左から Slow シンチレータ、Fast シンチレータ、BGO シンチレータの順に並べてある。下の図は検出器を傾けて、検出器の構造や散乱光子の様子を見やすくした図である。この図では 50 keV の光子を 30 発入射させている。

4.3 シミュレーション結果と実験結果の比較

ここではシミュレーションで得られた結果と KEK 実験の結果を比較する。

4.3.1 モジュレーションファクターの比較

まずモジュレーションファクターの実験値とシミュレーション値を比較する。シミュレーションで得られた 2 次元散布図を図 4.2 に示す。

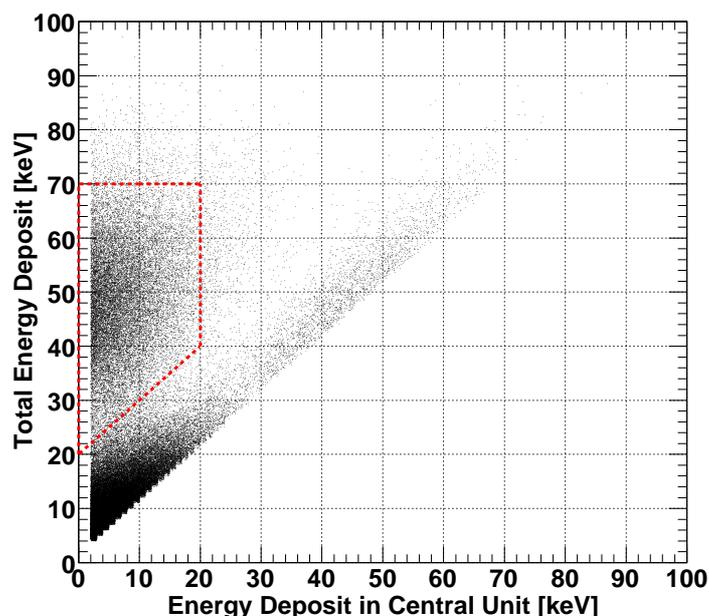


図 4.2: シミュレーションで得られた回転角 0deg 時の 2 次元散布図。横軸は中心ユニットに落とされたエネルギーであり、縦軸は全ユニットで落とされたエネルギー。点線内はコンプトン散乱イベントの領域であり、この範囲は実験と同じである。

図 4.2 の点線はコンプトン散乱イベントの領域であり、実験と同じ範囲 (式) を選んだ。解析も実験と同様 (ただし、Live Time 補正は除く) に行なった。シミュレーションで得られたモジュレーションカーブを図 4.3 に示す。

KEK 実験で得られたモジュレーションファクターとシミュレーションで得られたモジュレーションファクターを表 4.1 にまとめる。ただし、シミュレーションでは 100% 偏光ビームを入射したのに対し、KEK 実験では 89.7% の偏光ビームを入射しているため、KEK 実験のモジュレーションファクターは 100% 偏光ビームに対するモジュレーションファクターに直してある。

表 4.1 を見ると、シミュレーションの方が実験よりもモジュレーションファクターが若干高い値を示していることがわかる。原因は、このシミュレーションで Fast シンチレータの波高値はエネルギーに正比例するとしているが実際は非線形であるからだと考えられる。実際に報告されている波高値とエネルギーの非線形性は図 4.4 のようになる。

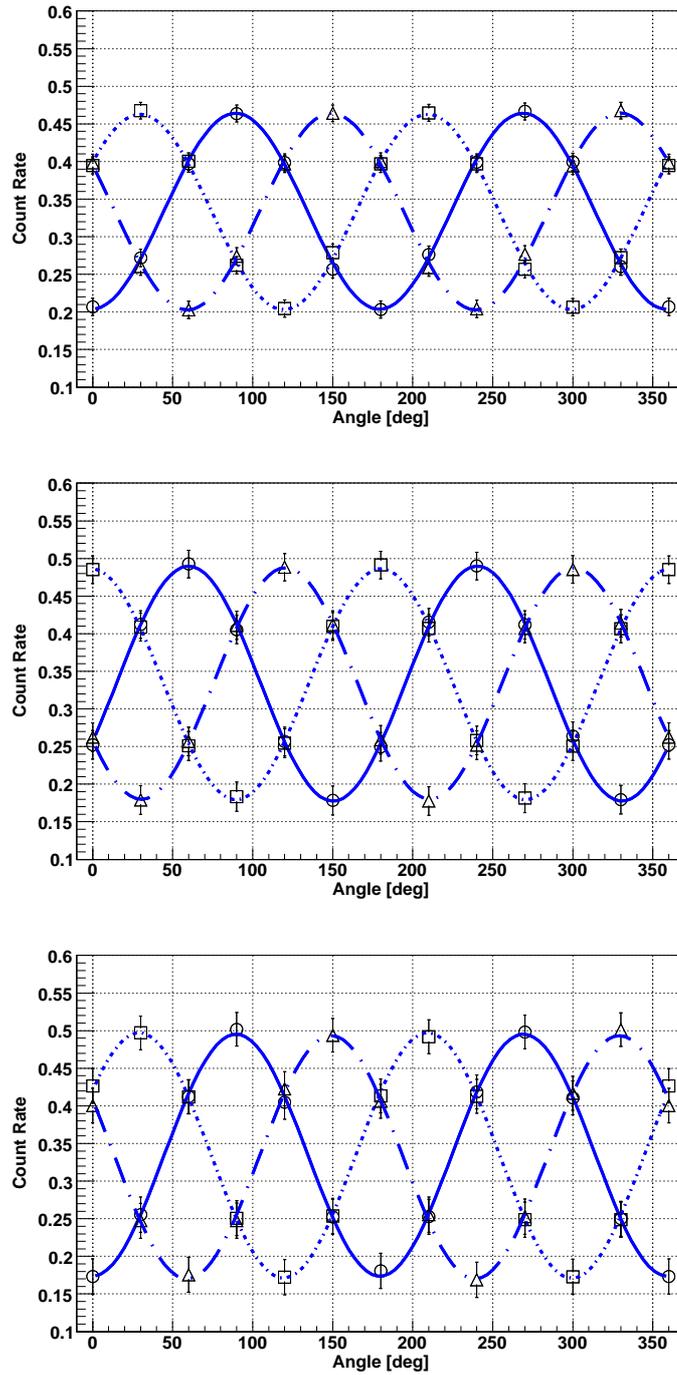


図 4.3: シミュレーションで得られたモジュレーションカーブ。上から inner ユニット、outer near ユニット、outer far ユニットのモジュレーションカーブである。

領域	実験値 (%)	シミュレーション値 (%)	比 ($\frac{\text{シミュレーション値}-\text{実験値}}{\text{シミュレーション値}}$)
inner	37.1±3.2	39.1±0.8	0.051±0.084
outer near	43.5±4.5	46.3±1.4	0.060±0.101
outer far	46.1±5.0	48.5±1.7	0.049±0.108

表 4.1: モジュレーションファクターの実験値とシミュレーション値の比較。実験値は 100% 偏光光子に対するモジュレーションファクターである。

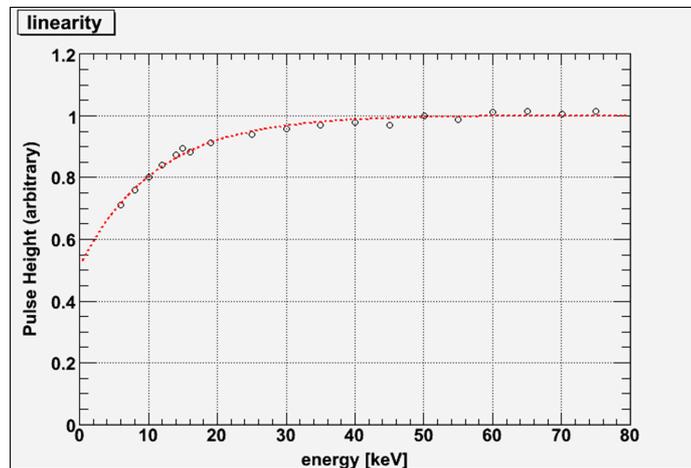


図 4.4: 波高値とエネルギーの非線形性。縦軸は 50 keV を 1 としたときの波高値の割合であり、横軸はエネルギーである。

図 4.4 に従うように波高値とエネルギーの非線形性を考慮して再度シミュレーションを行った。波高値とエネルギーの非線形性を考慮したシミュレーションで得られたモジュレーションファクターを表 4.2 に示す。

領域	実験値 (%)	非線形性を考慮したシミュレーション値 (%)	比
inner	37.1±3.2	35.9±0.8	0.033±0.092
outer near	43.5±4.5	43.2±1.4	0.007±0.109
outer far	46.1±5.0	43.2±1.7	0.067±0.123

表 4.2: 実験値とシミュレーションのモジュレーションファクターの比較。表中のモジュレーションファクターはすべて 100% 偏光光子に対するモジュレーションファクターである。比の計算方法は $|\text{非線形性を考慮したシミュレーション値} - \text{実験値}| / \text{非線形性を考慮したシミュレーション値}$ である。

表 4.1 と表 4.2 を比べてみると、波高値とエネルギーの非線形性を考慮することによって inner ユニットと outer near ユニットのモジュレーションファクターが実験値に近い値を示していることがわかる。outer far ユニットはエラーが大きいため、実験値に近い値になったかどうかは判断できない。このことから、波高値とエネルギーの非線形性を考慮してシミュレーションを行うことにより若干ではあるが実験とシミュレーションのモジュレーションファクターの違いを補正できることがわかった。さら

にこのモジュレーションファクターの比較により、実験値とシミュレーション値は誤差の範囲内でよく一致することがわかる。つまり、シミュレーションが良く実験を再現していることが確かめられた。

4.3.2 検出効率の比較

次に検出効率の実験値とシミュレーション値の比較を行う。まずシミュレーションでの検出器の検出効率を求める。検出効率は、実験と同様の定義である（式 3.5）。シミュレーションでの入射光子数は 50 万個であることがわかっている。そして中心ユニットでコンプトン散乱した後、光電吸収されたイベント数のを 50 万で割ったものがシミュレーションでの検出効率である。実験値の検出効率とシミュレーションの検出効率を表 4.3 に示す。

	実験値	シミュレーション値	非線形性を考慮したシミュレーション値
検出効率 (%)	4.57±0.04	4.69±0.03	4.50±0.03

表 4.3: 実験値とシミュレーションの検出効率の比較。回転角は 0deg である。

表 4.3 から実験値よりシミュレーション値のほうが少し高い値を示していることがわかる。そこで、モジュレーションファクターの解析同様非線形性を考慮してシミュレーションを行ったところ、シミュレーション値と実験値は誤差範囲内で一致した。

次に非線形性を考慮したシミュレーション結果について求めた 3 領域それぞれの検出効率を表 4.4 に示す。表 4.4 からそれぞれの領域における検出効率のシミュレーション値と実験値はほぼ一致していることがわかった。

領域	実験値 (%)	非線形性を考慮したシミュレーション値 (%)	比
inner	2.84±0.04	2.76±0.02	0.03±0.02
outer near	1.02±0.02	1.04±0.01	0.02±0.02
outer far	0.72±0.02	0.71±0.01	0.01±0.03

表 4.4: 3 領域についての実験値とシミュレーションの検出効率の比較。

4.3.3 モジュレーションファクターや検出効率のコンプトン散乱イベント範囲依存性の比較

次に図 3.7 でのコンプトン散乱イベント領域の範囲を変えたとき、モジュレーションファクターや検出効率がどのように変わるのか調べた。この解析では、わかりやすいようにコンプトン散乱イベント領域の範囲には正方形を選んだ。図 4.5 のように縦軸の 50 keV を中心として、正方形を作る。一番面積の小さいものは 5 keV 四方の範囲であり、一辺 5 keV ずつ増やして最大で 30 keV 四方の範囲まで広げる。各範囲においてその正方形内のイベントを計数し、同時にその領域における検出効率も求めた。

得られたモジュレーションファクターのコンプトン散乱イベント範囲の依存性は図 4.6 のようになる。次に、モジュレーションファクターのコンプトン散乱イベント範囲の依存性について実験値とシ

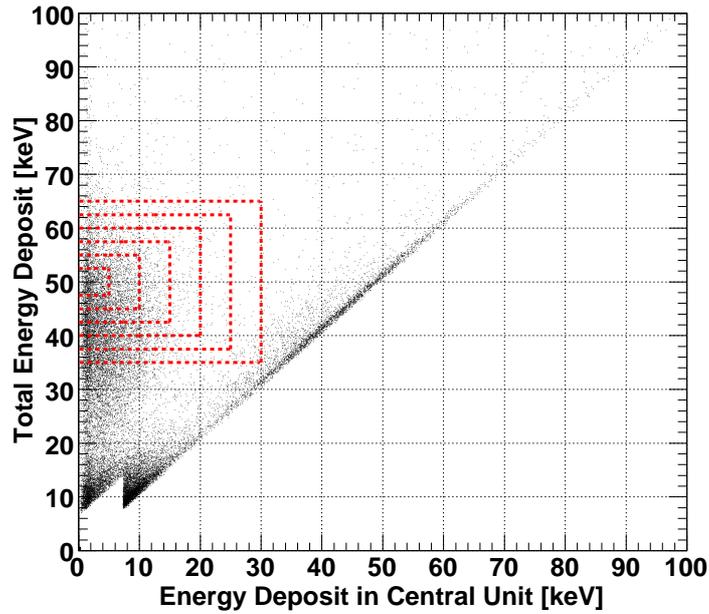


図 4.5: コンプトン散乱イベントの領域。2次元散布図は実験のものを使用している。点線は50keVを中心として1辺5keVずつ増やしていった。

モジュレーション値を比較する。前述したようにFastシンチレータの光量がエネルギーに対して非線形性を持つ場合についても同様に比較する。以上の3つの値をまとめたものを図4.6に示す。図4.6からinnerユニット、outer nearユニット、outer farユニットのすべての領域においてモジュレーションカーブはエラーの範囲内でよく一致している。また、コンプトン散乱イベントの領域を狭く取った方がモジュレーションファクターは高く出ることがわかるが、コンプトン散乱イベントの領域を狭く取った場合検出器の検出効率が落ちてしまうため、解析ではコンプトン散乱イベントの範囲をなるべく広く取るようにしている。

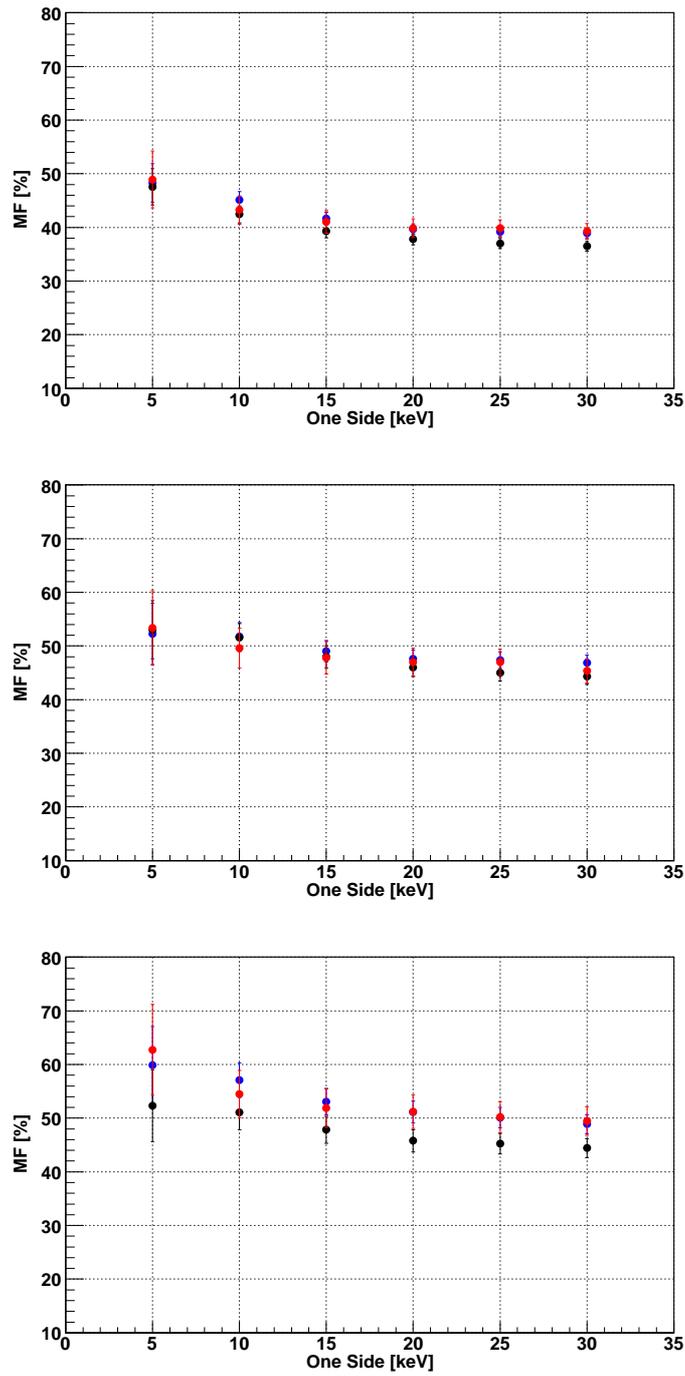


図 4.6: モジュレーションファクターのコンプトン散乱イベント範囲の依存性。上から inner ユニット、outer near ユニット、outer far ユニットのモジュレーションファクターである。青丸はシミュレーション値、黒丸は非線形性を考慮したシミュレーション値、赤丸は実験値である。

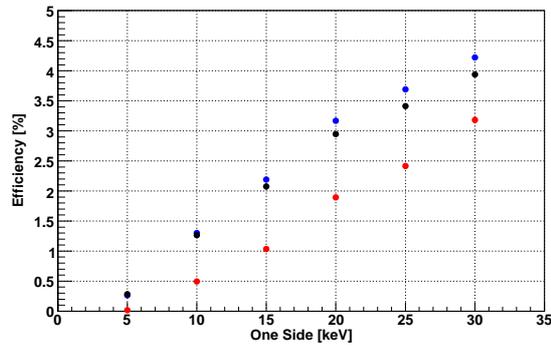


図 4.7: 検出効率の計数範囲依存性。青丸はシミュレーション値、黒丸は非線形性を考慮したシミュレーション値、赤丸は実験値である。

4.3.4 3 ヒットイベントにおけるモジュレーションファクターの比較

最後に3ヒットのイベントについてシミュレーションとの比較を行う。シミュレーションで得られた3ヒットイベントのモジュレーションカーブを図4.8 得られたモジュレーションファクターを表4.5に示す。

領域	実験値	シミュレーション値	非線形性を考慮したシミュレーション値	比
inner	16.1±1.3	18.1±0.8	16.9±0.9	0.05±0.09
outer near	25.5±2.0	29.2±1.1	27.6±1.2	0.08±0.83
outer far	27.3±2.3	29.0±1.3	26.7±1.4	0.02±0.10

表 4.5: 3 ヒットイベントのモジュレーションファクター。すべて 100% 偏光に対するモジュレーションファクターである。表中の比の計算方法は $| \text{非線形性を考慮したシミュレーション値} - \text{実験値} | / \text{非線形性を考慮したシミュレーション値}$ である。

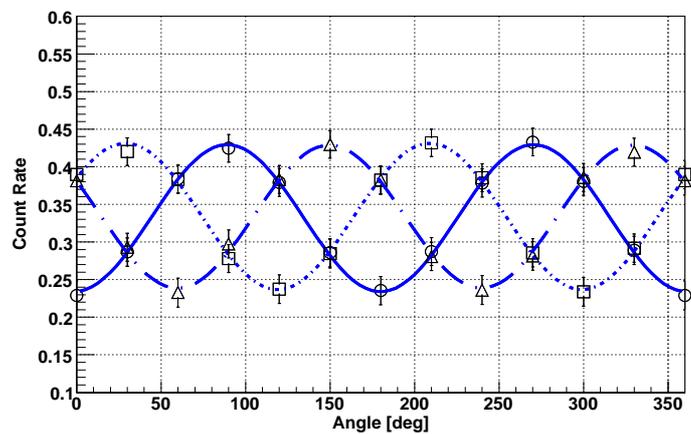
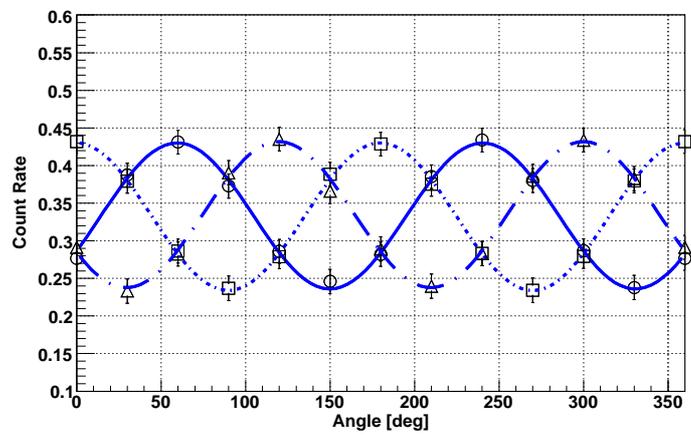
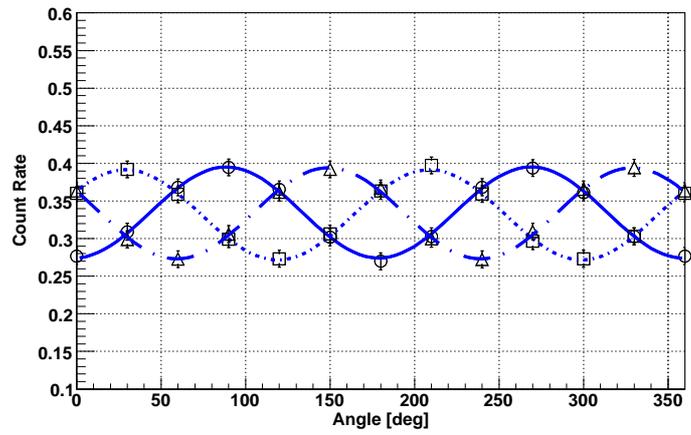


図 4.8: シミュレーションで得られた3ヒットイベントのモジュレーションカーブ

第5章 PMT受け入れ試験

ここでは PoGO Lite プロジェクトと浜松ホトニクス株式会社で共同開発されたフライトモデル PMT アセンブリの試験について説明する。

5.1 PoGO Lite 用 PMT アセンブリの概要

PoGO Lite の検出器は天体からの X 線をプラスチックシンチレータで検出し、そのシンチレーション光を PMT で増幅させ読み出すシステムである。PMT とは光電管（光電効果を利用して光エネルギーを電気エネルギーに変換する管）に電子増倍機能を加えた高感度光検出器で、光センサーの中でも極めて高感度、高速応答な光検出器である。

PoGO Lite プロジェクトで使用する PMT は気球実験であるが故に下記のような条件をクリアしなければならない。

まず第一に、高度 40km になると気圧が約 1mmHg となるため最も真空放電が起こりやすくなるため、PMT の回路を外気にさらさないようにしなければならない。

次に、気球実験では空間や重量に制限があるため、使用する PMT はできるだけコンパクトで軽量でなければならない。さらに、PMT に割り当てられる電力にも制限があるため、できるだけ消費電力の低い PMT でなければならない。

これらの条件をクリアするため、PoGO Lite プロジェクトでは高圧電源と PMT を一体化したアセンブリを浜松ホトニクス株式会社と共同で開発した。PoGO Lite 用 PMT を図 5.1 に、その回路図を図 5.2 にそれぞれ示す。

PoGO プロジェクトでは 25~80keV の光子の観測を目的としている。例えば 30keV における反跳光子の散乱角は 60° ~ 120° であり、1~3keV のエネルギーをコンプトン散乱により落とす。これにより Fast シンチレーターで 10~30 個の光子が作られ、PMT によって検出される。PMT の典型的な量子効率率は約 20% であり、このとき完全に光を集めることができれば 2~6 この光電子を得ることができるが、実際に得られるのは 1~3 個の光電子である。このため、PoGO Lite プロジェクトで使用する PMT では高い量子効率があり、低ノイズな PMT が必要である。

PoGO Lite 用 PMT はこの低ノイズを実現するためリップルノイズの小さい DC-DC コンバータを用い、さらに積分回路を設けてフィルタリングすることによりリップルノイズを極限まで低減させている。DC-DC コンバータとは PMT に印加する高電圧用に $DC_0 \sim DC_0 + 5$ V を、DC-DC コンバータの動作用に $DC_0 + 12$ V を外部電源から供給することで PMT に印加する電圧を 250 倍に増幅し、+1250 V までの高電圧を PMT に印加することができるものである。さらに、ブリーダー回路の段間抵抗を大きくすることによってブリーダー回路に定常的に流れる電流を低減して消費電力を 1 本あたり 250mW (1100V 印加時) の低消費電力を実現し、このような低消費電力でもゲインを安定させるためにツェナーダイオードを組み込んでいる。

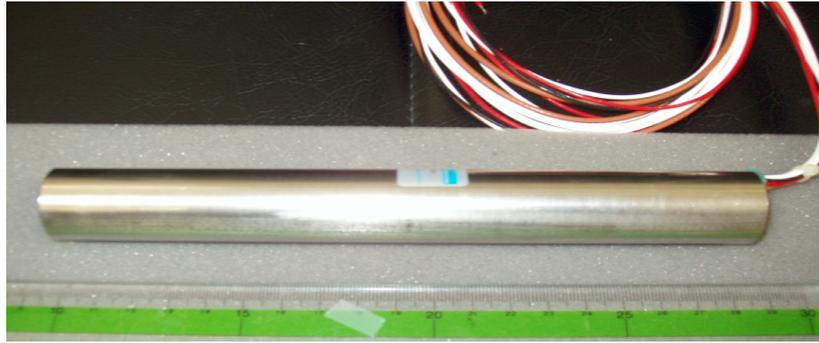


図 5.1: PoGOLite 検出器で使用する PMT。高圧電源が内蔵されている。長さは約 20cm。

写

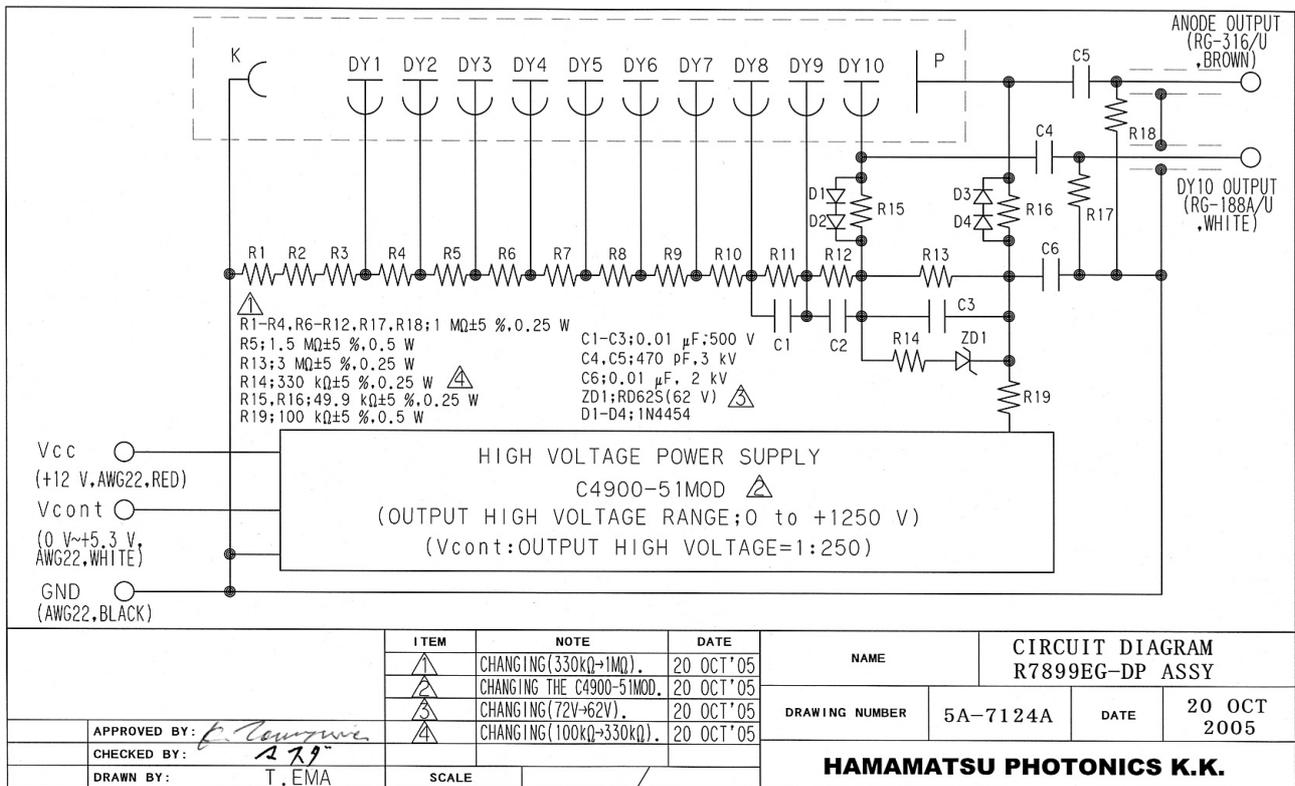


図 5.2: PoGOLite 用 PMT の回路図。荷電粒子などによる Dead Time を低減させるためにクランプダイオード (D1-D4) が組み込まれている。また、安定した増幅率を実現するためにツェナーダイオード (ZD1) が組み込まれている。

気球高度では高エネルギー荷電粒子（数 GeV～数 100GeV）が存在し、この荷電粒子は Fast シンチレータや BGO シンチレータに $\sim 1\text{kHz}$ のレートで大きなエネルギー（数 MeV）を落とす。これにより PMT の出力に大きな電流が生じると、PMT から信号を読み出す DAQ システムに大きな Dead Time が生じる。このような高エネルギーの荷電粒子が常に降り注いでいる環境での実験になるため、X 線天文衛星『すざく』で使われている硬 X 線検出器のプリーダー回路のデザインを参考に、独自に PoGOLite 用のプリーダー回路を設計した。このプリーダー回路は Dead Time を短くするためクランプダイオードが組み込んであり、あるしきい値を超える電流が生じた場合その電流をグラウンドに流すようになっている。

この PMT は外周に直接反射材を巻いており、これにより量子効率が約 3 割向上し、微弱な信号まで検出することが可能になった。その反射材の外周には μ メタルを巻き磁場の影響を抑えている。

5.2 PMT 受け入れ試験の目的

PoGOLite 検出器は全部で 217 本の PDC で構成されているため、PMT も 217 本必要となる。PMT は同じ型のものであってもそれぞれゲインが異なるため、PoGOLite では印加電圧を調整することによってゲインをそろえる。また、ゲインの低い PMT は電源のリップルノイズの影響が大きくなるため、それぞれの PMT のゲインや量子効率を調べることは重要である。さらに、PMT に初期不良がないか確認するとともに、実際のフライト環境を考慮して、低温でも正常に動作することの確認も行う必要がある。

5.3 PMT 受け入れ試験の概要

今回は 2010 年に予定している PoGOLite のファーストフライトに使用する PMT を選定するため、105 本の PMT に対して初期不良の有無や低温での動作試験などを行った。今回行なった試験項目を以下に挙げる。

5.3.1 初期不良の確認と波形チェック

この試験では PMT の最終ダイノード（以降特に断らない限り最終ダイノードを単にダイノードと表現する）、アノード出力の 1 光電子（1p.e.）の波形やダイノード、アノード出力を CSA（Charge Sensitive Amplifier）に通したときの 1p.e. の波形それぞれオシロスコープで観察し、信号が出ないなどの初期不良の有無やリップルノイズが十分小さいことを確認する。さらに PMT に LED を照射し、大きな電流に対して正常にクランプダイオードが動作していることを確認する。CSA は CLEAR-PULSE 595H（ C_f （フィードバック電気容量）=51pF、 R_f （フィードバック抵抗）=1M Ω ）を使用した。

まず PMT に 1100V の電圧を印加し、ノイズを下げるため 10 分以上放置した。以下の実験において特に明記しない限り、高電圧を印加した場合はため 10 分以上放置したものとする。

オシロスコープでダイノード、アノード出力の 1p.e. の波形をそれぞれ観察し、典型的な波形を記録した。さらにダイノード、アノード出力を CSA に通して 1 p.e. の波形をそれぞれ観察し、典型的な波形を記録した。

次に、緑色の LED (波長 ~525nm) を PMT に照射した。実験機器は 100MHz CLOCK GENERATOR (TECHNOLAND CORP.) LOGIC LEVEL ADAPTER (TECHNOLAND CORP. N-TS221) VARIABLE ATTENUATOR (Kaizu Works KN320) を使用した。LED の照射試験のセットアップは 図 5.3 のようになる。

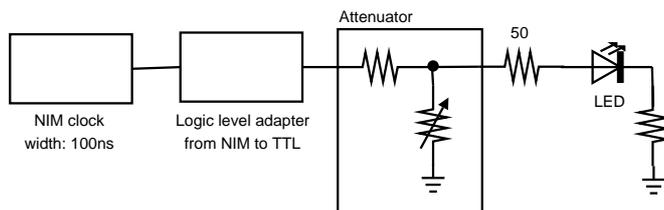


図 5.3: LED の照射試験のセットアップ。NIM clock の幅は 100ns である。

10Hz、100nsec 幅のクロック出力を 2 系統用意し、2 系統とも LOGIC LEVEL ADAPTER と VARIABLE ATTENUATOR に通す。そして一方を LED に、もう一方をオシロスコープに接続する。

まず、VARIABLE ATTENUATOR を 0dB (減衰なし) でダイノード、アノード出力と LED の波形を記録する。さらに VARIABLE ATTENUATOR を 13dB として、同様にダイノード、アノード出力と LED の波形を記録する。

5.3.2 ゲインの印加電圧依存性

この試験では、それぞれの PMT のゲインがどのくらい印加電圧に依存するのかを調べると同時に、それぞれの PMT の相対ゲインを求める。実験のセットアップを図 5.4 に示す。

反射材としてテフロンテープを巻いた円筒形のプラスチックシンチレータ (直径 2.54cm、高さ 2 cm) に少量のオプティカルグリースを塗り、そのプラスチックシンチレータを PMT に乗せる。X 線源には ^{55}Fe (5.9keV) を用いた。PMT のダイノード出力を CSA、Shaping Amplifier (ORTEC 571) に通して Analog to Digital Converters (ADC; Clear Pulse 1125) でデータ取得を行なった。

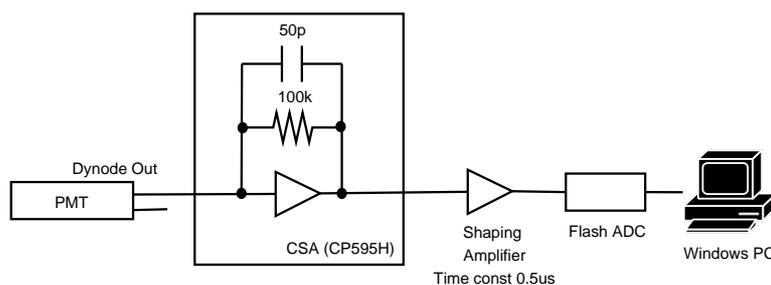


図 5.4: ^{55}Fe のスペクトル測定のセットアップ図。

電圧は 1250V~800V まで 50V ステップで印加し、それぞれの電圧での ^{55}Fe のスペクトルを記録する。それぞれの電圧における積分時間は 200s である。

5.3.3 温度試験

この試験では、低温環境下でPMTが正常に動作していることを確認する。セットアップは図5.6のようになる。まずPMTを恒温槽に入れ、1100Vの電圧を印加する。

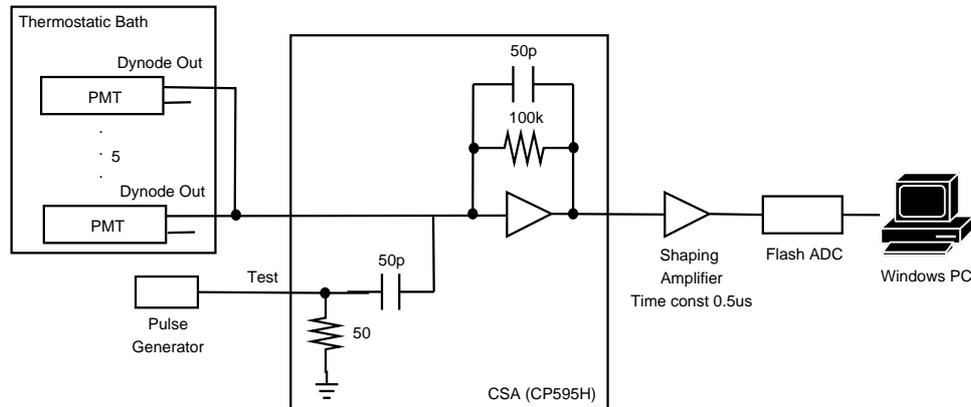


図 5.5: PMT の温度試験のセットアップ。恒温槽にはPMTが5本入るので、5本まとめて測定した。

次に、恒温槽内の温度を -15°C 、 0°C 、 $+15^{\circ}\text{C}$ 、 $+30^{\circ}\text{C}$ と変え、各温度における 1p.e. のスペクトルを測定した。ただし、 $+30^{\circ}\text{C}$ の測定時は PULSE GENERATOR (PB-4 BERKELEY NUCLEONICS CORP.) からテストパルスと同時に記録する。温度は一般的に PMT に影響がでないといわれる $\pm 0.5^{\circ}\text{C}/\text{min}$ で変えていった。1p.e. スペクトル測定の測定時間は恒温槽が各温度に到達してから1時間である。テストパルスの出力には PULSE GENERATOR (PB-4 BERKELEY NUCLEONICS CORP.) を使用した。

5.4 PMT 受け入れ試験結果

今回の受け入れ試験では105本のPMTをテストした。その中で問題のあるPMTが9本見つかった。この9本については後ほど議論する。

5.4.1 初期不良の確認と波形チェックの結果

ダイノード、アノード出力の 1p.e. の典型的な波形を図に、アノード、ダイノード出力を CSA に通したときの 1p.e. の典型的な波形を図にそれぞれ示す。図 5.7 を見るとわかるように、リップルノイズは十分小さく 1p.e. の信号をはっきり見ることができる。この試験により、今回試験したほとんどの PMT でノイズと 1p.e. のシグナルをはっきり区別できることが確かめられた。

次に、PMT に LED を照射したときの典型的な波形を図 5.9 に示す。図 5.9 において、右側の図は VARIABLE ATTENUATOR を 13dB で減衰したときの波形であり、右側の図は 0dB (減衰なし) のときの波形である。

左側の図では、しきい値を超えないような入力信号 (1V) に対して出力信号はクランプされず、LED の発光に対応した出力が確認できる。右側の図では、しきい値を超えるような大きな入力信号 (4V) に対して出力信号がクランプされていることが確認できる。

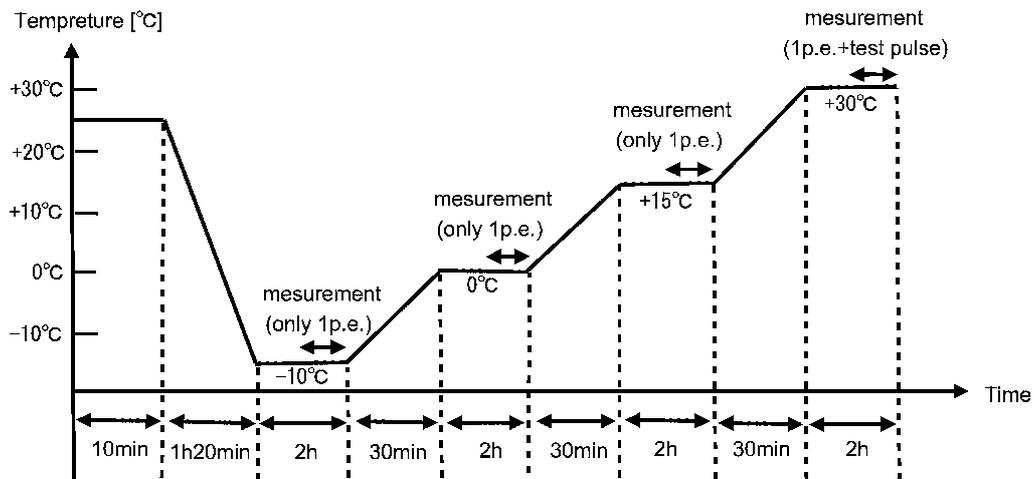


図 5.6: 温度試験における恒温槽のセットアップ。PMT の温度を同じにするために、各温度に到達してから 1 時間後に測定を開始する。温度は一般的に PMT に影響が出ないとされる $\pm 0.5^{\circ}\text{C}/\text{min}$ で変化させた。

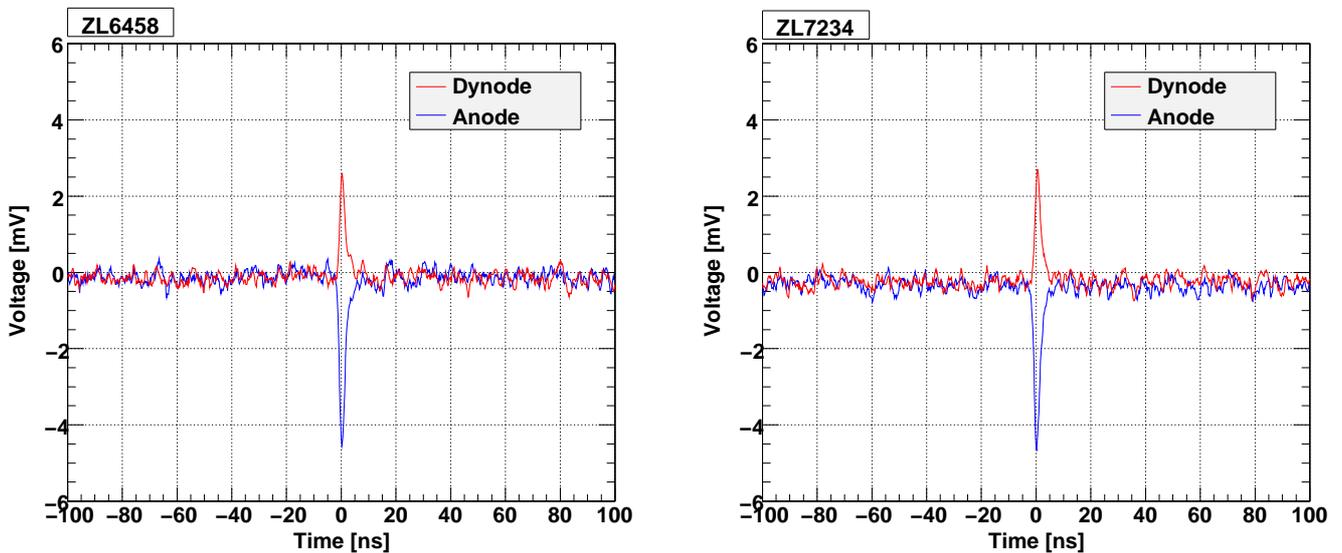


図 5.7: 典型的な PMT のダイノード、アノードの出力波形

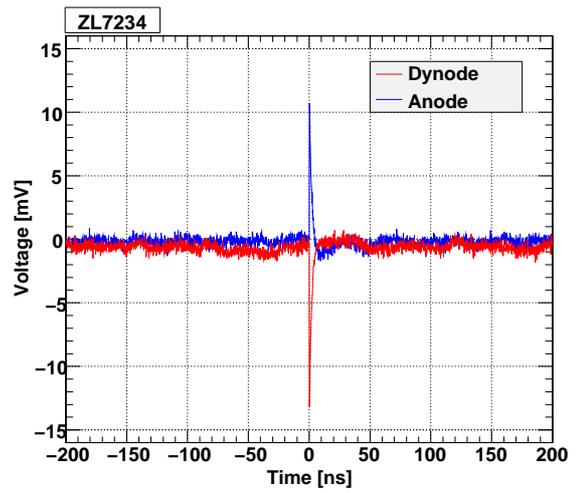
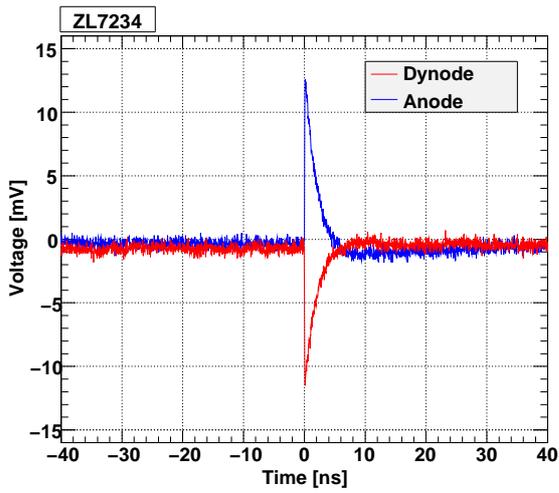
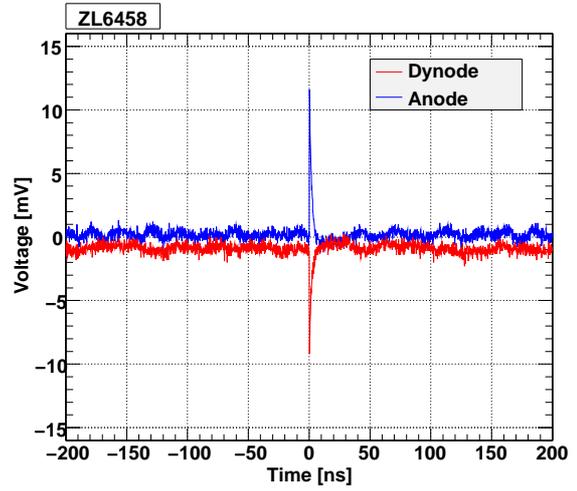
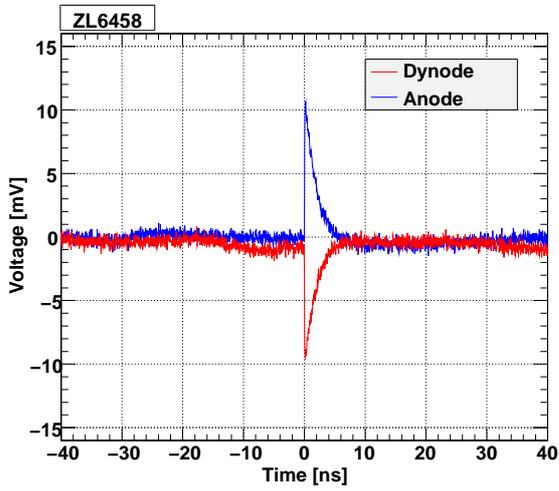


図 5.8: 典型的な PMT の CSA 出力 (左側はオシロスコープの 1 マスが 40ns、右側は 200ns)

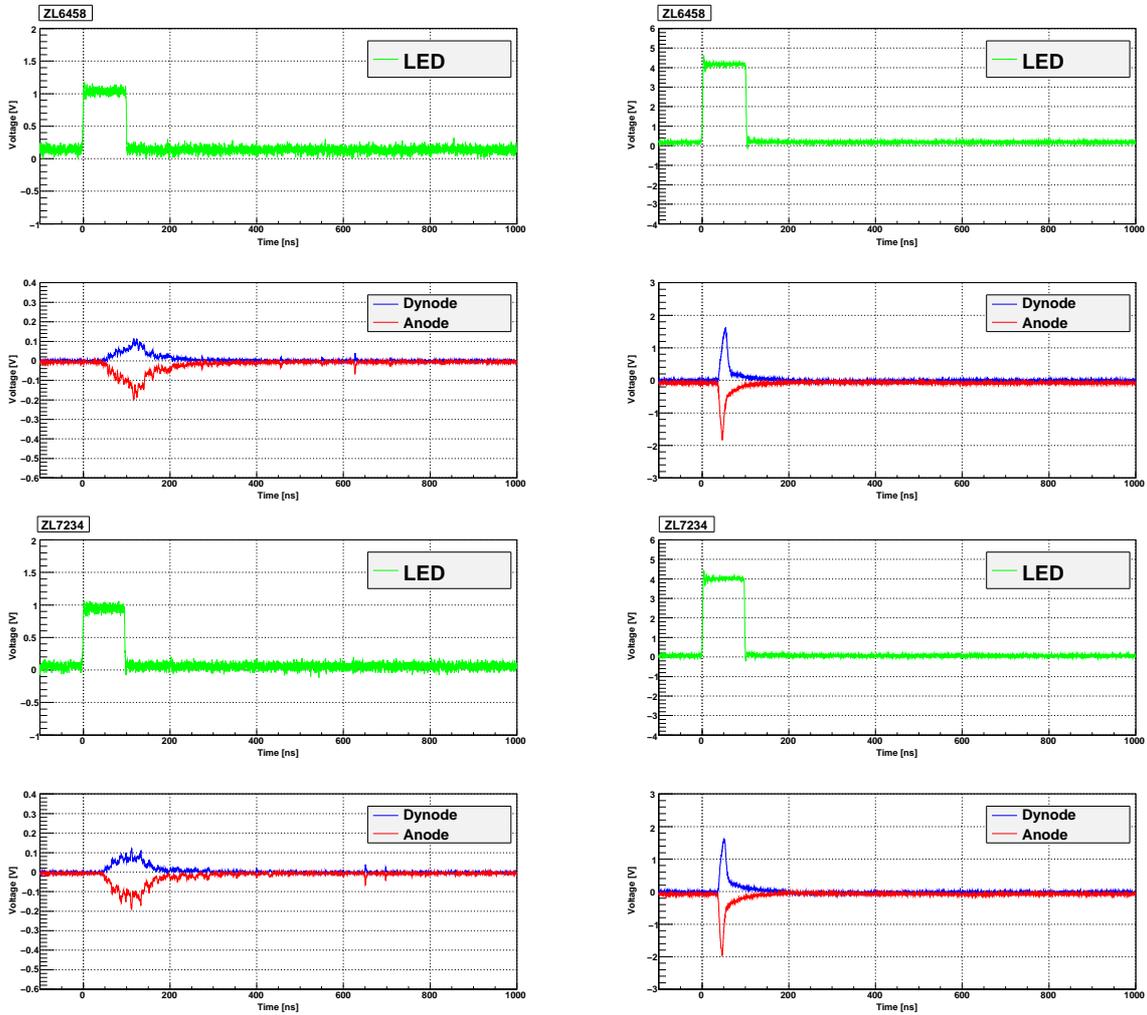


図 5.9: PMT に LED を照射したときの典型的な波形。左側が 13dB で減衰した波形で、右側が 0db (減衰なし) の波形。通常の信号 (1V) に対しては正常に動作しているが大きな信号 (4V) に対しては信号がクランプされている。

この試験により、今回試験したほとんどのPMTのクランプダイオードが正常に動作していることが確かめられた。

5.4.2 ゲインの印加電圧依存性の結果

各測定での⁵⁵FeのX線の光電ピーク(5.9keV)をガウス分布でフィッティングし、光電ピークのADCチャンネルを求めた。ただしZL7232、ZL7413、ZL7221はうまくフィッティングすることができなかった。これは、実験で得られた典型的な電圧とゲインの関係を図に示す。横軸は電圧、縦軸は各電圧に

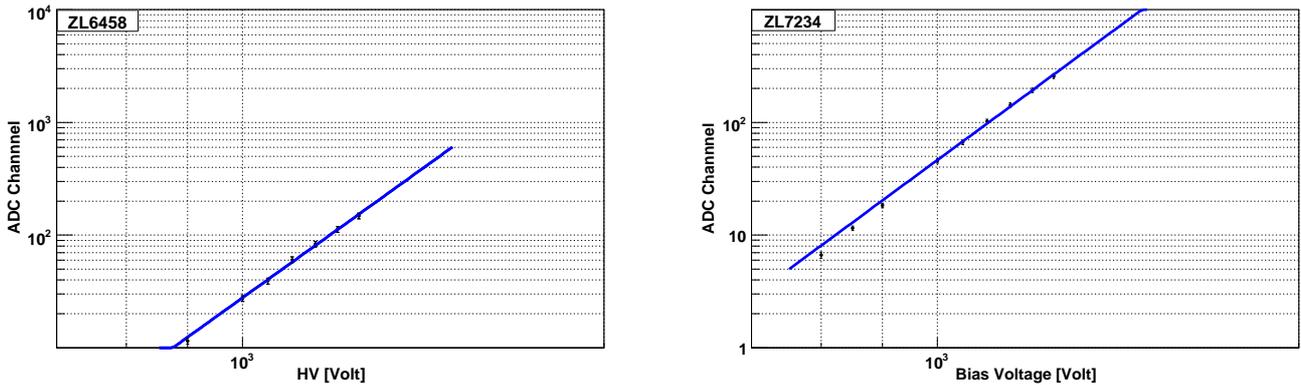


図 5.10: 典型的なバイアス電圧とゲインの関係。青色の実線はフィッティング関数であり、電圧が+950V~+1250Vの範囲でフィッティングした。

おける⁵⁵Feの光電ピークのADCチャンネルである。前述したように、一般にこの関係はべき関数で表現される。多くのPMTにおいて+800V~+900Vの範囲ではノイズによって⁵⁵Feの光電ピークをうまくフィッティングすることができなかったため、フィッティングは+950V~+1250Vの範囲で行なった。青色の実線がそのフィッティング関数である。図の左側は+1100Vにおける最終ダイノードの相対ゲインのヒストグラムである。これはそれぞれのゲインの平均で規格化されている。図5.11の左図は印加電圧が+1100Vのときのダイノードの相対ゲインの分布である。図5.11の右図は印加電圧のべきの分布である。平均は7.77である。よって例えば相対ゲインを半分にしたい場合、印加電圧は次のようになる、

$$\left(\frac{V}{1100}\right)^{7.77} = \frac{1}{2} \quad (5.1)$$

$$V = 1006V \quad (5.2)$$

また、相対ゲインを3倍にしたい場合は

$$\left(\frac{V}{1100}\right)^{7.77} = 3 \quad (5.3)$$

$$V = 1267V \quad (5.4)$$

となる。

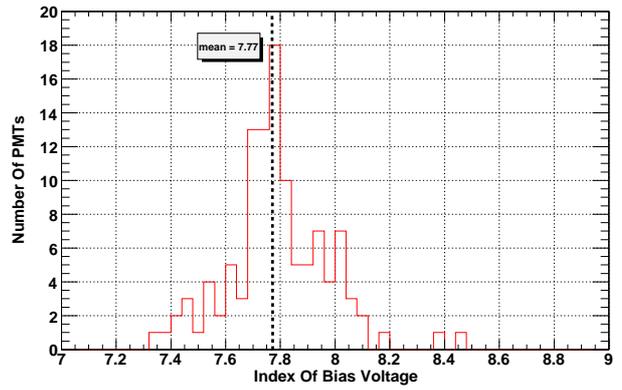
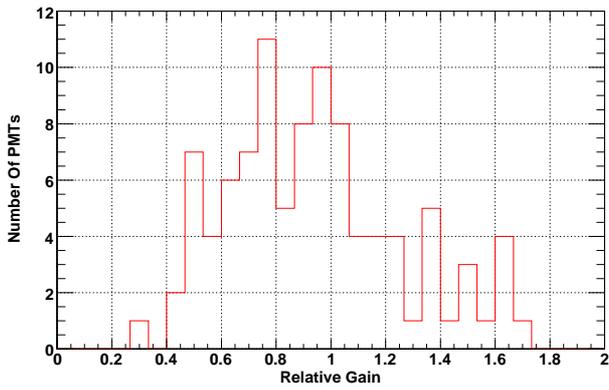


図 5.11: 左図: +1100V 印加時のダイノードの相対ゲインの分布。相対ゲインはピーク ADC チャンネルで規格化されている。右図: 印加電圧のべきの分布 (ただし、フィッティングできなかった PMT は除いてある)。平均は 7.77 である。

5.4.3 温度試験の結果

この実験で得られた典型的な 1p.e. のスペクトルを図に示す。ただし、30deg のときはテストパルスと同時に記録している。図を見るとわかるように、低温でもきちんと 1p.e. のピークを確認することができた。温度試験の結果、ほとんどすべての PMT が低温環境下でも正常に動作することが確かめられた。しかし、後述する ZL7467、ZL6504、ZL7232 に関しては典型的な 1p.e. スペクトルが得られなかった。

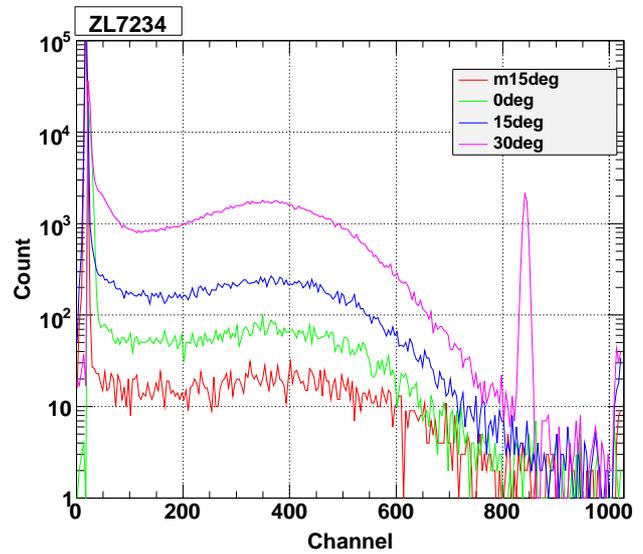
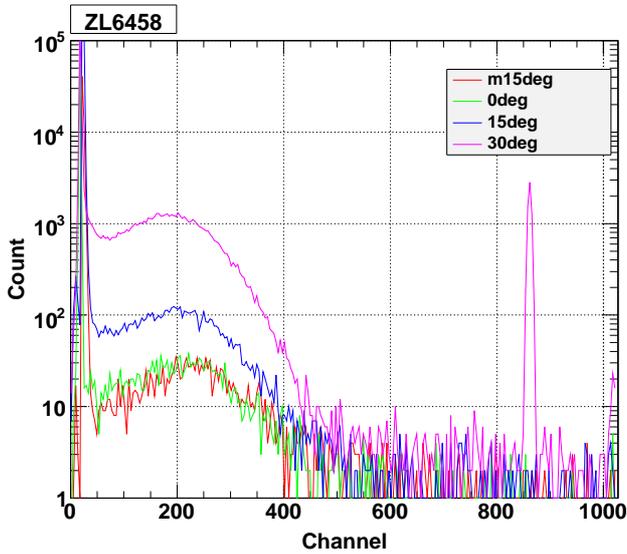


図 5.12: 温度試験における典型的な 1p.e. のスペクトル。印加電圧は+1100V である。各温度における測定時間は 300 秒である。

5.5 問題のある PMT

消費電力の高い PMT (ZL7240、ZL7243)

通常の PMT の電流値は 1100V 印加時で 21~23mA である。しかし ZL7240、ZL7243 の電流値は 1100V 印加時で共に 28mA であった。PMT の応答に関しては問題なかったため、この PMT は予備として使用する。

信号が出ない PMT (ZL6943)

ZL6943 は全く信号が出なかった。この PMT は浜松ホトニクスに送り返して交換する必要がある。

ゲインが高い PMT (ZL6567)

通常の PMT のゲインは 2~8 であるが ZL6567 のゲインは 15.6 と非常に大きい。これは ZL6567 の陽極感度が 1950[A/1m] と他の PMT に比べて極端に大きいためである。この PMT はゲインのコントロールが難しいと考えられるため、使用しないことにする。

1p.e. のレートが高い PMT (ZL7413、ZL6478)

ZL7413 と ZL6478 は温度試験における 1p.e. のレート、電圧 1250V 印加時の 1p.e. のレートが共に他の PMT に比べて高いため使用しないことにする。

その他の問題のある PMT (ZL7467、ZL7231、ZL7232)

ZL7467 は温度試験において 30°C 以外のスペクトルにおいて 400 チャンネル以上のノイズカウントが約 100 カウントある (図 5.13)。さらに、30°C 以外のスペクトルにおいて 1 p.e. のピークがはっきり見えない。この PMT は浜松ホトニクスに送り返してチェックする必要がある。

ZL7231 はゲインの印加電圧依存性の試験において、高電圧 (1250V、1200V) の時に典型的な ⁵⁵Fe スペクトルが取れない、低電圧 (1100V) の時のスペクトルは典型的なものである。また、オシロスコープで波形を見るとアノードとダイノードの信号が一致しない。原因が不明であるため、この PMT は浜松ホトニクスに送り返してチェックする必要がある。

ZL7232 はゲインの印加電圧依存性の試験において、電圧 1050V 以上で典型的なスペクトルを取ることができない。この原因についても不明であるため、浜松ホトニクスに送り返してチェックする必要がある。

5.6 まとめ

本論文では 2008 年 2 月に茨城県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構 (KEK) のシンクロトロン放射光研究施設 (PF; Photon Factory) において行った初めての PoGO Lite の完全なフライトモデルの PDC19 ユニットとフライトモデルの DAQ システムを用いての実験の解析を行った。また、シミュレーションツールキット Geant4 を用いてビーム試験を再現したシミュレーションを行い、実験とシ

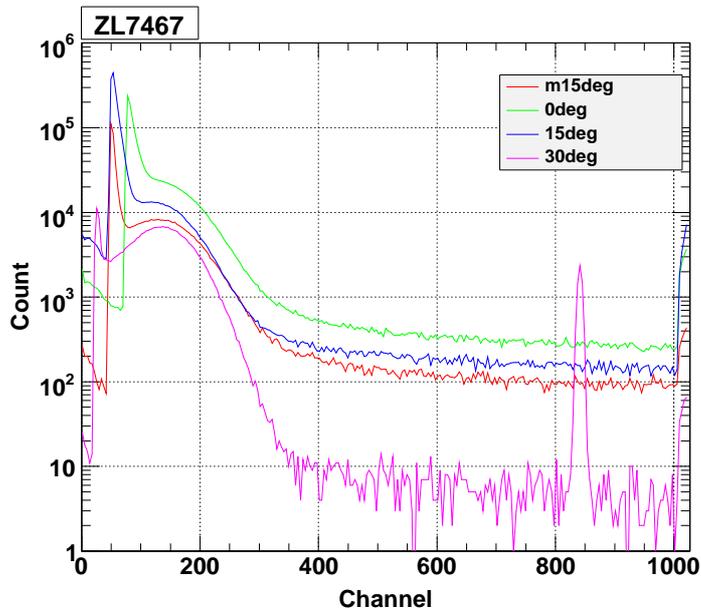


図 5.13: 温度試験で問題が見つかった PMT。30°C 以外のスペクトルにおいて 1 p.e. のピークがはっきり見えない。

ミュレーションの比較によってフライトモデルの検出器の評価を行った。KEK でのビーム試験とそのシミュレーション結果は以下の通りである。

モジュレーションファクターに関しては波高値とエネルギーの非線形性を考慮することにより 2 ヒットイベント、3 ヒットイベント共に実験値とシミュレーション値は誤差の範囲内で一致した。また、モジュレーションファクターのコンプトン散乱イベントの範囲依存性についても誤差の範囲内で一致していた。また検出効率に関しても、実験値とシミュレーション値はほぼ一致していた。

このことから、KEK 実験で使用した検出器は予想通りの性能を示していることがわかった。

さらに、2010 年の PoGOLite のファーストフライトに使用する PMT の受け入れ試験を行った。PMT の受け入れ試験に関しては、105 本中問題のある PMT が 9 本見つかった。問題のあった PMT 9 本は予備として使用したり、浜松ホトニクスに送って交換してもらう予定である。それ以外の正常な PMT は放電対策（ポッティング）を行い、2010 年のファーストフライトの打ち上げサイトであるスウェーデンに送り最終試験を行う予定である。

参考文献

- [1] T. Mizuno et.al NIMA-D-08-00730R1 (2008)
- [2] F. Lei, A. J. Dean, G. L. Hills, Space Sci. Rev. 82 (1997) 309sim388.
- [3] J. Kataoka, et al., Proceedings of SPIE 5898 (2005) 133
- [4] G. B. Rybicki, A. P. Lightman "Radiative Processes in Astrophysics", Interscience Publishers, New York.
- [5] Glenn F.Knoll,"Radiation Detection and Measurement (Third Edition)",John Wiley & Sons,Inc(2000); 邦訳:「放射線計測ハンドブック(第3版)」,木村逸郎/阪井英次 訳,日刊工業新聞社(2001).
- [6] 野口正安/富永洋 著,「放射線応用計測 基礎から応用まで」,日刊工業新聞社(2004).
- [7] John R.Taylor,"An Introduction To Error Analysis The Study Of Uncertainties In Physical Measurements (Second Edition)",University Science Books(1982,1997); 邦訳:"計測における 誤差解析入門",林茂雄/馬場涼 訳,東京化学同人(2000).
- [8] 有元 誠 修士論文「気球硬 X 線偏光計 PoGO のシミュレーションによる性能評価」東京工業大学(2005)
- [9] 金井 義和 修士論文「Performance Evaluation of Phoswich Detector Cell for the Balloon-Borne Astronomical Soft Gamma-Ray Polarimeter PoGOLite」東京工業大学(2006)
- [10] 金井 義和 学士論文「気球搭載硬 X 線偏光計の試作と性能評価」東京工業大学(2006)
- [11] 嶺重慎 著,「ブラックホール天文学入門」,裳華房(2005).
- [12] 山本 和英 修士論文「気球搭載宇宙硬 X 線偏光検出器 PoGOLite の主検出部の開発と性能評価」広島大学(2007)
- [13] 小山 勝二/嶺重慎 著,「シリーズ現代の天文学8 ブラックホールと高エネルギー現象」,日本評論社(2007).

謝辞

本研究を行なうにあたり指導教官である河合 誠之教授及び片岡 淳助教には大変感謝いたします。河合先生にはゼミなどを通して宇宙物理学だけでなく多くのことを学びました。

また、同じ東工大の PoGO Lite チームである、植野さん、有元さん、金井さんには実験やシミュレーションを基礎から教えていただきました。特に有元さんと金井さんには最後の最後まで迷惑をかけ続けてしまい大変申し訳なく思っています。今の私があるのも PoGO Lite チームの先輩方のおかげだと思います。

また、広島大学の水野さん、ひろたかさん、吉田くんには KEK 実験や実験解析などで大変お世話になりました。一緒に KEK 実験に参加した KTH (スウェーデン) の mozsi との会話は英語の練習になりとても楽しかったです。

修論執筆の終盤にあのようなハプニングが起きて修論の提出ができなくなりそうだったとき、有元さん、下川辺さん、そして Macintosh のおかげで今こうして修論を終えることができたのだと思います。最後に、本研究中に多くの意見を交換し、さまざまな場面において協力してくれた河合研究室の仲間にも深く感謝いたします。