

LaBr<sub>3</sub> シンチレータとガス検出器を用いた  
ガンマ線コンプトンカメラの開発

京都大学 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻  
物理第二教室 宇宙線研究室

黒澤俊介

[kurosawa@cr.scphys.kyoto-u.ac.jp](mailto:kurosawa@cr.scphys.kyoto-u.ac.jp)

平成 20 年 1 月 31 日

## 概要

われわれは sub-MeV・MeV ガンマ線領域で既存の天体観測機器よりも広視野かつ高感度な撮像カメラの開発を行っている。このカメラでは入射したガンマ線を 3 次元飛跡検出器型ガス増幅検出器 (Time Projection Chamber, TPC) 内でコンプトン散乱させ、その反跳電子のエネルギーと三次元飛跡を捕らえている。一方、散乱ガンマ線は TPC の周りにおいたピクセル状に切って、シンチレータをアレイにした検出器によって位置とエネルギーを測定する。これによって一事象ごとにそのコンプトン散乱の再構成を可能にし、たとえばコリメータやマックスプランク研究所を中心に行われた観測で用いられた Time of Flight (TOF) といったバックグラウンドを除去するための工夫なしで強力なバックグラウンド除去能力を持ち、そのおかげで広視野と高感度のカメラが実現した。このカメラで 2006 年には宇宙背景および大気拡散ガンマ線の気球観測を行ったが、天体観測に向けて現状よりも良い角度分解能を得る必要がある。

角度分解能はシンチレータのエネルギー分解能に強く依っていることから、私は従来の GSO 結晶シンチレータアレイのエネルギー分解能 10.5 % (FWHM, 662keV) よりも高い分解能を有する LaBr<sub>3</sub> 結晶を用いたシンチレータアレイの開発に取り組んだ。LaBr<sub>3</sub>(Ce) は現在もっともエネルギー分解能のよいシンチレータで、アレイ化していない単結晶の分解能は光電子増倍管 (PMT) での典型的な測定値が 662 keV で 3 % (Full Width Half Maximum, FWHM) である。しかし非常に強い潮解性のためにアレイ化などの結晶加工は非常に難しい。その中で今回、私は  $5.8 \times 5.8 \times 15\text{mm}^3$  のピクセルを  $8 \times 8$  個並べたアレイの作製に成功し、アノード数が  $8 \times 8$  個のマルチアノード PMT で読み出したときのエネルギー範囲は 100-1000keV で、全ピクセルの平均エネルギー分解能 (FWHM) は  $\Delta E/E = 5.77 \pm 0.43(\text{Energy}/662\text{keV})^{-0.47 \pm 0.01}$  を実現した。このアレイと 10cm 角のガス TPC(アルゴン 90 % + エタン 10 %, 1 気圧) からなるガンマ線コンプトンカメラで点線源を測定したところ、角度分解能 (FWHM) は GSO アレイを用いた時の  $6.4 \pm 0.2^\circ$  (以下 662keV での値) から  $5.2 \pm 0.2^\circ$  に向上し、さらにガス TPC のゲインを上げたことによる TPC の性能向上によって、 $4.2 \pm 0.3^\circ$  を達成した。

# 目次

第1章	MeV ガンマ線天文学	1
第2章	ガンマ線の検出および撮像	6
2.1	光と物質の相互作用	6
2.1.1	光電効果	6
2.1.2	コンプトン散乱	7
2.1.3	電子・陽電子対生成	7
2.2	撮像方法	8
2.2.1	Coded Mask を使用した方法	8
2.2.2	レンズで集光する方法	9
2.2.3	コンプトン散乱を用いる方法	10
2.2.4	感度比較	15
2.3	Advanced 法による入射ガンマ線の再構成	15
2.3.1	入射ガンマ線の再構成	15
2.3.2	非コンプトン散乱由来のバックグラウンド除去	16
2.4	コンプトンカメラの性能評価	17
2.4.1	角度分解能の定義	17
2.4.2	角度分解能の限界値	18
第3章	われわれの検出器	21
3.1	散乱体	21
3.1.1	$\mu$ -PIC	23
3.1.2	GEM	23
3.2	吸収体	25
3.3	気球実験	26
3.3.1	基本性能 (気球仕様の検出器)	26
3.3.2	気球実験	27
3.3.3	大気ガンマ線と宇宙拡散ガンマ線	29
3.3.4	SMILE-II にむけて	29
第4章	位置検出器型シンチレータ	32
4.1	各種シンチレータ	32
4.1.1	気体シンチレータ	32
4.1.2	有機シンチレータ	32
4.1.3	無機シンチレータ	33
4.2	無機結晶シンチレータの詳細	33
4.2.1	結晶	33
4.2.2	製造方法	33
4.2.3	発光機構	34

4.2.4	活性化物質	35
4.2.5	各種無機シンチレータ	36
4.2.6	各シンチレータの発光量とバンドギャップエネルギー	39
4.2.7	各シンチレータのエネルギー分解能と光子数	39
4.3	光輸送	42
4.3.1	結晶表面・反射材	42
4.3.2	屈折率	42
4.3.3	透過率	43
4.4	光電子増倍管 (PMT)	45
4.4.1	光電子増倍管 (PMT) の概説	45
4.4.2	光電陰極・入射窓	45
4.4.3	ダイノード	46
4.4.4	ゲイン	47
4.4.5	マルチアノード光電子増倍管	47
4.5	PMT を用いた位置決定感度のあるシンチレータカメラ	48
4.5.1	アンガー型 (Anger logic)	48
4.5.2	PMT-Quadrant-Sharing (PQS) 型	48
4.5.3	プラナー型 (planar 型)	50
4.5.4	ピクセル型 (pixel 型)	50
4.6	ピクセルアレイの開発 (われわれの先行研究)	50
4.6.1	GSO アレイとマルチアノード PMT	51
4.6.2	マルチアノード PMT	51
4.6.3	読み出し方	51
4.6.4	先行研究の結果	52
4.7	われわれの検出器からの要請	53
4.8	潮解性のある結晶を用いたアレイ化の前例	55
<b>第 5 章</b>	<b>LaBr<sub>3</sub> 結晶の基本性能の測定</b>	<b>56</b>
5.1	測定した結晶	56
5.2	測定方法	56
5.3	結果と考察	57
5.3.1	光量比較	57
5.3.2	線形性	59
5.3.3	エネルギースペクトル	59
5.3.4	エネルギー分解能	61
5.4	自己放射	63
<b>第 6 章</b>	<b>LaBr<sub>3</sub> のアレイ化およびコンプトンカメラへの搭載</b>	<b>65</b>
6.1	LaBr <sub>3</sub> のアレイ化の先行研究と意義	65
6.2	LaBr <sub>3</sub> アレイ化の方針	66
6.3	アレイの材料となる LaBr <sub>3</sub> の性能評価	66
6.3.1	光量、エネルギー分解能測定	66
6.3.2	一様性	67
6.4	LaBr <sub>3</sub> アレイカメラの概要	69
6.5	各ピクセルの性能	70
6.6	アレイの性能	72

6.6.1	LaBr <sub>3</sub> アレイの測定	72
6.6.2	比較用 GSO アレイの測定	73
6.6.3	結果と考察	74
6.7	光漏れの考察	78
6.8	コンプトンカメラへの LaBr <sub>3</sub> 搭載	80
6.8.1	セットアップ	80
6.8.2	解析方法	81
6.8.3	スペクトル・エネルギー分解能	86
6.8.4	再構成イメージ	88
6.8.5	角度分解能	88
<b>第 7 章</b>	<b>LaBr<sub>3</sub> アレイおよび TPC の改良</b>	<b>93</b>
7.1	改良アレイの製作	93
7.2	各ピクセルの性能	93
7.2.1	アレイの性能	93
7.2.2	イメージとスペクトル	96
7.2.3	光量とエネルギー分解能	97
7.3	コンプトンカメラの変更点	101
7.3.1	A. シンチレータ	101
7.3.2	B. $\mu$ -PIC・TPC	102
7.3.3	C. 実験系全体	103
7.4	ARM 測定結果と考察	103
<b>第 8 章</b>	<b>まとめと今後の課題</b>	<b>107</b>

# 第1章 MeVガンマ線天文学

ガンマ線はエネルギーがおおよそ数百 keV より高い電磁波を指す。宇宙からのガンマ線の到来は 1950 年代に  $\pi^0$  粒子の崩壊過程で発生することが早川らによって予言され [1, 2]、その後、OSO-3(1972年)[3, 4]、SAS-2(1973年)[5]、COS-B(1975年)[6] などの観測で、実際にガンマ線が天体から放射されていることが確認されていった。ガンマ線天文学の幕開けである。

ガンマ線のエネルギー領域は sub MeV (数百 keV) から GeV、TeV までと広範にわたるが、われわれはそのなかでも sub MeV から数 MeV までの領域のガンマ線を取り扱う。というのもこの領域での検出器の開発は他の波長と比べて遅れているのが現状であるが、次のような興味深い物理現象の観測ができるので今後の発展性が大きいからである。

たとえば、超新星残骸などでの元素合成の様子がガンマ線観測によって解明される。超新星爆発にともない、鉄よりも重い新しい元素が合成される。合成された放射性原子核は不安定な場合には崩壊を起こすが、崩壊前後の典型的なエネルギー差がおおよそ MeV ガンマ線に対応する。このガンマ線は核ガンマ線もしくは線スペクトルになることからラインガンマ線と呼ばれる。主な核ガンマ線を表 1.1 に示す。これらを観測すれば、爆発の様子を見ることが出来る。

また原子核の崩壊による核ガンマ線のほかにも原子核のエネルギー状態が励起から基底状態に遷移する際の核ガンマ線も存在する。たとえば太陽フレアなどの爆発現象によって表 1.2 のような核種からのガンマ線放射が観測されている [7]。

さらにフレアによって生じた高エネルギー粒子が生成する中性子や  $\pi^\pm$  や  $\pi^0$  と太陽大気中などの陽子によって以下のようなガンマ線が出る。

$$p + n \rightarrow D + \gamma(2.2223\text{MeV}) \quad (1.1)$$

$$e^- + e^+ \rightarrow 2\gamma(\gamma = 0.511\text{MeV}) \quad (1.2)$$

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma(\gamma \sim 70\text{MeV}) \quad (1.3)$$

ただし  $D$  は重水素で、陽電子  $e^+$  は  $\pi^+$  (寿命:  $10^{-8}\text{sec}$ ) から  $\mu^+$  (寿命:  $10^{-6}\text{sec}$ ) の崩壊を経て生成される。 $\pi^0$  (寿命:  $10^{-12}\text{sec}$ ) のスペクトルは 70MeV を中心に広がったスペクトルになる。

表 1.1: 主な核ガンマ線 [8]

核種	半減期	壊変過程	エネルギー (keV)
$^{56}\text{Ni}$	8.8d	$^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co}^*$	158,812,750,480
$^7\text{Be}$	77d	$^7\text{Be} \rightarrow ^7\text{Li}^*$	478
$^{56}\text{Co}$	111d	$^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}^* + e^+$	847,1238
$^{57}\text{Ni}$	390d	$^{57}\text{Co} \rightarrow ^{57}\text{Fe}^*$	122
$^{22}\text{Na}$	3.8y	$^{22}\text{Na} \rightarrow ^{22}\text{Ne}^* + e^+$	1275
$^{44}\text{Ti}$	89y	$^{44}\text{Ti} \rightarrow ^{44}\text{Sc}^* \rightarrow ^{44}\text{Ca}^* + e^+$	1157,78,68
$^{26}\text{Al}$	$1.04 \times 10^6$	$^{26}\text{Al} \rightarrow ^{26}\text{Mg}^* + e^+$	1809
$^{60}\text{Fe}$	$2.0 \times 10^6$	$^{60}\text{Fe} \rightarrow ^{60}\text{Co}^*$	1173,1332

表 1.2: 主な核ガンマ線 (励起による放射)

核種	エネルギー (MeV)
$^{12}\text{C}$	4.44, 6.13
$^{14}\text{Ni}$	1.63
$^{16}\text{O}$	7.12
$^{20}\text{Ne}$	1.63

これまでは線スペクトルを中心に取上げたが、シンクロトロン放射、逆コンプトン散乱、制動放射などによる連続スペクトルもパルサー、活動銀河核 (Active Galactic Nuclei, AGN)、超新星残骸などから観測されている。

これらの天体では、荷電粒子 (主に電子) の加速によってシンクロトロン放射および逆コンプトン散乱が起こりガンマ線を含む広い波長域での電磁波が放出されている [9]。

シンクロトロン放射は主に数十 keV 以下の放射で支配的になっており、逆コンプトン散乱は TeV 領域を中心とした放射である (図 1.1)。一方 MeV 領域ではシンクロトロン放射と逆コンプトン散乱によるガンマ線放射や  $\pi^0$  崩壊による放射などの重ね合わせとなっている。そしてそれぞれの放射過程のパラメータ (磁場の強さや物質密度) によってや AGN などの放射モデル強度が敏感に変わりうる領域である。すなわちこの領域のスペクトルを詳細に観測すれば、各天体の磁場などの様子を含めた粒子加速や放射機構の詳細な情報を得ることができる。

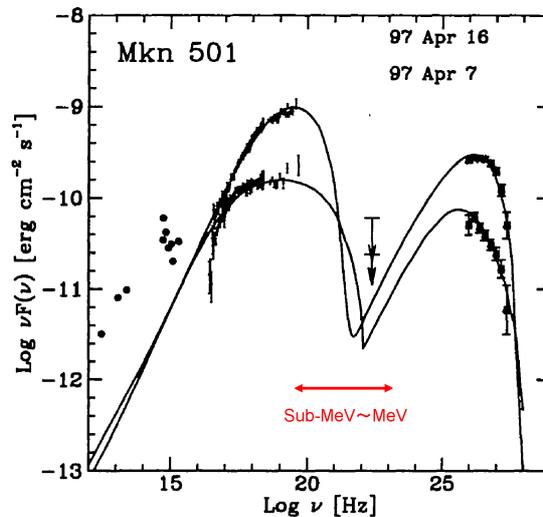


図 1.1: AGN の SED (Spectral Energy Distribution) の一例ブレイザー Mkn 501 の強度の時間変化。点が観測データで直線が SSC (synchrotron Yself-Compton) モデル [12]。

ほかにも MeV ガンマ線ではブラックホールでの強い重力場の様子を観測できる。ブラックホールは降着円盤を形成し、その内側では重力エネルギーによって約 100MeV の陽子同士が衝突して  $\pi^0$  が生成される。この  $\pi^0$  は強い重力場によって生成されるもので、 $\pi^0$  崩壊による 70MeV 付近の放射が観測できれば、ブラックホールの存在を証明するひとつの証拠となる [13]。

さて、銀河中心は超新星残骸が多く存在するため、核ガンマ線の放射が起きやすい領域である。ただし残骸の年齢が十分古いために寿命が長い  $^{26}\text{Al}$  や  $^{44}\text{Ti}$  などによる放射が主に見えている [10, 11]。また 511keV の電子・陽電子対消滅線の分布も CGRO (Compton Gamma-Ray Observatory) 衛星

の OSSE(The Oriented Scintillation Spectrometer Experiment) や INTEGRAL (International Gamma-Ray Astrophysics Laboratory) 衛星の SPI (Spectrometer SPI and Imager) によって銀河面で確認された [14, 15] (図 1.2 参照)。ここで陽電子は  $\beta^+$  崩壊に由来していることが有力視されているが、この放射源が銀河中心の点源なのかという問題がある。そしてその発生源については中性子星、ブラックホール、超新星、極超新星、ガンマ線バーストなどが考えられているが完全には分かっていない。なお、超伝導宇宙組に由来するとの説もある [16]。このほかにも、511keV 線については Bulge と Disk の放射比はどのくらいなのかといった、多くの問題が残されている [17]。これらの解決にはより高感度で角度分解能の良い検出器で詳細に放射源の分布などを調べる必要がある。

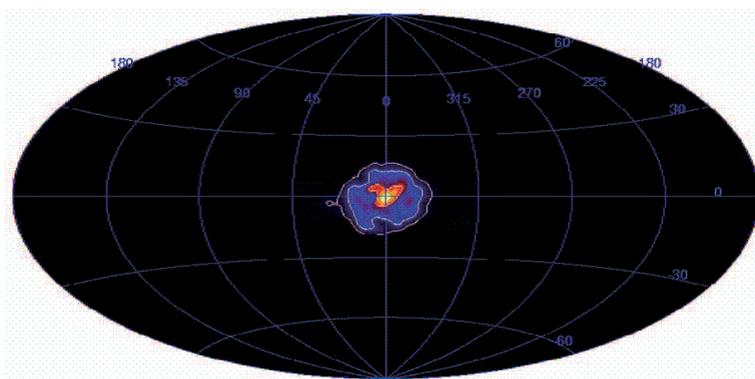


図 1.2: INTEGRAL による銀河中心 511keV ラインの分布 [15]

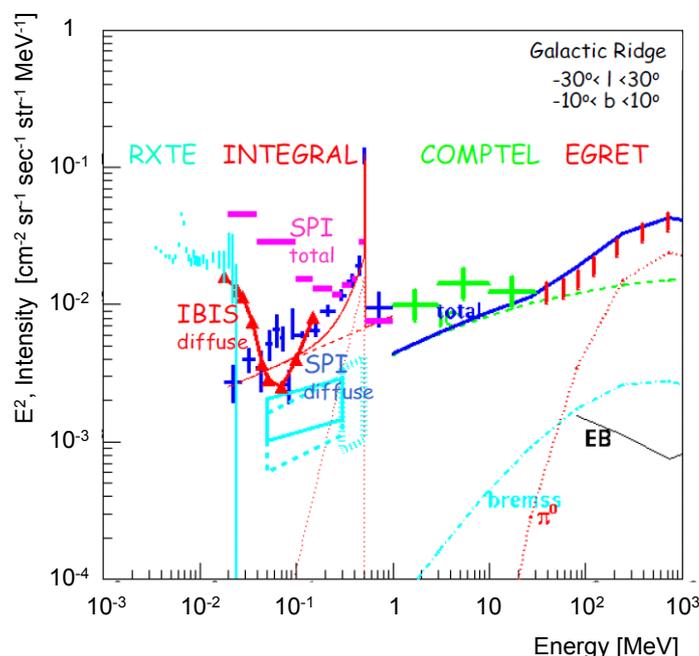


図 1.3: 銀河中心付近 (Galactic Ridge) からのスペクトル [18]

ガンマ線バースト (GRB) 自体もその起源や発生過程、ガンマ線の生成機構や内部構造、そして宇宙線の加速についてなど多くの解明すべき点があるが、宇宙論への応用としても興味がある。それは宇宙論パラメータを決める際に、GRB が標準光源となりうるからである。すなわち絶対光度が分かれば、見かけの明るさからその天体までの距離 (光度距離  $D_L$ ) が分かり、さらに赤方偏

移  $z$  が分かれば  $D_L$  との関係からハッブル定数、質量密度パラメータ  $\Omega_M$ 、宇宙定数  $\Omega_\Lambda$  といった宇宙論パラメータの制限・推定ができる (図 1.4)。

宇宙論パラメータの決定には、Ia 型超新星の観測、2dF や SDSS による赤方偏移サーベイによる銀河分布、COBE や WMAP による 3K 宇宙背景放射の揺らぎ観測などによっても決められてきたが、GRB による観測はこれらのパラメータにより強い制限を与える (図 1.5)。ただし、現在は解析手法にトートロジーが含まれる部分もあり、また誤差も大きいことから、今後の観測でそれらが解決されることが期待されている。またガンマ線バーストは high- $z$  領域に多く分布しており、過去の宇宙のプロープとしても期待されている。

ここでガンマ線バーストは一日に 1 個から 2 個程度観測されるが、広い視野を持ち到来方向やスペクトルが取れる検出器はガンマ線バーストの観測に非常に有利である。われわれの検出器 (詳細は後述) はそれらの条件を満たし、ガンマ線バースト観測には非常に高い可能性を持っている。

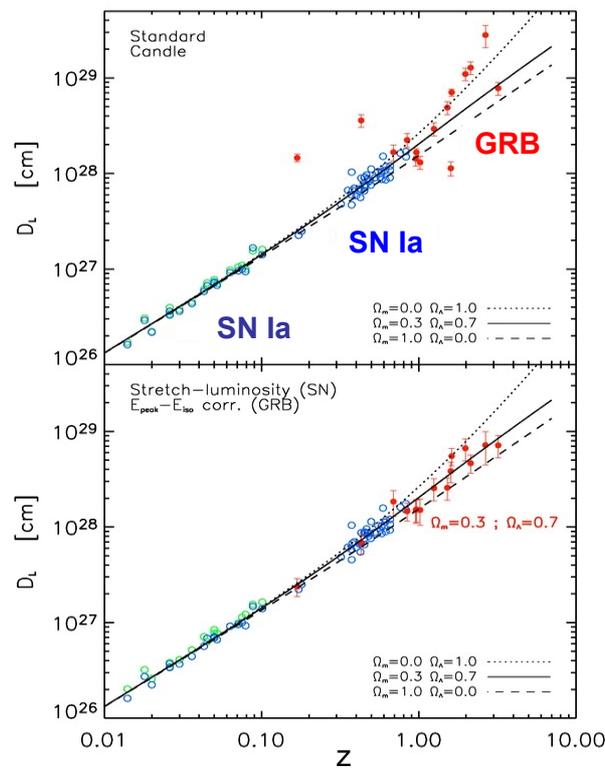


図 1.4: ガンマ線バーストと Ia 型超新星による光度距離と赤方偏移の関係 [19]

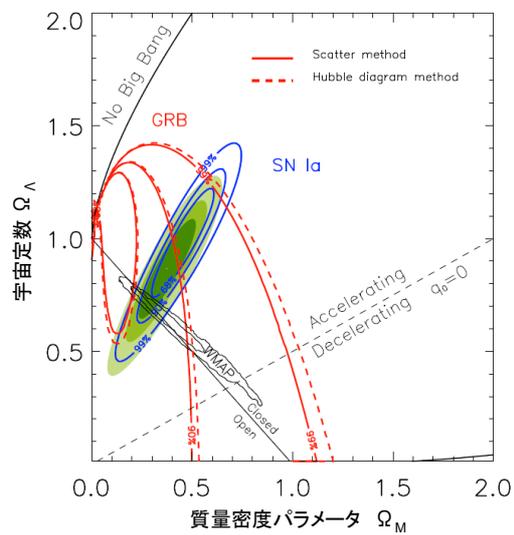


図 1.5: 宇宙論パラメータの制限 [19]

## 第2章 ガンマ線の検出および撮像

### 2.1 光と物質の相互作用

ガンマ線を検出するには何らかの相互作用を物質（検出器）と起こさなければならない。ガンマ線と物質との相互作用は次の3つがある。

1. 光電効果
2. コンプトン散乱
3. 電子・陽電子対生成

これらの相互作用の断面積は光子のエネルギーや物質の原子番号  $Z$  に依存しており、われわれが狙っている sub-MeV から数 MeV のエネルギー領域ではコンプトン散乱による相互作用が卓越している（図 2.1）。

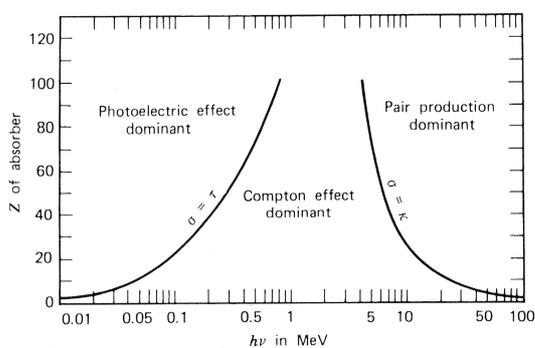


図 2.1: ガンマ線と物質の相互作用で優位な作用 [20]

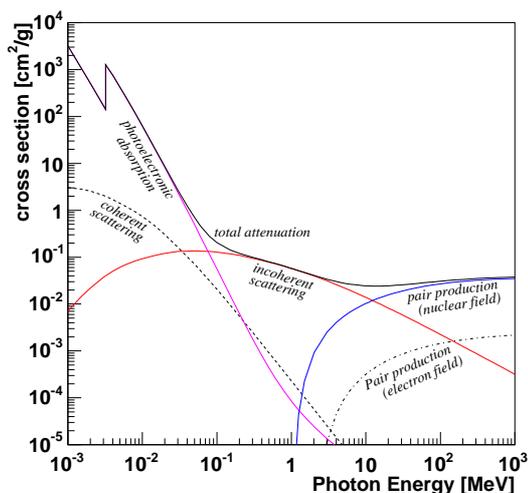


図 2.2: 光とアルゴンの相互作用断面積のエネルギー依存性 [21]

#### 2.1.1 光電効果

100keV 以下のエネルギーで主な相互作用である光電効果は原子中の電子に入射光子のエネルギーを渡して電離させる現象で、飛び出した電子の持つエネルギーは入射光子のエネルギー  $E_\gamma$  と原子に束縛されていたときのエネルギー分との差になる。ここで K 殻の束縛エネルギーよりも高いエネルギーをもつ光子は K 殻の電子と相互作用する確率がほかの殻よりも高くなり、そのときの反応断面積  $\sigma_{phK}$  は式 (2.1) ような関係にある。もしも  $E_\gamma$  が K 殻の束縛エネルギーよりも小

さい場合はL殻との相互作用の断面積が大きくなり、同様に  $E_\gamma$  がほかの殻の束縛エネルギー前後で断面積が変化し、吸収端（エッジ）を作る。

$$\sigma_{phK} \propto Z^5 E_\gamma^{-7/2} \quad (2.1)$$

### 2.1.2 コンプトン散乱

sub-MeV から 1MeV までの領域で優位な相互作用で、ガンマ線と電子の弾性散乱をコンプトン散乱と呼ぶ。入射するガンマ線のエネルギー  $E_\gamma$  が、原子中の電子の束縛エネルギーに比べて十分大きいので散乱前の電子は静止しているとみなせる。散乱後のガンマ線のエネルギー  $E'_\gamma$  は入射ガンマ線と反跳電子のなす角（散乱角）を  $\phi$  とすると式（2.2）のようになる。

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \phi)} \quad (2.2)$$

ただし  $m_e$  は電子の質量で、 $c$  は光速である。また、散乱ガンマ線の角度分布は微分散乱断面積を  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  と書くと、クライン・仁科の公式 (Klein-Nishina formula) 式（2.3）で表される。この角度分布を図示すると図 2.3 のようになり入射光子のエネルギーが大きくなるほど前方散乱の割合が大きくなる。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto Z \left( \frac{1}{1 + k(1 - \cos \phi)} \right)^2 \left( \frac{1 + \cos^2 \phi}{2} \right) \left( 1 + \frac{k^2(1 - \cos^2 \phi)}{(1 + \cos^2 \phi) \{1 + k(1 - \cos \phi)\}} \right) \quad (2.3)$$

$(k := \frac{E_\gamma}{m_e c^2})$

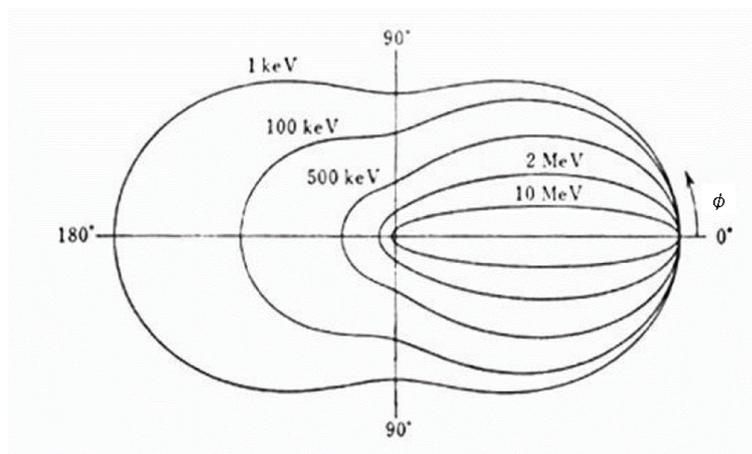


図 2.3: 単位立体角あたりのコンプトン散乱される光子数の散乱角分布（極座標表示）[20]

### 2.1.3 電子・陽電子対生成

1MeV 以上のエネルギーを持ったガンマ線は電子の静止質量 (511keV) の倍以上あるので、物質中の原子内の場によって電子・陽電子対生成を起こすことができ、このエネルギー領域では卓越

した相互作用となる。生成された電子と陽電子のエネルギーは入射ガンマ線のエネルギーから両者の静止質量分を引いた値が分配される。また断面積  $\sigma_{ee}$  と原子番号  $Z$  は式 (2.4) のような関係がある。

$$\sigma_{ee} \propto Z^2 \quad (2.4)$$

## 2.2 撮像方法

実際に MeV ガンマ線を検出・撮像するにはかなりの困難がある。というのもほかの波長のよう光を集光する方法が難しいからである。たとえば X 線で用いられた全反射による集光方法は、100keV 以上ではほとんど感度が無い。これは、高いエネルギーでは、透過率が高く、反射率が低くなるためである。

また、MeV 領域で主な物質との相互作用であるコンプトン散乱を捕らえる方法は、散乱ガンマ線や反跳電子のエネルギーや方向などを測定しなければならず、光電吸収による観測よりも難しい。さらに、検出器部分とは異なる検出器本体や衛星の筐体などでもコンプトン散乱が起きてしまい、その散乱ガンマ線が大きなバックグラウンドになって、観測を難しくしている。そのような中で MeV ガンマ線を捕らえる方法として、次の 4 つが挙げられる。

1. コリメータを使用した方法
2. Coded Mask を利用した方法
3. レンズで集光する方法
4. コンプトン散乱を用いる方法

### コリメータを使用した方法

CGRO/OSSE など採用されていた方法で図 2.4a のようにコリメータを用いて特定の方向からのガンマ線のみを検出器で受けるようにしてガンマ線到来方向を定める方法である。入射したガンマ線は図 2.4a のシンチレータのような光電吸収型の光検出器でガンマ線を吸収させる。

構造は単純であるが、光電吸収の断面積はエネルギーの $-7/2$ 乗に比例することからも分かるようにコリメータの長さによってコリメートできるガンマ線のエネルギー帯域(上限値)が決まってしまう。またコリメータでコンプトン散乱したガンマ線や荷電粒子が検出器との相互作用で生じるガンマ線がバックグラウンドとして混入してしまう。ゆえに後述するコンプトン散乱を用いる方法に比べて感度が低い。実際、OSSE はコンプトン散乱を用いた COMPTEL(The Imaging Compton Telescope) 検出器に比べて有効面積は 1MeV 付近で 20 倍程度にもかかわらず感度は同程度で、それよりも高い MeV 域では感度が 1 桁悪かった [22]。

### 2.2.1 Coded Mask を使用した方法

コリメータのように光電吸収型検出器の前方に coded mask と呼ばれるマスクを置き、マスクに開ける穴の位置や大きさを工夫することで、位置の感度を持つ検出器面にできる影パターンからガンマ線到来方向を決める方法である(図 2.5)。影パターン(コード化された情報)はフーリエ変換を介して実像に直せる。

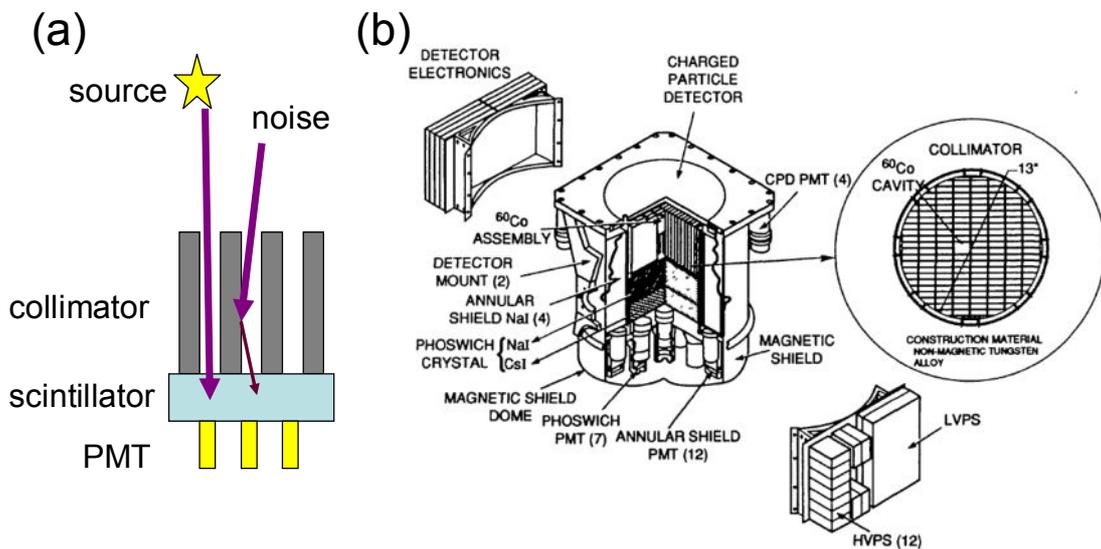


図 2.4: コリメータを用いたガンマ線検出・撮像 (a) 概念図 (b)CGRO/OSSE の概観 [22]

この方法は INTEGRAL 衛星の SPI (Spectrometer SPI and Imager)、IBIS (the Imager on Board the Integral Satellite) 検出器 [25] や Swift 衛星の BAT (Burst Alert Telescope) [24] に採用されている。角度分解能や視野はマスクの穴の大きさ、マスクと検出器の距離に依っているため、配置次第で広視野と高分解能を得ることができる。実際 INTEGRAL/IBIS の視野は  $9^\circ \times 9^\circ$  で、角度分解能  $12''$  (FWHM) を達成している。

その反面、コード化されたパターンから実像に直すのにフーリエ変換を用いているために広がったソースの中に点源がある場合の解像度が悪くなる。また位置検出器のピクセル数とマスクの開口径の積程度の光子数をためないと十分な方向の特定ができないという問題点がある。また先述のようにコリメータ使用によるバックグラウンドの問題もある。

### 2.2.2 レンズで集光する方法

全反射による集光は難しいが、Bragg 反射を利用したレンズ (ガンマ線レンズ) による集光の方法ならばガンマ線でも集光が可能である (図 2.6)。この方法は X 線以下のエネルギーで「伝統的」に行われていた回折または全反射による集光と同程度の、そしてガンマ線の領域では今までに比べて非常に良い角度分解能を達成することが期待されている。

ただし、Bragg 反射を用いるために、観測できるエネルギー帯域はある特定の狭い領域になってしまう。さらに焦点距離も Bragg 反射の条件式から決まり、あまり短くできないことから視野もほかのガンマ線検出方法に比べて狭くなってしまふ。実際、2001 年に世界で初めて行われたガンマ線レンズを搭載した気球実験 CLAIRES では焦点距離が約 2.8 m で、エネルギー帯域が 169 ~ 171 keV (エネルギー分解能が 170 keV で 2 keV (FWHM))、そして視野が  $45''$  であった [26]。

そして CLAIRES よりも高くより広いエネルギー帯域 (450-530 keV および 800-900 keV) での

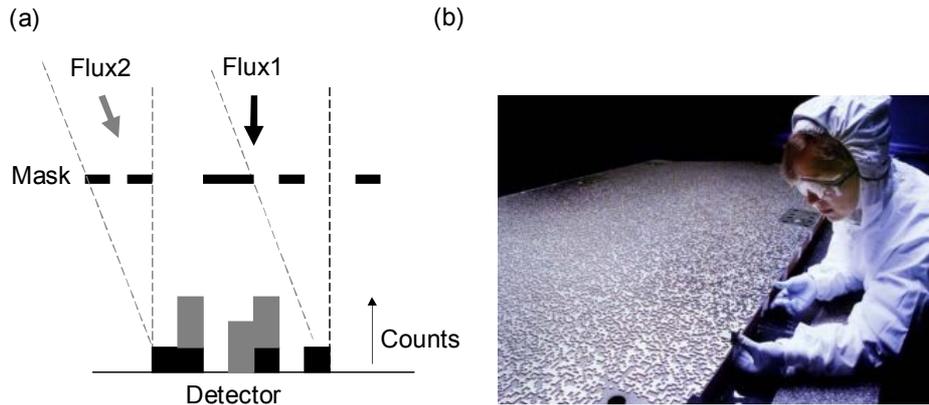


図 2.5: coded mask imaging (a) ガンマ線到来方向のコード化 ([23] を改変) (b) Swift/BAT の Coded Mask[24]

ガンマ線の検出を目指したレンズの設計も行われているが (MAX 計画 [28]) 焦点距離が 100m を超えるものになってしまい、実際に衛星で観測するときは編隊を組まなければならず、技術的に難しい。

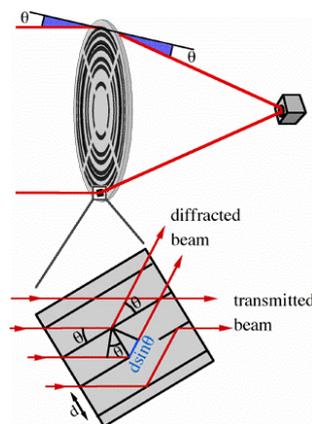


図 2.6: ガンマ線レンズの原理 [27]

### 2.2.3 コンプトン散乱を用いる方法

sub-MeV から MeV 領域で優位な相互作用はコンプトン散乱であるが、今まで述べた撮像方法は光電吸収のみを用いている。というのはコンプトン散乱を検出してその入射ガンマ線の到来方向とエネルギーを求めるためには散乱ガンマ線と反跳電子両方の情報を得る必要があるからである。

しかしこの両方の情報を得ることで、一事象ごとに入射ガンマ線の到来方向が分かり、光電吸収型に比べて SN 比 (signal noise ratio) が良い。またコリメータを使用しないために広い視野を得ることができる。たとえば CGRO/COMPTEL[30] は数 MeV 以上の MeV 領域で CGRO/OSSE よりも一桁高い感度と、1str という広い視野を達成した。そのため現在計画されている MeV ガンマ線検出・撮像の手法はこのコンプトン散乱を用いた方法を採用しているものが多い (たとえば [29])。

ただしコンプトン散乱を用いる方法は 1970 年代には実用化されていたものの [31, 32]、反跳電

子の飛跡は測定しない検出器であった ( Classical Compton 法や Multiple Compton 法 )。以下ではそれらの方法、および反跳電子の情報も完璧に測定する Advanced Compton 法について紹介する。

### Classical Compton 法 [30, 31]

この方法は一回のコンプトン散乱をとらえる方法で、主に二つの部分から構成される。前段の検出器 ( 散乱体 ) では入射したガンマ線をコンプトン散乱をさせ、後段 ( 吸収体 ) で散乱ガンマ線を光電吸収させる ( 図 2.7 a )。そのために散乱体には原子番号  $Z$  が小さめの物質を、吸収体では  $Z$  が大きめの物質を使用し、ガンマ線をできるだけ吸収させようとする。そして二つの検出器からは次のような情報を得る。

前段：散乱体 反跳電子のエネルギー  $E_1$ 、コンプトン点 ( コンプトン散乱をした点 )

後段：吸収体 散乱ガンマ線のエネルギー  $E_2$ 、散乱ガンマ線の吸収点

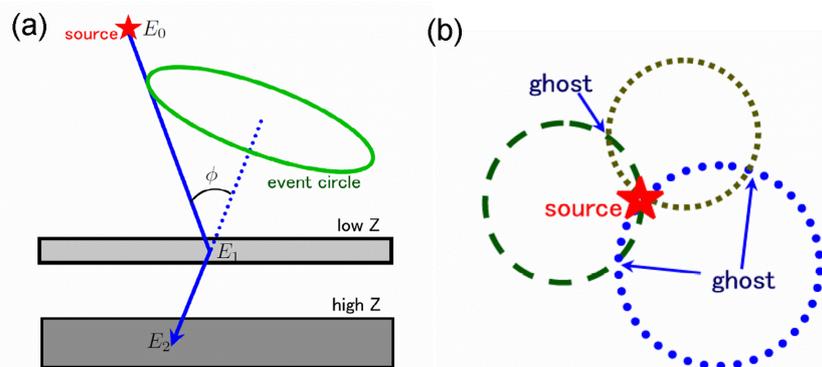


図 2.7: Classical Compton Imaging (a) 検出器の概念図 (b) イメージングの様子 [33]

これより入射ガンマ線のエネルギー  $E_0$  および散乱角  $\phi$  は式 (2.6) のように求まる。

$$E_0 = E_1 + E_2 \quad (2.5)$$

$$\cos \phi = 1 - m_e c^2 \left( \frac{1}{E_2} - \frac{1}{E_1 + E_2} \right) \quad (2.6)$$

ただし入射ガンマ線の到来方向はコンプトン点と散乱ガンマ線の吸収点、および散乱角  $\phi$  より円状 ( event circle ) に限定できるのみであり、最低 3 つの光子がないとその到来方向を特定できない ( 図 2.7 b )。

また、この方法でのバックグラウンド除去は散乱体と吸収体とが鳴った時間差で信号か否かを判断する TOF (Time of flight) を使うしかない。そのためにコンプトン散乱を用いた方法としてはバックグラウンド除去能力が劣っていた。たとえば、この方法を採用した COMPTEL では以下のようなバックグラウンドが宇宙空間上で存在したために、期待していた感度よりも一桁悪い検出器になってしまった ( 図 2.8 ) [34]。

A：検出器内部からのガンマ線 COMPTEL 内部に存在する  $^{40}\text{K}$  といったアイソトープによるガンマ線が散乱体で散乱して吸収体も鳴らす事象

B：外部からのガンマ線 CGRO 衛星に搭載されたのほかの検出器や衛星本体でコンプトン散乱したガンマ線やアイソトープによるガンマ線が散乱体で散乱して吸収体を鳴らす事象

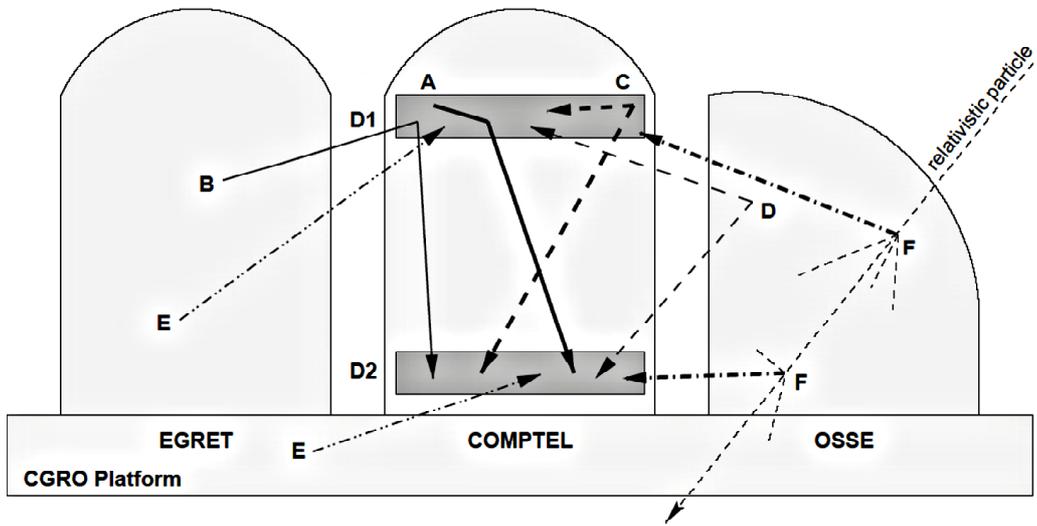


図 2.8: CGRO/COMTEL のバックグラウンド (D1 は散乱体、D2 は吸収体)

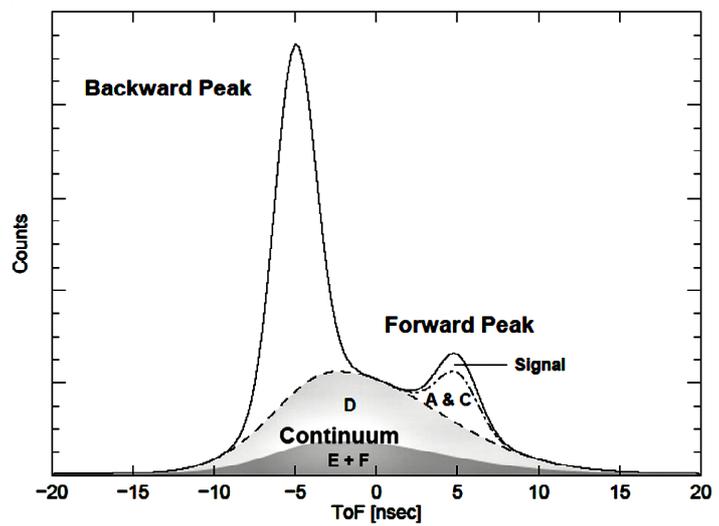


図 2.9: CGRO/COMTEL のバックグラウンドの内訳 バックグラウンドの種類 A ~ F は図 2.8 および文中を参照 [34]

C : 2 ガンマ崩壊 (内部) 検出器内部で  $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$  といった 2 つ以上のガンマ線を同時に放出する反応が起こり、それらのガンマ線がそれぞれ散乱、吸収体に入射して 2 つの検出器を鳴らす事象。

D : 外部からのガンマ線 ほかの検出器や衛星本体で C と同じく 2 ガンマが出て、同様に検出器を鳴らす事象

E : random coincidence 偶然、散乱および吸収体が鳴ってしまう事象

F : 宇宙線による放射 宇宙線 (主に陽子) が検出器内外に入射して、物質との相互作用で生じたガンマ線が散乱および吸収体に入射する事象

### Multiple Compton 法 [35]

Classical Compton 法では散乱ガンマ線が吸収体で再びコンプトン散乱を起こしエネルギーを落とすものの、完全に吸収されずに抜けてしまう場合がある。その場合、実際に検出器へ入射したガンマ線のエネルギーは正確ではなく、またこのような場合を吸収体で正しく吸収した場合と見分けることができず、バックグラウンド源となる。そこでコンプトン散乱を複数回起こさせることを前提として、これらの散乱を測定して入射エネルギーを測る方法があり、Multiple Compton 法と呼ばれる。検出は図 2.10 のように CdTe や Si strip といった薄型・多層の位置感度をもつ検出器でコンプトン散乱を何回か起こさせ、それぞれの位置とエネルギーを測定する。たとえば散乱が 2 回以上起きて、入射ガンマ線のエネルギーを  $E_0$ 、3 回だけ検出器のある部分でエネルギー値を測定できて  $E_1$ 、 $E_2$  および  $E_3$  だったとすると、入射エネルギーや各散乱での散乱角  $\phi_1$ 、 $\phi_2$  は式 (2.9) のようになり、たとえ散乱ガンマ線が検出器から抜けても、エネルギーを推定できる。さらにコンプトン点などの幾何情報とエネルギーから式 (2.9) のように求めた散乱角との比較からバックグラウンド除去も可能になる。

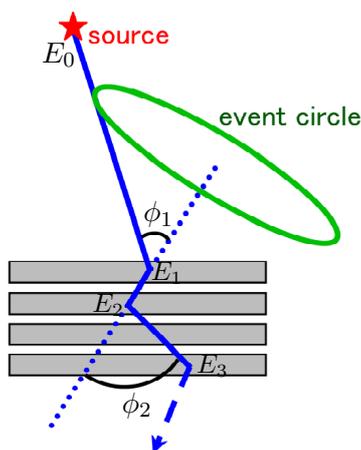


図 2.10: Multiple Compton の概念図

$$E_0 = E_1 + \frac{E_2 + \sqrt{E_2^2 + \frac{4m_e c^2 E_2}{1 - \cos^2 \phi_2}}}{2} \quad (2.7)$$

$$\cos \phi_1 = 1 - m_e c^2 \left( \frac{1}{E_2 + E_3} - \frac{1}{E_1 + E_2 + E_3} \right) \quad (2.8)$$

$$\cos \phi_2 = 1 - m_e c^2 \left( \frac{1}{E_3} - \frac{1}{E_2 + E_3} \right) \quad (2.9)$$

ただし検出器に入射したガンマ線の到来方向は円形で制限される。また、複数のコンプトン散乱の起きた順番を確実に特定することができないという問題があり、そのために検出効率が落ちてしまう。

### Advanced Compton 法

いままでの方法では電子の飛跡情報を測定していなかったが、これも測定すればコンプトン散乱を再構成するのに必要なパラメータをすべて知ることになり、一事象ごとにコンプトン散乱を再構成ができる（図 2.11）。この方法を Advanced Compton 法と呼ぶ。

一意にガンマ線の到来方向を決定できるということは、それだけで強力なバックグラウンドの除去能力を持つ。また散乱ガンマ線と反跳電子のなす角  $\alpha$  はコンプトン点、反跳電子の飛跡および散乱ガンマ線の位置の幾何学情報から求められると同時にエネルギー（運動学的情報）からも求められる。すなわち両者の方法によって求められた  $\alpha$  が等しくないときはノイズとして除去でき、バックグラウンドのさらなる削減につながる。加えて TOF を使用しなくても良いため、散乱体と吸収体が TOF を利用する検出器に比べて近い距離に置き、コリメータも必要ないために広い視野を実現できる。

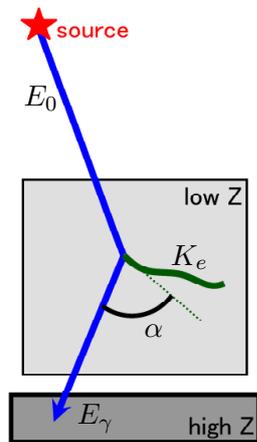


図 2.11: Advanced Compton 概念図

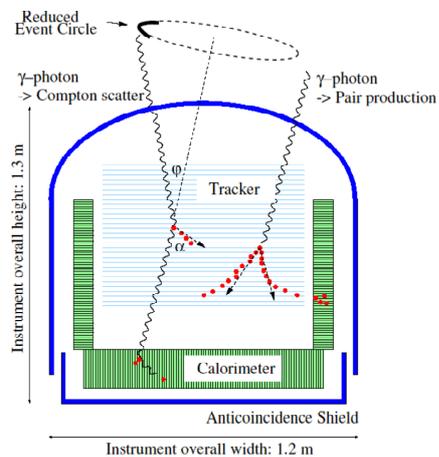


図 2.12: MEGA 検出器の概念図 [36]

この方法の一例である MEGA (the Medium Energy Gamma-ray Astronomy) (計画は休止中) は Si strip を重ねた散乱体 (電子飛跡検出器) と周りを CsI(Tl) シンチレーション検出器 (吸収体) で囲んだ構造になって、2~8MeV の範囲で Advanced 法を用いた撮像を行っていた [36]。なお 2MeV 以下では、Classical 法を用いていた。ただし、Si は固体であるので、電子は多重散乱を起こしやすく  $\alpha$  の決定精度が低かった。

## 2.2.4 感度比較

これらの検出方法で製作された検出器の（連続成分の）感度をエネルギーごとにみると図 2.13 のようになる。ただし測定エネルギー帯域が現在のところ限定的なガンマ線レンズを除いた。2008 年に打ち上げ予定の GLAST 衛星を含めると、100keV 程度より 100MeV 程度までの領域の感度がほかのエネルギー領域に比べて桁違いに悪いことが分かる。これはこの領域で主たる光と物質の相互作用であるコンプトン散乱が検出器以外の周辺部分で起こり、いままでの光検出器では到来方向の精度が低く、バックグラウンドとして除去できないことが原因である。

感度が低いために、今までに検出されている天体数は、ほかのエネルギー帯域比べて桁違いに少ない。たとえば、ほかの帯域でもっとも観測天体数が少ない GeV 領域でも 300 天体程度なのに対して、MeV 領域では 30 個程度である [45, 9]。ただしこの MeV 領域には先述のように、解明されていない興味深い現象が多く存在する。

そこでわれわれはこの sub-MeV・MeV 領域を観測するために、Advanced Compton 法を用いて、バックグラウンド除去に優れ、感度の良い検出器、具体的には現在のところ最高感度を実現した CGRO/COMPTEL よりも一桁以上感度の良い検出器の開発に取り組んでいる。

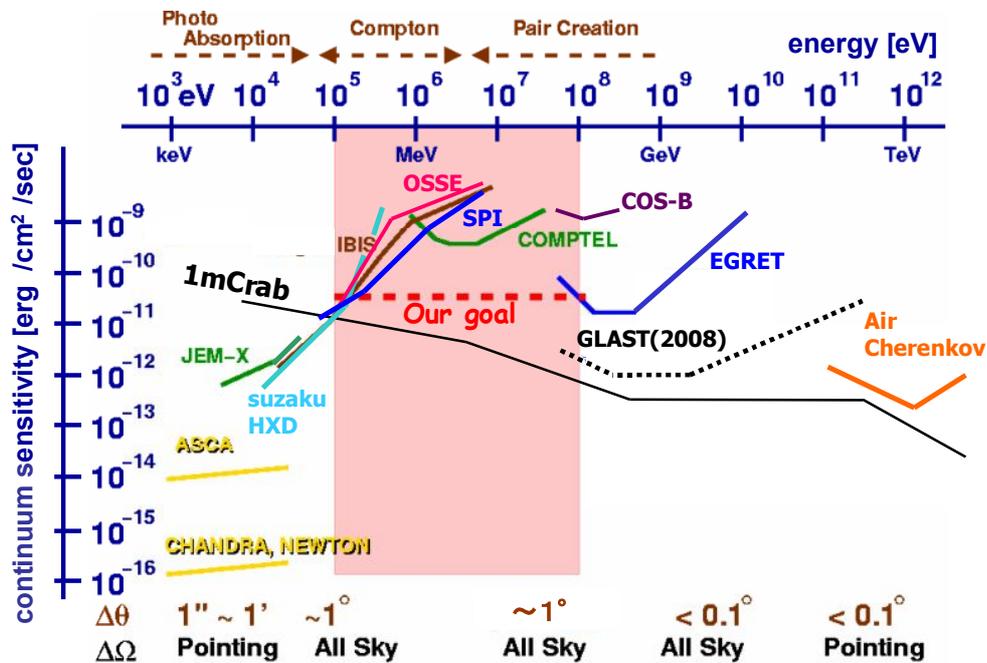


図 2.13: X・ $\gamma$  線領域の各検出器の連続成分検出感度 赤点線はわれわれの目標感度

## 2.3 Advanced 法による入射ガンマ線の再構成

### 2.3.1 入射ガンマ線の再構成

われわれの検出器は Advanced Compton 法を用いているので、コンプトン散乱が一事象ごとに一意に決まる。ここではその再構成について紹介する。

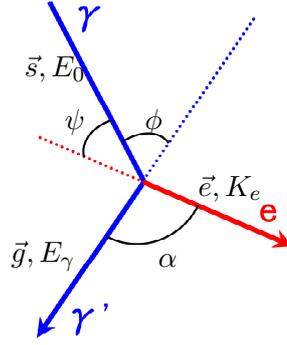


図 2.14: コンプトン散乱の各パラメータの定義

(図 2.14) のように散乱ガンマ線と反跳電子のエネルギーおよび方向 (単位ベクトル) をそれぞれ  $E_\gamma$  および  $\vec{g}$  と  $K_e$  および  $\vec{e}$ 、そして散乱ガンマ線と反跳電子のなす角を  $\alpha$  とすると、入射ガンマ線のエネルギー  $E_0$  および到来方向  $\vec{s}$  は

$$E_0 = E_\gamma + E_e \quad (2.10)$$

$$\vec{s} = \left( \cos \phi - \frac{\sin \phi}{\tan \alpha} \right) \vec{g} + \frac{\sin \phi}{\sin \alpha} \vec{e} \quad (2.11)$$

と一意に決められることが分かる。ただし  $\phi$  はコンプトン散乱角で、幾何関係またはエネルギー (運動学) から求める 2 通りがある。それぞれ  $\phi_{geo}$  および  $\phi_{ene}$  とすると

$$\cos \phi_{geo} = \vec{g} \cdot \vec{s} \quad (2.12)$$

$$\cos \phi_{ene} = 1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma + K_e} \frac{K_e}{E_\gamma} \quad (2.13)$$

である。

同様に  $\alpha$  も幾何学および運動学的に求めることができ、それぞれ  $\alpha_{geo}$  および  $\alpha_{ene}$  とすると

$$\cos \alpha_{geo} = \vec{g} \cdot \vec{e} \quad (2.14)$$

$$\cos \alpha_{ene} = \left( 1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right) \sqrt{\frac{K_e}{K_e + 2m_e c^2}} \quad (2.15)$$

となる。

### 2.3.2 非コンプトン散乱由来のバックグラウンド除去

Advanced Compton 法の特長は上記のように幾何学的および運動学的の両者の方法で独立にパラメータを決定できる点である。よって  $\alpha$  について両者の比較をして

$$\alpha_{geo} \simeq \alpha_{ene} \quad (2.16)$$

という条件を課すと、散乱体でコンプトン散乱を起こし、なおかつ吸収体で光電吸収したという事象のみを選び出すことができる。よって COMPTEL などに由来したバックグラウンド、たとえば図 2.9 の C・D・E および F や電子および中性子は veto counter を使わずにカットでされる。なおこの  $\alpha$  を比較してバックグラウンドを除去する方法を本論文では  $\alpha$  カットと呼ぶ。

## 2.4 コンプトンカメラの性能評価

天体観測機器の性能として考えるべき項目は、視野偏光検出感度エネルギー分解能（ラインおよび連続成分）感度、角度分解能などがある。このうち、ガンマ線検出器として改善が必要な項目について述べる。

まず視野はわれわれのカメラも含め、コンプトン散乱を用いた検出器ではコリメータを使用していないので、もともと広い視野を実現できる。コンプトン散乱では偏光を検出することができるが、われわれのガス検出器では変更観測に必要なだけの統計がたまりにくいので、今後の課題となるであろう。ただしわれわれとしては偏光観測を主な観測のターゲットとはしていないので、これ以上の議論は割愛する。

さてエネルギー分解能は重要な指標のひとつではあるが、ガンマ線領域の場合、天体観測した場合のエネルギースペクトルはほとんどが連続スペクトルで、存在が多く、比較的に受けやすいであろう電子・陽電子対消滅の 511keV 線や  $^{26}\text{Al}$  の 1.8MeV 線は十分エネルギーが離れているので、エネルギー分解能を改善点の最優先課題としては、本論文においては扱わない。もちろん今後エネルギー分解能を向上させること、そしてラインの検出感度を良くしてゆくことは、ほかの核ガンマ線でエネルギー同士が近いものを見分けることを視野に入れたときには重要になるが、今回は主なテーマとはしない。

それよりもまず重要視しなければならないのは連続成分の感度および角度分解能である。というのは、今まで見てきたとおりガンマ線検出器がほかのエネルギー領域に比べて感度が低く、観測天体数が少ない原因は、バックグラウンドの多さにある。そこでバックグラウンドを減らして感度を上げることが、天体をより多く観測するための第一歩である。そのバックグラウンド除去のために有効な手段のひとつが角度分解能の向上である。角度分解能を上げれば、到来方向の決定精度が良くなる上に、ほかの方向から来るバックグラウンドとの除去もできる。本論文ではこの角度分解能の向上を主題として取り扱ってゆく。

### 2.4.1 角度分解能の定義

角度分解能は、通常 2 点を見分ける最小の角度で定義され、たとえば光赤外および電波などでの分解能の理論値は（分解能） $=1.22 \times (\text{波長}) / (\text{レンズや鏡の直径})$ （Rayleigh の基準）で求められる。また X 線などでは PSF (Point Spread Function) の HPD (Half Power Diameter) などを角度分解能の指標として使用している。

一方、コンプトンカメラでは角度分解の指標として一光子ごとの到来方向の決定誤差である ARM (Angular Resolution Measure) および SPD (Scatter Plane Deviation) が使われる（図 2.15）。ARM は散乱角  $\phi$  の決定精度で、SPD は散乱ガンマ線（方向単位ベクトル  $\vec{g}$ 、エネルギー  $E_\gamma$ ）と反跳電子（方向単位ベクトル  $\vec{e}$ 、エネルギー  $K_e$ ）の飛跡が張る面の決定精度である。

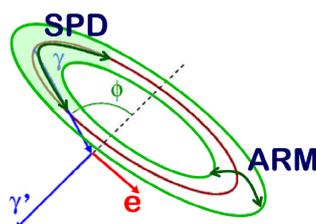


図 2.15: ARM および SPD の定義

幾何関係およびエネルギー（運動学）から求める散乱角をそれぞれ式（2.12）および式（2.13）のように  $\phi_{geo}$ 、 $\phi_{ene}$  とすると ARM は以下のように定量的な定義がなされている。

$$ARM := \phi_{geo} - \phi_{ene} \quad (2.17)$$

また SPD は次のように定義されている。

$$SPD := \left( \vec{g} \cdot \left\{ \left( \frac{\vec{g} \times \vec{s}}{|\vec{g} \times \vec{s}|} \right) \times \left( \frac{\vec{g} \times \vec{s}_{real}}{|\vec{g} \times \vec{s}_{real}|} \right) \right\} \arccos \left( \frac{\vec{g} \times \vec{s}}{|\vec{g} \times \vec{s}|} \right) \cdot \left( \frac{\vec{g} \times \vec{s}_{real}}{|\vec{g} \times \vec{s}_{real}|} \right) \right) \quad (2.18)$$

ただし  $\vec{s}_{real}$  は入射ガンマ線の本来の方向、 $\vec{s}$  は式（2.11）で求めた値である。厳密には ARM の定義も測定値である  $\phi_{geo}$  ではなく、本来の散乱角  $\phi_{real}$  から求めるが、ここではほぼ同じ値だとみなしている。

#### 2.4.2 角度分解能の限界値

光赤外などではレンズの大きさやその波長によって角度分解能の理論限界が決まる。一方、コンプトン散乱を用いた撮像方法では ARM は Doppler broadening で、SPD は反跳電子の多重散乱で制限されてくる。

##### Doppler broadening [46]

理想的なコンプトン散乱は電子を静止させて議論をしていたが、実際には電子は原子中に存在し、入射ガンマ線に対してまったく原子中のポテンシャルを無視することはできない。このために実際のコンプトン散乱では計算値と以下のような違いが出てくる。

散乱断面積 低エネルギー（特に 100keV 以下）の光子に対する散乱断面積のわずかな増加

散乱角の分布 Klein-仁科の式による角度分布よりも前方・後方散乱がわずかに減少

エネルギー分配 散乱前の電子がある程度のエネルギー値をゆらいで持つために、散乱ガンマ線および反跳電子のエネルギーにゆらぎが生じ、そしてこれらの値を使い式（2.13）から求める散乱角にも幅が発生 (Doppler broadening)

このうちコンプトンカメラの ARM にもっとも影響があるのが Doppler broadening で、ARM の原理限界を決めている。Doppler broadening はポテンシャルが低いほどその効果は小さくなる。つまり電子準位や原子番号  $Z$  に ARM は依存している（図 2.16,2.17）。また入射ガンマ線のエネルギーが高いほど、電子の感じるポテンシャルをより無視できるようになるので、入射ガンマ線のエネルギーにも依存している（図 2.18）。

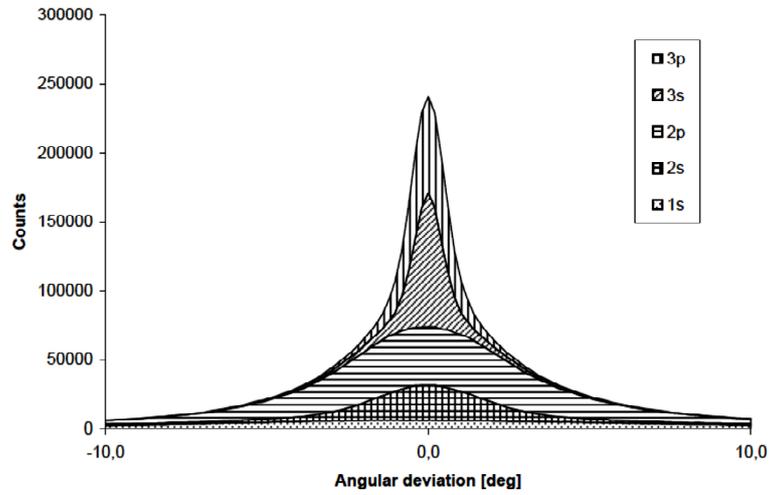


図 2.16: 電子準位と Doppler broadening の関係 ( $E_0 = 200\text{keV}$ , Si) [46]

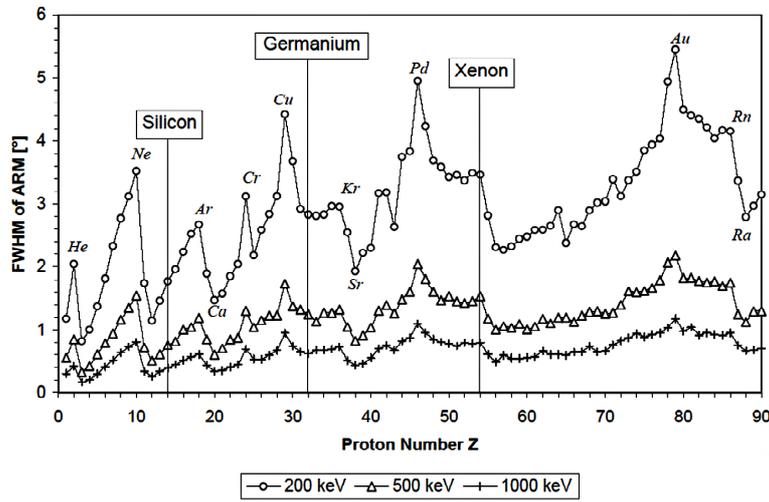


図 2.17: 原子番号と Doppler broadening の関係 [46]

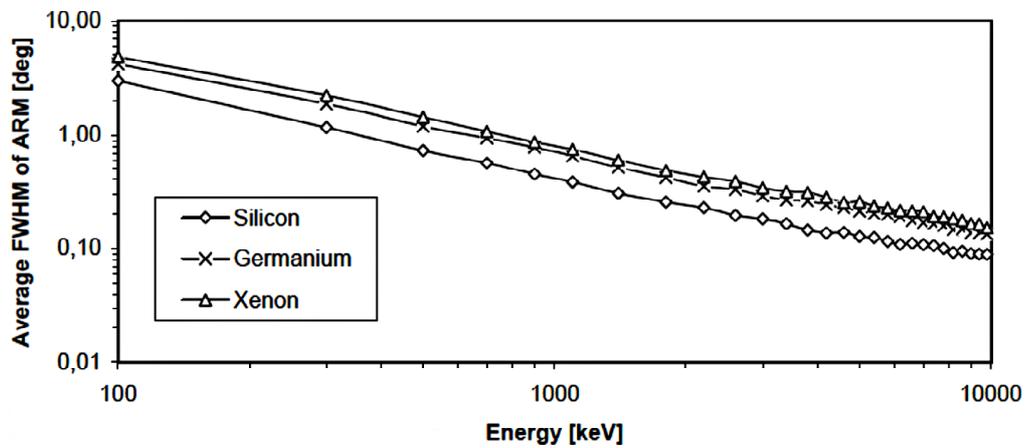


図 2.18: 入射ガンマ線のエネルギーと Doppler broadening の関係 [46]

## 多重散乱 [47]

一方、Advanced 法では求められる SPD は電子の多重散乱によって限界が決められている。というのは、SPD は  $\vec{g}$  と  $\vec{e}$  の張るコンプトン散乱平面の決定精度で、 $\vec{g}$  の精度は検出器の位置分解能および散乱体と吸収体の距離に依存している。一方で  $\vec{e}$  は反跳電子の飛跡をいかに正確に測定できるかが鍵となるが、そもそも反跳電子が多重散乱を起こし散乱時の飛跡の情報をぼかしてしまうからである。電子が距離  $x$  だけ走ったときの散乱角 (Root Mean Square, RMS)  $\theta_{RMS}$  は式 (2.19) のようになる [47]。

$$\theta_{RMS} \simeq \frac{13.6\text{MeV}}{\beta c p} \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left\{ 1 + 0.038 \log_{10} \left( \frac{x}{X_0} \right) \right\} \quad (2.19)$$

ただし  $\beta c$  および  $p$  は電子の速度および運動量で、 $X_0$  は放射長である。これを計算すると図 2.19, 2.20 のようになる。たとえばアルゴンガス一気圧を使用した場合、50keV の反跳電子が 1mm 飛ぶときには約 15° ぼやける。ただしこれは半導体 (シリコン) を使用した場合に比べて十分小さい。多層の Si strip では、方向を知るために最低 2 層を電子が通過しなければならず、2 層間の距離は 0.5mm 程度である。シリコンでは電子が 0.5mm 飛ぶとき、500keV のエネルギーを持っていても 60° に広がってしまう。

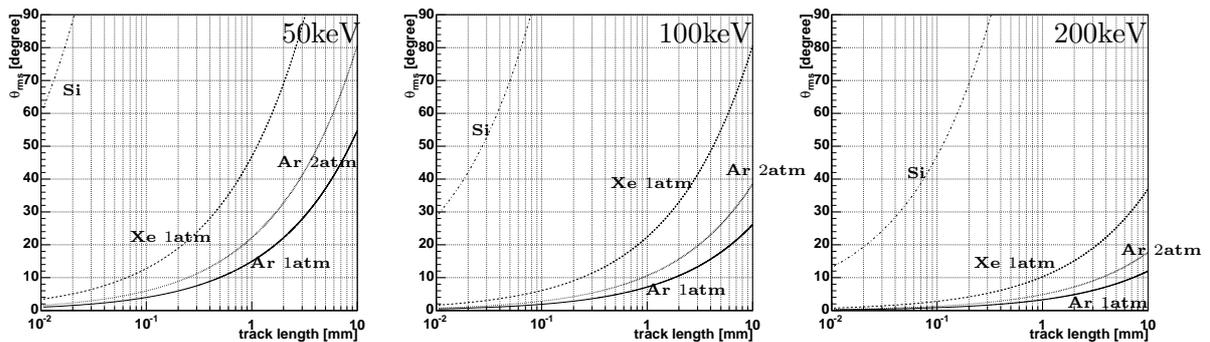


図 2.19: 電子の多重散乱による散乱角 (電子のエネルギーは左から 50keV・100keV・200keV、ガスの温度は 20°C とした。)

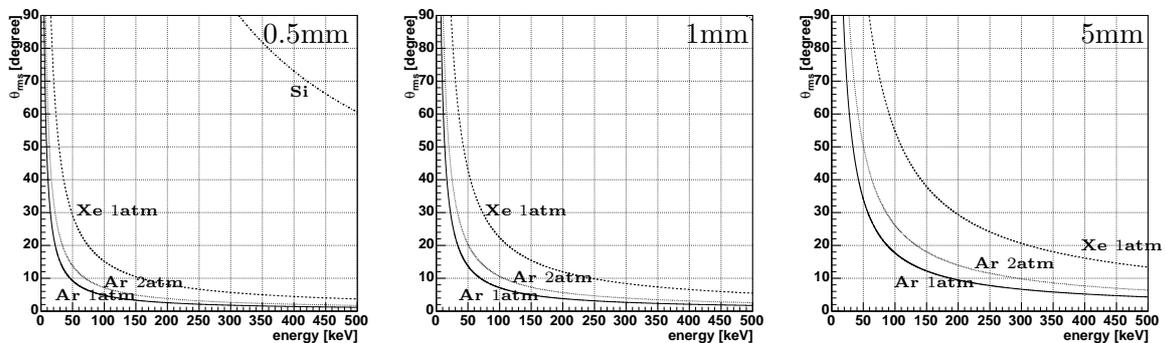


図 2.20: 電子の多重散乱による散乱角 (電子の飛程は左から 500 $\mu\text{m}$ ・1mm・5mm、ガスの温度は 20°C とした。)

## 第3章 われわれの検出器

われわれの検出器は Advanced Compton 法を用いて sub-MeV・MeV ガンマ線の撮像を行っているため、図 3.1 のように、ガンマ線の到来方向の誤差範囲は反跳電子の飛跡情報を取得しない Classical な方法が円形なのに対して、扇形できまる。

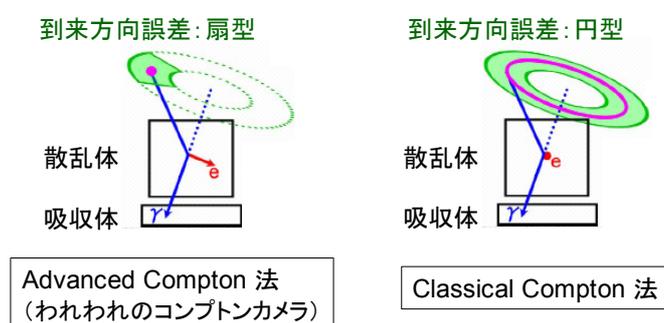


図 3.1: Advanced および Classical Compton 法でのガンマ線到来方向の決定精度

検出器の概念図は図 3.2 のようになっており、散乱体としてガス検出器を、また吸収体としてシンチレータを用いている。これによって、コンプトン散乱を一事象ごとに再構成でき、入射ガンマ線の到来方向を一意に決められる。また、散乱体にガスを使用していることから、固体の散乱体に比べて電子の多重散乱が少ないので、反跳電子の飛跡の測定（トラッキング）の能力が固体より高いという特徴を持つ。そして、バックグラウンド除去能力に優れ、感度のよい検出器が可能になる。

### 3.1 散乱体

散乱体のガス検出器はわれわれが独自に開発したもので、図 3.2 のように入射ガンマ線をコンプトン散乱させ、そのうちの反跳電子の 3 次元飛跡（コンプトン散乱点の位置も含む）およびそのエネルギーの検出を行っている。3 次元飛跡を測定するために、本検出器は以下のような部分で構成されている。

ドリフト部分 反跳電子がガスとの電離作用によって生成した電子を、電場を掛けることで鉛直方向に運搬

ガス増幅補助部分（GEM）GEM(Gas Electron Multiplier)[39] によって電離電子数を 10 倍程度に増倍

反跳電子の測定部分（ $\mu$ -PIC） $\mu$ -PIC(Micro Pixel Chamber)[37, 38] で直交するアノードおよびカソードストリップによる電子の位置、時間およびエネルギーを測定

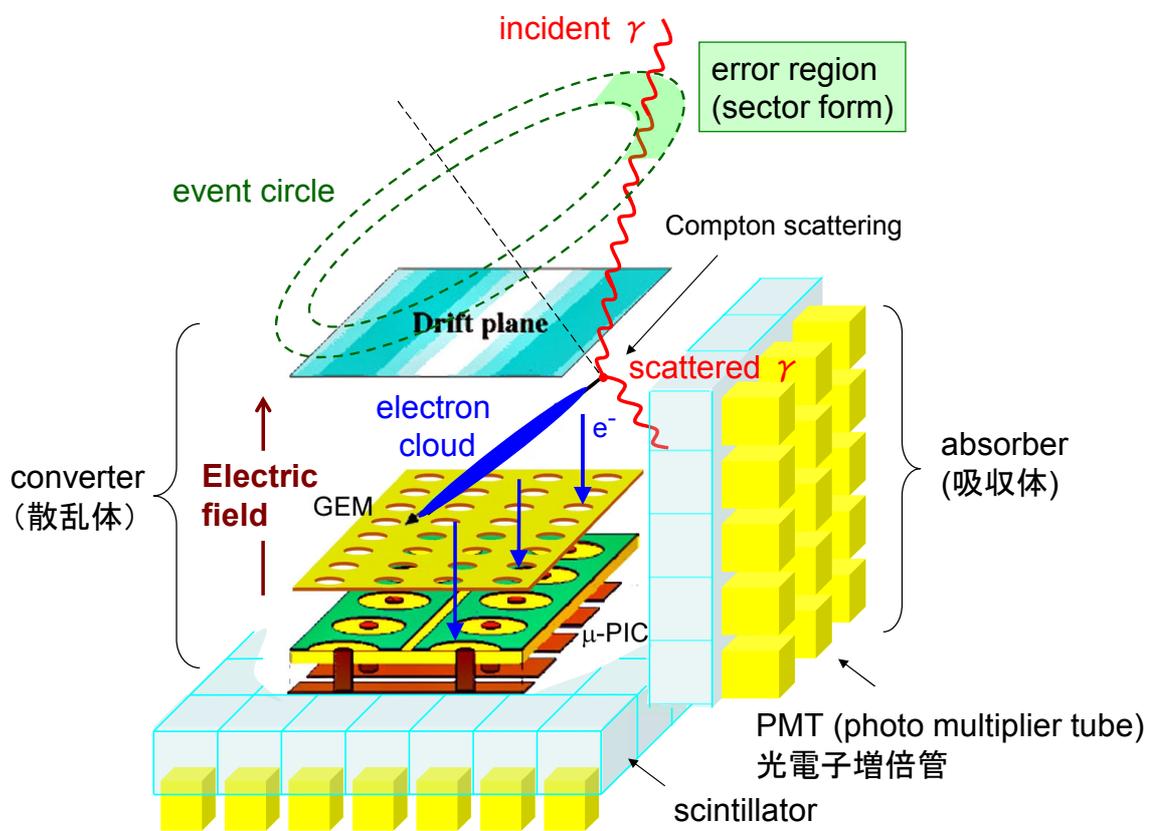


図 3.2: われわれのコンプトンカメラの概念図

### 3次元情報の構築部分（エンコーダー） $\mu$ -PICのアノードとカソードから2次元位置情報、および各電子の到達時間差から $\mu$ -PIC面に垂直な方向の位置情報を計算

電離された場所が  $\mu$ -PIC 面よりも遠いところほど、電子の  $\mu$ -PIC への到着時刻が遅くなり、これから  $\mu$ -PIC 面に対して垂直方向の位置情報を得る。このように信号の到達時間の差から距離を見積もるシステムを TPC (Time Projection Chamber) と呼ぶ。特にわれわれの検出器は以降 micro-TPC と呼ぶことにする。ここで到着時刻を測るための基準の信号は micro-TPC の場合、周囲の吸収体（シンチレータ）をトリガーとしている。

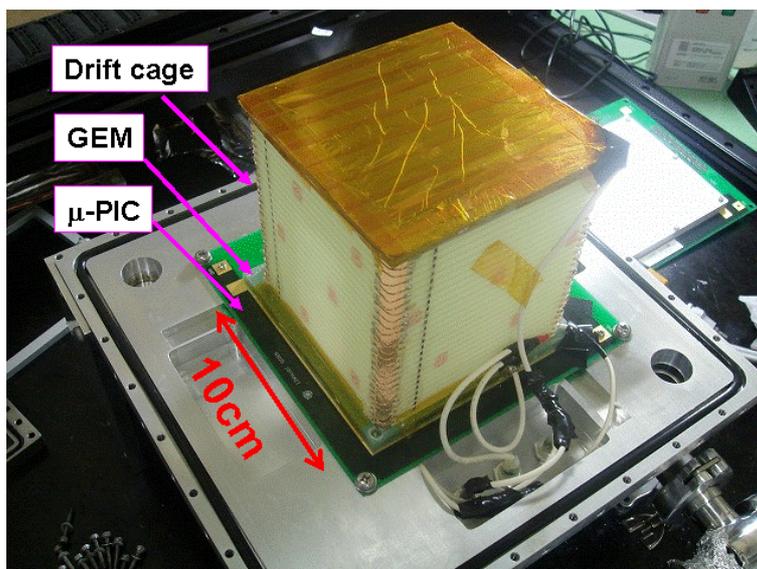


図 3.3: micro-TPC の写真

#### 3.1.1 $\mu$ -PIC [37]

$\mu$ -PIC は (図 3.4) のように比例計数管を輪切りにしたピクセルをアレイ状にならべた構造をもったガス検出器である。基板はポリイミドで、またそれぞれのピクセルのアノードおよびカソード電極は銅にニッケルでメッキされている。ピクセルの間隔は  $400\mu\text{m}$  で、アノードとカソードは直交する方向にストリップ構造をとっている。両者のストリップ数は、10cm 角  $\mu$ -PIC では、それぞれ 256 本あり、これによって 2次元の位置分解能をもたせている。

ガス検出器の場合、問題になってくるのが放電である。 $\mu$ -PIC と同様に 2次元の位置感度をもつ MSGC (Micro Strip Gas Chamber) [40] では放電によって電極が破壊されるという問題があったが、ピクセル型の  $\mu$ -PIC では放電がおきにくくなり、MSGC と比べて高いガス増幅率 (ゲイン) を長時間にわたって得ることができる。また大日本印刷社によるプリント技術によって製造されており、安価で大型のものが作りやすい特徴があり、現在は  $10 \times 10\text{cm}^2$  および  $30 \times 30\text{cm}^2$  大のものが稼動している (図 3.5)。

#### 3.1.2 GEM [39, 41, 42]

$\mu$ -PIC のみで必要なガス増幅率をまかなおうとすると、印加電圧を上げねばならないが、その際放電現象が起きやすくなり、実用的な段階、すなわち長期的に安定して運用するには不安定要素となってしまう。そこで、電子を  $\mu$ -PIC に入れる前に補助増幅の役目として GEM を入れる。

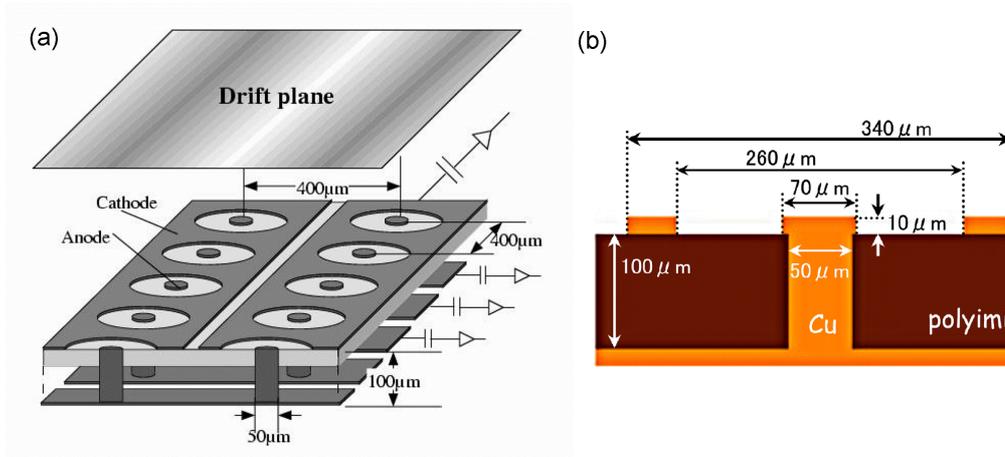


図 3.4:  $\mu$ -PIC の構造 (a) 概観図 [37] (b) 断面図 [33]

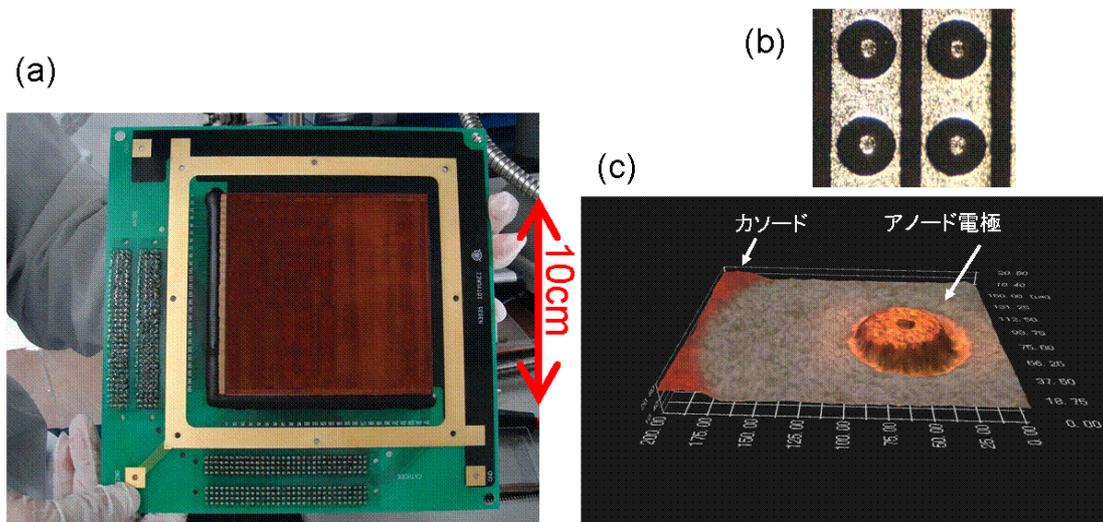


図 3.5: 10cm 角  $\mu$ -PIC の写真  
 (a) 検出部の写真 (b) 顕微鏡写真 (c) ピクセルの形状 (三次元顕微鏡)

GEM は  $50\mu\text{m}$  のカプトンフォイルの両側に電極として  $5\mu\text{m}$  の銅を蒸着したシート状のものに直径  $70\mu\text{m}$  の電子を通す穴が  $140\mu\text{m}$  間隔で並んでいる形状になっている (図 3.6)。上下の電極に電位差を与えることによって、その穴には図 3.7 のように電気力線が密集するので、強い電場が生じ、電子なだれによって、電子が増幅される仕組みになっている。

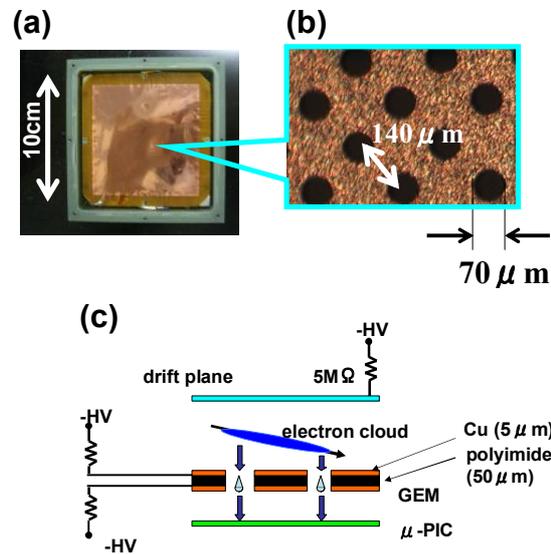


図 3.6: GEM の概観図 (a) 全景写真 (b) 顕微鏡写真 (c)  $\mu$ -PIC などの配置関係

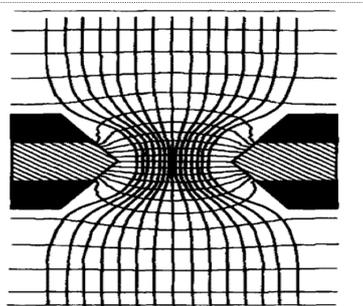


図 3.7: GEM 中の電気力線と電場の様子

紙面上下方向の線が電気力線で、それに直交するのが等電位線 [39]

### 3.2 吸収体 [43, 44]

吸収体としてわれわれはシンチレータを利用している。吸収体としてはほかに半導体を用いる方法もあるが、大きな容積 ( $10 \times 10 \times 10\text{cm}^3$  のオーダー) を囲むのにはシンチレータが金額的、技術的に有利である。シンチレータの詳細は以降で述べるが、図 3.8 a のようにピクセル化したシンチレータ (GSO 結晶) をアレイに組み立てて、それと位置感度をもつマルチアノード光電子増倍管を結合させ、図 3.8 b のようにこのユニットを並べることで散乱ガンマ線の位置とエネルギーを測定する仕組みになっている。

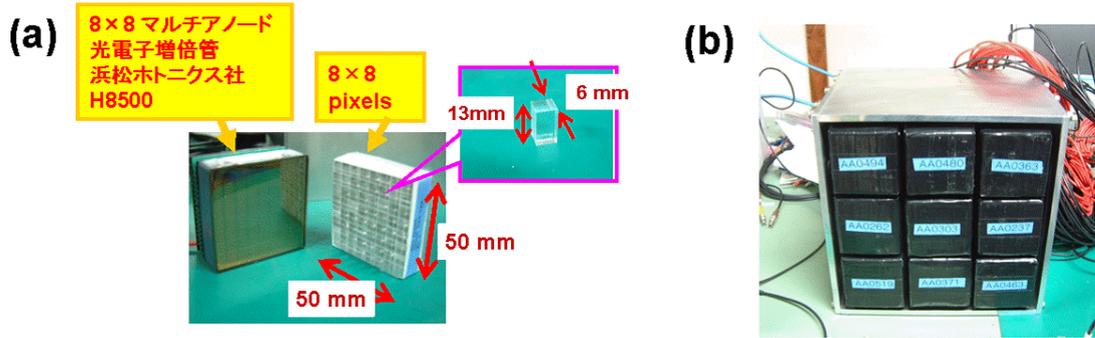


図 3.8: 位置の感度を持つシンチレータの写真 (a) 1 ユニットの写真 (b) 3 × 3 ユニットの写真

### 3.3 気球実験 [48, 49]

われわれの検出器が上空でも正常動作することの確認および拡散ガンマ線の観測を目的として、SMILE(Sub-MeV  $\gamma$ -ray Imaging Loaded-on-balloon Experiment) という名で気球実験を行った。

#### 3.3.1 基本性能 (気球仕様の検出器)

今回打ち上げた検出器の基本性能について述べる。気球実験用に組んだ検出器の概要は表 3.1 および図 3.9 のとおりである。

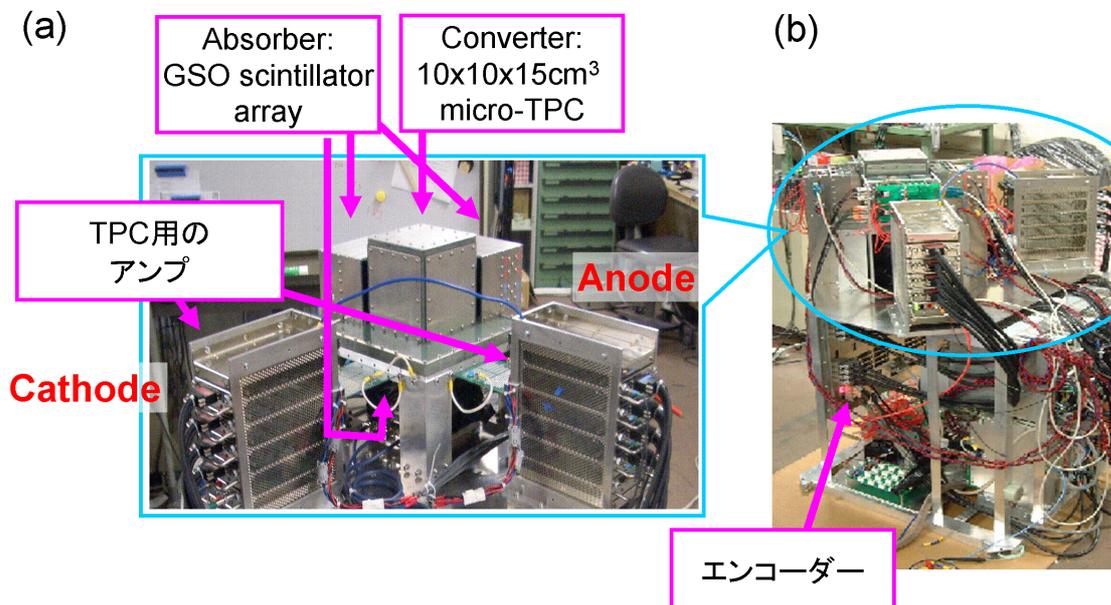


図 3.9: SMILE 実験用の SMILE 実験用の検出器の写真 (a) 拡大図 (b) 全景 ただし (a) では見やすくするためにシンチレータを TPC 全側面を覆わせていない

角度分解能 (ARM および SPD) の FWHM 値とエネルギーの関係は図 3.10 のようになっており、662keV で 14.3 % (FWHM) だった。なお図中にはシミュレーション (Geant4) の結果、シンチレータ単体および TPC 単体でのエネルギー分解能 (FWHM) も図示してある。角度分解能、

表 3.1: SMILE 実験の構成

項目	数量など
TPC サイズ	10 × 10 × 15cm <sup>3</sup>
TPC 充填ガス	Xe(80 %) + Ar(18 %) + C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (2 %) 1atm
シンチレータ	GSO アレイ
シンチレータ配置	3 × 3PMTs ( TPC の底部 ) , 3 × 2PMTs ( TPC の各側面あたり )
システム消費電力	220W

ARM および SPD(HWHM) は図 3.11 のとおりで、662keV でそれぞれ 8.9 ° および 77.8 ° であった。また、視野は約 3str、 $\gamma$  線検出効率は  $\sim 10^{-4}$  であった。

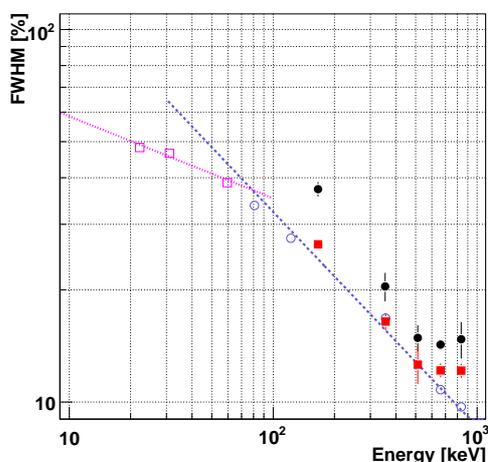


図 3.10: エネルギー分解能とエネルギーの関係  
 黒点: 実測値 (コンプトンカメラ) 赤点: Geant4 (コンプトンカメラ) 青線・点: シンチレータ単体、桃色線・点: TPC 単体

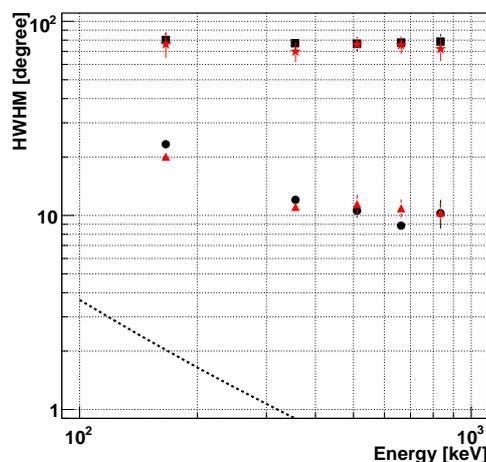


図 3.11: ARM および SPD とエネルギーの関係  
 黒丸印: ARM (実測値) 黒四角印: SPD (実測値) 赤三角印: ARM (Geant4) 赤星印: SPD (Geant4) 黒点線: Doppler broadening

### 3.3.2 気球実験

これらの機器を用いて、2006年9月1日に、岩手県大船渡市の三陸大気球観測所 (宇宙航空研究開発機構、JAXA) より気球実験を行った (図 3.12)。なお気球自体は藤倉航装製の FB100-13 (1000,00m<sup>3</sup>) を用いた。また気球と検出器を合わせた総重量は 816kg だった。

気球は 6 時 11 分 (日本標準時) に放球され、高度約 35km (密度約 4 g cm<sup>-1</sup>) でレベルフライトを 3 時間行った後に、14 時 32 分太平洋に着水し、その後船で回収した (図 3.13a,b)。

図 3.13 c は飛行中のシンチレータのトリガーレートを示しており、放球直後に一旦レートが下がった。これは地上からの <sup>40</sup>K からのガンマ線といった放射線バックグラウンドが少なくなるからで、やがて高度とともに増加に転じ高度 18km 付近で最大になるのは 2 次宇宙線のシャワー発達が高度 15 ~ 20km で一番発達するからである (Pfozter Maximum)。このように、シンチレータは期待通りの振る舞いをした。

またコンプトンカメラとしても、正常に動作することが確認でき、ガンマ線の再構成に成功し (図 3.14)、予想通り 3 時間の観測で約 200 個のガンマ線を検出できた。

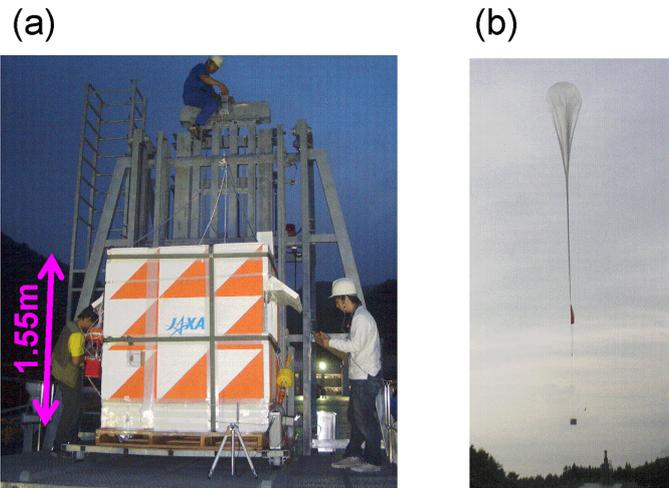


図 3.12: 放球の準備と放球 (a) 放球台に乗った観測機器 (b) 放球時の写真

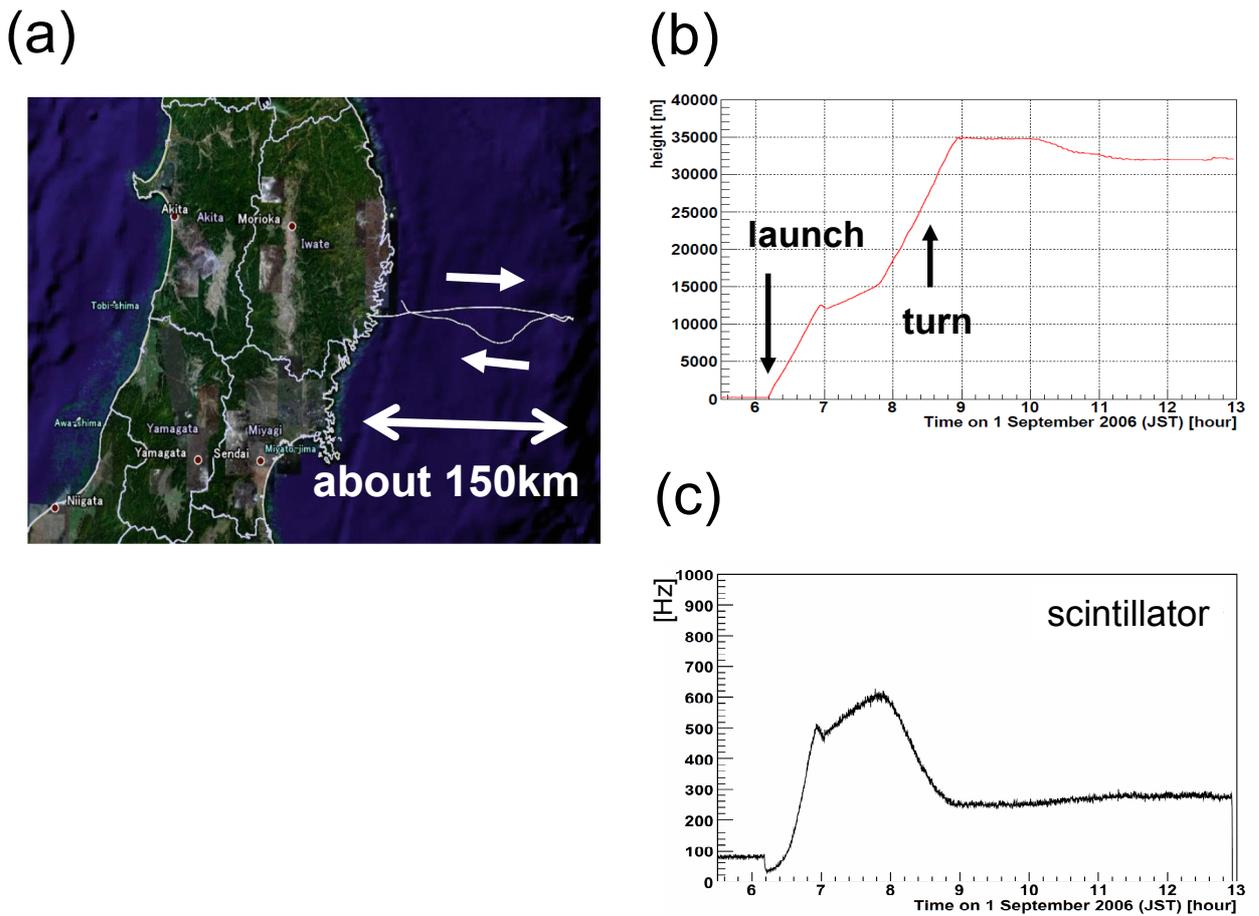


図 3.13: 気球の経路とシンチレータのトリガーレート (a) 航路図 (b) 飛行高度 (c) シンチレータのトリガーレート

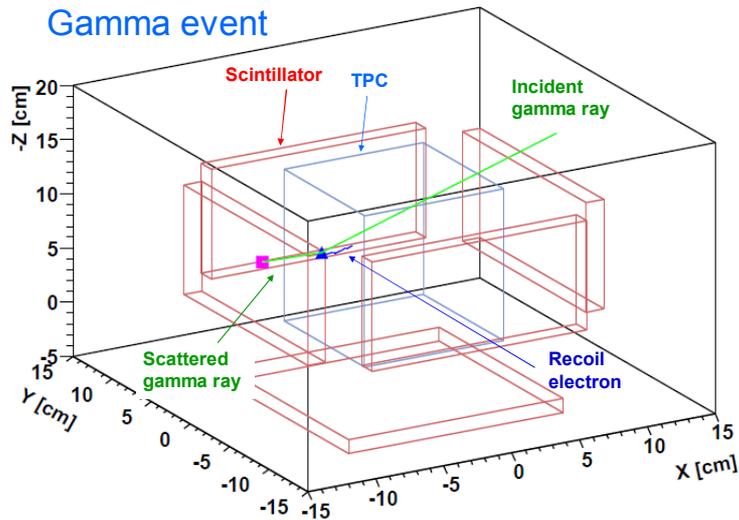


図 3.14: 気球観測で得られたガンマ線イベント

### 3.3.3 大気ガンマ線と宇宙拡散ガンマ線

今回得られたガンマ線は宇宙からの拡散ガンマ線と宇宙線が地球大気と相互作用することによって生成される大気ガンマ線からなる。

宇宙拡散ガンマ線のフラックス  $f_{cosm}$  は式 (3.1) のように観測高度  $z$  のべきに比例する。

$$f_{cosm} = \mu(1 + p) \exp(-z/\tau) \quad (3.1)$$

ただし、 $\tau$  は平均自由行程で、 $p$  はガンマ線が大気中で散乱されたことによるフラックスの減少を考慮した項である。 $p$  はガンマ線のエネルギーに依存しており、たとえば 1MeV で大気の柱密度が  $10 \text{ g cm}^{-2}$  のとき  $p \sim 0.25$  である。そして、 $\mu$  はフリーパラメータである。

一方、大気ガンマ線のフラックスは高度に比例しており

$$f_{atmo} = \nu(1 + k) z \quad (3.2)$$

と書ける。ただし  $k$  は荷電粒子と検出器周りの筐体との相互作用によって生じるガンマ線の割合で、 $\nu$  はフリーパラメータである。

大気の厚みによるガンマ線レートの変化をあらわした曲線を成長曲線と呼び、この曲線は上記の2つフラックスの重ねあわせ関数にて表される。よって上記の関数で best fit させて、そこから2つのフリーパラメータを求めることで、宇宙拡散と大気ガンマ線のフラックスを分けることができる。ただし過去の観測結果から  $f_{cosm} \propto E^{-2.0}$  および  $f_{atmo} \propto E^{-1.7}$  を想定してフリーパラメータを求めた。また求めた宇宙拡散と大気ガンマ線を過去のデータを比べると図 3.16 のようになり、今回われわれの結果が今までのものと無矛盾であることが分かった。

### 3.3.4 SMILE-II にむけて

今回の実験は動作試験および拡散ガンマ線の観測という目標が達成できた。今回は動作試験が主な目的で、小型のプロトタイプ検出器を打ち上げたのでわれわれの目標としている感度を目指す

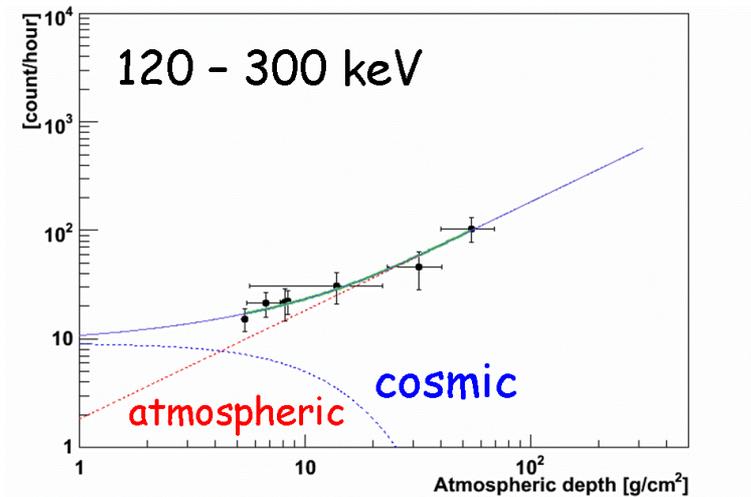


図 3.15: 成長曲線の best fit

黒点：測定値（120～300keV でのガンマ線）、赤点線：宇宙拡散由来、青点線：大気ガンマ線由来、実線：合計

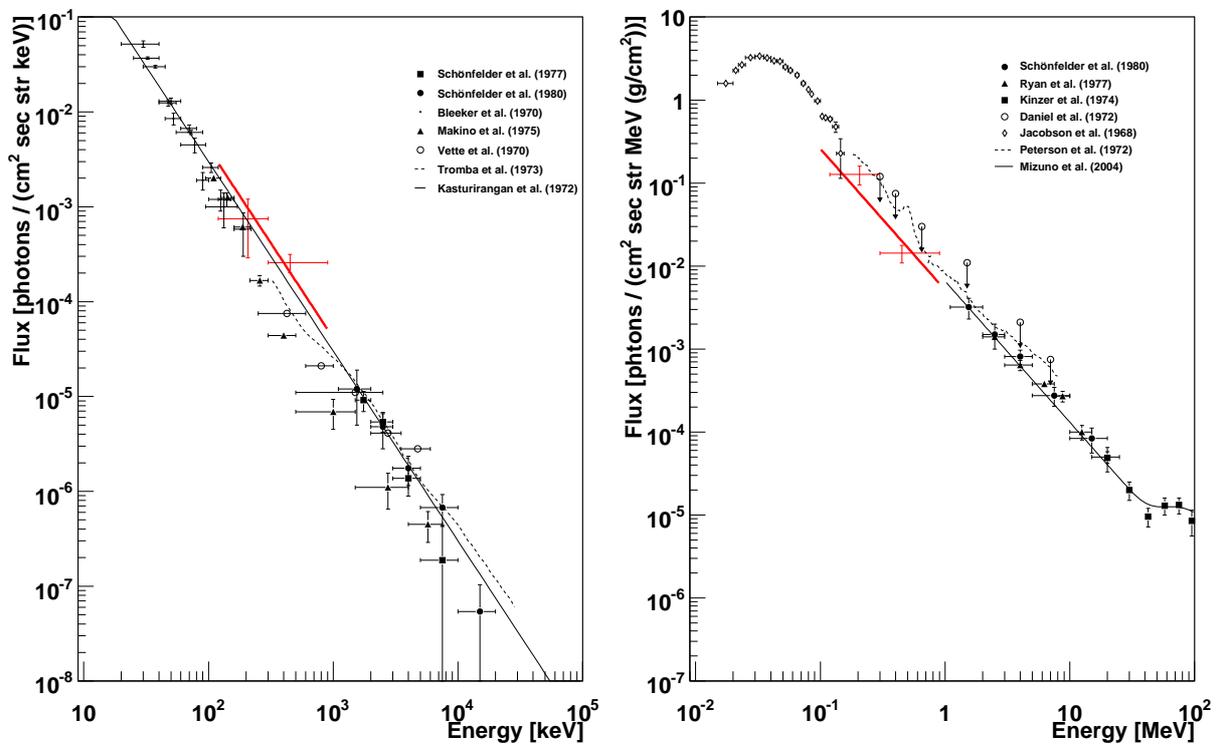


図 3.16: ガンマ線エネルギースペクトル（左図）宇宙拡散ガンマ線（右図）大気ガンマ線 [49]

したものではなかった。有効面積は COMPTEL の 4 桁程度、感度が 2 桁程度しか違ったが（図 3.17）、大型の検出器が実現すれば COMPTEL の感度を超えて目標の感度まで到達可能である。そこで感度を向上させるために、現在われわれは SMILE 計画では 10cm 角大だった検出器を 30cm 角以上の大きさまで大型化することを行っている。また、さらなる感度向上をねたらバックグラウンド除去能力の向上および実際の天体を観測・撮像する際の要請から、より角度分解能（ARM および SPD）を良くすることが必要である。そこで、この角度分解能の改良に、今回取り組んだ。ここで ARM を良くするときにもっとも効果的なのはシンチレータのエネルギー分解能を良くすることである。また SPD は多重散乱の少ないガスを選ぶことである。以降では、ARM の改善をテーマとして新型シンチレータの開発について述べる。

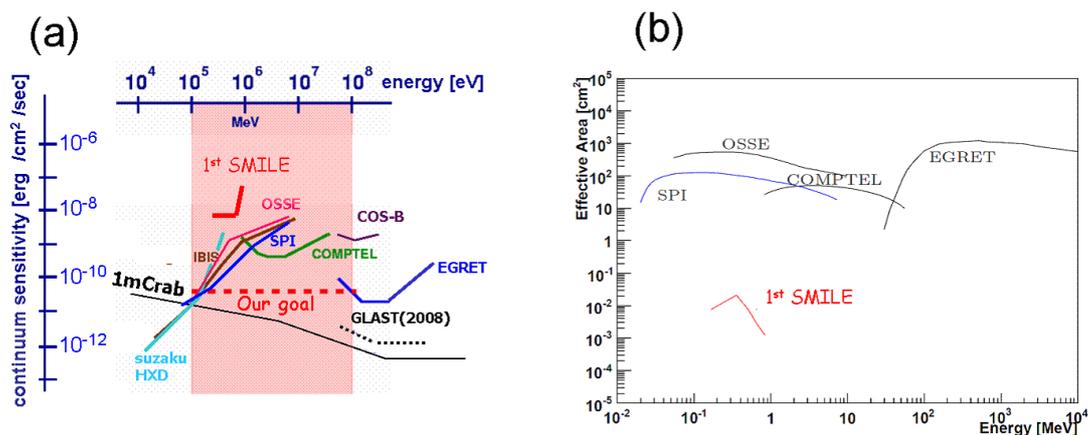


図 3.17: SMILE の感度および有効面積 (a) 感度 (連続) (b) 有効面積

## 第4章 位置検出器型シンチレータ

物質中で放射線が吸収されたとき、原子もしくは分子を励起・基底状態への遷移過程を経ておおよそ  $100\mu\text{sec}$  以下で減衰する発光をシンチレーションと呼ぶ。シンチレーション発光から見て物質が透明で、特に発光波長が紫外から可視および赤外領域の場合には、光電子増倍管といったこの領域に感度を持つ光学素子があるので、この光を読み出すことができる。このような物質はシンチレータと呼ばれている。シンチレータは高エネルギー物理学、宇宙物理学のほか、医療、石油探査、核拡散の観点からみた安全保障の分野など、その用途は多岐に渡る。われわれはコンプトンカメラの吸収体としてこれを使用し、今回は新しいシンチレータによる吸収体の開発を行った。本章では、各種シンチレータやその原理、および検出器などについて紹介する。

### 4.1 各種シンチレータ

シンチレータは気体、有機および無機シンチレータの3つに大別される。本実験では無機シンチレータを主に使用したので、それを中心に記述する。

#### 4.1.1 気体シンチレータ [50]

気体のシンチレータの発光は主に希ガスの原子の放射線による遷移過程で生じる。発光波長領域は紫外領域でシンチレーション光の減衰時間は  $0.1 \sim 10\text{nsec}$  程度で他のシンチレータに比べて短い。ただし気体の密度は固体や液体に比べて小さいことからガンマ線の検出効率は低い。発光量が入射粒子の電荷と質量にほとんど依存しないことから、気体シンチレータは  $\alpha$  粒子や重イオンなどの荷電重粒子のエネルギー測定に用いられている。なお、希ガスは冷却することで、液体シンチレータとして使用する場合もある。

#### 4.1.2 有機シンチレータ

有機シンチレータは、検出効率が高い芳香族などが使われており、放射線による分子の遷移過程で発光する。最大発光波長はおおよそ  $350 \sim 450\text{nm}$  の範囲で減衰時間は約  $30\text{nsec}$  以下である。一般に有機シンチレータは  $\alpha$  粒子や  $\beta$  粒子および高速中性子などを直接検出するのに向いている。一方、炭素や水素など、原子番号が低い物質で構成されているので、ガンマ線に対する光電吸収はほとんど起こらない。よってコンプトン散乱によって生じる連続スペクトルが観測される。有機シンチレータはアントラセンなどを用いた結晶シンチレータ、ひとつないしは複数の溶質に発光剤を混合した液体シンチレータ、ポリスチレンなどの溶質に P-ターフェニールなどの発光剤を混ぜたプラスチックシンチレータ（固体）などの種類がある。他にも水を主成分とした液体シンチレータ [51] やガンマ線の光電吸収を起こすために鉛などを入れたシンチレータもある。

### 4.1.3 無機シンチレータ

無機シンチレータは原子番号が有機で使用されていた水素や炭素に比べて大きく、ガンマ線エネルギーに対する光電効果の断面積が十分にあり、ガンマ線測定に有効である。なお無機シンチレータには結晶シンチレータとガラスシンチレータの二つに分けることができる。発光機構は両者とも同じである。しかし結晶シンチレータの出力するシンチレーション光ガラスが 10,000 光子/MeV のオーダーに対してガラスは最大でも 3,500 光子/MeV しかない。そのため結晶タイプが使えないような条件を除き、ガラスタイプは中性子検出器として使用される程度である。次に無機結晶シンチレータの詳細を述べる。

## 4.2 無機結晶シンチレータの詳細

### 4.2.1 結晶

結晶とは原子の配列が空間的に同じパターンにそろった構造のものを言い、そのパターン配列が単一のもの、言い換えると任意の場所で結晶軸が同一のものを単結晶と呼ぶ。また単一でないものを多結晶と呼ぶ。発光した光が光検出器で読み取られるために、シンチレータはその光に対して透明であることが必要で、一般的に単結晶のほうが透明である。シンチレーション光が十分透過する多結晶シンチレータの開発も行われている [52] が、ほとんどの無機結晶シンチレータは単結晶である。

### 4.2.2 製造方法 [53]

結晶の製造は液相の中で、ある核を中心にして原子の配列パターンを揃えて固体化してゆく作業である。単結晶作製では主にチョコラルスキー (Czochralski) 法やブリッジマン (Bridgman) 法がある。

チョコラルスキー法は、るつぼの中に原料を入れて熔融させ、結晶化のきっかけになる種となる結晶 (seed、種結晶) を熔融液面に接触させて単結晶を回転引き上げながら結晶化させてゆく方法である。この方法では直径 300mm 程度の結晶を作ることができ、半導体用シリコン結晶の製造などさまざまな結晶の製造に採用されている方法である。図 4.1 はシリコン結晶を成長させているときの概念図である。

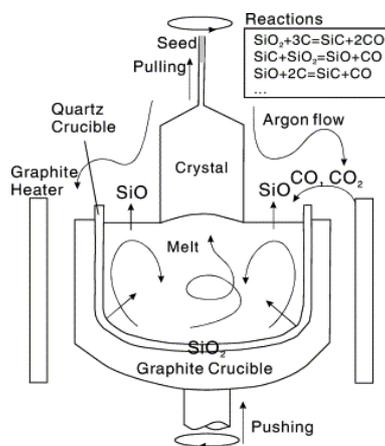


図 4.1: チョコラルスキー (Czochralski) 法 [53]

一方ブリッジマン法はるつぼごと温度勾配のある炉の中を移動させる、またはるつぼの温度を変化させて、るつぼ内で種結晶から熔融液をゆっくりと結晶化する方法である。チョコラルスキー法に比べてより大きくてゆがみの少ない結晶を安価に作ることができる。しかしながらるつぼの壁と融液が常に接しているため壁を核として結晶が成長する場合があります、多結晶になる可能性がある。

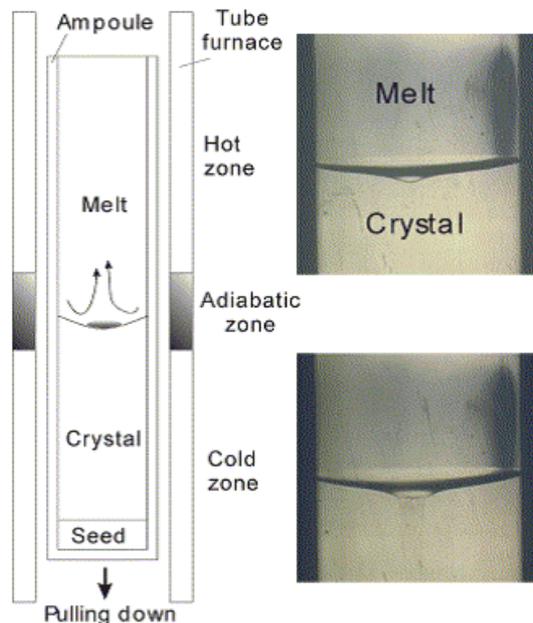


図 4.2: ブリッジマン (Bridgman) 法 [53]

このほかにも、結晶成長の時間を上記の方法に比べて1~2桁速くしたマイクロ引き下げ法 (micro pulling down、 $\mu$ -PD 法) [54] などが開発されており、結晶ごとにまたは用途に応じた結晶づくりが行われている。

#### 4.2.3 発光機構

無機シンチレータの発光原理は、結晶格子のエネルギー状態によって説明される。原子中の電子のエネルギー状態は電子が持てるエネルギーの領域である許容帯と持てない禁止帯に分けられる。さらに許容帯は電子が完全につまっている価電子帯と入っていない伝導帯に分けられる (図 4.3)。

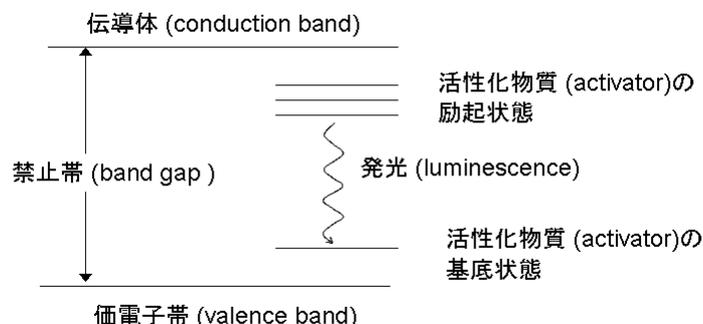


図 4.3: 発光原理

価電子帯から伝導帯へ移動できるだけの十分なエネルギーを持った放射線が入射すると電子は伝導帯へと移動できる。またこのとき価電子帯には正孔が生じ、この正孔もエネルギー帯域を移動することができる。そして励起された価電子帯に戻るときにそのエネルギー分が光子エネルギーに変換される。

しかしながら、多くの結晶の場合、価電子帯に戻る効率はこの方法では低く、また禁止帯のエネルギー幅は 8eV 程度で可視光のエネルギーよりも大きい。そこで大半の結晶では可視光の放射の確率を高めるために少量の不純物を結晶に入れる。この不純物のことを活性化物質と呼ぶ。活性化物質を入れることによって、結晶格子のエネルギー帯が変化し、禁止帯に新たなエネルギー状態が作られ、これによって発光が効率的に行われる。

さて、電子が励起される方法は以下のような過程がある。

- 入射放射線による励起
- 入射放射線によって伝導帯に移動した電子による励起
- 入射放射線によって価電子帯に生成した正孔による励起
- 励起子による励起

励起子とは、電子を伝導帯まで移動させるのに十分なエネルギーを入射放射線から与えられなかったときは価電子帯にある正孔とその電子が対になった状態である。エネルギーは価電子帯よりも大きく、伝導帯よりも小さいが、活性化物質を励起状態にするには十分なエネルギーを持つことがある。

また励起された電子が基底状態に戻り発光する過程は次の3つがある (図 4.4)。

**Exciton (dopant) luminescence** 活性化物質の励起状態から基底状態への遷移での発光。多くの結晶はこの行程で発光する。

**Core-valenceluminescence** 価電子帯の正孔と活性化物質のある状態にある電子とが結合することによって生ずる発光。減衰時間が速く、紫外線となる BaF<sub>2</sub> (結晶の詳細は後述) などが知られている。

**Charge-transfer luminescence** Exciton luminescence の一種であるが、活性化物質の価数の異なるものがつくる準位間での遷移による発光。たとえば YAG(Yb<sup>3+</sup>) 結晶では Yb<sup>2+</sup> の準位に励起して Yb<sup>3+</sup> の基底状態に遷移する際に発光する。

#### 4.2.4 活性化物質

最近開発されているシンチレータでは活性化物質によく Ce<sup>3+</sup> が使われる。これは Ce<sup>3+</sup> を添加したものの多くでシンチレーション光の減衰時間が速くなるからである。応答が早いと時間分解能が求められる検出器では有利である。たとえば核医学で応用されている Positronen-Emissions-Tomographie (PET) といった同時計測を行う機器では、これらの結晶を用いることが多い。

Ce<sup>3+</sup> の発光は電子軌道の 4*f* → 5*d* への遷移で生じる。4*f* → 5*d* 遷移は電子双極子の遷移に関して許容の遷移である。電子双極子の遷移が許容されるとき、減衰時間  $\tau_{ij}$  以下のように書ける [62]。

$$\frac{1}{\tau_{ij}} = \frac{n(n^2 + 2)^2}{9} \frac{e^2 f_{ij}}{2\pi\epsilon_0 mc\lambda^2} \quad (4.1)$$

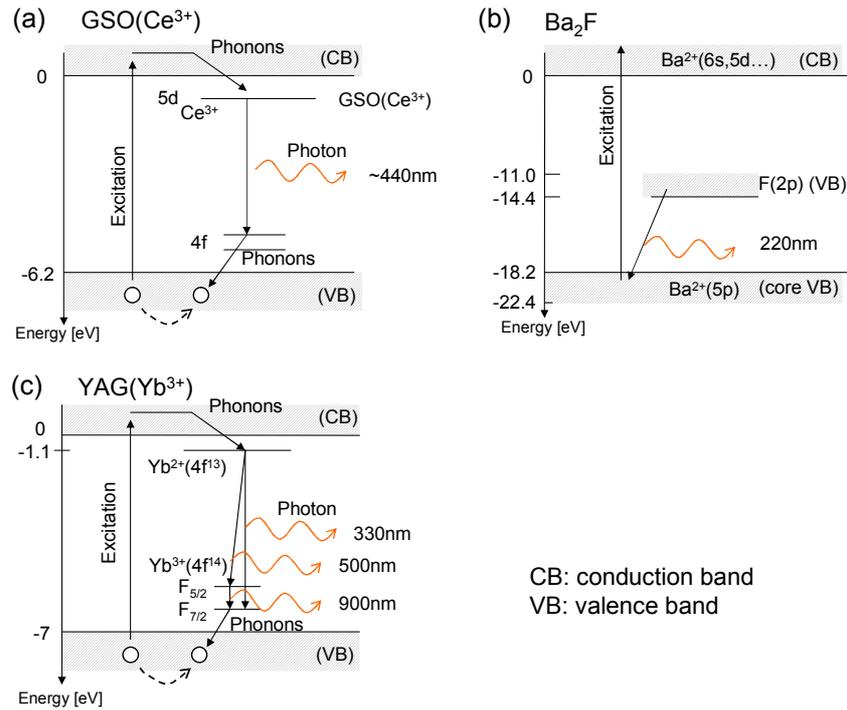


図 4.4: 3つの発光過程

(a) Exciton luminescence の一例、GSO(Ce) (b) Core-valence luminescence の一例、BaF<sub>2</sub> (c) Charge-transfer luminescence の一例、YAG(Yb) [55]

ただし  $\lambda, n, \epsilon_0, f_{ij}$  は、それぞれ発光波長、屈折率、真空中の誘電率および吸収線強度 (Oscillator Strength、f-value) である。典型的に  $\lambda = 300\text{nm}, n = 1.7, f_{ij} = 1$  として計算すると  $\tau_{ij} \sim 10^{-8}\text{nsec}$  で、実際の値と合っている。

Pr<sup>3+</sup> も同様に  $4f \rightarrow 5d$  の遷移で発光し、Ce<sup>3+</sup> よりも短い減衰時間を有する傾向がある。Pr<sup>3+</sup> は発光波長が Ce<sup>3+</sup> よりも短く、主に紫外域に感度を持つ光検出器でないシチレーン光を検出できにくい難点をもつが、これを添加した結晶の利用も研究・開発されている。

一方、古くから使用されている結晶の NaI(Tl) や CsI(Tl) に用いられている Tl<sup>+</sup> は、電子双極子の遷移に関して禁止されている。これは選択則が許容されているが励起と基底の状態のスピンの同じでないためにスピン禁止遷移であるためである。そのため減衰時間は長く、200nsec 以上である [63]。

#### 4.2.5 各種無機シチレータ

いくつかの各種無機結晶シチレータについて、その性能を表 4.1 に示す [20, 56, 57, 58, 59, 60, 61]。ただし LaCl<sub>3</sub> の放射長のみ 662keV で半分に減衰する距離で、この定義だと LaBr<sub>3</sub> は 18mm となる。それらの結晶の中からいくつかについて、次に具体的な解説をする。

表 4.1: 各種無機シンチレータの性能

結晶名 (活性化物質) (略称)	NaI(Tl)	CsI(Tl)	BaF <sub>2</sub>	Gd <sub>2</sub> SiO <sub>5</sub> (Ce) GSO	Bi <sub>4</sub> Ce <sub>3</sub> O <sub>12</sub> BGO	LaCl <sub>3</sub>	LaBr <sub>3</sub>	Lu <sub>3</sub> Al <sub>5</sub> O <sub>12</sub> (Pr) LuAG
密度 [g cm <sup>-3</sup> ]	3.67	4.51	4.89	6.71	7.13	3.79	5.29	6.7
エネルギー分解能 * [%] FWHM, @662keV)	6-7	6-7	9	8-9	10- 12	3-4	3	8
放射長 [cm]	2.59	1.86	2.03	1.38	1.12	2.4	2.1	13.5 程度
減衰時間 [nsec]	230	680,3340	0.6,620	30-60	300	28	16	20
最大発光波長 [nm]	415	540	220,310	440	480	350	380	310
光量 (NaI(Tl)=100)	100	45	5,16	20	7-10	130	160	30
屈折率	1.85	1.80	1.56	1.85	2.15	~1.9	~1.9	n/a
融点 [ ]	650	621	1350	1900	1050	859	783	1970
潮解性の有無	有	僅か	無	無	無	有	有	無
放射耐性 [gray]	10	10 <sup>3</sup>	10 <sup>3-4</sup>	10 <sup>6</sup>	10 <sup>2-3</sup>	> 3.4 × 10 <sup>3</sup>	> 3.4 × 10 <sup>3</sup>	n/a
自己放射の有無	無	無	無	無	無	有	有	有

## NaI(Tl)

[64, 65]

NaI(Tl) は 1948 年に Hofstadter よって発見されたシンチレータで、以下のような長所と短所があり、特に高いエネルギー分解能を持ち安価であるために現在でも需要がある。

長所 高エネルギー分解能

短所 潮解性あり、へきかい性あり、低阻止能、長い減衰時間、低温で光量が低下

## GSO(Ce)

[66, 67, 68]

GSO(Ce) はエネルギー分解能が悪くはなく、下記のような長所があるために、医療用 PET やすごく衛星の Hard X-ray Detector (HXD) にも搭載されている。添加する Ce の量を増やすと減衰時間が短くなり、発光量も変化するが、量が多くなると黄色に変色し、透過率が低下してしまう。そこで Ce の添加量は発光量が最大になる 0.5-1.0 mol % のものが一般的であるが、Zr を 200ppm 程度 GSO(Ce) に添加すると、減衰時間や発光効率を大きく変化させることなく着色を防ぐことが知られている。

長所 高阻止能、短い減衰時間、強い放射耐性

短所 へきかい性あり

## LaCl<sub>3</sub>(Ce)

[69]

2000 年に開発された新しい結晶で、NaI(Tl) よりも高いエネルギー分解能を有し、なおかつ速い応答を示すので、注目されている結晶である。

長所 高エネルギー分解能、良い線形性、短い減衰時間

短所 強い潮解性あり、へきかい性あり

## LaBr<sub>3</sub>(Ce)

[70, 71]

LaCl<sub>3</sub> の発見の翌年に発表された、さらにエネルギー分解能が良い結晶である。2008 年 1 月現在の光電子増倍管 (PMT) で読み出したときの最高エネルギー分解能は 2.6 % (@662keV, FWHM) で、ほかの結晶と比べても最高の値である [72]。問題は強い潮解性のために、加工が難しい点である。

長所 高エネルギー分解能、良い線形性

短所 強い潮解性あり、へきかい性あり

## LuAG(Pr)

[58, 73]

近年開発された結晶で、潮解性がないものの、エネルギー分解能が良く、高速応答を持つことから医療用 PET などの応用に向けて開発されている結晶である。

長所 高エネルギー分解能、短い減衰時間、高阻止能

短所 発光波長が青い（紫外に感度のある検出器での読み出しが必要）

### 4.2.6 各シンチレータの発光量とバンドギャップエネルギー

シンチレータの発光機構から、価電子帯と伝導帯のバンドギャップが小さいほど発光量が多い傾向にあることが分かる。各結晶のバンドギャップのエネルギー  $E_{gap}$  と発光量との関係を図 4.5 に示す。ただし斜線で示したものは蛍光体（ブラウン管に用いられる蛍光膜）で、丸印がシンチレータを表す。なお、われわれが今まで使用していた GSO 結晶およびエネルギー分解能の良い  $\text{LaBr}_3$  については赤色印で強調してある。

入射ガンマ線のエネルギーを  $E_\gamma$  としたとき、発光量に対応する電子正孔対 (electron hole pair) の数  $n_{e-hole}$  は

$$n_{e-hole} = \frac{E_\gamma}{E_{gap}\beta} \quad (4.2)$$

と書ける [63]。ただし、全てのキャリア（電子や正孔）は活性化物質に移動し活性化物質の発光量子効率かどのホストでも一定だとしている。ここで  $\beta$  は 2.5 に近い値であることが、経験的かつ理論的に分かっている [74]。 $\beta = 2.5$  のときの式 (4.2) が実線で表されている。

### 4.2.7 各シンチレータのエネルギー分解能と光子数

シンチレータの持つエネルギー分解能の原理限界は検出された光電子数  $N_{phe}$  のポワソン分布によって決まり、このときエネルギー分解能 (FWHM)  $\Delta E/E$  は式 (4.3) のような関係にある。

$$\Delta E/E = 2.35 \sqrt{\frac{1 + \nu(M)}{N_{phe}}} \quad (4.3)$$

ただし  $\nu(M)$  は光検出器のゲインに依存する補正項であり、光電子増倍管の場合は通常 0.1 ~ 0.2 程度である。

図 4.6 には  $\nu(M) = 0.1$  としたときの原理限界曲線および各シンチレータの 662keV でのエネルギー分解能 (FWHM) と光電子増倍管で生成された光電子数との関係を示した。なお、図中の点線より高エネルギー分解能側の結晶はいずれも 1996 年以降に発見された結晶で、この約 10 年の間に、 $\text{NaI(Tl)}$  を超えるエネルギー分解能を有する結晶が多く出てきたことが分かる。図中、赤色印で示したように、 $\text{LaBr}_3$  のエネルギー分解能が現在のところ最も良い。また GSO は現在われわれが使用している結晶である。

なお、エネルギー分解能は発光光子数のみに依存しているわけではない。それは個々の結晶の発行メカニズム、入射エネルギーと結晶の発光量との線形性などが複雑に関係している。また結晶自体の問題以外にも回路ノイズや検出器の感度のなどがかわってくる。

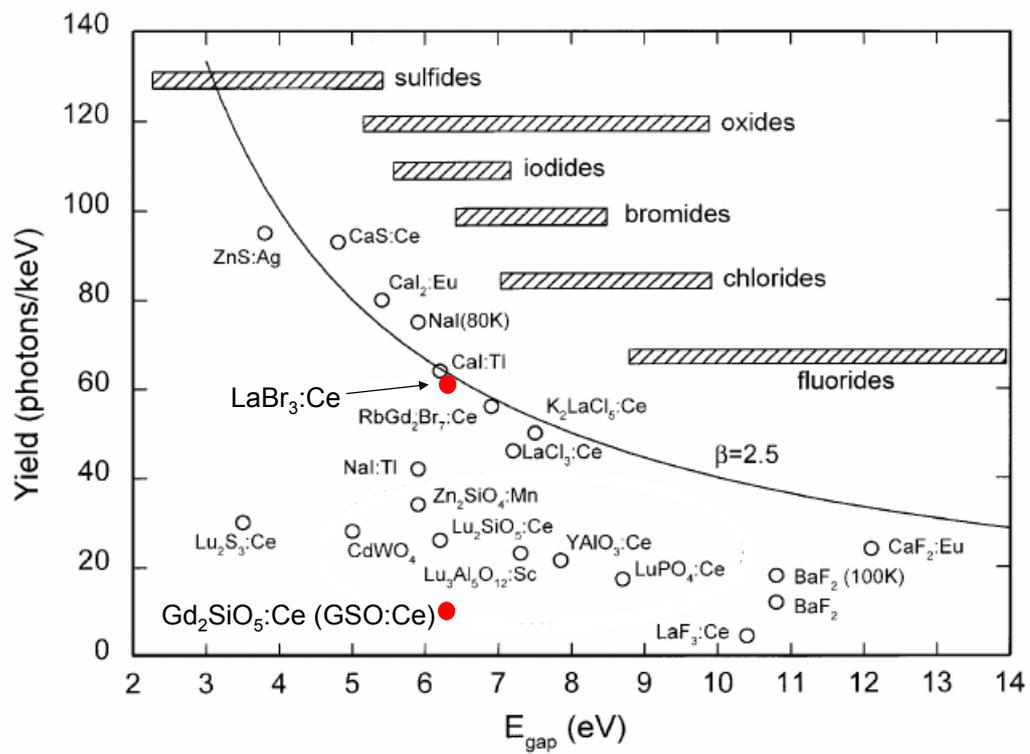


図 4.5: 発光量とバンドギャップエネルギーとの関係 [63]

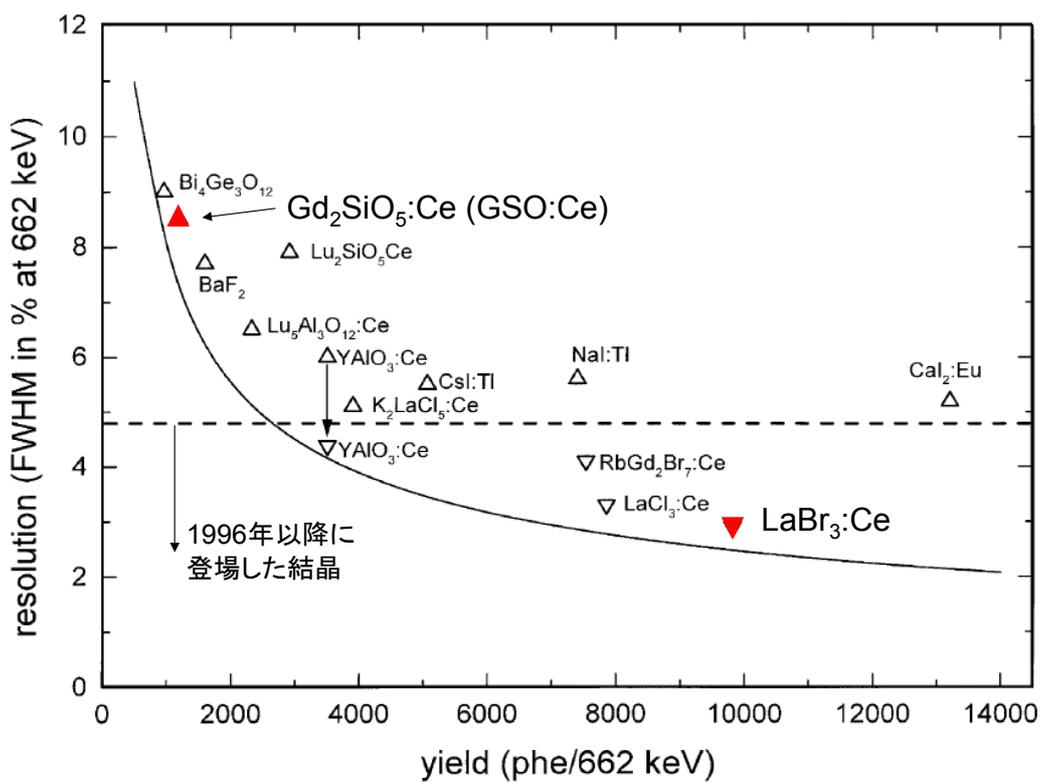


図 4.6: エネルギー分解能と光電子増倍管での生成光電子量との関係 [63]

## 4.3 光輸送

シンチレーション光は一様等方に発光するので、光検出器でそれらの読み出すためには、検出器の方向に光を輸送しなければならない。結晶の全面を検出器で覆うことは現実的ではないので、通常はある面に検出器をおき、残りの面では光が反射できるようにする。結晶中で生じたシンチレーション光を光検出器まで、効率的に結晶中を伝播させるための条件としては以下のような事項が関係している。

- 結晶表面での反射の様子
- 結晶と後述のグリスおよび光検出器の光学窓の屈折率の関係
- 結晶、グリスおよび光検出器の透過率

ここでは、上記のように発光から検出器までの光の輸送について述べる。

### 4.3.1 結晶表面・反射材

結晶中の光輸送は結晶表面で反射させることで行っているが、結晶表面を粗くして乱反射させるのか、それとも鏡面状態まで磨いて全反射させて光検出器の方向まで輸送するのかは個々の結晶やその形状に依っている傾向がある。たとえば NaI(Tl) は主に結晶表面を少し粗くして、表面には反射材として、たとえば乾燥酸化マグネシウム粉末を用いて乱反射させている [20]。一方結晶の形状が細長いものや光量を増やしたい場合などには結晶表面を鏡面にして、テープなどの反射材を用いて全反射させている [78]。

反射材として主に使用されているものは以下のように大きく 3 つに分類できる。

金属系反射材 (剤) 金属を板状の樹脂に吹き付けて使用または溶液に溶かしてそれを結晶に塗って使用 (例: チタン、アルミニウム、硫酸バリウム) ただし潮解性のある結晶には水分を含むので直接塗ることは不可。

フッ化樹脂系反射材 樹脂をテープ状にしたものを結晶に巻いて使用 (例: Teflon<sup>®</sup> (Dupont 社) やハイパーシートガスカート<sup>®</sup> (ジャパングアテックス社))。厚さは 100 ~ 200 $\mu\text{m}$  程度。

多層膜系反射材 ポリエステル系樹脂の多層膜構造をもつもので、たとえば ESR (Enhanced Specular Reflector) はシート状になっており、これを結晶に接着させて使用。ESR は 65 $\mu\text{m}$  と他の反射材に比べて薄い折り曲げるためにレーザーなどで工夫をする必要有。

反射材の選択は先述の形状などのほかに、発光波長域での発射率や、結晶の潮解性の有無などによって決定される。図 4.7 は反射材の反射率の波長依存性を示したもので、シンチレーション光がたとえば 400 ~ 500nm の波長を持つのならば、Teflon や ESR を使用するのが手間がかからず良い。

### 4.3.2 屈折率

シンチレーション光が曲げられないように結晶と光検出器の光学窓の屈折率はできるだけ同じになるようする必要がある。その値はおおよそ 1.5 ~ 1.8 である。しかし、単に結晶と光学窓を接着するのでは、屈折率がほぼ 1 の空気の層が出来てしまうので光学グリスを間に入れる。この光学グリスの屈折率も 1.5 付近ににする必要がある。たとえば応用光研工業社のグリス「oken 6262A」の屈折率は Na D 線 (589nm) で 1.435 である。さらに潮解性のために結晶をパッケージする場合は、その光学窓の屈折率も気にしなければならない。

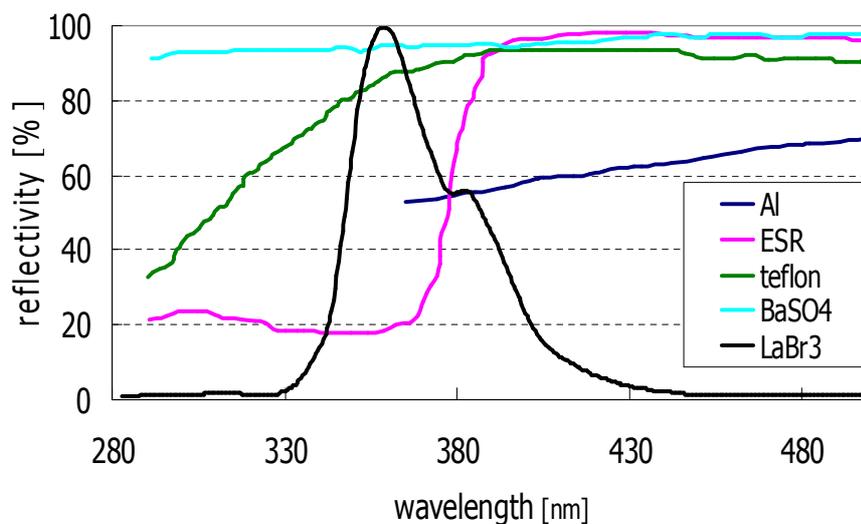


図 4.7: 各種反射材の反射率の波長依存性および LaBr<sub>3</sub> の発光スペクトル ([58, 77] を元に作成)

#### 4.3.3 透過率

結晶、ガラスおよび光検出器の光学窓ともに透過率は 100 % ではなく個々の物質によって異なる。また透過率は入射波長との間に依存性があり、ある波長よりも短い領域では急激に吸収されるようになる。図 4.8 には一例として GSO 結晶、ガラス「oken 6262A」および浜松ホトニクス社の光電子増倍管に使われる光学窓の材質による透過率の波長依存性を載せた。なお、GSO 結晶は 1.0mol % Ce 添加の GSO およびそれにさらに 200ppm の Zr を添加した 25 × 25 × 100 mm 大の結晶の 25 × 25 mm の 2 面を鏡面研磨し、100 mm の方向について透過率を測定したものである [79]。また oken 6262A は応用光研工業社提供のもので、厚さ 3mm の石英ガラスの間に 15 $\mu$ m 程度の厚さのガラスをはさんだ状態で透過率を測ったものである。

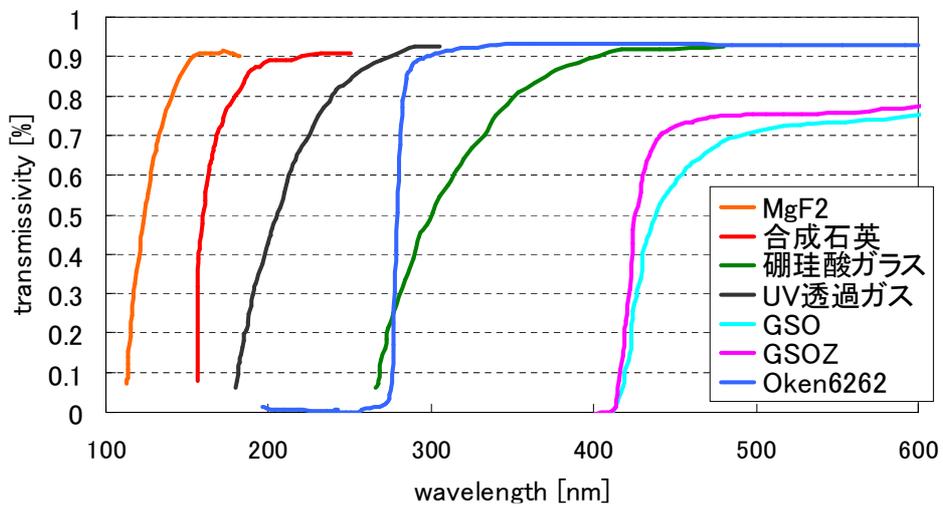


図 4.8: 透過率の一例 光電子増倍管の光学窓 [80]、GSO 結晶 [79]、およびガラス「oken6262A」の透過率

## 4.4 光電子増倍管 (PMT)

放射線を検出するシンチレータにはシンチレーション光を電気信号に変える光検出器が必要である。検出器に求められるのは、結晶の発光波長に感度があり、入射光子数と出力信号との線形性が良く SN 比が適当なものなどの条件がある。ここではそれらの条件を満たすものとして、光電子増倍管の紹介を行う。

### 4.4.1 光電子増倍管 (PMT) の概説

光電子増倍管 (Photomultiplier Tube: PMT) は図 4.9 のような構造で、以下のような過程を経て光を検出する機器である。

1. 入射光子が光電陰極 (photo cathode) で光電効果によって光電子に変換
2. 光電子が加速され第一ダイノード (dynode) に衝突し、二次電子を生成
3. 第二、三...ダイノードにて加速、衝突、電子の生成を繰り返して電子数を増幅

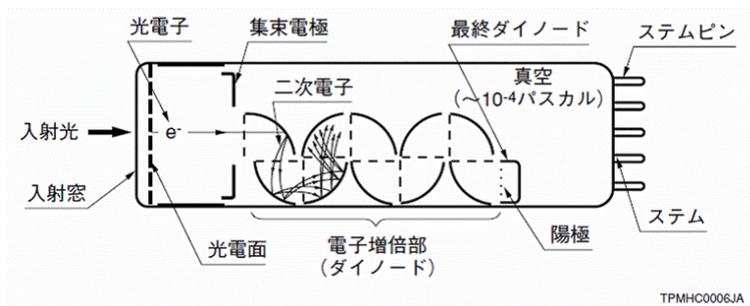


図 4.9: 光電子増倍管 (ヘッドオン型) の断面図 [80]

### 4.4.2 光電陰極・入射窓

入射光子のエネルギーはおおよそ  $3\text{eV}$  であるが、通常の金属の仕事関数は  $3\sim 4\text{eV}$  である。そこで光電陰極には仕事関数が  $1.5\sim 2\text{eV}$  程度アルカリ金属を主成分とした化合物半導体が使われており、たとえば以下のようなものがある [80]。

GaAs 930nm まで感度を持つ

バイアルカリ (Sb-Rb-Cs, Sb-K-Cs) 比較的感度が高く、暗電流も低く、おおよそ 600nm 未満で感度を持つ

CsI 200nm 以上ではほとんど感度が無く、紫外、真空紫外領域に感度を持つ

なお、PMT の感度波長の領域で長波長側の制限はこの光電陰極に使われる物質の仕事関数に依っている。つまり、仕事関数よりも小さいエネルギーを持つ光子に関しては光電子が生じないので感度が無い。一方、短波長側の感度領域を制限しているのが PMT の入射窓の材質で、たとえば以下のような材質がある (図 4.8 の (c) 参照)。

硼珪酸ガラス 汎用されている材質で、透過波長は近赤外から約 330nm まで

UV ガラス 185nm 以上の紫外光をよく透過し、硼珪酸ガラスと同様によく使用されている

合成石英 160nm 以上の紫外光を透過する

MgF<sub>2</sub> 結晶 115nm 以上の紫外光を透過、潮解性が僅かにあり

## 量子効率

光学窓と光電陰極の感度を表す指標として、量子効率 (quantum efficiency, QE)  $\eta$  がある。これは以下のように定義される。

$$\eta := \frac{\text{発生する光電子の数}}{\text{入射した光子数}} \quad (4.4)$$

量子効率は入射した光子のエネルギーに依存するので、結晶のシンチレーション光の波長領域を考え、それに対応する PMT を選ぶ必要がある。一般的に PMT の量子効率は最大で 20 ~ 30 % 程度であるが、近年 35 % を超える PMT、SBA (Super Bialkali)<sup>®</sup> および約 43 % の UBA (Ultra Bialkali)<sup>®</sup> が浜松ホトニクス社から発売されている (図 4.10)。

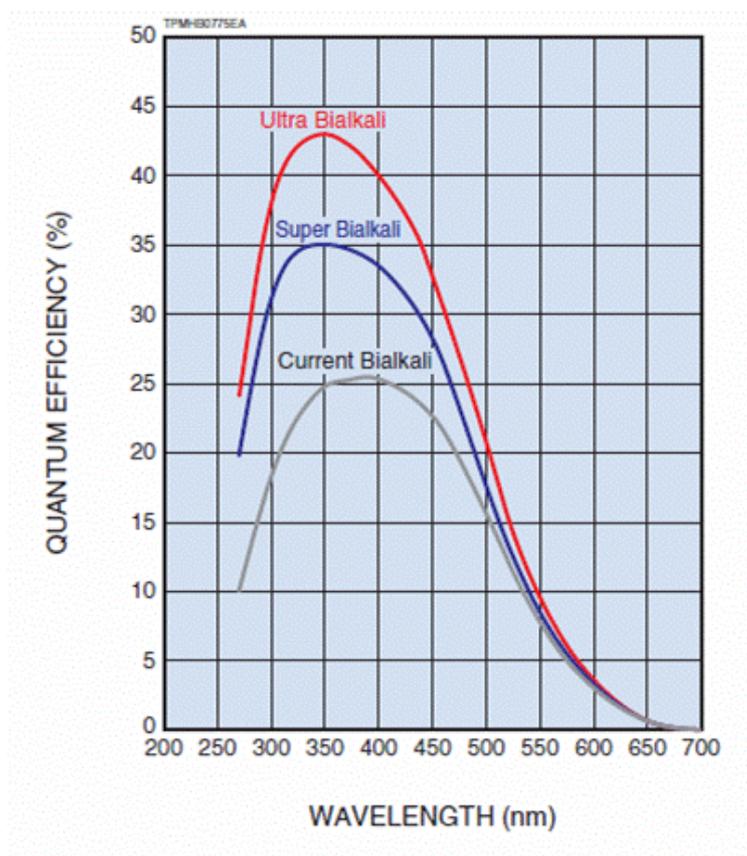


図 4.10: 従来の PMT、SBA および UBA の典型的な量子効率と入射光子の波長の関係 [81]

### 4.4.3 ダイノード

ダイノードでは数百 V の電圧によって加速された電子が衝突することによって二次電子が放出する。この過程は光電陰極で光電子を放出する過程と似ている。ダイノード中では光子ではなく、

電子が入射することによって電子が励起される。励起エネルギーは材質によるが、約 2~3eV である。材質としては酸化ベリリウム (BeO) や亜鉛を添加したガリウムリン (GaP) などがある。電子一個が 100V で加速されると約 30 個の電子が励起されるが、このうちダイノード表面から離脱できるのはごく一部である。

#### 4.4.4 ゲイン

1 個のダイノードから電子が放出するしやすさ、言い換えるとダイノードの増倍係数 (二次電子放出率)  $\delta$  は

$$\delta := \frac{\text{放出された二次電子の数}}{\text{入射した電子数}} \quad (4.5)$$

与えられる。ダイノード間の電圧が 200~300V の場合、 $\delta$  は通常 4~6 である [20]。また  $\delta$  は以下のようにも表現できる。

$$\delta = A \cdot E^\alpha \quad (4.6)$$

ただし  $A$  は定数、 $E$  はダイノード間の電圧および  $\alpha$  はダイノードの形状や材質で決まるパラメータで通常 0.7~0.8 である [80]。ダイノードが  $n$  段の PMT では、理想的な PMT 全体のゲイン (電流増場率)  $G_{ideal}$  は印加電圧が  $V$  のとき

$$\begin{aligned} G_{ideal} &= \delta^n = (A \cdot E^\alpha)^n = \left\{ A \cdot \left( \frac{V}{n+1} \right)^\alpha \right\}^n \\ &= K \cdot V^{\alpha n} \end{aligned} \quad (4.7)$$

ただし  $K = A^n / (n+1)^{\alpha n} = \text{定数}$  である。

一般的に PMT のダイノードは 9~12 段なので、ゲインは印加電圧の 6~10 乗に比例し、電圧に対して敏感なことが分かる。また、PMT のゲインは通常 1000V の印加電圧で  $10^6$  のオーダーである。

#### 4.4.5 マルチアノード光電子増倍管

ガンマ線の入射位置を測定から求めるためには、シンチレータとシングルアノード PMT をあわせて、2次元に並べればよいが、たとえば 1cm 程度の位置決定精度を持たせようとしたときには、現実的ではない。そこで光電陰極ひとつに対して二次電子を読み出すアノードを 2次元に配置したマルチアノード PMT (multi-anode PMT, MAPT または position sensitive PMT, PSPMT) が開発された。

たとえば浜松ホトニクス社からは受光面が約  $50 \times 50\text{mm}^2$  で約  $6 \times 6\text{mm}^2$  のアノードが  $8 \times 8$  個並んだ H8500<sup>®</sup> や約  $3 \times 3\text{mm}^2$  のアノードが  $16 \times 16$  個並んだ H9500<sup>®</sup> などがある。われわれはこのうちアレイカメラに H8500 を用いた。これは各アノードのゲインが最小値と最大値で 2~3 倍程度なのに対して H9500 は 5 倍程度のばらつきがあること、6mm 角と 3mm 角とでは角度分解能に大きな変化がないこと、そして、シンチレータアレイを 3mm 角および 6mm 角にする際のコストの違いを考慮した結果である。

ダイノードの構造は先述の図 4.9 とは異なり H8500 や H9500 の場合、図 4.11 のようにメタルチャンネル型と呼ばれている構造をとっている。これは従来の構造に比べてダイノードの間が短く、高速応答を実現するという特徴を持つ。

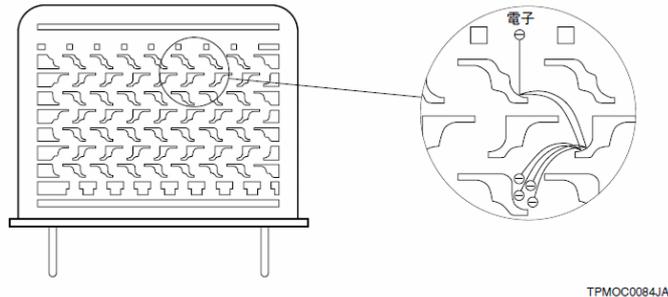


図 4.11: H8500 などに採用されているメタルチャンネル型のダイノード構造 [80]

## 4.5 PMT を用いた位置決定感度のあるシンチレータカメラ

シンチレータと PMT の接合による放射線検出器で、位置分解能を持たせるためには、(A) シングルアノード PMT を複数台または位置感度のある (マルチアノード) PMT を用いる、か、(B) シンチレータを光学的に分離するあるいはその両方の手段が使われる。位置の感度を読み出す方法としては、大きく分けるとシンチレータでの光を複数の PMT アノードで読む方法 (アンガー型) とシンチレータと読み出すアノードが一對一対応した方法 (ピクセル型) とがある。以下ではこれら位置感度の決定法について述べる。

### 4.5.1 アンガー型 (Anger logic)

アンガー型は図 4.12a,a' のように一個のシンチレータ結晶に対して PMT のアノードを複数用意して位置を感知する方法である。PMT はシングルアノード PMT を並べるか、位置感度を持つマルチアノード PMT を取り付ける方法がある。放射線がシンチレータ内で鳴った位置は、それぞれのアノードに到達した光量で重心演算を行うことで判断する。この方法は 1950 年代に核医学の先駆者である H. O. Anger によって開発された手法である [82]。

この方法の長所と短所は以下の通りである。

長所 一枚板の結晶なので性質が均一である。

安価かつ低電力で高い位置分解能を達成する (1mm 程度)。

短所 重心演算を行っているため多重コンプトン散乱が起きたとき、複数のコンプトン点の重心を取ってしまい、正しい位置が判断できない。

一枚板ゆえに一部でも破損すると全体に影響する。

高いレートに弱い。

なお位置分解能は重心演算を行うために、PMT のアノードのピッチよりも小さくできる。ただし重心演算にはある程度の光量が必要なので、アノードサイズを小さくすると、その分アノードに入る光量が小さくなるので位置分解能にも限界がある。

### 4.5.2 PMT-Quadrant-Sharing (PQS) 型

また図 4.12b のようにピクセルアレイ型のシンチレータとその 4 端にシングルアノード PMT を置く方法もある。アレイアンガー型と位置を特定する原理は同じで、重心演算を用いる。異な

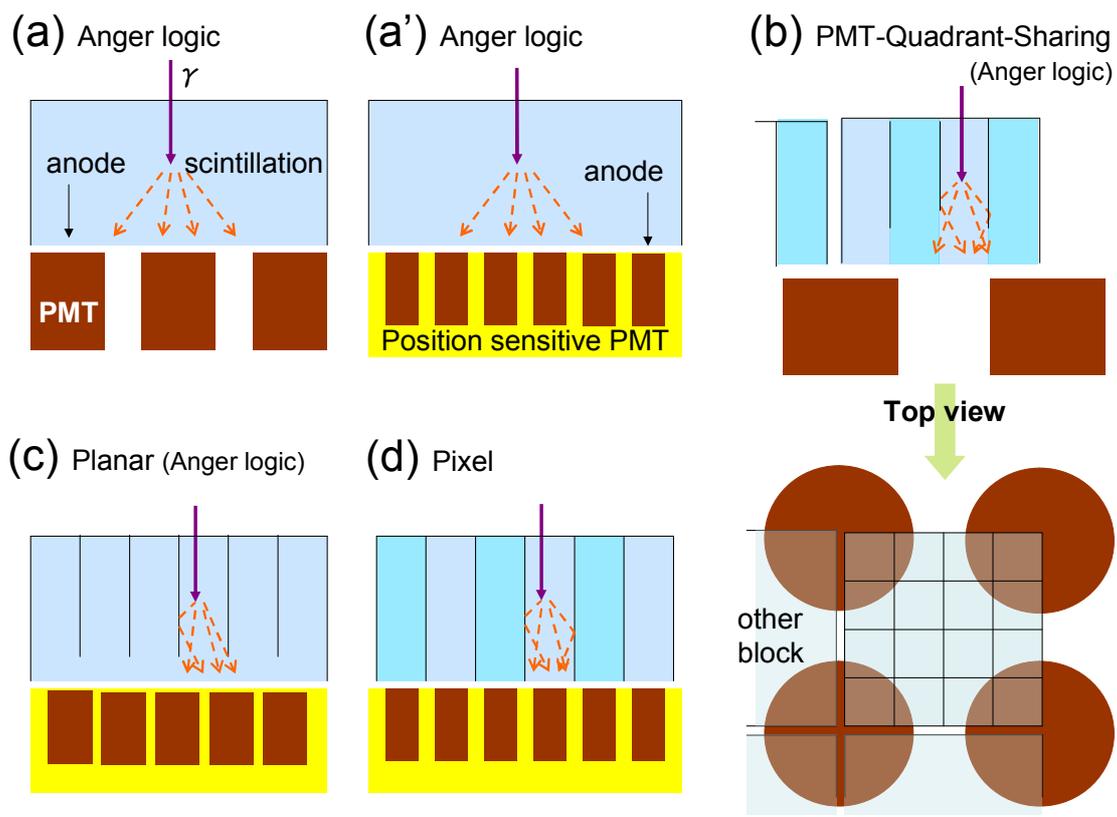


図 4.12: 位置感度を持つシンチレータ検出器の種類

る点は、アンガーではひとつ PMT にはひとつの結晶ブロック (板) が接合されているのみであるのに対して、PQS 型では、PMT ひとつに 4 つのシンチレータブロックを並べる点である。つまりひとつのシンチレータブロックから見ると、今までの 4 分の 1 の PMT 受光面積を使って光量を測定することになる。

この方法は W.-H. Wong によって考案された方法 [83] で、アンガー型に比べて以下の長所と短所がある。

長所 ピクセルのサイズを小さくできる。

逆に PMT を大きくすれば少ない PMT で測定ができる。

短所 検出器の dead time が増える。

#### 4.5.3 プラナー型 (planar 型)

これもアンガー型の一種で、光学的に分離するように反射材を結晶の中に差し込みこれを PMT で読み取る方法 (図 4.12c)。旧来のアンガー型に比べて、一部で破損が起きても、ある程度損失を抑えられるといった長所がある。

#### 4.5.4 ピクセル型 (pixel 型)

これまで紹介してきた方法はすべて Anger logic を用いた方法である。つまりシンチの大きさと PMT のアノードの大きさは同一ではなく、ある事象は複数の PMT アノードで受けることが前提となっていた。ピクセル型ではこれらが同一で、ピクセル状にした結晶をアレイ化し、PMT にはマルチアノード PMT を用いる (図 4.12d)。この型の長所と短所は以下のとおりである。

長所 多重コンプトン散乱の様子をとらえることができる

一部で破損が起きても、そのピクセルのみで損失を抑えられる。

短所 アンガー型に比べて結晶の性質が均一ではない場合がある。

高価である。

なお位置分解能はピクセルのピッチで決まるため、ピッチを細かくすれば位置分解能を達成できる。ただし PMT のアノードの大きさが小さく、また全体である程度の有効面積を持ったマルチアノード PMT はアノードの大きさ 3mm 角のものが流通している現状である。

さて、われわれの検出器は将来、宇宙へ打ち上げる。そのためにはできるだけ損傷に強く、また宇宙線などによるバックグラウンドによるレートの上昇にも耐えられるものが要求される。これらの条件をより満たしてくれるのはピクセル型である。また多重コンプトン散乱などが起こった場合、アンガー型では誤った位置情報を与えるためにシンチレータを吸収体として考えた場合に、コンプトンカメラの角度分解能に影響を及ぼす。一方ピクセル型ではこのような事象を排除できる。

以上のことから、われわれはピクセル型のシンチレータを採用し、シンチレータのアレイの開発を行ってきた。

## 4.6 ピクセルアレイの開発 (われわれの先行研究)

われわれは先述のように GSO 結晶とマルチアノード PMT を用いた放射線検出器を開発してきた。ここでは、これまでのピクセルアレイ型検出器の開発について述べる。

#### 4.6.1 GSO アレイとマルチアノード PMT

われわれの GSO アレイは化学研磨した  $6 \times 6 \times 13\text{mm}^3$  の GSO ピクセルを  $8 \times 8$  個並べた構造になっている (図 4.13)。ここで反射材として ESR を用いて、まわりをテフロンテープで固定した。

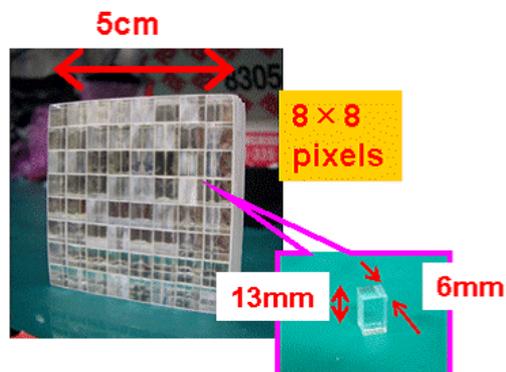


図 4.13: GSO アレイの写真

#### 4.6.2 マルチアノード PMT

このアレイを読み出すために、先述のようにマルチアノード PMT H8500 を使用した (図 4.14a)。この H8500 はひとつのアノードの大きさが  $6 \times 6\text{mm}^2$  で、GSO アレイのピッチと同じである。H8500 のアノード間ではゲインのばらつきが約 2 から 4 倍程度存在するが、これはほかのマルチアノード PMT、たとえばアノードの大きさが  $3 \times 3\text{mm}^2$  の H9500 などに比べると低いほうである (図 4.14b)。

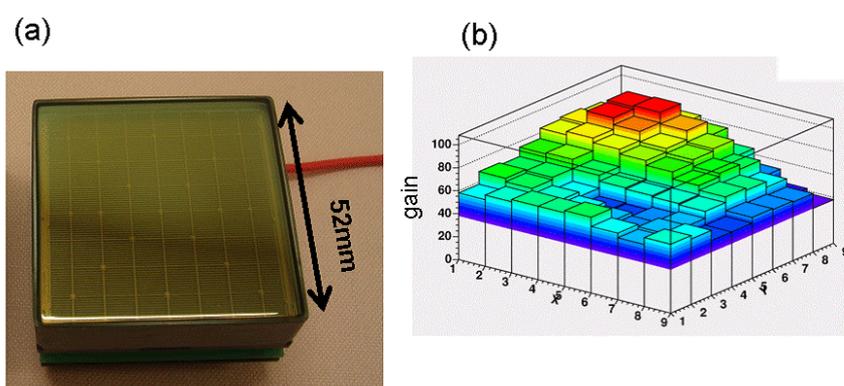


図 4.14: PMT H8500

(a)H8500 の写真 (b) アノードゲインのばらつきの 3 次元図 (最大値を 100 で規格化)

#### 4.6.3 読み出し方

気球実験では消費電力量のことも考えて、各アノードからの信号を読み取るのではなく、それらを抵抗（100 Ω）でつなげて、4つに信号をまとめている（図 4.15）。以降、このアノードをつなぐ抵抗の集まりを「抵抗チェーン」とよぶ。

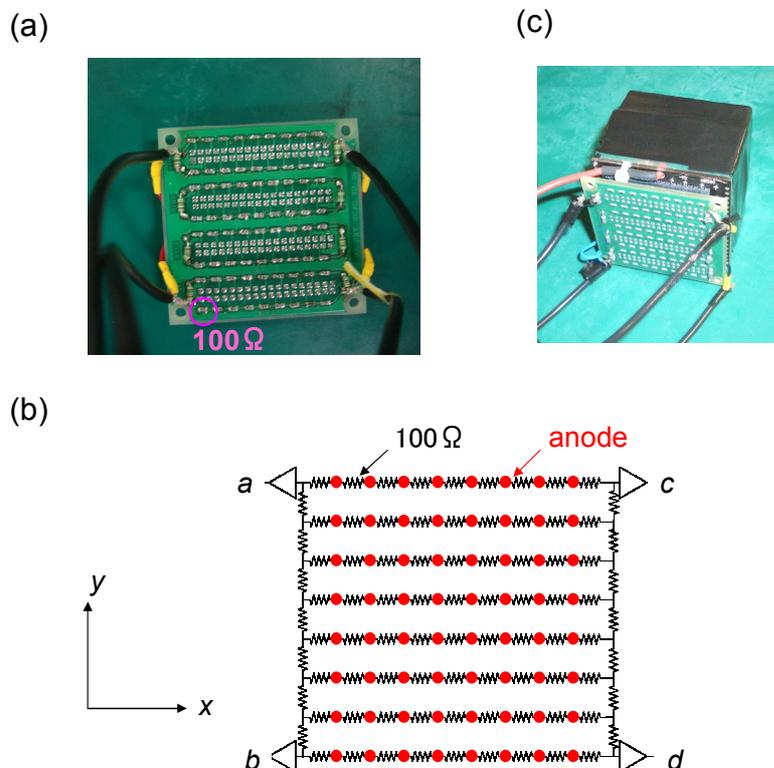


図 4.15: 抵抗チェーン

(a) 抵抗チェーンの写真 (b) 抵抗チェーンの概念図 (c)PMT と接合した時の写真

さて、4つにまとめられた信号はそれぞれプリアンプおよび Shaper を通ってデジタル信号に変換される。この4つの値を式 (4.8) のような重心演算させることによって、どのピクセルからの信号かという位置  $(x,y)$  を特定させている。ただし  $a, b, c, d, x, y$  は図 4.15 に図示したように4つの出力信号の大きさをあらわす。

$$\begin{aligned}
 x &= \frac{(c+d) - (a+b)}{a+b+c+d} \\
 y &= \frac{(a+c) - (b+d)}{a+b+c+d}
 \end{aligned}
 \tag{4.8}$$

またエネルギー  $E$  は式 (4.9) のように求められる。

$$E = a + b + c + d
 \tag{4.9}$$

この読み出し方を「4端読み出し」という呼ぶことにする。

#### 4.6.4 先行研究の結果

4 端読み出しによって線源をアレイに全面照射させたときの 2 次元再構成イメージは図 4.16a のようになり、各ピクセルが分離して読み出せている。ただし図示したイメージは、重心演算を行った後に画像補正をかけている。これはすべての抵抗値が均一な抵抗チェーンを用いて 4 端読み出しを行っているからで、補正の詳細は後述する。また各ピクセルのスペクトルは図 4.16b のように正しく取れている。また全ピクセルの平均エネルギー分解能 (FWHM) は 662keV で 10.5 % 程度であった。

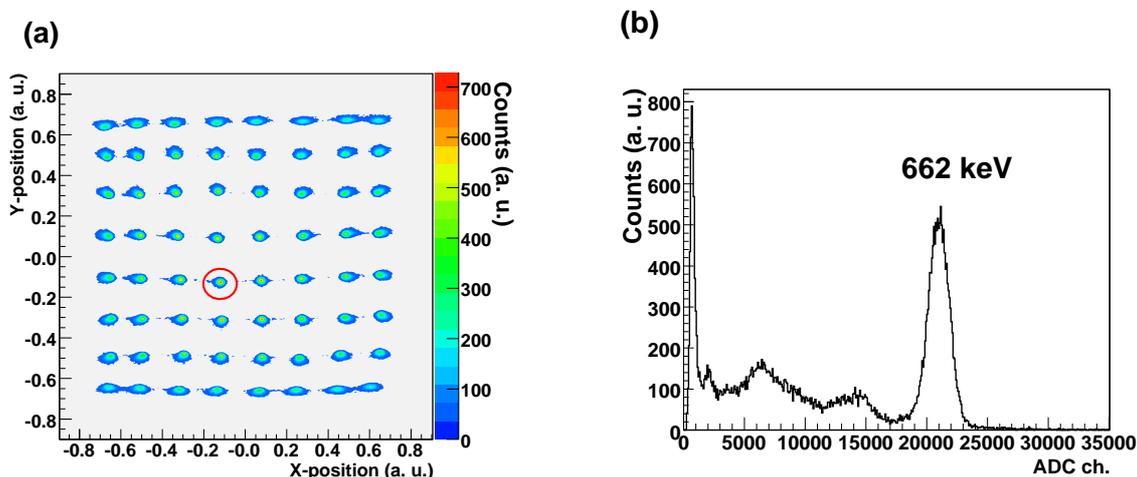


図 4.16: GSO アレイによる再構成 ( $^{137}\text{Cs}$  照射) (a) 2 次元イメージ (b)(a) の赤丸囲んだピクセルのスペクトル

## 4.7 われわれの検出器からの要請

時間分解の優れた結晶、エネルギー分解能の優れた結晶など個々のシンチレータでさまざまな特徴を持っているが、われわれの検出器では PET のように高い時間分解能によるバックグラウンド除去を行う必要がない。

さて、散乱角が式 (2.13)<sup>1</sup> のように散乱ガンマ線のエネルギーに依存しているため、前述のように角度分解能 (ARM) の改善にはエネルギー分解能の良い結晶を選択することが重要となる。どれだけ改善するかを見るために、次のような計算を行った。

1. ある散乱角  $\phi_{ran}$  および入射エネルギー  $E_\gamma$  から式 (2.2)<sup>2</sup> を用いて散乱ガンマ線のエネルギー  $E'_\gamma$  を求める
2.  $E'_\gamma$  をシンチレータのエネルギー分解能の分だけぼかす
3.  $E_\gamma$  から  $E'_\gamma$  を引いて、電子のエネルギーを求め、これも TPC のエネルギー分解能の分だけぼかす
4. ぼかした両者のエネルギーから式 (2.13) で散乱角  $\phi_{ene}$  を求める
5. ここで  $\phi_{ran}$  を幾何学的に求めた散乱角とし、運動学的に求めた  $\phi_{ene}$  との差  $\Delta\phi$  を求める

<sup>1</sup>  $\cos \phi_{ene} = 1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma + K_e} \frac{K_e}{E_\gamma}$

<sup>2</sup>  $E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \phi)}$

6. 上記の操作をランダムな  $\phi_{ran}$  に対して繰り返して、 $\Delta\phi$  の分布から ARM (FWHM) を求める

なおエネルギーをばかす作業は、エネルギー分解能の分の  $\sigma$  を持ったガウス関数 (確率分布) でランダムに値を割り振った。

この結果、コンプトン散乱した点は一意に決められると仮定したときの入射ガンマ線のエネルギーとそのときの ARM の関係は図 4.17 のようになった。ただし入射ガンマ線がコンプトン前方散乱をしたものとし、ガス検出器 (TPC) での反跳電子のエネルギー分解能を 20keV で 20% (FWHM) とした。

たとえば 662keV のガンマ線が入射したとき、シンチレータのエネルギー分解能が 10.5% ならば ARM は 3.8 度と計算できる。これにドップラー広がり分、約 0.7 度を考慮すると ARM は 3.9 度と求まる。同様に、もしもシンチレータのエネルギー分解能が 3% ならば ARM は 1.6 度まで向上する。

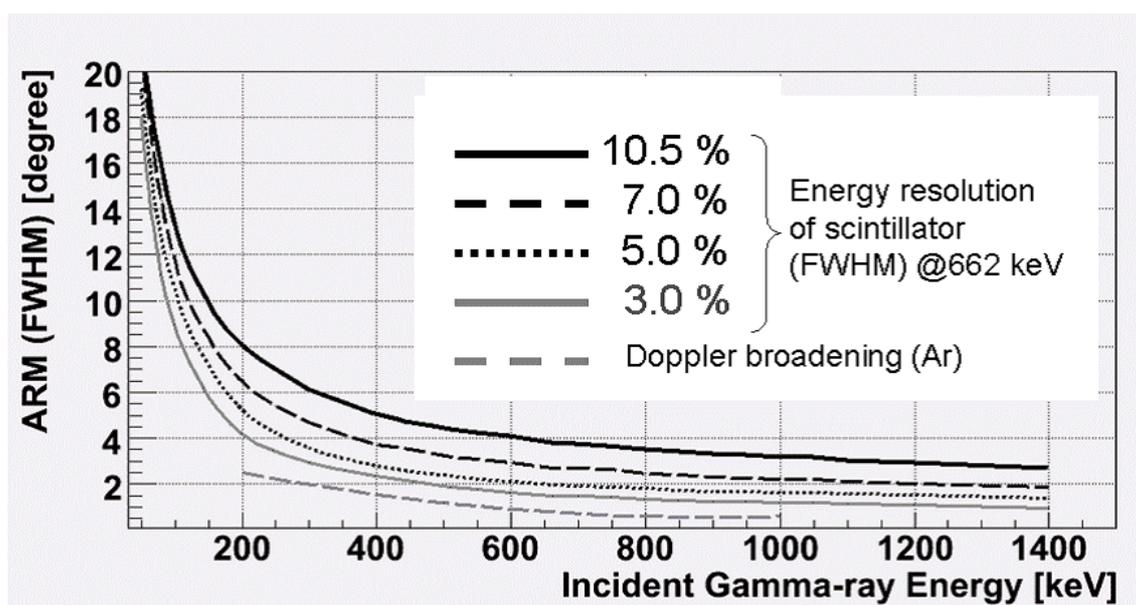


図 4.17: 入射ガンマ線と ARM の関係 ドップラー広がり分は [46] を参考にした。

また、阻止能が高い結晶のほうが検出効率を高める点から有利である。とくに散乱ガンマ線の主なエネルギーは 100keV 以上から 1MeV 程度なので、その領域での阻止能が重要になってくる。

われわれの研究室では、今までは GSO(Ce) を使用してきた。これは、エネルギー分解能が悪くなく、阻止能も高く、そして宇宙での使用を考えたときに重要になってくる放射耐性が良いからである。

しかし、従来より良い ARM を達成させようと考えた時にはエネルギー分解能の良い結晶を使用する必要がある。シンチレータの中で、現在もっとも良いエネルギー分解能を持つ LaBr<sub>3</sub> (Ce) はある程度の放射耐性がある。しかし NaI(Tl) よりも強い潮解性を有し、われわれの検出器に必要なピクセルにしてアレイ化する作業は大変難しい。また、LaBr<sub>3</sub> アレイは商品化されているものの、潮解性を防ぐパッケージについてはメーカー側の品質保証による形状の制約がある。

ただしエネルギー分解能が抜群に良いことを考慮し、今回それらの問題を乗り越えて、独自の手法による LaBr<sub>3</sub> (Ce) の利用を検証してゆくことにした。

## 4.8 潮解性のある結晶を用いたアレイ化の前例

アレイ化する際の問題は何度も述べるように潮解性があることである。そのためアレイ化する際には湿気がない環境下で行わなければならない。しかし実際には湿度が0%の環境は難しく、一ピクセルごとに研磨してアレイに組み立てるという工程の中で、潮解がおこり光量やエネルギー分解能などの性能に少なからず影響を与えられられる。

潮解性を持つ結晶でアレイ化した例は多くは無いが、いくつかある。たとえばBicron Crysmatec社がNaI(Tl)を $1.8 \times 1.8 \times 6\text{mm}^3$ のピクセルを $24 \times 24$ 個並べたアレイを開発している[75]。さらに、近年Saint-Gobain社が $\text{LaBr}_3$ のアレイ化にも成功しており、潮解性のある結晶のアレイ化はまったく不可能ではない[76]。

## 第5章 LaBr<sub>3</sub>結晶の基本性能の測定

われわれのガンマ線カメラのシンチレータ部分には従来6mm角 GSO ピクセルを8×8のアレイ状に並べたシンチレータを使用していた。先述のように、角度分解能の指標である ARM の向上をめざして GSO よりもエネルギー分解能の良い結晶の選定を行い、その結晶でアレイ化に取り組んだ。本章ではその選定について述べる。

### 5.1 測定した結晶

高エネルギー分解能を最優先に考えて、今後使うべき結晶として LaBr<sub>3</sub>(Ce) を採用した。また比較として GSO(Ce) 結晶も測定した。目的はわれわれの測定系で、公称値通りのエネルギー分解能が出るのか、また何か問題がないかということの評価することである。

測定に用いた結晶の大きさは LaBr<sub>3</sub> が直径 13mm で高さ 13mm、GSO が 6.0mm 角で高さが 13mm である (図 5.1)。LaBr<sub>3</sub> (BrilLanCe<sup>®</sup>380) はサンゴパン社から購入したもので、Ce の添加量は 5% であり、潮解性のためアルミニウムでパッケージされている。反射材や結晶の研磨方法などは企業秘密となっている。一方 GSO (Ce 添加量 : 0.5mol %) は日立化成社で化学研磨したものを購入し、ESR<sup>®</sup> (厚さ 65 $\mu$ m) を着け外側からテフロン<sup>®</sup> テープ (厚さ 100 $\mu$ m) で 3 回巻いて固定したものである。

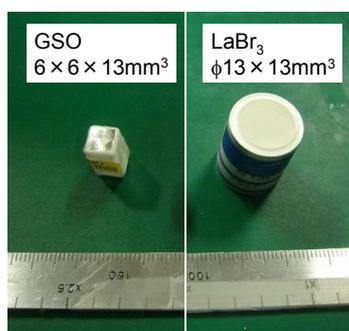


図 5.1: 測定した結晶の写真

### 5.2 測定方法

測定は図 5.2 のように実験系を組んで行った。放射線源には <sup>54</sup>Mn(主なピークエネルギー : 835keV)、<sup>137</sup>Cs(662keV)、<sup>22</sup>Na(1275、511keV)、<sup>133</sup>Ba(384、356、303、276、81keV) および <sup>57</sup>Co(122keV) を用いた。これらはシンチレータより 17cm 離れたところに置いた。

結晶はグリス oken 6262A を用いて浜松ホトニクス社の口径 2 インチのシングルアノード PMT 「R6231」に取り付け、全体をブラックシートで遮光した。ここで PMT の受光面ガラスには放射

表 5.1: 各結晶でのプリアンプの帰還回路の抵抗値と容量値

結晶	$R_f$ (k )	$C_f$ (pF)	$\tau$ ( $\mu$ sec)
GSO	20	270	5.4
LaBr <sub>3</sub>	4.9	1000	4.9

線バックグラウンドとなりうるカリウム（放射性同位元素は <sup>40</sup>K、1461keV を放射）を除去した硼硅酸ガラスを使用した。PMT の印加電圧は-1000V とした。また全体を鉛 5cm 厚で囲み、外からの放射線を防いだ。

PMT からの信号は電荷積分型のプリアンプを通した。結晶によって同じ放射線源でも PMT からの出力電荷の量が異なるのでプリアンプの帰還回路の抵抗の抵抗値  $R_f$  とコンデンサの容量  $C_f$  は結晶ごとに変えた（表 5.1）。ただし光量の比較を行う実験のみ、どの結晶でも LaBr<sub>3</sub> と同じプリアンプの条件で <sup>137</sup>Cs の照射を行った。

ここでプリアンプの出力電圧  $V_{out}(t)$  は入力電荷量  $Q$  と式 (5.1) ような関係がある。

$$V_{out}(t) = \frac{1}{1/\tau - 1/\tau_d} \frac{Q}{\tau C_f} (e^{-t/\tau} - e^{-t/\tau_d}) \quad (5.1)$$

ただし  $\tau_d$  は検出器（シンチレータ）の減衰定数で、 $\tau (= C_f R_f)$  はなおプリアンプの時定数である。

$\tau \gg \tau_d$  のとき式 (5.1) は

$$V_{out}(t) \simeq \frac{Q}{C_f} (e^{-t/\tau} - e^{-t/\tau_d}) \quad (5.2)$$

となる。よって結晶の減衰時間が数十 nsec なので、式 (5.2) が成り立つように今回プリアンプの時定数を  $5\mu\text{sec}$  程度にした。なお、このとき出力電圧の最大値  $V_{out,max}$  は電荷と比例関係になる。よって、この波高値を読み取ることで PMT からの信号を読み出せる。

$$V_{out,max} \simeq \frac{Q}{C_f} \quad (5.3)$$

プリアンプの次は波形整形のために Shaper へ信号を通す。Shaper は豊伸電子社の「N016-V」を用い、時定数は  $0.5\mu\text{sec}$  で、ゲインは 3.38 倍にした。そして、プリアンプ出力信号を豊伸電子社の PHADC (peak hold Analog Digital Converter) にて読み取った。ここで PHADC のゲートはプリアンプから分岐させた信号から Discriminator (Phillips Scientifics 社 Model 705) で 0.1V の threshold を通した後に Gate generator (テクノランド社 N-TM307) で生成した。

## 5.3 結果と考察

### 5.3.1 光量比較

各結晶の発光量の違いを比較するために、プリアンプを含め結晶以外の測定条件を同一にして PHADC の ADC 値の比較を行った。その結果 <sup>137</sup>Cs を照射させた時の各結晶のペダスタルを引いた後の ADC スペクトルは図 5.3 のようになった。ただし 662keV のピークでカウント数を規格化した。また 662keV ピークの ADC 値は表 5.2 のとおりであった。

GSO と LaBr<sub>3</sub> の結晶そのものの発光量については表 4.1 のように文献値があるが、PMT 出力での文献値はない。ただし、GSO(サイズ:  $6 \times 20 \times 30\text{mm}^3$ ) と NaI(Tl) の比較 [84]、および LaBr<sub>3</sub>(サイズ: 直径  $13 \times$  高さ  $13\text{mm}^3$ ) と NaI(Tl) の比較なら行われている。特に LaBr<sub>3</sub> につい

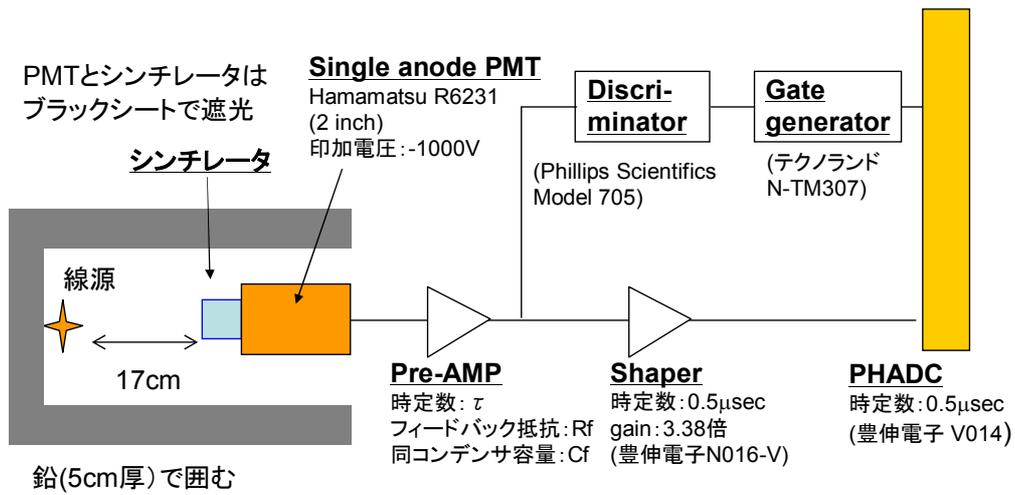


図 5.2: シンチレータの性能測定を組み立て図

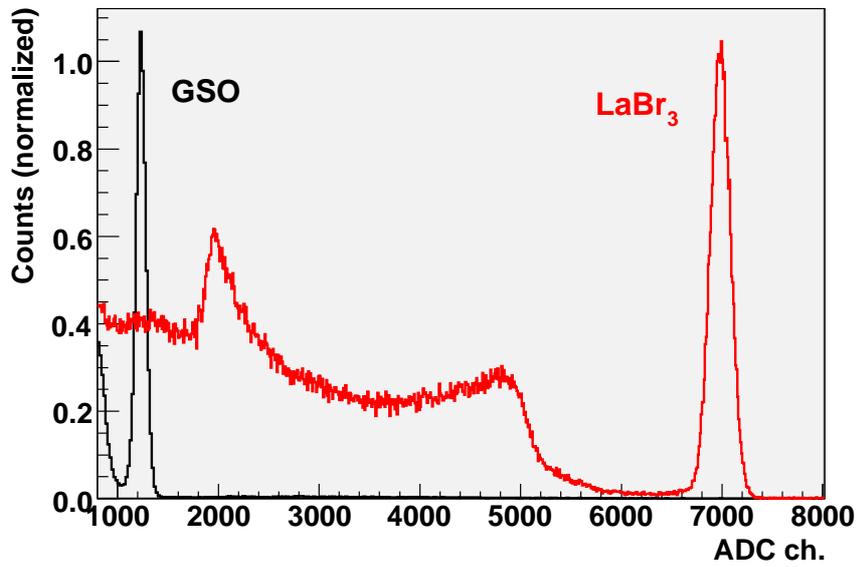


図 5.3: 各結晶の ADC 値スペクトル 横軸: ADC 値、縦軸: カウント数 (黒線)GSO、(赤線)LaBr<sub>3</sub>

表 5.2: 各結晶での 662keV ピークの ADC 値

結晶	ADC 値	ADC 相対値 (GSO を 1 とする)
GSO	$(1.23 \pm 1) \times 10^3$	1
LaBr <sub>3</sub>	$(6.98 \pm 2) \times 10^3$	$5.67 \pm 0.01$

表 5.3: 各結晶どうしの光量比 (PMT)

比べる 2 つの結晶	光量比
NaI(Tl) : GSO	1 : 0.2
NaI(Tl) : LaBr <sub>3</sub>	1 : 1.6
GSO: LaBr <sub>3</sub>	1 : 5.3

ては、われわれが使用した結晶そのものをサンゴバン社で測った検査表が手元にあるので、それを参考にした。これらの PMT による光量比は表 5.3 のとおりであり、これより求めた GSO と LaBr<sub>3</sub> の光量比は今回の結果と矛盾しないものであった。

### 5.3.2 線形性

GSO および LaBr<sub>3</sub> それぞれについて、PHADC からの出力 ADC 値とエネルギーとの線形性を見てみると図 5.4a および b の上段のようになった。ただしエラー（統計誤差）はデータ点の大きさよりも小さかった。ここで best fit して求めた直線との残差を a,b 図のそれぞれ下段に丸印で表した。

この結果から、おおよそ 200keV より高いエネルギーでは、どちらの結晶も残差が 1 % 程度以内に収まって、線形性が大きく崩れることは無かった。一方 122keV 以下では LaBr<sub>3</sub> の残差が高エネルギー部分に比べて大きくなっていった。なお Quarati *et al.* は 200keV あたりから直線で fit した値から離れ始め、残差は 100keV 付近で 5 % 程度ずれていることを報告しており、われわれの結果と似ていた。ただし Quarati *et al.* の中で、この線形からのずれの由来についての説明はなかった。

そこでこのずれの原因を調べるために、回路系の線形性を調べることにした。そこでプリアンプに PMT からの信号ではなく、ある電荷量をもつパルスを入れて、電荷量と ADC との線形性を見てみた。具体的には 5000 回パルスを入れて、そのときの平均 ADC を求めるということをやさまざまな電荷量のパルスごとに行った。そこで得られた線形性からのずれである残差は図 5.4a,b) の下段黒四角印のようになった。その結果、LaBr<sub>3</sub> では残差が 100keV 程度よりも小さい領域で大きくなって、2 % を超えた。よって、LaBr<sub>3</sub> の線形性を低いエネルギー側で悪くしている原因はプリアンプから PHADC までの回路系にあると考えられる。

ただし、LaBr<sub>3</sub> の 122keV での残差が 3 % 近くあり、回路系の線形性の残差は 122keV 付近でほぼ 0 であり、回路系みでは線形性からのずれが説明つかない。ほかの要因としては LaBr<sub>3</sub> 結晶のパッケージなどが考えられる。これは低いエネルギーほど残差が大きくなることから、発光光子数の少ないほどシンチレータ自身や潮解性を防ぐパッケージなどでの吸収の割合が大きくなり ADC 値が小さくなる傾向にいく可能性があるからだ。

### 5.3.3 エネルギースペクトル

各シンチレータのエネルギースペクトルは <sup>137</sup>Cs を照射したときには図 5.5a、<sup>133</sup>Ba のときは図 5.5b のようになった。これらの図は ADC 値スペクトルを図 5.4 の校正曲線から ADC をエネルギーに直して作成したものである。また 662keV もしくは 356keV のピークで規格化してある。

ここで図 5.5 の (A) は後方散乱ピーク (184keV)、(B) はコンプトンエッジ (477keV)、(C) は光電吸収ピーク (662keV)、(D) も光電吸収ピーク (81keV)、(E) は後方散乱ピーク (148keV)、そして (F) ~ (I) も光電吸収ピークでそれぞれ 276、303、356 および 384keV である。

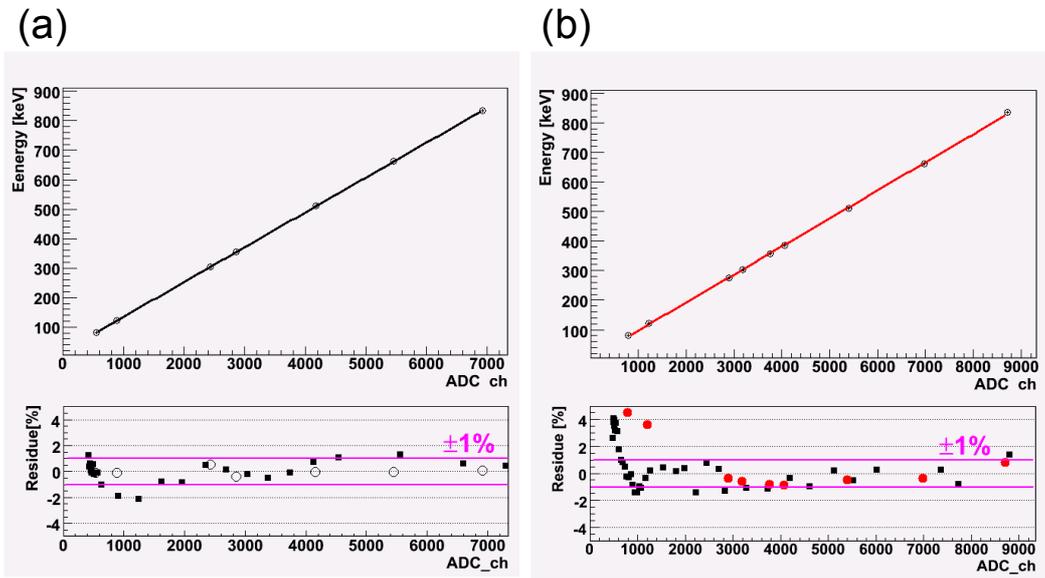


図 5.4: エネルギーと ADC との線形性 (a)GSO、(b)LaBr<sub>3</sub>  
 横軸：ADC 値（上段）および残差（下段）、縦軸：エネルギー [keV]、各図の下段は黒四角印が回路による線形性の残差、丸印が上段のエネルギーと ADC との線形関係からの残差である。

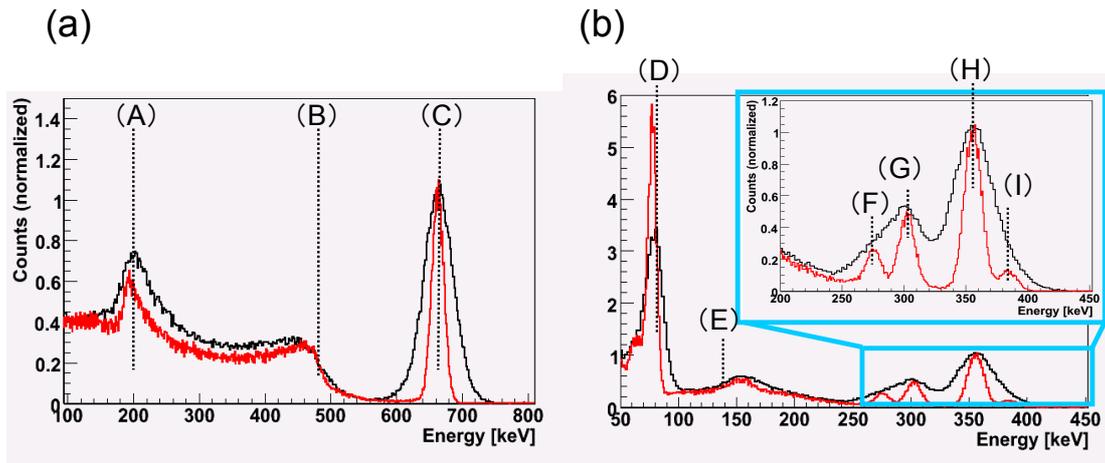


図 5.5: 各結晶のエネルギースペクトル (a)<sup>137</sup>Cs 照射時 (b)<sup>133</sup>Ba 照射時 (黒線)GSO、(赤線)LaBr<sub>3</sub>  
 横軸：エネルギー [keV]、縦軸：カウント数

表 5.4: 各結晶でのエネルギー分解能

結晶	662keV	356keV
GSO	$8.23 \pm 0.02$	$11.1 \pm 0.1$
LaBr <sub>3</sub>	$3.37 \pm 0.01$	$4.65 \pm 0.02$

a 図の (B) よりも低エネルギー側は結晶中でのコンプトン散乱 (一回散乱) に由来するスペクトルである。GSO は LaBr<sub>3</sub> よりも密度が大きいため、コンプトン散乱成分の割合は小さくなるはずであるが、LaBr<sub>3</sub> に比べて結晶のサイズが小さいために、コンプトン散乱成分が同程度になっている。大雑把に評価すると GSO と LaBr<sub>3</sub> では 511keV での放射長がそれぞれ約 14 と 21mm で、仮に結晶の中心でコンプトン散乱を起こしたとすれば、結晶表面までの距離の比は GSO が 1 に対して LaBr<sub>3</sub> はおおよそ 2 なので結晶で散乱ガンマ線が相互作用する可能性は

$$\text{GSO} : \text{LaBr}_3 \simeq e^{\frac{1}{14}} : e^{\frac{2}{21}} \simeq 1 : 1 \quad (5.4)$$

なので、コンプトン散乱成分もほぼ同程度の割合になることが説明できる。

さて、エネルギースペクトルから LaBr<sub>3</sub> のエネルギー分解能の良さが顕著なことが分かった。特に <sup>133</sup>Ba (b 図) のスペクトルでは (F) ~ (I) の 4 つのピークが GSO では二つのピークにしか分離できていないが、LaBr<sub>3</sub> ははっきりと分離できた。なおエネルギー分解能の詳細については次で述べる。

### 5.3.4 エネルギー分解能

図 5.5 の 662 および 356keV でのエネルギー分解能 (FWHM) はそれぞれの結晶で表 5.4 のようになった。また、ほかの線源から求めた分解能もあわせてグラフにすると図 5.6 のようになった。

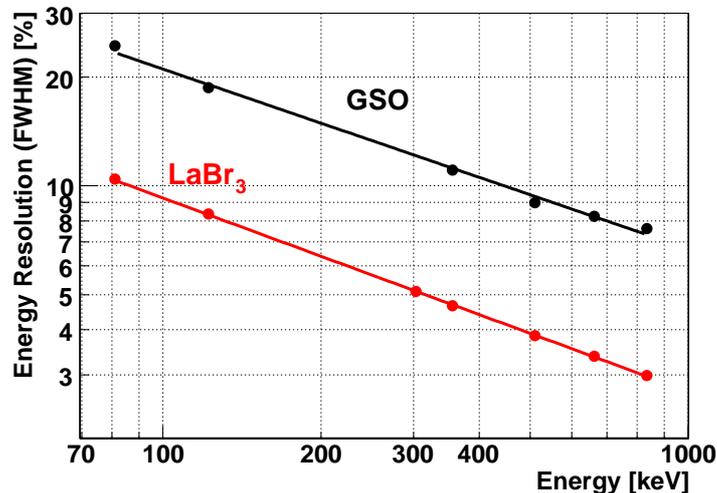


図 5.6: 各結晶のエネルギー分解能とエネルギーの関係 (黒線)GSO、(赤線)LaBr<sub>3</sub>  
横軸: エネルギー [keV] 縦軸: エネルギー分解能 (FWHM) [%] エラーはデータ点より小さい

図 5.6 に描かれている線は各データ点の best fit で、式 (5.5) のように表現でき、式中のパラメータ  $\Lambda$  および  $\Gamma$  は GSO および LaBr<sub>3</sub> それぞれ表 5.5 のようになった。

$$\left( \text{Energy Resolution} \frac{\Delta E}{E} \right) = \Lambda \left( \frac{\text{Energy}}{662 \text{keV}} \right)^{-\Gamma} \quad (5.5)$$

表 5.5: 各結晶でのエネルギー分解能関係式のパラメータ

結晶	$\Lambda$	$\Gamma$
GSO	$8.22 \pm 0.14$	$0.497 \pm 0.003$
LaBr <sub>3</sub>	$3.36 \pm 0.08$	$0.535 \pm 0.004$

GSO および LaBr<sub>3</sub> のエネルギー分解能は文献値の範囲内にあり、今回の測定系および材料に問題はなかった。

エネルギー分解能のエネルギー依存性について、表 5.5 よりエネルギー分解能とエネルギーとの関係はほぼ-0.5 のべきで表せることが分かった。これはエネルギー分解能が回路系の揺らぎなどではなく光電子の統計揺らぎ(ポワソン分布)大きく依存していることを示している。

ただ、光量が多く、統計的な揺らぎがエネルギー分解能を支配しそうな LaBr<sub>3</sub> のべきが、GSO よりも-0.5 から離れていた。上記の線形性の議論でふれた、122keV などの低いエネルギーによる発光光子が PMT に到達する数の割合が少ないとすると、統計的な議論によるエネルギー分解能への影響が相対的に減り、べきが-0.5 から遠ざかることが説明できる。

さて、仮に両者の結晶とも、べきが  $\Gamma = 0.5$  とみなせるとすると、エネルギー分解能  $\Delta E/E$  は式(5.6)のように書ける。

$$\frac{\Delta E}{E} = 2.35 \sqrt{\frac{1+\nu}{\eta\alpha N_{ph}}} \quad (5.6)$$

ただし  $\nu$  は PMT によるエネルギー分解能のずれを表す因子で結晶に依らない値で、 $\eta$  は PMT の量子効率、 $N_{ph}$  は一回のシンチレーションで生成される光子の数で、 $\alpha$  はそのうち PMT に入射する光子の割合である。典型的に  $\alpha \sim 0.95$  である。

GSO (最大発光波長: 440nm) では  $\eta \simeq 0.23$  および  $N_{ph} \simeq 9E(/keV)$ 、LaBr<sub>3</sub> (最大発光波長: 380nm) では  $\eta \simeq 0.28$  および  $N_{ph} \simeq 63E(/keV)$  である。ただし  $\eta$  は今回使った PMT R6231 のようなバイアルカリの場合の典型値を用いて求めた [80]。

さて PMT の各ダイノードでの増倍係数(二次電子放出率)  $\delta$  と  $\nu$  は

$$1+\nu \sim 1 + \frac{1}{\delta-1} \quad (5.7)$$

という関係がある。今回、ダイノードが 8 段の PMT R6231 を用いており、PMT 全体のゲインは  $2.7 \times 10^5$  (典型値) なので前章で PMT のゲインの説明をした際に出た式(4.7)を用いると  $\delta$  が

$$\delta = (2.7 \times 10^5)^{1/8} = 4.8 \quad (5.8)$$

なので式(5.7)より  $(1+\nu) \sim 1.3$  と求め、式(5.6)から 662keV での理論限界のエネルギー分解能、言い換えると式(5.5)の  $\Lambda$  の理論値は GSO および LaBr<sub>3</sub> それぞれ 7.4% および 2.5% となる。

今回の測定で得られたエネルギー分解能は、いずれの結晶もこの値までは到達できない。これは反射材やパッケージの問題などで、シンチレーション光のうち実際に PMT に届く光子の数が少なく、 $\alpha$  がもっと小さいことや、べき  $\Gamma$  が 0.5 ではないなどの理由があるろう。

## 5.4 自己放射

[自己放射 [86]]  $\text{LaBr}_3$  は内在する La が Ba に壊変によって結晶自身が放射線源となっている (図 5.7)。このバックグラウンドがどのくらいあって、実際の測定にどのくらい影響するかは調べておく必要がある。

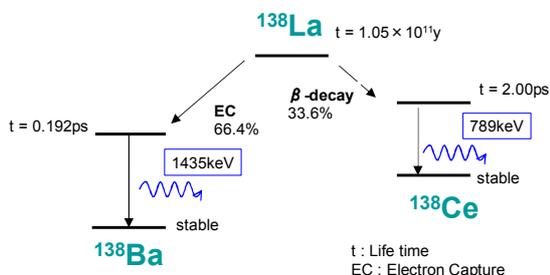


図 5.7: La の崩壊過程

そこで  $\text{LaBr}_3$  の自己放射バックグラウンドを調べてみた。測定のセットアップは図 5.2 と同じであるが、結晶を置かず、また PMT と  $\text{LaBr}_3$  のまわりを図 5.8 のように 10cm 厚にした鉛ブロックの内側に 2.5cm 厚の銅で囲んだ。ここで銅は鉛が環境ガンマ線によって出す X 線などを遮蔽させるためにおいた。

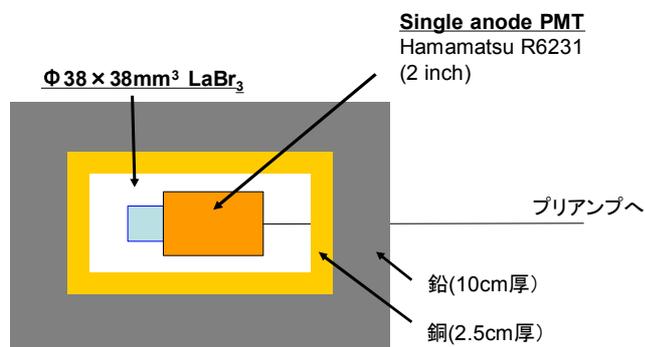


図 5.8:  $\text{LaBr}_3$  の自己放射の測定

その結果図 5.9 のようなバックグラウンドスペクトルを得た。ここで図中の (B) と (C) は図 5.7 に示した  $^{138}\text{La}$  の壊変に由来するもので、(A) はその壊変によって生じた  $^{138}\text{Ba}$  が出す  $K_\alpha$  および  $K_\beta X$  線 (31-38keV) である。また (C) は  $^{138}\text{La}$  の壊変以外にも、鉛では遮蔽しきれなかった環境バックグラウンド ( $^{40}\text{K}$  の 1461keV) も含まれていた。

環境バックグラウンドも含めてしまうが、全エネルギー領域 (約 10 ~ 1500keV) での単位体積あたりのバックグラウンドのレートは約  $1.2\text{Hz cm}^{-3}$  であった。このうちわれわれのガンマ線カメラで使用するシンチレータのエネルギー領域はおおよそ 100keV から 1MeV 程度なのでこの領域にかざると、測定値の約半分の約  $0.6\text{Hz cm}^{-3}$  がバックグラウンドとなる。ただし、われわれの検出器の強みはエネルギーバンドごとに区切って解析ができる点であり、エネルギーごとにみればバックグラウンドはさらに小さくなる。そしてガンマ線カメラの中でシンチレータが鳴るレー

トはこれよりも十分大きい (10Hz 以上) ので  $^{138}\text{La}$  ( $\text{LaBr}_3$ ) によるバックグラウンドはわれわれのカメラでは気にならない程度であった。

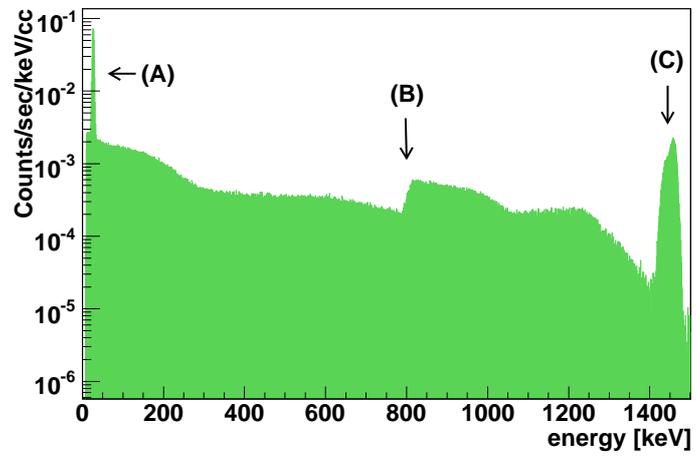


図 5.9:  $\text{LaBr}_3$  の自己放射バックグラウンドのスペクトル

## 第6章 LaBr<sub>3</sub>のアレイ化およびコンプトンカメラへの搭載

### 6.1 LaBr<sub>3</sub>のアレイ化の先行研究と意義

今回、直径 13mm 大の LaBr<sub>3</sub> で他の結晶よりもエネルギー分解能が良いことが確認できたので、LaBr<sub>3</sub> をアレイ化することに決定した。さて、われわれはこのシンチレーションアレイカメラはあくまでコンプトンカメラの吸収体として考え、あくまでコンプトンカメラの角度分解能の向上が LaBr<sub>3</sub> のアレイ化に取り組むことの主目的である。しかし、アレイ化した LaBr<sub>3</sub> と PMT による放射線検出器そのもの、およびその開発にも大きな意義がある。

今回われわれが開発するアレイは、一ピクセルの大きさが GSO アレイと時と同じ 6mm 角にする。これはマルチアノード PMT H8500 のアノードの大きさ (6mm 角、8 × 8 個) と揃えるためである。他方、今までにも LaBr<sub>3</sub> を用いて、われわれと同様に位置決定感度のあるカメラを開発した前例はいくつかある。

たとえば、Kuhn *et al.* は一ピクセルの大きさが 4 × 4 × 30mm の LaBr<sub>3</sub> を 10 × 10 個並べたアレイを、ライトガイドを介して複数のシングルアノード PMT に接続して、Anger 型の読み出し方で各ピクセルの情報を読み取った [76]。また東京大学の牧島研のグループでは 4 × 4 × 10mm のピクセルで 10 × 10 個のアレイを H9500 (アノードの大きさ : 3mm 角、16 × 16 個) に接合し、256ch のアノードそれぞれの ADC 値を読み出す方法で測定を行った [87, 88]。両者とも LaBr<sub>3</sub> アレイは Saint-Gobain 社製で (平均) エネルギー分解能はそれぞれ約 5.3 % (FWHM、@511 keV) および 5.4 % (FWHM、@662 keV) であった [76, 87]。ほかにも Pani *et al.* は 4mm 厚の planar 型の LaBr<sub>3</sub> シンチレータと H8500 を用いて約 6 % (FWHM、@140keV) という結果を出している [89]。

これらの先行研究ではシンチレータのピクセルと PMT のアノードの大きさが一致していないために、重心演算法 (Anger logic) による位置の決定を行っている。主に 100keV 以下の光子をとらえる検出器では問題がないが、われわれの捕らえようとしている (散乱) ガンマ線のエネルギー領域は数百 keV から数 MeV で、ピクセル間で多重コンプトン散乱を起こす可能性がある。重心演算を用いてガンマ線の入射位置を決定する上記の方法では、この散乱の様子を捉えることが難しい。もっとも BGO 結晶のピクセルサイズを 1.5mm 角まで細かくして、H9500 を用いてマルチコンプトン散乱を観測できた事例もあるが [87]、LaBr<sub>3</sub> の場合、そこまで細かなピクセルを作り出せていない。

上記のことから今まで開発されていない LaBr<sub>3</sub> のピクセルと PMT のアノードの大きさが揃ったカメラ (pixel array 型) の開発は、われわれのガンマ線カメラの角度分解能向上のみならず、多重散乱を捕らえることができる pixel array 型の初めての開発としての意義がある。

付け加えて、LaBr<sub>3</sub> のアレイ化は一部の企業にのみにその技術があり、当然企業秘密となっている。そして、発注したときのコストや納期の問題、そして反射材などに何を使っている分からない状態は決して良いことではない。そこで今回はわれわれ独自の方法でアレイ化に取り組むことによって、シンチレータ内での光の進路の様子などの物理を正確に把握できる。さらにわれわれにも LaBr<sub>3</sub> を中心に潮解性のある結晶の加工技術を会得できるという意義がある。

## 6.2 LaBr<sub>3</sub> アレイ化の方針

アレイ化する作業はわれわれの研究室とワールド・エンジニアリング・システム社（WES 社）との共同開発で行うことにした。開発の工程は以下のように行った。

1. 直径 13mm LaBr<sub>3</sub> 単結晶（Saint-Gobain 社製）をばらして、研磨方法や反射材、パッケージおよび光学窓の材質や形状の最適解を探索
2. 直径 38mm LaBr<sub>3</sub> 単結晶（Saint-Gobain 社製）を 2 個購入して性能を評価
3. この直径 38mm 結晶を切り出し、上記で得た最適な方法で研磨およびアレイの組み立て

なお上記のうち、1 に関しては特許の関係もあり、ここでは割愛する。

## 6.3 アレイの材料となる LaBr<sub>3</sub> の性能評価

本節では直径 38mm（高さ 38mm）の LaBr<sub>3</sub> 単結晶 2 個図 6.1 の性能評価を述べる。ここで個々の結晶の判別を行うために本論文では # 1 および # 2 と呼ぶ。なお # 1 は図 6.1 の紙面向かって左側を指す。

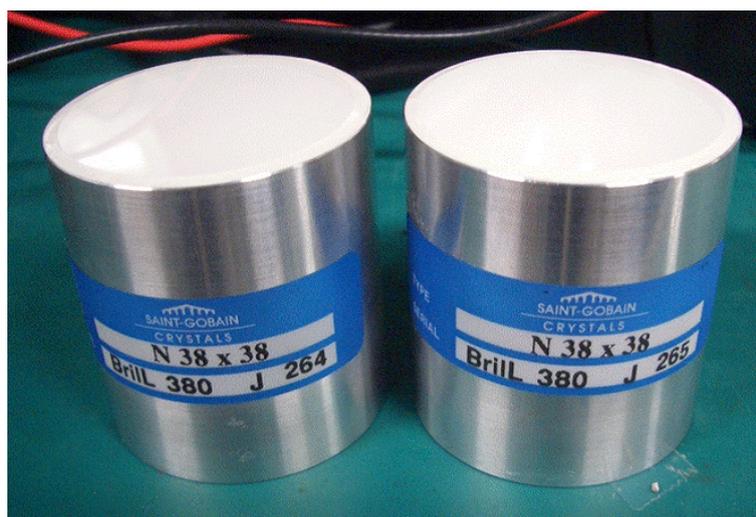


図 6.1: アレイ化に用いた結晶の写真

### 6.3.1 光量、エネルギー分解能測定

測定方法は基本的に図 5.2 と同じである。ただし PMT への印加電圧は 770V、プリアンプの  $R_f$  および  $C_f$  はそれぞれ 30k および 180pF、Shaper のゲインは 2.4 に変化させた。使用線源は前述のものに加えて <sup>60</sup>Co(1172, 1333keV) も照射させた。

その結果、光量は # 2 を 1 としたとき # 1 が  $1.013 \pm 0.001$  でほとんど変化がなかった。またエネルギー分解能は 662keV で # 1 および # 2 それぞれ  $3.06 \pm 0.01 \%$  および  $3.01 \pm 0.01 \%$  であった。またエネルギー分解能とエネルギーとの関係は図 6.2) のようになった。それぞれの点を best fit した線はそれぞれ表 6.1 ようになった。この値は文献値と比べても、問題の無い値であった。

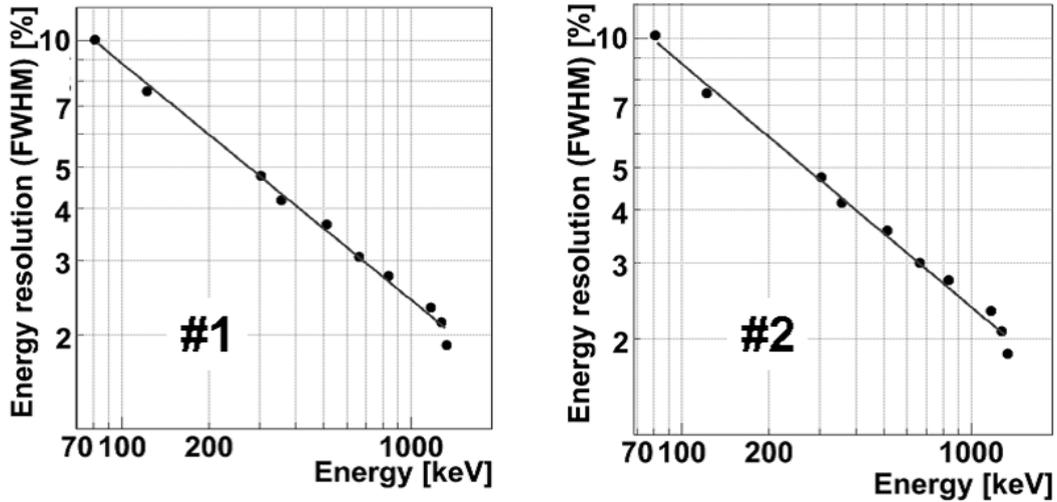


図 6.2: 直径 38mm 大 LaBr<sub>3</sub> のエネルギー分解能のエネルギー依存性

表 6.1: エネルギー分解能とエネルギーの best fit 曲線のパラメータ

パラメータ	# 1	# 2
$\Lambda$	$3.05 \pm 0.03$	$3.00 \pm 0.03$
$\Gamma$	$0.561 \pm 0.002$	$0.565 \pm 0.002$

### 6.3.2 一様性

アレイの材料として直径 38mm 大の LaBr<sub>3</sub> を切り出してピクセルにしたが、その際に結晶の性能にむらがあると各ピクセルにも性能のむらが生じ、アレイカメラの性能が位置によって異なってしまう。そこでまずは直径 38mm 大の LaBr<sub>3</sub> 結晶塊の一様性の確認を行ってみることにした。

測定方法は口径 2mm、長さ 10cm の鉛コリメータを使って、<sup>133</sup>Ba 線源からのガンマ線を図 6.3 のように、二つの LaBr<sub>3</sub> 結晶の各点に照射させて、光量およびエネルギー分解能のばらつきを見た。なお PMT と結晶の周囲は先と同様に鉛ブロックで囲み、PMT 印加電圧などの条件も先の直径 38mm 大での性能評価ときと同じにした。

その結果、# 1 および 2 の相対的な発光量およびエネルギー分解能は図 6.4 のようになった。ただし発光量は図 6.3 の C 点（結晶の中心部分）に <sup>133</sup>Ba 線源からのガンマ線を照射させたときの 356keV の ADC 値で各点の 356keV の ADC 値を規格化した値を載せてある (a 図)。そしてエネルギー分解能 (FWHM) も 356keV ピークで求めたものである。また、それぞれのデータの平均と RMS (root mean square) で定義したエラーは表 6.2 のようになった。

これより光量のばらつきがふたつの結晶ともばらつきが  $\pm 2\%$  以内に抑えられており、ばらつきを示す RMS 値は  $1\%$  以内であった。Menge *et al.* の測定では、今回結晶を購入したのと同じ Saint-Goain 社の LaBr<sub>3</sub> 結晶 BrillLanCe 380<sup>®</sup> で、われわれのものよりも大きい直径 51、高さ 76 mm<sup>3</sup> の結晶を用いており、その結晶のさまざまな部分での発光量の違いが  $\pm 3\%$  以内だった [90]。

これよりわれわれの結晶の一様性は、Menge *et al.* の結晶と同等ないしは良い結果であった。また 356keV でのエネルギー分解能  $\Delta E/E(\text{FWHM})$  も  $4.1\%$  を中心に RMS で  $\pm 0.1$  ポイント程度のばらつきで、各点のエラーを考えると今回測定した結晶には一様性があると言えた。

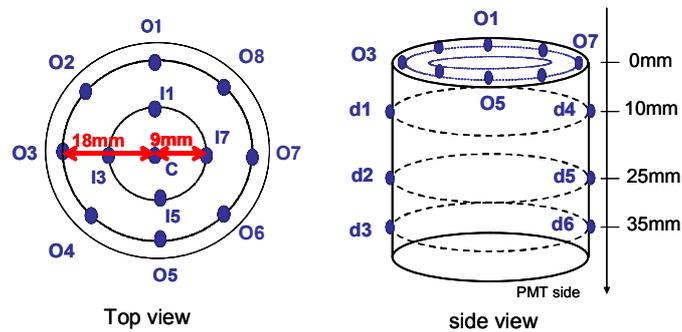


図 6.3: 結晶の一様性確認のためのガンマ線照射点

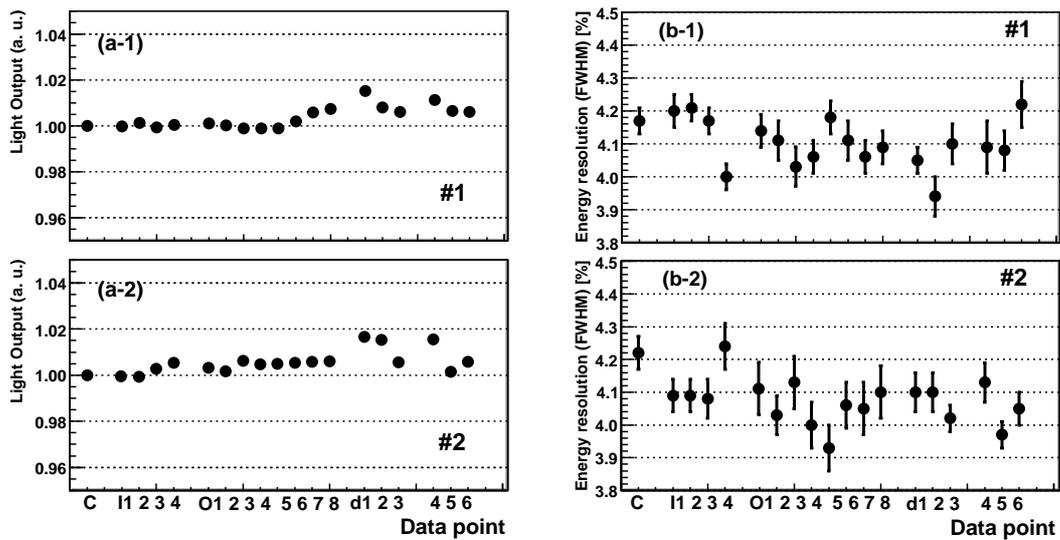


図 6.4: 直径 38mm 大  $\text{LaBr}_3$  結晶の光量とエネルギー分解能の一様性 (a) 各点での光量の比 縦軸: 光量 (C 点で規格化) (b) 各点でのエネルギー分解能 縦軸: 356keV でのエネルギー分解能 (FWHM) (a)、(b) とも (1) が # 1、(2) が # 2

表 6.2: 結晶の各点での平均光量と平均エネルギー分解能 ( ) 内は RMS 値を平均値で割ったもの

結晶番号	光量 (C 点で規格化)	エネルギー分解能 (FWHM、@356keV)
# 1	$1.003 \pm 0.005$ (0.0049)	$4.10 \pm 0.07$ (0.017)
# 2	$1.006 \pm 0.005$ (0.0047)	$4.08 \pm 0.07$ (0.017)

表 6.3: LaBr<sub>3</sub> アレイ (1号機) の構造

ピクセルサイズ	5.8 × 5.8 × 15mm <sup>3</sup>
ピクセル数	8 × 8 個
反射材	Teflon
パッケージ材質	アルミ
有効面積 (アレイサイズ)	49 × 49 mm <sup>2</sup>
受光窓サイズ	58 × 58 × t3 mm <sup>3</sup>
パッケージサイズ (最外周の大きさ)	62 × 62 × 20mm <sup>3</sup>

#### 6.4 LaBr<sub>3</sub> アレイカメラの概要

以上のことから、これらの結晶がアレイ用の材料として問題が無いことが分かった。また、本論分では特許の関係上割愛したが、アレイ化するとき使用する反射材 (teflon) や研磨の方法などについても大きな問題が無いことが、直径 13mm 大の LaBr<sub>3</sub> を解体して加工した実験で確かめられた。そこで、直径 38mm 大の LaBr<sub>3</sub> でアレイを組み立てた (図 6.5、表 6.3)。なお本論分ではこのアレイを 1号機と呼ぶ。

1号機は図 6.6 のように受光面ガラスの大きさが結晶よりも大きい。これは潮解性を防ぐために、より安定した密閉を実現するためにできるだけアルミパッケージとガラスとの接触面、つまり「のりしろ」を多くとり、また力がかかっても接着剤がとれにくい構造にしたためである。

ここからはこのアレイの性能評価について述べる。性能評価の手順は、はじめにアレイ化した 64 個のピクセルごとにその性能をしらべ、どれだけのばらつきが 64 個の間であるのかを調べた。その次にパッケージを含めたアレイ全体での性能の評価を行った。

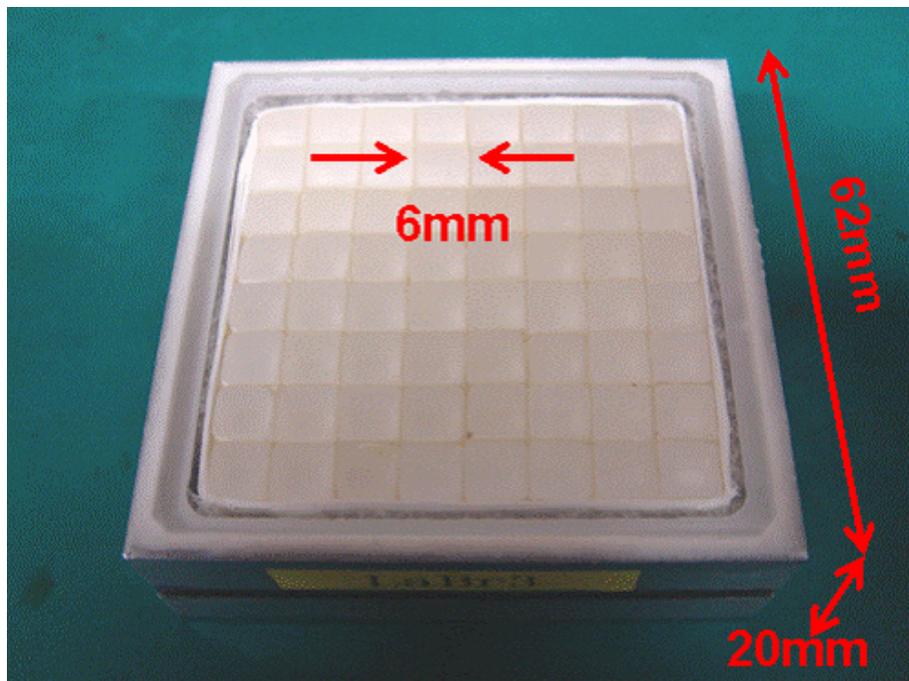


図 6.5: LaBr<sub>3</sub> アレイ (1号機) の写真

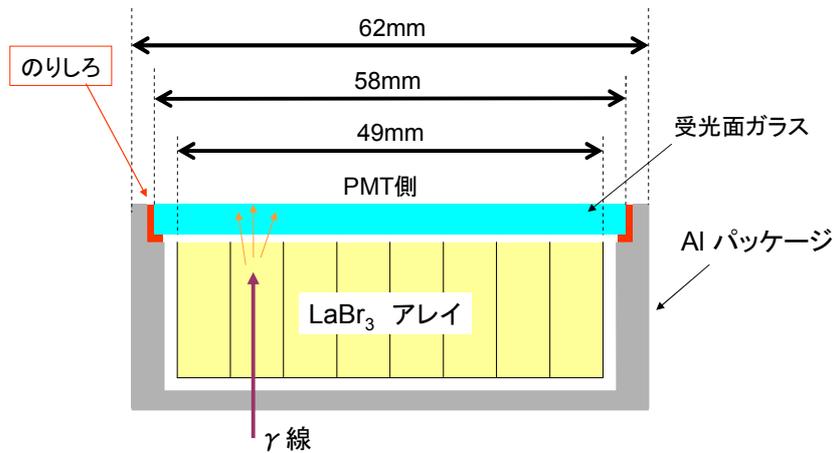


図 6.6: LaBr<sub>3</sub> アレイ (1号機) の断面図 (縮尺は正確ではない)

表 6.4: ピクセルごとのガンマ線照射によって求めた光量分布  
光量のばらつき (RMS/平均光量)

	LaBr <sub>3</sub>	GSO
直径 38mm 大 (# 1)	0.0049	n/a
直径 38mm 大 (# 2)	0.0047	n/a
アレイ (コリメート)	0.062	0.020

## 6.5 各ピクセルの性能

作製したアレイの 8 × 8 個、個々のピクセルの性能を確認するために、口径 2mm、厚さ 7cm の鉛コリメーターを通した <sup>133</sup>Ba および <sup>137</sup>Cs 線源からのガンマ線を各ピクセルに照射させていった (図 6.7a)。ここでアレイの読み出しには浜松ホトニクス社の受光面積が 54mm 角のシングルアノード PMT R6236 を使用した [80]。この PMT は受光面積がピクセルに対して十分広いので、結晶と PMT の間にガラスが入って光が広がったとしても、光を逃がすことが起きにくい。ただし PMT のゲインは ~10<sup>5</sup> とし、また測定するピクセルを PMT の受光面の中心にしてグリズ oken 6262A で接着させた (図 6.7b)。

また、同様の実験を従来の GSO アレイ (ピクセルサイズ: 5.8 × 5.8 × 13mm<sup>3</sup>) でも行ったが照射させたピクセル数は 12 個とした。

測定の結果、ひとつのピクセルでのエネルギースペクトルは図 6.8 のようになった。また、LaBr<sub>3</sub> の 64 個すべてのピクセルにそれぞれコリメートしたガンマ線を照射させて得られた各ピクセルの光量および 356keV でのエネルギー分解能 (FWHM) は図 6.9 のようになった。そして光量のばらつきは表 6.4 のようになった。ただし光量のばらつきは各アレイの平均光量でその RMS を割った値で定義した。さらに比較のためにアレイの材料となった直径 38mm、高さ 38mm 大の LaBr<sub>3</sub> の各部分にコリメートさせたガンマ線を照射して求めた光量の均一性の結果も表 6.4 のようになった。エネルギー分解能の平均値は表 6.5 のように求まった。ここでエラーは個々のピクセルで求めた値からの RMS 値で定義した。

光量のばらつきは GSO と LaBr<sub>3</sub> アレイで約 3 倍あった。また LaBr<sub>3</sub> はもともと直径 38mm 大

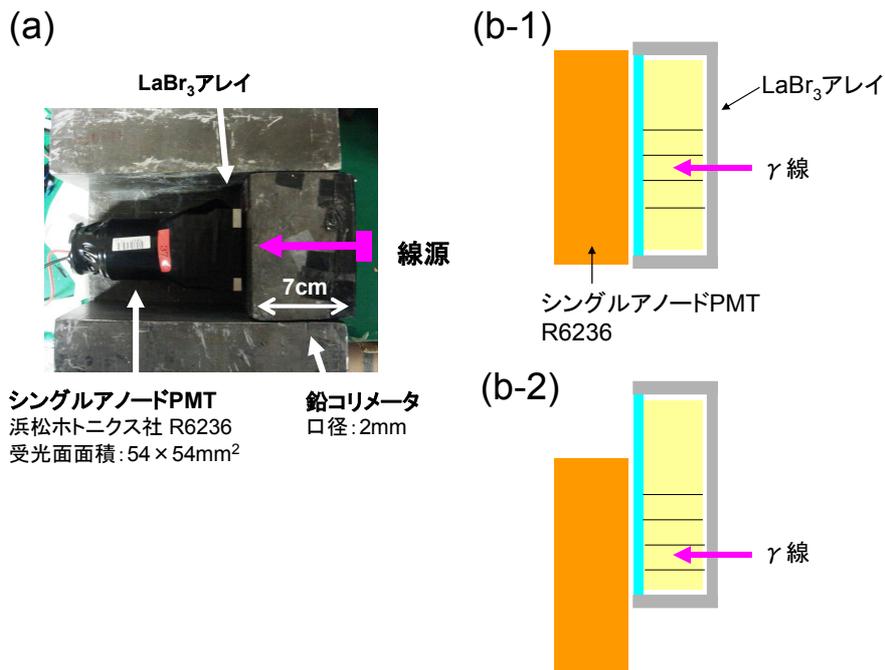


図 6.7: 各ピクセルの性能評価のためのセットアップ (a) 実験写真 (b) 概念図 ガンマ線を照射させるピクセルを PMT の中心に置く。

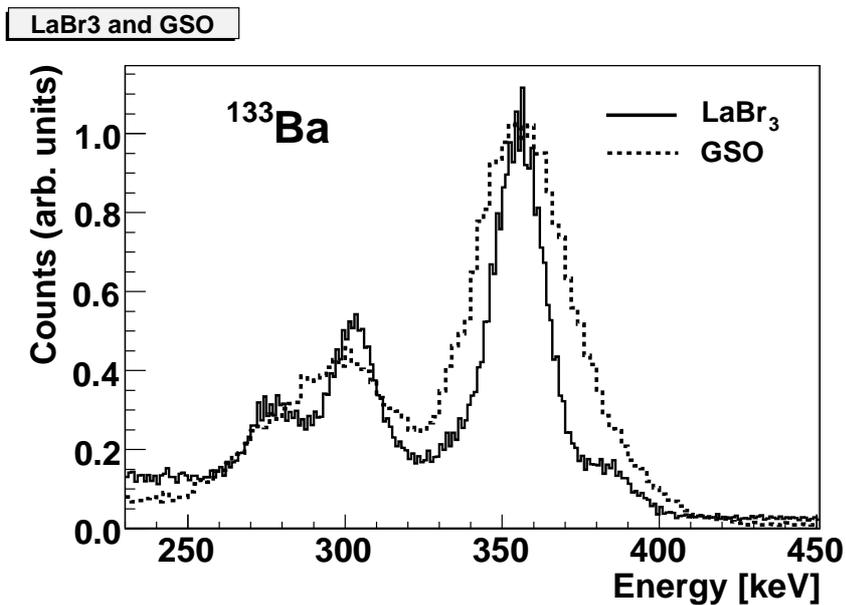


図 6.8: アレイの中の一ピクセルにガンマ線を照射したときのエネルギースペクトル (実線: LaBr<sub>3</sub> アレイ 点線: GSO アレイ)

表 6.5: ピクセルごとのガンマ線照射によって求めたエネルギー分解能の平均値  
エネルギー分解能 (FWHM)[%]

	LaBr <sub>3</sub>	GSO
356keV	5.8 ± 0.9	10.3 ± 0.4
662keV	4.9 ± 0.7	7.8 ± 0.3

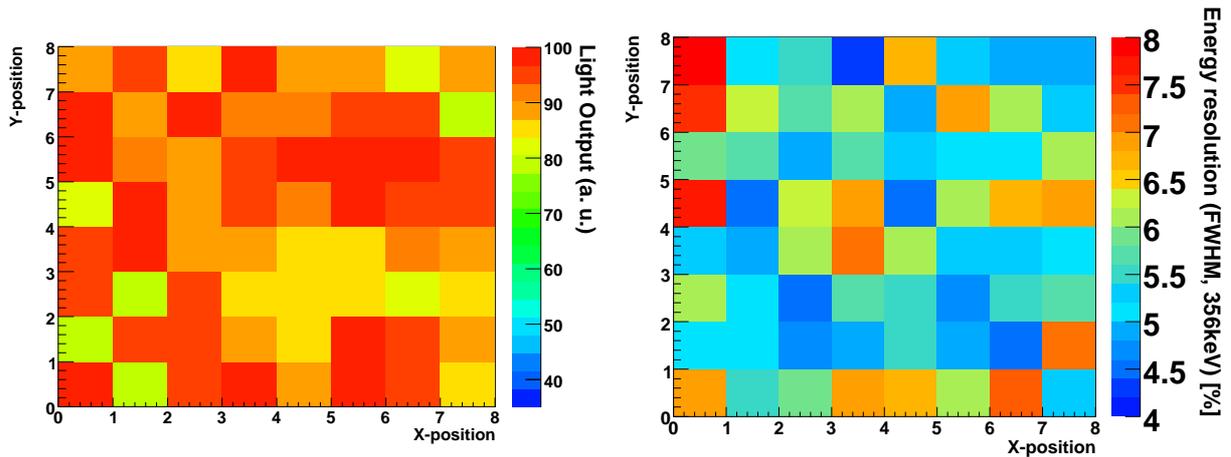


図 6.9: LaBr<sub>3</sub> アレイの各ピクセルごとの性能 (<sup>133</sup>Ba コリメート照射) (a) 光量 (b)356keV でのエネルギー分解能 (FWHM)

の単結晶のときに持っていた光量のばらつきがアレイ化によって約 10 倍おおきくなったが、このときの LaBr<sub>3</sub> ピクセルのばらつきは 7 %弱であった。

それに対して、エネルギー分解能のばらつきを見てみると、LaBr<sub>3</sub> は最小値と最大値で約 2 倍の開きがあった。一方 GSO アレイではエネルギー分解能に対する RMS の大きさが LaBr<sub>3</sub> の半分以下だった。また GSO の場合、アレイ化せず、一ピクセルをシングルアノード PMT で測定したときのエネルギー分解能と今回のそれとの間には大きな違いなかった。ところが、LaBr<sub>3</sub> では、たとえば 662keV での値がアレイ化する前は約 3 % (FWHM) だったに約 5 % (FWHM) まで悪化した。

このことから、エネルギー分解能と光量との間には必ずしも相関関係があるとは限らないことが分かった。今回の測定で、光量のばらつきはそこまで大きくないにもかかわらず、エネルギー分解能がピクセルによって大きく異なるのには次のような原因が考えられる。

パッケージ・反射材の問題 反射材と結晶の間に空間ができてしまうなどの、パッケージの不備

結晶研磨の問題 結晶の表面状態はエネルギー分解能に大きな影響を与える場合

特に潮解性の結晶では研磨している間に潮解が生じ、十分な研磨ができない場合がある。

## 6.6 アレイの性能

### 6.6.1 LaBr<sub>3</sub> アレイの測定

次に浜松ホトニクス社のマルチアノード PMT H8500 とアレイをグリス (OKEN 6262A) を介して取り付け 4 端読み出しを行ったときの性能を見てみた (図 6.10)。

アレイには <sup>54</sup>Mn、<sup>137</sup>Cs、<sup>22</sup>Na、<sup>133</sup>Ba および <sup>57</sup>Co 線源を全面照射した。PMT 印加電圧は -750V (ゲイン:  $\sim 3 \times 10^5$ ) で運用し、プリアンプの帰還抵抗と容量はそれぞれ 30k および 180pF とした。また読み出しは従来の GSO アレイと同様に PMT の各アノードを抵抗 (100  $\Omega$ ) でつなぐ抵抗チェーンを用いて信号を 4ch にまとめた。プリアンプ以降のセットアップは図 5.2 と同じである。

得られた 4 つの ADC データは重心演算式 (式 4.8)<sup>1</sup> によって位置  $(x, y)$  を求めて、2 次元イ

<sup>1</sup>  $x = \frac{(c+d)-(a+b)}{a+b+c+d}$   $y = \frac{(a+c)-(b+d)}{a+b+c+d}$

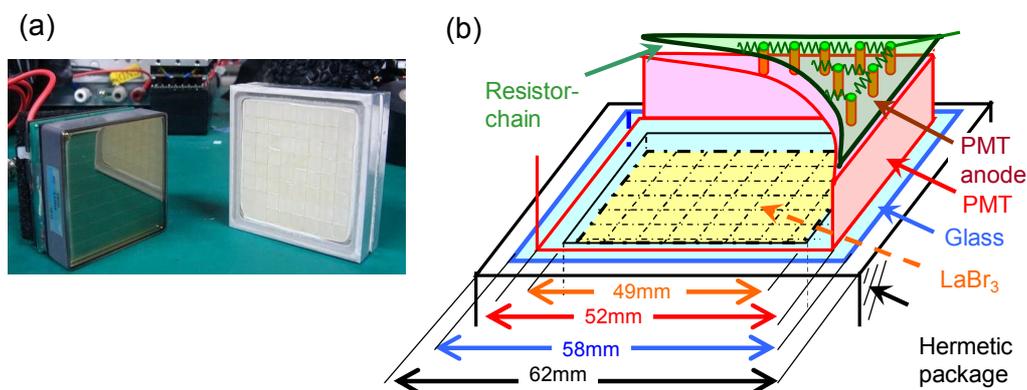


図 6.10: LaBr<sub>3</sub> アレイ (1号機) と H8500

(a) アレイと PMT の写真 (b) アレイと PMT の接合時の様子

メージングの再構成を行った。またこのイメージから各ピクセルに対応する部分の事象について、4つの ADC 値の和でエネルギー較正を行った。

### 6.6.2 比較用 GSO アレイの測定

LaBr<sub>3</sub> の測定を行う前に比較のために GSO アレイの測定を行った。アレイは図 6.11 のように LaBr<sub>3</sub> アレイと同じ 5.8mm 角である。ただし放射長が LaBr<sub>3</sub> より短い (約 13mm) ののでピクセルの長さは 13mm で、潮解性が無いためアルミパッケージとガラスによるパッケージはされていない。

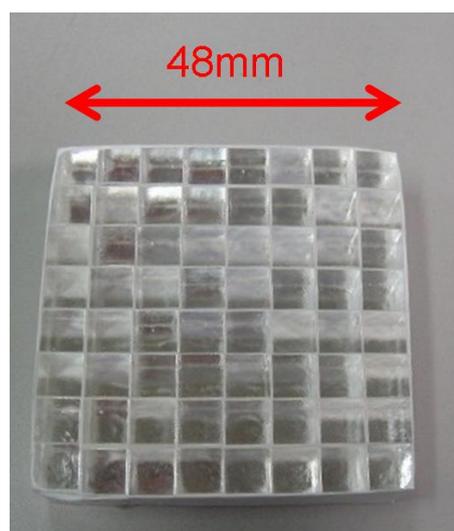


図 6.11: GSO アレイの写真

活性化物質	0.5 mol % Ce
ピクセル研磨	化学エッチング
ピクセルサイズ	5.8 × 5.8 × 13mm <sup>3</sup>
ピクセル数	8 × 8 個
反射材	ESR

測定方法は比較のために、PMT を含めて LaBr<sub>3</sub> とまったく同じエレクトロニクスを用いて測定した。ただしダイナミックレンジを LaBr<sub>3</sub> と同程度にするために、GSO 測定時の PMT の印加

電圧を-900V (ゲイン:  $\sim 1 \times 10^6$ ) とした。

### 6.6.3 結果と考察

#### イメージとスペクトル

取られた二次元再構成イメージは、アノード間をつなぐ抵抗が100 で統一されているために、アノードの位置によって像がゆがんで(「くびれて」)しまうが、イメージングの問題なのでエネルギー分解能などには大きな問題はない。ただし各ピクセルごとの事象を空間的に切り分けるときの作業が簡単化されるので補正をかけた(図 6.12)。この補正はくびれている中心付近ほど紙面横方向(X 軸方向)に引き伸ばされるような補正をかけている。

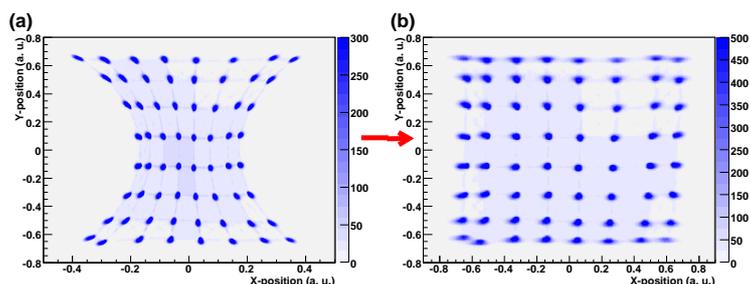


図 6.12: 再構成イメージの補正 (LaBr<sub>3</sub> アレイ、<sup>137</sup>Cs 照射) (a) 補正前 (b) 補正後

補正後の二次元再構成イメージとそのスライスイメージおよび中心と隅のピクセルでのスペクトルは LaBr<sub>3</sub> および GSO それぞれ図 6.13 および図 6.14 のようになった。ただしスライスイメージのみ、エネルギーによるイメージの違いを見るために <sup>57</sup>Co 照射時のそれも載せた。

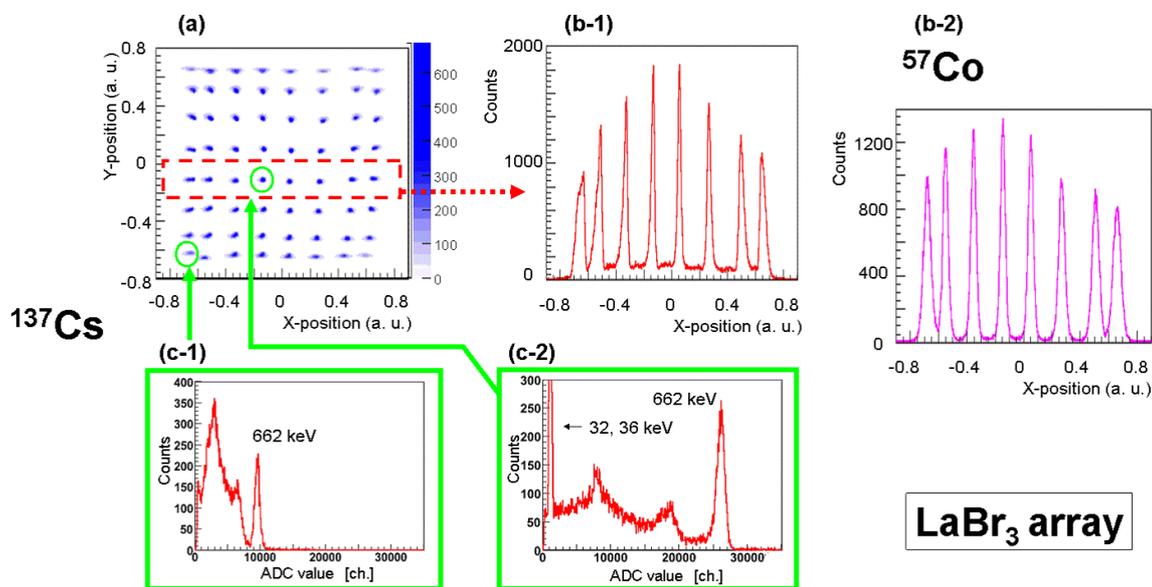


図 6.13: LaBr<sub>3</sub> アレイでの再構成イメージとスペクトル

(a)<sup>137</sup>Cs 照射時の二次元再構成イメージ (b-1)(a) の枠部分のスライスイメージ (b-2)<sup>57</sup>Co 照射時の同部分のスライスイメージ (c)(a) での中心および隅のピクセルの ADC スペクトル (横軸: ADC 値、縦軸: カウント数)

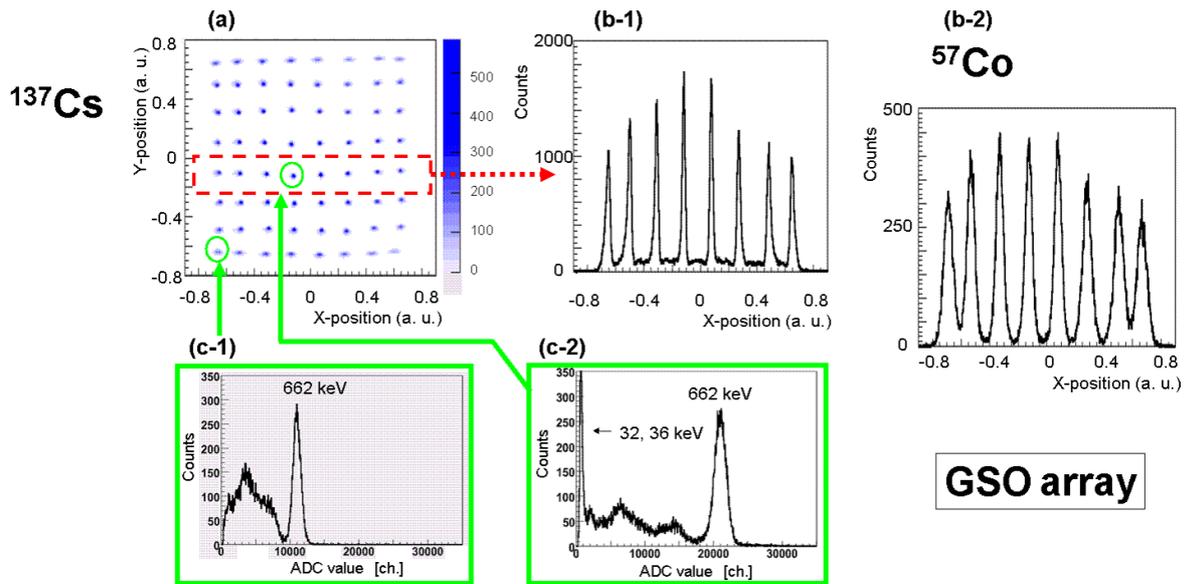


図 6.14: GSO アレイでの再構成イメージとスペクトル (a) ~ (c) : 図 6.13 と同様

表 6.7: 各ピクセルの平均分離度 (peak-to-valley 比)

	平均 peak-to-valley 比	
	LaBr <sub>3</sub>	GSO
<sup>137</sup> Cs 照射時	17	20
<sup>57</sup> Co 照射時	36	16

二次元再構成イメージおよびスライスのイメージから、各ピクセルは分離できていることが分かった。ここで分離具合を表す指標としてスライスイメージの各ピーク値と極小値との比である peak-to-valley 比 (pv 比) の全ピクセル平均を求めてみると、表 6.7 のようになった。

再構成イメージは 4 端の読み出しから重心演算を行って求めており、入射エネルギーが低いほど抵抗チェーンを通る信号が小さいので SN 比が悪くなる。そのため入射エネルギーが低いほど再構成イメージの位置がぼけやすくなる。実際図 6.13 および図 6.14 のスライスイメージは <sup>57</sup>Co 照射時よりも <sup>137</sup>Cs の方が各ピークの幅が細くなっていた。そして <sup>57</sup>Co 照射時のほうが各ピクセルの分離度が悪くなる。

ただし <sup>137</sup>Cs を照射した時にはコンプトン散乱成分や 30keV 付近の X 線など、662keV の光電吸収ピーク以外の成分も存在し、これらが分離を悪くする要因となっている。特に結晶中でコンプトン散乱したガンマ線は近隣のピクセルで吸収されて信号として PMT に検出される場合があり、4 端読み出しを行ったときは散乱を起こしたピクセルと散乱ガンマ線を吸収したピクセルとで重心をとった点に信号がきたことになってしまう。このためスライスイメージには、ピクセルに位置に関係ないイベントが乗ってしまう。さら較正に LaBr<sub>3</sub> アレイのほうが GSO よりも阻止能が低いのでコンプトン散乱成分の割合が大きくなり、スライスイメージの各ピクセルの極小値が GSO よりも底上げされてしまった。その結果として LaBr<sub>3</sub> アレイでは <sup>137</sup>Cs 照射時のほうが分離度が悪くなってしまったと説明できる。

各ピクセルでのスペクトルを見ると LaBr<sub>3</sub> も GSO も端にあるピクセルのスペクトルは 662keV の光電吸収ピークに対するほかの成分の割合が中心のピクセルのそれよりも多かった。特に後方散乱ピークの割合が大きく、それは GSO よりも LaBr<sub>3</sub> アレイの方が顕著だった。ピクセルの端部が中心よりも後方散乱ピークが多くなるのは、アレイ外部からのコンプトン散乱ガンマ線を受

けやすいからである。また  $\text{LaBr}_3$  アレイの方で後方散乱ピークの割合が多くなるのは、潮解性を防ぐためのアルミパッケージがあり、そこでのコンプトン散乱したガンマ線の影響であることが示唆される。

### 光量とエネルギー分解能

次に各線源を照射することによって各ピクセルの ADC 値とエネルギーの較正曲線を作成し、これよりエネルギースペクトルを各ピクセルで求め、そのエネルギー分解能を出した。なお、ここで光量は較正曲線の傾き、値が大きいほど光量も大きくなるように定義した。 $\text{LaBr}_3$  と GSO アレイでは使用している測定機器は同一であるが、印加電圧が異なるため、結晶間の光量比較はできない。

図 6.15a は  $\text{LaBr}_3$  アレイのピクセルごとの光量を表した図で、最大値を 100 とした。図 6.15b は使用した PMT のアノードごとのゲインのばらつきを表した図で、ゲインは最大値と最小値で約 2.4 倍程度のひらきがある。これらの図より光量が高いピクセルと PMT の各アノードゲインが高いピクセルに相関関係があることが明らかである。これは当然ゲインが高いほうがより多くの電荷を PMT が出力するからである。ここで、PMT の各アノードゲインでそれぞれのピクセルの光量を割れば PMT のゲインのばらつきによる影響を補正できる（ゲイン補正）。

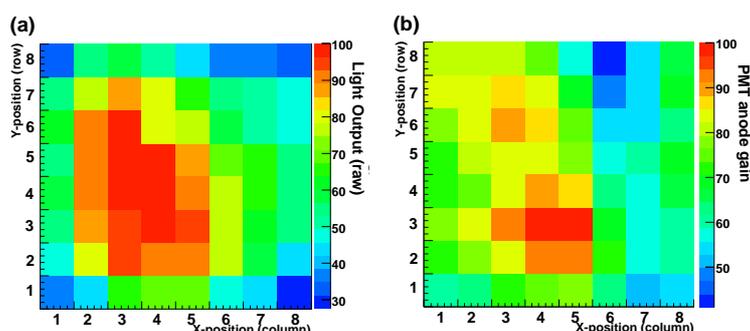


図 6.15: 各ピクセルの光量と PMT アノードゲイン (a) $\text{LaBr}_3$  の各ピクセルの光量（補正前）  
(b) 使用した PMT のゲインのばらつき

そこで補正した  $\text{LaBr}_3$  および GSO アレイの光量、そしてエネルギー分解能は図 6.16 のようになった。 $\text{LaBr}_3$  および GSO アレイとも外周一列 (28 ピクセル分) の光量が中心よりも低く、エネルギー分解能も悪くなった (表 6.8)。特に  $\text{LaBr}_3$  の外周一列と中心部分とのエネルギー分解能の差が顕著だった。

そのことから  $\text{LaBr}_3$  アレイについては外周一列を除いた内周の  $6 \times 6$  ピクセル分だけでも平均エネルギー分解能を考えて、エネルギーとの関係をプロットすると図 6.17 のようになり、式 (5.5) のようなべきで best fit させると、各パラメータの値は表 6.9 のようになった。

$\text{LaBr}_3$  アレイの外周で光量が低下して、エネルギー分解能も悪くなっているのは、光漏れのためである。製作したアレイは結晶そのものや PMT の受光面積に比べて、それらの間に位置する受光面ガラスの面積が大きくなっている。よって、このガラスを通じて外にシンチレーション光が抜けてしまう。

今回製作したアレイは、 $\text{LaBr}_3$  の潮解性を防ぐことを考えた結果、ガラスとアルミの密閉容器の接触面積を大きくしてその間から湿気が入る可能性を極力抑えていた。そのためにこのような形状になったが、結果としてガラスからの光漏れ、そして外周一列の性能の大きな低下を招いてしまった。ただし外周でエネルギー分解能が悪かった原因は光量の低下のみでは説明がつかない。

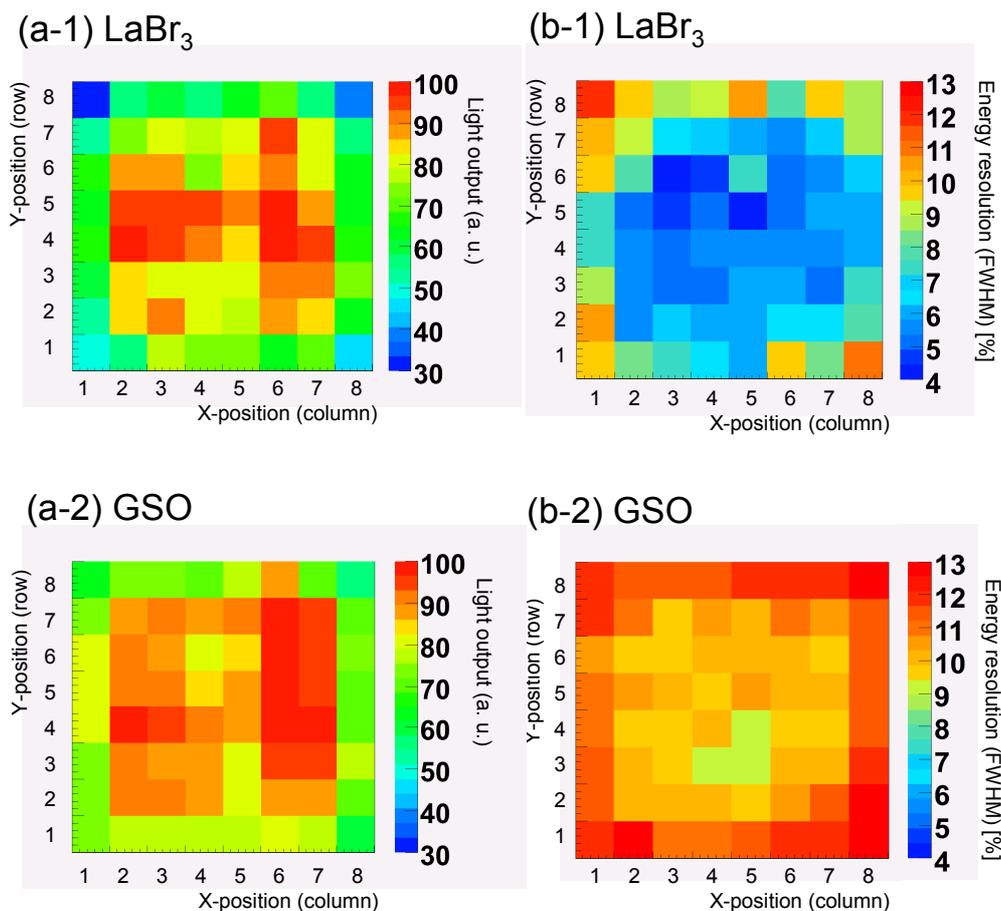


図 6.16: アレイカメラの光量とエネルギー分解能

(a) LaBr<sub>3</sub> (上段) および GSO (下段) の各ピクセルでの光量 (最大光量値で 100 に規格化)  
 (b) 各ピクセルの 662keV でのエネルギー分解能 (FWHM)

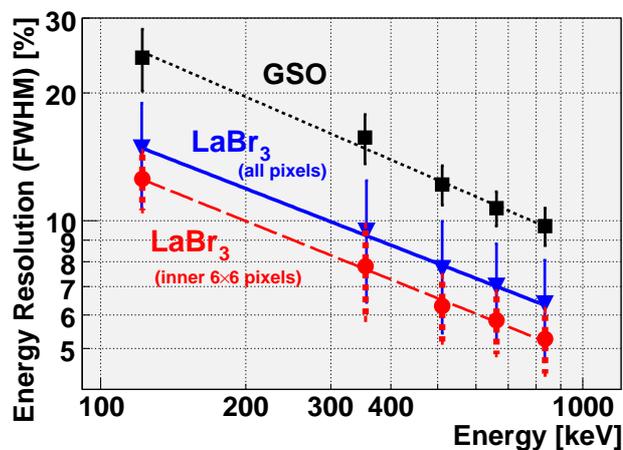


図 6.17: 各アレイのエネルギー分解能とエネルギーの関係  
 青実線: LaBr<sub>3</sub> (全ピクセル平均)、赤点線: LaBr<sub>3</sub> (内周 6 × 6 ピクセル平均) 黒点線: GSO (横軸: エネルギー [keV]、縦軸: エネルギー分解能 (FWHM) [%])

表 6.8: 各アレイでの光量とエネルギー分解能 (誤差は RMS)

	平均光量		平均エネルギー分解能 (FWHM、662keV)[%]	
	全ピクセル	内周 6 × 6 ピクセル	全ピクセル	内周 6 × 6 ピクセル
LaBr <sub>3</sub>	75 ± 16	87 ± 7	7.0 ± 1.8	5.8 ± 1.0
GSO	83 ± 10	90 ± 5	10.7 ± 1.0	10.0 ± 0.5

表 6.9: 各アレイでのエネルギー分解能とエネルギーの関係 (誤差は RMS)

	Λ	Γ
LaBr <sub>3</sub> (全ピクセル)	7.02 ± 0.45	0.44 ± 0.01
LaBr <sub>3</sub> (内周 6 × 6 ピクセル)	5.78 ± 0.41	0.47 ± 0.03
GSO	11.08 ± 2.00	0.47 ± 0.03

というのもエネルギー分解能が光子数の統計のみによっていけばシンチレーション光子数の $-1/2$ 乗に比例するが、LaBr<sub>3</sub> アレイではそのようにならなかったからである。

ここで

$$1/\sqrt{N_{i/o}} := \left( \frac{\text{外周一列 28 ピクセルの平均光量}}{\text{内周 6 × 6 ピクセルの平均光量}} \right)^{-1/2} \quad (6.1)$$

$$Res_{i/o} := \frac{\text{外周一列 28 ピクセルの平均エネルギー分解能 (FWHM)}}{\text{内周 6 × 6 ピクセルの平均エネルギー分解能 (FWHM)}} \quad (6.2)$$

と定義すると、表 6.10 のように GSO アレイでは  $Res_{i/o} \simeq 1/\sqrt{N_{i/o}}$  となるのに対して LaBr<sub>3</sub> アレイの場合は異なる値となっている。このことから、統計によらない部分によるエネルギー分解能の悪化が起こっていることがわかる。この原因は結晶表面状態やパッケージ方法によるものだと考えられる。

また、LaBr<sub>3</sub> が本来持つエネルギー分解能、すなわちシングルアノード PMT でアレイ化されていない結晶を測ったときのエネルギー分解能が 662keV で 3% (FWHM) なのに対して、アレイでは 6~7% という値になってしまったことには、やはり表面の研磨方法などに改善の余地があることを示唆している。

ちなみに表 6.10 などからも分かるように GSO でも外周のピクセルの光量は内周に比べて約 10% 低く、それにともないエネルギー分解能も低くなっている。

## 6.7 光漏れの考察

アレイを 4 端読み出しを行うと優位に外周一列の光量が減ることが、LaBr<sub>3</sub> のみならず GSO アレイでも分かった。ここで結晶そのもには顕著な光量の低下は見られなかったため、光漏れの原因はマルチアノード PMT H8500 と 4 端読み出しを行ったときに生じることが分かった。また、先述のようにさらに LaBr<sub>3</sub> ではパッケージの形状からの光漏れが足されると考えられる。

では、この GSO などにもあられる分の光漏れについて考えてみる。そこでまず、この光漏れが PMT によるものなのか、4 端読み出しをするかなのかを検討してみるために H8500 の 64

表 6.10: 各アレイでの内周と外周の光量およびエネルギー分解能比

	GSO	LaBr <sub>3</sub>
$1/\sqrt{N_{i/o}}$	0.90 ± 0.03	0.83 ± 0.07
$Res_{i/o}$	0.85 ± 0.04	0.68 ± 0.11

個のアノードを抵抗チェーンを使わずに、全部のPMTアノードを読み出してみた。具体的にはASIC (IDEAS VA32 HDR11) によるH8500の全64個のアノードをGSOアレイをつけて読み出してみた。

その結果は図6.18のようになり、平均値とRMSは $88.0 \pm 8.3$ で光量はほぼ均一であった。よっ

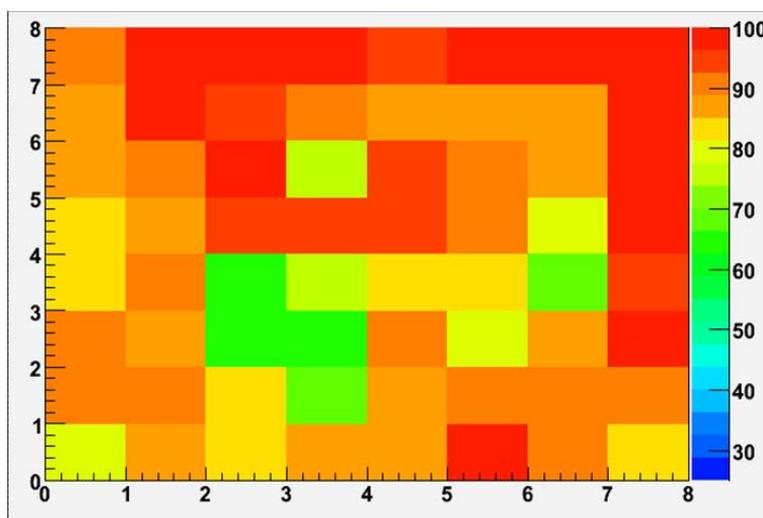


図 6.18: GSO アレイの全アノードチャンネル読み出し

て、外周一列の光量が低下する原因は4端読み出しにあることがわかった。

以上よりLaBr<sub>3</sub>アレイの一号機を独自の技術で製作することに成功した。光漏れの影響があり外側一列、28ピクセル分のエネルギー分解能が内周に比べて劣る点や全体的にエネルギー分解能を改善させる余地が残るが、GSOアレイに比べるとエネルギー分解能の大幅な改善が見られた。そこで次にこのアレイをコンプトンカメラの吸収体として用いて、コンプトンカメラの角度分解能が改善することを確かめた実験について述べる。

## 6.8 コンプトンカメラへの LaBr<sub>3</sub> 搭載

前述の LaBr<sub>3</sub> アレイはわれわれのコンプトンカメラの吸収体として開発された。一方カメラの散乱体としてガス検出器を用いている。このガス検出器としてわれわれが開発した  $\mu$ -PIC (Micro Pixel Chamber) [37, 38] と Gas Electron Multiplier (GEM) [39] からなる Time Projection Chamber (TPC) を採用している。ここではこのガス検出器の紹介および実際にこのアレイを搭載してカメラの角度分解能の向上について述べる。

### 6.8.1 セットアップ

TPC 内部の  $\mu$ -PIC、GEM などの配置は図 6.19 のようにした。

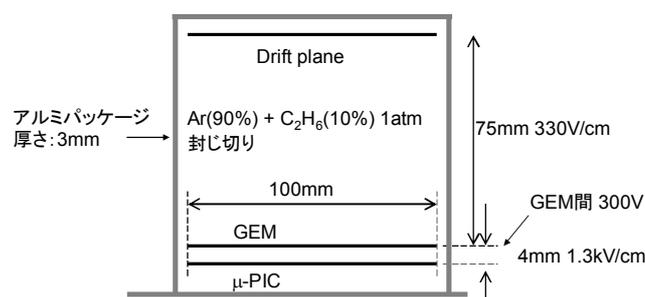


図 6.19: 今回使用した TPC の断面

またこの実験系でのガス増幅率は図 6.20 のようになった。ただし GEM のゲインは  $\mu$ -PIC のゲインで全体のゲインを割った値とした。今回の実験での使用ガスなどの実験条件と性能は表 6.11 のとおりである。

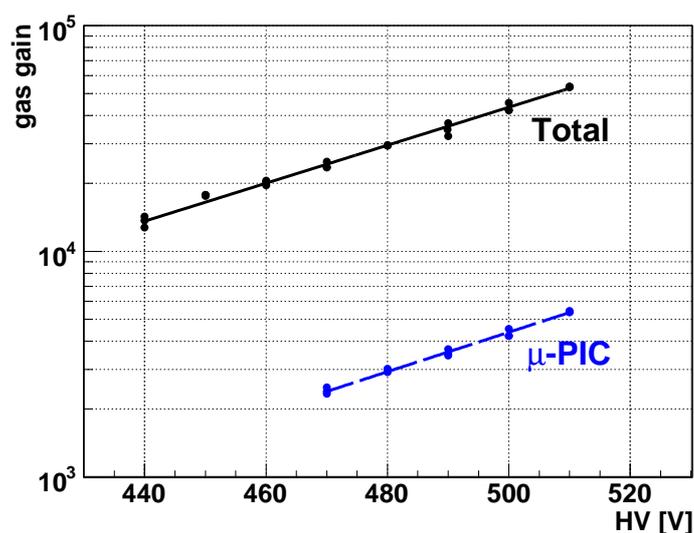


図 6.20: TPC ガスゲイン

さらに <sup>109</sup>Cd を照射したときのスペクトルおよび TPC のエネルギー分解能は図 6.21 のようになった。ここで図 a の (A) は塩素の特性 X 線 (2.6keV) である。これは TPC 容器 (アルミニウム) とドリフトケースとの間に放電防止用に張った塩化ビニール系のテープ (3M 社 Scotch<sup>®</sup>)

表 6.11: TPC の条件・性能

項目	数量など
TPC サイズ	10 × 10 × 10cm <sup>3</sup>
TPC 充填ガス	Ar(90 %) + C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (10 %) 1atm
TPC ゲイン	~ 30000 (μ-PIC 3000 倍、GEM 10 倍)
電場	0.3 kV/cm (drift)、1.3 kV/cm (GEM・μ-PIC 間)
位置分解能	~ 0.6 mm (drift 方向)
	~ 0.4 mm (μ-PIC 面方向)

Premium Vinyl Electrical Tape Super 88) に由来している。また (B) は GEM に使用されている銅の特性 X 線 (8.0keV) である。そして (C) が <sup>109</sup>Cd から 22.2keV (Ag K<sub>α</sub>) である。ただし強度比が約 5 分の 1 で Ag K<sub>β</sub> 線である 24.9 keV の X 線も混在している。

エネルギー分解能は 22.2keV で 29.5 ± 0.2 % (FWHM) だった。また、(b) のデータ点を式 (6.3) をで best fit したときの各パラメータは  $\Lambda = 29.5 \pm 0.8$  および  $\Gamma = 0.508 \pm 0.008$  だった。

$$\left(\text{Energy Resolution} \frac{\Delta E}{E}\right) = \Lambda \left(\frac{\text{Energy}}{22.2\text{keV}}\right)^{-\Gamma} \quad (6.3)$$

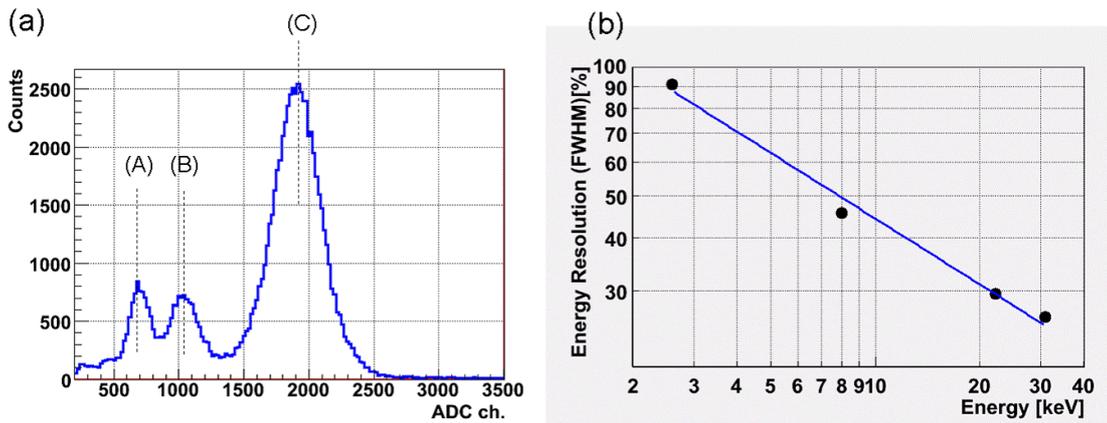


図 6.21: TPC のスペクトルとエネルギー分解能

(a) <sup>109</sup>Cd 照射時のスペクトル (b) エネルギー分解能 (FWHM) と入射ガンマ線のエネルギーの関係スペクトル、(b) エネルギー分解能とエネルギーの関係

一方、LaBr<sub>3</sub> アレイは前述と同じ条件と方法、すなわちマルチアノード PMT 8500 (浜松ホトニクス) を付けて抵抗チェーンによる 4 端読み出しでデータを得た。なおコンプトンカメラには <sup>133</sup>Ba、<sup>22</sup>Na、<sup>137</sup>Cs および <sup>54</sup>Mn を照射させた。

実験系全体の配置は図 6.22 および 6.23 のように、LaBr<sub>3</sub> アレイは μ-PIC 面の中心から 5cm 離れたところに 1 アレイを配置した。また、放射線源は μ-PIC 面の中心から 20cm のところに置いた。

## 6.8.2 解析方法

得られた各事象の幾何学およびエネルギー情報は以下のようなカット条件を課し、残った事象で再構成を行った。

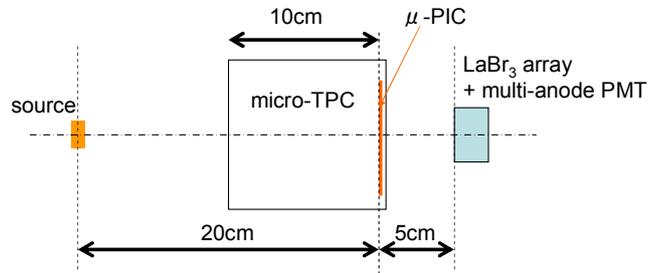


図 6.22: MeV コンプトンカメラの配置図

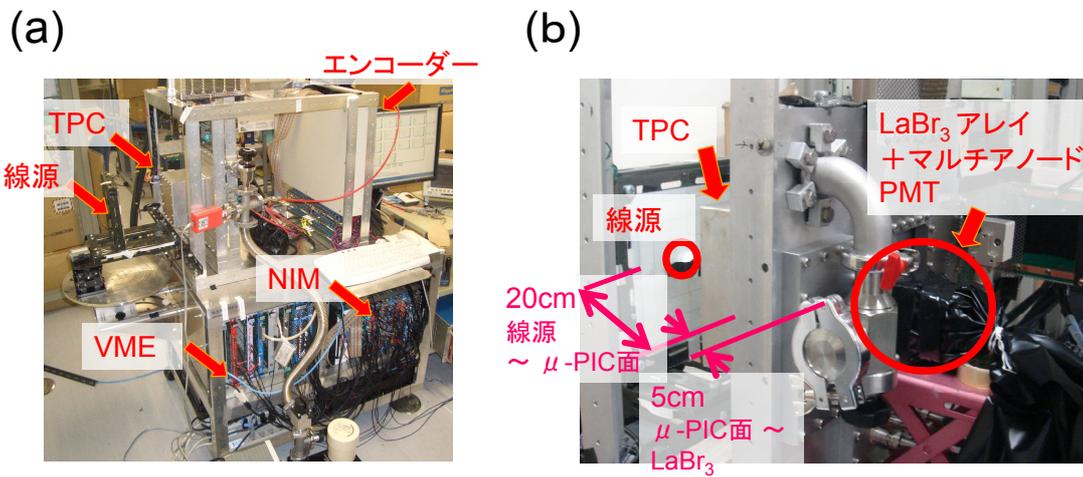


図 6.23: MeV コンプトンカメラのセットアップ (a) セットアップの写真 (b)TPC と LaBr<sub>3</sub> 部分の拡大図

## fiducial volume cut

検出器がもつ有効領域外で反跳電子の飛跡があるものを除いた。具体的にはこの有効領域を TPC 中央の  $\mu$ -PIC 面  $9 \times 9\text{cm}^2$ 、高さ  $7\text{cm}$  の領域とした。また電子の飛跡情報の数が  $N_{hit}$  の事象について飛跡第一点および第二点が  $\mu$ -PIC 面で中心より  $(5 - 0.05 \times N_{hit})\text{cm}$  の範囲にあるような事象を選択した。ただしこの  $0.05$  という値は経験的に求めた値である。

## effective event cut (N hit cut)

反跳電子の飛跡方向は電子の飛跡情報が 2 点以上あれば分かる。ただし信頼度を上げるために 3 点以上  $N_{hit} \geq 3$  の飛跡情報がある事象のみを選択した (N hit cut)。

## reconstructable event cut

得られたエネルギー情報から式 (2.13)<sup>2</sup> より散乱角といった散乱の再構成に必要なパラメータを求める場合に、得られた散乱ガンマ線や反跳電子のエネルギー  $E_\gamma$ 、 $K_e$  によっては  $\cos \phi_{ene} < 1$  や  $\cos \alpha < 1$  となってしまう。そこでこれらの事象を取り除くために次の条件を課す。

$$\left| \left( 1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right) \sqrt{\frac{K_e}{K_e + 2m_e c^2}} \right| \leq 1 \quad (6.4)$$

## event selection

反跳電子のエネルギーを正確に求めるためには、電子が TPC 内で全てのエネルギーを落とすことが必要である。また電子の多重散乱がおきれば飛跡情報がぼける可能性もある。これらを落とすために以下のような選択を行った。

### 前方条件

Advance Compton Imaging 法ではガンマ線の到来方向に依存せず、再構成が可能であるが、今回線源が近いので、到来方向が限定される。そこで、検出器の後方、すなわち吸収体側から散乱体への方向に進むガンマ線は除外した。

### 電子飛跡選択

得られた電子の飛跡情報のうち、はじめの 3 点を fit することで求める電子の飛跡を正確にするために、fit 直線とのずれが TPC での電子の 3 次元位置分解能よりも悪い事象、また 3 点で作る三角形のうちはじめの点でなす角が  $60$  度以上の事象は多重散乱が効いているとして除外した。

### 最小 $\alpha$ 条件

式 (2.15)<sup>3</sup> などで求められる散乱ガンマ線と反跳電子のなす角  $alpha$  は次のような最小値  $\alpha_{min}$  が存在する。

$$\forall \alpha \geq \alpha_{min} = \begin{cases} 0 & (k < 1) \\ \frac{k-1}{k+2} \sqrt{\frac{k^2-1}{k(k+2)}} & (k \geq 1) \end{cases} \quad k := \frac{E_0}{m_e c^2} \quad (6.5)$$

よってこの下限値よりも十分小さい  $alpha$  の測定値 (ここでは  $5^\circ$  以下) のものは除外した。

---

<sup>2</sup>  $\cos \phi_{ene} = 1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma + K_e} \frac{K_e}{E_\gamma}$   
<sup>3</sup>  $\cos \alpha_{ene} = \left( 1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right) \sqrt{\frac{K_e}{K_e + 2m_e c^2}}$

### 反跳電子の反跳角条件

コンプトン散乱では電子の反跳角  $\psi$  は  $90^\circ$  以下であるので、再構成によって得られた入射ガンマ線および反跳電子の方向ベクトルをそれぞれ  $\vec{s}$  および  $\vec{e}$  が以下の条件のものを除外した。

$$\vec{s} \cdot \vec{e} < 0 \quad (6.6)$$

### 反跳電子のエネルギー条件

再構成できたイベントについて、反跳電子の TPC 中で落としたエネルギーと飛跡の長さの関係は図 6.24 のようになる。これより、 $\frac{dE}{dX}$  の小さい成分と大きな成分の 2 つあることが分かる。 $\frac{dE}{dX}$  の小さい成分は MIP の  $\frac{dE}{dX}$  に近いため、反跳電子の持つエネルギーは大きく TPC 中では止まらないことが予想される。なお図中で点線は点線は MIP の  $\frac{dE}{dX}$  を、実線は  $\text{length [cm]} \leq 1.2 \times 10^{-3}(K_e[\text{keV}])^{2.2} + 1$  を示している。

また電子のエネルギーが高いにもかかわらず、飛跡の長さが十分小さい事象も本来の事象とは考えにくい。そこで次のような条件を課した。

$$|\text{length[cm]} - 3.0 \times 10^{-3}(K_e[\text{keV}])^{1.77}| < 2.8 \times 10^{-3}(K_e[\text{keV}])^{1.47} + 1 \quad (6.7)$$

$$|\text{length[cm]} - 3.0 \times 10^{-3}(K_e[\text{keV}])^{1.57}| < 2.8 \times 10^{-3}(K_e[\text{keV}])^{1.27} + 1 \quad (6.8)$$

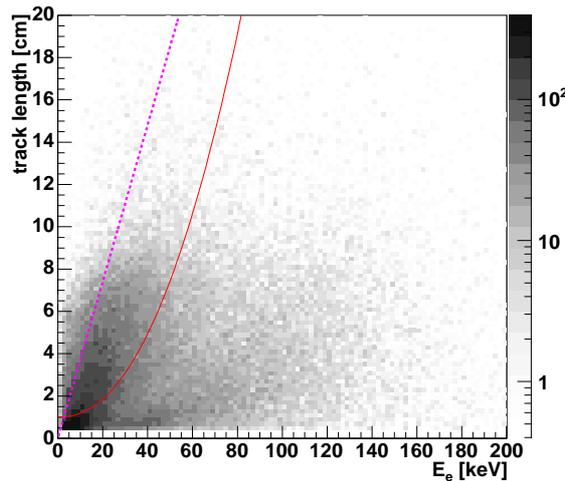


図 6.24: 反跳電子のエネルギーと飛跡の長さ

## final selection

実際の天体観測でもあるエネルギーバンドに区切ってイメージを撮るように、再構成された入射ガンマ線のエネルギー、すなわち反跳電子と散乱ガンマ線のエネルギーの実測値の合計について制限を加えた。制限のつけ方は、event selection までに得られた入射ガンマ線のエネルギースペクトルからエネルギー分解能を求め、観測したいピークとそこから  $\pm \text{FWHM}/2$  分だけの範囲とした。

## 再構成・事象選択の様子

上記の選択を行うと、最終的に図 6.25 のようにスペクトルは選択されてゆき、また事象の数は表 6.12 のようになってゆく。以降では最終的なカットをしたものについて述べてゆく。

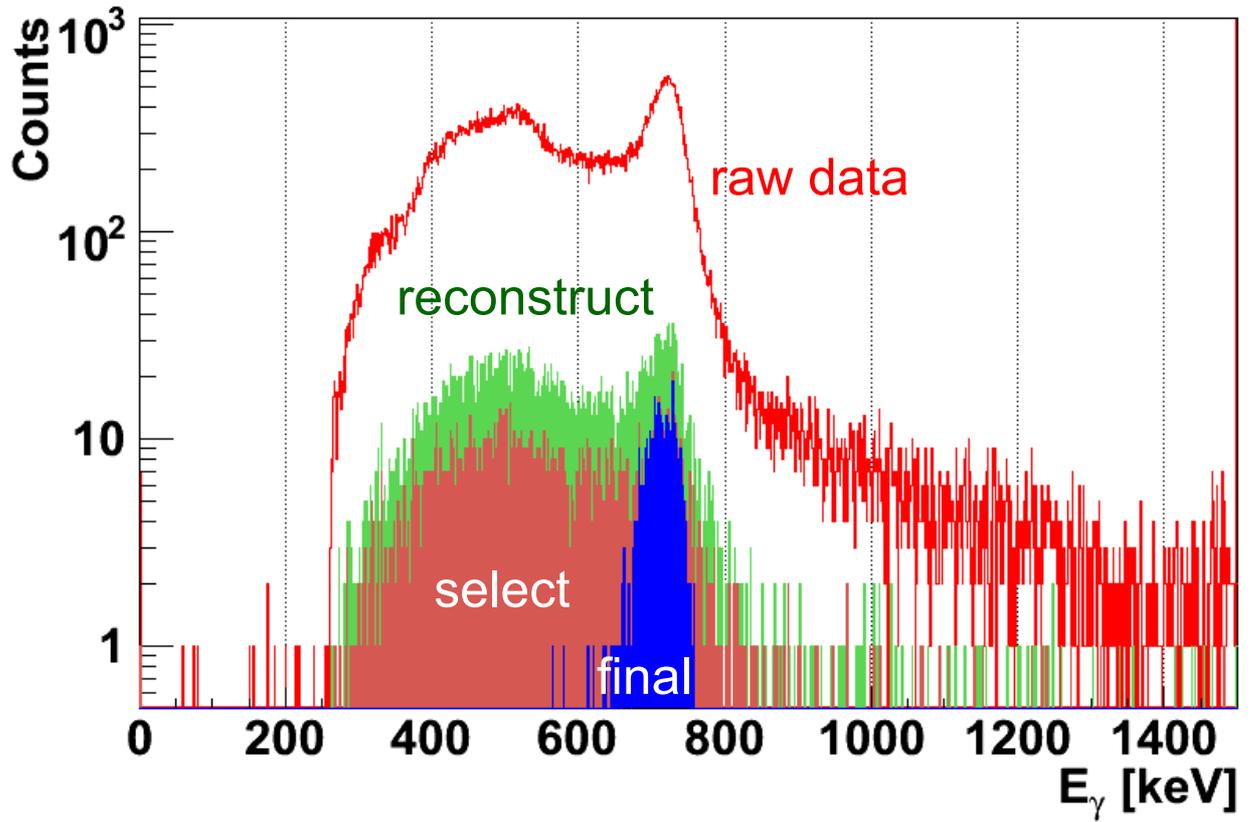


図 6.25: カットごとに再構成されたスペクトル ( $^{137}\text{Cs}$  照射時)

表 6.12: 使用クリスタルによるエネルギー分解能 (FWHM) [%]

選択	事象数	割合 [%]
raw	196474	100
reconstruct	10086	53.3
select	4205	2.14
final	625	0.00317

### 6.8.3 スペクトル・エネルギー分解能

上記のようにコンプトンカメラのスペクトルはTPCおよびシンチレータで得られたスペクトルを合計して得る。図 6.26 は  $^{133}\text{Ba}$  を照射させたときのエネルギースペクトルである。(a) は TPC で得られた反跳電子のスペクトルを、(b) は散乱ガンマ線のスペクトルを、そして (c) はそれらをあわせた入射ガンマ線のスペクトルを表す。

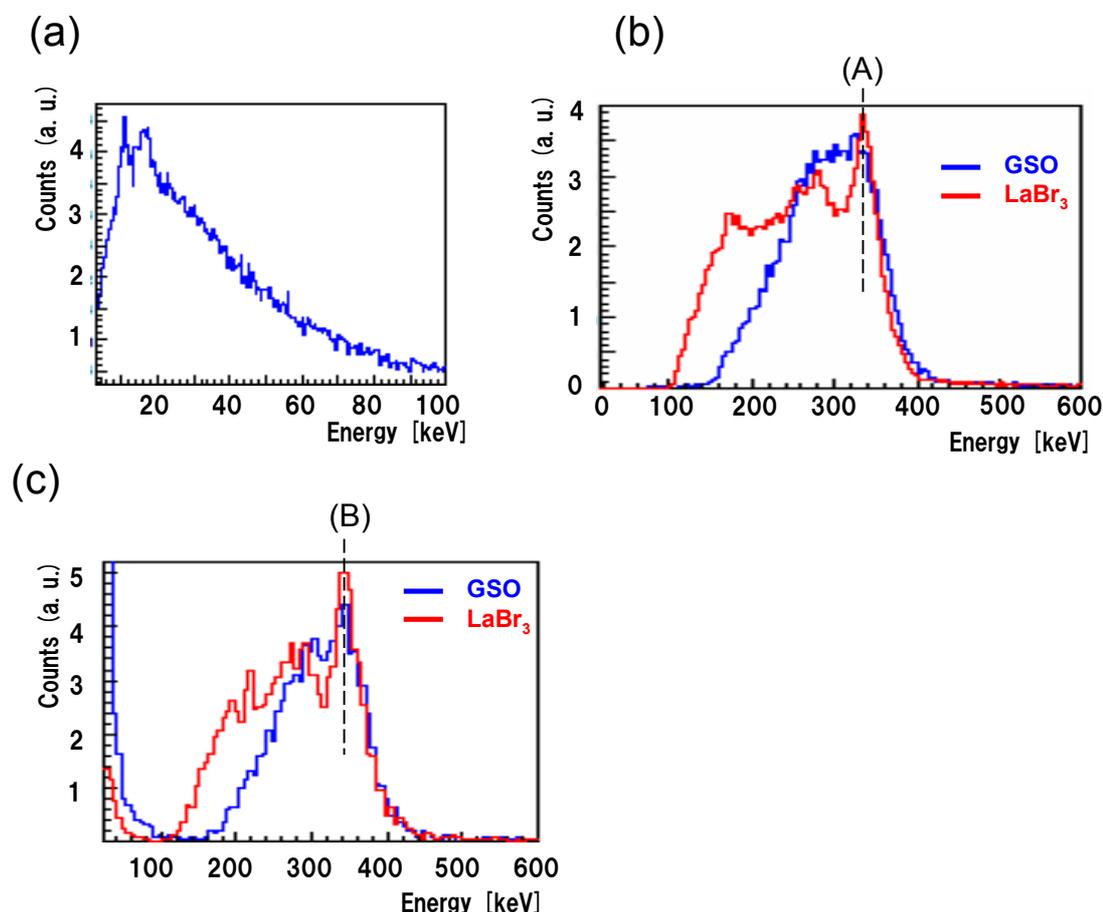


図 6.26: コンプトンカメラによるエネルギースペクトル ( $^{133}\text{Ba}$  を照射)

(a)TPC でのスペクトル (b)LaBr<sub>3</sub> でのスペクトル

(c)TPC と LaBr<sub>3</sub> との合計スペクトル (コンプトンカメラで得られたスペクトル)

(b,c) の青線 : 吸収体として GSO を使用したとき、赤線 : LaBr<sub>3</sub> を使用

ここで、比較のため GSO アレイを用いた場合の結果も載せた。TPC は同一同条件での測定のため、エネルギースペクトルはほとんど同じなので図 6.26a には LaBr<sub>3</sub> をシンチレータとして使用したときのスペクトルしか載せていない。一方、シンチレータのエネルギースペクトルは図中の (A) で示した入射ガンマ線の 356keV ピークに該当する散乱ガンマ線のピークが、LaBr<sub>3</sub> 使用時では、はっきりピークとして表れている。同様にコンプトンカメラとしてのエネルギースペクトルでも、そのエネルギー分解能の改善の影響が表れており、図中の (B) で示した 356keV の光電吸収ピークが GSO に比べてあらわになっている。

コンプトンカメラとしてのエネルギー分解能は図 6.27 および表 6.13 のようになった。また各

表 6.13: 使用クリスタルによるエネルギー分解能 (FWHM) [%]

	356keV	662keV
GSO	22.8 ± 0.5	14.0 ± 0.4
LaBr <sub>3</sub>	18.8 ± 0.9	11.0 ± 0.5

表 6.14: 使用クリスタルによるエネルギー分解能とエネルギーの関係

	$\Lambda$	$\Gamma$
GSO	14.7 ± 0.4	0.71 ± 0.04
LaBr <sub>3</sub>	10.9 ± 0.8	0.86 ± 0.07

データ点式 (5.5<sup>4</sup> を使った場合、フィッティングのパラメータは表 6.14 のようになった。

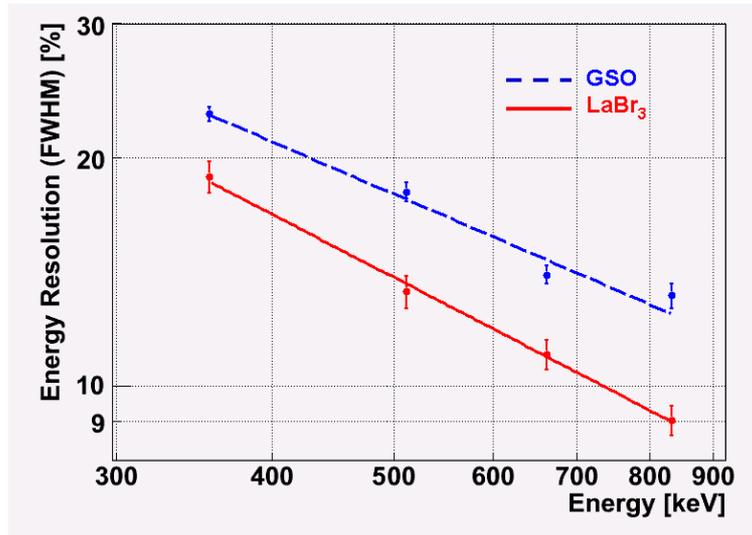


図 6.27: MeV コンプトンカメラのエネルギー分解能 (FWHM)

青点線：吸収体として GSO を使用したとき、赤実線：LaBr<sub>3</sub> を使用

コンプトンカメラとしてのエネルギー分解能 (FWHM)( $\Delta E/E$ )<sub>com</sub> からシンチレータによるエネルギー分解能 (FWHM)( $\Delta E/E$ )<sub>scint</sub> に相当する分を差し引いた値は、662keV でのエネルギー分解能で考えると GSO および LaBr<sub>3</sub> アレイを用いたとき、測定結果から

$$\sqrt{(\Delta E/E)_{com,GSO}^2 - (\Delta E/E)_{scint,GSO}^2} = 9.0 \pm 1.3 \% \quad (6.10)$$

$$\sqrt{(\Delta E/E)_{com,LB}^2 - (\Delta E/E)_{scint,LB}^2} = 8.5 \pm 1.6 \% \quad (6.11)$$

で、同じである。よって今回のコンプトンカメラのエネルギー分解能が向上した理由がシンチレー

4

$$\left(\text{EnergyResolution} \frac{\Delta E}{E}\right) = \Lambda \left(\frac{\text{Energy}}{662\text{keV}}\right)^{-\Gamma} \quad (6.9)$$

タのエネルギー分解能の向上にあることが確認できた。そしてコンプトンカメラのエネルギー分解能 (FWHM) の約 9 % は TPC に由来することが分かった。

### 6.8.4 再構成イメージ

LaBr<sub>3</sub> アレイを用いたときのコンプトンカメラでもは図 6.28 のように 3 次元でコンプトン散乱が再構成できた。図 c では <sup>137</sup>Cs 線源を照射したときの様子を示しているが、イメージからも点源からの照射であることが分かった。

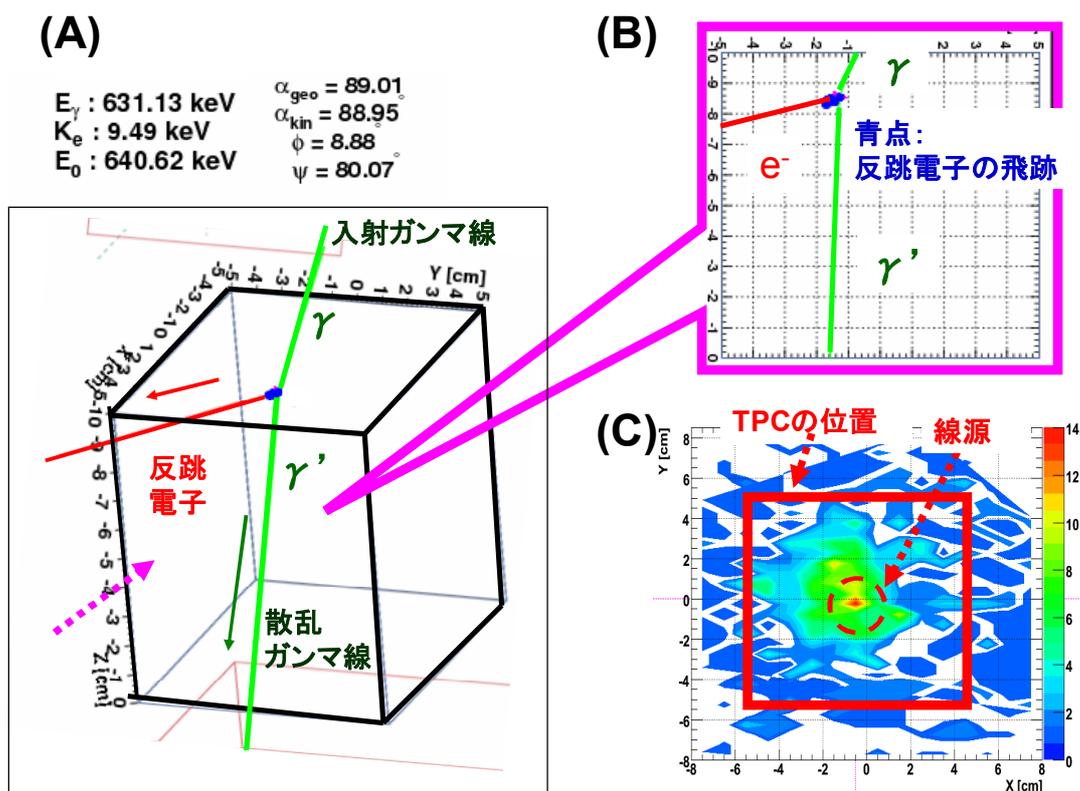


図 6.28: LaBr<sub>3</sub> 搭載コンプトンカメラの再構成イメージ (<sup>137</sup>Cs 線源照射)

(a) コンプトン散乱の再構成 (3 次元) (b) (a) 桃色点線方向の面から見た図 (c) 線源のイメージ  
丸点線で囲んだ部分の中心に線源を置いた。

### 6.8.5 角度分解能

LaBr<sub>3</sub> アレイを使用して、<sup>133</sup>Ba (ピーク : 356keV) を照射したときの ARM および SPD の分布は図 6.29 のようになった。またここから半値幅を求めると、それぞれ  $7.1 \pm 0.4^\circ$  および  $108 \pm 1^\circ$  であった。さらにほかのエネルギーおよび GSO アレイについても求めると図 6.30 および表 6.15 のようになった。

これより、GSO よりもエネルギー分解能がよい LaBr<sub>3</sub> を利用することで ARM が改善していることが分かる。また SPD については、シンチレータのエネルギー分解能には強く影響しないので、両者の間で大きな変化がないことが分かる。

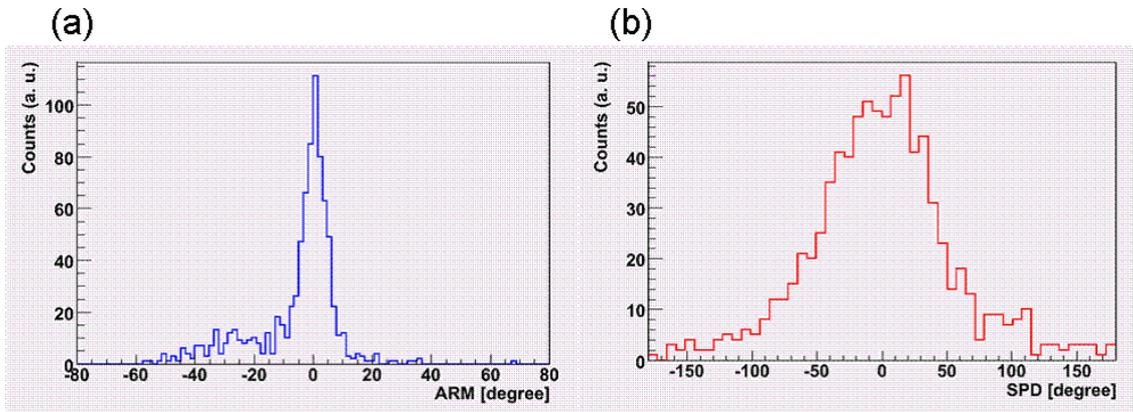


図 6.29: ARM と SPD ( $^{133}\text{Ba}$  照射時)(a) ARM、 (b)SPD

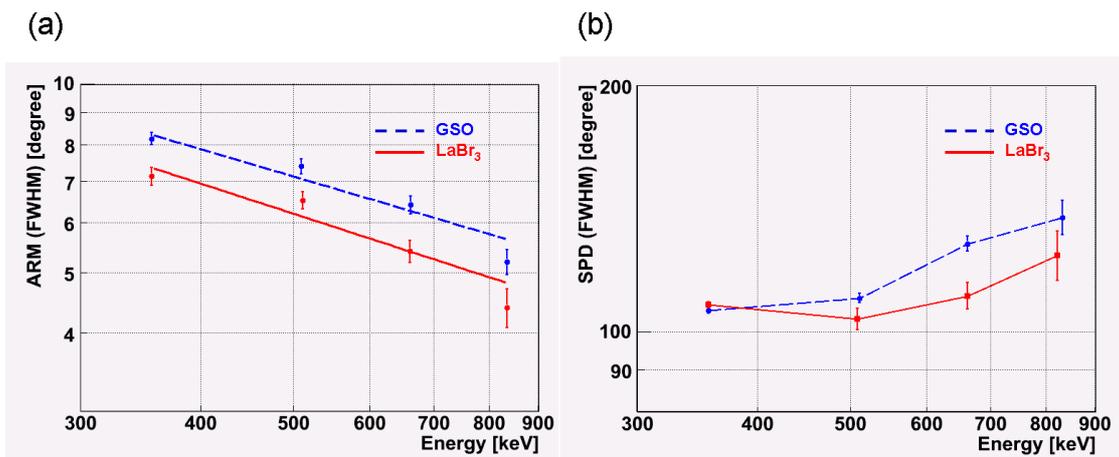


図 6.30: ARM と SPD のエネルギー依存性

青点線：吸収体として GSO を使用したとき、赤実線：LaBr<sub>3</sub> を使用

表 6.15: 各エネルギーでの ARM と SPD の値 (FWHM、単位：度)

	356keV		662keV	
	ARM	SPD	ARM	SPD
GSO	8.2 ± 0.2	106 ± 1	6.4 ± 0.2	128 ± 3
LaBr <sub>3</sub>	7.1 ± 0.2	108 ± 1	5.4 ± 0.2	111 ± 4

表 6.16: ARM の内訳 (単位: 度、値は FWHM)

	$\sigma_{total}$	$\sigma_{sint}$	$\sigma_{dopp}$	$\sigma_{other}$
GSO	$6.4 \pm 0.2$	4.2	0.7	$4.8 \pm 0.3$
LaBr <sub>3</sub>	$5.4 \pm 0.2$	3.1	0.7	$4.4 \pm 0.2$
LaBr <sub>3</sub> (内周 6 × 6 ピクセルのみ)	$5.2 \pm 0.2$	2.6	0.7	$4.4 \pm 0.2$

さて、LaBr<sub>3</sub> アレイは光漏れの影響で、外周一列、28 ピクセル分のエネルギー分解能が内周よりも悪いということを述べた。ARM はシンチレータのエネルギー分解能に強く依存するので、散乱ガンマ線の情報を LaBr<sub>3</sub> アレイの内周 6 × 6 ピクセルで鳴った事象のみで解析してみると、ARM(FWHM) は 662keV で  $5.2 \pm 0.2$  となった。全ピクセルを使った場合と比べると誤差の範囲内ではあるが、ARM が良くなる傾向にあることが分かった。

ここで測定で求めた ARM  $\sigma_{total}$  の内訳について考えてみる。シンチレータ、Doppler broadening および TPC などによる影響をそれぞれ  $\sigma_{sint}$ 、 $\sigma_{dopp}$  および  $\sigma_{other}$  とする。 $\sigma_{sint}$  は図 4.17 のように計算ができる。ARM の内訳は

$$\sigma_{total}^2 = \sigma_{sint}^2 + \sigma_{dopp}^2 + \sigma_{other}^2 \quad (6.12)$$

と掛けるので、662keV での  $\sigma_{other}$  の値は表 6.16 のように求まる。ただし Doppler broadening による ARM の広がりには TPC 内の充填ガスを Ar のみと仮定して、図 4.17 から読み取った値を用いた。

$\sigma_{other}$  の値は、いずれの場合も誤差の範囲内で同じ値をとった。よってシンチレータのエネルギー分解能を向上させたことによって、ARM の値が改善され、また TPC や回路のノイズなどに由来する ARM(FWHM) の値が 5 °弱あることが分かった。そしてこの TPC などの ARM への寄与が一番大きいことが分かった。このことより ARM の改善には、シンチレータのエネルギー分解能の向上も大切であるが、TPC などの改良して  $\sigma_{other}$  を小さくすることも有効であることが分かった。TPC で ARM の決定精度を決めているものは、コンプトン散乱点の位置の正確さや電子の飛跡測定の正確さなどである。というのは ARM を導出するときには幾何学的に求めた散乱角  $\phi_{geo}$  を用いるからである (式 (2.12) および 式 (2.17) 参照)。

ところで先述の気球実験 (SMILE 計画) で使用したコンプトンカメラの配置などの幾何学情報やエネルギー分解能やガスゲインなどの性能およびシンチレータの 4 端読み出し方などの解析方法の情報を入れ込んで Geant4 によるシミュレーション解析がなされている [49]。そして <sup>137</sup>Cs を  $\mu$ -PIC 面から 50cm 離して照射させたときの理想的なコンプトン散乱点と観測される点との差を計算したところ図 6.31 のような結果になった。この図は横軸がそれらの差で、縦軸がそのイベント数である。この結果から言えることは、コンプトン点のずれがおおよそ 5mm(FWHM) あるということだ。

今回使用したコンプトンカメラは使用しているガスやそのゲインなどが異なるが仮に 5mm のずれがあるとして、今回使用したコンプトンカメラで ARM がどのくらいになるのか、大まかな計算をしてみた。計算方法の流れは以下のとおりである。

1. TPC 内のある点 C を決める。
2. そこから半径 5mm の球状 Cr にある点をランダムに取る。
3. シンチレータのある点 S を決める。
4. 入射ガンマ線は平行光でかつ  $\mu$ -PIC 面に対して垂直に入るとする。

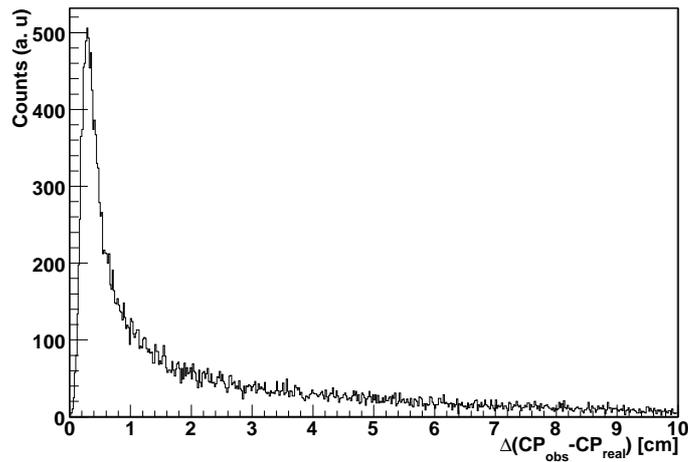


図 6.31: 理想的なコンプトン点と観測とのずれ

5. C と S および  $C_r$  と S から散乱角  $\phi$  および  $\phi_r$  が求まり、それぞれ理想のおよび観測的に求めた散乱角とする。
6. この作業を TPC の中 ( $7 \times 7 \times 7\text{cm}^3$  内と仮定) およびシンチレータ面 ( $5 \times 5\text{cm}^2$  内を仮定) にふった C よび S 点で繰り返す。
7. 二つの散乱角の差の分布を求め、その FWHM を求める ARM とする。

ここで求めた散乱角の差の分布は図 6.33 のようになり、ARM (FWHM) はおおよそ  $5^\circ$  になった。この値は  $\sigma_{other}$  に比べて、若干大きめであるが、コンプトン散乱によるずれのみでも説明がつかうことが分かった。

以上より ARM を良くするためには、シンチレータのエネルギー分解能を良くすることの有効性が確認できた。ただし、今回は  $\text{LaBr}_3$  アレイが光漏れなどがあり、エネルギー分解能をさらに良くできる可能性がある。言い換えると、ARM をさらに下げられる可能性がある。次に、この  $\text{LaBr}_3$  アレイのさらなる改良について述べる。また TPC の改良の必要性も認識したので、さらにその次で、この点について述べる。

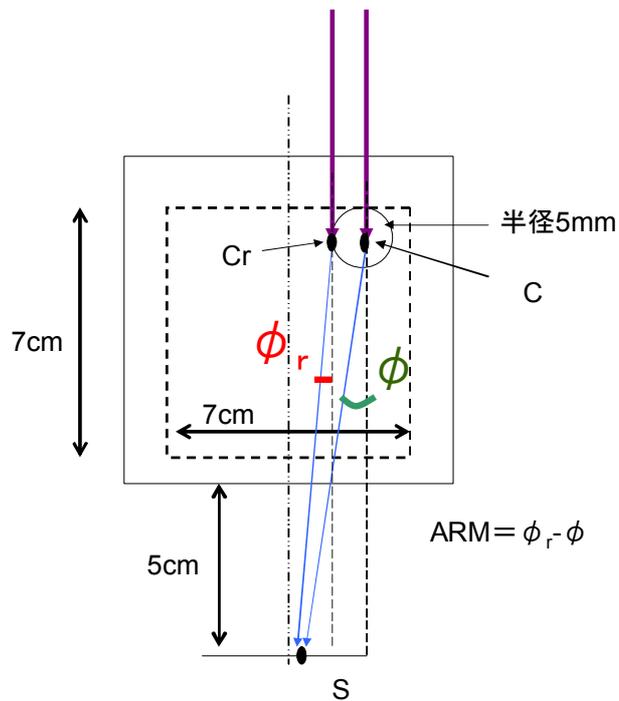


図 6.32: ARM 計算に使ったパラメータ

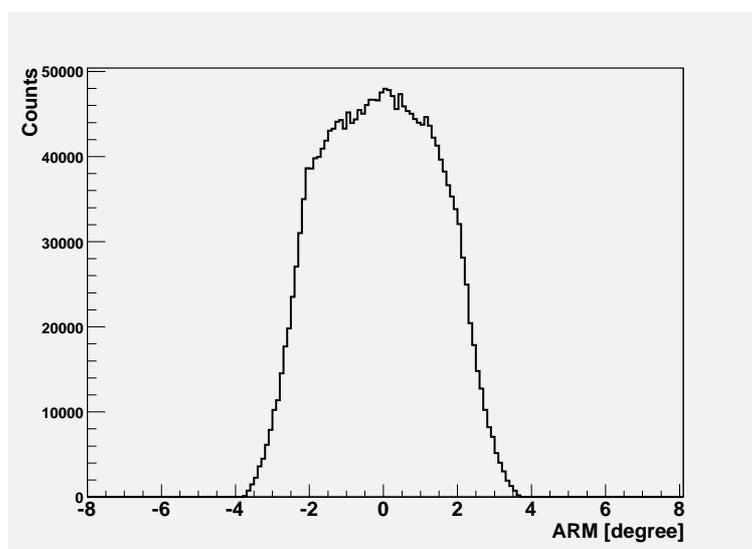


図 6.33: コンプトン点のずれによる ARM への寄与 FWHM は約  $5^\circ$

## 第7章 LaBr<sub>3</sub> アレイおよびTPCの改良

### 7.1 改良アレイの製作

1号機での問題点はアレイの外周での光漏れであった。そしてその原因はPMTの受光面積に比べて大きなアレイのガラスにあった。そこで、出来るだけガラスの面積を小さくして、なおかつ潮解性を防ぐためにガラスとアルミケースとの接触面を多くする必要がある。また1号機では本来LaBr<sub>3</sub>が持つエネルギー分解能(3% FWHM @662keV)まで、シングルアノードPMTで読み出した時に到達できなかった(表6.5参照)。そこで結晶の研磨の方法やパッケージの方法なども別の方法を考えてみる必要がある。さらに、今後アレイをいくつか並べることを考えたとき、できるだけアレイの間に隙間が生まれないようにしたい。そのためにはパッケージをコンパクトにする必要がある。

そこで、これらの改良に取り組んだ。まず新たに直径38mm大LaBr<sub>3</sub>結晶を2個購入し(それぞれ#3および#4と呼ぶ)、1号機と同様に一様性の確認をしたところ、表7.1のように一様性の確認ができた。

そして、新しいアレイを組み立てた(図7.1)。これを以降2号機と呼ぶ。なお1号機からの改良点(一部は表7.2参照)についての詳細は特許の関係上、割愛する。

### 7.2 各ピクセルの性能

1号機と同じPMTなどのエレクトロニクス、および条件の下で、各ピクセルにコリメートしたガンマ線を一ピクセルに照射したときのスペクトルは図7.2のようになり、エネルギー分解能(FWHM)は表7.3のようになった。

1号機と2号機でエネルギー分解能には大きな変化がなかったが、各ピクセルのばらつきが小さくなった。

#### 7.2.1 アレイの性能

1号機と同様に測定したところ、次のような結果が得られた。なお2号機は1号機に比べて小型になり、図7.3のように結晶パッケージの受光面ガラスの面積がマルチアノードPMT H8500の外周と同じ52 × 52mm<sup>2</sup>になり、PMTの有感面積49 × 49mm<sup>2</sup>に近づいたことで、光漏れの心配は低くなった。またパッケージの外周も54 × 54mm<sup>2</sup>まで小さくなったのでアレイをいくつも並べたときにGSOアレイで並べていた時と同様の配置が可能になった。

表 7.1: 2号機に使用した38mm大LaBr<sub>3</sub>結晶の一様性 (誤差はRMS)

	# 3	# 4
光量 (中心部の光量で規格化)	0.99 ± 0.02	0.999 ± 0.002
エネルギー分解能 (FWHM、@356keV) [%]	4.18 ± 0.04	4.06 ± 0.06

1号機 — 結晶表面状態の改良  
潮解防止容器のコンパクト化 → 2号機

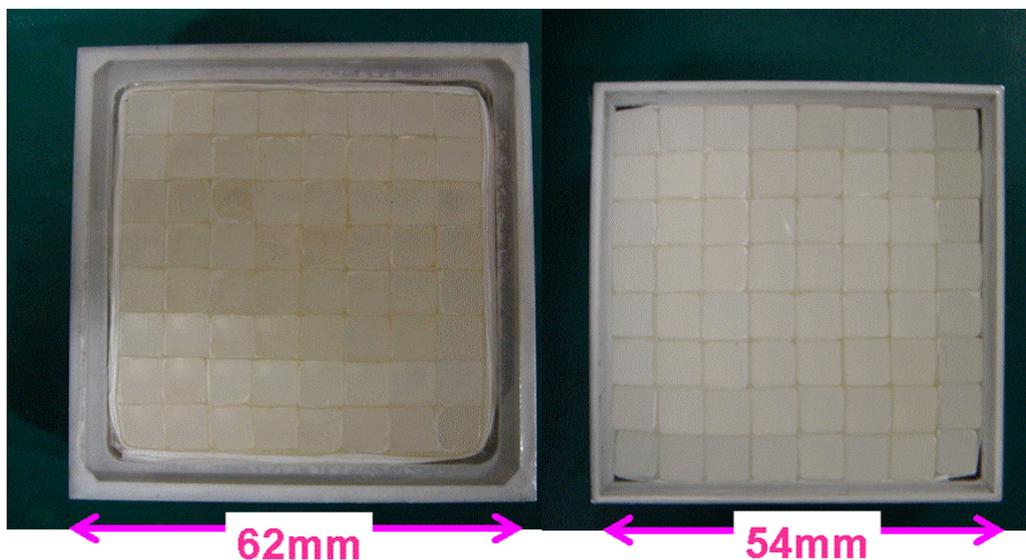


図 7.1: LaBr<sub>3</sub> アレイカメラ : 1,2 号機の写真

表 7.2: 1号機から 2号機への主な変更点

	1号機	2号機
アルミパッケージ最外周の面積	62 × 62mm <sup>2</sup>	54 × 54mm <sup>2</sup>
受光窓ガラスの厚さ	3mm	2.3mm

表 7.3: ピクセルごとのガンマ線照射によって求めたエネルギー分解能の平均値

	平均エネルギー分解能 (FWHM)(誤差は RMS) [%]		
	LaBr <sub>3</sub> (2号機)	LaBr <sub>3</sub> (1号機)	GSO
356keV	5.4 ± 0.5	5.8 ± 0.9	10.3 ± 0.4
662keV	4.5 ± 0.4	4.9 ± 0.7	7.8 ± 0.3

LaBr<sub>3</sub> and GSO

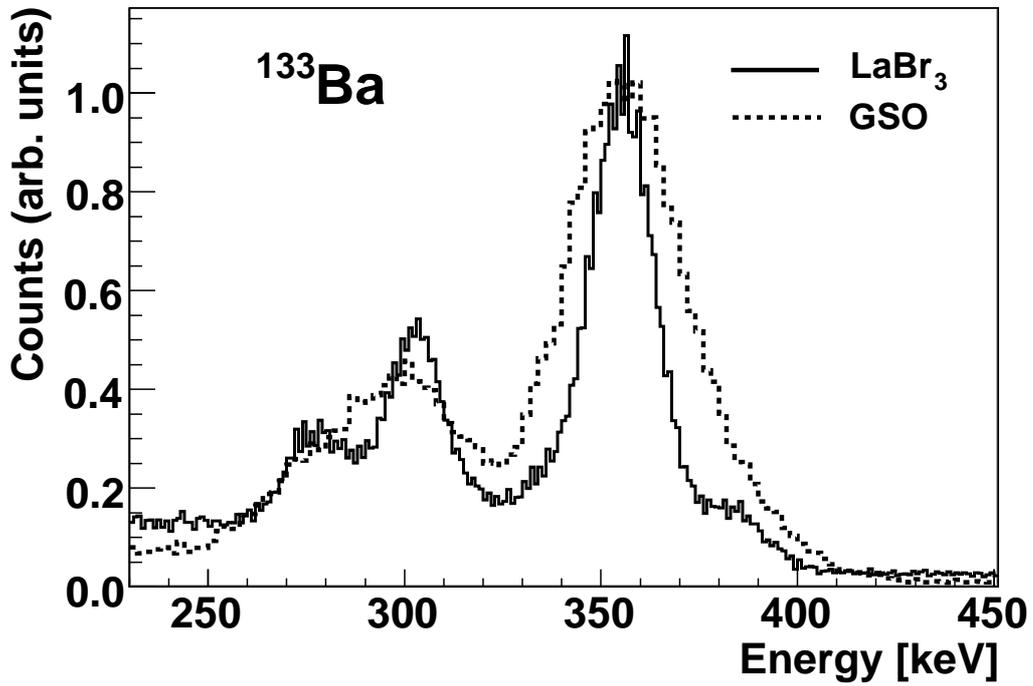


図 7.2: アレイの中の一ピクセルにガンマ線を照射したときのエネルギースペクトル (実線: LaBr<sub>3</sub> アレイ 点線: GSO アレイ)

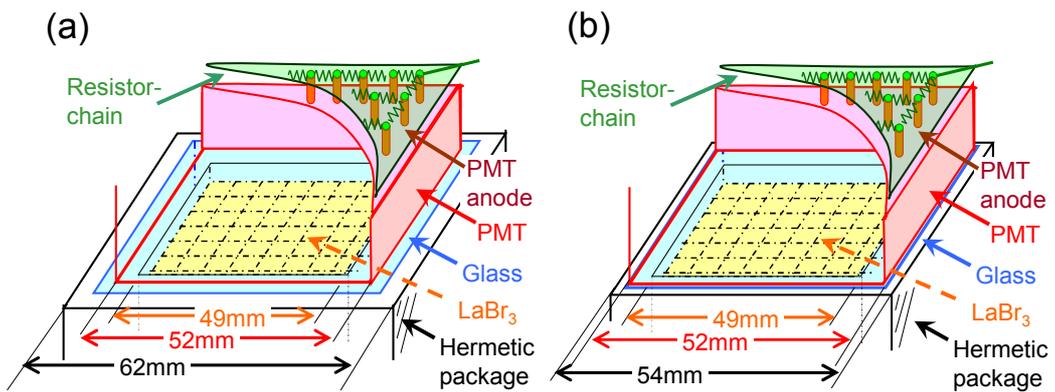


図 7.3: LaBr<sub>3</sub> アレイと光電子増倍管の大小関係 (a)1号機するとき (b)2号機するとき

表 7.4: 1・2号機の各ピクセルの平均分離度 (peak-to-valley 比)

	平均 peak-to-valley 比	
	1号機	2号機
$^{137}\text{Cs}$ 照射時	17	24
$^{57}\text{Co}$ 照射時	36	35

## 7.2.2 イメージとスペクトル

1号機と同様に線源をあてたときの再構成イメージ、そのスライスイメージおよび中心部と端部分のスペクトルは図 7.4 のようになった。また各ピクセルの分離度 (pv 比) の平均は表 7.4 のようになった。

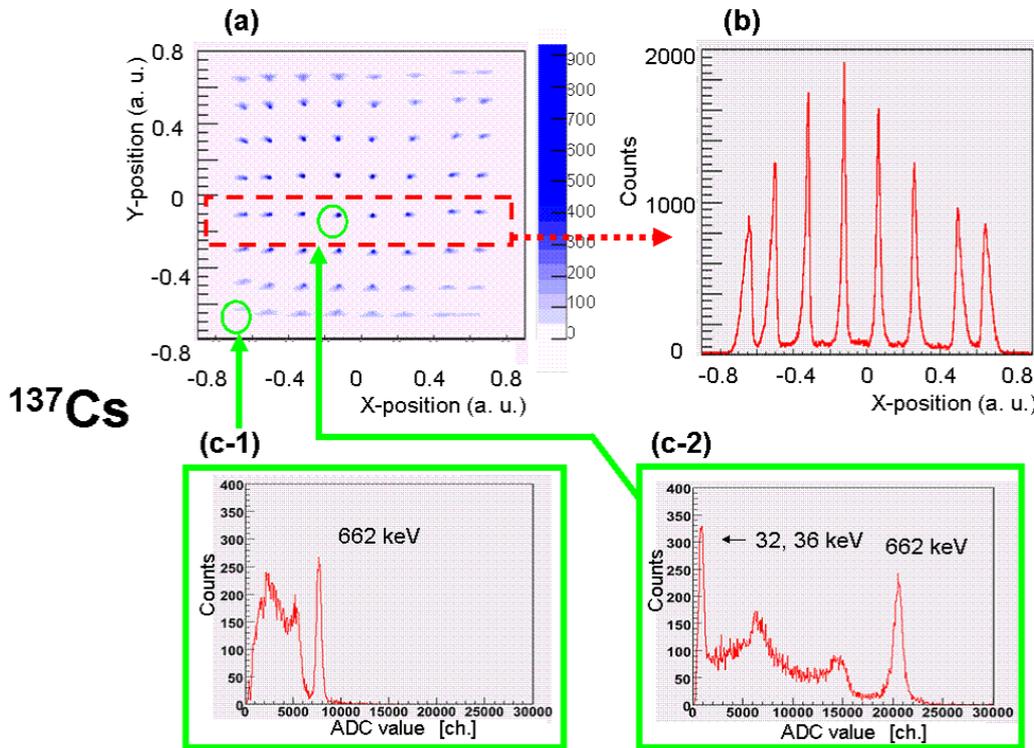


図 7.4: LaBr<sub>3</sub> アレイ (2号機) での再構成イメージとスペクトル

(a)  $^{137}\text{Cs}$  照射時の二次元再構成イメージ (b)(a) の枠部分のスライスイメージ (c)(a) での中心および隅のピクセルの ADC スペクトル (横軸: ADC 値、縦軸: カウント数)

ピクセルの分離度は  $^{137}\text{Cs}$  照射時のみ改良されていた。特に最外周一列の分離度は改善されており、28 ピクセルの平均は  $^{137}\text{Cs}$  照射時に 1号機および 2号機それぞれ 14 および 24 であった。 $^{137}\text{Cs}$  および  $^{57}\text{Co}$  の照射時で分離度が異なるのは次の二つが考えられる。

A ピクセル間でのコンプトン多重散乱成分といったものが関係してくる

B  $^{57}\text{Co}$  によって出されるシンチレーション光が  $^{137}\text{Cs}$  に比べて暗いので (SN 比が小さいので) 4ch 読み出しによる影響で隣接するピクセル間の信号の見分けがつきにくくなっている

ただし A に関しては大幅な材質の変化がないこと、周囲の測定環境も変化がなく後方散乱やバツ

表 7.5: 各アレイの平均エネルギー分解能 (FWHM) [%] (誤差は RMS)

	GSO	1号機	2号機
全ピクセル	10.7 ± 1.0	7.0 ± 1.8	5.8 ± 0.9
内周 6 × 6 ピクセル	10.0 ± 0.5	5.8 ± 1.0	5.3 ± 0.8

表 7.6: 各アレイでの平均光量 (誤差は RMS、内周 6 × 6 ピクセルの平均値で規格化)

	GSO	1号機	2号機
全ピクセル	0.92 ± 0.11	0.87 ± 0.18	0.88 ± 0.19
内周 6 × 6 ピクセル	1	1	1
外周 28 ピクセル	0.81 ± 0.07	0.69 ± 0.12	0.73 ± 0.12
$1/\sqrt{N_{i/o}}$	0.90 ± 0.03	0.83 ± 0.07	0.86 ± 0.07
$Res_{i/o}$	0.85 ± 0.04	0.68 ± 0.11	0.86 ± 0.07

クグラウンドといった影響の変化も考えられないことから、Bの可能性が高い。もっとも1および2号機とも、ピクセル同士は分離できているので、実用上の問題はまったくない。

### 7.2.3 光量とエネルギー分解能

2号機アレイの各ピクセルでの光量および662keVにおけるエネルギー分解能 (FWHM) は図 7.5 a,b のようになった。ここで比較のために1号機の結果も載せた。ただし光量はそれぞれのアレイの最大光値で規格化した。また光量およびエネルギー分解能とも1,2号機でレンジをそろえた。

また、GSO、および1,2号機の各エネルギーごとのエネルギー分解能 (FWHM) は図 7.6 の通りになった。ただし全アレイとも全ピクセル平均をプロットし、エラーバーはRMS値で定義した。ここで図中の線はそれぞれのデータの best fit 曲線である。また実際の値は表 7.5 のようになった。

光漏れの問題に関連して、外周および内周の光量はGSOおよび1,2号機で表 7.6 のようになった。ただしいずれのアレイも内周 6 × 6 ピクセルの平均を1とした。この結果から2号機での外周の光量が内周に比べて相対的に増えていることが分かった。

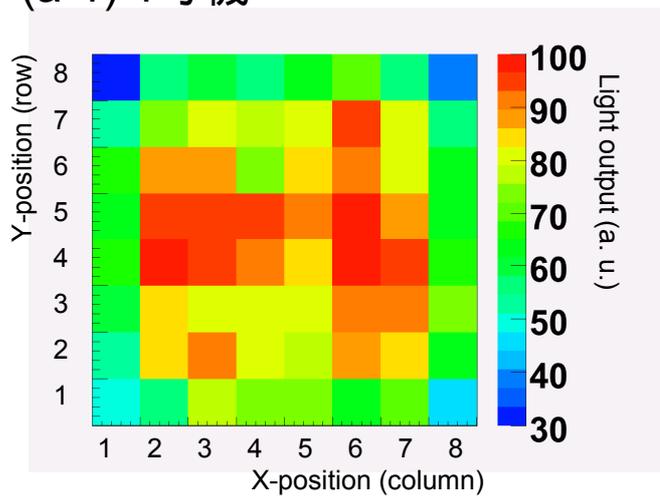
ここで表 7.6 の  $Res_{i/o}$  は662keVでのそれぞれのアレイのエネルギー分解能 (FWHM) について、外周 28 ピクセル分の平均値と内周のそれとの比である。また外周に対する内周の光量比の -0.5 乗したものを  $1/\sqrt{N_{i/o}}$  と表記した。

シンチレータのエネルギー分解能は統計のみに依るとすると光子数の $-1/2$ 乗に比例するので  $Res_{i/o} \simeq 1/\sqrt{N_{i/o}}$  となるはずである。しかし1号機ではそのようになっていなかった。これは外周でのエネルギー分解能の悪化の原因が光量のみではないことを示唆していたが、2号機ではGSOと同様に  $Res_{i/o}$  と  $1/\sqrt{N_{i/o}}$  がほぼ同じであった。つまり、2号機では外周での光量を増やすことができ、そして、1号機では見られていた別のエネルギー分解能低下を招く原因はなくなった。

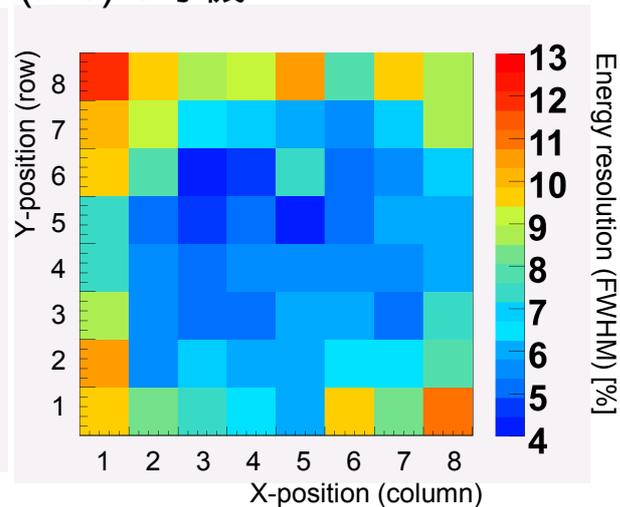
さて、1号機と2号機ではエレクトロニクスやその運用条件が等しいため、両者での光量比較ができ、両者の光量比は全ピクセル平均で1対0.84であった。すなわち1号機のほうが発光量が多かった。

図 7.7 は GSO アレイに対する1号機および2号機の662keVでのエネルギー分解能 (FWHM) の比を各ピクセルごとに百分率で表した図である。これより、1号機に比べて2号機のほうがGSOアレイのようなエネルギー分解能の分布を示すことがわかった。言い換えると、内周と外周でのばらつきが小さくなって、外周の分解能が向上していることが、明らかになった。これは表 7.6 に

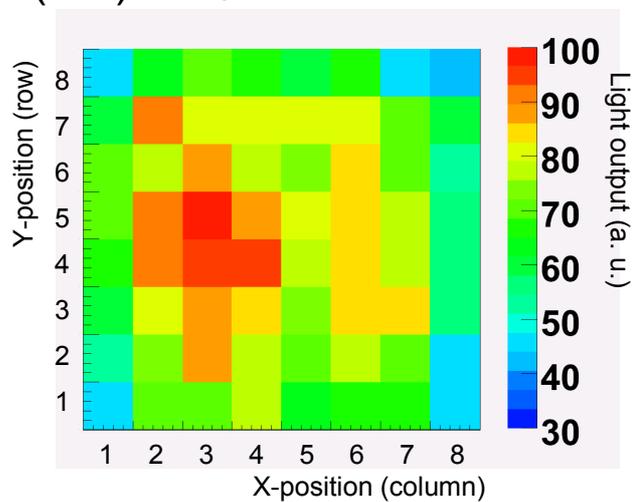
(a-1) 1号機



(b-1) 1号機



(a-2) 2号機



(b-2) 2号機

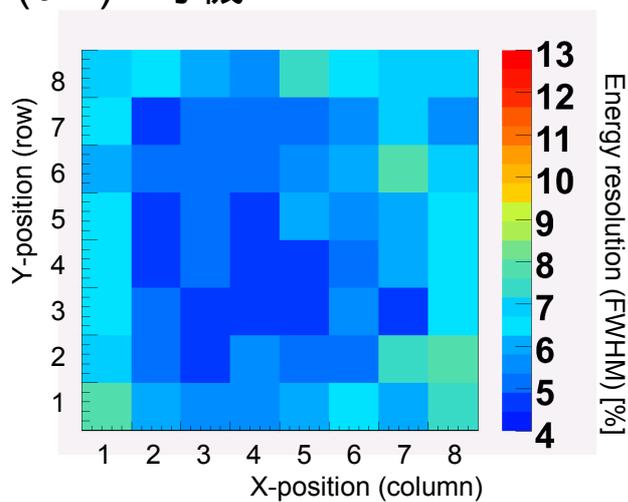


図 7.5: アレイカメラの光量とエネルギー分解能

(a)1号機(上段)および2号機(下段)の各ピクセルでの光量(最大光量値で100に規格化)(b)各ピクセルの662keVでのエネルギー分解能(FWHM)

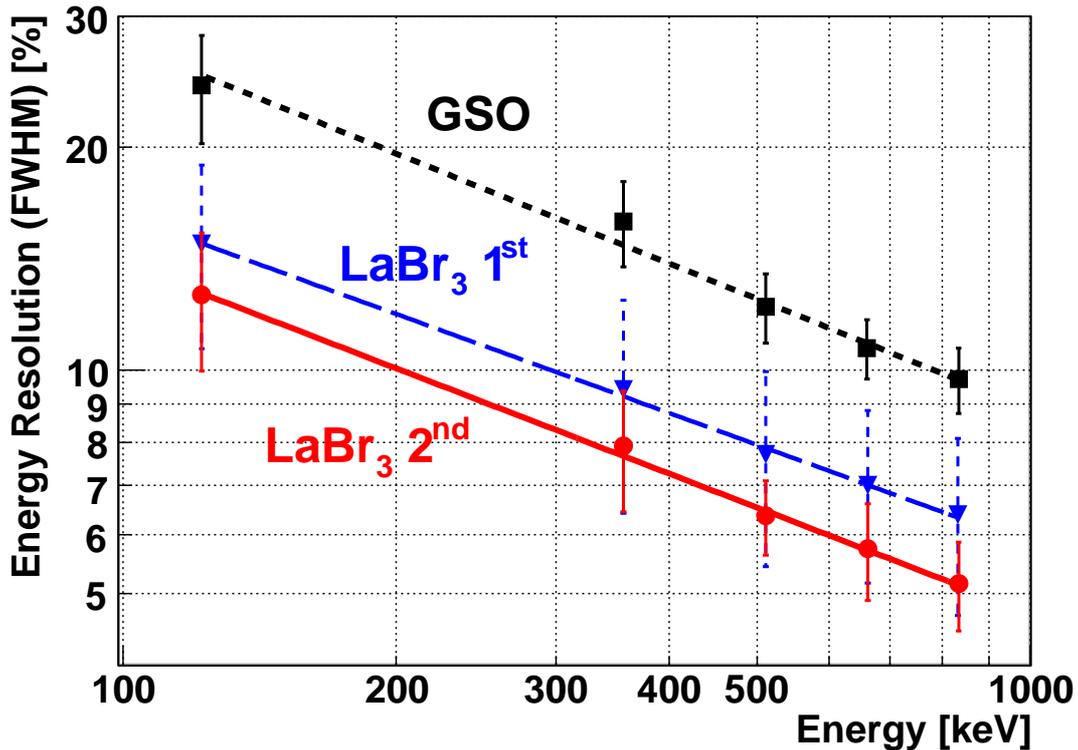


図 7.6: 各アレイのエネルギー分解能とエネルギーの関係黒点線：GSO、青破線：1号機（全ピクセル） 赤実線：2号機（横軸：エネルギー [keV]、縦軸：エネルギー分解能 (FWHM)） [%]

表 7.7: 各アレイでのエネルギー分解能とエネルギーの関係（誤差は RMS）

	GSO	1号機	2号機
$\Lambda$	$11.08 \pm 2.00$	$7.02 \pm 0.45$	$5.77 \pm 0.43$
$\Gamma$	$0.47 \pm 0.03$	$0.44 \pm 0.01$	$0.47 \pm 0.01$

示したとおり、外周での光量の相対的な増加が起因していると判断でき、アレイの改良がうまくいった証拠となった。また1号機に比べて光量が下がったのにもかかわらず、内周のピクセルについても若干であるが、改善の傾向にあった。

なお図 7.6 で2号機の best fit 曲線をべきの式 (5.5)<sup>1</sup> で表すと表 7.7 のようになった。1号機ではエネルギー分解能がエネルギーの-0.5 乗に比例する線に乗らなかったものの、2号機ではべき  $\Gamma$  が 0.5 に近づいた。このことからエネルギー分解能で光子の統計に由来しない要因が1号機に比べて小さくなっていることが分かった。

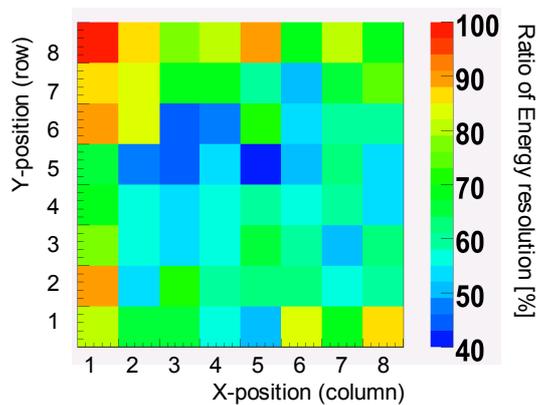
本章では LaBr<sub>3</sub> アレイの改良について述べた。改良型のアレイ（2号機）は潮解性を防ぐパッケージを工夫してコンパクトで受光面ガラスからの光漏れも抑えつつ、さらなるエネルギー分解能 (FWHM) の向上を狙って製作した。そして、内周 6 × 6 ピクセルでは大きなエネルギー分解能の改善はみられなかったものの、外周 28 ピクセル分エネルギー分解能が大きく向上した。

次では、今回製作したアレイを用いたアレイカメラの性能について述べる。

1

$$\left(\text{EnergyResolution} \frac{\Delta E}{E}\right) = \Lambda \left(\frac{\text{Energy}}{662 \text{keV}}\right)^{-\Gamma} \quad (7.1)$$

(1)1号機 / GSO



(2) 2号機 / GSO

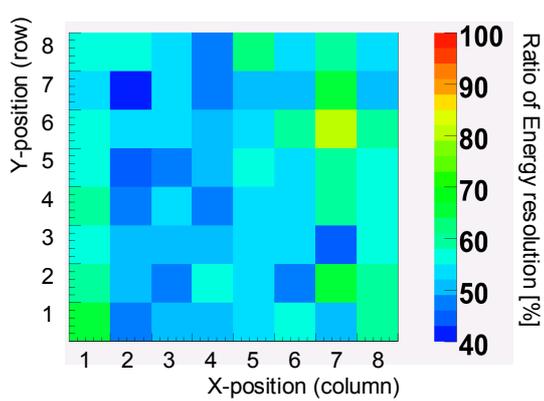


図 7.7: 各ピクセルの GSO アレイカメラと 12 号機のエネルギー分解能比

(a) 各ピクセルでの GSO に対する 1 号機のエネルギー分解能 (662keV,FWHM) の比 (100 %表示)

(b)GSO と 2 号機の比

### 7.3 コンプトンカメラの変更点

前に述べた  $\text{LaBr}_3$  アレイ (2号機) は1号機に比べて外周のエネルギー分解能が向上した。ただし内周に関してははっきりと分解能が改善したとは言えない程度であった。そこで前述の  $\text{LaBr}_3$  を搭載したコンプトンカメラからの差分として以下のようなことを行って、ARM などの改善の効果を見てみた。

A-1 改良された  $\text{LaBr}_3$  (2号機) を吸収体として使用した点

A-2 吸収体として2号機のほかに同型のアレイ (3号機)、1号機および4mm角アレイ (4号機) を  $2 \times 2$  列に並べた点

B  $\mu\text{-PIC}$  への印加電圧を高くした点

C 新しい実験系で行った点

このうち ARM の改善には A-1 および B が主に影響してゆくことが期待できる。以下ではこれら A~C についての詳細を述べる。

#### 7.3.1 A. シンチレータ

今回は検出効率を大きくするために吸収体として、 $\text{LaBr}_3$  シンチレータアレイを図 7.8 のように並べたものを用いた。ここで3号機は2号機と同型のものを作製した。また4号機は  $4 \times 4 \times 30\text{mm}^3$  のピクセルを  $10 \times 10$  個並べたアレイで、サンゴバン社製である。これらのアレイは表 7.8 のようなエネルギー分解能を持っている。ただし使用した PMT は前章などで述べた1および2号機の性能評価実験で用いた PMT とは異なる。また4つの PMT のゲインは  $\sim 5 \times 10^5$  とした。読み出し方法は今までと同様に4端読み出しを行う。

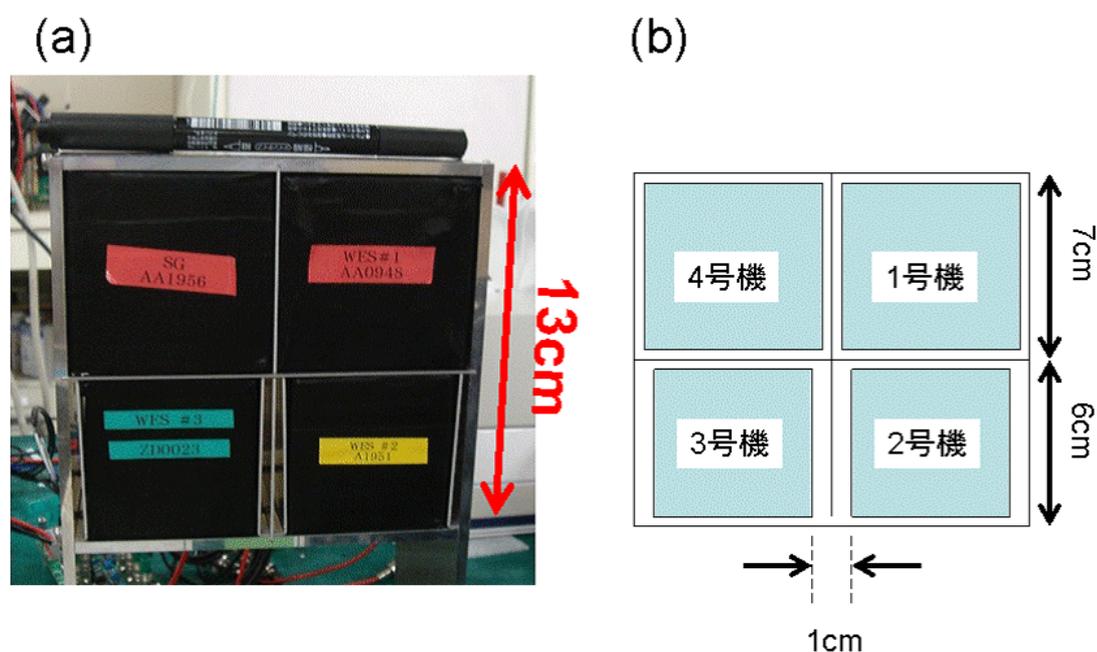


図 7.8:  $2 \times 2$   $\text{LaBr}_3$  アレイユニット (a) 写真 (b) 概念図

表 7.8: 各アレイの性質・性能

	ピクセルサイズ [mm <sup>3</sup> ]	ピクセル数 [個]	最外周の面積 [mm <sup>2</sup> ]	ガラス窓の面積 [mm <sup>2</sup> ]	エネルギー分解能 [%] (662keV,FWHM)
1号機	6 × 6 × 15	8 × 8	62 × 62	58 × 58	7.2 ± 1.3
2号機	6 × 6 × 15	8 × 8	54 × 54	52 × 52	5.6 ± 0.7
3号機	6 × 6 × 15	8 × 8	54 × 54	52 × 52	6.0 ± 1.0
4号機	4 × 4 × 20	10 × 10	62 × 62	58 × 58	6.0 ± 1.0

なお4号機は3箇所7ピクセルが光学的に分離できていなかった(図7.9の赤丸囲み部分)。そしてその部分については吸収体として使えないと判断した。

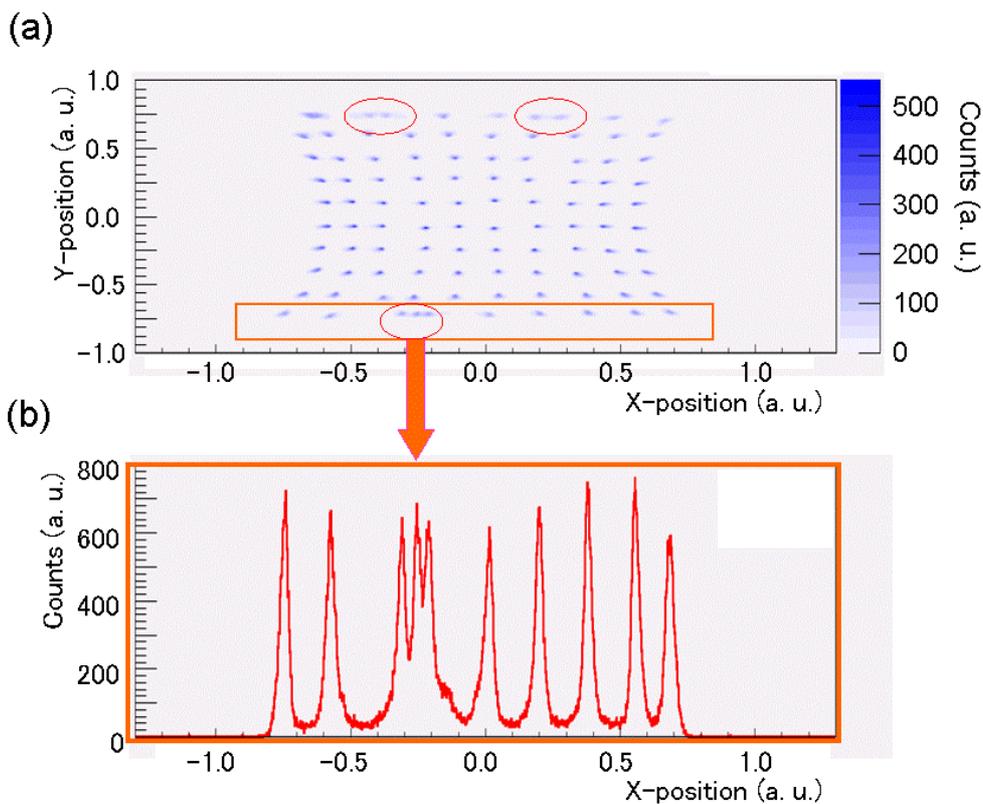


図 7.9: 4号機のピクセル不分離部分 (a)2次元イメージ (b)分離が悪い部分のスライスイメージ

### 7.3.2 B. $\mu$ -PIC・TPC

$\mu$ -PICへの印加電圧を今回は480Vから490Vへ高くして、ガスゲインを約30000から約40000まであげて行った。今までは長期の安定運用の観点から $\mu$ -PICの印加電圧を抑えて放電を起こさせないようにしていたが、480Vでまったく放電がなかったため、490Vまで上げてみることにした。 $\mu$ -PICの電圧を上げると、いままではthreshold以下またはノイズに埋もれていた電子飛跡の信号も検出できる可能性が増えるので、より正確なコンプトン散乱の再構成が可能になってくる。実際、ゲインとARMとの間にはゆるい相関関係があることがそれまでの測定から分かって

おり、今回もゲインを上げることで ARM の向上が期待できる ( 図 7.10 )。ここで図 7.10 でのゲインは FADC で取得した電子のエネルギーの校正曲線の傾きで示しており前回のゲインは図中の (A) で示したあたりにあり、今回は (B) で示した部分にあたる。これより ARM がおおよそ 1 度良くなることが期待できる。

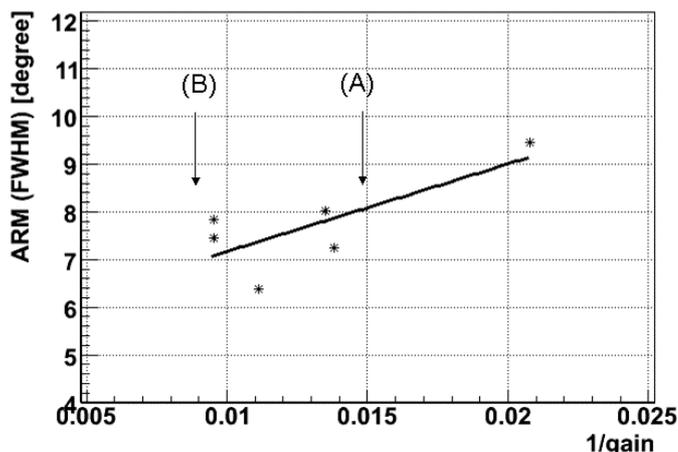


図 7.10: ARM とガスゲインの関係

また、ゲインを上げたことによって、今回 TPC での電子のエネルギー分解能は 22.2keV で  $27.7 \pm 0.6 \%$  になった。

### 7.3.3 C. 実験系全体

今回の実験では、前回の実験台とは異なり、図 7.11 のような新しく作製した架台に実験系を乗せた。これは医療用の仕様として、カメラ (TPC とシンチレータ) の部分が縦方向に回転できる仕組みにした。なお、新しい架台にしたことによる機器全体のノイズレベルなど測定に与える影響はほとんどなかった。

## 7.4 ARM 測定結果と考察

上記の実験系の組み換え、変更をした実験系での ARM の値は図 7.12 のようになり、662keV で  $4.2 \pm 0.3 \text{ }^\circ$  (FWHM) を達成した。なお今回、 $^{131}\text{Ba}$ (365keV)、 $^{137}\text{Cs}$  および  $^{54}\text{Mn}$  線源を使用した。

さて、1 号機のみを搭載したときの ARM(FWHM) が 662keV で  $5.2 \pm 0.2 \text{ }^\circ$  そして GSO の場合が  $6.4 \pm 0.2 \text{ }^\circ$  だった。ここでは 1 号機のみを搭載した結果からの改善の要因について考察してみる。

はじめに

$$\sigma_{total}^2 := \text{測定された ARM} \quad (7.2)$$

$$\sigma_{sint}^2 := \text{シンチレータのエネルギー分解能による ARM への寄与} \quad (7.3)$$

$$\sigma_{dopp}^2 := \text{DopplerbroadeningARM への寄与} \quad (7.4)$$

$$\sigma_{Tene}^2 := \text{TPC のエネルギー分解能による ARM への寄与} \quad (7.5)$$

$$\sigma_{other}^2 := \text{その他} \quad (7.6)$$

と定義する。これらの値は以下のような関係にある。

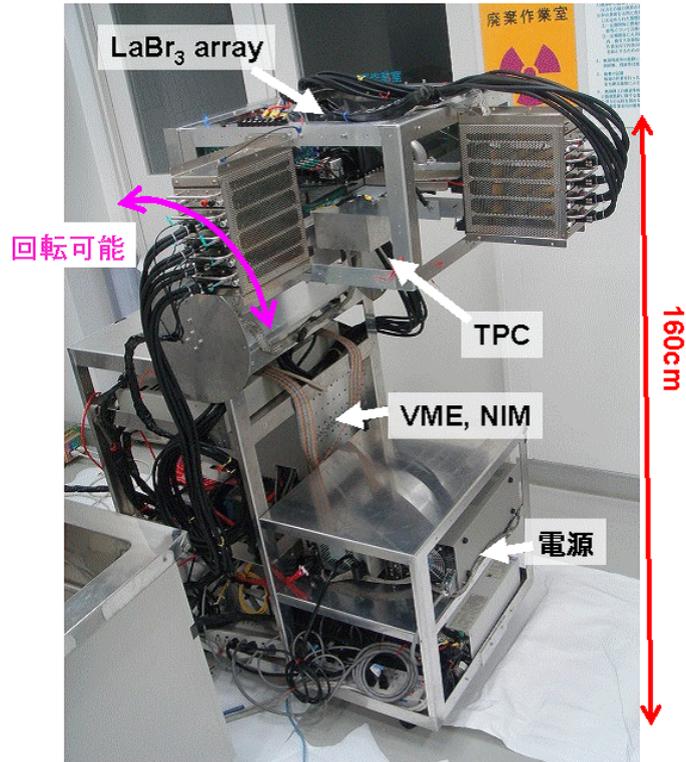


図 7.11: 新しい実験系の写真

表 7.9: ARM の内訳 (単位: 度、値は FWHM)

	$\sigma_{total}$	$\sigma_{calc}$	$\sigma_{dopp}$	$\sigma_{other}$
1号機のみ	$5.4 \pm 0.2$	3.1	0.7	$4.4 \pm 0.2$
今回	$4.2 \pm 0.3$	2.7	0.7	$3.1 \pm 0.3$

$$\sigma_{total}^2 = \sigma_{sint}^2 + \sigma_{dopp}^2 + \sigma_{ene}^2 + \sigma_{other}^2 \quad (7.7)$$

まず  $\sigma_{ene}$  について考えてみると、反跳電子を測定する TPC のエネルギー分解能と ARM の関係は表 7.13 のように計算できる。ただしシンチレータのエネルギー分解能は 6 % (FWHM) とした。

ガスゲインを上げたことによって TPC のエネルギー分解能 (FWHM) が 22.2keV で  $29.5 \pm 0.2$  % から  $27.7 \pm 0.6$  % になったので、シンチレータのエネルギー分解能を 6 % (FWHM) と固定した場合には ARM は  $2.72$  ° から  $2.66$  ° にしか変わらないことになる。

これより TPC のエネルギー分解能の向上はあまり ARM の改善に寄与しないことが分かった。さて  $\sigma_{scint}$  と  $\sigma_{Tene}$  は両者とも計算によって求められ、今回と前回ではシンチのエネルギー分解能も TPC のエネルギー分解能も変化させてしまったのでこれらを合わせた  $\sigma_{calc} := (\sigma_{sint}^2 + \sigma_{ene}^2)^{-1/2}$  で以降評価する。ただし計算過程でシンチレータのエネルギー分解能 (FWHM) を 662keV 前회가 7.0 %、今回が 6.2 % とした。今回の値は、4号機のみ有効面積が小さいことを考慮した、4つのシンチレータの平均値である。

ここで、662keV での値をそれぞれ代入すると  $\sigma_{other}$  は表 7.9 のように求まる。

これより、今回 ARM が向上した主な原因はシンチレータや TPC のエネルギー分解能が改善さ

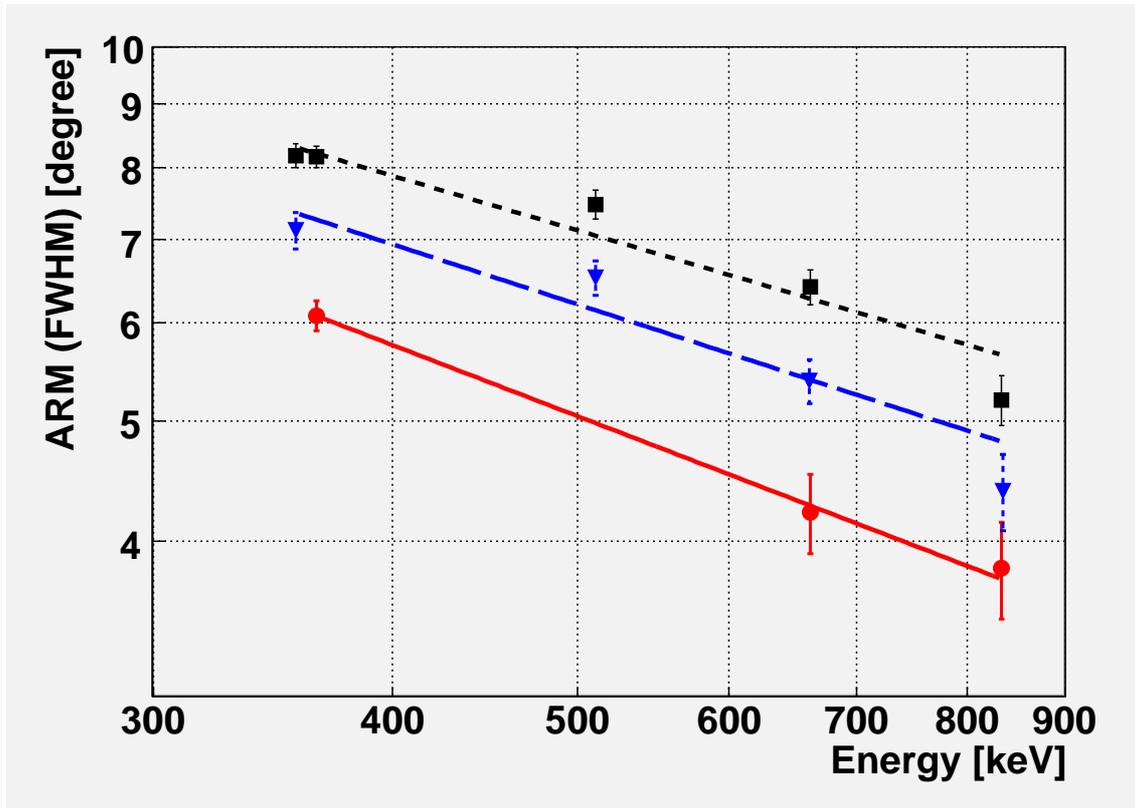


図 7.12: ARM とエネルギーの関係

吸収体として、黒点線：GSO、青破線：1号機 赤実線：1~4号機を搭載したときの結果（横軸：エネルギー [keV]、縦軸：エネルギー分解能 (FWHM) [%]）

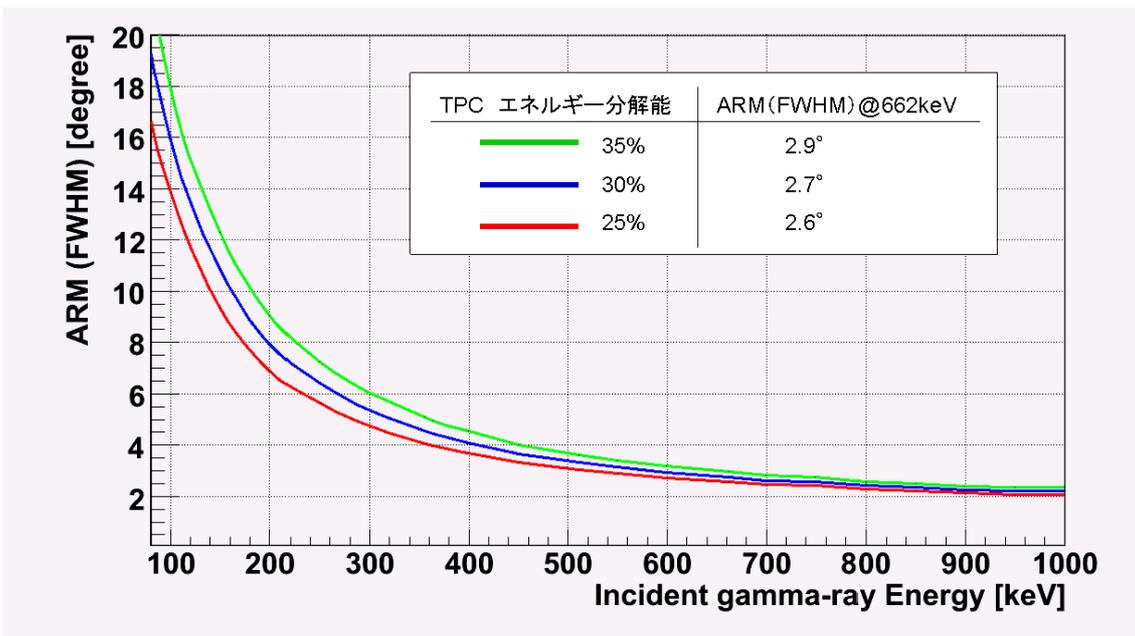


図 7.13: TPC のエネルギー分解能による ARM への影響 (計算値) (横軸：入射ガンマ線のエネルギー [keV]、縦軸：ARM(FWHM)[°])

れたことではなくほかの要因によるものあることが分かった。その要因としては TPC のゲインを上げたことによって次のような改善があったからだと考えられる。

- コンプトン散乱位置の決定精度の向上
- 反跳電子の飛跡を測定する精度の向上

ここで先述のコンプトン点のずれによる効果のみで説明しようとする、 $\sigma_{other}$  が約  $4.5^\circ$  から  $3.1^\circ$  になったので、計算からコンプトン点のずれが 5mm 弱から 3mm 程度に改善されたことが見積もられた。コンプトン点のずれが小さくなった理由は、それまで反跳電子のエネルギーが弱い成分までゲインが上がったので取れるようになったためだと考えられる。

## 第8章 まとめと今後の課題

コンプトンカメラは散乱体と吸収体からなっており、われわれのカメラは、散乱体でガンマ線をコンプトン散乱させた後に電子のエネルギーおよび飛跡を測定し、吸収体で散乱ガンマ線のエネルギーと位置を測定する。このおかげでバックグラウンド除去能力に優れ、sub-MeV および MeV ガンマ線を捕らえるのに有用な測定器である。次期天体観測に向けて角度分解能の向上をねらい、今回はコンプトンカメラの吸収体として使われるシンチレータの開発を行った。

われわれの検出器ではシンチレータをピクセル状にしてアレイを組んでいる。そしてこのアレイと位置検出感度をもつマルチアノード PMT と組み合わせている。特にわれわれの検出器はピクセルの面の大きさとアノードの面積を同じにした検出器なので、ピクセルの大きさが位置分解能が決まっている（ピクセル型）。他の重心演算を用いた方法ではたとえば多重コンプトン散乱など同時にイベントが起きたときに正確に位置決定できないのに対して、ピクセル型の検出器ではそれが可能になり、バックグラウンドの除去ができる。特にバックグラウンドの多い宇宙空間での利用を考えた場合はわれわれの方法は有利である。

さて、コンプトンカメラの角度分解能の指標のひとつである ARM はシンチレータのエネルギー分解能に依存しており、たとえばエネルギー分解能 (FWHM) が 662keV で 11 % から 6 % まで下がれば、コンプトンカメラの角度分解能 (FWHM) はおおよそ 4.5 ° から 2.5 ° まで改善できる。今まで使用していた GSO 結晶シンチレータアレイでは 662keV でのエネルギー分解能 (FWHM) が 11 % 程度だった。

そこでアレイではない単結晶とシングルアノード PMT による測定で現在、最高のエネルギー分解能を有する LaBr<sub>3</sub> に注目し、このアレイ化に取り組んだ。しかしながら、この結晶はきわめて強い潮解性を有するため、結晶を切り出してアレイにすることが困難である。今回はそれを乗り越えるべく、エネルギー分解能に効いてくる結晶の表面状態の最適化や潮解性を防ぐためのパッケージの材質や構造の検討からはじめアレイ化に成功した。662keV でのエネルギー分解能 (FWHM) は  $7.0 \pm 1.8$  % を達成した。

そしてこのアレイをコンプトンカメラの吸収体として利用したところ 662keV での角度分解能 (FWHM) はそれまでの GSO 利用時の  $6.4 \pm 0.2$  ° から  $5.4 \pm 0.2$  ° まで改善された。またこの改良は計算によってシンチレータのエネルギー分解能の向上に起因することが分かった。

しかしながら LaBr<sub>3</sub> アレイにはがふたつの問題が生じた。ひとつめは外周一列の光量およびエネルギー分解能が低いこと、ふたつめは全体的に LaBr<sub>3</sub> が本来持っているエネルギー分解能から離れていることである。そしてひとつめの課題は潮解性を防ぐためのパッケージに改良が必要なこと、ふたつめは結晶の研磨方法に改良の余地があることを突き止めた。

そこでこれらの改良を加えた新しい LaBr<sub>3</sub> アレイ (2号機) を製作した。その結果外周の光量やエネルギー分解能の低下はそれまでの GSO アレイと同程度にまで回復した。エネルギー分解能は外周がよくなったために  $5.8 \pm 1.0$  % (662keV、FWHM) を実現した。これらを用いて、再びコンプトンカメラとしての性能を見た。ただし今回は2号機と同型のアレイなど4アレイを用いた。4アレイ平均は 6.2 % (662keV、FWHM) である。また今回はコンプトンカメラの散乱体である3次元飛跡方検出型ガス増幅検出器のガスゲインを上げることも行った。

その結果角度分解能はさらに  $4.2 \pm 0.3$  ° まで改善した。しかしこれはシンチレータのエネルギー分解能に起因するものではなく、ガス検出器のゲインがあがったことによる性能向上が原因

である。具体的にはゲインがあがったことでエネルギーの小さい反跳電子を拾えるようになってコンプトン散乱点の決定誤差が小さくなったと考えている。

今後の課題は、シンチレータとしては個々のピクセル・PMTアノードごとに読み出す方法の確立がある。今までは64チャンネルのアノードからの信号を抵抗でむずび4つにまとめていた。これではせっかくピクセルとPMTのアノードを一対一対応させていても結局は重心演算法になってしまっている。そして、4つにまとめる方法では光量やエネルギー分解能も損していることが分かった。そこで、現在クリアパルス社の協力を得て、われわれ独自に読み出しシステムを開発している。

また、コンプトンカメラとしてはさらなる角度分解能の向上を狙うことが課題である。シンチレータのエネルギー分解能のさらなる向上も必要であるがそれよりもARMに効いてくるガス検出器のほうの改良を行う必要がある。そこで、散乱体でのコンプトン点や反跳電子の幾何学情報をより正確に測定するような改善が必要である。そのために、たとえばガス検出器に充填するガスの種類や気圧の選択を現在行っている。

## 関連図書

- [1] S. Hayakawa, Prog. Theo. Phys. **8**, 571, (1952).
- [2] P. Morrison, Nuovo Cimento **7**, 858, (1958).
- [3] W. Kraushaar *et al.*ApJ **177**, 341, 1972.
- [4] G. Badhwar *et al.*Astrophysics and Space Science, **27**, 147, (1974).
- [5] C. E. Fichtel *et al.*ApJ **186**, 99, (1973).
- [6] G. Bignami *et al.*Space Sci. Instrum **1**, 245, (1975).
- [7] M. J. Harris *et al.*A & A **461**, 723, (2007).
- [8] R. Diehl and F. X. Timmes, The Publications of the Astronomical Society of the Pacific **110**, 637, (1998).
- [9] V. Schönfelder *et al.* Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **143**, 145, (2000).
- [10] U. Oberlack *et al.* A & AS, **120**, 311, (1996).
- [11] C. Dupraz *et al.* A & A, **324**, 683, (1997).
- [12] L. Maraschi *et al.*ASPC, **227**,.40, (2001).
- [13] Mahadevan, R. *et al.* ApJ **486**, 268, (1997)
- [14] Purcell, W. R. *et al.* ApJ **491**, 725, (1997).
- [15] J. Knodlseder *et al.* A & A **441**, 513, (2005).
- [16] F. Ferrer and T. Vachaspati Phys. Rev. Lett. **95**, 261302, (2005). 511 keV Photons from Superconducting Cosmic Strings
- [17] P. A. Milne, New Astronomy Reviews **48**, 93, (2004).
- [18] R. Diehl *et al.*, Proc. of the Inter. Conf. Suzaku2006, Progress of Theoretical Physics Supplement **169** 299, (2007).
- [19] G. Ghirlanda *et al.*, ApJ, **613**, 13, (2004).
- [20] G.F.Knoll 著 『放射線計測ハンドブック 第3版』 日刊工業新聞社 2001年
- [21] XCOM:Photon Cross Section Database  
(<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>).
- [22] W. N. Johnson *et al.* ApJS **86**, 693, (2001).

- [23] Jean in't Zand "Coded Aperture Imaging in High-Energy Astronomy"  
(<http://lheawww.gsfc.nasa.gov/docs/cai/coded.html>).
- [24] S. D. Barthelmy *et al.*, SSR **120**, 143, (2005).
- [25] C. Winkler *et al.* A & A **411**, 1, (2003)
- [26] Peter Von Ballmoos, New Astronomy Reviews **48**, 243, (2004).
- [27] "Le fonctionnement d'une lentille gamma "  
([http://www.cesr.fr/~pvb/lentille\\_gamma/L\\_fon\\_e.html](http://www.cesr.fr/~pvb/lentille_gamma/L_fon_e.html))
- [28] P. von Ballmoos *et al.* Proceedings of the 5th INTEGRAL Workshop on the INTEGRAL Universe, 747, (2004).
- [29] Steven E. Boggs, New Astronomy Reviews **50**, 604, (2006).
- [30] V. Schönfelder *et al.*, ApJS **.86**, 657 (1993).
- [31] V. Schönfelder *et al.*, A telescope for soft gamma ray astronomy Nuclear Instruments and Methods **107**, 385, (1973).
- [32] Schoenfelder, V. *et al.*, ApJ **192**, 1, (1974).
- [33] 修士論文 『 $\mu$ -PIC を用いた MeV ガンマ線イメージングカメラの開発』 高田淳史 京都大学 2004 年.
- [34] G. Weidenspointner *et al.*, A & A **.368**, 347, (2001).
- [35] T. Kamae *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **260**, 254, (1987).
- [36] Bloser, P. F. *et al.* New Astronomy Reviews, **46**, 611, (2002).
- [37] A. Ochi *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **471**, 264, (2001).
- [38] T. Nagayoshi *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **517**, 219, (2004).
- [39] F. Sauli, Nucl. Instr. Meth. A **386**, 531, (1997).
- [40] H. Toyokawa *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **467-468**, 1144, (2001).
- [41] M. Inuzuka *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **525**, 529, (2004).
- [42] 修士論文 『 $\mu$ -PIC を用いた MeV 線カメラの高感度化』 服部 香里 京都大学 2006 年 2 月
- [43] 修士論文 『シンチレータを用いた位置敏感型 線スペクトロメータの開発』 西村 広展 京都大学 2006 年.
- [44] H. Nishimura *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **537**, 115, (2007).
- [45] Hartman R. C. *et al.*, ApJS **123**, 79, (1999).
- [46] A. Zoglauer and G. Kanbach, Proceeding of SPIE **4851**, 1302, (2003).

- [47] Gerald R. Lynch and Orin I. Dahl, Nucl. Instr. and Meth. A **58**, 6, (1991).
- [48] 修士論文 『サブ MeV ガンマ線コンプトンカメラを用いた気球観測装置の開発』 上野 一樹 京都大学 2007 年.
- [49] 博士論文 『Development of Advanced Compton Imaging Camera with Gaseous Electron Tracker and First Flight of Sub-MeV Gamma-Ray Imaging Loaded-on-Balloon Experiment』 高田 淳史 京都大学 2007 年.
- [50] V. S. Vartanov and B. G. Zemskov, Measurement Techniques **31**, 188, (1988).
- [51] 修士論文 『水を主成分とする液体シンチレータの開発』 大和田憲太郎 東北大学 2003 年.
- [52] T. Yanagida, Nucl. Instr. and Meth. A **579**, 23, (2007)
- [53] C. W. Lan, Chemical Engineering Science **59**, 1437, (2004).
- [54] D.H. Yoon *et al.*, J. Cryst. Growth **142**, 339, (1994).
- [55] M. Kobayashi, "Introduction to scintillators" Proceedings of KEK-RCNP International School and Mini-workshop for Scintillating Crystals and thier Application in Particle and Nuclear Physics.
- [56] Bedi, S. *et al.*, Hyperfine Interactions **136**, 161, (2001).
- [57] T. Bhattacharjeea *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **484**, 364, (2002).
- [58] K. Kamada *et al.*, "Scintillation properties of 2-inch-diameter Pr:Lu<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub> (LuAG) single crystal" IEEE NSS-MIC 2007 (oral) unpublished..
- [59] "Sintillation Products Whitepaper Performance Summary BrillanCe<sup>®</sup> Scintillators LaCl<sub>3</sub>:Ce and LaBr<sub>3</sub>:Ce" (Saint-Gobain Crystals, Scintillation Products) C. M. Rozsa *et al.*,
- [60] S. Normand *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **572**, 754, (2007).
- [61] W.M. Higgins *et al.*, Journal of Crystal Growth **287**, 239, (2006).
- [62] M. J. Weber, Journal of Luminescence, **100**, 35, (2002).
- [63] P. Dorenbos, Nucl. Instr. and Meth. A **486**, 208, (2002).
- [64] R. Hofstadter, Phys. Rev. **74**, 100, (1948).
- [65] R. Hofstadter, Phys. Rev. **74**, 628, (1948).
- [66] K. Takagi and T. Fukazava, Appl. Phys. Lett. **42**, 43, (1983).
- [67] H. Ishibashi *et al.*, IEEE Trans. on Nucl. Sci. **45**, 518, (1998).
- [68] N. Shimura *et al.*, 2004 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record **5**, 2720, (2004).
- [69] E. V. D. van Loef *et al.*, Appl. Phys. Lett. **77**, 1467, (2000).

- [70] E. V. D. van Loef *et al.*, Appl. Phys. Lett. **79**, 1573, (2001).
- [71] E. V. D. van Loef *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A. **486**, 254, (2002).
- [72] A. Iltisnext *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A. **563**, 359, (2006).
- [73] H. Ogino *et al.*, Journal of Crystal Growth **287**, 335, (2006).
- [74] A. Lempicki *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A. **333**, 304, (1993). Fundamental limits of scintillator performance
- [75] R. Pan *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A. **504**, 262, (2003).
- [76] A. Kuhn *et al.*, IEEE Trans. on Nucl. Sci. **51**, 2550, (2004).
- [77] Y. Heng *et al.*, SNIC Symposium, (2006)
- [78] 日本国特許 公開特許広報 (A) 特許出願公開番号 特開平 9-110600 公開日平成 9 年 (1997 年)4 月 28 日 『希土類珪酸塩単結晶の加工法及びシンチレータ』
- [79] 日立化成テクニカルレポート No.44 (2005-1) 『PET 装置用 Zr 添加 GSO:Ce 単結晶 Zr doped GSO:Ce Single Crystal for Positron Emission Tomography』 鎌田充志ら
- [80] 『光電子増倍管と関連製品』 (カタログ) 浜松ホトニクス株式会社
- [81] 『UBA(Ultra Bialkali) SBA (Super Bialkali) PMT Series』 (カタログ) 浜松ホトニクス株式会社
- [82] H. O. Anger, Rev. Sci. Instr. **29**, 27, (1958).
- [83] W.-H. Wong, IEEE Trans. Nucl. Sci., **40**, 962, (1993).
- [84] H. Ishibashi *et al.*, IEEE Trans. on Nucl. Scie. **36**, 170, (1989). Cerium doped GSO scintillators and its application to positionsensitive detectors
- [85] F. Quarati *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A. **574**, 115, (2007).
- [86] B.D. Milbrath *et al.*, 2005 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record **1**, 283, (2005).
- [87] 修士論文 『ピクセルシンチレータとアクティブマスクを用いたガンマ線検出器の開発』 平栗 慎也 東京大学 2004 年
- [88] M. Kokubun *et al.*, "Development of an Active Gamma-ray Imaging Spectrometer with Pixelated Scintillators", IEEE NSS-MIC 2006 (poster), unpublished.
- [89] R. Pani *et al.*, Nucl. Instr. and Meth A. **569**, 296, (2006).
- [90] P. R. Menge *et al.*, Nucl. Instr. and Meth A. **579**, 6, (2007).

# 謝辞

本論文の作成にあたり、谷森達京都大学大学院（以下京大）教授に丁寧で有意義なご指導をしていただきましたことを深く感謝申し上げます。また実験から研究者たるものの姿勢を教えてくださいました窪秀利京大助教、身内京大助教にも御礼申し上げます。

この研究を始めるにあたり、ワールドエンジニアリング社の柳田様、そして角野様には本当にお世話になりました。また本論文へのデータを提供していただきました、応用光研工業社にも感謝いたします。直接本論文には関わっておりませんが、新型の結晶を分けていただきました東北大学の吉川彰准教授、古河機械金属の鎌田圭博士にも感謝いたします。

この修士2年間は本当に本当に多くの方のお世話になり、名古屋大学の石浦正寛教授、神山勉教授には生活面でのご指導を賜りました。また多くの友人らや知り合いの方々のご協力なくして私はこう元気に暮らせていたか分かりません。山下達郎氏をはじめ多くの方から励ましの言葉をいただき感謝いたします。

そして京大宇宙線研究室の皆様には本当にお世話になりました。秘書の井上理恵様には多くのサポートをしていただきました。そしてなによりも私と同じグループの株木博士、高田博士をはじめとし、西村さん、服部さん、上野さん、井田さん、岩城さんにも、さまざまな場面で助言を頂き、私をここまで成長させていただきました。また同期の瀧川、中野、信川の三氏には公私共にお世話になり、あなた方なしではこの論文も書けなかったことでしょう。

最後に敬愛なる、私の家族に感謝。

平成20年1月31日 Boz scaggs を聴きながら