



2009年度修士論文

電子飛跡検出型 MeV $\gamma$ 線コンプトンカメラ  
に用いるガスの組成最適化と高圧化

高橋 慶在

京都大学大学院 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

2010年1月28日

## 概要

MeV $\gamma$ 線での天体観測は、超新星爆発による元素合成や、ブラックホール近傍の強い重力場における粒子加速等の、現在未解決な現象を解き明かす為に非常に重要である。しかしながら、宇宙拡散 $\gamma$ 線や、宇宙線と衛星本体との相互作用による $\gamma$ 線等のバックグラウンドが非常に多い為に感度が上がらず、X線やGeV、TeV $\gamma$ 線と比べて進んでいない。したがって、MeV領域における感度の良い、新しい検出器が望まれている。

次世代の天体MeV $\gamma$ 線検出器として、我々は $\gamma$ 線のコンプトン散乱を利用した Electron-Tracking Compton Camera (ETCC)を開発している。ETCCは従来のコンプトンカメラと違って反跳電子の方向を検出でき、 $\gamma$ 線の散乱体と吸収体から成り、散乱体は反跳電子のトラッカーの役割も果たす。散乱体として、ガスを封入し、micro pixel chamber と gas electron multiplier を増幅器兼2次元読み出しとして使用した time projection chamber である micro Time Projection Chamber ( $\mu$ TPC)を、吸収体として、ピクセルシンチレータアレイを使用したシンチレーションカメラを、それぞれ用いている。 $\mu$ TPCで反跳電子の3次元飛跡とエネルギーを、シンチレーションカメラで散乱 $\gamma$ 線の吸収点とエネルギーを測定する事により、入射 $\gamma$ 線の到来方向とエネルギーを、1光子ごとに特定する能力を持つ。またこのETCCは、コンプトン散乱の運動学を使い、データ解析でバックグラウンドを除く事が出来る。プロトタイプETCCは多数稼働しており、 $\mu$ TPCにはAr/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10)ガスを1気圧で封入し、シンチレーションカメラにはGSO:Ceピクセルシンチレータアレイを使用している。 $\mu$ TPCの典型的なガス利得は $\sim 3 \times 10^4$ 、位置分解能は1次元で $\sim 200 \mu\text{m}$ である。

2006年9月に、我々は岩手県大船渡市三陸町において、第1回気球実験 Sub-MeV gamma-ray Imaging Loaded-on-balloon Experiment I (SMILE-I)を行い、高度 $\sim 35$  kmで宇宙拡散 $\gamma$ 線と大気 $\gamma$ 線を $\sim 400$  event 検出する事に成功した。現在は2011年に第2回気球実験 SMILE-IIを予定しており、CrabもしくはCygnus X-1を観測すべく、SMILE-Iの10倍の感度を目標に、ETCCの大型化、 $\mu$ TPCに封入するガスの組成最適化と高圧化の研究を、シミュレーションおよび実験で行っている。

我々は今回、ガスの組成最適化の研究において、検出効率向上の為に、プロトタイプで主に用いてきたAr/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10)ガスに加えて、CF<sub>4</sub>ガスを導入した。しかしながら、CF<sub>4</sub>ガスをを用いるとガス利得が小さくなる。そこで、より高いガス利得を得る為に、isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub>ガスを数%加えた。Ar、Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10)、CF<sub>4</sub>およびisoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub>の4種のガスの混合比を変え、計45種のガスについてガス利得を調べた。その結果、ガス利得 $\sim 20000$ 以上で安定、かつ最もCF<sub>4</sub>の混合比が高いものは、Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6)であった。

さらに、2.5気圧まで使用可能な $\mu$ TPC耐圧容器を用い、今まで1気圧で封入していたガスの圧力を2気圧まで上げ、検出効率の向上を目指した。高圧化するとガス利得が小さくなる。よって、GEMをもう1枚追加し、GEM2段 +  $\mu$ PICというガス増幅システムを使用した。Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10)では2気圧でもガス利得 $\sim 20000$ で安定であったが、Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6)では1.4気圧が限界であった。Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10)の1気圧、2気圧、Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6)の1気圧および1.4気圧の計4種のガスについて、 $\mu$ TPCとETCCの諸性能比較をし、検出効率はプロトタイプの1.8倍を達成した。

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>MeV<math>\gamma</math> 線天文学</b>	<b>1</b>
1.1	MeV $\gamma$ 線発生機構	2
1.1.1	シンクロトロン放射	2
1.1.2	制動放射	3
1.1.3	逆コンプトン散乱	3
1.1.4	原子核からのライン放射	3
1.1.5	$\pi^0$ 崩壊	4
1.1.6	対消滅	5
1.2	$\gamma$ 線天体観測	6
1.2.1	全天マップ	6
1.2.2	拡散 $\gamma$ 線	6
1.3	MeV $\gamma$ 線で光る天体	9
1.3.1	超新星残骸	9
1.3.2	パルサー	10
1.3.3	ブラックホール	12
1.3.4	銀河中心	13
1.3.5	活動銀河核	14
1.3.6	太陽フレア	14
1.3.7	$\gamma$ 線バースト	15
<b>第 2 章</b>	<b><math>\gamma</math> 線検出器</b>	<b>19</b>
2.1	$\gamma$ 線と物質の相互作用	19
2.1.1	光電効果	19
2.1.2	コンプトン散乱	20
2.1.3	対生成	21
2.1.4	物質による各種断面積の違い	22
2.2	sub-MeV/MeV $\gamma$ 線イメージング	23
2.2.1	Active and Passive Collimators	24
2.2.2	Coded Aperture Imaging	25
2.2.3	$\gamma$ 線レンズ	26
2.2.4	Compton Imaging	27
2.2.5	Pair Tracking	30
2.3	$\gamma$ 線天文衛星	31
2.3.1	Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO)	31
2.3.2	INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory	33
2.4	ガス検出器	34
2.4.1	電離箱	35
2.4.2	比例計数管	38

2.4.3	Time Projection Chamber . . . . .	40
<b>第 3 章</b>	<b>Electron-Tracking Compton Camera (ETCC)</b>	<b>43</b>
3.1	ETCC の原理 . . . . .	43
3.2	Micro Time Projection Chamber ( $\mu$ TPC) . . . . .	46
3.2.1	Micro Pixel Chamber . . . . .	46
3.2.2	Gas Electron Multiplier . . . . .	49
3.2.3	読み出し回路 . . . . .	50
3.3	シンチレーションカメラ . . . . .	54
3.3.1	GSO:Ce シンチレーションカメラ . . . . .	54
3.3.2	LaBr <sub>3</sub> :Ce シンチレーションカメラ . . . . .	58
3.4	Sub-MeV gamma-ray Imaging Loaded-on-balloon Experiment (SMILE) . . . . .	60
3.4.1	SMILE-I の結果 . . . . .	60
3.4.2	SMILE-II への要請 . . . . .	62
<b>第 4 章</b>	<b>ガスの組成最適化</b>	<b>65</b>
4.1	セットアップ . . . . .	65
4.2	CF <sub>4</sub> ガスの導入 . . . . .	69
4.3	isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> ガスの導入 . . . . .	70
4.4	ガス利得測定 . . . . .	71
4.5	測定結果 . . . . .	73
4.6	$\mu$ TPC の性能評価 . . . . .	78
<b>第 5 章</b>	<b>ガスの高圧化</b>	<b>87</b>
5.1	セットアップ . . . . .	87
5.1.1	2 段 GEM . . . . .	88
5.2	高圧化 . . . . .	90
5.3	$\mu$ TPC の性能評価 . . . . .	92
5.4	ETCC の性能評価 . . . . .	98
<b>第 6 章</b>	<b>まとめと今後</b>	<b>101</b>
<b>付 録 A</b>	<b>Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10) よりも利得が高いガス</b>	<b>103</b>

## 目 次

1.1	COMPTEL による 1 - 30 MeV の全天観測 [29]	1
1.2	EGRET による $\gamma$ 線天体の分布 [12]	6
1.3	HIREGS 等で観測された系内拡散硬 X、軟 $\gamma$ 線のスペクトル [7]	7
1.4	COMPTEL が 9 年間観測した 1809 keV 放射の全天マップ [9]	7
1.5	X 線から高エネルギー $\gamma$ 線までの系外拡散 $\gamma$ 線スペクトル [32]	8
1.6	Crab パルサーのパルス [18]	11
1.7	Crab nebula のスペクトル (実線はシンクロトロン放射、点線は逆コンプトン散乱) [3]	11
1.8	Cyg X-1 の光度曲線 [23]	12
1.9	Soft state と Hard state のスペクトル (Cyg X-1) [23]	12
1.10	Soft(High) state の放射モデル [23]	13
1.11	Hard (Low) state の放射モデル [23]	13
1.12	SPI/INTEGRAL による、511 keV で見た銀河中心 [38]	13
1.13	ブレーザー Mkn501 のスペクトル [22]	14
1.14	太陽フレアのスペクトル (1991 年 6 月 4 日) [31]	15
1.15	$\gamma$ 線バーストの想像図 [37]	16
1.16	BATSE による GRB の全天マップ [25]	16
1.17	BATSE と COMPTEL による $\gamma$ 線バーストの光度曲線 [8]	17
2.1	$\gamma$ 線と物質の相互作用の断面積 [39]	19
2.2	$\gamma$ 線と物質の優位な相互作用 [16]	19
2.3	コンプトン散乱の概念図	20
2.4	散乱角 $\theta$ の単位立体角内へコンプトン散乱される光子数の極座標表示 [16]	21
2.5	$\gamma$ 線のエネルギーに対する各種断面積 (Ar)	22
2.6	$\gamma$ 線のエネルギーに対する各種断面積 (Xe)	22
2.7	$\gamma$ 線のエネルギーに対する各種断面積 (CF <sub>4</sub> )	22
2.8	X 線望遠鏡の集光系 [20]	23
2.9	X 線望遠鏡の有効面積 [20]	23
2.10	Passive collimator の概念図 [33]	24
2.11	Coded mask [14]	25
2.12	Laue レンズの概略図 [4]	26
2.13	Classical Compton imaging の概略図 [33]	27
2.14	Classical Compton imaging と、COMPTEL による $\gamma$ 線バーストの観測 (GRB910505 [26])	28
2.15	Multiple Compton imaging の概略図 [33]	28
2.16	Electron tracking Compton imaging の概略図 [33]	29
2.17	MEGA の概略図 [6]	29
2.18	Pair tracking カメラの概略図 [33]	30

2.19	CGRO の概略図 [11]	31
2.20	COMPTEL の概略図 [28]	32
2.21	INTEGRAL の概略図と SPI の写真 [19]	33
2.22	電離箱の概念図 (平行板型電離箱)	34
2.23	ガス計数管の電圧変化に対するガス増幅の概念図	35
2.24	CF <sub>4</sub> 等のガス中の電子のドリフト速度シミュレーション	37
2.25	CF <sub>4</sub> 等のガス中における電子の縦方向の拡散係数のシミュレーション	37
2.26	CF <sub>4</sub> 等のガス中における電子の横方向の拡散係数のシミュレーション	37
2.27	比例計数管の概念図	38
2.28	TPC の概念図	40
2.29	Ar ガス中における電子のエネルギー損失	41
2.30	Xe ガス中における電子のエネルギー損失	41
2.31	CF <sub>4</sub> ガス中における電子のエネルギー損失	41
2.32	CF <sub>4</sub> 等のガス中における電子の飛程	41
3.1	ETCC の概略図	43
3.2	electron cracking Compton imaging のパラメータ [33]	44
3.3	$\phi$ 、 $\psi$ 、 $\alpha$ の $E_\gamma$ 依存 ( $E_0 = 662$ keV)	45
3.4	$\alpha_{\text{lim}}$ の $E_0$ 依存	45
3.5	ARM と SPD の定義 [33]	45
3.6	$\mu$ PIC の構成 [33]	46
3.7	$10 \times 10$ cm <sup>2</sup> $\mu$ PIC[33]	46
3.8	$30 \times 30$ cm <sup>2</sup> $\mu$ PIC[33]	46
3.9	$\mu$ PIC のアノードの HV に対するガス利得 (SN040223-1) [33]	47
3.10	$10 \times 10$ cm <sup>2</sup> $\mu$ PIC の利得分布図 (SN040426-1) [33]	48
3.11	<sup>55</sup> Fe のスペクトル ( $10 \times 10$ cm <sup>2</sup> の全面; Ar/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (90:10), 1 気圧) [33]	48
3.12	$10 \times 10$ cm <sup>2</sup> $\mu$ PIC によるテストチャートの X 線イメージ [24]	48
3.13	GEM の写真と電子顕微鏡写真。径の直径 70 $\mu$ m、穴のピッチ 140 $\mu$ m。 [33]	49
3.14	$\mu$ PIC + GEM システムの概略図 [33]	50
3.15	GEM + $\mu$ PIC と、 $\mu$ PIC 単体のガス利得比較 (SN040922-1, Ar/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (90:10), $\Delta V_{\text{GEM}} = 250$ V) [33]	50
3.16	$\mu$ -PIC の Data Acquisition System [17]	50
3.17	HV 供給基板の写真と回路図 [33]	51
3.18	$\mu$ PIC と HV 供給基板の接続の概念図 [33]	51
3.19	ASD 実装基板 [33]	52
3.20	ASD ラック [33]	52
3.21	Position encoder の写真 [33]	52
3.22	Position encoder のハードウェアメカニズム	53
3.23	浜松マルチアノード PMT H8500 (左) と GSO:Ce アレイ (右) [33]	56
3.24	抵抗チェーン [33]	56
3.25	GSO アレイと PMT を 3 連結した写真	57
3.26	GSO の 2 次元再構成イメージ (上) と赤く囲った部分のプロジェクション (下) [33]	57
3.27	GSO アレイで測定した <sup>137</sup> Cs のスペクトル [33]	57
3.28	GSO アレイの、 $\gamma$ 線のエネルギーに対するエネルギー分解能 [33]	57
3.29	GSO アレイの各ピクセルの利得のばらつき [33]	58

3.30	LaBr <sub>3</sub> の単結晶のエネルギー分解能	58
3.31	アレイ化した LaBr <sub>3</sub> の写真	59
3.32	LaBr <sub>3</sub> シンチレーションカメラの写真	59
3.33	フライトモデル TPC の写真 [33]	60
3.34	パッキング前のゴンドラの写真 [33]	60
3.35	三陸気球センターから放球された気球の写真 [34]	61
3.36	フライト経路 [34]	61
3.37	宇宙拡散 $\gamma$ 線のエネルギースペクトル [34]	61
3.38	大気 $\gamma$ 線のエネルギースペクトル [34]	61
3.39	ETCC の目標 [34]	62
3.40	大型 $\mu$ TPC の内観の写真	62
3.41	大型 ETCC 用シンチレーションカメラの写真	62
3.42	30 × 30 × 30 cm <sup>3</sup> ETCC のセットアップ写真	63
3.43	30 × 30 × 30 cm <sup>3</sup> ETCC での放射線源 <sup>54</sup> Mn、 <sup>137</sup> Cs のイメージング (白い十字は線源の位置)	63
4.1	ガス組成最適化に使用した $\mu$ TPC のセットアップ写真	65
4.2	ガス組成最適化に使用した $\mu$ TPC 内の写真	66
4.3	ガス組成最適化に使用した $\mu$ TPC の概略図	67
4.4	使用したガス	67
4.5	真空ポンプ	67
4.6	配管の概念図	68
4.7	配管の写真	68
4.8	キャパシタンスダイヤフラムゲージ	68
4.9	圧力表示器	68
4.10	検出効率のシミュレーション	69
4.11	ドリフト速度のシミュレーション	69
4.12	縦方向の拡散係数のシミュレーション	70
4.13	横方向の拡散係数のシミュレーション	70
4.14	電場の強さに対する電子のドリフト速度 (シミュレーション)	70
4.15	flashADC の波形とエネルギースペクトル	71
4.16	isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> の混合比に対するガス利得 (CF <sub>4</sub> 20%)	73
4.17	isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> の混合比に対するガス利得 (CF <sub>4</sub> 25%)	74
4.18	isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> の混合比に対するガス利得 (CF <sub>4</sub> 30%)	74
4.19	isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> の混合比に対するガス利得 (CF <sub>4</sub> 40%)	75
4.20	isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> の混合比に対するガス利得 (CF <sub>4</sub> 50%)	75
4.21	ガス利得測定結果	76
4.22	CF <sub>4</sub> の混合比に対する $\mu$ TPC の 31 keV のエネルギー分解能 (FWHM)	77
4.23	ガス利得比較測定結果	78
4.24	ドリフト速度測定のセットアップ	79
4.25	トリガーに用いた GSO アレイのシンチレーションカメラ	80
4.26	encoder の clock に対するヒットカウン트의ヒストグラム	80
4.27	clock で微分したヒストグラム	80
4.28	ドリフト速度比較測定とシミュレーション結果	81
4.29	<sup>133</sup> Ba のエネルギースペクトル (Ar/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (90:10))	81

4.30	$^{133}\text{Ba}$ のエネルギースペクトル (Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (54:40:6))	81
4.31	muon の 3 次元飛跡	82
4.32	residual のヒストグラム	82
4.33	プラスチックシンチレータ	83
4.34	muon track のセットアップ概念図	83
4.35	residual	83
4.36	ドリフト長に対する $\sigma$ (Ar/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (90:10))	84
4.37	ドリフト長に対する $\sigma$ (Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (54:40:6))	84
4.38	縦方向の拡散係数のシミュレーション	85
4.39	横方向の拡散係数のシミュレーション	85
5.1	ガス高圧化に使用した $\mu\text{TPC}$ のセットアップ写真	87
5.2	$\mu\text{TPC}$ の裏	88
5.3	GEM 枠接着工程	88
5.4	耐圧容器の外観	89
5.5	耐圧容器の内観	89
5.6	日立耐圧容器内の概略図	89
5.7	検出効率のシミュレーション	90
5.8	ドリフト速度のシミュレーション	90
5.9	縦方向の拡散係数のシミュレーション	90
5.10	横方向の拡散係数のシミュレーション	90
5.11	ガス利得の測定結果	92
5.12	ドリフト速度の測定とシミュレーション結果	93
5.13	Ba スペクトル Ar/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (90:10)、1 気圧	94
5.14	Ba スペクトル Ar/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (90:10)、2 気圧	94
5.15	Ba スペクトル Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (54:40:6)、1 気圧	94
5.16	Ba スペクトル Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (54:40:6)、1.4 気圧	94
5.17	muon track のセットアップ写真	95
5.18	ドリフト長に対する $\sigma$ (Ar/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (90:10)、1 気圧)	96
5.19	ドリフト長に対する $\sigma$ (Ar/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (90:10)、2 気圧)	96
5.20	ドリフト長に対する $\sigma$ (Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (54:40:6)、1 気圧)	96
5.21	ドリフト長に対する $\sigma$ (Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (54:40:6)、1.4 気圧)	96
5.22	縦方向の拡散係数のシミュレーション	97
5.23	横方向の拡散係数のシミュレーション	97
5.24	放射線源 $^{133}\text{Ba}$ からの 356 keV のイメージング (Ar/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (90:10)、1 気圧)	99
5.25	放射線源 $^{133}\text{Ba}$ からの 356 keV のイメージング (Ar/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (90:10)、2 気圧)	99
5.26	放射線源 $^{133}\text{Ba}$ からの 356 keV のイメージング (Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (54:40:6)、1 気圧)	99
5.27	放射線源 $^{133}\text{Ba}$ からの 356 keV のイメージング (Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (54:40:6)、1.4 気圧)	99
5.28	放射線源 $^{133}\text{Ba}$ の ARM と SPD (Ar/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (90:10)、1 気圧)	100
5.29	放射線源 $^{133}\text{Ba}$ の ARM と SPD (Ar/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (90:10)、2 気圧)	100
5.30	放射線源 $^{133}\text{Ba}$ の ARM と SPD (Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (54:40:6)、1 気圧)	100
5.31	放射線源 $^{133}\text{Ba}$ の ARM と SPD (Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (54:40:6)、1.4 気圧)	100
A.1	$\mu\text{PIC}$ のアノードの HV に対するガス利得	103

## 表 目 次

1.1	核遷移による $\gamma$ 線 [33]	4
1.2	$\gamma$ 線パルサー [29]	10
2.1	$W$ 値 [15]、[16]	36
3.1	様々なシンチレータの特徴 [33]	55
4.1	測定した全組成比	72
4.2	ガス利得測定試験時の HV パラメータ	78
4.3	エネルギー分解能測定時の HV パラメータ	82
4.4	位置分解能測定時の HV パラメータ	84
4.5	位置分解能測定結果のパラメータ	84
5.1	ガス利得、ドリフト速度および位置分解能測定時の上段、下段 GEM の HV パラメータ	92
5.2	ドリフト速度、位置分解能測定時の $\mu$ PIC の HV パラメータ	93
5.3	各ガスのエネルギー分解能 (FWHM)	94
5.4	位置分解能測定時の HV パラメータ	95
5.5	各ガスの $\sigma_{\text{detector}}$ と拡散係数	95
5.6	ETCC 性能評価時の各ガスの HV パラメータ (気圧の単位は [気圧]、HV の単位は [V])	98
5.7	4 種のガスの検出効率、ARM および SPD	98

## 第1章 MeV $\gamma$ 線天文学

かつて天文学とは、可視光による恒星や惑星の動きの研究を意味しており、宇宙は静的なものだと思われていた。しかし、天文学者は今や、電波から $\gamma$ 線までの電磁波のみならず、宇宙線やニュートリノ等の観測も行っている。これらの新しい”窓”によって、宇宙に激しく活動する天体が存在するという様々な情報を得てきた。

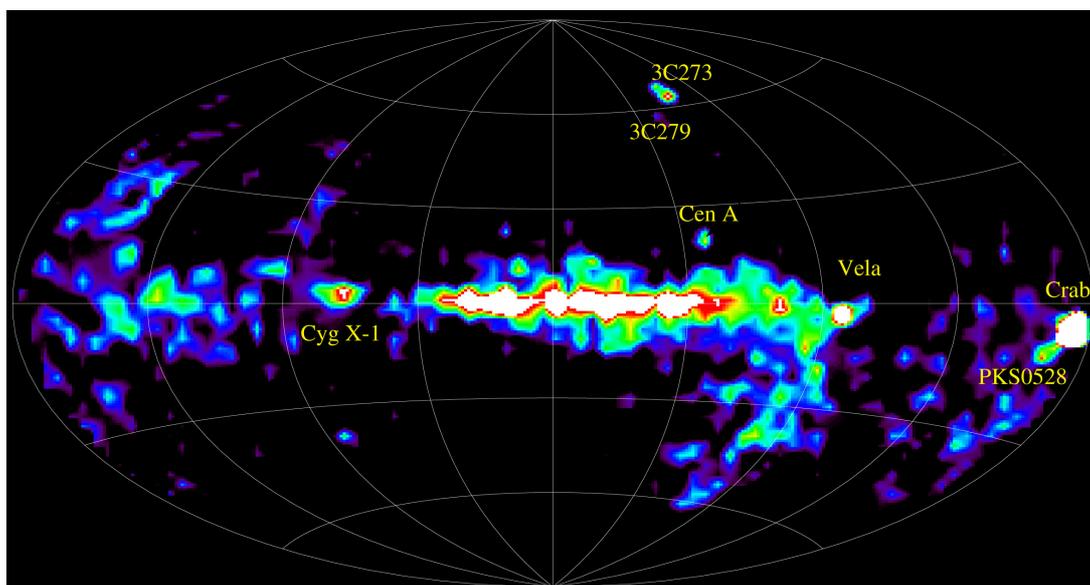


図 1.1: COMPTEL による 1 - 30 MeV の全天観測 [29]

$\gamma$ 線は、数 100 keV 以上のエネルギーを持つ電磁波を意味し、最も高エネルギー領域の窓である。 $\gamma$ 線天体観測は、X線で光る Sco X-1 の発見とほぼ同時期の、1961年に始まった。宇宙線と星間物質との相互作用によって作られる  $\pi^0$  の崩壊による  $\gamma$ 線放射の存在が早川等によって予言されて以降、いくつかの  $\gamma$ 線天体が、1967年にOSO-7、1972年にSAS-2 [36]、1975年にCOS-Bという衛星によって発見された。一方、sub MeV ~ 数 10 MeV までの低エネルギー  $\gamma$ 線は、1989年にロシアとフランスが打ち上げた GRANAT と、1991年にアメリカが打ち上げた Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO) でのみ観測が行われた。近年では European Space Agency によって、2004年には硬 X線を観測する INTERNATIONAL Gamma-Ray Astrophysics Laboratory (INTEGRAL) が、2008年6月には GeV 領域を観測する Fermi Gamma-ray Space Telescope (Fermi) が打ち上げられた。地上では、TeV 領域の非常に高エネルギーの  $\gamma$ 線が、Whipple、HEGRA および CANGAROO というチェレンコフ望遠鏡によって 1990年代より観測が始まり、現在はステレオ方式の実現により、HESS、MAGIC、CANGAROO-III 型等により高精度観測が実現している。

MeV ~ TeV の各エネルギー領域の  $\gamma$ 線は、同じ天体から放出されたとしても、違った情報を我々に提供する。MeV 領域の  $\gamma$ 線観測は、核種合成、粒子加速および宇宙線と星間物質との相互作用といった情報を提供する。MeV $\gamma$ 線はまた、天体から地球までほとんど減衰しないが、大気を通過できない。従って、我々が天体からの  $\gamma$ 線を観測する為には、大気外に出る必要がある。さ

らにこのエネルギー領域では、光子の量は X 線より少ない上、コンプトン散乱が優位である為に、光子の完全な吸収は難しい。その上、宇宙空間では 100 MeV 以上の領域はバックグラウンドが少ないにも関わらず、MeV 領域は、宇宙線と検出器筐体等との原子核反応によって生み出される  $\gamma$  線等のバックグラウンドがある。以上の理由から、MeV $\gamma$  線の観測は非常に難しく、MeV $\gamma$  線天文学は、他のエネルギー領域と比べて進んでいない。

この章では、MeV $\gamma$  の発生機構、現在までの全天観測および主な天体からの放射について説明する。

## 1.1 MeV $\gamma$ 線発生機構

$\gamma$  線発生機構は、熱的放射と非熱的放射に大別できる。熱的放射は平衡状態において、電磁相互作用をする粒子が多く存在する所から放出される。その放射強度のスペクトルは黒体の分布に従い、周波数  $\nu$  での放射のエネルギー密度  $I_\nu$  は、プランク定数  $h$ 、光の速度  $c$ 、自然対数の底  $e$ 、ボルツマン定数  $k_B$  および温度  $T$  を用いて、

$$I_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/k_B T} - 1} \quad (1.1)$$

と書ける。1 MeV の熱的  $\gamma$  線に対応する温度は  $10^{10}$  K 以上である。従って、 $\gamma$  線源として熱的過程は考えにくく、非熱的過程が相応しい。この節では、MeV 領域における主な非熱的過程を紹介する。

### 1.1.1 シンクロトロン放射

相対論的な電子が磁場  $B$  の中を通ると、ローレンツ力によって軌道が曲げられる。荷電粒子の加速は場の変化とみなせるので、電子の運動エネルギーは電磁場のエネルギーに変換される。相対論的電子においては、そのエネルギーは光子の放出によって失われ、これをシンクロトロン放射と呼ぶ。

シンクロトロン放射のスペクトルは、電子の電荷  $e$ 、質量  $m_e$ 、エネルギー  $E_e$  および粒子の起動と磁場の方向との狭角  $\theta$  を用いて、

$$h\nu_c = \frac{3h}{4\pi} \frac{eB \sin \theta}{m_e c} \left( \frac{E_e}{m_e c^2} \right)^2 \quad (1.2)$$

と書ける。磁場  $B$  中で電子が動く事で発生するシンクロトロン放射による全エネルギー損失は、電子の光速に対する速度  $\beta$ 、ローレンツ因子  $\gamma$  およびトムソン断面積  $\sigma_T = \frac{8\pi e^4}{3m_e^2 c^4}$  を用いて、

$$-\left( \frac{dE_e}{dt} \right)_{\text{syn}} = \frac{4}{3} \sigma_T c \frac{B^2}{8\pi} \gamma^2 \beta^2 \quad (1.3)$$

と書ける。

宇宙においては、1968 年に Crab nebula から見つかったパルサー、活動銀河核から高速で噴出するジェット、太陽フレア等、多くの天体に見られる。

### 1.1.2 制動放射

$\gamma$ 線生成のもう1つの重要な過程が、制動放射である。宇宙に存在するプラズマは、自由電子とイオンから成り、熱運動の為に共に激しい運動をしている。このような電子が原子核の非常に近くを通ると、原子核の強い電場によって電子の軌道が大きく曲げられ、光子を放出する。

制動放射のスペクトルは、おおよそ電子の運動エネルギーまで平坦で、それ以上で急激にゼロになる。完全に電離したプラズマ中の相対論的電子における制動放射損失は、ターゲットの原子密度  $n_a$ 、古典的電子半径  $r_0 = \frac{e^2}{m_e c^2}$  および微細構造定数  $\alpha$  を用い、

$$-\left(\frac{dE_e}{dt}\right)_B = 4n_a Z^2 r_0^2 \alpha c \left(\ln \frac{E_e}{m_e c^2} + 0.36\right) E_e \quad (1.4)$$

と書ける。電離していない場合、上の式は、

$$-\left(\frac{dE_e}{dt}\right)_B = 4n_a Z^2 r_0^2 \alpha c \left(\ln \frac{183}{Z^{-1/3}} - \frac{1}{18}\right) E_e \quad (1.5)$$

となる。

### 1.1.3 逆コンプトン散乱

エネルギーの高い光子がエネルギーの低い電子と衝突すると、光子が散乱され、光子のエネルギーの幾らかが電子に奪われる。この過程をコンプトン散乱という。一方この逆過程も確かに存在し、 $\gamma$ 線を生成する。エネルギーの低い光子がエネルギーの高い電子と衝突すると、電子のエネルギーの幾らかを光子が得る。この逆コンプトン散乱は、光子が高密度である領域では重要である。

エネルギー密度  $\omega_{ph}$  の光子中での電子のエネルギー損失は、

$$-\left(\frac{dE_e}{dt}\right)_{IC} = \frac{4}{3} \sigma_T c \omega_{ph} \gamma^2 \beta^2 \quad (1.6)$$

と書ける。

表面が  $10^{12}$  ガウス程度の非常に強い磁場を持つ中性子星の周りや、 $10^6 M_\odot$  以上の巨大ブラックホール等の重力ポテンシャルの深い場所では、光速に近い速度で飛び回る電子が大量に存在する。このような電子が周辺的光子を逆コンプトン散乱し、X線や $\gamma$ 線を放射している。

### 1.1.4 原子核からのライン放射

原子核の核子の結合エネルギーには、いくつかの特別な量子状態がある。これらの状態は典型的に MeV スケールのエネルギーをもつ為、量子状態の遷移には、MeV $\gamma$ 線の吸収や放出が伴う。宇宙において、次の2つの重要な原子核過程によって、ライン $\gamma$ 線が生成される。1つは逆励起であり、もう1つは放射性同位体の崩壊である。

逆励起は、宇宙線の陽子と原子核の衝突によって原子核が励起され、その励起された原子核が基底状態に戻る時に $\gamma$ 線を放出する過程で、



と表わす事ができる。逆励起によって $\gamma$ 線を放出する主な元素とその際放出される $\gamma$ 線のエネルギーを、表 1.1 に示す。

放射性同位体は、超新星爆発で生成される。超新星爆発での核融合では、安定な原子核と同時に不安定な原子核も作られ、後者は放射性崩壊は、ライン $\gamma$ 線源となる。その過程は、



と書ける。放射性崩壊によるによって放出される主なライン $\gamma$ 線のエネルギーを、同じく表 1.1 に挙げる。これらは、超新星爆発での核融合の過程を知る、重要な手掛かりである。 $^{56}\text{Ni}$  から  $^{56}\text{Co}$ 、 $^{56}\text{Fe}$  への崩壊は、超新星爆発直後の光度曲線を良く説明しており、特別に興味深い。また、長い半減期を持つ放射性同位体は星間物質に放出されるが、実際に 1.809 MeV の  $^{26}\text{Al}$  のライン $\gamma$ 線が、HEAO-3 衛星によって星間ガスから見つかった [20]。

表 1.1: 核遷移による  $\gamma$  線 [33]

放射過程	元素 (半減期)	$\gamma$ 線のエネルギー [MeV]
逆励起	$^{12}\text{C}^*$	4.438
	$^{14}\text{N}^*$	2.313, 5.105
	$^{16}\text{O}^*$	2.741, 6.129, 6.917, 7.117
	$^{26}\text{Mg}^*$	1.809
	$^{56}\text{Fe}^*$	0.847, 1.238, 1.811
放射性崩壊	$^{56}\text{Ni}$ (6.10 d)	0.158, 0.270, 0.480, 0.759, 0.812
	$^{56}\text{Co}$ (77.2 d)	0.847, 1.238, 2.598
	$^{57}\text{Co}$ (271.7 d)	0.122, 0.136
	$^{44}\text{Ti}$ (63 y)	1.157
	$^{26}\text{Al}$ ( $7.4 \times 10^5$ y)	1.809
	$^{60}\text{Fe}$ ( $1.5 \times 10^6$ y)	1.173, 1.333

### 1.1.5 $\pi^0$ 崩壊

パイオンは、加速された高エネルギー陽子とガスの原子核との衝突の様な強い相互作用によって作られるボソンである。ハドロン相互作用における優位なパイオン生成過程は、自然数  $a$  と  $b$  を用いて、

$$p + p \longrightarrow p + p + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-), \quad (1.9)$$

$$p + p \longrightarrow p + n + \pi^+ + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-) \quad (1.10)$$

と書ける。 $\pi^0$  崩壊は  $9 \times 10^{-17}$  秒のタイムスケールで 2 つの  $\gamma$  線に瞬時に崩壊し、その  $\gamma$  線のエネルギー分布は、重心系において、パイオンの静止質量の半分である約 70 MeV にピークを持つ。高エネルギーの陽子によって作られるパイオンは運動量を持つので、観測されるパイオン崩壊による  $\gamma$  線のスペクトルは、親の陽子のスペクトルを反映し、また、得られるスペクトルはドップラーシフトによって幅を持つ。

### 1.1.6 対消滅

電子・陽電子対消滅もまた、重要な $\gamma$ 線源である。対消滅では、2つ以上の光子が生成され、電子と陽電子の全エネルギーがこれらの光子に分配される。電子と陽電子はポジトロニウムと呼ばれる束縛系を作り、これには2つの異なる状態が存在する。1つは基底状態で、ポジトロニウムは2つの $\gamma$ 線に崩壊する。この時、それぞれの $\gamma$ 線は、電子の静止質量に等しい511 keVのエネルギーをもつ。もう1つの状態は並行スピン状態で、連続スペクトルをもつ3つの光子に崩壊する。

実際、511 keVの $\gamma$ 線はSolar Maximum Mission [30]とOriented Scintillation-Spectrometer Experiment (OSSE)によって銀河中心近傍で観測され、 $\sim 2 \times 10^{43}$  秒<sup>-1</sup>の対消滅率を示唆している。対消滅光子は、電子・陽電子プラズマが存在する事を示している。陽電子は、1 MeV以上の $\gamma$ 線による対生成、放射性同位体の $\beta^+$ 崩壊、 $\pi^+$ の崩壊およびハドロン反粒子と通常物質との衝突によって作られる。 $\beta^+$ 崩壊を起こす放射性同位体には、<sup>26</sup>Al、<sup>44</sup>Ti、<sup>56</sup>Coがある。他方、 $\pi^+$ はコンパクト星近傍で作られる。

しかしながら、陽電子は、放射性同位体の内部崩壊や宇宙線と衛星を構成する物質との相互作用でも作られる。それゆえ、銀河内からの対消滅光子のスペクトルの検出は、非常に難しいと考えられる。

## 1.2 $\gamma$ 線天体観測

### 1.2.1 全天マップ

$\gamma$ 線の全天観測を目的として、CGROは、15 keV ~ 10 MeVで観測するBATSE、0.1 ~ 10 MeVで観測するOSSE、1 ~ 30 MeVで観測するCOMPTELおよび20 MeV ~ 30 GeVで観測するEnergetic Gamma-Ray-Experiment Telescope (EGRET) という4つの検出器を搭載した。COMPTELは約30個の定常天体を[29]、EGRETは約270個のsub GeV領域の天体を発見した[12]。図1.1と1.2はそれぞれ、COMPTELとEGRETによる $\gamma$ 線全天マップである。これらの図は、 $\gamma$ 線がコンパクト天体のみならず太陽フレアからも放出されている事を表わしている。さらに、EGRETの観測は、他波長における約170個の未同定天体がある事も示している。

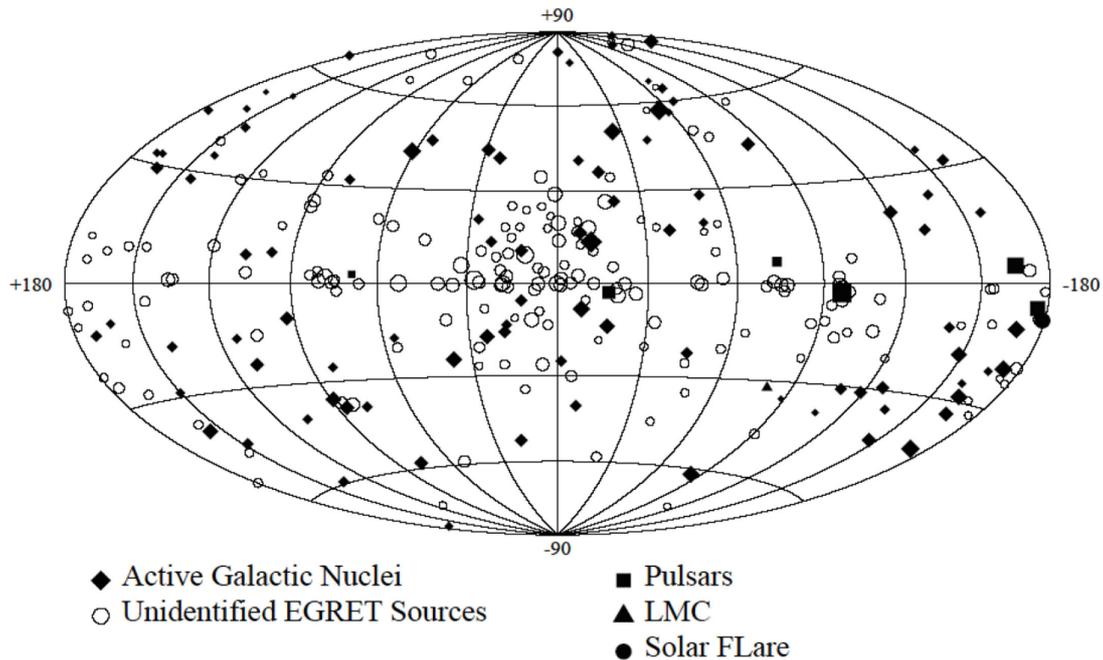


図 1.2: EGRET による  $\gamma$  線天体の分布 [12]

### 1.2.2 拡散 $\gamma$ 線

宇宙における  $\gamma$  線は、点源の他に、拡散  $\gamma$  線という広がった放射が存在し、銀河系内のものと銀河系外のものに大別される。

銀河面からの  $\gamma$  線の放射機構は、宇宙電子線と物質間の制動放射、逆コンプトン散乱であり、上記の検出器で観測された。図 1.3 は、銀河系内の拡散  $\gamma$  線と X 線のエネルギースペクトルを示している。また、制動放射 (dot-dashed line)、逆コンプトン散乱 (short-dashed line)、 $\pi^0$  モデル (triple-dotdashed line)、ポジトロニウム連続成分 (long-dashed line) および熱的 Raymond-Smith プラズマ成分 (dotted line) も示されている。sub MeV から MeV のエネルギー領域において、光子は主に、制動放射と電子の逆コンプトン散乱によって生み出される [7]。

他方、MeV 領域の系内拡散  $\gamma$  線には、連続成分だけでなく、ライン放射も存在する。図 1.4 は、 $^{26}\text{Al}$  の崩壊からの 1809 keV の全天マップである。1809 keV の  $\gamma$  線源は、重い星の核で合成され、超新星爆発で放出された  $^{26}\text{Al}$  ( $T_{1/2} \simeq 10^6 \text{year}$ ) の崩壊である。

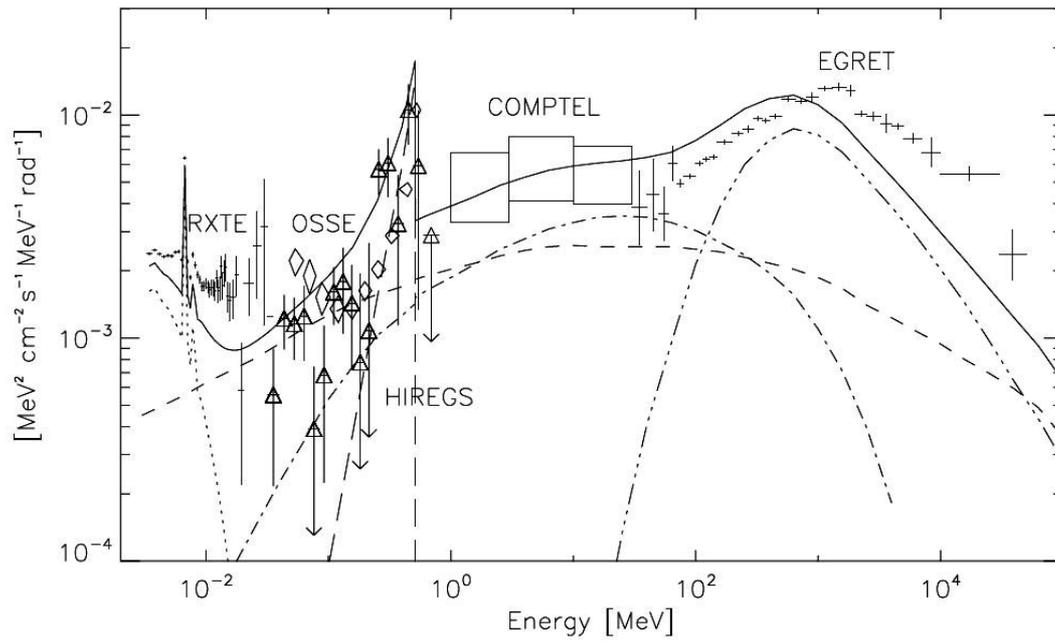


図 1.3: HIREGS 等で観測された系内拡散硬 X、軟  $\gamma$  線のスペクトル [7]

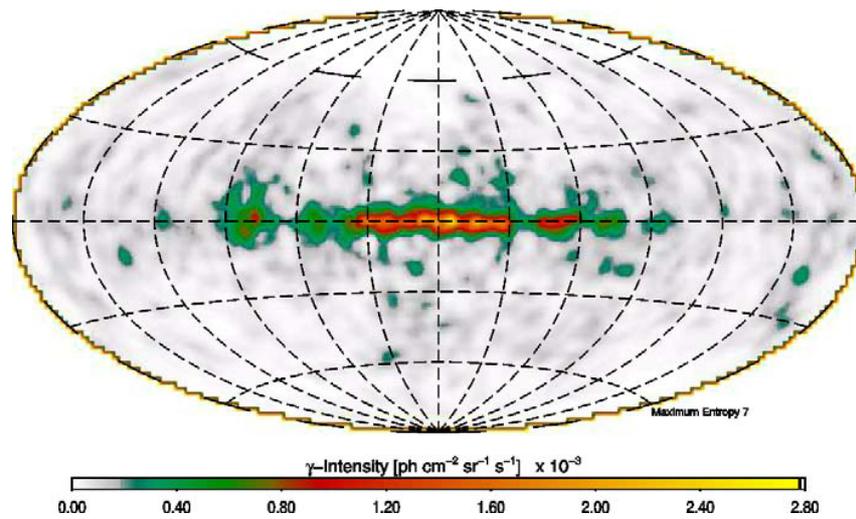


図 1.4: COMPTEL が 9 年間観測した 1809 keV 放射の全天マップ [9]

しかしながら、銀河面近傍の点源の観測は、系内拡散 $\gamma$ 線がバックグラウンドとなる為に、観測する事が難しい。

一方系外拡散 $\gamma$ 線は銀河系の外から到来し、その分布は全天に広がっている。図1.5は、系外拡散 $\gamma$ 線のスペクトルである。このスペクトルは、活動銀河核とIa型超新星爆発からの放射の重ね合わせで説明される。

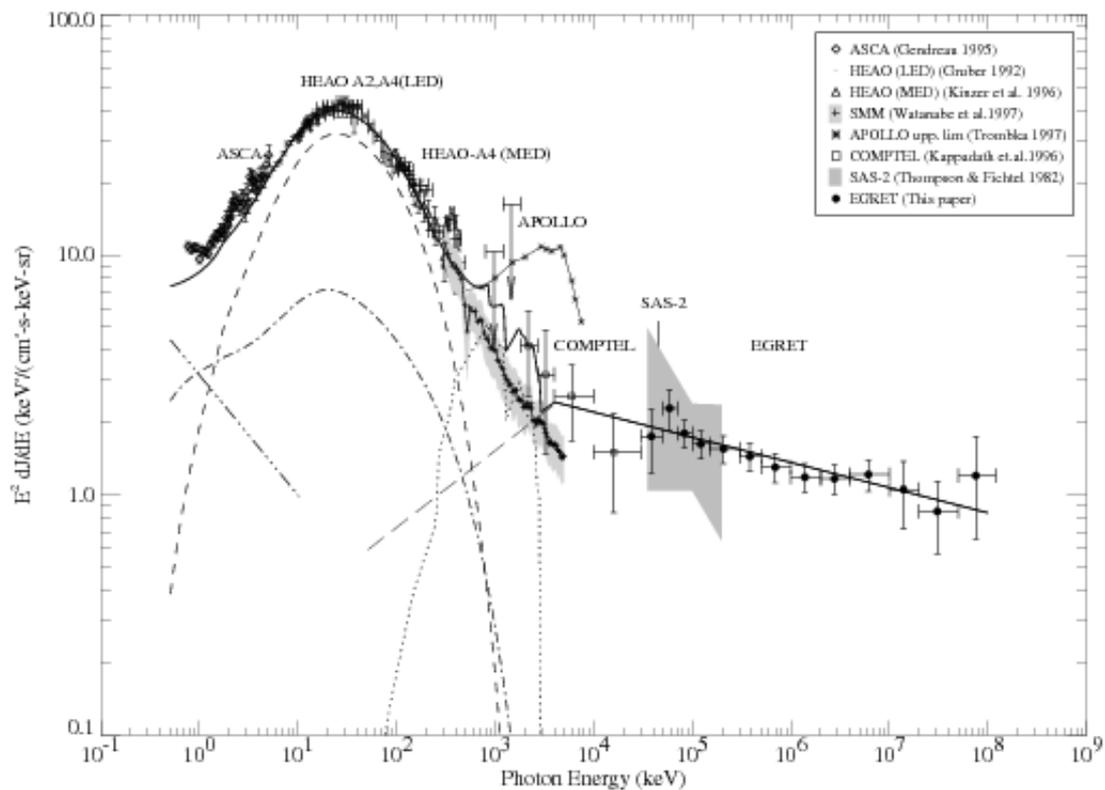


図 1.5: X線から高エネルギー $\gamma$ 線までの系外拡散 $\gamma$ 線スペクトル [32]

## 1.3 MeV $\gamma$ 線で光る天体

### 1.3.1 超新星残骸

#### 元素合成

恒星中の熱核反応は水素燃焼、ヘリウム燃焼、炭素燃焼、酸素燃焼、珪素燃焼と進み、星が赤色巨星や超巨星と進化し最後に白色矮星や中性子星となる段階で、生成された元素のかなりの部分が質量放出や超新星爆発によって星間空間に放出される。

星の中での元素合成には、いくつかの段階や過程が存在する。その中で、MeV $\gamma$  線天文学にとって興味のある  $^{26}\text{Al}$  は、陽子捕獲と  $\beta$  崩壊を通じて起こる Mg-Al サイクルによって作られる。 $^{26}\text{Al}$  は不安定同位体であり、基底状態は半減期が  $7.2 \times 10^5$  年と長いので、星の中で合成され星間物質へ放出された後にもかなりの期間存在している。星間空間に放出された  $^{26}\text{Al}$  は  $^{26}\text{Mg}$  の励起状態に崩壊して 1.809 MeV の  $\gamma$  線を放出するので、この  $\gamma$  線の検出は  $^{26}\text{Al}$  の合成の場所の情報をもたらすことになる。

恒星の中では、1 核子当たりの束縛エネルギーの最も大きい  $^{56}\text{Fe}$  を中心とする鉄族より重い元素は作られない。それらは、星の最期の爆発である超新星爆発によって生成される。

#### 超新星爆発

超新星爆発は、観測的に水素の輝線を示さない I 型と水素の輝線を示す II 型とに大別され、スペクトルや光度曲線の振る舞いによってさらに Ia、Ib、IIP、IIL 等に分類される。

Ia 型超新星爆発は、連星中の C + O 白色矮星に物質が降着して中心温度が高くなり、炭素の暴走的核反応を起こした結果起こるものとされ、炭素爆燃型または爆轟型と呼ばれる。Ia 型超新星爆発では、核反応がエネルギー源であり、1 核子当たり 1 MeV として  $10^{51}$  erg 程度の運動エネルギーが発生する。爆発的な核反応の過程では  $^{56}\text{Ni}$  が約  $0.6 M_{\odot}$  作られると考えられており、



のように崩壊する。Ia 型超新星爆発の光度曲線は、それらの崩壊時間 (Ni:5.6 日、Co:72 日) の組み合わせでよく説明される。

Ia 型以外の超新星爆発は、コア崩壊型と呼ばれる。初期の質量が  $8 M_{\odot}$  よりも大きい星は、コアで電子が縮退する事なく進化する。核反応が進み最終的に Fe からなるコアが形成されると、Fe が  $\gamma$  線を吸収し、内部温度が急激に下がり、重力崩壊を起こす。その結果星の核は中性子星やブラックホールとなり、星の周辺部は重力エネルギーをエネルギー源として超新星爆発を起こす。解放されたエネルギーの大部分はニュートリノとして放出され、1% 程度が爆発のエネルギーに使われる。そのエネルギーもやはり  $10^{51}$  erg といわれている。

超新星爆発では多くの中性子が中心部から放出され、星の外縁部の原子核は安定な状態になる前に中性子を捕獲し、中性子過剰の同位体になる。そのような原子核は不安定であり、 $\beta$  崩壊によって安定な原子核に遷移する。この過程はすばやく進み、r 過程と呼ばれる。表 1.1 に挙げた同位体は、超新星残骸で観測されている。

### 1.3.2 パルサー

#### $\gamma$ 線パルサー

パルサーは短い周期のパルスを出し、高速で回転する中性子星であると考えられている。中性子星はまた、約  $10^{12}$  G の強い磁場を持つ。一般的に磁場の軸は回転軸に対して傾いているから、磁極付近の放射が自転により見え隠れすることでパルスになる。今までに発見された数千のパルサーの中で、 $\gamma$ 線の放射は Fermi 以前では数個からしか見つかっていない (表 1.2)。なお、Fermi に搭載された Large Area Telescope (LAT) は 6 か月の観測結果で、46 個の  $\gamma$ 線パルサーを同定した [2]。

表 1.2:  $\gamma$ 線パルサー [29]

パルサー	周期 $P$ [m 秒]	$\dot{P}$ [ $10^{-15}$ ]	距離 $d$ [kpc]
Crab	33.34	421.2	2.0
PSR B1509-58	150.65	1537	4.4
Vela	89.29	124.3	0.5
PSR B1706-44	102.4	93.0	1.8
PSR B1951+32	39.53	5.849	2.5
Geminga	237.1	10.98	0.16
PSR B1055-32	197.1	5.8	1.5

特に Crab パルサーは、電波から GeV $\gamma$ 線まで観測され、最も有名なパルサーの1つである。図 1.6 は、各エネルギー領域の光度曲線である。これから、sub MeV から MeV のエネルギー領域に関して、2つの特徴が分かる。1つは、他の領域では最初のピークが優位であるが、この領域では2番目が優位である事。もう1つは、パルスのグラフは最初と2番目の間に橋構造がある事。パルサーからの放射はまだ研究途中で、MeV 領域におけるこれらの特徴は、まだ説明されていない。

#### パルサー星雲

Crab パルサーのまわりには星雲がある。この星雲はパルサーから放出される相対論的電子・陽電子プラズマから出来ていると考えられており、Crab nebula と言う。Crab nebula は、非パルサー的な放射として電波から TeV $\gamma$ 線まで観測されている。図 1.7 は Crab nebula のスペクトルである。そのスペクトルは、シンクロトロン放射と逆コンプトン散乱の組み合わせで説明される。MeV 領域においても、Crab nebula からの放射が COMPTEL と OSSE によって観測され、シンクロトロン放射によると示唆されている。

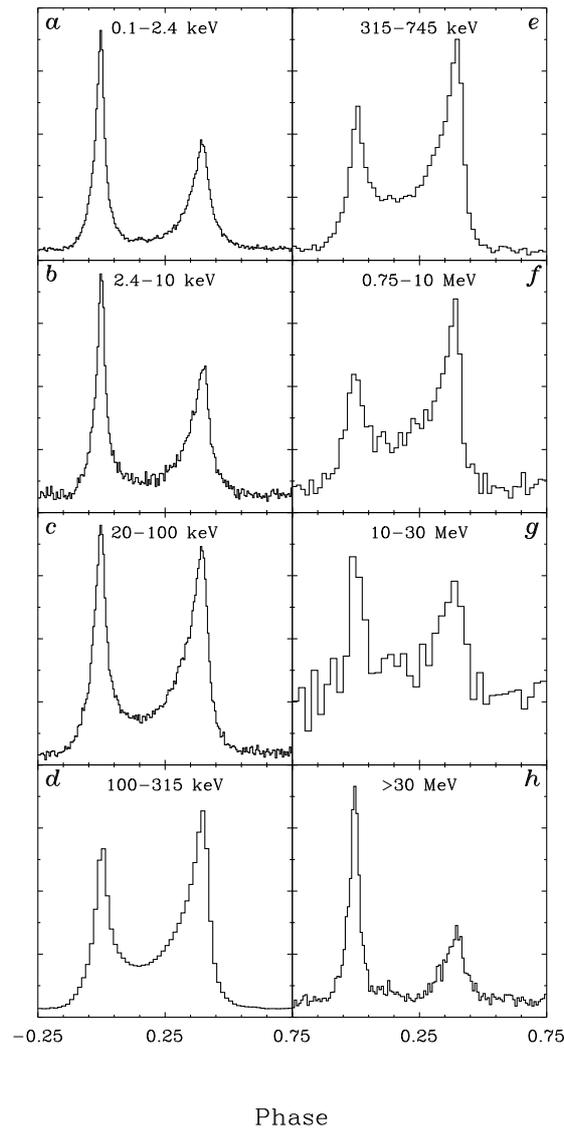


図 1.6: Crab パルサーのパルス [18]

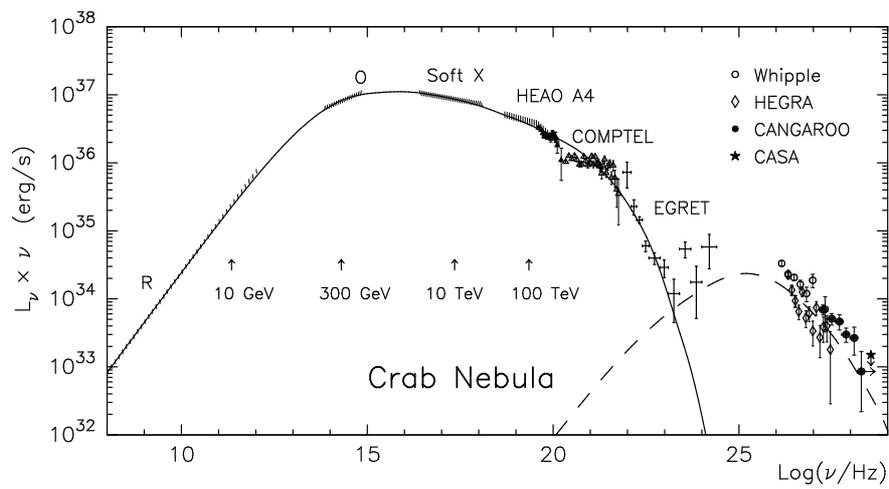


図 1.7: Crab nebula のスペクトル (実線はシンクロトロン放射、点線は逆コンプトン散乱) [3]

### 1.3.3 ブラックホール

30  $M_{\odot}$  以上の質量をもつ重い星の最期において、II型超新星爆発の後に、そのコアが潰れてブラックホールになると考えられている。ブラックホールは電磁波さえも抜け出せない「事象の地平線」と呼ばれる境界線を持つ。しかしながら、ブラックホールが恒星と連星系をなす場合、伴星からの物質がブラックホールに吹き付ける為、白色矮星と同じように降着円盤が作られる。この降着円盤はX線と $\gamma$ 線を含む広い領域の光子を放射する。今までに、ブラックホールの存在する確かな証拠は見つかっていない。

ブラックホールの存在は実証されていないが、質量と大きさから、いくつかのブラックホール候補がある。Cygnus X-1は最も有名なブラックホール候補である。これらブラックホール候補は、図1.8に示すような激しい時間変動を示す。時間変動に関するもう一つの特徴は、エネルギースペクトルが、Soft stateとHard stateの間で急激に変化する事である。図1.9に、Cyg X-1のSoft/Hard stateのスペクトルを示す。

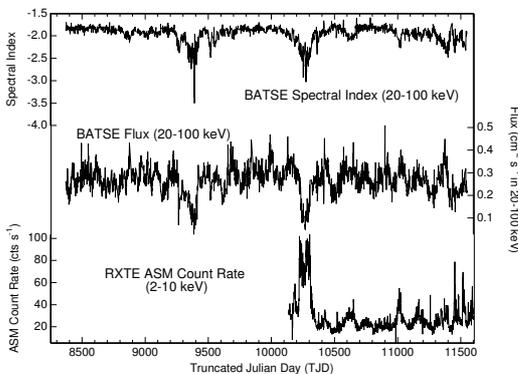


図 1.8: Cyg X-1 の光度曲線 [23]

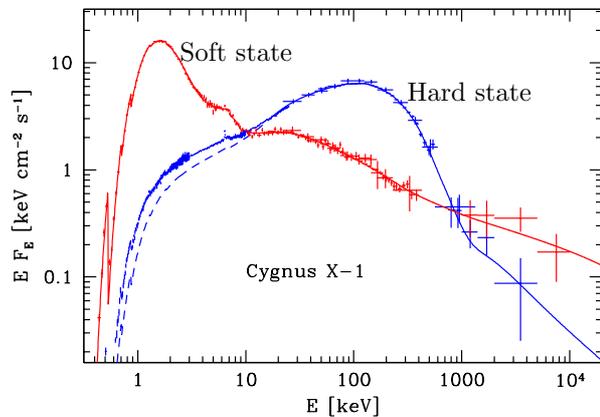


図 1.9: Soft state と Hard state のスペクトル (Cyg X-1) [23]

Soft state と Hard state の放射モデルを、それぞれ図1.10と1.11に示す。Soft stateでは、円盤はX線の領域で輝き、降着円盤からの黒体放射と非熱的な電子によるコンプトン散乱が優位である。他方、Hard stateは数100 keVのピークがあり、優位な成分は熱的な電子によるコンプトン散乱である。加えて、両方の状態には、冷たい円盤でのコンプトン反射の成分も見られる [23]。

事象の地平線付近では、強い重力ポテンシャルによってイオンが100 MeVまで加速され、それによって $\pi^0$ が作られる。それゆえ、70 MeVにピークを持つ $\pi^0$ の熱放射が観測される事が予想される。そのような放射は、ブラックホールが存在する証拠と言えるかもしれない。

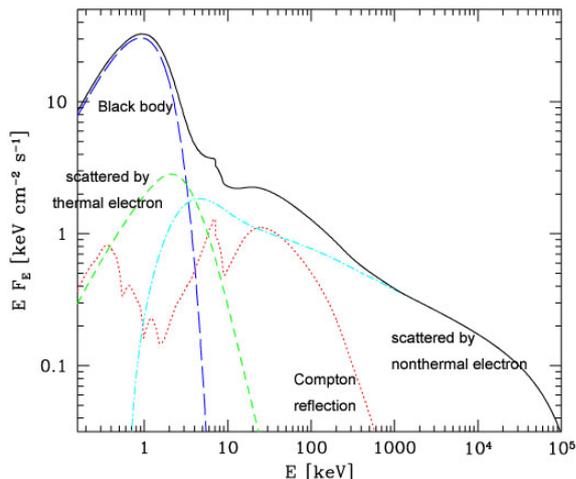


図 1.10: Soft(High) state の放射モデル [23]

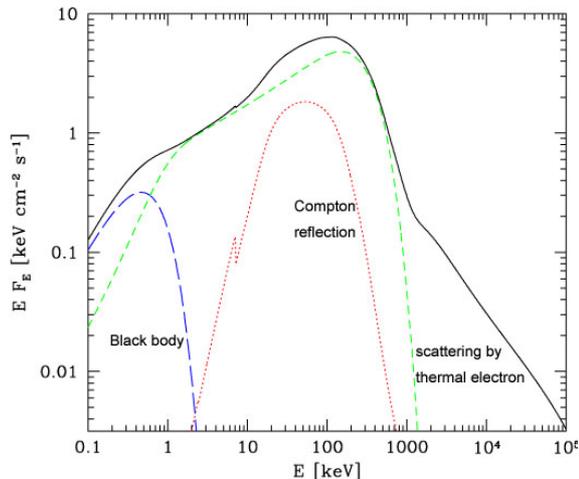


図 1.11: Hard (Low) state の放射モデル [23]

### 1.3.4 銀河中心

電子が陽電子と出会うと、2つもしくは3つの $\gamma$ 線が、対消滅によって作られる。静止状態で対消滅が起こった場合、光子のエネルギーは電子の静止エネルギーに等しい511 keVとなる(第1.1.6節)。実際に、OSSEやINTEGRALは銀河中心からの511 keVを観測し、銀河中心で確かに対消滅が起きている事を示した。

これらの観測から、511 keVの分布は銀河面にある程度広がっている事が分かった。511 keVの放射は陽電子の存在を意味し、その陽電子は、超新星爆発や重い星での元素合成で生じる放射性同位体の $\beta^+$ 崩壊によって生成され、銀河中心での活発な星生成を意味しているかも知れない。

さらに、銀河中心に $\sim 3 \times 10^6 M_{\odot}$ の質量のブラックホールが存在する事が有力視されている。それゆえ、質量の降着があれば、 $\pi^0$ 崩壊によるMeV $\gamma$ 線放射が期待される。

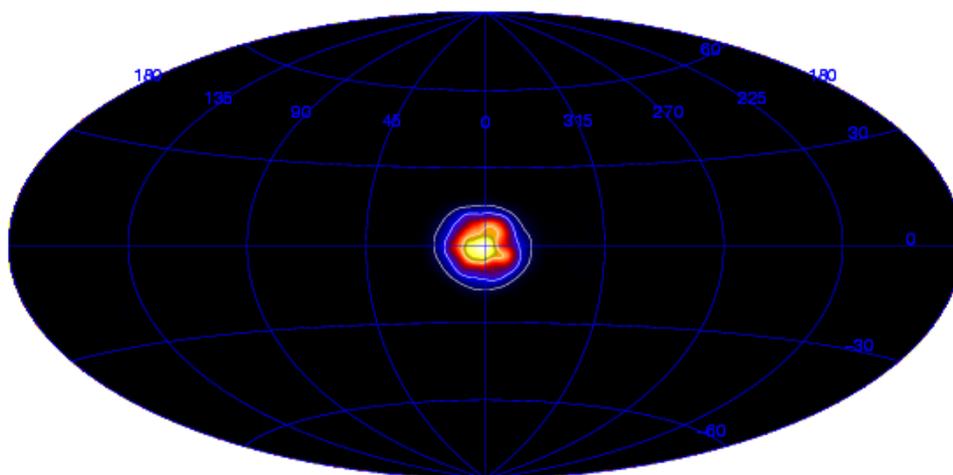


図 1.12: SPI/INTEGRALによる、511 keVで見た銀河中心 [38]

### 1.3.5 活動銀河核

活動銀河はその中心部から強い放射をする銀河で、そのような銀河の核を活動銀河核と呼ぶ。活動銀河核には、 $10^6 - 10^9 M_{\odot}$  の質量のブラックホールが存在すると考えられている。電波観測では、多くの活動銀河核が、中心から細いビームで放射するジェットを持つ事を指摘している。ジェットからの放射が降着円盤からの放射や円盤付近の熱放射より強ければ、得られた連続スペクトルはシンクロトロン放射と逆コンプトン散乱の組み合わせによって説明される（図 1.13）。

COMPTEL によって 10 個、EGRET によって 94 個および Fermi の LAT によって既に 121 個 [1] の活動銀河核が見つかった。従って、活動銀河核は sub-MeV/MeV $\gamma$  線における重要な観測対象である。

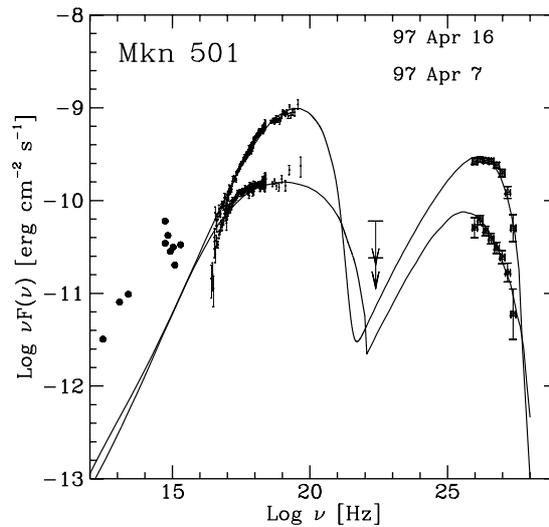


図 1.13: ブレーザー Mkn501 のスペクトル [22]

### 1.3.6 太陽フレア

太陽は最も身近な天体であり、 $\gamma$  線も放出している。1970 年代以降、太陽フレアから時折、少量のライン  $\gamma$  線が放出される事が知られていた。

図 1.14 は、太陽フレアのスペクトルである。この図から分かるように、511 keV と 2.2 MeV で高いフラックスが得られている。511 keV の  $\gamma$  線は電子・陽電子対生成から放出され、2.2 MeV の  $\gamma$  線は陽子と中性子の結合で重水素が作られる時に放出される。このことから、中性子や陽電子が、フレアの領域で作られると考えられる。さらに、太陽フレア時のコロナの中で、粒子が加速と加熱をされ、加速された電子が制動放射により、X/ $\gamma$  線を放出する。太陽は最も近い恒星なので、最も詳細に観測でき、とても重要な  $\gamma$  線天体である。

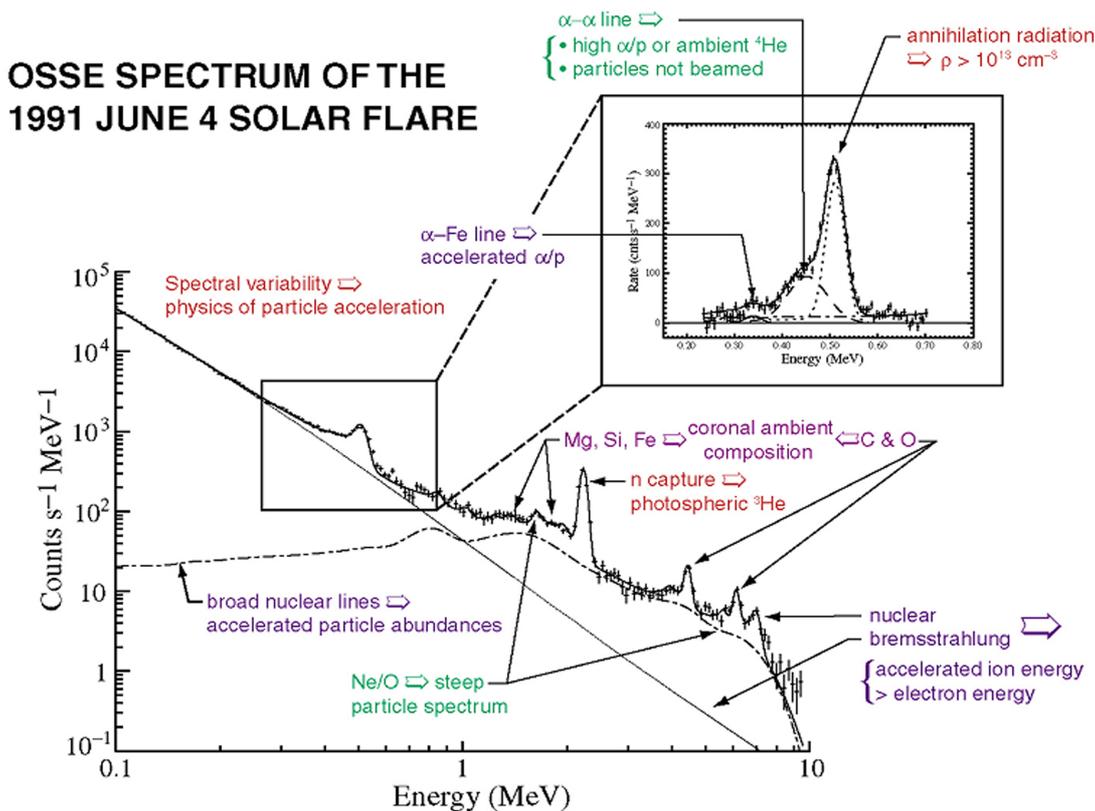


図 1.14: 太陽フレアのスเปクトル (1991 年 6 月 4 日) [31]

### 1.3.7 $\gamma$ 線バースト

$\gamma$  線バーストは、宇宙最大の爆発であり、 $10^{54}$  erg ものエネルギーを放出する。図 1.15 は、現在までに得られた観測事実に基づいて理論的に考察された  $\gamma$  線バーストの概念図である [37]。 $\gamma$  線バーストは、 $\gamma$  線で数秒 ~ 数 10 秒程度の間、突然明るく輝く (図 1.17)。このような現象が 1 日に 1 回程度の頻度で、天球上でランダムに起こる。1970 年代初期に、Vela 衛星によって発見されて以来、ごく最近まで  $\gamma$  線以外では観測されていなかった為、どのような天体が  $\gamma$  線バーストを放出するのか全く不明であった [35]。しかし 1997 年になって、 $\gamma$  線バースト直後の残光が X 線や可視光で初めて検出され、可視光でのスペクトル観測から宇宙論的距離で起こっている事が明らかになった。今までに、HEUTE-2 や SWIFT のような多くの観測器が運用され、 $\gamma$  線バーストに対する我々の理解が急激に広がっている。

現在では、100 億光年以上の宇宙論的距離で、太陽よりも数 10 倍重い星がその進化の最後に燃え尽きて超新星爆発を起こす時に発生する現象であり、総エネルギーが  $10^{54}$  erg に達する事が分かってきた。得られるスペクトルは、MeV $\gamma$  領域においては、シンクロトロン放射で説明される。CGRO に載った BATSE は 2700 個の  $\gamma$  線バーストを発見し、その分布は全天に一様に広がっている (図 1.16)。

$\gamma$  線バーストは宇宙論的距離からでも観測可能な為、宇宙初期の星や銀河の形成活動を探ったり、初期宇宙の物理状態を調べたり等、宇宙論研究の手段として注目されている。

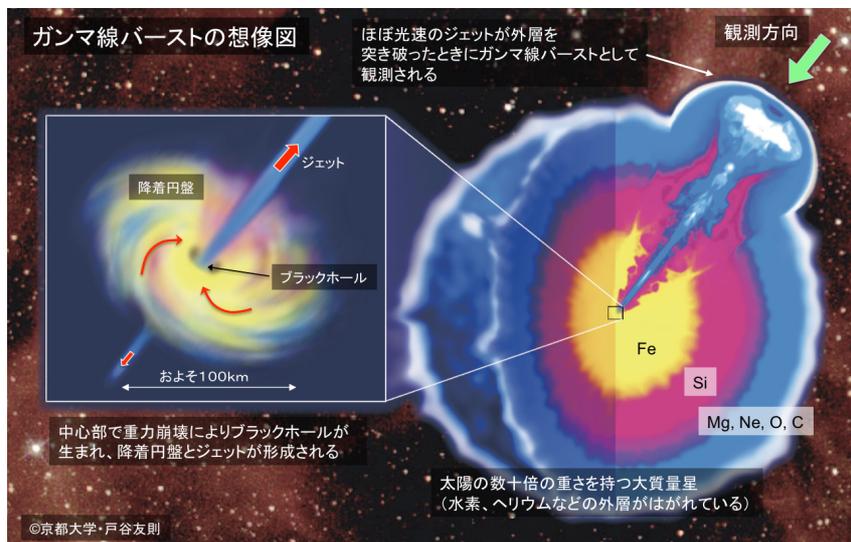
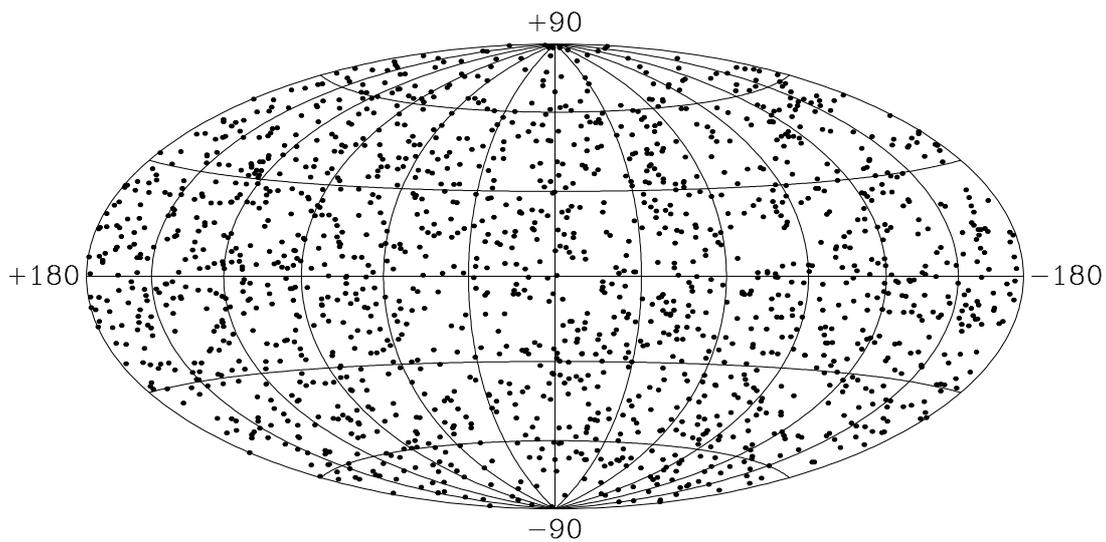
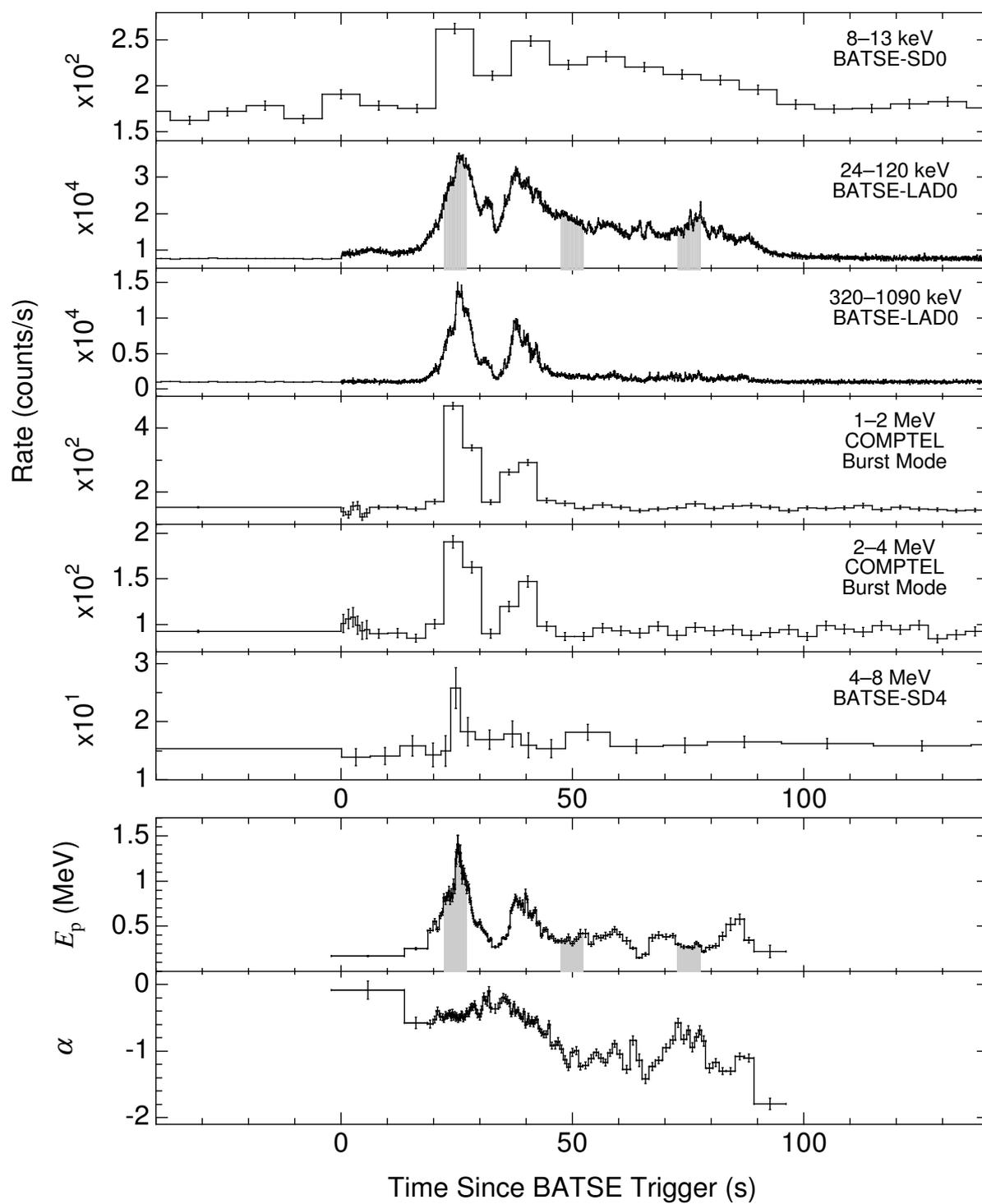
図 1.15:  $\gamma$ 線バーストの想像図 [37]

図 1.16: BATSE による GRB の全天マップ [25]

図 1.17: BATSE と COMPTEL による  $\gamma$  線バーストの光度曲線 [8]



## 第2章 $\gamma$ 線検出器

### 2.1 $\gamma$ 線と物質の相互作用

高エネルギーの光子が物質と衝突すると、その光子のエネルギーに従う数種類の過程により、電子が放出される。その電子がまわりの物質を電離させる為、我々は X 線や  $\gamma$  線を検出する事が可能となる。

X 線や  $\gamma$  線と物質の相互作用は多種類あるが、その内の最も重要な 3 つの相互作用は、光電効果、コンプトン散乱、電子・陽電子対生成である。これらの相互作用の断面積は、X 線や  $\gamma$  線のエネルギーと、物質の原子番号  $Z$  に依存する。図 2.1 は 1 気圧の Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10) での相互作用の断面積を、図 2.2 はどの相互作用が優位かを表している。

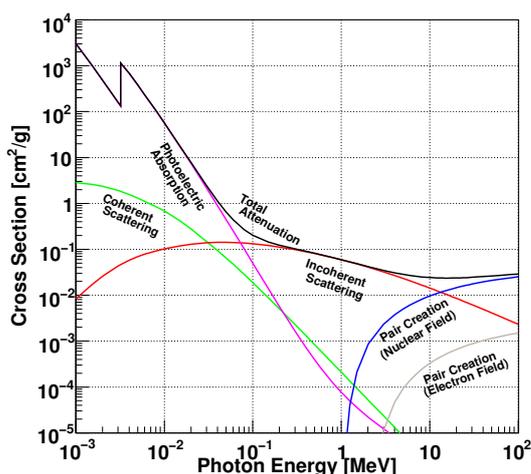


図 2.1:  $\gamma$  線と物質の相互作用の断面積 [39]

以下、各々の相互作用について述べていく。

#### 2.1.1 光電効果

光電効果は、100 keV 以下の光子の優位な相互作用である。この過程で、光子は原子中の電子に全エネルギーを与え、光電子と呼ばれる電子が原子からはじき出される。エネルギー  $E_0$  の光子が光電子を作る時、その光電子のエネルギー  $K_e$  は、原子中の光電子の束縛エネルギーを  $E_{\text{bind}}$  として、

$$K_e = E_0 - E_{\text{bind}} \quad (2.1)$$

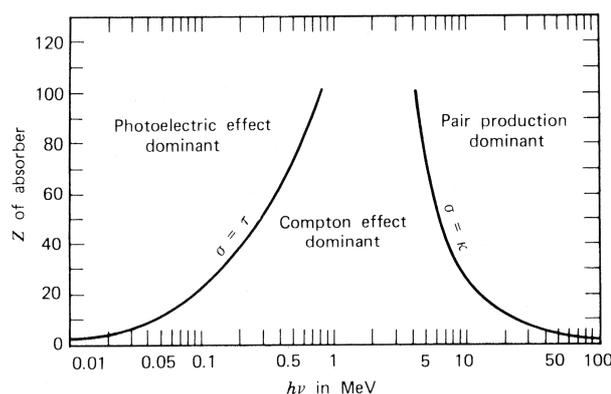


図 2.2:  $\gamma$  線と物質の優位な相互作用 [16]

と表わされる。 $E_0$  が  $K$  殻の束縛エネルギーより大きい場合、 $K$  殻の電子との相互作用の可能性が最も高い。 $K$  殻の電子との光電効果の断面積  $\sigma_K$  は、 $r_e$  を古典的電子半径  $r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$  として、

$$\sigma_K = 4\sqrt{2}Z^5 \left(\frac{8\pi}{3}r_e^2\right) \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}\right)^4 \left(\frac{m_e c^2}{E_0}\right)^{7/2} \quad (2.2)$$

と表わされる。すなわち、断面積は  $Z^5$  と  $E_0^{-7/2}$  に比例する。もし  $E_0$  が  $K$  殻の束縛エネルギーより小さければ、その光子は  $L$  殻の電子と相互作用する。それゆえに、 $K$  殻の束縛エネルギー付近では、反応断面積のエネルギー依存性に不連続なエッジができる (図 2.1)。同時に、高いエネルギー順位の束縛電子が、X線を放射する事で、空の順位に遷移しようとする。放射 X線のエネルギーは、それら 2つの順位のエネルギーの差に等しい。また時折、同程度のエネルギーの電子が X線放射の代わりにはじき出されるが、その電子を Auger 電子と呼ぶ。

### 2.1.2 コンプトン散乱

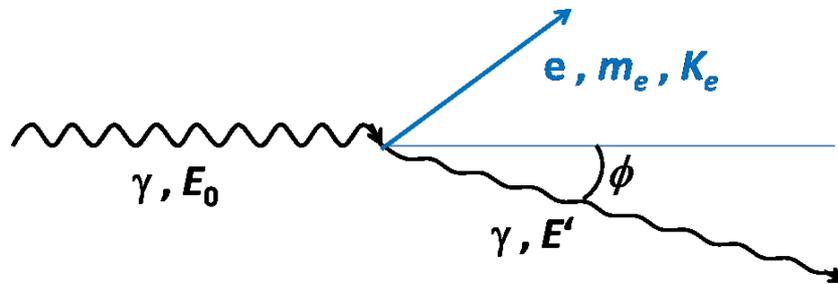


図 2.3: コンプトン散乱の概念図

数 100 keV から 10 MeV 程度のエネルギー領域では、光子は粒子として振る舞い、コンプトン散乱という  $\gamma$  線と電子の弾性散乱が優位となる。 $\gamma$  線がコンプトン散乱をする時、その  $\gamma$  線は初期エネルギーの幾らかを電子に渡し、反跳電子が飛び出し、同時にその  $\gamma$  線は低いエネルギーになって散乱される。図 2.3 にコンプトン散乱の概念図を示す。エネルギー  $E_0$  の  $\gamma$  線が自由電子とコンプトン散乱する時、散乱  $\gamma$  線のエネルギー  $E'$  は、散乱角を  $\phi$  として、

$$E' = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_e c^2}(1 - \cos \phi)} \quad (2.3)$$

と書け、一方反跳電子のエネルギー  $K_e$  は、

$$K_e = E_0 - E' = \frac{\frac{E_0}{m_e c^2}(1 - \cos \phi)}{1 + \frac{E_0}{m_e c^2}(1 - \cos \phi)} E_0 \quad (2.4)$$

と書ける。散乱  $\gamma$  線の角度分布は、微分散乱断面積によって、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_e^2 \left(\frac{1}{1 + k(1 - \cos \phi)}\right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2 \phi}{2}\right) \left(1 + \frac{k^2(1 - \cos \phi)^2}{(1 + \cos^2 \phi)[1 + k(1 - \cos \phi)]}\right) \quad (2.5)$$

と表わされる。ここで、 $\sigma$  は断面積、 $\Omega$  は立体角、 $k = \frac{E_0}{m_e c^2}$  である。すなわち、コンプトン散乱断面積は  $Z$  に比例する。角度分布を図 2.4 に図示する。 $E_0$  が大きい程、前方散乱が多くなる。

実際の検出器では、電子は静止しておらず、軌道上で有限の運動量を持つ。それゆえに、同じエネルギーの  $\gamma$  線が同じの角度に散乱されても、散乱後のエネルギーに揺らぎが生じる (ドップラーブロードニング)。

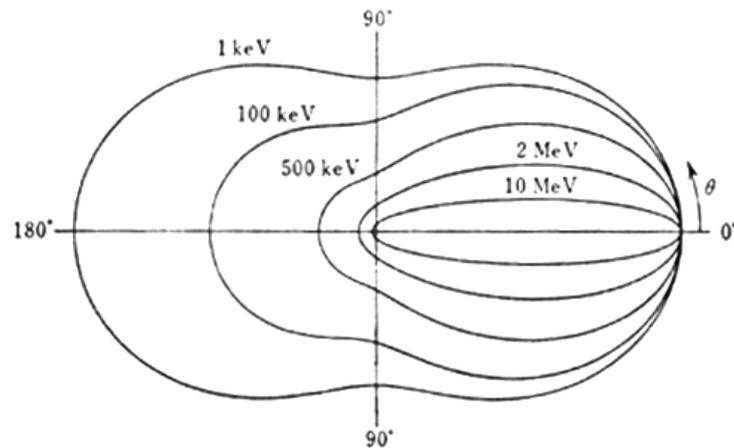


図 2.4: 散乱角  $\theta$  の単位立体角内へコンプトン散乱される光子数の極座標表示 [16]

### 2.1.3 対生成

$\gamma$ 線のエネルギーが電子の静止質量の2倍を超えると、電子と陽電子の対が、光子と原子核の周りの電場との相互作用で生成される。この過程は対生成と呼ばれ、10 MeV以上の光子の優位な相互作用である。光子による電子・陽電子の発生現象は P. A. M. Dirac (ディラック) による陽電子の提唱後、1932年に宇宙線の観測により発見された。エネルギー  $E_0$  の光子から放出された電子と陽電子のエネルギーは、

$$E_0 = E_- + E_+ + 2m_e c^2 \quad (2.6)$$

という方程式を満たす。対生成の断面積は、 $Z^2$  に比例し、 $\gamma$ 線のエネルギーが大きい程大きくなるが、高エネルギーではエネルギーに対して一定になる。

対生成で生じた電子・陽電子は制動放射で光子を発生させる。また、陽電子は物質中の電子と反応して2個の光子を発生させる。この現象が物質の中で交互に起こる。この過程は、電子がシャワーのように増加する為、電磁カスケードシャワーと呼ばれている。実際、宇宙線が大気の中で数 km の広さにわたる空気シャワーを起こす事が観測されている。

2.1.4 物質による各種断面積の違い

ガス種による光電効果、コンプトン散乱および対生成の断面積の違いの例として、Ar、XeおよびCF<sub>4</sub>について、XCOMという光子の散乱、光電吸収、対生成等の断面積を計算するシミュレーションプログラム [39] を用いて計算した。結果を図 2.5 ~ 2.7 に示す。

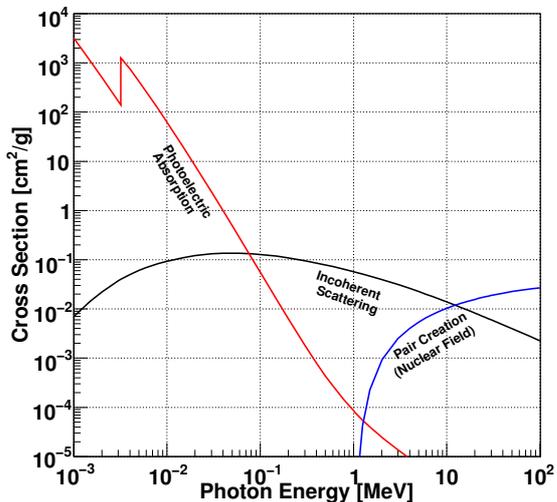


図 2.5:  $\gamma$ 線のエネルギーに対する各種断面積 (Ar)

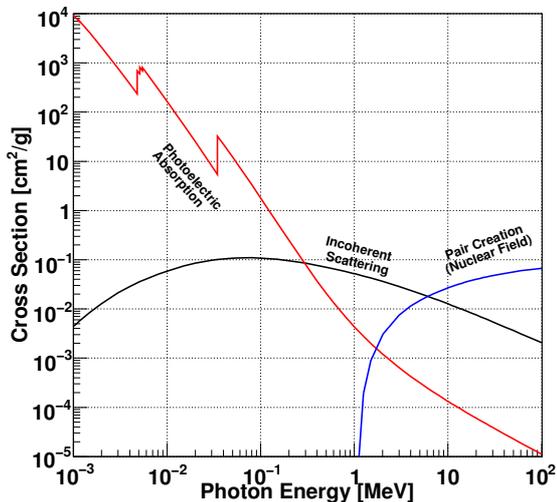


図 2.6:  $\gamma$ 線のエネルギーに対する各種断面積 (Xe)

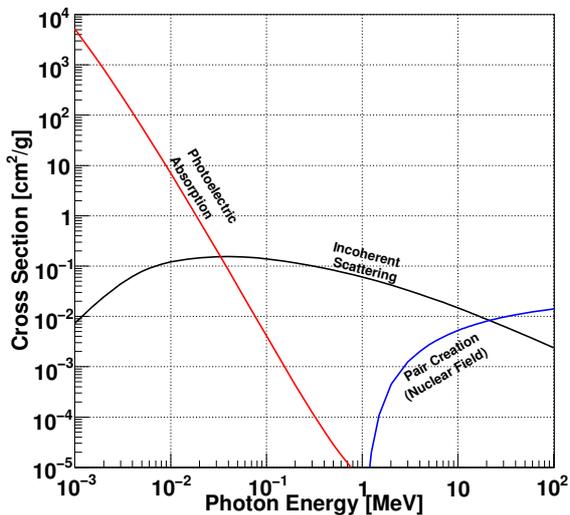


図 2.7:  $\gamma$ 線のエネルギーに対する各種断面積 (CF<sub>4</sub>)

## 2.2 sub-MeV/MeV $\gamma$ 線イメージング

天文学は一般的に、イメージングする為には、光子のエネルギーと入射方向の両方を測定する必要がある。X線は、 $\gamma$ 線と比較して波としての性質が強い為、反射によって集光される。図 2.8 は、X線集光の概念図である。非常に小さい角度で鏡にX線が入射した時のみ、X線は反射される。この鏡は、一般的に Ag でコーティングされた Al やガラスである。同じ方向から来たX線は同じ位置に集光されるので、焦点面に2次元に感度のある検出器を置く事で、入射光子のエネルギーと方向を同時に得る事が出来る。

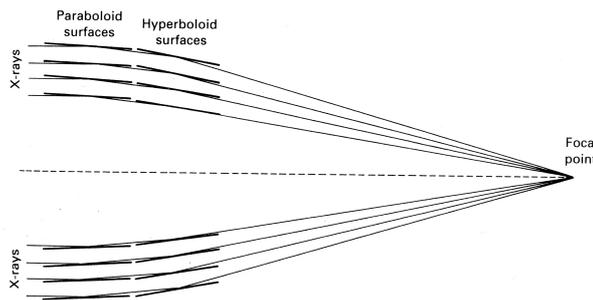


図 2.8: X線望遠鏡の集光系 [20]

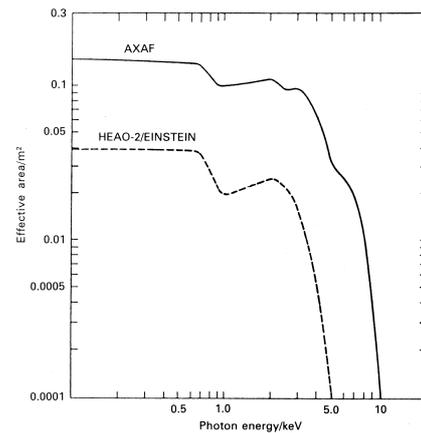


図 2.9: X線望遠鏡の有効面積 [20]

しかしながら、反射による集光には 10 keV のオーダーのエネルギー限界があり、それ以上のエネルギーでは光子は粒子性が強くなる為、反射確率は急激に落ちる。この理由から、反射による sub-MeV/MeV $\gamma$ 線の集光は不可能で、他の技術が必要である。

さらに、衛星の周りでは、多くの MeV $\gamma$ 線が、衛星を構成する物質中の原子核が宇宙線で励起される事で作り出され、さらにそのような $\gamma$ 線は複数回コンプトン散乱し、エネルギーが変化する。それゆえ、宇宙での MeV $\gamma$ 線の観測は、非常に多くのバックグラウンドを被っている。

### 2.2.1 Active and Passive Collimators

光子の入射方向を得る最もシンプルな方法は、視野のコリメートである。そのカメラは、位置に感度のある検出器とコリメータから成り、図 2.10 に概観を示す。コリメータによって、検出された光子はコリメータの視野の中から来た事が分かる。しかしながら、高エネルギーの光子は、コリメータの中で散乱されたり、コリメータを通り抜けたりする事がある。従って、視野外の  $\gamma$  線源が多くバックグラウンドを作り、視野内の微かな線源の検出を妨害する。

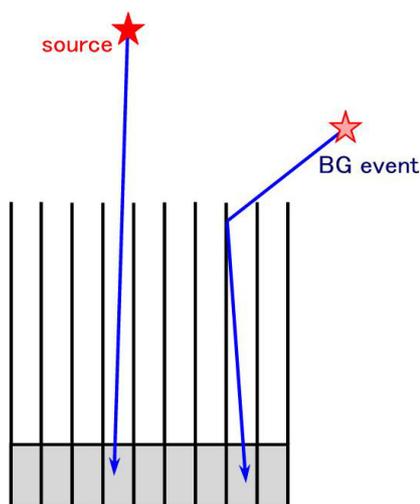


図 2.10: Passive collimator の概念図 [33]

視野外からの  $\gamma$  線を除く為に、2つの改善点が挙げられる。1つはシンプルで、厚いコリメータを使う方法である。コリメータを厚くすればする程、高い阻止能を得る。例えば 500 keV の  $\gamma$  線を鉛で遮蔽する際、強度を 1/2 にするには 0.4 cm、1/10 にするには 1.25 cm の厚みが必要である [15]。この方法では、視野が狭くなって有効面積が小さくなり、またコリメータが重くなる。MeV  $\gamma$  線での天体観測の為に検出器を衛星か気球に載せる事が必須なので、これらは実際の検出器にとって大きなデメリットである。もう1つの方法は、active collimator を使う方法である。コリメータ内での反応を取り除くため、高  $Z$  のシンチレータのような  $\gamma$  に感度を持つ veto カウンターがよく使われる。コリメータ内で散乱したバックグラウンドは、veto カウンターの非コインシデンスで取り除くことが出来る。一方で、そのカメラは固有のバックグラウンドに敏感になり、測定のデッドタイムが増える可能性がある。天文学において、コリメータを使った観測は効果的であり、伝統的な手法である。

今までに、OSO-3、SMM および OSSE がこの方法を基本とし、Suzaku に載った HXD もこの種の望遠鏡である。

### 2.2.2 Coded Aperture Imaging

現段階で実用的なイメージング法は coded aperture imaging であり、SIGMA、INTEGRAL 及び SWIFT で採用されている。coded aperture imaging は、位置に感度のある検出器と、入射方向からマスクの影のイメージにマップを運ぶ coded mask から成る。coded mask は光学的に薄い物質と厚い物質から成り、

$$M_{ij} = \begin{cases} 1 & : \text{光学的に薄い部分,} \\ 0 & : \text{光学的に厚い部分} \end{cases} \quad (2.7)$$

という行列で記述できる。

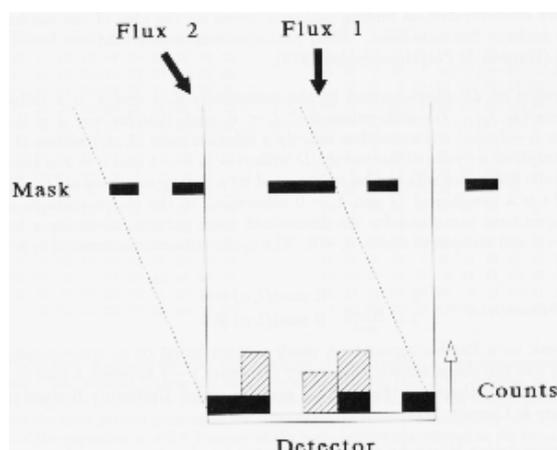


図 2.11: Coded mask [14]

図 2.11 のように、強度  $s_j$  の  $\gamma$  線が方向  $j$  から来ると、その方向はマスクの影のイメージに投影され、光子数  $M_{ij}s_j$  が位置  $i$  の検出器にたどり着く。それゆえ、位置  $i$  にある検出器において、検出する光子数は、

$$d_i = \sum_j M_{ij}s_j + b_i \quad (2.8)$$

と書ける。ここで  $b_i$  は、位置  $i$  で検出されるバックグラウンド光子である。入射方向  $s_j$  はこの方程式を解けば得られるが、 $s_j$  と  $b_j$  という 2 つの未知数がある為、バックグラウンドの見積りが非常に重要となる。

角度分解能と視野は、coded mask と検出器の間の距離に依存する。同じマスクと検出器では、カメラはその距離が短ければ大きな視野となり、長ければ良い角度分解能を有する。INTEGRAL に載った Imager on Board of the Integral Satellite (IBIS) は  $9^\circ \times 9^\circ$  の視野と Full Width at Half Maximum (FWHM) で  $0.2^\circ$  の角度分解能を持つ。

Coded mask はコリメータの一種で、mask は原理的に  $\gamma$  線を完全に吸収する事が望ましい。しかし、電磁波の吸収の断面積は  $E^{-7/2}$  に比例するので、coded aperture imaging は、基本的には高エネルギーの光子のイメージングには向かない。高エネルギーの光子のイメージングには厚い mask が必要である。実際、IBIS の mask は 1.6 cm の厚いタングステンの板から成り、SPECTrometer on Integral (SPI) は 3 cm の厚いタングステンの板を使用した。また、マスクで散乱した  $\gamma$  線がバックグラウンドとなるという問題もある。

### 2.2.3 $\gamma$ 線レンズ

$\gamma$ 線は粒子性が強い為に反射による集光は出来ないが、MeV $\gamma$ 線においては2つの集光方法がある。これらの集光法は $\gamma$ 線レンズと呼ばれている。1つはLaue回折を利用したもので、もう1つは位相Fresnelレンズを利用したものである。一般的に、集光は高い角度分解能を有するが、視野が狭い。また、回折を利用する為に、エネルギー幅も狭くなる。一方、集光は検出器の体積が他のイメージング法に比べてかなり小さいので、内部バックグラウンドを減らす事が出来る。

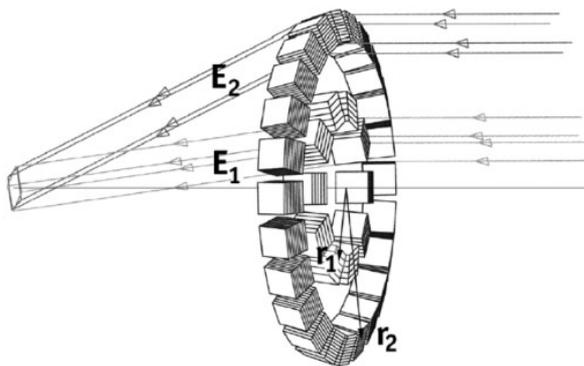


図 2.12: Laue レンズの概略図 [4]

Laue は 1912 年に X 線が結晶格子で回折する現象を発見し、この業績で 1914 年にノーベル賞を受賞した。この現象を Laue 回折といい、Laue 回折による集光を Laue レンズという。Laue レンズは非常に良い角度分解能を有するが、結晶平面の距離  $d$ 、回折角  $\theta$ 、回折次数  $n$  および波長  $\lambda$  を用いて、

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad (2.9)$$

の関係を満たす Bragg 散乱の原理に基づく、特定のエネルギーの  $\gamma$  線しか集光できない。その為、広い領域のエネルギースペクトルを得る事は不可能である。2001 年に気球実験をした CLAIRE のレンズは、45 秒角の視野と、169 - 171 keV のエネルギーバンドと、焦点距離 3 m を有している。

もう1つの方法が位相 Fresnel レンズである。物質中での  $\gamma$  線の屈折率が 1 よりわずかに小さい事を利用して、 $\gamma$  線を集光する事が可能である。Fresnel レンズは  $\mu\text{arcsec}$  に角度分解能の限界を持つが、 $10^9$  m の焦点距離が必要である。それゆえ、現在のところこの方法を実現するのは困難である。

### 2.2.4 Compton Imaging

$\gamma$ 線が検出器の中でコンプトン散乱する時、散乱 $\gamma$ 線が入射時のエネルギーの内のいくらかを落とすので、光子の全エネルギーを測定する事は難しい。それゆえ、コンプトン散乱は sub-MeV から MeV のエネルギー領域で最も優位な相互作用であるが、検出が困難な過程である。

散乱 $\gamma$ 線と反跳電子の両方の情報を得る事が出来れば、入射 $\gamma$ 線のエネルギーと方向を再構成出来る。 $\gamma$ 線は粒子性が強く、このように運動的に再構成する以外に、到来方向を得てイメージングを行う事は原理的には出来ない。このイメージング法は Compton imaging と呼ばれる。Compton imaging に基づく検出器はコリメータを必要としない為に、広い視野を持つ。実際、CGRO に載った COMPTEL は、1 sr の視野を実現している。

Compton imaging は、sub-MeV/MeV 領域において、光子 1 イベントごとにエネルギーと方向の両方を検出する為の唯一の方法であり、1 sr 以上の広視野の観測も可能である。それゆえ、このイメージング法は魅力的で、Medium Energy Gamma-ray Astronomy (MEGA)、Nuclear Compton Telescope (NCT)、LXeGRIT、TIGRE 等の多くの検出器が開発されている。

#### Classical Compton Imaging

COMPTEL で使われた classical Compton imaging は、物質中での最初のコンプトン散乱を利用する。classical Compton imaging カメラは、軽い物質 (低  $Z$ ) と重い物質 (高  $Z$ ) をそれぞれ使用した、2 つの検出器から成る (図 2.13)。低  $Z$  で位置に感度のある検出器を前段に、高  $Z$  で位

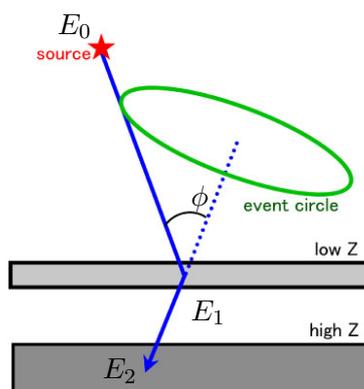


図 2.13: Classical Compton imaging の概略図 [33]

置に感度のある検出器を後段に配置する。入射 $\gamma$ 線は低 $Z$ 検出器でコンプトン散乱し、散乱 $\gamma$ 線は高 $Z$ の後段検出器で光電吸収される。低 $Z$ 検出器で反跳電子のエネルギー $E_1$ と散乱点を、高 $Z$ 検出器で散乱 $\gamma$ 線のエネルギー $E_2$ と吸収点を測定する。 $E_1$ と $E_2$ を用いて、 $\gamma$ 線のエネルギー $E_0$ と散乱角 $\phi$ は、

$$E_0 = E_1 + E_2, \quad (2.10)$$

$$\cos \phi = 1 - m_e c^2 \left( \frac{1}{E_2} - \frac{1}{E_1 + E_2} \right) \quad (2.11)$$

と計算出来る。また散乱 $\gamma$ 線の方法は、反跳電子の方法の2成分は測定されないが、コンプトン点と吸収点をつなぐ事で得られる。それゆえ、入射 $\gamma$ 線の再構成方向は円環に制限される (図 2.13 に示すように、event circle と呼ばれる)。

この方法で $\gamma$ 線点源の方向を得る為には、最低3光子が必要である。図 2.14 のように、円の重

ね合わせで、線源の位置を完全に決定できる。COMPTEL は上下の検出器の間の Time Of Flight (TOF) を使う事でバックグラウンドを除いたが、これには上下の検出器を離す必要があり、視野が限られていた。

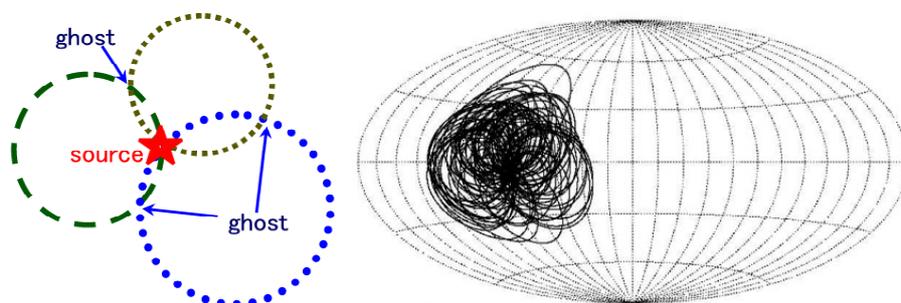


図 2.14: Classical Compton imaging と、COMPTEL による  $\gamma$  線バーストの観測 (GRB910505 [26])

### Multiple Compton Imaging

Classical Compton imaging にとって、入射  $\gamma$  線の正しい方向を得る為の良い過程は、前段の検出器で 1 回コンプトン散乱し、後段の検出器で完全に光電吸収される過程である。しかしながら、前段の検出器でコンプトン散乱した  $\gamma$  線が後段の検出器でもコンプトン散乱し、2 回目の散乱  $\gamma$  線が検出器外へ逃げる事がある。そのような多重散乱イベントは、classical Compton imaging にとって、バックグラウンドとなる。

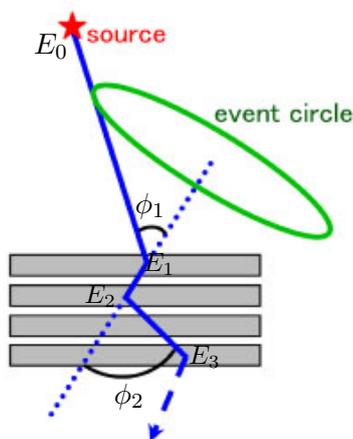


図 2.15: Multiple Compton imaging の概略図 [33]

Multiple Compton imaging は、この問題を解決する為の進んだ方法である。図 2.15 は multiple Compton imaging の概略図で、薄い数層の位置に感度のある検出器から成る。CdTe や Si/Ge ストリップ検出器のような半導体検出器は、薄い検出器として使われる。 $\gamma$  線が検出器で多重散乱する時、入射  $\gamma$  線のエネルギー  $E_0$ 、最初の散乱角  $\phi_1$  および 2 回目の散乱角  $\phi_2$  は、1 回目、2 回目

および3回目の相互作用で失うエネルギーをそれぞれ  $E_1$ 、 $E_2$  および  $E_3$  として、

$$E_0 = E_1 + \frac{E_2 + \sqrt{E_2^2 + \frac{4m_e c^2 E_2}{1 - \cos^2 \phi_2}}}{2}, \quad (2.12)$$

$$\cos \phi_1 = 1 - m_e c^2 \left( \frac{1}{E_2 + E_3} - \frac{1}{E_1 + E_2 + E_3} \right), \quad (2.13)$$

$$\cos \phi_2 = 1 - m_e c^2 \left( \frac{1}{E_3} - \frac{1}{E_2 + E_3} \right) \quad (2.14)$$

の式で得られる。これらの方程式は、最後に散乱された $\gamma$ 線が検出器外へ逃げたとしても、入射 $\gamma$ 線のエネルギーを測定出来る事を示している。またこの方法では、検出効率の改善により、バックグラウンドを減らせるかも知れない。他方、再構成方向は classical Compton imaging と同様に円のままである。また、イベントの再構成時において、相互作用した順番に測定点を分類しなければならないという問題点がある。さらに、多数の層のヒット点を要求するので、検出率が下がり、視野も狭くなる。

NCT は multiple Compton カメラの一例である。NCT は 3次元位置に感度を持つ数個のゲルマニウム検出器から成り、2005年に気球実験で 200 - 800 keV のバックグラウンドを測定し、2009年には天体観測用気球実験を行った。

### Electron Tracking Compton Imaging

Multiple Compton imaging がエネルギー情報の改善法であるのに対して、electron tracking Compton imaging は、入射 $\gamma$ 線の方向測定を改善を目指している。classical/multiple Compton imaging においては、反跳電子のエネルギーと位置しか測定されない為、 $\gamma$ 線が円のどの部分から来たかを特定する事が難しい。

Electron tracking Compton imaging を基礎とする検出器は、反跳電子の飛跡とエネルギーを測定するトラッカーと、散乱 $\gamma$ 線の吸収点とエネルギーを測定する吸収体から成る(図 2.16)。反跳電子の飛跡を測定する事で、 $\gamma$ 線の到来方向を完全に得る事が出来る。

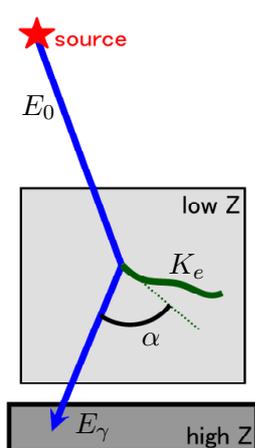


図 2.16: Electron tracking Compton imaging の概略図 [33]

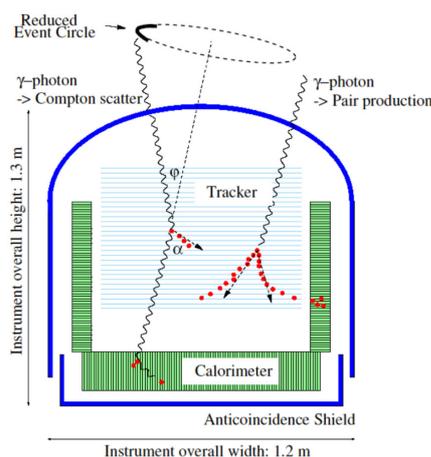


図 2.17: MEGA の概略図 [6]

反跳電子と散乱 $\gamma$ 線との狭角 $\alpha$ は、それらの飛跡から幾何的に得られ、またエネルギーから計算しても得られる。それゆえ我々は、2種類の方法で得た値が良く一致しているイベントを選ぶ事

が出来る。この  $\alpha$  によるバックグラウンド除去により、electron tracking Compton imaging は、バックグラウンドに悩まされている MeV $\gamma$  線天文学に向いている。

MEGA は、限られたエネルギー領域 ( $> 2$  MeV) のみであるが、electron tracking Compton カメラの一例である。図 2.17 は MEGA の概略図である。トラッカーはシリコンストリップ検出器の積み重ねから成り、吸収体は CsI シンチレータである。また、2 MeV 以下は classical Compton imaging を、2 ~ 8 MeV は electron tracking Compton imaging を用いて  $\gamma$  線を測定する。しかし MEGA は固体のトラッカーを使用している為、 $\alpha$  の精度が低い。

### 2.2.5 Pair Tracking

$\gamma$  線のエネルギーが 10MeV を超えると、電子・陽電子対生成が優位な反応となる。pair tracking カメラは対生成を利用したカメラであり、トラッカー、コンバーターおよびカロリメータから成る(図 2.18)。 $\gamma$  線がカメラに入ると、タングステンのシートで作ったコンバーターで対生成する。生成された電子と陽電子はトラッカーの中を走り、カロリメータで止まる。トラッカー中の飛跡とカロリメータでのエネルギー損失を測る事で、電子と陽電子の運動量を測定できる。そしてそれらの和で、入射  $\gamma$  線の運動量を得る。

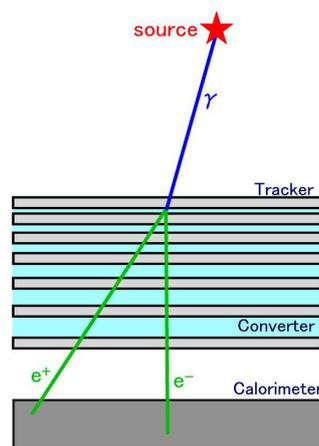


図 2.18: Pair tracking カメラの概略図 [33]

SAS-2、COS-B および EGRET はスパークチェンバーを使った pair tracking 望遠鏡で、Fermi の Large Area Telescope も、トラッカーとしてシリコンストリップ検出器を使用した同様の検出器である。

Pair tracking カメラは advanced Compton カメラに非常によく似ている。実際 MEGA は、8 MeV 以上の  $\gamma$  線の検出の為に pair tracking を利用している。

## 2.3 $\gamma$ 線天文衛星

この節では、今までの低エネルギー  $\gamma$  線観測の為に衛星に載った検出器について、簡単にまとめる。

### 2.3.1 Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO)

NASA の CGRO は、1991 年 4 月から 2000 年 6 月まで運用された。このミッションは、sub-MeV から GeV までの広いエネルギー領域における、最初の全天探索である。CGRO は 4 つの望遠鏡：OSSE、COMPTEL、EGRET および BATSE を載せた (図 2.21)。BATSE は GRB 観測の為に  $\gamma$  線カメラである。

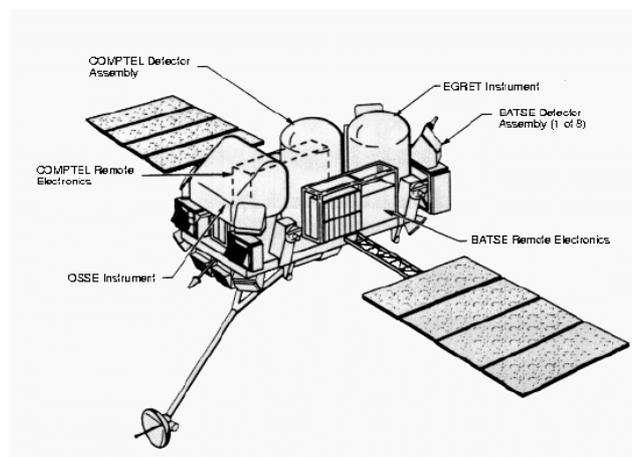


図 2.19: CGRO の概略図 [11]

#### OSSE

OSSE は、active and passive collimator を利用した検出器である。主検出器は、NaI(Tl) 結晶 (直径 33 cm、厚さ 10.2 cm) と CsI(Na) 結晶 (厚さ 7.6 cm) から成る phosphor-sandwich (phoswich) 検出器であり、4 モジュールが搭載された。NaI(Tl) 結晶の前に、タングステンの passive collimator が置かれている。主検出器とタングステンコリメータの周りに、非コインシデンスを取る為に、厚さ 8.5 cm の NaI(Tl) 結晶の環状のシールドがある。荷電粒子の除去の為に、薄いプラスチックシンチレータ (0.6 cm 厚) がコリメータの上に置かれている。エネルギーレンジは 0.1 ~ 10 MeV、視野は  $3.8^\circ \times 11.4^\circ$  である。

#### COMPTEL

COMPTEL は、衛星に載って打ち上げられた最初のコンプトン望遠鏡で、classical Compton imaging を基礎としている。概略図を図 2.20 に示す。その低  $Z$  検出器は、液体有機シンチレータ NE213A (有効面積: 4188 cm<sup>2</sup>) で、高  $Z$  検出器は、NaI(Tl) 結晶 (有効面積: 8744 cm<sup>2</sup>) である。荷電粒子の除去の為に、それぞれの検出器は非コインシデンスを取る為にドームに覆われている。また、バックグラウンドを除く為に、COMPTEL は低  $Z$  検出器と高  $Z$  検出器の間の TOF を使用した。COMPTEL は 10 MeV の  $\gamma$  線に対して  $\sim 1.25^\circ$  の角度分解能がある。

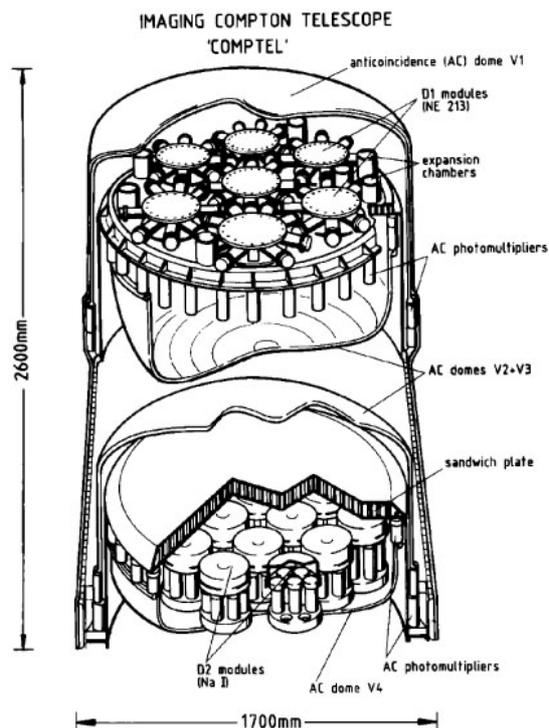


図 2.20: COMPTEL の概略図 [28]

EGRET は 270 個の  $\gamma$  線源を検出したが、COMPTEL は定常天体は約 30 個にとどまった。これは、COMPTEL が両検出器の TOF による完全なバックグラウンド除去が出来なかった為だと考えられる。それゆえ、COMPTEL の実際の感度は、設計値より低かった。

## EGRET

EGRET は pair tracking imaging を利用した検出器である。EGRET の中心部分は、タンタルの層を挿入した多層ワイヤーグリッドスパークチェンバーである。トリガーカウンターは、スパークチェンバーの下部に挿入したプラスチックシンチレータから成り、カロリメータは、20 cm 厚の NaI(Tl) 結晶から成る。荷電粒子の除去の為に、2 cm 厚のプラスチックシンチレータの非コインシデンスフードがスパークチェンバーを覆っている。

### 2.3.2 INTERNATIONAL GAMMA-RAY ASROPHYSICS LABORATORY

European Space Agency のミッションである INTEGRAL は、2002年に打ち上げられた。SPI と IBIS という2つの  $\gamma$ 線望遠鏡と、3 keV から 35 keV までの X線装置である JEM-X と 500 - 850 nm で観測する可視光望遠鏡 OMC という2つのモニターを持つ。

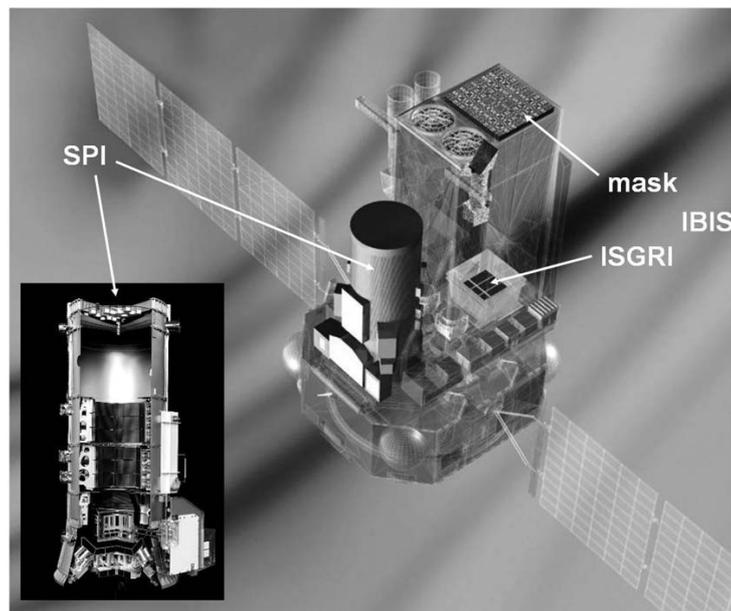


図 2.21: INTEGRAL の概略図と SPI の写真 [19]

#### SPI

SPI は coded aperture imaging を基礎とした検出器である。85 K に冷やした 19 個の Ge 結晶のレイから成る為、SPI は 1 MeV に対して 2 keV の良いエネルギー分解能を持つ。SPI のマスクは 3 cm 厚のタングステンで作られ、マスクと検出器の距離は 1.71 m である。検出器全体は、181 個の PhotoMultiplier Tube (PMT) のついた 511 kg の BGO の active シールドで覆われている。高いエネルギー分解能を持つ為、細いライン  $\gamma$ 線に対する SPI の感度は、他の  $\gamma$ 線望遠鏡より 10 倍以上良い。

#### IBIS

IBIS もまた、coded aperture imaging を利用している。IBIS の coded mask は 16 mm 厚のタングステンを使っている。この検出器は 2 層から成っている。下層は、シリコン PIN フォトダイオード (各 CsI サイズ:  $9 \times 9 \times 30 \text{ cm}^3$ 、有効面積:  $3318 \text{ cm}^2$ ) のついた 4096 個の CsI シンチレータアレイで、PICsIT と呼ばれている。上層は 16384 個の CdTe ピクセルアレイ (ピクセルサイズ:  $4 \times 4 \times 2 \text{ mm}^3$ 、有効面積:  $2621 \text{ cm}^2$ ) で、ISGRI と呼ばれている。ISGRI は 15 keV から 400 keV まで、PICsIT は 200 keV から 10 MeV まで検出出来る。検出層は BGO の active シールドに覆われ、タングステンの passive collimator はマスクと GGO シールドの間に置かれる。タングステンマスクと上層の検出器の距離は 3.2 m である為、IBIS は 12 arc sec という良い角度分解能を有する。

## 2.4 ガス検出器

次章で述べるように、我々は electron tracking Compton imaging を使用した MeV  $\gamma$  線コンプトンカメラを開発している。electron tracking Compton imaging には  $\gamma$  線のトラッカーと吸収体が必要であるが、トラッカーとして、我々はガス検出器を使用している。我々のコンプトンカメラの解説に入る前に、一般的なガス検出器の特徴と、ガス種による検出器の性能の変化について、この節で述べておく。

ガス検出器は、放射線がガス中を通過する際に起こす電離作用を利用して動作させるものである。通常、ガス検出器は電圧を印加した2枚の電極で構成され、この電極間の空間はガスで満たされる。図 2.22 に示すように、放射線がこのガス中を通過する際、そのエネルギーの一部あるいは全部を消費して電子・イオン対を作る。電子とイオンは共に電場の作用で移動する事のできる電荷キャリアである。電荷キャリアが移動すると外部回路に電流が流れるので、放射線の電離電流を測定する事が出来る。あるいは、適切な電子回路を用いて放射線が作った電荷をパルスに変換すれば、粒子1つ1つ計数する事が出来る。前者の検出器を電流型、または積分型と言い、後者をパルス型という。

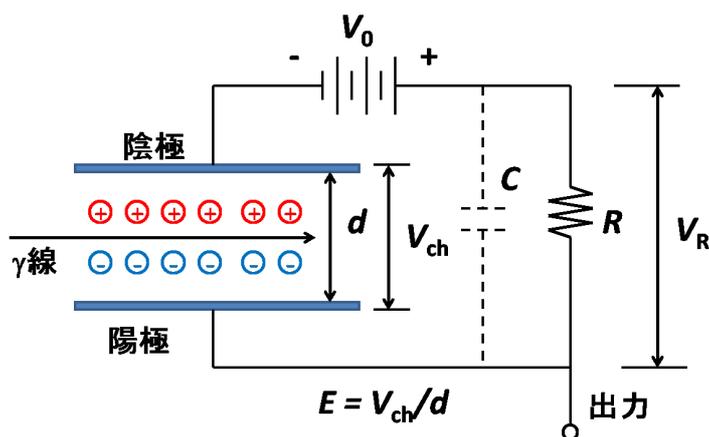


図 2.22: 電離箱の概念図 (平行板型電離箱)

ガス検出器は電極間の電圧を0から上げてゆくと、初めは電圧が低い為、放射線によって生成されたイオンが電子と再結合する。この領域を再結合領域と呼ぶ [15]。次にイオンと電子が再結合することなく電極に到達する電離領域が現れる。この領域で電離箱を動作させる。さらに電圧を上げて行くと、イオンと電子がガスと衝突して増幅作用が起こり始める。この領域は初めのイオンの数に比例してイオン数が増幅されるので、比例領域として比例計数管に適用される。さらに電圧が上がると、1個の1次電子イオン対が次々に多数のなだれを引き起こす。従って出力は大きくなるが、最初のイオンの数への依存度が小さくなり、入射粒子の判別が困難になる。この領域を Geiger-Müller (GM) 領域と呼び、GM 計数管に応用される。さらに電圧を上げて行くと最後には放電を起こす放電領域に入る。電場の強さに対するイオン生成数の概念図を、図 2.23 に示す。

以下で、電離箱と比例計数管、およびその応用の Time Projection Chamber (TPC) の原理の紹介と、それらの性能のガス種依存性について述べる。

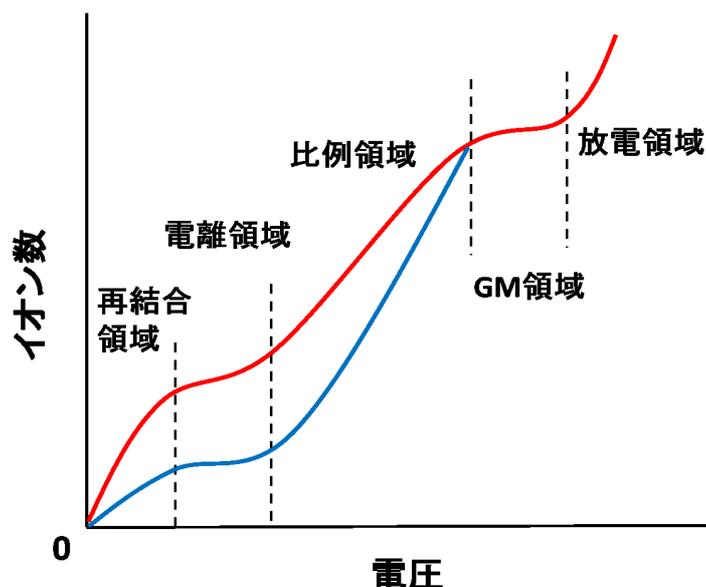


図 2.23: ガス計数管の電圧変化に対するガス増幅の概念図

### 2.4.1 電離箱

電離箱は最も古くから使用されてきた検出器であり、その原理にはガス検出器の基本的な性質が含まれている。電離箱の原理は、装置内に充填した気体が放射線により電離され、生成した電子とイオンを電極に集め電気信号として取り出す（図 2.22）。電離と電子の増幅の機構から、気体の種類及び印加電圧によって出力パルスが異なる。

電離過程を起こす為には、粒子は最小でもガス分子の電離エネルギーに等しい量のエネルギーを伝達しなければならない。放射線検出器として興味のあるガスの大半については、最も緩く束縛されている電子殻の電離エネルギーは  $10 \sim 20$  eV の間である [16]。しかし、入射粒子がイオンを生成しないでエネルギーを失う機構は他にもある。例えば、分子のより高い束縛状態に電子を上げるだけで、完全な分子から電子を取り去らないような励起過程がある。従って、生成イオン対あたりに入射粒子が失う平均エネルギーすなわち  $W$  値は、常に電離エネルギーよりかなり大きい。 $W$  値は原理的には、ガスの種類、放射線の種類とそのエネルギーの関数である。しかし、実験結果は  $W$  値がこれらの変数の強い関数にはならず、多くのガスおよび種々の放射線に対して極めて一定なパラメータになる事を示している。そのデータの例を表 2.1 に示す。その代表的な値は  $30 \sim 35$  eV/イオン対である。 $W$  値は約 30 eV/イオン対の値をとる。複数のガスを混合した時の  $W$  値は、 $W_1$ 、 $W_2$  および  $W_3$  のガスを  $a : b : c$  の分圧比で混合したとして、

$$W = \frac{1}{\frac{a}{W_1} + \frac{b}{W_2} + \frac{c}{W_3}} \quad (2.15)$$

となる。

放射線によって生成された電子とイオンは、両電極板に印加された電圧によって作られる電場により、静電力で動かされる。ランダムな熱速度と、与えられた方向への流動速度（以後、ドリフト速度）で運動が決まる。陽イオンは陰極へ、電子は陽極へドリフトする。

表 2.1:  $W$  値 [15]、[16]

気体	一次電離ポテンシャル [V]	$W$ [eV/イオン対]
H <sub>2</sub>	15.6	36.3
He	24.5	42.3
N <sub>2</sub>	15.5	35.0
O <sub>2</sub>	12.5	30.9
Ne		36.6
Ar	15.7	26.4
Kr		24.2
Xe		22.0
air		34.0
CO <sub>2</sub>		32.9
C <sub>2</sub> H <sub>2</sub>		25.9
C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>		26.2
CH <sub>4</sub>	14.5	27.3
C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>		27
CF <sub>4</sub>		54.0

ガス中のイオンのドリフト速度  $v$  は、印加電場  $E$ 、ガス圧  $p$  として、

$$v = \mu \frac{E}{p} \quad (2.16)$$

で正確に予測できる。 $\mu$  は移動度といい、広範囲の電場およびガス圧に対して一定であり、同じガス中では陽イオンあるいは陰イオンに対して大きくは変わらない。中位の  $Z$  のガスに対しては、典型的には  $1 \sim 1.5 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{気圧} / (\text{V} \cdot \text{秒})$  である。したがってガス圧 1 気圧、電場 100 V/cm の場合には、1 m/秒程度のドリフト速度になり、例えば 1 cm の検出器内をイオンが動く時間は約 10 m 秒となる。

一方、電子はイオンと比べて質量がずっと小さいので、中性ガス分子と衝突するまで大きく加速され、式 2.16 の移動度の値はイオンよりも 1000 倍大きくなる。したがって電子の収集時間は、イオンの場合の m 秒に比べて短く、 $\mu$  秒のオーダーになる。

電子のドリフト速度について、Magboltz という、CERN が開発したプログラム [21] を用いてシミュレーションを行った。Magboltz は、電子とガス分子の弾性散乱、電離、励起などの断面積を基に Boltzman 方程式を解いて、電場、磁場中でのドリフト速度、拡散係数、タウンゼント係数などのパラメータを計算するプログラムである。Ar、Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10)、Xe/Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (54:40:6) および CF<sub>4</sub> について計算した結果を、図 2.24 に示す。

ガス中の中性原子あるいは分子は一定の熱運動をしており、標準状態におけるその平均自由行程は  $10^{-6} \sim 10^{-8} \text{ m}$  である。ガス中に作られた陽イオンあるいは自由電子もまたランダムな熱運動に加わり、したがって高密度領域から拡散する傾向を示す。

イオンよりも自由電子の方が熱運動の平均速度がはるかに大きい為、その拡散過程が顕著である。点のような自由電子の塊は最初の位置から順次拡がり、その空間的な幅が時間とともに広がるガウス分布となる。任意の直行軸 ( $x$ 、 $y$  または  $z$ ) に写影した分布の標準偏差を  $\sigma$ 、経過時間を  $t$  とすると、

$$\sigma = \sqrt{2Dt} \quad (2.17)$$

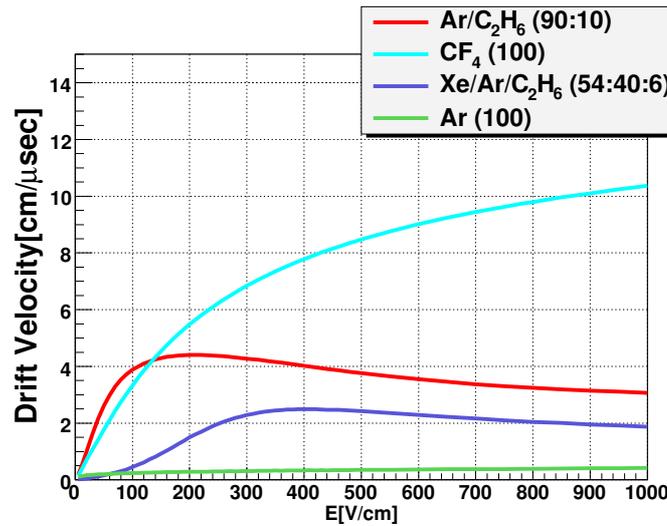


図 2.24: CF<sub>4</sub> 等のガス中の電子のドリフト速度シミュレーション

となる。簡単な場合、この式の拡散係数  $D$  は気体運動論で求められるが、一般には実験事実を正確に表せるような複雑な輸送理論が必要である。

ガス検出器中で、放射線によって生成された電子は電場の影響を受けながらガス中を移動し、第1次近似としては電子は電場の方向に動く。しかしながら、それでもなお電子はランダムな拡散をするので、個々の電子の軌道は少しずつ異なる。強い電場の下では、電子に与えられる電場方向への平均エネルギーの増加により、式 2.17 の拡散係数は電場の方向とそれと垂直な方向とで少し異なった値となる。電子が捕集電極に到達する時間は通常  $\mu$  秒程度なので、どの方向への拡散も 1 mm 程度かそれ以下である。ほとんど全てのガス検出器にとって、この電荷の拡がりを実用上何の影響も無いが、陽極における電子の到着場所や電子の流動時間を測定することにより電離が発生した場所を検知するような位置敏感型ガス検出器では、その空間分解能を決定する上で大きな役割を演じる。Ar、Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10)、Xe/Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (54:40:6) および CF<sub>4</sub> の拡散係数について、Magboltz を使用したシミュレーションを行った。結果を図 2.25、2.26 に示す。

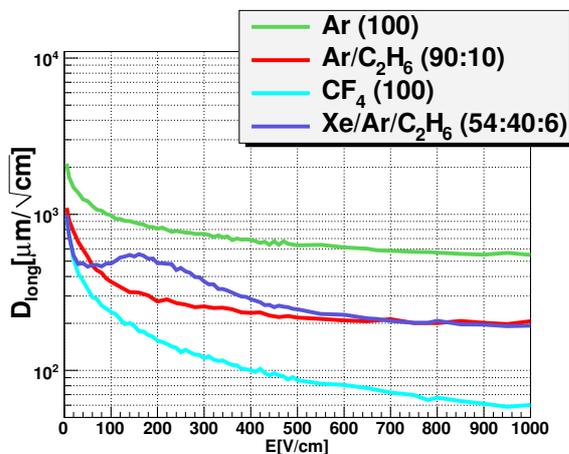


図 2.25: CF<sub>4</sub> 等のガス中における電子の縦方向の拡散係数のシミュレーション

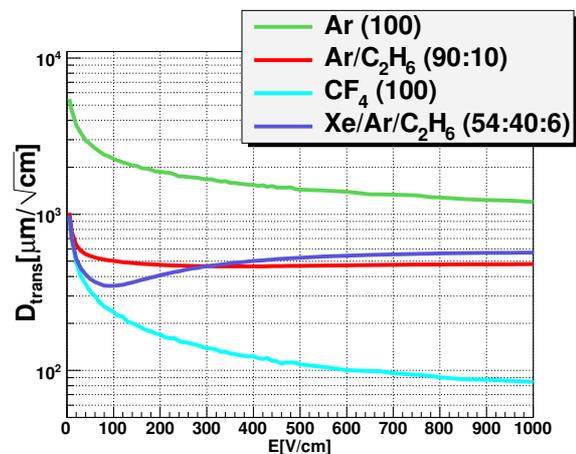


図 2.26: CF<sub>4</sub> 等のガス中における電子の横方向の拡散係数のシミュレーション

### 2.4.2 比例計数管

比例計数管は、図 2.23 の比例領域で動作させる計数管である。比例計数管の構造について、図 2.27 に示す円筒形を考える。円筒を陰極にし、その円の内半径を  $b$  として、陽極のワイヤーの半径を  $a$  としたとき、内部の電場は半径方向の位置  $r$  により、

$$E(r) = \frac{V}{r \ln(b/a)} \quad (2.18)$$

で表わされる。 $V$  は電極間にかけられる電圧である。

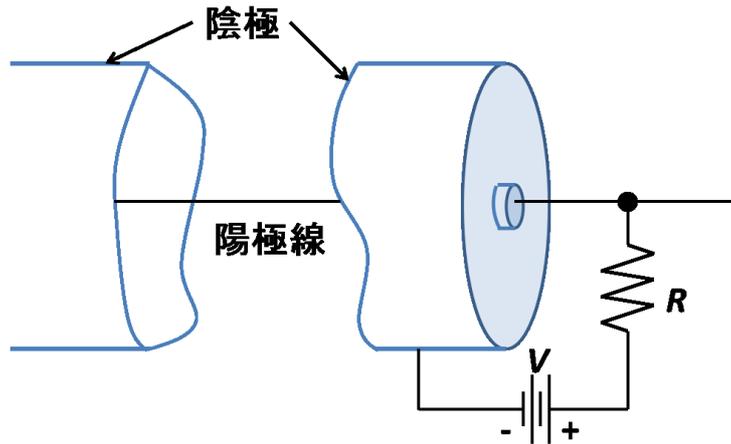


図 2.27: 比例計数管の概念図

比例計数管によるガス増幅は、電子とガスの衝突により発生する全電荷は増幅率  $M$  を用いて  $Q = n_0 e M$  となる。ここで  $n_0$  は初期の電離電子の数である。

ガス中の電界を十分高い値にするとガス増幅が起こる。低い電界では入射放射線で作られた電子とイオンはそれぞれの電極へ単に移動するだけである。この電荷が移動する間に、中性ガス分子と多数の衝突を行う。陽イオンあるいは陰イオンはその移動度が小さく、衝突間にほとんどエネルギーを得る事が出来ない。それとは逆に、自由電子は印加電界によって容易に加速され、衝突時には大きなエネルギーを持ち得る。このエネルギーが中性ガス分子のエネルギーより大きい場合には、イオン対がさらに追加して作られ得る。衝突の間の電子の平均エネルギーは電界とともに増大し、この二次電離が起こる電界には閾値が存在する。1 気圧の通常的气体では、この閾値は  $10^4$  V/cm 程度である。

この二次電離過程で作られた電子も電界で加速される。この電子もその流動 (ドリフト) 中に中性ガス分子と衝突してさらに電離を起こす。従って、この電離過程はタウンゼント型電子なだれ (Townsend avalanche) と呼ばれるカスケードの形をとり、最初の衝突で作られた自由電子の 1 つ 1 つが同じ過程でさらに多数の自由電子を作る能力を持っている。単位長さ当たりに電子の数が増加する割合は次のタウンゼントの式 (Townsend equation) に従う。

$$\frac{dn}{n} = \alpha dx \quad (2.19)$$

ここで、 $\alpha$  はガスに対する第 1 タウンゼント係数 (first Townsend coefficient) と言われている。この値は閾値以下の電界に対してゼロであり、電界強度を増加するにつれてこの最小値から増えてゆくのがふつうである。平行平板の配置の様に空間的に一定の電界であれば、タウンゼントの式

の  $\alpha$  は定数である。この式の解から電子密度が距離とともに指数関数的に成長する事が予測できる。すなわち、

$$n(x) = n(0)e^{\alpha x} \quad (2.20)$$

と書ける。

比例計数管中のガス増幅は、電子と中性ガス分子の衝突で作られた2次電離に基づいている。この衝突は、電離の他に単にガス分子を励起するだけで2次電子を作らない事もある。この励起分子はなだれに寄与せず、可視光あるいは紫外光を放出してその基底状態に戻る。適当な条件の下では、遷移時の光子が緩く束縛されている電子殻と光電相互作用して充填ガス中に電離を追加して作る事ができ、あるいは検出器の壁と相互作用して電子を1個作る事ができる。このような光子が励起した事象は、比例計数管においては比例性を失ったり、あるいは擬似パルスを作ったりするので、一般的には望ましくない。通常よく用いられる充填ガスに  $\text{CH}_4$  のような多原子ガスを少量添加すると、光子を吸収してもそれ以上電離を起こさなくなり、この光子による効果を抑制する事ができる。この添加ガスは、クエンチャーと呼ばれる。

ガス増幅率が約100以下に保つ場合には純粋な希ガス、あるいは2種の希ガスの混合物が有用なプロポーションナルガスとなる。ガス増幅率がこれ以上になると、クエンチャーを加えて、紫外光子の伝播に起因して比例性の損失および不安定性が生じるのを防ぐ。価格の点から Ar が希ガスとして最も広く使用され、P10 ガスとして知られている Ar/ $\text{CH}_4$  (90:10) ガスが最も通常の汎用プロポーションナルガスとなっている。ガス中の吸収を用いて X 線光子を高い効率で検出する必要がある測定では、より重い不活性ガス (Kr あるいは Xe) が使用される場合がある。 $\text{CH}_4$ 、 $\text{C}_2\text{H}_6$  等の炭化水素ガスはプロポーションナルガスとして適しており、阻止能が主要な目的で無い測定に広く用いられる。信号のコインシデンスを取ったり高速の時間測定をする場合には、電子のドリフト速度の速いガスを用いるべきである。熱中性子検出用の比例計数管は  $\text{BF}_3$  あるいは  $^3\text{He}$  をプロポーションナルガスとして使用し、高速中性子スペクトル測定用の比例計数管は  $\text{H}_2$ 、 $\text{CH}_4$ 、He あるいは他の原子番号の低いガスを使用する。

充填ガスの基本的特性は、主要成分ガスより低い電離電位を持つ第二のガスを少量加えた場合に大きく変化する。ペニング効果 (Penning effect) として知られる機構は、主要ガス中の長寿命のあるいは準安定の励起状態の存在に関係している。その励起エネルギーが添加した成分の電離エネルギーよりも大きい場合、準安定励起原子と中性添加原子の衝突は添加原子を電離する。この励起エネルギーは添加原子が無ければ失われてしまうので、入射放射線が失う単位エネルギー当たりに多数このイオン対が形成される。例えば Ar の  $W$  値は少量の  $\text{C}_2\text{H}_6$  を加える事により、26.2 eV から 20.3 eV に下がる。さらに、入射放射線の大半はイオンに与えられるので、イオン全数の相対的ゆらぎは 1/2 まで減少する。ペニング効果に付随して分解能が向上する為、比例計数管を放射線スペクトル測定に応用する際には、ペニング混合ガスを選ぶ事が多い。

### 2.4.3 Time Projection Chamber

ガスチェンバー空間において荷電粒子により作られた電子のドリフト速度と、粒子の投影面の位置測定を組み合わせることにより、3次元の位置測定が出来る。この要求を満たす測定器として、Time Projection Chamber (TPC) が D. R. Nygren により考案された [15]。

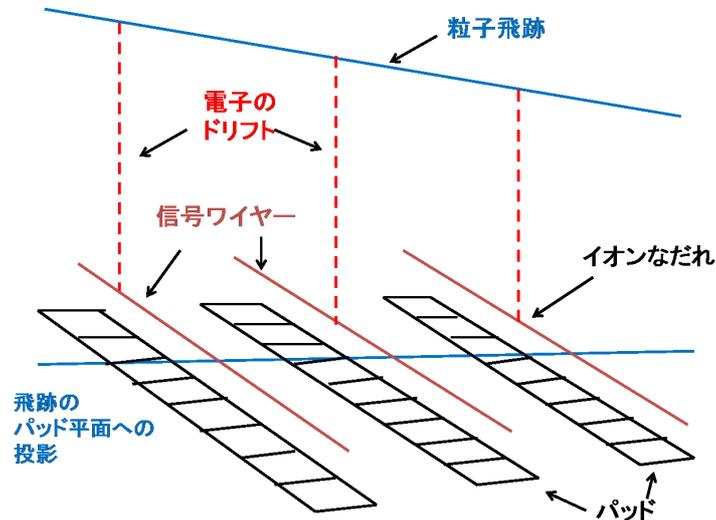


図 2.28: TPC の概念図

TPC は比例計数箱を 3 次元的に使用する。3 次元ガスチェンバー ( $x, y, z$ ) に高電圧を加えて、 $z$  軸方向に平行電場を作る。また、図 2.28 に示す様に、信号ワイヤー (陽極) とパッド (陰極) が、典型的に 4 mm の距離で配置されている。ドリフト空間に荷電粒子が入射すると、その飛跡にそってガスが電離される。電離によって作られた電子はドリフト空間に印加された電場の方向へドリフトする。飛跡の  $z$  座標は、電子のドリフト時間を信号ワイヤーが感知した時間差から測定する。飛跡の  $x, y$  座標は、陰極面を分割したパッドで測定する。ワイヤーで起きた電子なだれの位置が静電誘導でパッド上に表れ、パッドで読み取った電荷の重心を測定する事で、パッドの分割よりも良い位置分解能が得られる。

ガス中の電子のエネルギー損失および飛程を知っておく事は、位置に感度のある TPC を製作する際には重要である。飛程とは、荷電粒子が丁度停止する物質の厚さの事であり、単位は m の他に  $\text{kg}/\text{m}^2$  (または  $\text{g}/\text{cm}^2$ ) も用いられる。

Ar, Xe および  $\text{CF}_4$  中の電子のエネルギー損失と飛程を、ESTAR という様々な物質中における電子の阻止能、飛程等を計算するシミュレーションプログラム [10] を用いて計算した。この結果を、図 2.29、2.30、2.31 および 2.32 に示す。

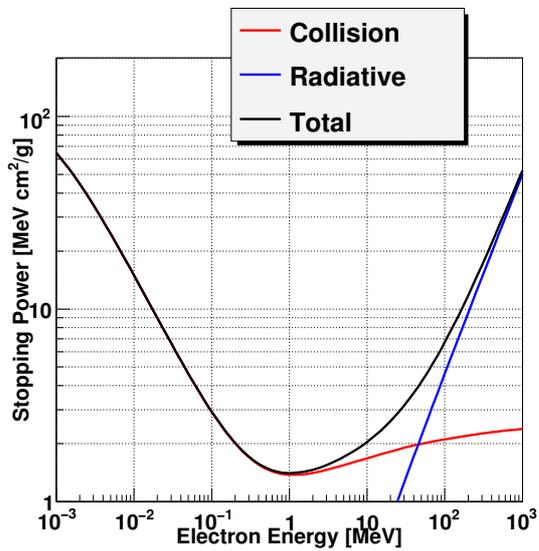


図 2.29: Ar ガス中における電子のエネルギー損失

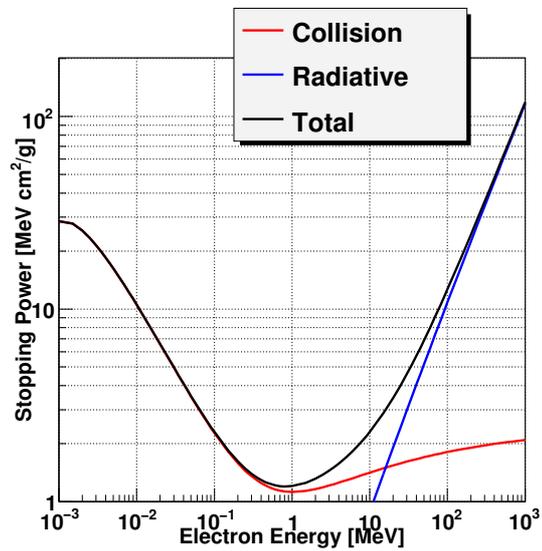


図 2.30: Xe ガス中における電子のエネルギー損失

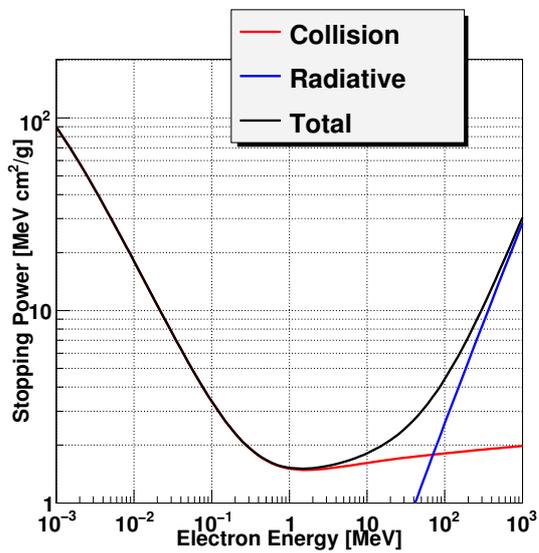


図 2.31: CF<sub>4</sub> ガス中における電子のエネルギー損失

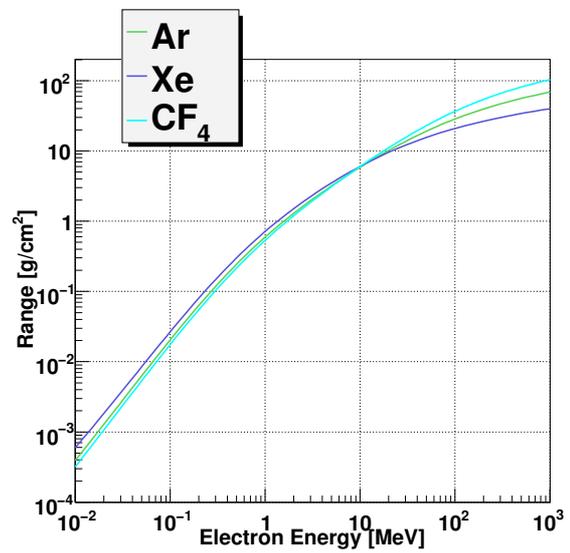


図 2.32: CF<sub>4</sub> 等のガス中における電子の飛程



## 第3章 Electron-Tracking Compton Camera (ETCC)

Electron tracking Compton imaging を用い、トラッカーとしてガスを、吸収体として GSO(Ce) 等のシンチレータを使用するカメラを、我々は独自に開発している (図 3.1)。このカメラは、100 keV ~ 数 MeV 領域の全てのコンプトン散乱の電子の方向を捉える、初めての完全な Electron-Tracking Compton Camera (ETCC) である。プロトタイプ ETCC は多数稼働しており、この章ではそのイメージング法、要請、構成および典型的な性能を説明する。

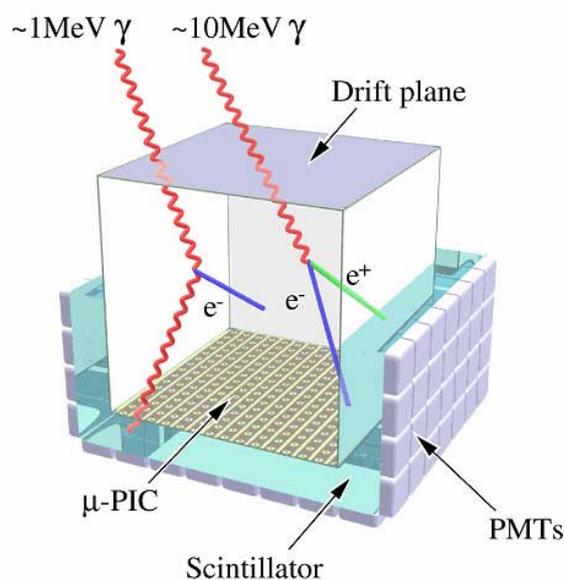


図 3.1: ETCC の概略図

### 3.1 ETCC の原理

Electron tracking Compton imaging は、散乱  $\gamma$  線と反跳電子のエネルギーと方向を同時に測定する事で、入射  $\gamma$  線のエネルギーと方向を知ることが出来る (第 2.2.4 節)。反跳電子の飛跡を 3 次元測定する事で、classical Compton imaging より自由度が 2 つ増える事になる。1 つは入射  $\gamma$  線の散乱平面決定角  $\nu$ 、もう 1 つは散乱  $\gamma$  線と反跳電子との狭角  $\alpha$  である。図 3.2 に示したコンプトン散乱の概念図で、散乱  $\gamma$  線のエネルギーと方向を  $E_\gamma$  と  $\vec{g}$ 、反跳電子のエネルギーと方向を  $K_e$  と  $\vec{e}$  および反跳角を  $\psi$  としている。ただし、 $\vec{g}$  と  $\vec{e}$  は単位ベクトルである。その時、入射  $\gamma$  線

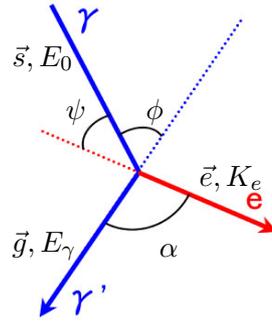


図 3.2: electron tracking Compton imaging のパラメータ [33]

のエネルギー  $E_0$ 、方向  $\vec{s}$  はそれぞれ、

$$E_0 = E_\gamma + K_e, \quad (3.1)$$

$$\vec{s}_{\text{rcs}} = \left( \cos \phi - \frac{\sin \phi}{\tan \alpha} \right) \vec{g} + \frac{\sin \phi}{\sin \alpha} \vec{e}, \quad (3.2)$$

$$= \frac{E_\gamma}{E_\gamma + K_e} \vec{g} + \frac{\sqrt{K_e(K_e + 2m_e c^2)}}{E_\gamma + K_e} \vec{e} \quad (3.3)$$

と書ける。ここで、散乱角  $\phi$ 、反跳角  $\psi$  は、

$$\cos \phi = 1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma + K_e} \frac{K_e}{E_\gamma}, \quad (3.4)$$

$$\cos \psi = \left( 1 + \frac{m_e c^2}{E_\gamma + K_e} \right) \sqrt{\frac{K_e}{K_e + 2m_e c^2}} \quad (3.5)$$

を満たす。 $\vec{g}$  と  $\vec{e}$  の狭角  $\alpha$  は、

$$\cos \alpha_{\text{geo}} = \vec{g} \cdot \vec{e} \quad (3.6)$$

と定義出来る。他方、 $\alpha$  はコンプトンの運動学から、 $E_\gamma$  と  $K_e$  を用いて、

$$\cos \alpha_{\text{kin}} = \left( 1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right) \sqrt{\frac{K_e}{K_e + 2m_e c^2}} \quad (3.7)$$

と書ける。 $\alpha$  は入射  $\gamma$  線のエネルギーに従う最小値を持ち、

$$\cos \alpha_{\text{lim}} = \begin{cases} 0 & (k < 1) \\ \frac{k-1}{k+2} \sqrt{\frac{k^2-1}{k(k+2)}} & (k \geq 1) \end{cases} \quad k = \frac{E_0}{m_e c^2} \quad (3.8)$$

と書ける。図 3.3 は  $\phi$ 、 $\psi$  および  $\alpha$  の  $E_\gamma$  依存を、図 3.4 は  $\alpha_{\text{lim}}$  の  $E_0$  依存を表わす。

$\alpha$  は、electron tracking Compton imaging の特徴的なパラメータである。 $\alpha$  によって、バックグラウンドの中からコンプトン散乱イベントを選ぶ事が可能になる。 $\alpha$  は式 (3.6) と (3.7) から得られ、(3.6) は角度情報にのみ、(3.7) はエネルギー情報にのみ依存する。従って、 $\alpha_{\text{geo}}$  と  $\alpha_{\text{kin}}$  は独立である。この理由から、

$$\alpha_{\text{geo}} = \alpha_{\text{kin}} \quad (3.9)$$

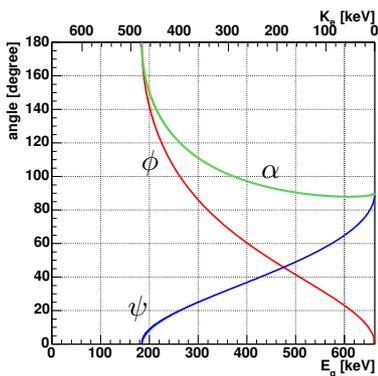


図 3.3:  $\phi$ 、 $\psi$ 、 $\alpha$  の  $E_\gamma$  依存 ( $E_0 = 662$  keV)

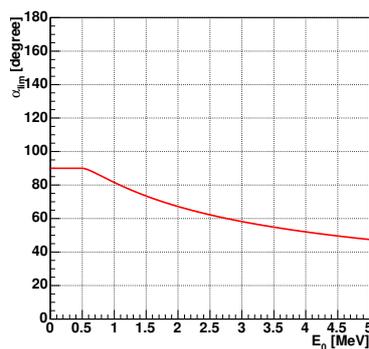


図 3.4:  $\alpha_{\text{lim}}$  の  $E_0$  依存

を用いる事で、トラックでコンプトン散乱が起こり、散乱  $\gamma$  線が吸収体で完全に吸収されるといい良いイベントを選ぶ事が出来る。

Electron tracking Compton imaging において、イベント再構成の精度は、2つのパラメータで見積られる。1つは散乱角の精度 Angular Resolution Measure (ARM) で、

$$\Delta\phi_{\text{ARM}} = \arccos(\vec{s} \cdot \vec{g}) - \arccos\left(1 - \frac{m_e c^2 K_e}{E_\gamma + K_e E_\gamma}\right) \quad (3.10)$$

と書ける。もう1つは散乱平面の決定精度である Scatter Plane Deviation (SPD) で、

$$\Delta\nu_{\text{SPD}} = \sin\left(\vec{g} \cdot \left(\frac{\vec{s} \times \vec{g}}{|\vec{s} \times \vec{g}|} \times \frac{\vec{s}_{\text{rcs}} \times \vec{g}}{|\vec{s}_{\text{rcs}} \times \vec{g}|}\right)\right) \arccos\left(\frac{\vec{s} \times \vec{g}}{|\vec{s} \times \vec{g}|} \cdot \frac{\vec{s}_{\text{rcs}} \times \vec{g}}{|\vec{s}_{\text{rcs}} \times \vec{g}|}\right) \quad (3.11)$$

と表わされる。ここで、 $\vec{s}$  は入射  $\gamma$  線の実際方向、 $\vec{s}_{\text{rcs}}$  は再構成方向である。従って、1つのイベントの誤差領域は、図 3.5 の様に扇形になる。

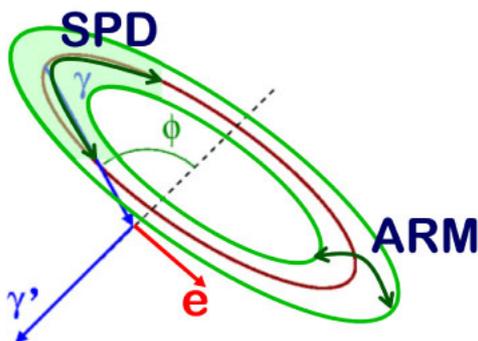


図 3.5: ARM と SPD の定義 [33]

## 3.2 Micro Time Projection Chamber ( $\mu$ TPC)

ETCCの鍵は、反跳電子の飛跡を捉えるのに十分な位置分解能を有したトラッカーの開発である。電子は多重散乱で容易に反跳方向を失うので、数  $100 \mu\text{m}$  の高い位置分解能および  $\text{mm}$  以下の間隔での飛跡のサンプリング測定能力が、トラッカーに求められる。そのようなトラッカーとして、我々は Micro Pattern Gaseous Detector (MPGD) の一種である micro PIXel Chamber ( $\mu$ PIC) を使用した micro Time Projection Chamber ( $\mu$ TPC) を開発している。

### 3.2.1 Micro Pixel Chamber

$\mu$ PIC は 2000 年から開発が始まった。図 3.6 と 3.7 はそれぞれ、 $\mu$ PIC の概略図と写真である。 $\mu$ PIC は輪切りにした比例計数管のような、ピクセル状の電極を持つ。基板はポリイミド製で、電極は Ni でコーティングされた Cu である。 $\mu$ PIC はプリント基板技術で製作されている為、大面積のものを容易に作る事が出来る。実際、 $30 \times 30 \text{ cm}^2$  の大面積  $\mu$ PIC が現在使われている (図 3.8)。各ピクセルは  $400 \mu\text{m}$  ピッチで並んでおり、 $10 \times 10 \text{ cm}^2$  の面積には  $\sim 65000$  ピクセルあり、 $30 \times 30 \text{ cm}^2$  の面積には  $\sim 6 \times 10^5$  ピクセルある。アノードとカソードの電極はそれぞれストリップ状につながり、それらは垂直に走っている。それゆえ、 $\mu$ PIC は 2 次元位置に感度を持ち、 $\sim 200 \mu\text{m}$  の位置分解能を有している。

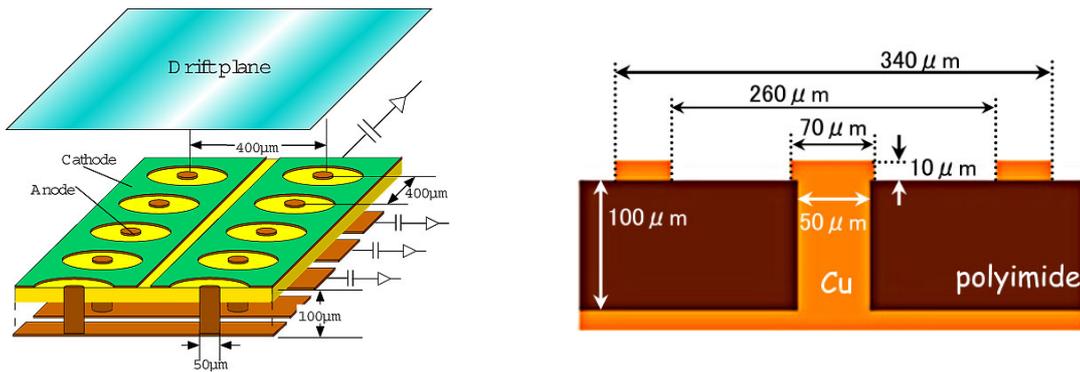


図 3.6:  $\mu$ PIC の構成 [33]

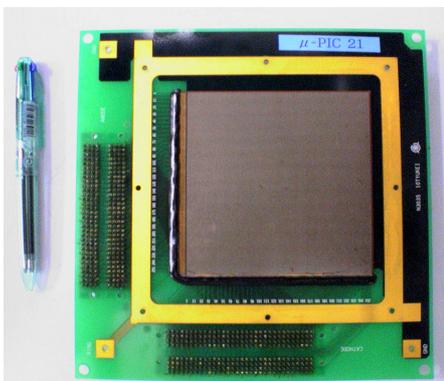


図 3.7:  $10 \times 10 \text{ cm}^2$   $\mu$ PIC [33]



図 3.8:  $30 \times 30 \text{ cm}^2$   $\mu$ PIC [33]

小さなピクセル構造は、最大 20000 の高いガス利得と、長期安定性 (ガス利得 6000 で 1000 時間) を実現している。これは、Micro Strip Gaseous Chamber にとって深刻な問題である放電で、

ピクセル電極は壊れにくい為である。 $\mu$ PIC はまた、 $\sim 10^7$  count/(秒 mm<sup>2</sup>) の高い強度下でも動作可能である。

$\mu$ PIC は、比例計数管の様にガス増幅によって信号を増幅する。アノードとカソードの間が数 100  $\mu$ m の狭い間隔に HV をかけるので、MPGD は放電によって壊れる。原理的に、どの MPGD にも、ガス、電極及び絶縁体の交わる 3 重点が存在する。そのような 3 重点は、簡単に放電を引き起こす。それゆえ、MPGD のガス利得は 3 重点周りの放電によって制限される。例えば、Micro Strip Gas Chamber は、最大安定利得  $\sim 1000$  で使われる。

$\mu$ PIC のガス利得を図 3.9 に示す。この図から、 $\mu$ PIC は MPGD として高いガス利得である最大利得  $\sim 20000$  を有している事が分かる。 $\mu$ PIC はまた、ガス利得  $\sim 6000$  で 1000 時間という長時間の安定性も実現している。従って、 $\mu$ PIC は高いガス利得を有した安定した検出器である。

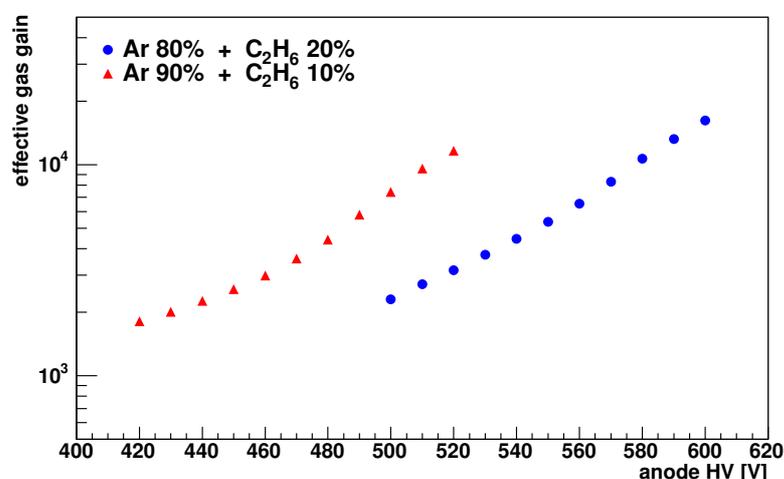


図 3.9:  $\mu$ PIC のアノードの HV に対するガス利得 (SN040223-1) [33]

$10 \times 10$  cm<sup>2</sup>  $\mu$ PIC には 65536 (= 256 ch  $\times$  256 ch) 個のピクセルがある。ピクセル構造の不揃いは、 $\mu$ PIC のガス利得の不揃いを引き起こす。

図 3.10 は  $10 \times 10$  cm<sup>2</sup>  $\mu$ PIC の利得分布図を示し、これから  $\mu$ PIC が良い一様性を有している事が分かる。全体のガス利得のばらつきの Root Mean Square (RMS) は  $\sim 5\%$  である。

$\mu$ PIC は X 線イメージング検出器としても使われる。図 3.11 は  $10 \times 10$  cm<sup>2</sup> の  $\mu$ PIC で測定された <sup>55</sup>Fe のスペクトルである。ガス利得が良い一様性を有しているので、5.89 keV の X 線のエネルギー分解能は全面積で FWHM で 30% である。図 3.12 は、X 線ジェネレータによって放射されたテストチャートの X 線イメージで、1 mm につき 2 スリットの影がはっきり見分けられる。テストチャートのエッジのイメージを使い、位置分解能は  $1\sigma$  で  $\sim 120\mu$ m と計算出来る。その値は、統計学から予期される  $\frac{400\mu\text{m}}{\sqrt{12}} = 115\mu\text{m}$  にかなり近い。

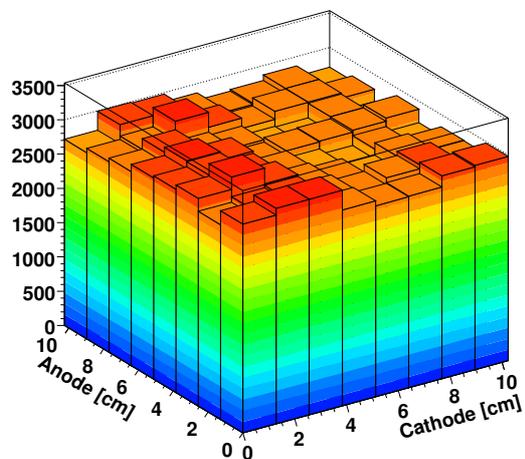


図 3.10:  $10 \times 10 \text{ cm}^2$   $\mu\text{PIC}$  の利得分布図 (SN040426-1) [33]

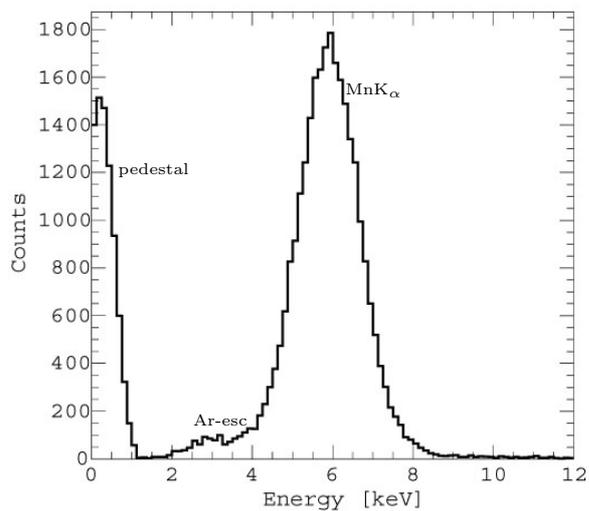


図 3.11:  $^{55}\text{Fe}$  のスペクトル ( $10 \times 10 \text{ cm}^2$  の全面; Ar/ $\text{C}_2\text{H}_6$  (90:10), 1 気圧) [33]

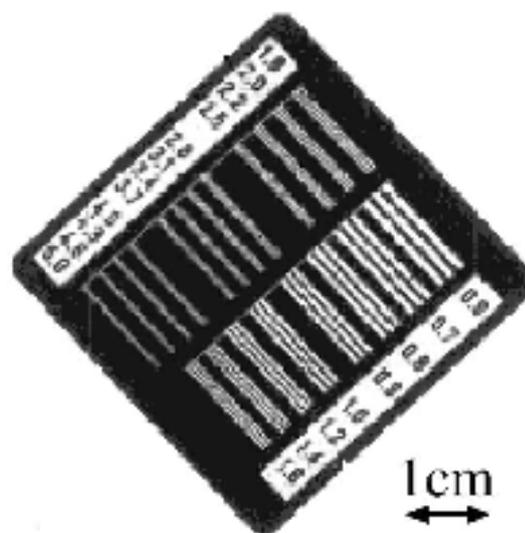


図 3.12:  $10 \times 10 \text{ cm}^2$   $\mu\text{PIC}$  によるテストチャートの X 線イメージ [24]

### 3.2.2 Gas Electron Multiplier

Minimum Ionization Particle (MIP) の 1 気圧の Ar ガス中でのエネルギー損失は  $2.54 \text{ keV/cm}$  であり、 $400 \mu\text{m}$  中に約 3.9 個の電子を作る。この MIP の飛跡を  $400 \mu\text{m}$  間隔で捉えるには、そのような少ない電子を捉える必要があり非常に難しい。MIP を捉えるには  $2 \times 10^4$  以上のガス利得が必要であるが、 $\mu$ PIC 単体での安定したガス利得は  $6 \times 10^3$  である。従って我々は、補助増幅器として Gas Electron Multiplier (GEM) [27] を使用している。

GEM は Sauli 等によって開発され、ポリイミドの両面に銅の電極がついたものである (図 3.13)。現在は、ポリイミドに代わって液晶ポリマー Liquid Crystal Polymer (LCP) を用いたものも使用している。右の写真の様に、GEM には多数の小さな穴が開いている。Cu 電極の両面に違う電圧がかけられると、強い電場がこの穴の中に生じる。電子がこの穴に入ると、そのような強い電場によってガス増幅される。フォイルは  $50 \mu\text{m}$  厚と非常に薄く、低  $Z$  の物質から成る。しかし両電極間距離が非常に小さい為に、単体で高い利得を得る事は出来ず、典型的な利得は約 100 である。現在は  $100 \mu\text{m}$  厚のものも使用しており、こちらの方が最大利得が高いが、 $50 \mu\text{m}$  厚と同じ利得を出す為には、高い HV をかける必要がある。



図 3.13: GEM の写真と電子顕微鏡写真。径の直径  $70 \mu\text{m}$ 、穴のピッチ  $140 \mu\text{m}$ 。[33]

我々は、この GEM を  $\mu$ TPC の前置増幅器として使用している (図 3.14)。 $\mu$ TPC 内で作られた電子が GEM までドリフトし、約 10 の利得で、GEM によってまず増幅される。その後、増幅された電子は  $\mu$ PIC までドリフトし、数 1000 の利得で、 $\mu$ PIC による 2 回目の増幅が起こる。それゆえ、 $2 \times 10^4$  以上の利得の十分な信号を得る事が出来る。図 3.15 は、GEM +  $\mu$ PIC システムのガス利得を表わす。 $\mu$ PIC 単体の利得と比べて、このハイブリッドシステムの利得は約 10 倍である。この際、GEM の利得を約 10 と低く抑え、GEM の放電破壊を避けている。

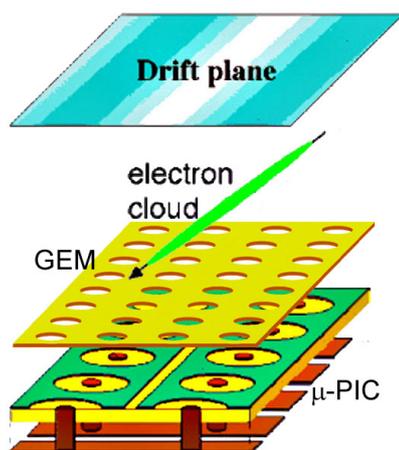


図 3.14:  $\mu$ PIC + GEM システムの概略図 [33]

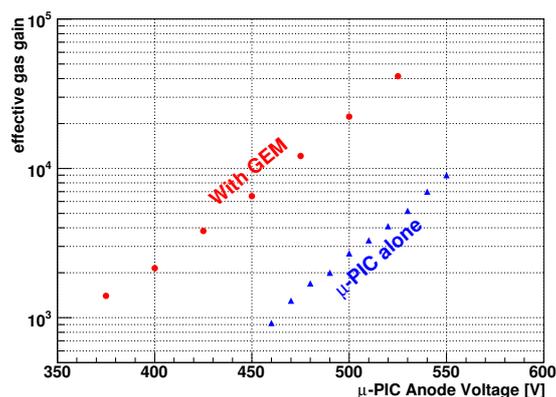


図 3.15: GEM +  $\mu$ PIC と、 $\mu$ PIC 単体のガス利得比較 (SN040922-1, Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10),  $\Delta V_{\text{GEM}} = 250$  V) [33]

### 3.2.3 読み出し回路

$\mu$ PIC は多くの読み出し回路 ( $10 \times 10$  cm<sup>2</sup>  $\mu$ PIC では 512 ch、 $30 \times 30$  cm<sup>2</sup>  $\mu$ PIC では 1536 ch) があり、我々は  $\mu$ PIC の読み出し回路を開発している。図 3.16 に読み出し回路の概念図を示す。

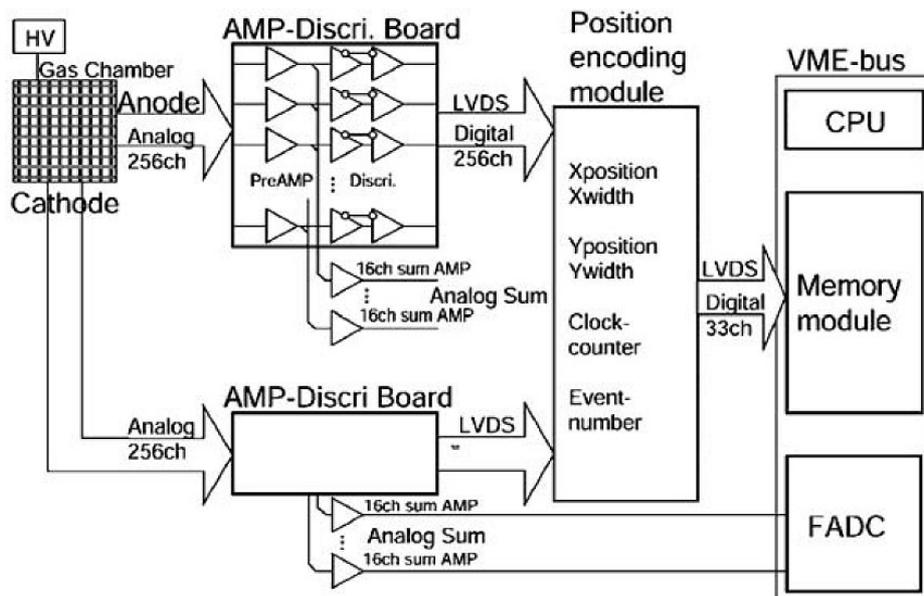


図 3.16:  $\mu$ -PIC の Data Acquisition System [17]

全ストリップは1つ1つ前置増幅器につながっており、前置増幅器はアナログ信号と分別回路を通したデジタル信号の両方につながっている。アナログ信号は基板上で 16 ch ごとに足しあわせられ、波形は Flash ADC によってデジタル化される。デジタル信号は1つ1つ position encoder につながる。position encoder はアノード信号とカソード信号を 100 MHz の clock に同期させ、パイプライン処理を行っている。同じ clock にアノードとカソードの信号がコインシデンスした時、ヒットしたストリップを計算する。ヒット電極の番号は position encoder から VME システムのメモリーモジュールに送られる。

以下、各回路について述べる。

$\mu$ PIC で、正の High Voltage (HV) は HV 供給基板 (図 3.17) を通してアノードに与えられる。基板は 256 個のアノードストリップに HV を与える。基板上で、256 個のストリップは 16 ch ごとにグループにまとめられ、それぞれのグループは 1 G $\Omega$  の抵抗を通して HV につながり、グループ間はほぼ絶縁されている。したがって、あるグループのストリップで放電が起こっても、他グループのピクセルは安全に稼働する。1つのグループで、HV は 4 ストリップに供給され、有効面積は 1つのグループの導通で減る事は無い。

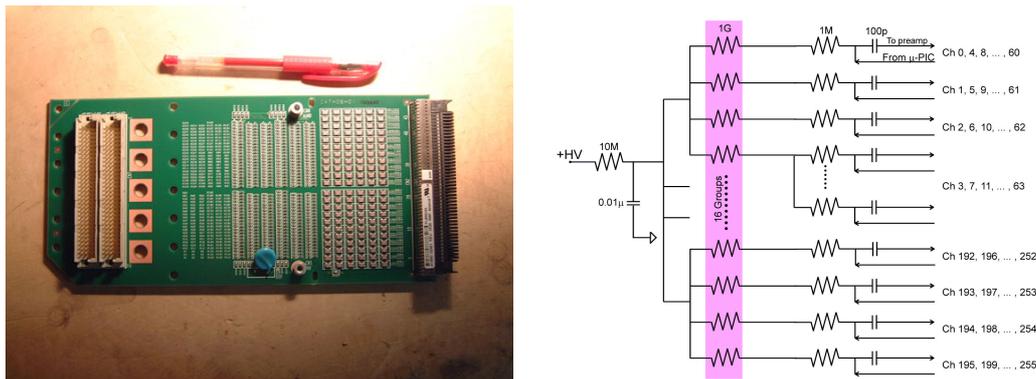


図 3.17: HV 供給基板の写真と回路図 [33]

HV 供給基板は、図 3.18 のようにフィードスルーとしても働く。普通の真空フィードスルーで

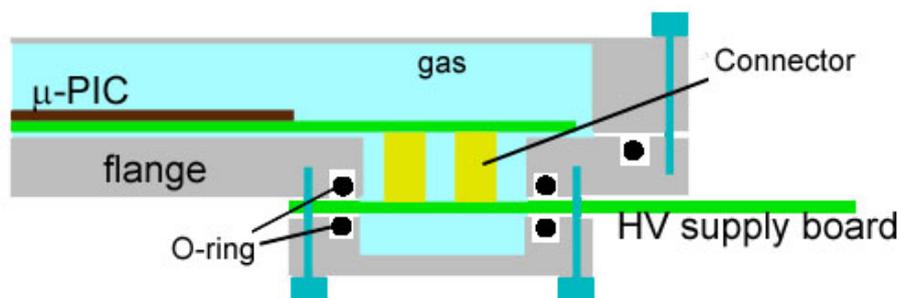


図 3.18:  $\mu$ PIC と HV 供給基板の接続の概念図 [33]

は、全ストリップからの信号の読み出しは非常に困難である。前置増幅器の前の生信号は小さすぎて、長いケーブルを使った伝送は出来ない。このフィードスルーシステムによって、我々は信号ノイズ比を落とさずに、簡単に真空容器から信号を取り出す事が出来る。

$\mu$ PIC の為の前置増幅器として、CERN の LHC で行われている ATLAS の Thin Gap Chamber の為に、KEK によって開発された Amplifier-Shaper-Discriminator (ASD) チップを使用している。ASD チップには 1 チップに 4 つの入力ラインがある。各ラインには前置増幅器、主増幅器、ディスクリミネータ、アナログ出力、デジタル出力がある。前置増幅器は 16n 秒の時定数を持ち、アナログ信号はこの前置増幅された出力である。デジタル出力は、LVDS 規格に合ったディスクリミネータの出力である。

我々は、図 3.19 に示すボード上の ASD チップを使用している。このボードは、1 ボードにつき

64 個の入力端子と 16 個の ASD がある。全てのアナログ信号は一旦 16 ch ごとにまとめられ、またこの 16 ch を足して 32 ch にまとめて出力出来る。従って、16 ch をまとめた 4 つのアナログ信号か、32 ch をまとめた 2 つのアナログ信号を得る。また、ASD チップの出力の全てのデジタル信号は、1 つ 1 つ読みだす事が出来る。

ASD ボードは図 3.20 の様にラックに入れられる。ラックは 4 つのボードと、 $4 \times 16$  個の ASD のディスクリの共通のスレッシュホールドを含む。スレッシュホールドレベルは、内部生成か外部入力かを選ぶ事が出来る。ラックの背面には、HV 供給ボードが備わっている。position encoder 内の  $10 \text{ n}$  秒の短時間のゲートの為に、 $\mu\text{PIC}$  ストリップ読み出しからデジタル出力までの時間は  $3 \text{ n}$  秒より短い。

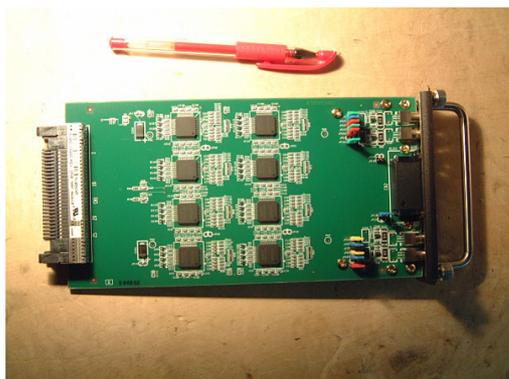


図 3.19: ASD 実装基板 [33]



図 3.20: ASD ラック [33]

前置増幅器ボードのデジタル出力は、position encoder に入る (図 3.21)。position encoder は 8 個の Field Programmable Gate Array (FPGA) から成り、1576 の LVDS デジタル入力、5 つの LVDS I/O ポート及びメモリー書き込みポートを持つ。8 つの FPGA の内、6 つは位置計算の為の同じ形式の FPGA で、1 つは encoding、もう 1 つは DAQ 用である。



図 3.21: Position encoder の写真 [33]

図 3.22 は position encoder の読み出し方法を示している。Position encoder は、FPGA7 で作られる  $100 \text{ MHz}$  の clock で同期されている。FPGA1 ~ 6 はそれぞれ、256 個の LVDS 入力がある (ただし、 $10 \times 10 \text{ cm}^2$   $\mu\text{PIC}$  の場合は 2 つの FPGA しか必要ない)。アノードヒット信号は ASD チップから出て FPGA1 ~ 3 に入り、カソードヒット信号は FPGA4 ~ 6 に入る。FPGA1 ~ 6 は各 clock において、信号の最大値と最小値を持つストリップを計算し、FPGA7 に送る。FPGA7

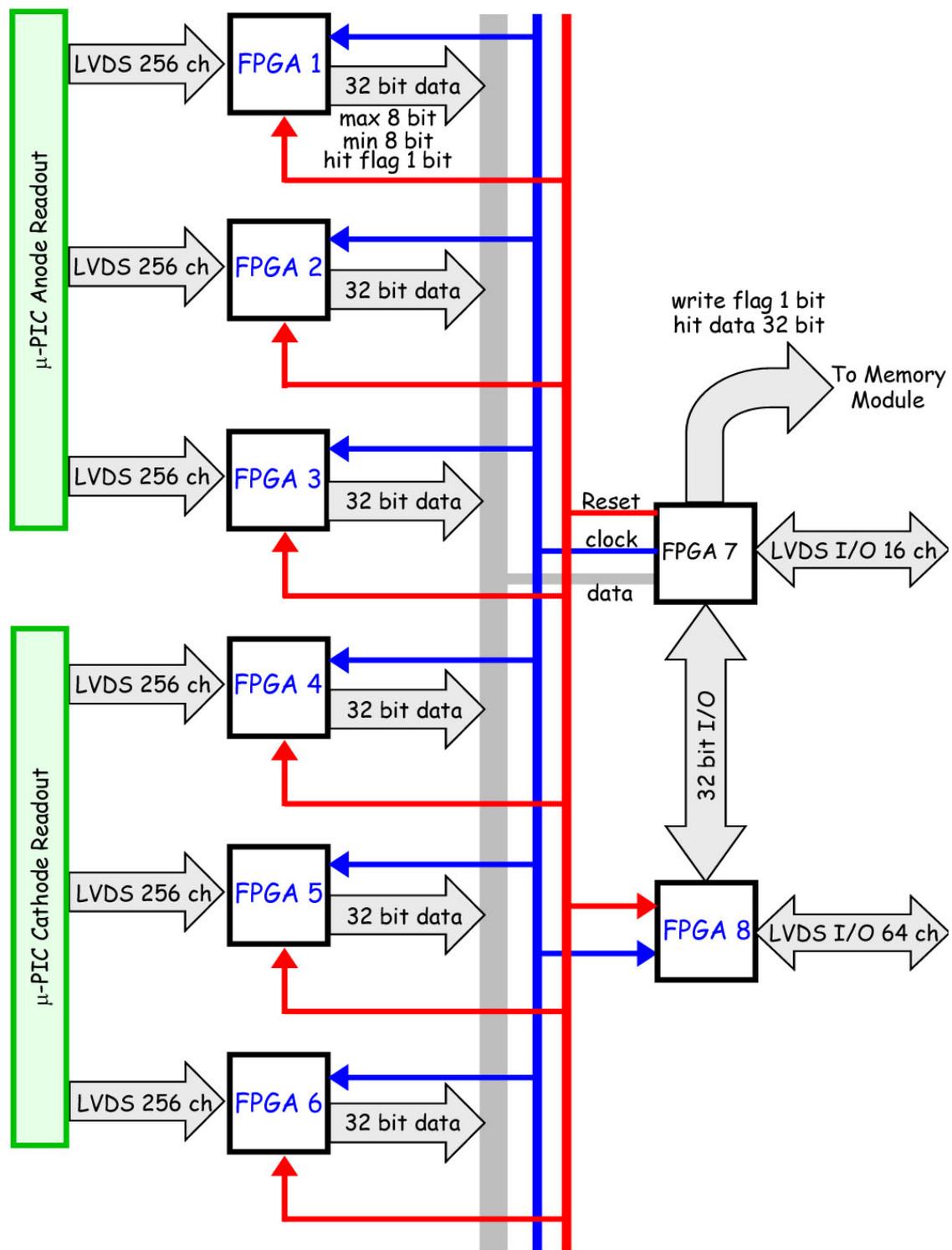


図 3.22: Position encoder のハードウェアメカニズム

において、 $x$  座標に対応する FPGA1 ~ 3 最大値、最小値、 $y$  座標に対応する FPGA4 ~ 6 の最大値、最小値についてそれぞれコインシデンスが取れた場合、 $xy$  平面上の信号が入った場所が特定出来る。FPGA7 はこの位置情報を、メモリーボードに送る。

### 3.3 シンチレーションカメラ

ETCC の吸収体としてのシンチレータは  $\gamma$  線の吸収点とエネルギーの両方を検出するので、シンチレータの阻止能は ETCC のエネルギーレンジを制限する。

位置に感度のある検出器として、単結晶のシンチレータを用いたアンガーカメラが伝統的な手法である。しかし大きくて厚いシンチレータを使う場合、散乱体とのコインシデンスを取ることが難しい。さらに、気球や衛星に載せる為に、大きなアンガーカメラは大きな単結晶のシンチレータは衝撃で壊れるかも知れないという高いリスクがある。

他の方法として、ピクセルシンチレータのアレイを用いる方法がある。アレイの位置分解能は、そのピクセルサイズで決まる。アレイは、シンチレーションカメラの広い面積を、いくつかの部分に分ける。シンチレータは各ヒットの間に数  $\mu$  秒の不感時間をもつ。アンガーカメラの検出面積は単一のシンチレータであるから、強い放射では数イベントの pile up が容易に起こる。他方、その様な pile up はアレイを使えばほとんど起こらず、従ってアンガーカメラの使用より容易に散乱体とのコインシデンスを取ることが出来る。さらに、アレイは壊れるリスクが低くなる。他方、アレイは多くの読み出し回路が必要となる。

以上の理由から、低電力で小さな読み出し回路が必要となるが、ETCC の為にアレイ方式を採用した。

#### 3.3.1 GSO:Ce シンチレーションカメラ

表 3.1 は、様々なシンチレータの特徴を挙げている。吸収体に使われるシンチレータとして要求される特徴は、良いエネルギー分解能と高い阻止能である。また、ピクセル構造に加工する為に、潮解性が無い方が望ましい。さらに、気球や衛星に載せる為に、シンチレータは放射化しにくい事も必要である。これらの特徴として、我々は GSO:Ce シンチレータを選んだ。表 3.1 から、GSO:Ce シンチレータが高  $Z$  であり、高密度で、高い阻止能を持ち、早い減衰時間 (30 ~ 60 n 秒) をもち、放射化しにくく、潮解性が無いという特徴を持つ事が分かる。また、エネルギー分解能も 662 keV、FWHM で 11% 程度 (アレイ化してマルチアノード読み出し時) と適当である。さらに、Suzaku 衛星搭載の HXD での使用実績がある。それゆえ、GSO:Ce は ETCC の吸収体としてのアレイにふさわしい。

表 3.1: 様々なシンチレータの特徴 [33]

シンチレータ	密度 [g/cm <sup>3</sup> ]	511keV の光電吸収係数 [1/cm]	減衰時間 [n 秒]	波長 [nm]	光量 (比)	潮解性	放射化耐性 [Gray]	屈折率
NaI(Tl)	3.67	0.34	230	415	1	強	10	1.85
CsI(Tl)	4.53	0.44	1050	550	0.85	弱	10	1.8
CsI(Na)	4.53	0.44	630	420	0.90	強		1.8
BGO	7.13	0.92	300	480	0.07-0.12	無	10 <sup>2-3</sup>	2.15
LSO:Ce	7.4	0.87	40	420	0.4-0.75	無	10 <sup>5</sup>	1.82
YSO:Ce	4.45	0.38	40	420	0.3-0.45	無	10 <sup>4</sup>	1.79
YAP:Ce	5.35	0.46	28	370	0.4	無	10 <sup>2-3</sup>	1.94
YAG:Yb	4.57		3	330/500	0.02	無		1.82
GSO:Ce	6.71	0.70	30-60	440	0.18	無	> 10 <sup>6</sup>	1.85
LGSO	7.2		43	420	0.4	無		
LaBr <sub>3</sub> :Ce	5.3	0.45	28	385	1.30	強		1.9
LaCl <sub>3</sub> :Ce	3.79	0.34	26	385	0.7-0.9	強		1.9
CWO	7.9	0.92	5000	475	0.3-0.4	無	10	2.3
PWO	8.28	1.15	< 3	430	0.04	無	10 <sup>5-6</sup>	2.2
BaF <sub>2</sub>	4.89	0.48	0.6/620	220/310	5/16	無	10 <sup>4-5</sup>	2.2

シンチレータの光センサーとして、我々は浜松ホトニクス製のマルチアノードフラットパネルPMTのH8500を選んだ。このPMTは $6 \times 6 \text{ mm}^2$ の面積のピクセルが $8 \times 8$ 個あり、総面積 $52 \times 52 \text{ mm}^2$ で、89%の有効面積を持つ(図3.23)。H8500の利得は $\sim 10^6$ であるが一様性は良くなく、最大利得と最小利得の比は約3倍ある。

GSO:Ce シンチレータのピクセルサイズは、PMTのピクセルサイズとGSO:Ceの放射長を考

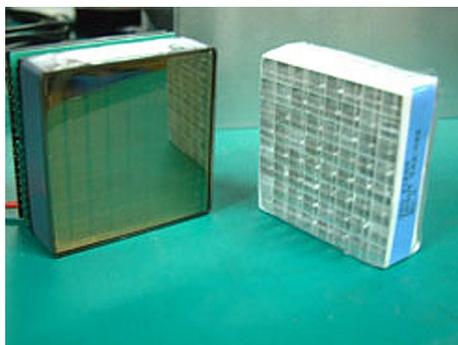


図 3.23: 浜松マルチアノード PMT H8500 (左) と GSO:Ce アレイ (右) [33]

慮して、高さ 13 mm、底面積  $6 \times 6 \text{ mm}^2$  に決定した。このピクセルを縦横 8 ピクセルずつ並べてアレイにし、ピクセル間には反射材が挿入されている。

1つのアレイは64ピクセルある為、それぞれ読み出すとモジュールの数がそれぞれ64個ずつ必要となり、現実的ではない。そこで、読み出しチャンネルの数を減らす為に、アレイ3つ分を図3.24の様に $100 \Omega$ の抵抗で繋ぎ、4チャンネル読み出しをしている(図3.25)。 $\gamma$ 線の入射位置は、4チャンネルの重心演算によって得ている。この基板には、横向きに3つのPMTのアノードと、列の端の間が、 $100 \text{ M}\Omega$ の抵抗で繋がっている。4つの端子からの出力から、ヒット点を計算する。これらの端子は、 $5.4 \mu$ 秒の時定数を持つプリアンプが4つ載ったボードにつながっており、プリアンプの出力は $0.5 \mu$ 秒の時定数を持つシェーパーにつながる。波形整形された信号はピークホールドADCにつながる。4つのプリアンプ出力の足し合わせは、トリガー生成にも使われる。

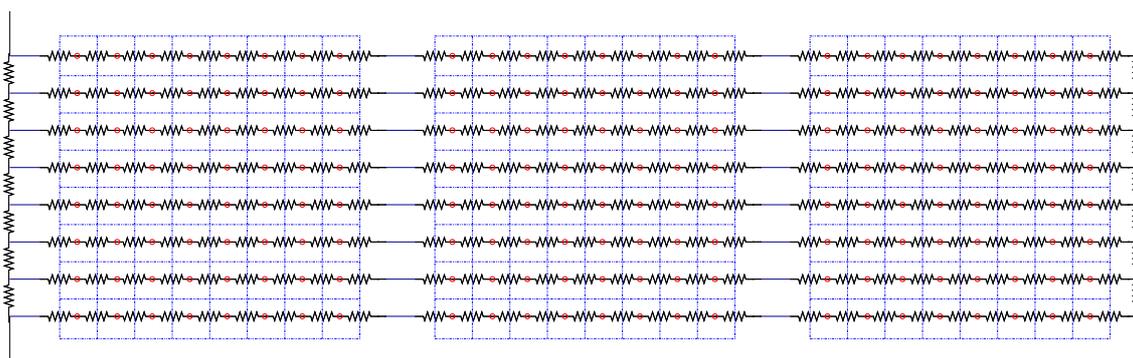


図 3.24: 抵抗チェーン [33]

放射線源からGSOアレイの前面に $\gamma$ 線を照射すると、図3.26のように重心演算のイメージが得られ、各ピクセルが分離出来ている事がはっきり分かる。

図3.27は1ピクセルの $^{137}\text{Cs}$ のスペクトルで、典型的なエネルギー分解能は662 keVでFWHM

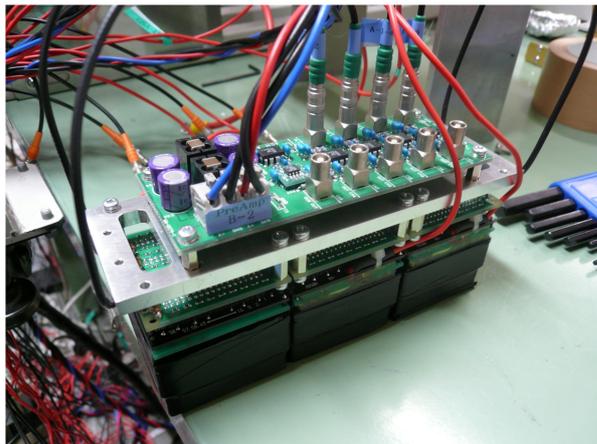


図 3.25: GSO アレイと PMT を 3 連結した写真

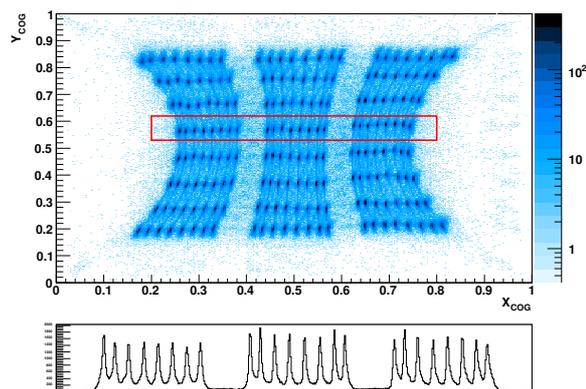


図 3.26: GSO の 2 次元再構成イメージ (上) と赤く囲った部分のプロジェクション (下) [33]

で 11% である。エネルギー分解能のエネルギー依存性は図 3.28 に示す。この図の点線は、

$$\frac{\Delta E}{E} \Big|_{\text{FWHM}} [\%] = 3.3 \times 10^2 \left( \frac{E}{\text{keV}} \right)^{-0.52} \quad (3.12)$$

として fit したものである。図 3.29 は各ピクセルの利得のばらつきを表わしたもので、RMS は  $\sim 0.23$  である。GSO 吸収体は 80 keV - 1 MeV のエネルギーダイナミックレンジをもつ。

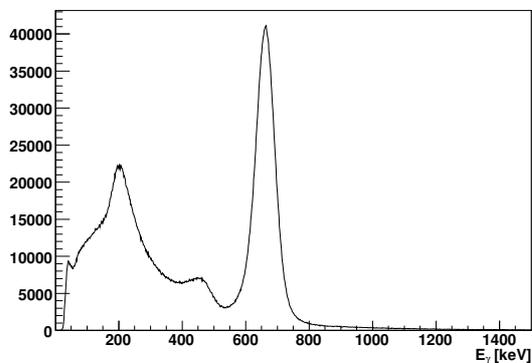


図 3.27: GSO アレイで測定した  $^{137}\text{Cs}$  のスペクトル [33]

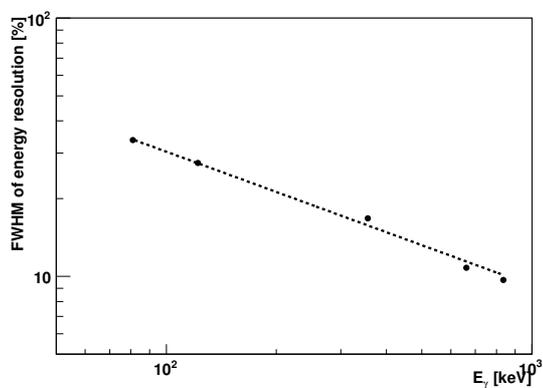


図 3.28: GSO アレイの、 $\gamma$  線のエネルギーに対するエネルギー分解能 [33]

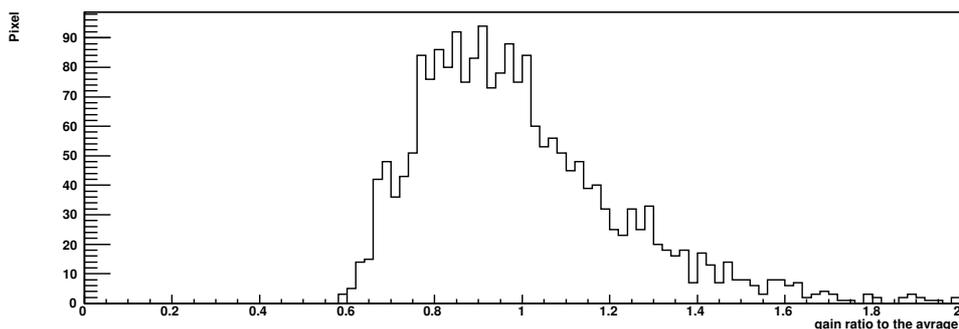


図 3.29: GSO アレイの各ピクセルの利得のばらつき [33]

### 3.3.2 LaBr<sub>3</sub>:Ce シンチレーションカメラ

GSO:Ce より良いエネルギー分解能を求め、LaBr<sub>3</sub>:Ce シンチレータを使用したシンチレーションカメラの開発も行っている。LaBr<sub>3</sub> は 662 keV のエネルギー分解能が FWHM で、単結晶をシングルアノード PMT で読み出して 3%、アレイをマルチアノード PMT と抵抗チェーンで読み出して 6% と、非常に良い。しかし潮解性がある為、空気に触れないようにパッケージする必要がある、加工が困難という欠点がある。サンゴバン社から LaBr<sub>3</sub> の結晶を購入し、シングルアノード PMT で読み出した時の放射線源 <sup>137</sup>Cs のスペクトルとエネルギー分解能を図 3.30 に示す。

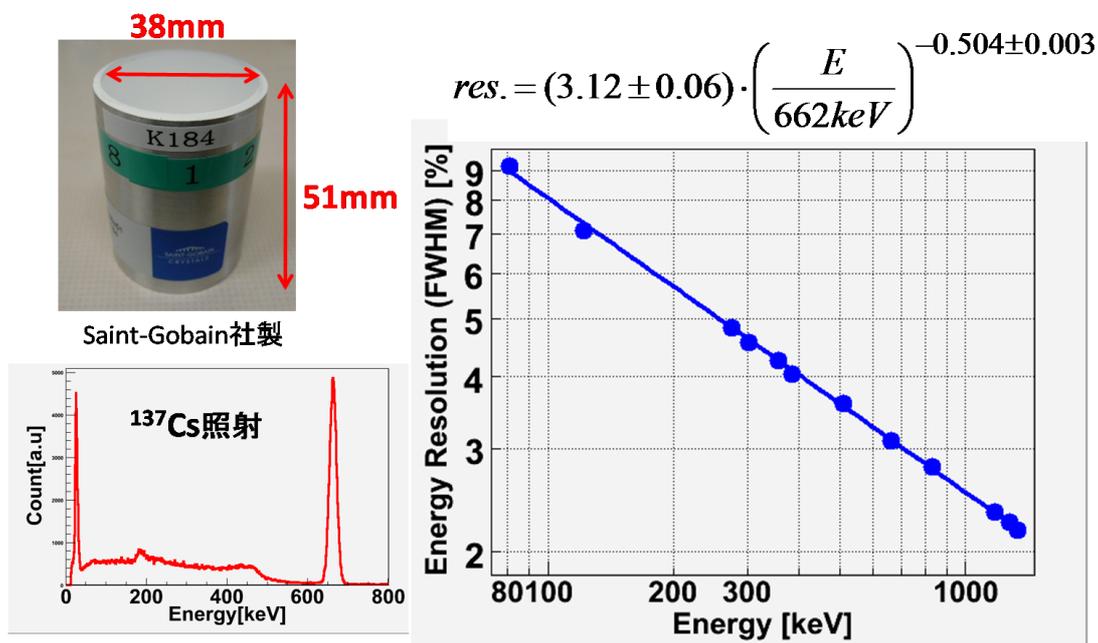


図 3.30: LaBr<sub>3</sub> の単結晶のエネルギー分解能

この結晶 2 つを、ワールド・エンジニアリング・システムがアレイ 1 つに加工する (図 3.31)。このアレイを 9 個並べ、図 3.32 の様にシンチレーションカメラとして使用する。

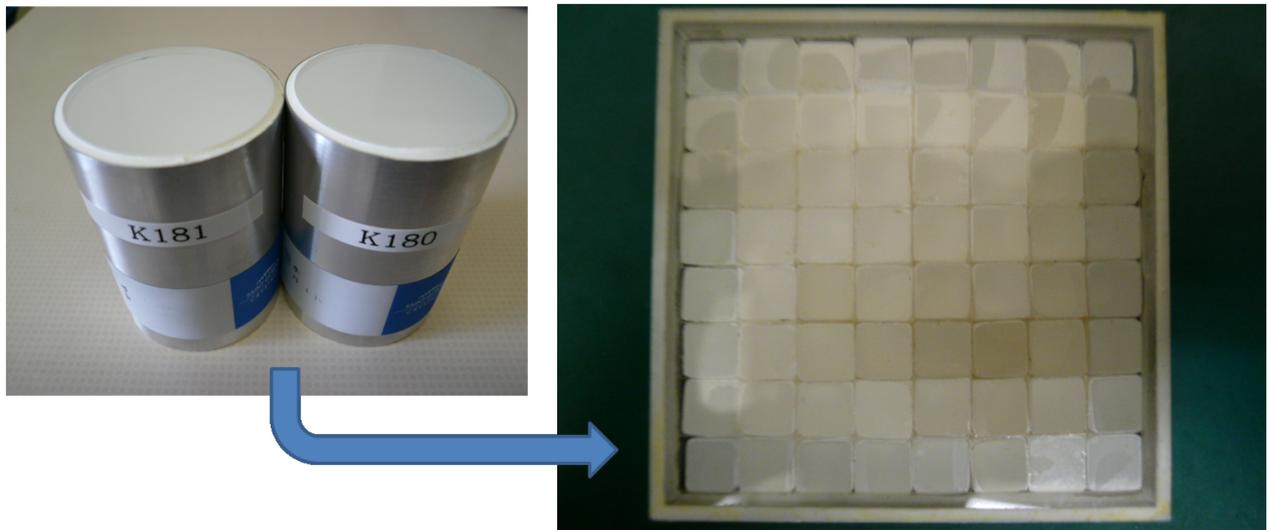


図 3.31: アレイ化した  $\text{LaBr}_3$  の写真

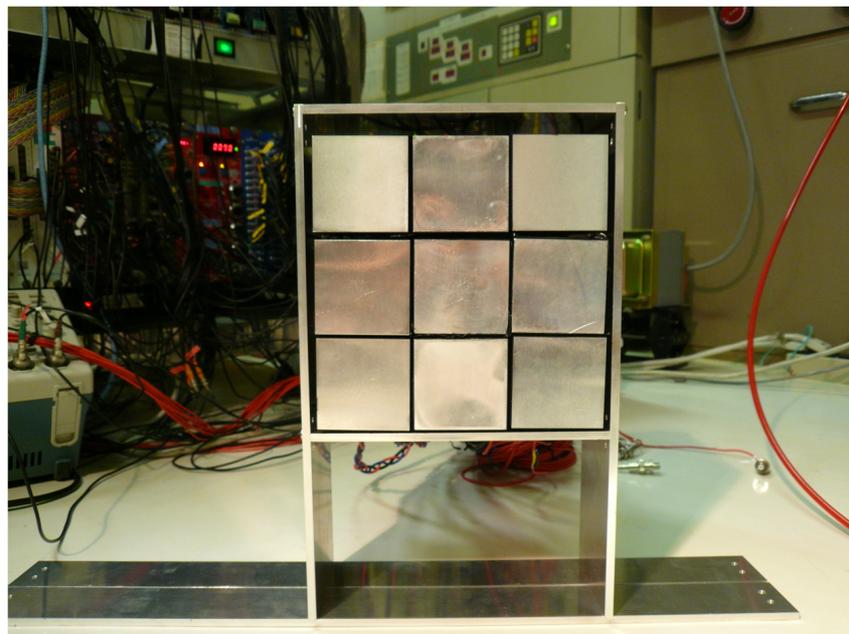


図 3.32:  $\text{LaBr}_3$  シンチレーションカメラの写真

### 3.4 Sub-MeV gamma-ray Imaging Loaded-on-balloon Experiment (SMILE)

COMPTEL よりも 1 桁感度の良い、次世代の全天観測の為に MeV $\gamma$  線検出器として、ETCC を開発してきた。衛星による観測の準備段階として、気球実験計画 Sub-MeV gamma-ray Imaging Loaded-on-balloon Experiment (SMILE) を進めている。

#### 3.4.1 SMILE-I の結果

宇宙拡散 $\gamma$  線と大気 $\gamma$  を測定する為に、気球実験用のフライトモデル検出器を構成した (図 3.33、3.34)。 $\mu$ TPC の検出体積は  $10 \times 10 \times 14 \text{ cm}^3$  である。気球実験において、検出効率は最も重要である。それゆえ、プロトタイプと比べてエネルギー分解能と角度分解能が少し悪くなるが、Xe ガスを使用した。しかしながら、Xe ガス TPC とシンチレータで覆う面積の拡大によって、検出効率は Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10) を用いたプロトタイプの 10 倍に上がり、視野は 3 sr になった。最終的に、2006 年 9 月に三陸から SMILE-I として打ち上げた (図 3.35、3.36)。

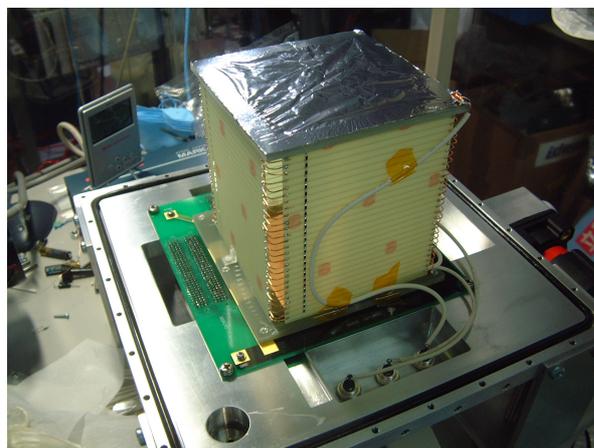


図 3.33: フライトモデル TPC の写真 [33]

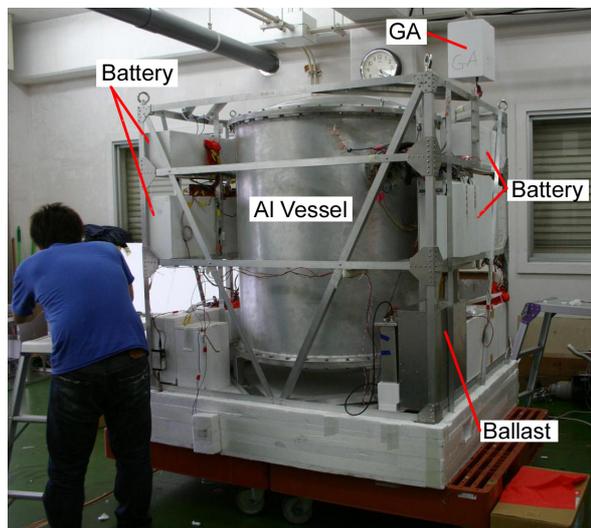


図 3.34: パッキング前のゴンドラの写真 [33]

このフライトで、全天から  $2.1 \times 10^3$  の  $\gamma$  線イベントを再構成し、その内の 420 イベントは水平フライトの 3.0 時間の live time の間に、3 sr の視野内で検出された [34]。これは、シミュレーションの結果と良く一致している。またそれにより、宇宙拡散 $\gamma$  線と大気 $\gamma$  線のフラックスを得た (図 3.37、3.38)。この結果は過去の観測とよく一致している。SMILE-I のフライトは、ETCC が  $\gamma$  線選択と強力なバックグラウンド除去能力を持ち、連続的な良い感度によって、MeV $\gamma$  線天文学を発展させ得る事を実証した。



図 3.35: 三陸気球センターから放球された気球の写真 [34]

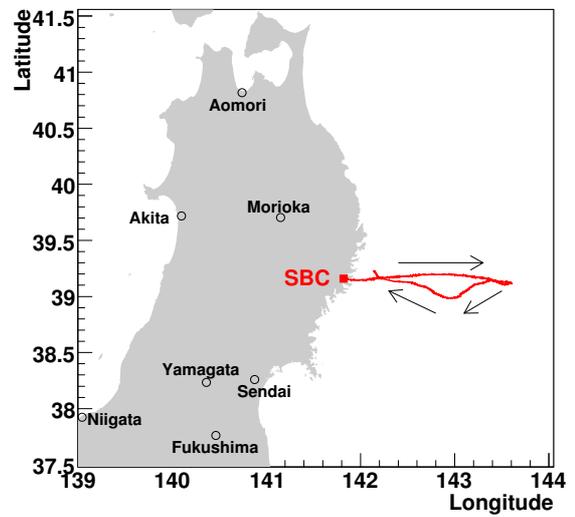


図 3.36: フライト経路 [34]

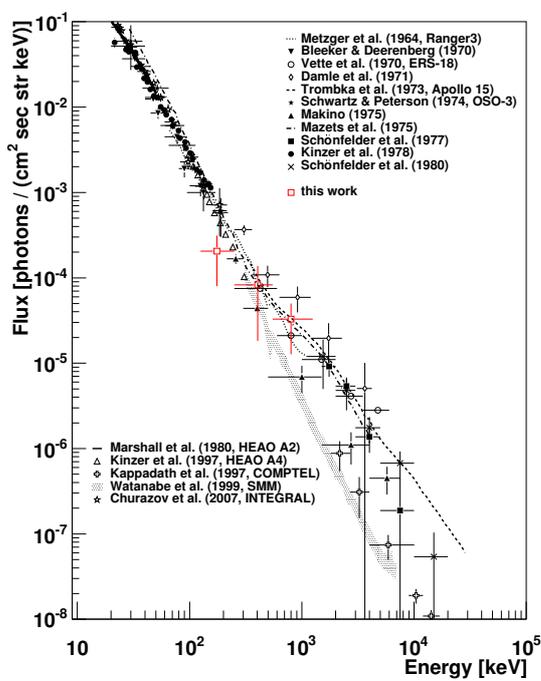


図 3.37: 宇宙拡散  $\gamma$  線のエネルギースペクトル [34]

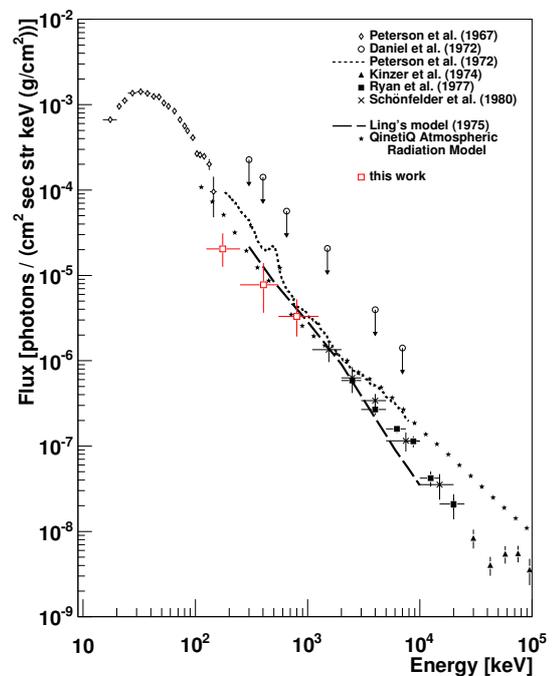


図 3.38: 大気  $\gamma$  線のエネルギースペクトル [34]

## 3.4.2 SMILE-II への要請

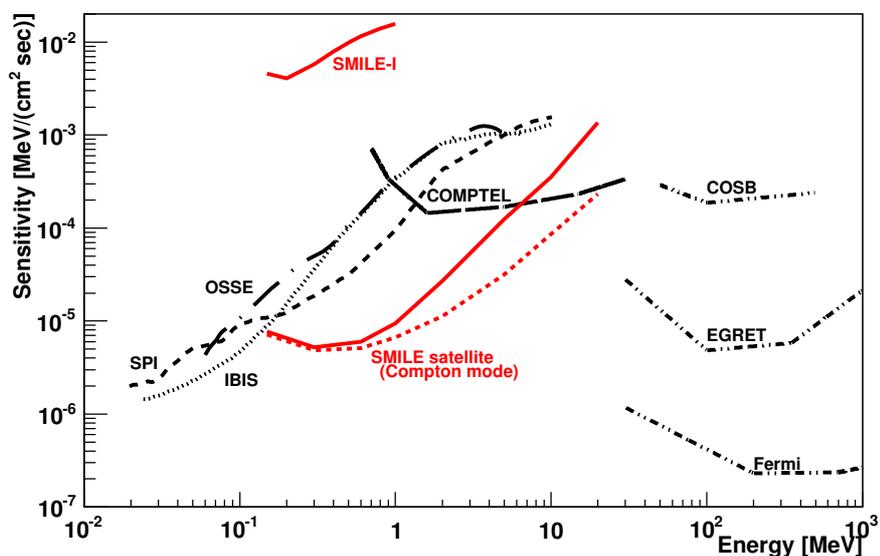


図 3.39: ETCC の目標 [34]

次期気球実験の目的は、Crab や Cyg X-1 の様な明るい天体の観測によって、イメージングパワーのテストをすることであり、図 3.39 に目標感度を示す。イメージングには多くの光子が必要であるから、より検出効率の大きい検出器の開発をしなければならない。そこで我々は、有効体積  $30 \times 30 \times 30 \text{ cm}^3$  の大型  $\mu$ TPC を開発した (図 3.40)。この大型  $\mu$ TPC には、 $30 \times 30 \text{ cm}^2$  の大型  $\mu$ PIC と、 $28 \times 23 \text{ cm}^2$  の GEM を使用している。また、この  $\mu$ TPC の底面には、図 3.41 の大型シンチレーションカメラを配置している。このシステムのセットアップの写真を図 3.42 に示す。また、このシステムによる放射線源  $^{54}\text{Mn}$ 、 $^{137}\text{Cs}$  の同時イメージングを図 3.43 に示す。

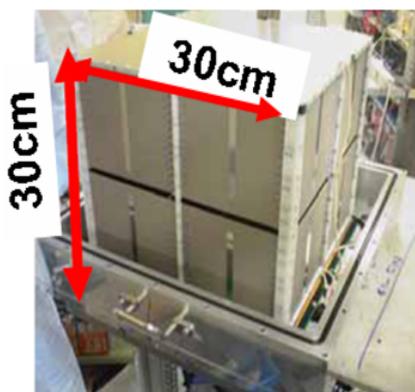
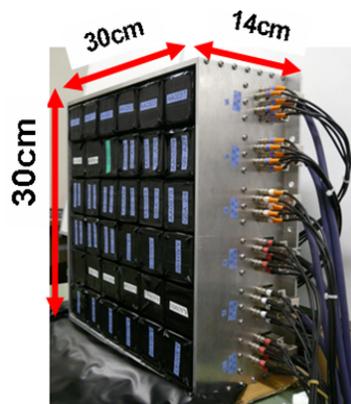
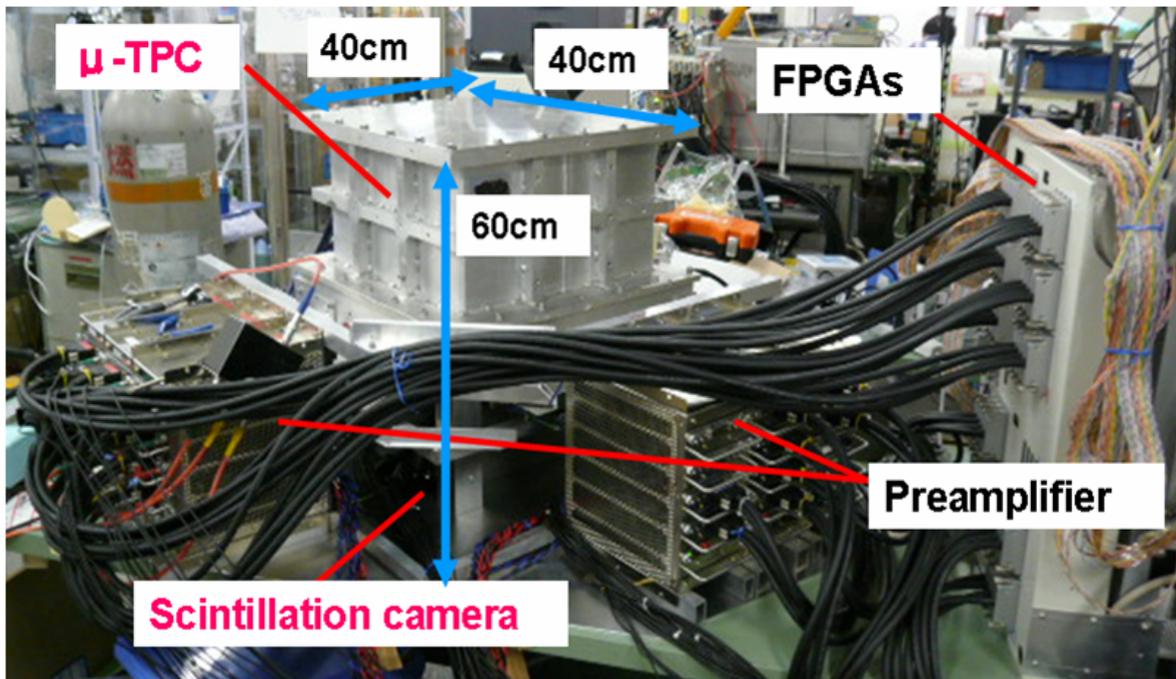
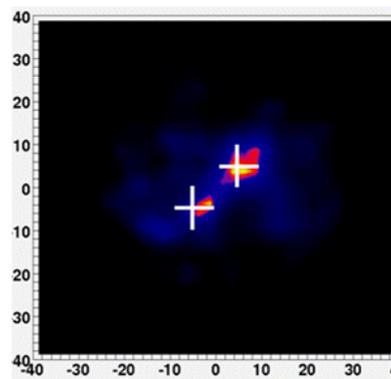
図 3.40: 大型  $\mu$ TPC の内観の写真

図 3.41: 大型 ETCC 用シンチレーションカメラの写真

図 3.42:  $30 \times 30 \times 30 \text{ cm}^3$  ETCC のセットアップ写真図 3.43:  $30 \times 30 \times 30 \text{ cm}^3$  ETCC での放射線源  $^{54}\text{Mn}$ 、 $^{137}\text{Cs}$  のイメージング (白い十字は線源の位置)

さらに検出効率を上げる為に、ETCCの大型化と並行して、トラッカーとして使用するガスの研究をする必要がある。SMILE-Iにおいては、プロトタイプのAr/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10)より高い検出効率を求め、Xeベースのガスを使用した。しかし、Xeガス中の電子のドリフト速度が非常に遅く、また、Xe原子の光電吸収の断面積が非常に大きかった。従って、Xeガスを使う事で、ランダムコインシデンスが増え、GSOからの散乱イベント等のバックグラウンドイベントが増えるという欠点があった。そこで我々は、Xeに代わるガスの候補として、1分子中に42個の電子をもち、XeよりもZが小さい原子から成るCF<sub>4</sub>を選んだ。CF<sub>4</sub>ガスは、電子のドリフト速度はArガス中よりも速く、拡散も小さい為に位置分解能の向上が期待できる。他方、CF<sub>4</sub>のガス利得は低く、必要なHVが高くなるという問題がある。

## 第4章 ガスの組成最適化

プロトタイプ ETCC では、 $\mu$ TPC に Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10) を 1 気圧で封入している。我々は今回、検出効率向上の為、コンプトン散乱断面積のより大きい CF<sub>4</sub> (図 2.5、2.7) を混ぜたガスを使用した。さらに、CF<sub>4</sub> を混ぜるとガス利得が落ちる為、isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> を数 % 加えて試験を行った。目標は、MIP が検出可能なガス利得  $\sim 20000$  を安定して出す事が出来、よりコンプトン散乱確率が高いガス混合比を決定する事である。つまりそれは、CF<sub>4</sub> の混合比を出来るだけ大きくする事を意味する。前に述べた様に、SMILE-1 で使用した Xe ベースのガスは、Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10) と比較して検出効率が上がったものの、電子のドリフト速度が小さく (図 2.24)、拡散が大きい (図 2.25、2.26) 為に、位置分解能が悪くなり、ETCC の角度分解能が悪くなるという欠点があった。CF<sub>4</sub> ガスはドリフト速度が大きく、拡散も小さい為に、その欠点が解消できると考えられる。

Ar、Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10)、CF<sub>4</sub> および isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> の 4 種のガスを使用し、計 45 種の混合比においてガス利得を測定し、1 気圧におけるガス組成最適化を行った。この章では、それらのガス利得の主な測定結果と、組成を最適化したガスとプロトタイプの Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10) を使用した時の、 $\mu$ TPC と ETCC の性能比較の測定結果を示す。

### 4.1 セットアップ

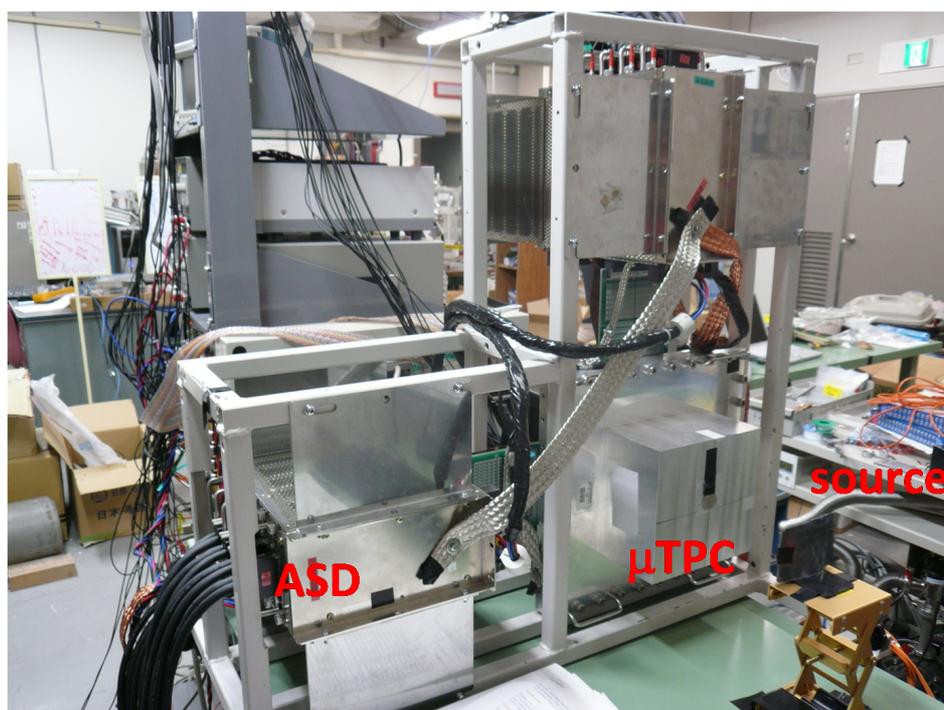


図 4.1: ガス組成最適化に使用した  $\mu$ TPC のセットアップ写真

図 4.1 の写真の、有効体積  $10 \times 10 \times 10 \text{ cm}^3$  の  $\mu\text{TPC}$  を用いた。容器は株式会社日立メディコ製で、上部と側面は 3 mm 厚のアルミ製である。GEM および  $\mu\text{PIC}$  の有効面積は  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ 、GEM は穴の直径  $70 \mu\text{m}$ 、ピッチ  $140 \mu\text{m}$  および厚さ  $50 \mu\text{m}$  のカプトン製である。また、図 4.3 に示す様に、GEM- $\mu\text{PIC}$  間は 3 mm、ドリフト長は 10 cm である。 $\mu\text{TPC}$  の蓋を取った状態の写真を図 4.2 に示す。

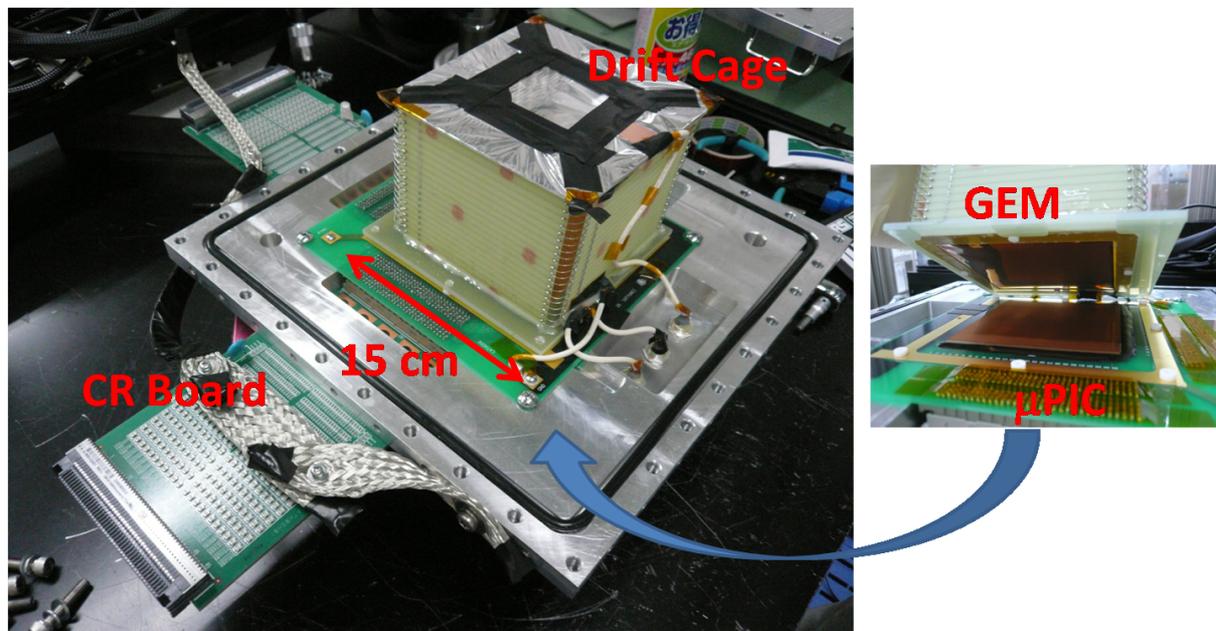


図 4.2: ガス組成最適化に使用した  $\mu\text{TPC}$  内の写真

図 4.3 の通り、ドリフトケージの一番下が、50 M $\Omega$  の抵抗を介して  $\mu\text{TPC}$  内側のグランドと繋がっている。よって、ドリフト電場とドリフト下から GEM の間の電場を等しくする為には、ドリフト上面に与える HV を計算して与えなければいけない。具体的には、ドリフト上面に  $x$  [V]、GEM 上に  $y$  [V] 印加する場合、

$$x = 5.83y \quad (4.1)$$

という関係が存在する。この為、例えば GEM 上に 800 V 印加した場合、ドリフト上面には 4664 V 印加しなければ、ドリフト電場が一様にならない。HV のコネクタには SHV の”22 SHV-50-0-3/100 NE”を使用しており、これの耐圧が 5 kV までなので、GEM 上には 857 V までしかかけられない事になる。よってこのシステムは、GEM 上の HV に制限がある上、ドリフト電場を自由に設定する事が出来ない。

先に述べたように、使用ガスは、Ar、Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10)、CF<sub>4</sub> および isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> の 4 種で、図 4.4 のガスポンプを使用した。真空ポンプは、図 4.5 の油回転真空ポンプ (GLD-136C) を使用した。ガスの配管周りの概念図および写真を、図 4.6 および 4.7 に示す。また、図 4.8 はガス種に依存しない圧力計で、133 kPa まで測定可能なキャパシタンスダイヤフラムゲージ (M-340DG-13/N25: キヤノンアネルパテクス株式会社製) を使用した。図 4.9 の圧力表示器 (M-601GC) は、0.1 kPa の精度で表示出来る。従ってガスの混合比の精度は、0.1 kPa である。

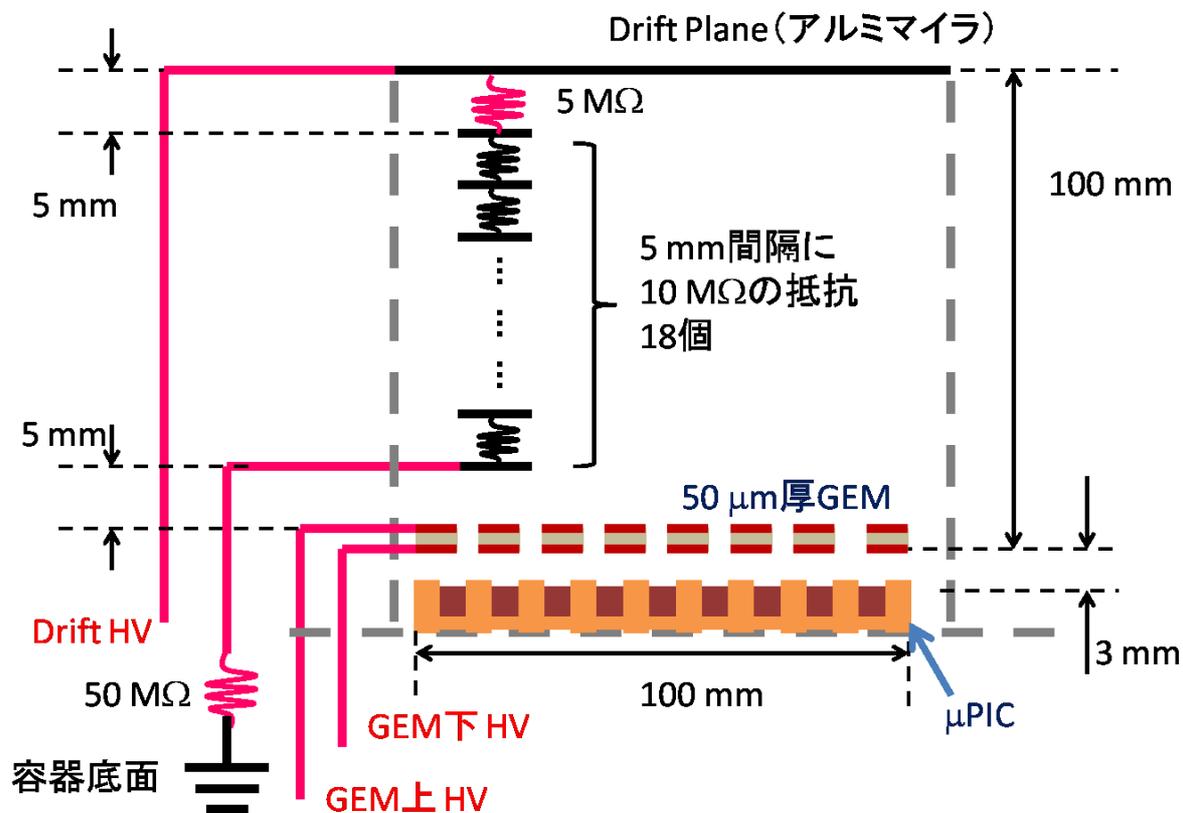


図 4.3: ガス組成最適化に使用した  $\mu$ TPC の概略図



図 4.4: 使用したガス



図 4.5: 真空ポンプ

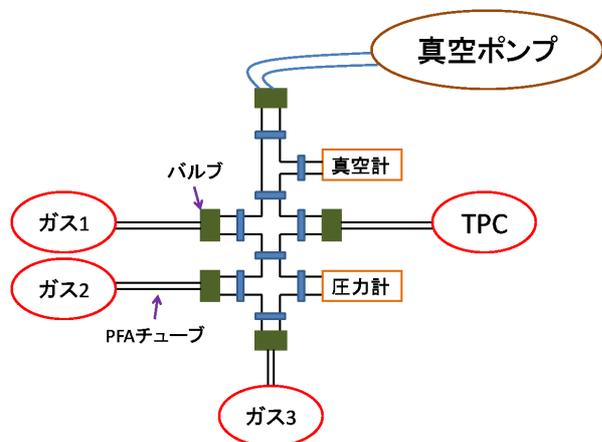


図 4.6: 配管の概念図

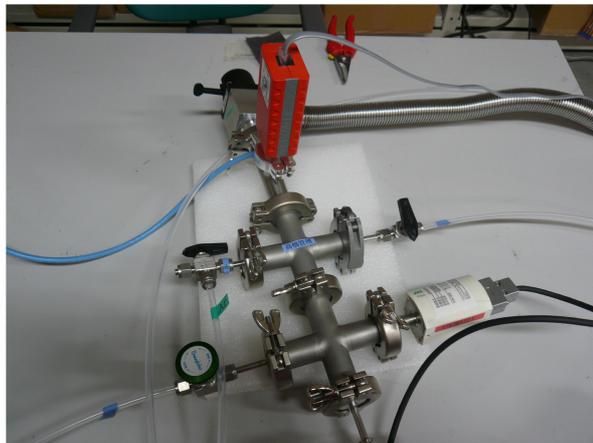


図 4.7: 配管の写真

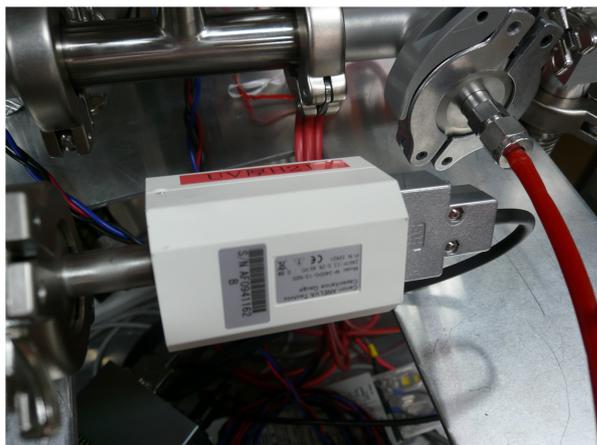


図 4.8: キャパシタンスダイヤフラムゲージ



図 4.9: 圧力表示器

## 4.2 CF<sub>4</sub> ガスの導入

SMILE-I では Xe ベースのガスを使用したが、Xe の  $Z$  は 54 で、Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10) と比較してコンプトン散乱断面積が大きいものの、 $Z^5$  に比例する光電効果も非常に大きくなり、バックグラウンドイベントが増加した。また、多重電子散乱効果も大きく、角度分解能を悪くした。これに代わる候補として今回、CF<sub>4</sub> ガスを導入した。CF<sub>4</sub> ガスは 1 分子当たり 42 個の電子があり、 $Z$  の小さい原子から成る（最高で F の  $Z = 9$ ）。よって光電効果断面積が Xe に比べて充分小さく（概算で  $9^5/54^5 \approx 1/8000$ ）、コンプトン散乱断面積は Xe に近い。さらに電子のドリフト速度が大きく、拡散が小さい為に、 $\mu$ TPC の位置分解能が向上し、ETCC の角度分解能の向上が期待できる。

まずはシミュレーションにより、最適化を行った。GEANT4 を用いた検出効率のシミュレーション結果を図 4.10 に示す。横軸は入射  $\gamma$  線のエネルギー、縦軸は  $\mu$ TPC 上面から垂直に一様に入ってきた  $\gamma$  線が有効体積  $10 \times 10 \times 10 \text{ cm}^3$  内のガス中でコンプトン散乱し、後ろに置いたシンチレーションカメラで光電吸収される確率に、入射面積をかけたものである。赤線はプロトタイプの Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10)、それ以外はこのガスに CF<sub>4</sub> を図の通りの割合で混ぜたガスである。これにより、CF<sub>4</sub> を出来るだけ多く混ぜた方が検出効率が高くなり、356 keV の  $\gamma$  線では、CF<sub>4</sub> を 40% 混ぜるとプロトタイプの 1.59 倍、80% 混ぜると 1.89 倍になる事が期待できる。

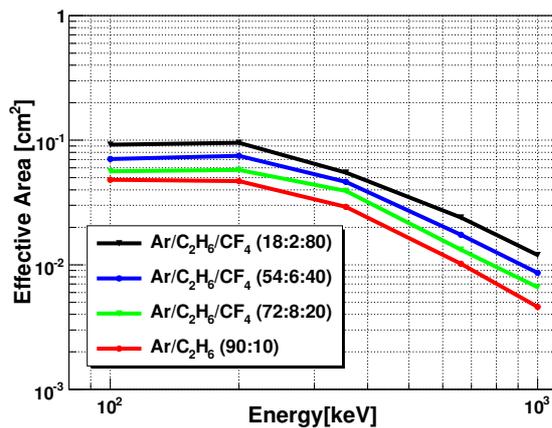


図 4.10: 検出効率のシミュレーション

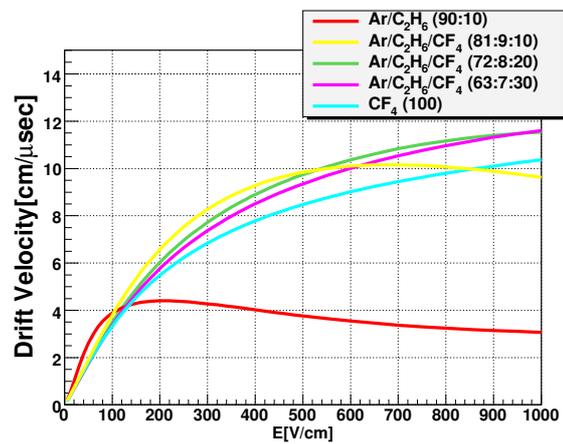


図 4.11: ドリフト速度のシミュレーション

ETCC として使用する為に、検出効率だけでなく、ガス中の電子のドリフト速度や拡散係数を覚えておく必要がある。これは、拡散係数が小さい方が  $\mu$ TPC の位置分解能が向上し、また、ドリフト速度の電場に対する変化率が小さい所で使用しなければ、 $\mu$ TPC 内の電場構造の歪みの影響を受けて、位置分解能が悪化する可能性がある為である。Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10) と CF<sub>4</sub> の混合比を変化させたガス中の電子のドリフト速度と拡散係数を Magboltz を使用して計算した結果を、図 4.11、4.12 およびにそれぞれ示す。横軸は単位 cm 当たりのドリフト電場の強さである。CF<sub>4</sub> を混ぜたガスのドリフト速度は右肩上がりで、 $\sim 150 \text{ V/cm}$  以下は Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10) より小さく、それ以上では大きい。また、CF<sub>4</sub> 100% よりも、CF<sub>4</sub> 20% および 30% の方が速い。通常 Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10) はドリフト速度がプラトーになる  $200 \text{ V/cm}$  以上で使用するが、CF<sub>4</sub> 混合ガスは常に右肩上がりなので、ドリフトケージに一様な電場がかかっていない場合は、このドリフト速度の差によって位置分解能が悪くなる恐れがある。例えば Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>/CF<sub>4</sub> (72:8:20) の場合、 $200 \text{ V/cm}$  の時と  $300 \text{ V/cm}$  の時とで  $\sim 2 \text{ cm}/\mu\text{sec}$  差がある。しかしながら、CF<sub>4</sub> 混合ガスは Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10) と比べて拡散が数倍小さい。これによって、位置分解能が改善すると考えられる。

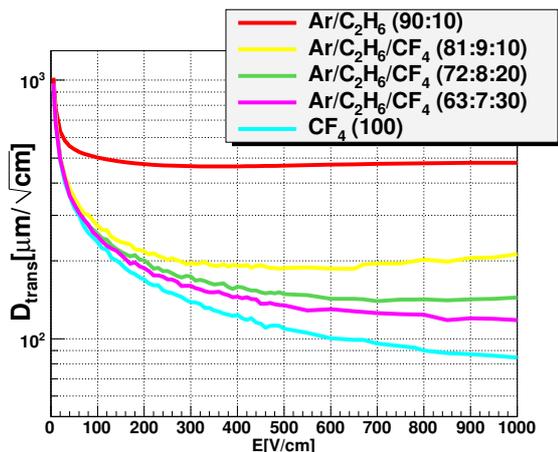
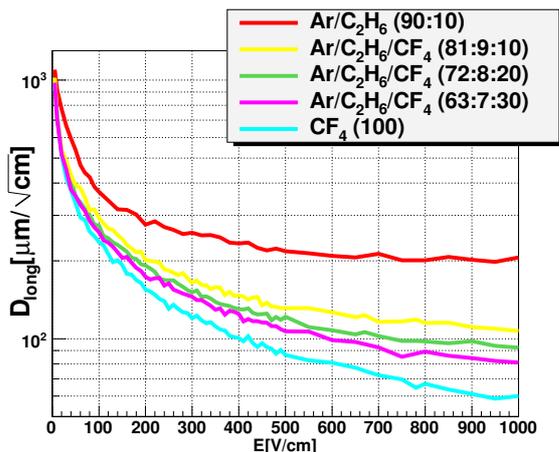


図 4.12: 縦方向の拡散係数のシミュレーション 図 4.13: 横方向の拡散係数のシミュレーション

### 4.3 isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> ガスの導入

CF<sub>4</sub> を混合すると、ガス利得が小さくなる。そこで isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> ガスを数 % 混ぜると、ペニング効果によって利得が大きくなる事が知られている。

そこで、CF<sub>4</sub> ガスの混合比を固定し、isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> と Ar の混合比を変化させたガス中の、電子のドリフト速度を Magboltz を用いて計算した。その結果を、図 4.14 に示す。isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> の混合比を数 % 変化させただけでドリフト速度は大きく変化し、isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> の混合比が大きい程、ドリフト速度は小さくなる事が分かる。また、いずれも右肩上がりである。

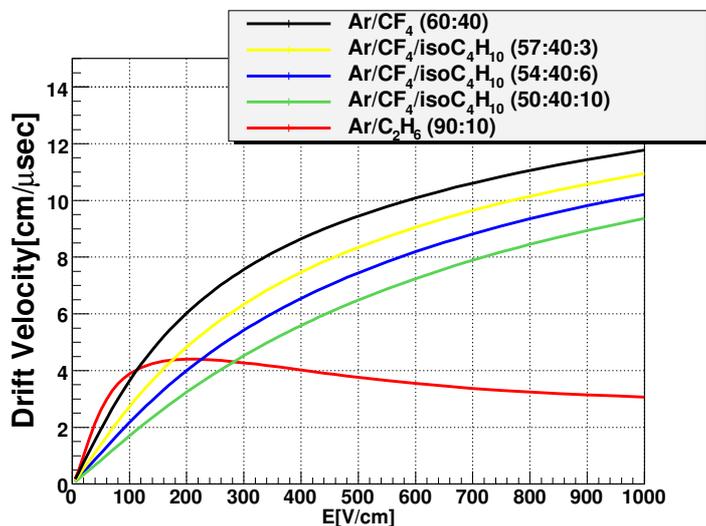


図 4.14: 電場の強さに対する電子のドリフト速度 (シミュレーション)

## 4.4 ガス利得測定

Ar、Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10)、CF<sub>4</sub> および isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> の4種のガスを、様々な混合比で混ぜ合わせた。目標は、CF<sub>4</sub> の混合比が最も高く、ガス利得 ~ 20000 が安定して出るガスを決定する事である。

図 4.1 の様に、 $\mu$ TPC 上部から 15 cm 離れた所に <sup>133</sup>Ba の放射線源を置き、放射される X 線のエネルギーを flashADC で測定した。図 4.15 の左図は flashADC の波形 1 万イベント分、右図は各イベントの波形を積分したエネルギースペクトルである。左図の横軸は flashADC の clock で、1 clock は 16 n 秒である。また左図の縦軸は 255 ch あり、1 ch は 3.921 mV に対応する。これから、信号の電圧が計算でき、さらに 50  $\Omega$  の抵抗を介しているの、電流値が分かる。これを時間で積分すると電荷が分かる。よって右図の横軸の単位は [clock  $\times$  ch] であり、電荷量を意味している。

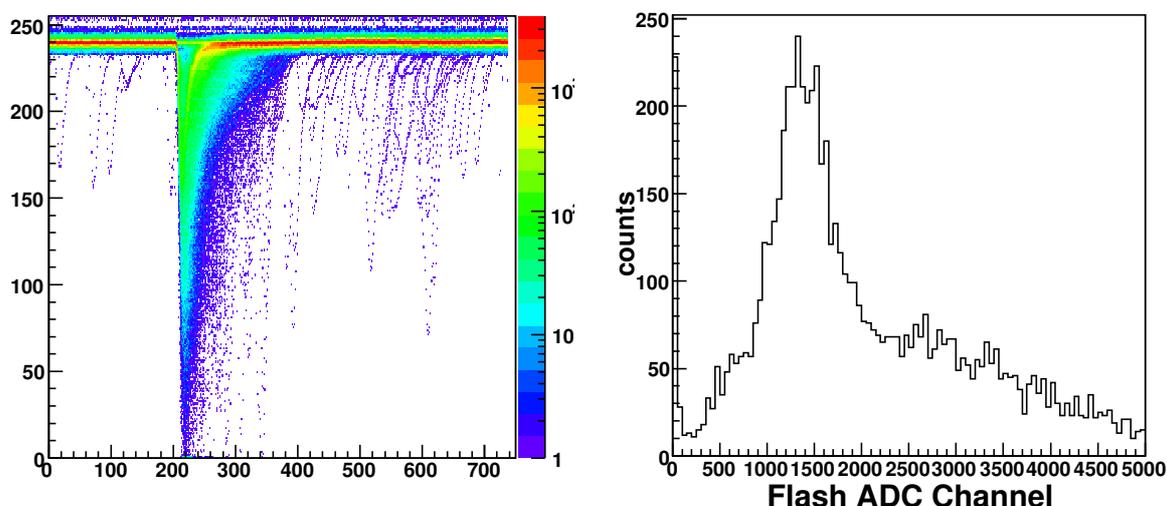


図 4.15: flashADC の波形とエネルギースペクトル

ガス利得は、図 4.15 の右図の、31 keV のピークから計算できる。まず、このスペクトルをガウス分布で fit し、中心値を求める。これから上記のパラメータを使って電荷量  $Q$  [C] に変換する。以上から、ガス利得は、電子素量を  $e$  [C]、ASD の増幅率  $A$  として、

$$\text{ガス利得} = \frac{Q[\text{C}]}{e[\text{C}] \times \frac{31 \times 10^3 [\text{eV}]}{W [\text{eV}]} \times A} \quad (4.2)$$

と書ける。 $A$  の値は、shaping time 16 n 秒の ASD (CXA3183Q) であれば 160、80 n 秒 (CXA3653Q) であれば 700 である。なお、4 章の実験では前者を、5 章の実験では後者を使用している。

今回測定したガス 45 種の組成比を、表 4.1 に示す。

1 ~ 3 は CF<sub>4</sub> をベースにしたガスであるが、 $\mu$ PIC に 560 V、GEM 間 400 V と非常に高い HV をかけても、いずれもオシロスコープで 20 mV (利得 ~ 2000) 以上の信号が見えるに至らなかった。この HV で信号が見えない場合、これ以上 HV を上げてガス利得 ~ 20000 で安定動作する事は望めない。

4 ~ 11 は Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10) ガスを使用したガスである。後で述べるが、CF<sub>4</sub> ガスの混合比が同じ場合は、Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10) ガスを使うより、Ar と isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> の適当な混合ガスを使用する方が利得が高くなる。

12 以降は、CF<sub>4</sub> の混合比を固定して、Ar と isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> の混合比を数 % ずつ変化させて、ガス利得の変化を調べたものである。

番号	組成比	番号	組成比
1	CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (95:5)	24	Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (72:25:3)
2	CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (90:10)	25	Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (71:25:4)
3	CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (80:20)	26	Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (70:25:5)
4	Ar/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (90:10)	27	Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (69:25:6)
5	Ar/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> /CF <sub>4</sub> (72:8:20)	28	Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (67:30:3)
6	Ar/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> /CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (69.3:7.7:20:3)	29	Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (66:30:4)
7	Ar/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> /CF <sub>4</sub> (63:7:30)	30	Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (65:30:5)
8	Ar/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> /CF <sub>4</sub> (54:6:40)	31	Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (64:30:6)
9	Ar/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> /CF <sub>4</sub> (45:5:50)	32	Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (63:30:7)
10	Ar/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> /CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (42.3:4.7:50:3)	33	Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (56:40:4)
11	Ar/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> /CF <sub>4</sub> (27:3:70)	34	Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (55:40:5)
12	Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (95:3:2)	35	Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (54:40:6)
13	Ar/isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (90:10)	36	Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (53:40:7)
14	Ar/CF <sub>4</sub> (90:10)	37	Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (52:40:8)
15	Ar/CF <sub>4</sub> (80:20)	38	Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (49:45:6)
16	Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (78:20:2)	39	Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (47:50:3)
17	Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (77:20:3)	40	Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (46:50:4)
18	Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (76:20:4)	41	Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (45:50:5)
19	Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (75:20:5)	42	Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (44:50:6)
20	Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (74:20:6)	43	Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (43:50:7)
21	Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (73:20:7)	44	Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (42:50:8)
22	Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (72:20:8)	45	Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (40:50:10)
23	Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (73:25:2)		

表 4.1: 測定した全組成比

## 4.5 測定結果

$\text{CF}_4$  の混合比が同じであっても、Ar と  $\text{isoC}_4\text{H}_{10}$  の混合比を変えると、ガス利得も変わる。そこでまず、 $\text{CF}_4$  の混合比を固定し、Ar と  $\text{isoC}_4\text{H}_{10}$  の混合比を変化させた時のガス利得を測定した。以降の測定結果では、ドリフト上面 - 3290 V、GEM上 - 700 V、GEM下 - 300 V で固定している。色分けは  $\mu\text{PIC}$  の HV によるもので、10 V 間隔で変化させ、それぞれの利得の違いを測定した。

$\text{CF}_4$  を 20%、25%、30%、40% および 50% に固定した時の測定結果を、図 4.16、4.17、4.18、4.19 および 4.20 にそれぞれ示す。

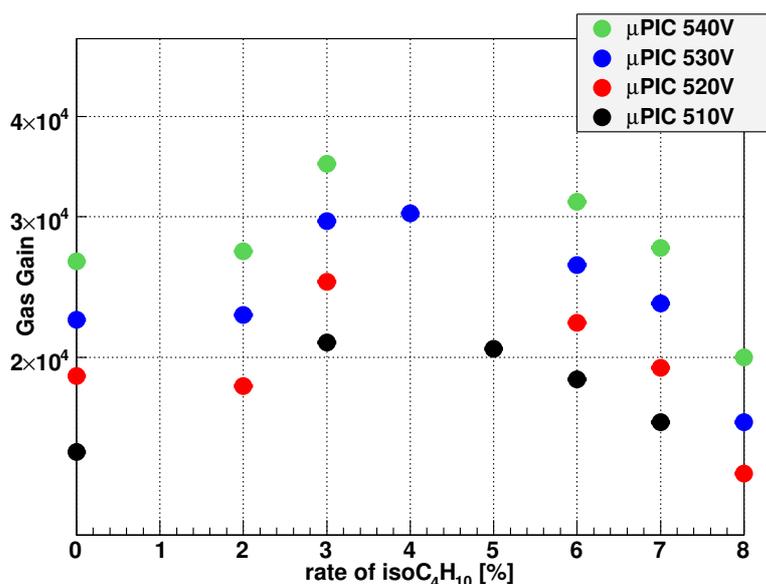


図 4.16:  $\text{isoC}_4\text{H}_{10}$  の混合比に対するガス利得 ( $\text{CF}_4$  20%)

これにより、利得がある混合比で緩やかな極大値を持つ事が分かる。また、 $\text{CF}_4$  の混合比が高い程、極大値を取る時の  $\text{isoC}_4\text{H}_{10}$  の混合比が高くなる傾向が見られた。 $\text{isoC}_4\text{H}_{10}$  の混合比に対してガス利得が極大値を持つ原因として、 $\text{isoC}_4\text{H}_{10}$  を少量加えるとペニング効果によりガス利得が増大するが、 $\text{isoC}_4\text{H}_{10}$  を加え過ぎると、クエンチャーとしての効果の方がより大きくなってガス利得が下がり始めるという事が考えられる。

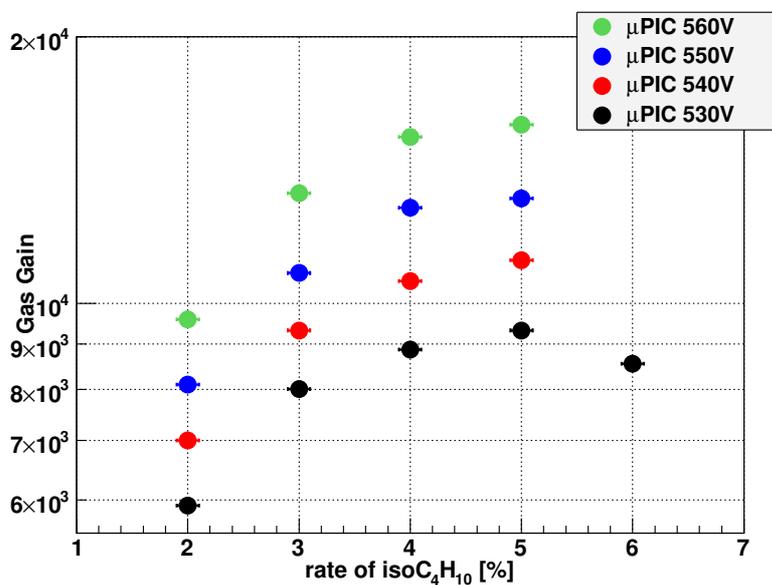


図 4.17:  $\text{isoC}_4\text{H}_{10}$  の混合比に対するガス利得 ( $\text{CF}_4$  25%)

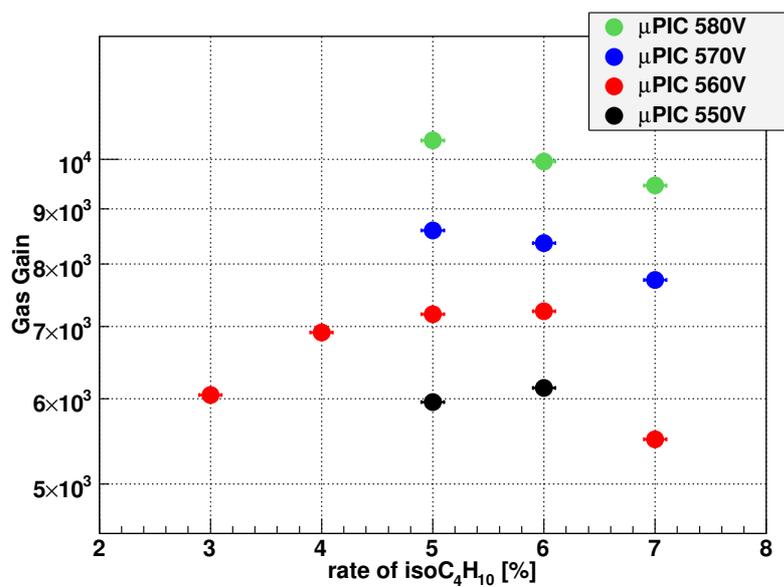


図 4.18:  $\text{isoC}_4\text{H}_{10}$  の混合比に対するガス利得 ( $\text{CF}_4$  30%)

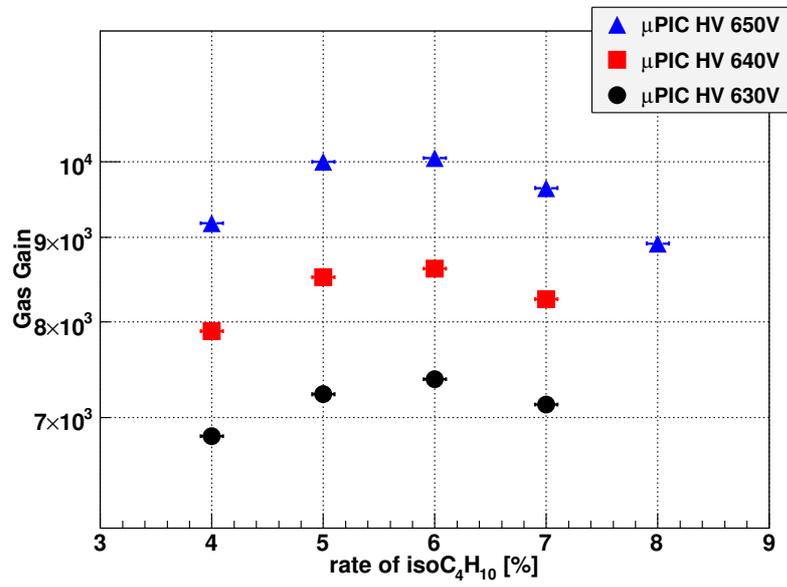


図 4.19: isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> の混合比に対するガス利得 (CF<sub>4</sub> 40%)

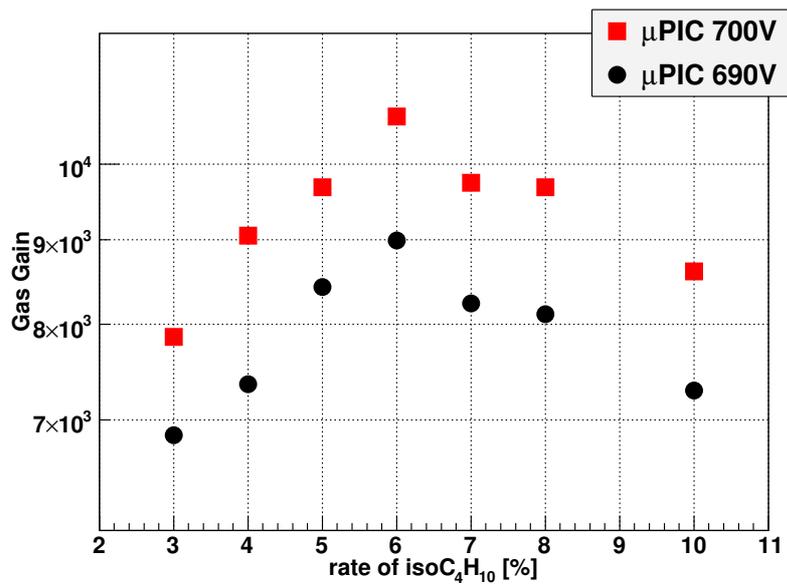


図 4.20: isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> の混合比に対するガス利得 (CF<sub>4</sub> 50%)

次に、 $\text{CF}_4$  の混合比を変えた時の、主なガス利得の測定結果を図 4.21 に示す。赤が  $\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_6$  (90:10)、青が  $\text{CF}_4$  を 20% 混合したガス、緑が  $\text{CF}_4$  を 30% 混合したガス、ピンクが  $\text{CF}_4$  を 40% 混合したガス、水色が  $\text{CF}_4$  を 45% 混合したガスおよび黒が  $\text{CF}_4$  を 50% 混合したガスである。また、 $\square$  は  $\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_6$  (90:10) と  $\text{CF}_4$  を混合したもの、 $\triangle$  は、各  $\text{CF}_4$  の混合比に対する最大利得を有する混合比である。この図で注意すべき点は、 $\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_6$  (90:10) のみ GEM 間の電圧が 340 V で、他は 400 V である。これは、 $\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_6$  (90:10) は GEM 間 400 V 付近で GEM の放電が始まり、他は 340 V では利得が低すぎる事に拠る。全てのガスで、GEM- $\mu\text{PIC}$  間に 1 kV/cm の電場をかけている。

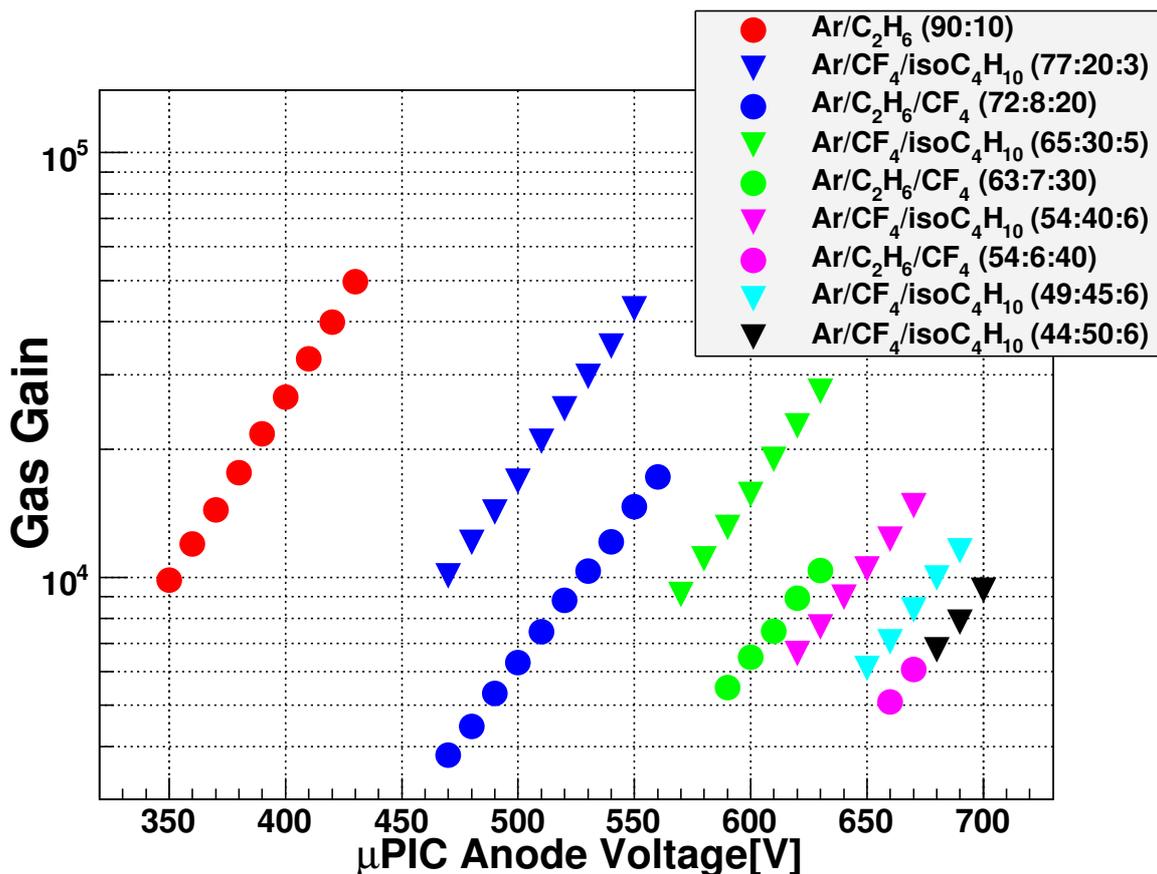


図 4.21: ガス利得測定結果

$\text{CF}_4$  の混合比が高ければ高い程、利得が低くなる。また、 $\text{CF}_4$  の混合比が同じ場合、 $\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_6$  (90:10) ガス ( ) を使用するより、 $\text{Ar}$  と  $\text{isoC}_4\text{H}_{10}$  を適当な混合比で混ぜたガス ( ) の方が、 $\sim 20\%$  利得が高くなり、 $\mu\text{PIC}$  の HV で  $\sim 50$  V 稼げる事が分かった。

GEM- $\mu\text{PIC}$  間の電圧をこの測定よりも大きくしたところ、 $\text{Ar}/\text{CF}_4/\text{isoC}_4\text{H}_{10}$  (44:50:6) で利得  $\sim 20000$  が一時的に出たものの、GEM と  $\mu\text{PIC}$  が同時に放電し、不安定であった。ガス利得  $\sim 20000$  で安定、かつ  $\text{CF}_4$  の混合比が最も高いガスは、 $\text{CF}_4$  の割合が 40% であった。この時の混合比は、 $\text{Ar}/\text{CF}_4/\text{isoC}_4\text{H}_{10}$  (54:40:6) である。

CF<sub>4</sub> の混合比を上げれば上げるほど、μTPC のエネルギー分解能が悪くなる傾向がみられた。放射線源 <sup>133</sup>Ba を照射し、31 keV の X 線をガス利得 ~ 20000 で測定した結果を、図 4.22 に示す。グラフの左から、Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10)、Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (74:20:6)、Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (71:25:4)、Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (65:30:5)、Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6) および Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (44:50:6) である。

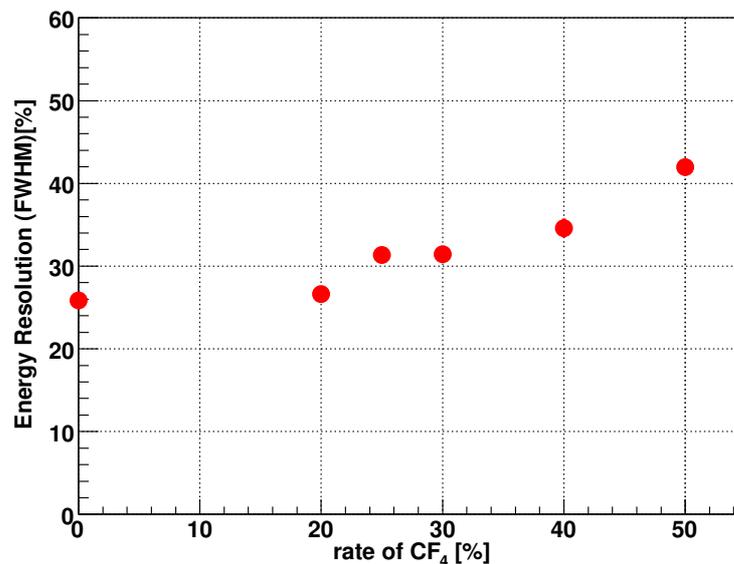
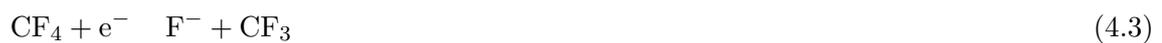


図 4.22: CF<sub>4</sub> の混合比に対する μTPC の 31 keV のエネルギー分解能 (FWHM)

この原因として、CF<sub>4</sub> の電子捕獲が考えられる。F は最も電気陰性度が高い元素であり、CF<sub>4</sub> は、



の様に電子を捕獲する [13]。この為、CF<sub>4</sub> の混合比が高い程電子捕獲の効果も大きくなり、エネルギー分解能が悪くなると考えられる。

## 4.6 $\mu$ TPC の性能評価

前節の実験の結果、 $\text{CF}_4$  の混合比が最も高い、かつガス利得  $\sim 20000$  で安定と思われるガス組成比は、 $\text{Ar}/\text{CF}_4/\text{isoC}_4\text{H}_{10}$  (54:40:6) である事が分かった。そこで、プロトタイプで使用している  $\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_6$  (90:10) と、 $\text{Ar}/\text{CF}_4/\text{isoC}_4\text{H}_{10}$  (54:40:6) をそれぞれ1気圧で封入した時の、 $\mu$ TPC の性能比較を行った。

まず、ガス利得の比較試験を行った。2種のガスの利得の測定結果を、図4.23に示す。また、それぞれのHVのパラメータを、表4.3に示す。

表 4.2: ガス利得測定試験時のHVパラメータ

ガス	ドリフト上面	GEM上	GEM下
$\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_6$ (90:10)	- 4377 V	- 750 V	- 450 V
$\text{Ar}/\text{CF}_4/\text{isoC}_4\text{H}_{10}$ (54:40:6)	- 5136 V	- 880 V	- 450 V

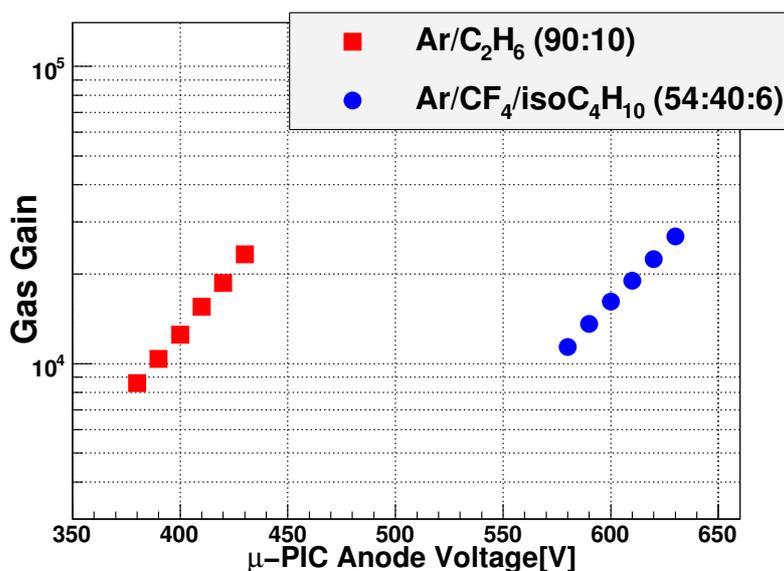


図 4.23: ガス利得比較測定結果

この結果から、 $\text{Ar}/\text{CF}_4/\text{isoC}_4\text{H}_{10}$  (54:40:6) が  $\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_6$  (90:10) と同じ利得を得る為には、GEM に +130 V、 $\mu$ PIC に +190 V 程度という非常に高いHV をかける必要がある事が分かる。高いHV では、 $\mu$ PIC、GEM 共に放電の可能性が高まり、実際、 $\text{Ar}/\text{CF}_4/\text{isoC}_4\text{H}_{10}$  (54:40:6) においては  $\mu$ PIC 660 V で  $\mu$ PIC が放電、GEM 間 445 V で GEM が放電した。

放電の対策として、以下の2点が考えられる。

- GEM を 100  $\mu\text{m}$  厚に変更する。
- GEM を 2 段にする。

50  $\mu\text{m}$  厚 GEM よりも 100  $\mu\text{m}$  厚 GEM の方が高い利得が得られるが、本容器には元々 50  $\mu\text{m}$  厚 GEM がついていて、今回はこのまま使用した。次章でガス圧を高めた試験を行ったが、その際は GEM をもう 1 枚追加して 2 段にし、増幅率を高める事で対応した。

次に、2 種のガス中の電子のドリフト速度の測定を行った。セットアップの概念図を図 4.24 に示す。この測定のイベントトリガーとして、GSO アレイを 9 個並べたシンチレーションカメラを使用し、 $\mu$ TPC の後方に配置した。実際のシンチレーションカメラの写真を図 4.25 に示す。

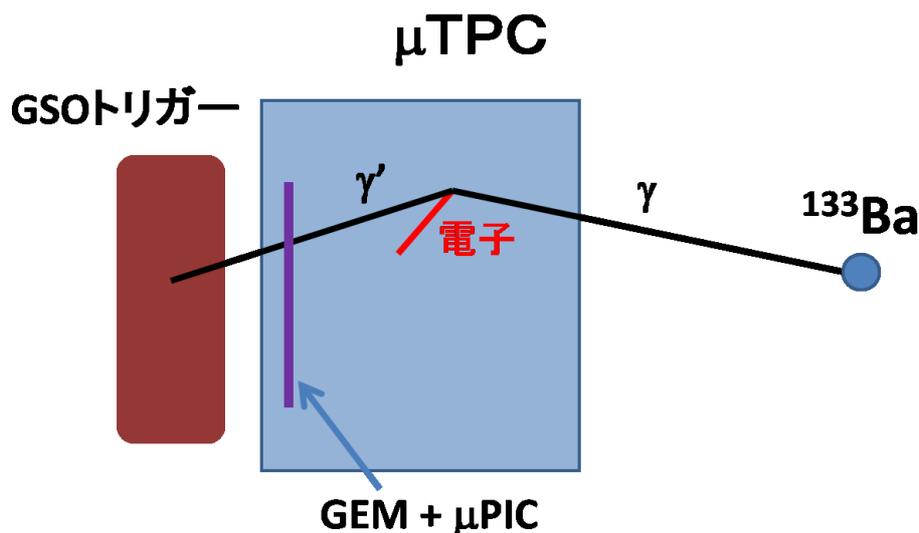


図 4.24: ドリフト速度測定のセットアップ

図 4.24 のように、 $\mu$ TPC の前方から、放射線源  $^{133}\text{Ba}$  からの  $\gamma$  線を照射する。後方に配置したシンチレーションカメラをトリガーとして、反跳電子のドリフト速度を測定した。position encoder は、100MHz で 800 clock 分、時間にして 8  $\mu$  秒分のデータを、1 イベント当たりを取得する。clock に対するヒットカウントのヒストグラムを描くと図 4.26 の様になり、ドリフト長に対応する部分に多くのヒット点が集まる。ヒストグラムの立ち上がり点と立下り点は、ヒストグラムを微分して、ピークを図 4.27 の様にガウス分布で fit した中心値とする。立ち上がりの clock を first clock、立下りを last clock とすると、ドリフト速度  $v$  [ $\text{cm}/\mu\text{m}$ ] は、実際のドリフト長  $l$  [ $\text{cm}$ ] を用いて、

$$v = \frac{l}{\frac{\text{last clock} - \text{first clock}}{100 [\text{MHz}]}} \quad (4.6)$$

と書ける。

ドリフト電場  $E$  [ $\text{V}/\text{cm}$ ] を変化させ、2 種のガスで、それぞれ 2 点ずつドリフト速度の測定をした結果を、図 4.28 に示す。実線は Magboltz を使用したシミュレーション結果である。実測値とシミュレーションとの差は、Ar/ $\text{C}_2\text{H}_6$  (90:10) で 5% 程度、Ar/ $\text{CF}_4/\text{isoC}_4\text{H}_{10}$  (54:40:6) は 10% 弱であり、実験とシミュレーションはよく一致していると言える。



図 4.25: トリガーに用いた GSO アレイのシンチレーションカメラ

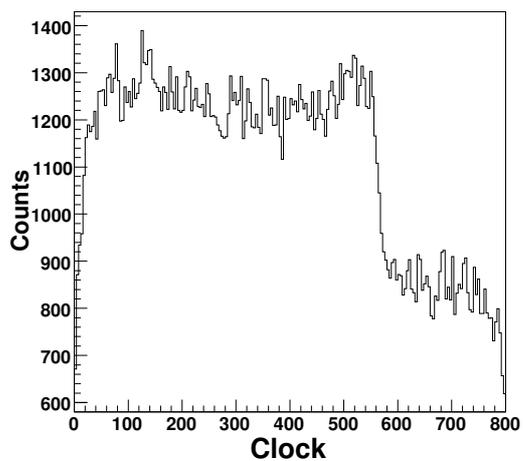


図 4.26: encoder の clock に対するヒットカウン  
トのヒストグラム

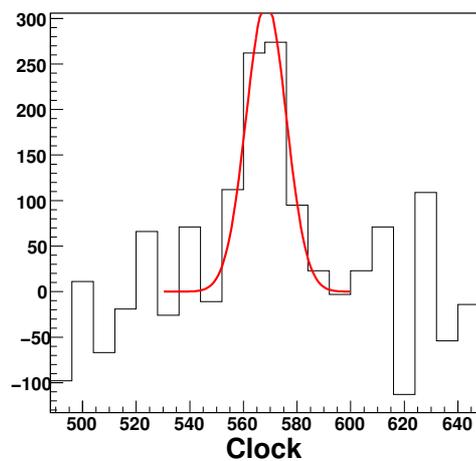


図 4.27: clock で微分したヒストグラム

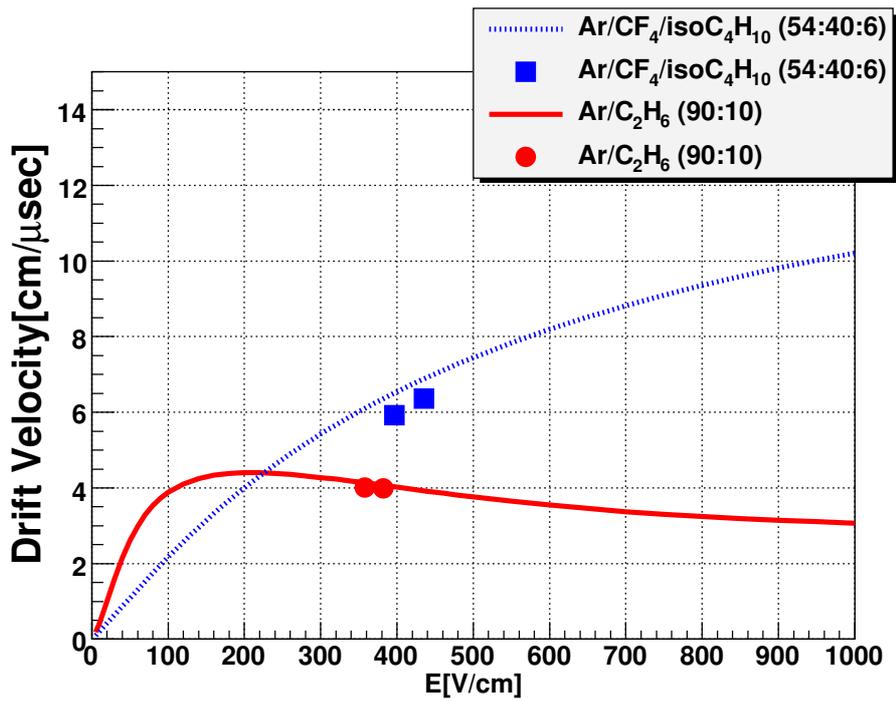


図 4.28: ドリフト速度比較測定とシミュレーション結果

次に、2種のガスにおける、 $\mu$ TPC のエネルギー分解能を測定した。放射線源  $^{133}\text{Ba}$  からの 31 keV と  $^{109}\text{Cd}$  からの 22.2 keV および GEM 等に用いられる銅からの 8 keV の蛍光 X 線によってエネルギーの絶対値の較正を行い、エネルギー分解能を計算した。2種のガスそれぞれの  $^{133}\text{Ba}$  のスペクトルを、図 4.29、4.30 に示す。横軸は flashADC のチャンネルである。

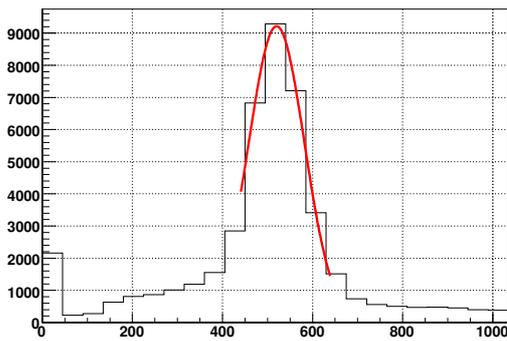


図 4.29:  $^{133}\text{Ba}$  のエネルギースペクトル (Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10))

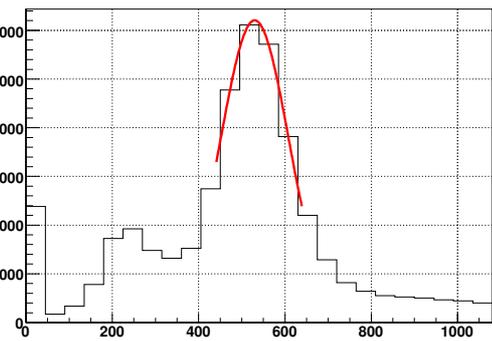


図 4.30:  $^{133}\text{Ba}$  のエネルギースペクトル (Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6))

表 4.3: エネルギー分解能測定時の HV パラメータ

ガス	ドリフト上面	GEM 上	GEM 下
Ar/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (90:10)	- 4377 V	- 750 V	- 450 V
Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (54:40:6)	- 5252 V	- 900 V	- 450 V

第 4.5 節と同じ様に、CF<sub>4</sub> 混合ガスの方がエネルギー分解能が悪く、31 keV の X 線に対して、Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10) は FWHM で 27.9%、Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6) は 35.0% である。

最後に、muon の飛跡を取得し、 $\mu$ TPC の位置分解能を測定した。muon が  $\mu$ TPC 内に入ると、その飛跡にそって図 4.31 の様に電子が生まれる。この飛跡を直線で fit し、直線とのずれ (residual) から、 $\mu$ TPC の位置分解能を計算する事が出来る。residual のヒストグラムを描くと図 4.32 のようになり、これを 2 次元ガウス分布で fit する。その標準偏差  $\sigma$  はドリフト長  $l$  の関数であり、これを位置分解能を定義する。 $\sigma(l)$  は、 $\sigma(0) = \sigma_{\text{detector}}$  として、

$$\sigma^2(l) = \sigma_{\text{detector}}^2 + (D\sqrt{l})^2 \quad (4.7)$$

と書ける。ここで、 $D$  は拡散係数であり、 $\sigma_{\text{detector}}$  と共に、検出器の位置分解能を特徴づけるパラメータであり、 $D$  は封入するガスに大きく依存する。ここで注意すべきは、 $\sigma^2(l)$  は 3 次元、 $\sigma_{\text{detector}}$  は 2 次元の位置分解能である。

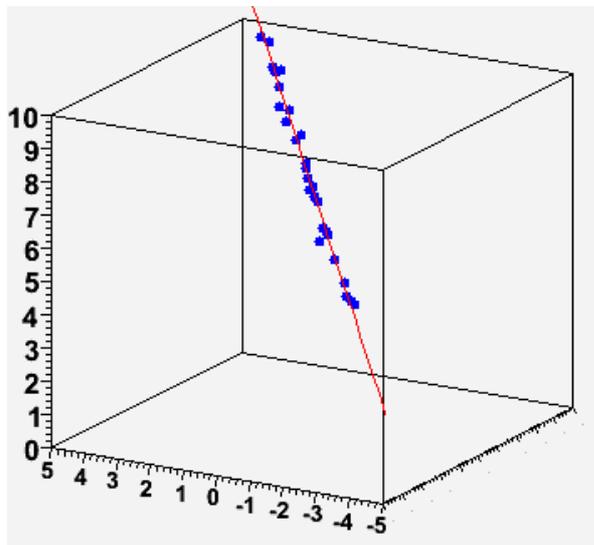


図 4.31: muon の 3 次元飛跡

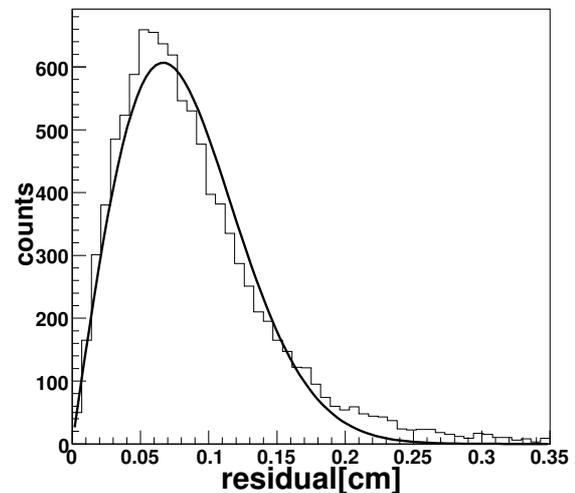


図 4.32: residual のヒストグラム

実際の測定は、図 4.33 のプラスチックシンチレータを 2 枚使用し、図 4.34 のように配置した。 $\mu$ TPC の前部に置いたプラスチックシンチレータと、後部に置いた GSO シンチレーションカメラをトリガーとして、muon の飛跡を捉えた。具体的に  $\sigma_{\text{detector}}$  と  $D$  を求める為に、ドリフトの  $z$  の方向に 10 分割し、それぞれの飛跡を直線で fit し、その residual を図 4.32 のように 2 次元ガウス分布で fit する。図 4.35 は、左上から右上に向かって 0 ~ 1cm、1 ~ 2cm、2 ~ 3cm、3 ~ 4cm、4 ~ 5cm、左下から右下に向かって 5 ~ 6cm、6 ~ 7cm、7 ~ 8cm、8 ~ 9cm、9 ~ 10cm の residual である。



図 4.33: プラスティックシンチレータ

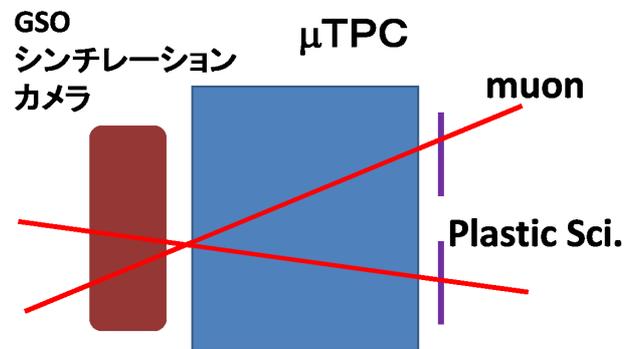


図 4.34: muon track のセットアップ概念図

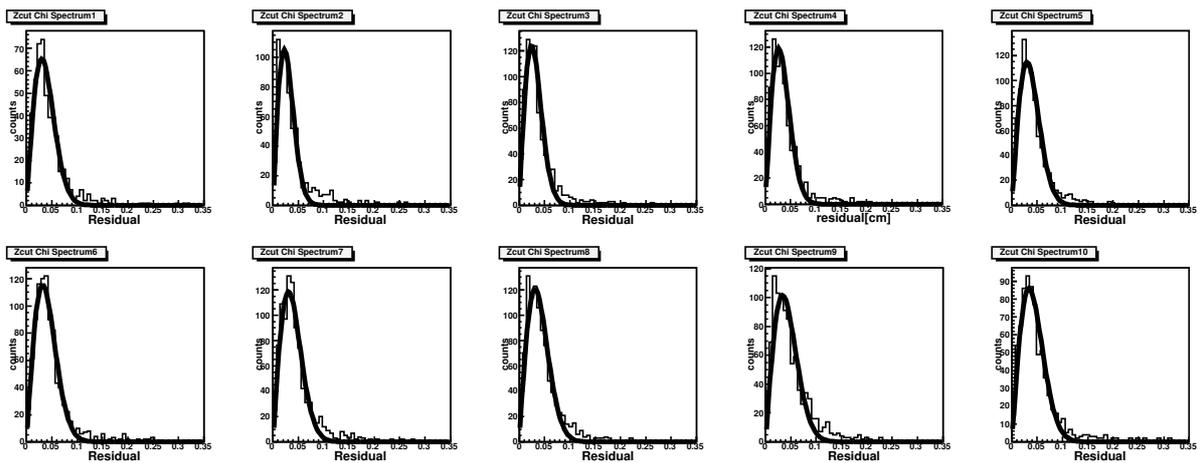


図 4.35: residual

こうして得られた10個の $\sigma$ を、ドリフト長 $l$ の関数としてグラフに表す。これを式4.6でfitして、 $\sigma_{\text{detector}}$ と $D$ を求める。図4.36、4.37は、それぞれAr/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10)、Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6)を使用した時のグラフである。また、表4.4は、これを測定した時のHVパラメータである。

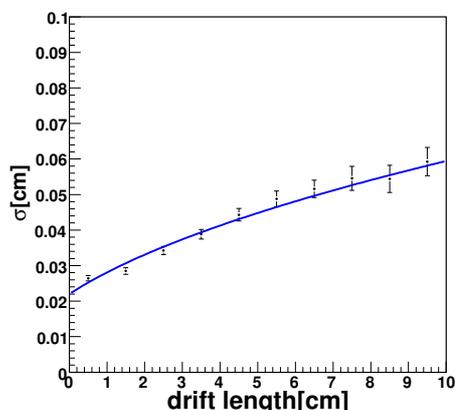


図 4.36: ドリフト長に対する  $\sigma$  (Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10))

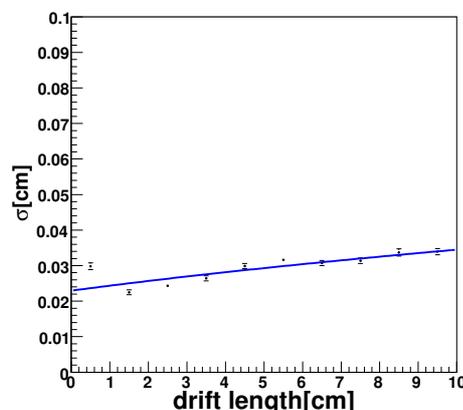


図 4.37: ドリフト長に対する  $\sigma$  (Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6))

表 4.4: 位置分解能測定時のHVパラメータ

ガス	ドリフト上面	GEM上	GEM下	$\mu$ PIC
Ar/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (90:10)	- 4610 V	- 790 V	- 450 V	377 V
Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (54:40:6)	- 5252 V	- 900 V	- 450 V	610 V

これから求まる $\sigma_{\text{detector}}$ は、ドリフト空間の最下面、要するにGEM面上での2次元の位置分解能であり、これを $\sqrt{2}$ で割って1次元の $\sigma_0$ を求める。この $\sigma_0$ 、拡散係数 $D$ を、表4.5に示す。

表 4.5: 位置分解能測定結果のパラメータ

ガス	$\sigma_0$	$D$
Ar/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (90:10)	156 $\mu\text{m}$	175 $\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$
Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (54:40:6)	162 $\mu\text{m}$	81 $\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$

$\sigma_0$ は、第3章で示した $\mu$ PIC単体の位置分解能 $\sim 120\mu\text{m}$ に近く、本測定ではGEMを使っている為、GEM周りでの拡散を考慮すると、良い分解能であると言える。またAr/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6)はAr/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10)に比べて $D$ が2倍以上小さく、ドリフト空間の上の方で位置分解能が良いと言える。これは、Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6)はAr/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10)に比べて、電場の強さに対するドリフト速度の傾きが大きい為に起こる電場構造の乱れによる位置分解能の悪化する効果よりも、拡散が小さい効果がより大きく出た為だと考えられる。

本測定から計算出来る $D$ は3次元の拡散係数である。Magboltzを使用したシミュレーションの結果得られる値(縦方向 $D_{\text{long}}$ 、横方向 $D_{\text{trans}}$ )は2次元の拡散係数であるから、実験値とシミュ

レーシヨンの値を比較する際は、

$$D_{\text{Mag}} = \sqrt{D_{\text{long}}^2 + D_{\text{trans}}^2} \quad (4.8)$$

として便宜的に 3 次元の拡散係数を定義する。本測定のドリフト電場は、表 4.5 とドリフト長が 10 cm である事から、Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10) で 382 V/cm、Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6) で 435 V/cm である。よってそれぞれの  $D_{\text{Mag}}$  は図 4.38、4.39 より、523  $\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$ 、184  $\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$  となる。その比は 2.8 倍であり、実測値の比である 2.2 倍と 30% 程度の差であり、ガスの性質を良く捉えられていると言える。

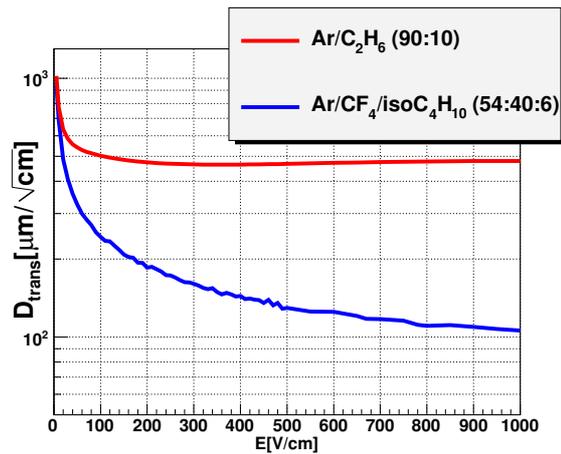
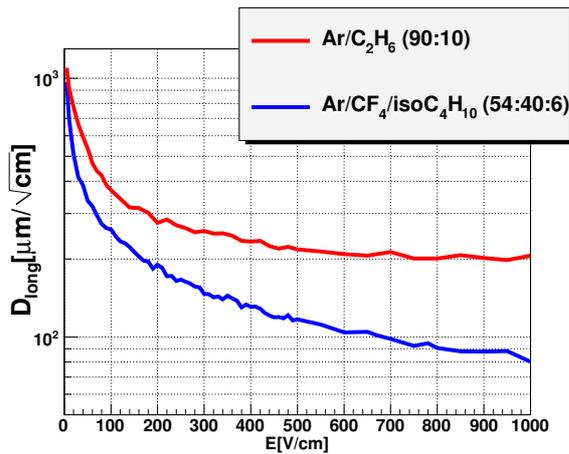


図 4.38: 縦方向の拡散係数のシミュレーション

図 4.39: 横方向の拡散係数のシミュレーション



## 第5章 ガスの高圧化

$\mu$ TPC に封入するガスの圧力を上げると、密度が上がる為にコンプトン散乱確率が上がり、検出効率がガス圧に比例して上がる。今回、ガス圧力を 2 気圧まで上げ、4 章のガス組成比を元に、更なる検出効率の向上を目指した。

1 気圧において、ガス利得  $\sim 20000$  で HV が安定する範囲で最も検出効率が高くなるガス組成比は、Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6) であった。圧力が高くなるとガス利得が落ちる為に、HV を上げる必要がある。そこで、ガス利得  $\sim 20000$  で安定動作させる為に、GEM をもう 1 段追加して、2 段にした。この章では、GEM2 段 +  $\mu$ PIC という増幅システムを備えた耐圧  $\mu$ TPC で、Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10) と Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6) において、ガス圧を変えた時の、 $\mu$ TPC と ETCC の性能評価の結果を示す。

### 5.1 セットアップ

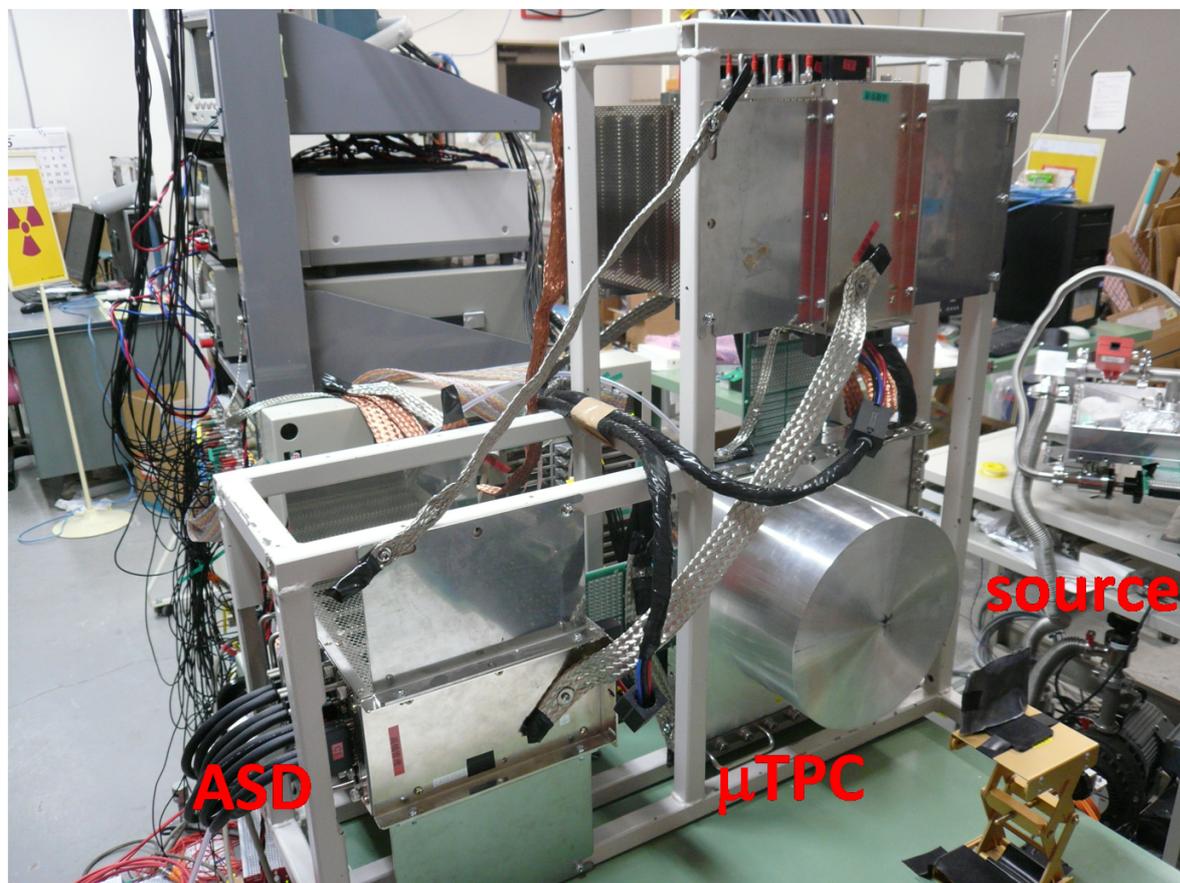


図 5.1: ガス高圧化に使用した  $\mu$ TPC のセットアップ写真

2.5気圧まで使用可能な、日立製の $\mu$ TPCを使用した(図5.4)。高圧に耐えられる円形で、側面と上部は1cm厚の、アルミ製である。

### 5.1.1 2段GEM

$\mu$ TPCに封入するガスの圧力を上げると、検出効率は高くなるが、ガス利得が小さくなる。Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6)では、1気圧においてさえ、長期安定性には不安がある。そこで今回、GEMをもう1枚追加して、GEM2段 +  $\mu$ PICという増幅システムを作った。

GEMを1枚追加すると、追加したGEMの上と下にHVを与える為に、 $\mu$ TPCに付けるSHVコネクタを2つ増やす必要がある。プロトタイプの $\mu$ TPCは、容器の裏にフランジが2つあり、その内1つからHVコネクタを3つ出している。そのタイプであれば、もう1つのフランジから残る2つのコネクタをつければよい。しかしこの耐圧 $\mu$ TPCはフランジが1つしかなく、1つのフランジに5つのコネクタを付ける必要があった為、今回新たに設計し、日鈴精器工業株式会社に、5つ穴フランジの製作をお願いし、図5.2のように取り付けた。

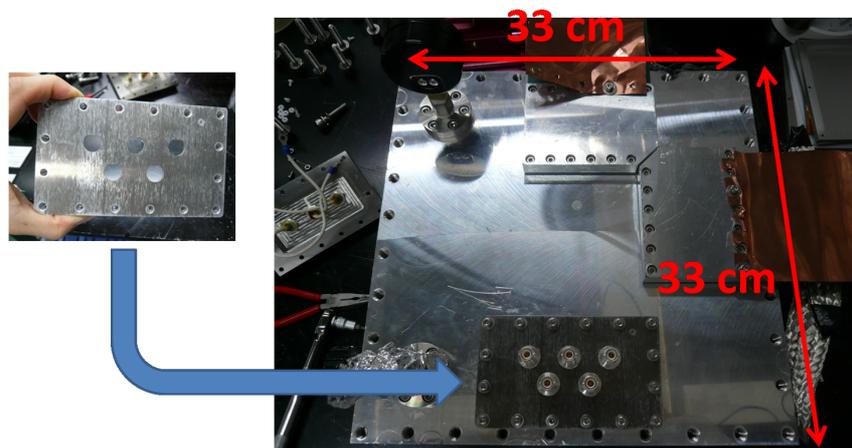


図 5.2:  $\mu$ TPC の裏

我々は50 $\mu$ m厚GEMと100 $\mu$ m厚GEMを所有しているが、2段GEMでガス利得が高くなる組み合わせとして、上段に100 $\mu$ m厚、下段に50 $\mu$ m厚を使用するのが適しているという研究成果がある(KEK, 宇野氏)。そこで今回、それに倣って、上段に100 $\mu$ m厚、下段には50 $\mu$ m厚を使用した。両GEM共、穴の直径が70 $\mu$ m、ピッチが140 $\mu$ mのLCP製である。これに1mm厚のGEMの枠をアララライトで接着し、上に重しを乗せて12時間放置し、乾燥させる。この一連の工程の写真が図5.3である。

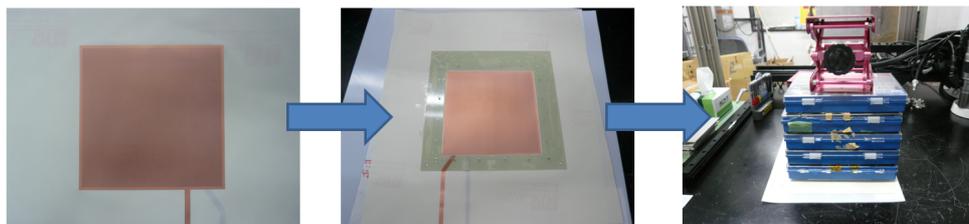


図 5.3: GEM 枠接着工程

$\mu$ TPCの上蓋を外した写真を図5.5に示す。図5.6に示す概略図のように、上段GEM-下段GEM間、下段GEM- $\mu$ PIC間共に2 mmである。原理的には、この間隔が狭い方が、GEMがたわんでいる場合にはガス利得の場所によるばらつきが大きくなり、エネルギー分解能が悪くなる。しかし今回は気圧を2気圧まで上げる事を目指しているので、1気圧と同じドリフト速度を得る為にはドリフト上面にかけるHVが高くなる事が予想される。さらに上段GEM-下段GEM間、下段GEM- $\mu$ PIC間の距離を大きくすると、同じガス利得を得る為に必要なHVが高くなり、それに従いドリフト上面にかけるHVも大きくなるので、距離はあまり大きくない方が好ましい。よって、両方2 mmにする事に決定した。



図 5.4: 耐圧容器の外観

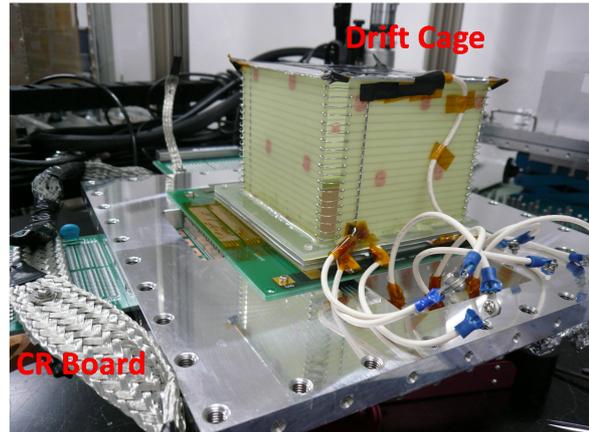


図 5.5: 耐圧容器の内観

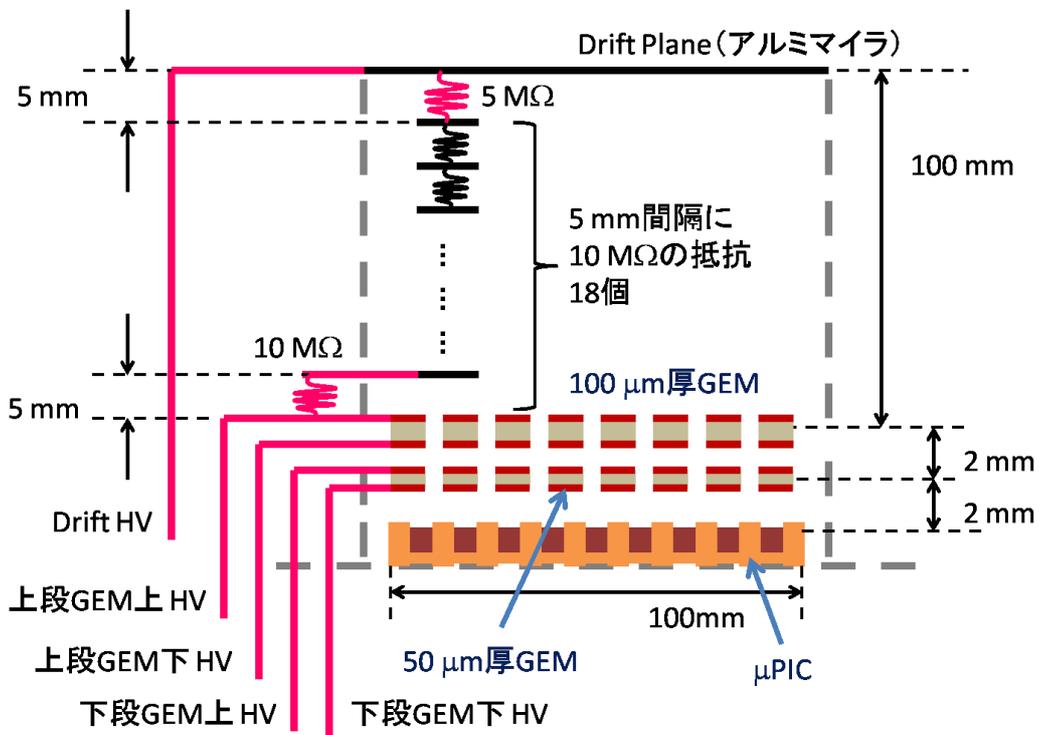


図 5.6: 日立耐圧容器内の概略図

また、ドリフト下と上段 GEM 上は 10 MΩ の抵抗を介してつなげており、ドリフト電場はドリ

フト上面のHVの大きさに関わらず一定になり、自由にドリフト速度を設定できる点で、4章の $\mu$ TPCと比べて操作し易くなっている。

## 5.2 高圧化

高圧化するに当たってまず、GEANT4とMagboltzを用いて、検出効率、ドリフト速度および拡散係数のシミュレーションを行った。比較したガスは、Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10)の1気圧(赤)、2気圧(ピンク)、Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6)の1気圧(青)、2気圧(灰色)の4種である。検出効率はガスの圧力に比例し、ドリフト速度は式2.16に示す様に $\frac{E}{p}$ ( $E$ :電場の強さ、 $p$ :ガス圧)に比例する。計算結果をそれぞれ図5.7、5.8に示す。

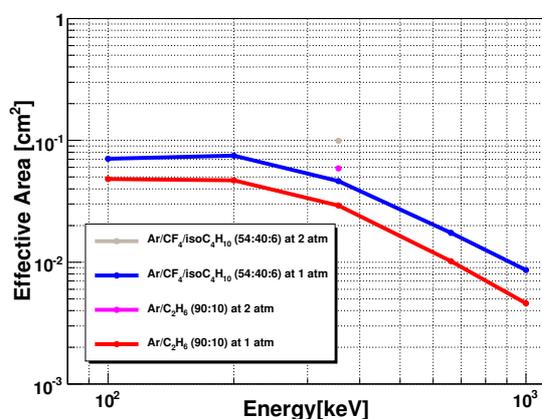


図 5.7: 検出効率のシミュレーション

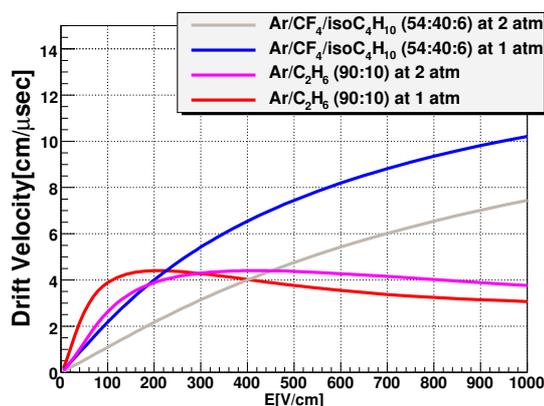


図 5.8: ドリフト速度のシミュレーション

また、拡散係数は気圧が上がる程小さくなる傾向が見られるが、Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6)の縦方向の拡散係数は、ほとんど変化無かった(図5.9、5.10)。

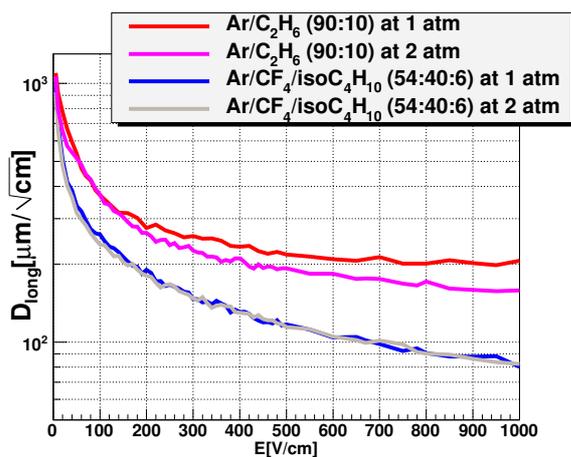


図 5.9: 縦方向の拡散係数のシミュレーション

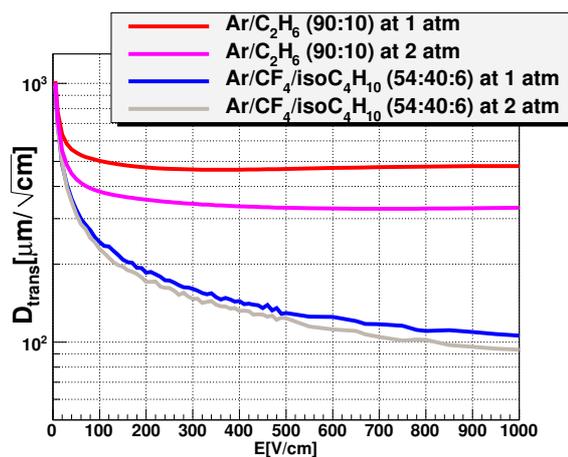


図 5.10: 横方向の拡散係数のシミュレーション

これらにより、Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6)を2気圧で使用する事に成功すれば、Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10)の1気圧と比較して、3.39倍の検出効率と、高い位置分解能が得られる事が期待できる。

実際の測定は、図 5.1 のように、 $\mu$ TPC 前面から 15 cm 離れた所に放射線源  $^{133}\text{Ba}$  を置き、31 keV の  $\gamma$  線を測定する事で、ガス利得を計算した。

Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6) の 2 気圧では、

- Drift - 3850 V、上段 GEM 上 - 1850 V、上段 GEM 下 - 1140 V、下段 GEM 上 - 840 V、下段 GEM 下 - 350 V、 $\mu$ PIC 730 V

で、宇宙線が 2 秒に 1 イベント程度、オシロスコープで確認出来る程度であり、 $^{133}\text{Ba}$  からの 31 keV を見るに至らなかった。そしてこの HV で数時間放置している間に  $\mu$ PIC、上段 GEM および下段 GEM の全てが放電し、 $\mu$ PIC と下段 GEM が導通した。よって、GEM を 2 段にしても Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6) で 2 気圧でガス利得  $\sim$  20000 で安定動作は難しい事が分かった。

次に、Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6) の 1.5 気圧で試験した。

- Drift - 3800 V、上段 GEM 上 - 1570 V、上段 GEM 下 - 960 V、下段 GEM 上 - 760 V、下段 GEM 下 - 300 V、 $\mu$ PIC 640 V

で 31 keV が利得  $\sim$  4000 であった。HV をもう少し上げれば利得  $\sim$  20000 を達成可能かも知れないが、安全を考慮して、1.5 気圧も今回は見送った。

次に、Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6) の 1.4 気圧で試験した。

- Drift - 3900 V、上段 GEM 上 - 1720 V、上段 GEM 下 - 1100 V、下段 GEM 上 - 850 V、下段 GEM 下 - 400 V、 $\mu$ PIC 640 V

でガス利得  $\sim$  20000 を達成した。

一方、Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10) は、2 気圧でもガス利得  $\sim$  20000 で安定である。

### 5.3 $\mu$ TPC の性能評価

放電せずにガス利得  $\sim 20000$  で安定動作する可能性の高い Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6) の圧力は、1.4 気圧であった。 GEANT4 を使用したシミュレーションによると、Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10) の 2 気圧よりも、Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6) の 1.4 気圧の方が検出効率が 1.21 倍高い。 よって今回は、Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10) の 1 気圧、2 気圧、Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6) の 1 気圧および 1.4 気圧の計 4 種のガスにおいて、 $\mu$ TPC と ETCC の諸性能の比較を行った。

まず、ガス利得の比較実験を行った。放射線源 <sup>133</sup>Ba からの 31 keV を使用して、4 章と同様にガス利得を測定した結果を、図 5.11 に、またその時の GEM の HV を表 5.1 に示す。

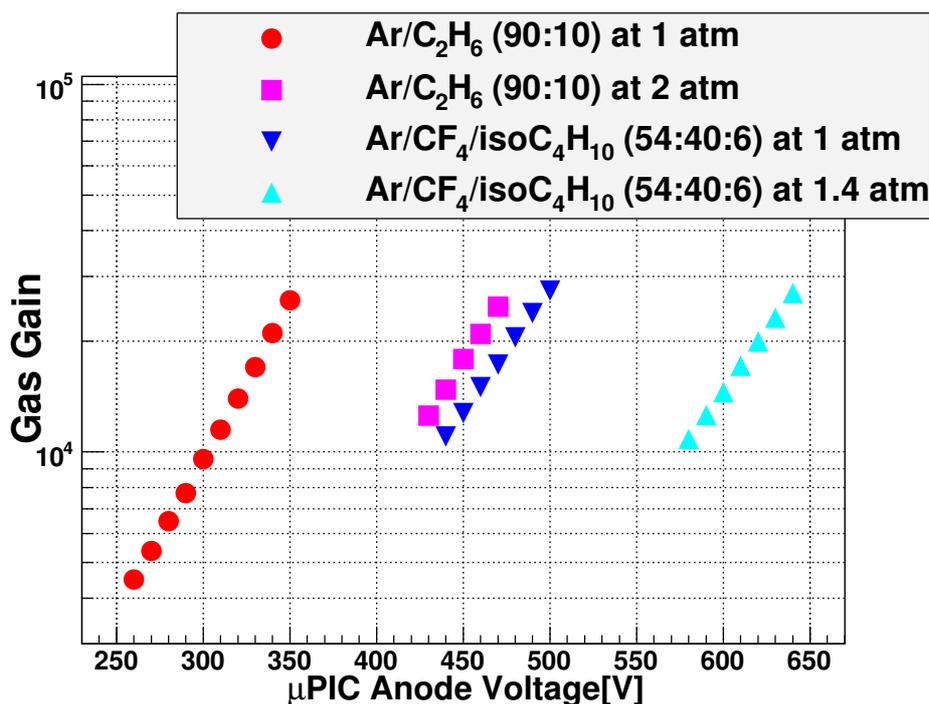


図 5.11: ガス利得の測定結果

表 5.1: ガス利得、ドリフト速度および位置分解能測定時の上段、下段 GEM の HV パラメータ

ガス	気圧	上 GEM 上	上 GEM 下	下 GEM 上	下 GEM 下
Ar/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (90:10)	1 気圧	- 1350 V	- 1000 V	- 650 V	- 400 V
Ar/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (90:10)	2 気圧	- 1570 V	- 1110 V	- 760 V	- 400 V
Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (54:40:6)	1 気圧	- 1630 V	- 1130 V	- 780 V	- 400 V
Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (54:40:6)	1.4 気圧	- 1810 V	- 1200 V	- 850 V	- 400 V

これらから分かるように、Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10) の 1 気圧、2 気圧、Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6) の 1 気圧、2 気圧の順で、ガス利得が低くなる。Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6) の 1 気圧よりも Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10) の 2 気圧の方が GEM に与える HV が小さいにも関わらず、低い  $\mu$ PIC の HV で利得 20000 に到達している。よって、Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6) の 1 気圧よりも Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10) の 2 気圧

の方が安定動作する可能性が高い。第4章のガス利得測定結果と比較すると、Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6) の1気圧に関して、利得 $\sim$ 20000を達成する為に $\mu$ PICに印加する電圧は、4章では620Vだったのに対し、今回は480Vであった。また、4章では度々GEMと $\mu$ PICの放電に見舞われたが、今回は1度も放電しなかった。よって、GEM2段の増幅システムは、ガス増幅という点では非常に効果があるという事が分かった。

次に、4種のガス中における、それぞれの電子のドリフト速度を測定した。測定方法は、4章と同様である。4種のガスそれぞれの測定結果を図5.12に示す。実線はMagboltzを使用したシミュレーションの結果、点が実測値である。また、測定時の $\mu$ PICのHVを表5.2に、GEMのHVは、ガス利得測定時と同じ、表5.1である。HVは、各ガスが利得 $\sim$ 20000になるように設定している。

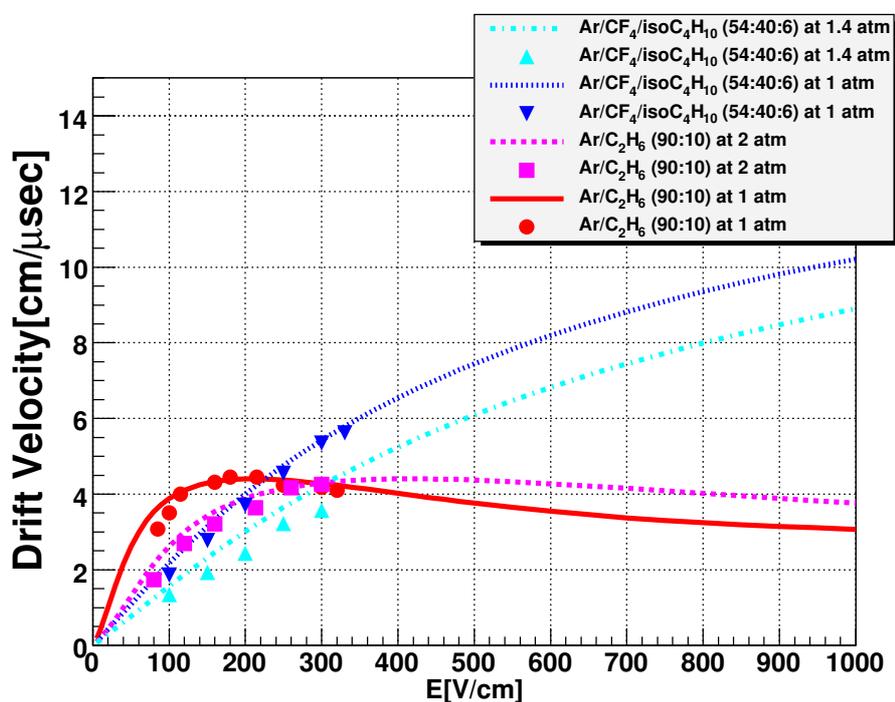


図 5.12: ドリフト速度の測定とシミュレーション結果

表 5.2: ドリフト速度、位置分解能測定時の $\mu$ PICのHVパラメータ

ガス	気圧	$\mu$ PIC
Ar/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (90:10)	1 気圧	335 V
Ar/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (90:10)	2 気圧	460 V
Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (54:40:6)	1 気圧	500 V
Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (54:40:6)	1.4 気圧	640 V

実験値とシミュレーションは、Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6) の2気圧で、10%強の差と少し大きいものの、その他のガスではいずれも10%未満で、よく一致していると言える。これは、シミュレーションの結果が信用できる事を意味し、今後シミュレーションによるドリフト速度の研究は

役に立つと思われる。

次に、4種のガスについて、4章と同様にエネルギー分解能を測定した。Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10) の1気圧において、プロトタイプと比較して2倍弱悪いが、原因は今のところ分かっていない。各ガスにおける、放射線源<sup>133</sup>Baからのスペクトルを、図5.13～5.16に示す。また、エネルギー分解能の測定結果を、表5.3に示す。

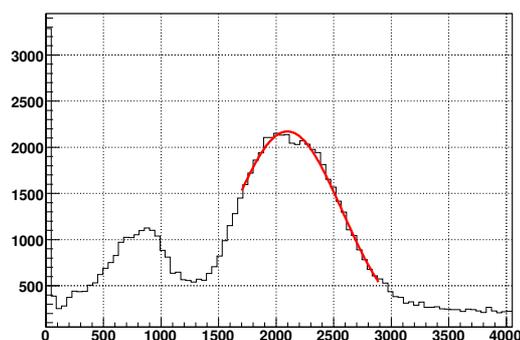
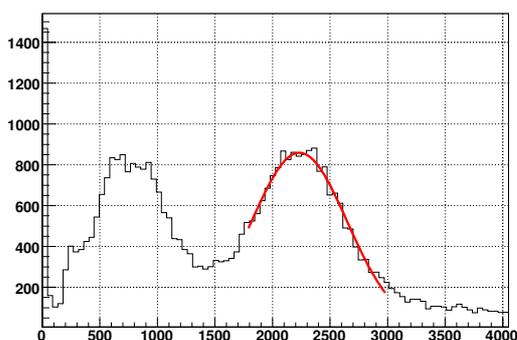


図 5.13: Ba スペクトル Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10)、1 気圧 図 5.14: Ba スペクトル Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10)、2 気圧

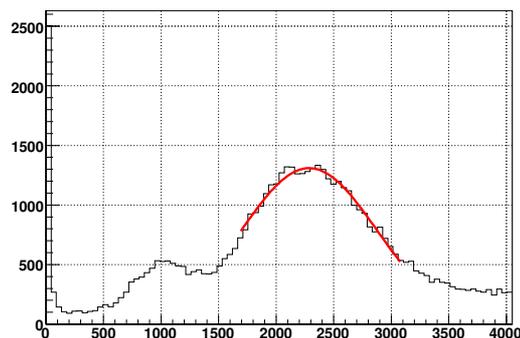
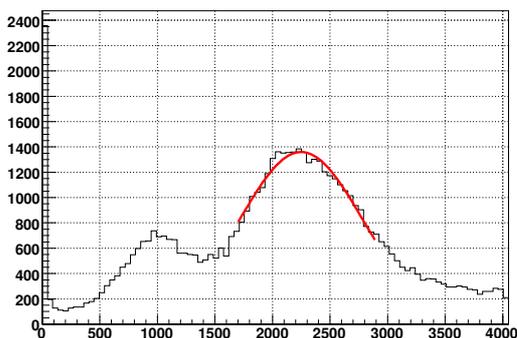


図 5.15: Ba スペクトル Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6)、1 気圧 図 5.16: Ba スペクトル Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6)、1.4 気圧

表 5.3: 各ガスのエネルギー分解能 (FWHM)

ガス	気圧	22.2 keV	31 keV
Ar/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (90:10)	1 気圧	49.2%	43.8%
Ar/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (90:10)	2 気圧	54.4%	53.1%
Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (54:40:6)	1 気圧	60.1%	56.0%
Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (54:40:6)	1.4 気圧	60.1%	60.0%

4章と同様、CF<sub>4</sub> 混合ガスは Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10) に比べてエネルギー分解能が悪い。また、ガスの圧力が大きい程、ガス種に関わらず大きくなる。

最後に、4章と同様に muon の飛跡を捉えて、位置分解能を測定した。セットアップの写真を図 5.17 に示す。また、この測定時の上段、下段 GEM および  $\mu$ PIC の HV は、表 5.1、5.2 と同じである。ドリフト上面にかけた HV は、表 5.4 に示す。

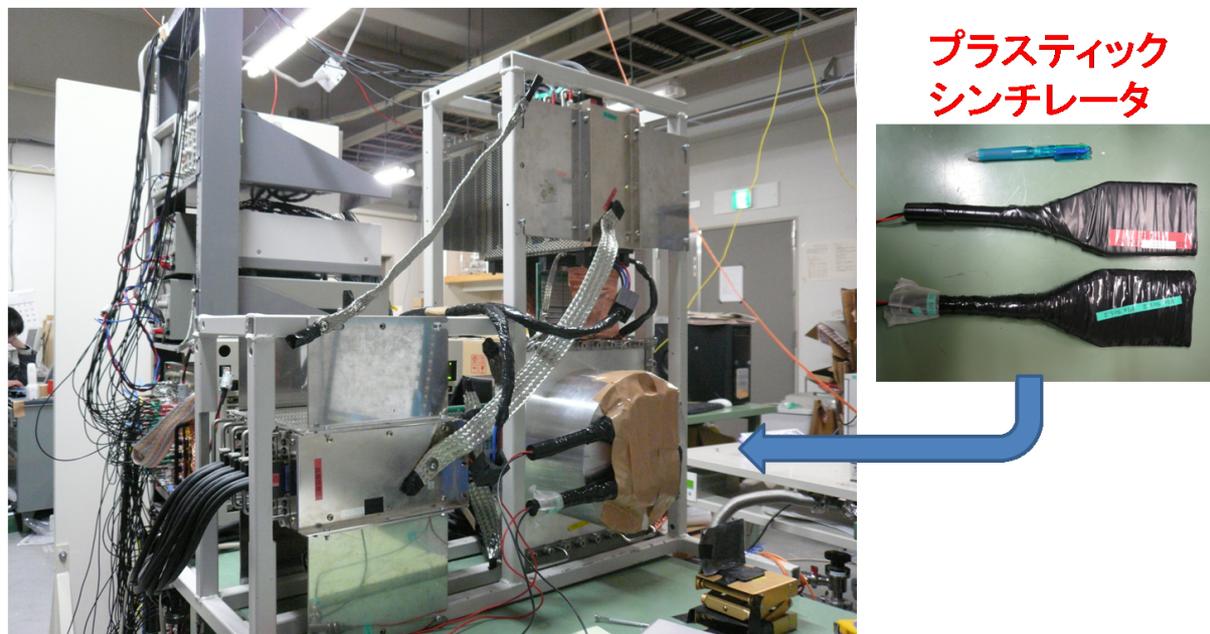


図 5.17: muon track のセットアップ写真

表 5.4: 位置分解能測定時の HV パラメータ

ガス	気圧	ドリフト上面
Ar/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (90:10)	1 気圧	- 3850 V
Ar/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (90:10)	2 気圧	- 4570 V
Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (54:40:6)	1 気圧	- 4630 V
Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (54:40:6)	1.4 気圧	- 4310 V

4種のガスそれぞれの、ドリフト長に対する  $\sigma$  のグラフを、図 5.18 ~ 5.23 に示す。

これらから得られる  $\sigma_{\text{detector}}$  は GEM 面上の 2 次元の位置分解能であるので、 $\sqrt{2}$  で割って 1 次元の位置分解能  $\sigma_0$  を求める。 $\sigma_0$  および拡散係数  $D$  を、表 5.5 に示す。

表 5.5: 各ガスの  $\sigma_{\text{detector}}$  と拡散係数

ガス	気圧	$\sigma_0$	$D$
Ar/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (90:10)	1 気圧	332 $\mu\text{m}$	246 $\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$
Ar/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (90:10)	2 気圧	302 $\mu\text{m}$	204 $\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$
Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (54:40:6)	1 気圧	378 $\mu\text{m}$	147 $\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$
Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (54:40:6)	1.4 気圧	330 $\mu\text{m}$	128 $\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$

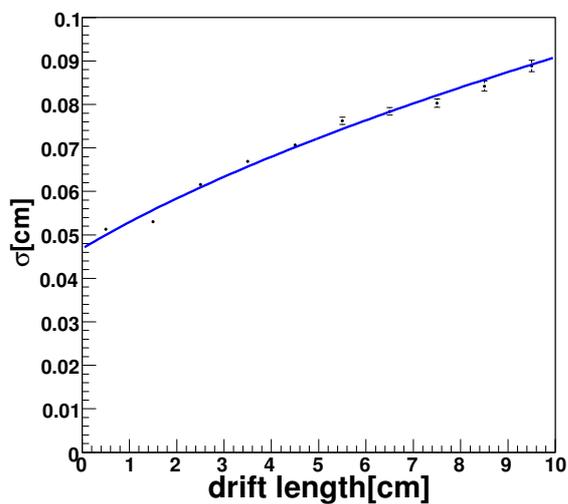


図 5.18: ドリフト長に対する  $\sigma$  (Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10)、1 気圧)

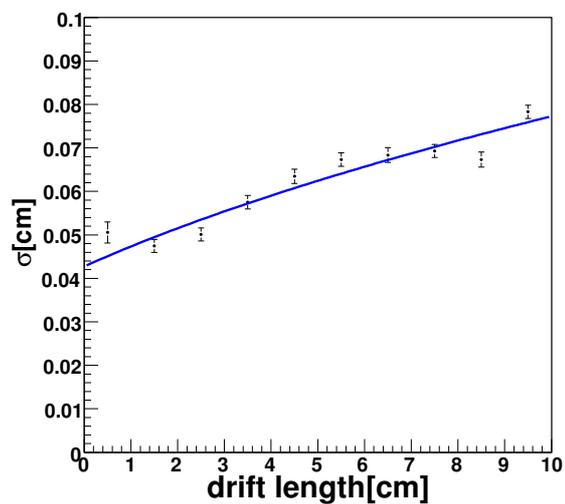


図 5.19: ドリフト長に対する  $\sigma$  (Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10)、2 気圧)

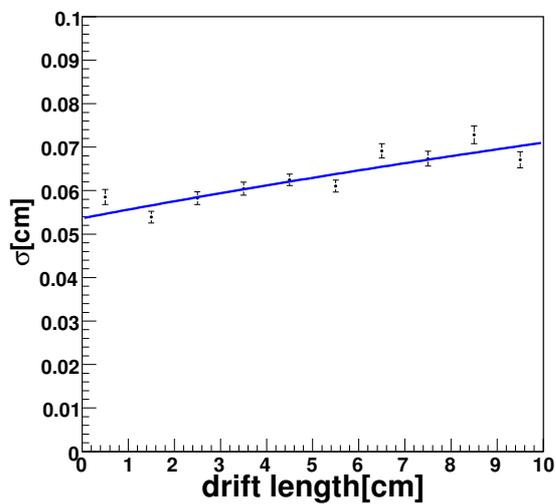


図 5.20: ドリフト長に対する  $\sigma$  (Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6)、1 気圧)

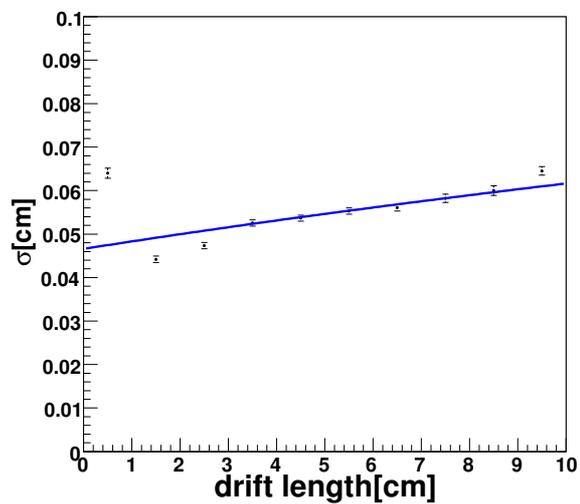


図 5.21: ドリフト長に対する  $\sigma$  (Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6)、1.4 気圧)

まず  $\sigma_0$  であるが、第 4 章の結果と比べて 2 倍程度悪い。この理由は、今回は GEM を 2 段にした (4 章は GEM1 段) 事と上段 GEM と  $\mu$ PIC との間の距離が広がった (3 mm  $\rightarrow$  4 mm) 事で、拡散が大きくなった為と考えられる。また、Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6) の 1.4 気圧における 0 ~ 1 cm の  $\sigma$  は、fitting ラインから大きく外れている。このずれは、Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10) の 1 気圧が最も小さく、Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10) の 2 気圧と Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6) の 1 気圧は同程度で中位、Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6) の 1.4 気圧が最も大きい。これは、表 5.1 に示すように、後者になるに従って上段 GEM 上にかかる HV が高くなり、Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6) の 1.4 気圧では -1810 V と、かなり高い HV をかけている。この為、GEM 付近の電場に電場の乱れが生じ、その結果この付近の位置分解能を悪化させている可能性がある。一方拡散は、4 章と同様に、Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10) と Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6) を比較して、 $\mu$ TPC の上の方で違う事が顕著に表れている。さらに、どちらのガスにおいても、ガスの圧力が高い方が  $D$  が小さいという結果が得られた。シミュレーション (図 5.22) によると、縦方向の拡散係数は、300 V/cm において Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10) の 2 気圧は同ガス 1 気圧に比べて 2 割程度小さいが、実験結果と良く一致している。また Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6) の 1.4 気圧は 300 V/cm において Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10) の 1 気圧に比べて 2 倍程度小さいが、これも実験結果と良く一致している。

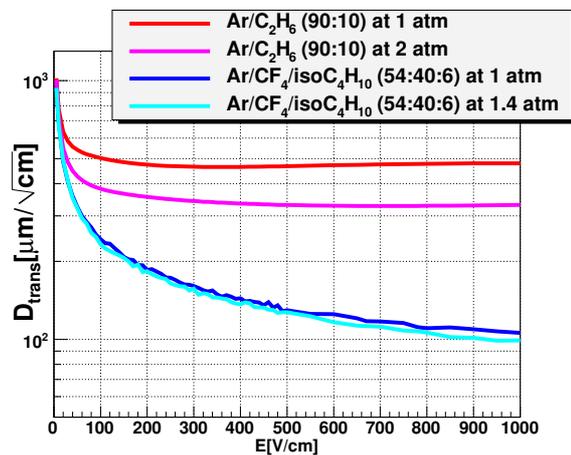
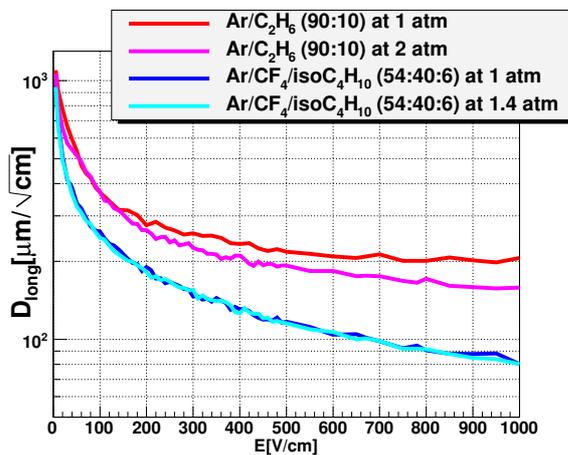


図 5.22: 縦方向の拡散係数のシミュレーション

図 5.23: 横方向の拡散係数のシミュレーション

## 5.4 ETCC の性能評価

前節まで性能を述べてきた耐圧  $\mu$ TPC を用い、4 種のガスにおけるそれぞれの検出効率、ARM および SPD を、ETCC を用いて評価した。セットアップは同じく図 5.1 のように、 $\mu$ TPC 前面から 15 cm 離れたところに放射線源  $^{133}\text{Ba}$  を設置し、線源のイメージングを行った。

4 種のガスで測定した時の、各 HV は表 5.6 の通り。

表 5.6: ETCC 性能評価時の各ガスの HV パラメータ (気圧の単位は [気圧]、HV の単位は [V])

ガス	気圧	D 上面	上 G 上	上 G 下	下 G 上	下 G 下	$\mu$ PIC
Ar/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (90:10)	1	- 3850	- 1350	- 1000	- 650	- 400	340
Ar/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (90:10)	2	- 4570	- 1570	- 1110	- 760	- 400	455
Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (54:40:6)	1	- 4930	- 1630	- 1130	- 780	- 400	500
Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (54:40:6)	1.4	- 4810	- 1810	- 1200	- 850	- 400	640

イメージング画像を図 5.24 ~ 5.27 に、それぞれの角度分布を図 5.28 ~ 5.31 に示す。検出効率は、使用した放射線源  $^{133}\text{Ba}$  の強度から計算する 1 秒間に入射する  $\gamma$  線数  $I$  および再構成に使用した  $\gamma$  線数  $x$  を用い、

$$\text{検出効率} = \frac{x}{(\text{データ取得時間} - \text{不感時間}) \times I} \quad (5.1)$$

の様に計算する。検出効率の計算結果、ARM および SPD を、表 5.7 に示す。

表 5.7: 4 種のガスの検出効率、ARM および SPD

ガス	気圧	検出効率	ARM	SPD
Ar/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (90:10)	1 気圧	$1.81 \times 10^{-5}$	10.4°	114.8°
Ar/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (90:10)	2 気圧	$3.55 \times 10^{-5}$	11.1°	105.1°
Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (54:40:6)	1 気圧	$2.44 \times 10^{-5}$	11.7°	117.9°
Ar/CF <sub>4</sub> /isoC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (54:40:6)	1.4 気圧	$3.51 \times 10^{-5}$	11.2°	119.1°

これより検出効率は、Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10) の 1 気圧と比較して、Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10) の 2 気圧は 1.96 倍、Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6) の 1 気圧は 1.34 倍、Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6) の 1.4 気圧は 1.94 倍という結果を得た。GEANT4 を用いたシミュレーションでは、Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6) の 1.4 気圧の検出効率は、Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10) の 1 気圧に対して 2.4 倍の検出効率であった。測定結果がシミュレーション程度まで伸びなかった原因として、第 4.5 節で述べたように CF<sub>4</sub> の電子捕獲によって反跳電子が失われる効果が効いていると推測される。また、高压化すると電子の多重散乱が増加する為、ETCC の角度分解能が落ちると考えられる。しかし実験結果は、高压にしても角度分解能が落ちない事を示している。これは、高压ガスの方が電子の拡散が小さくなって位置分解能が良くなる効果が効いている為だと考えられる。

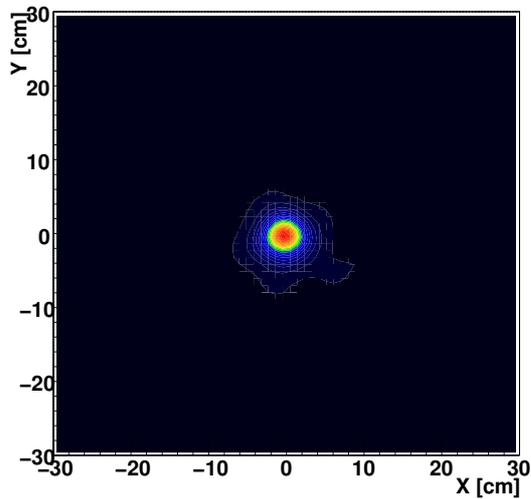


図 5.24: 放射線源  $^{133}\text{Ba}$  からの 356 keV のイメージング (Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10)、1 気圧)

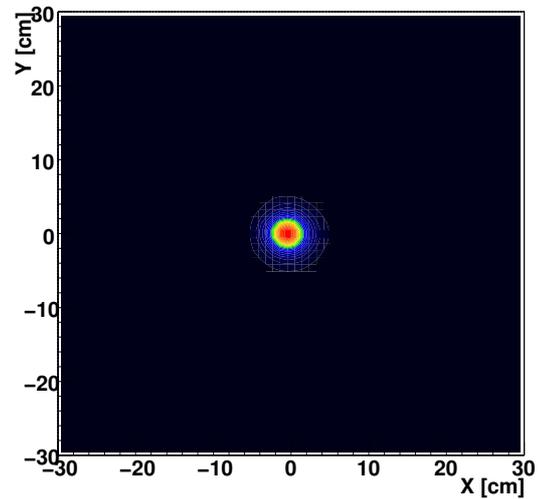


図 5.25: 放射線源  $^{133}\text{Ba}$  からの 356 keV のイメージング (Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10)、2 気圧)

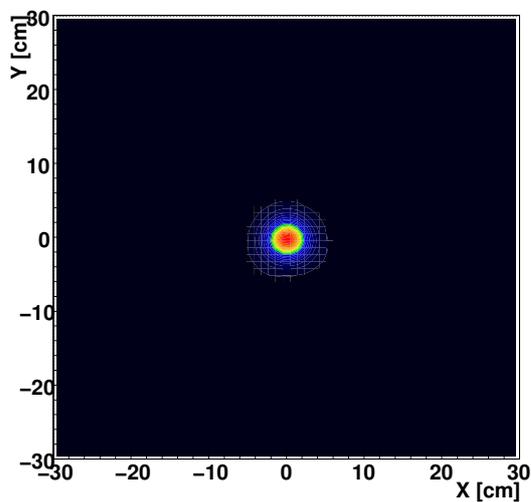


図 5.26: 放射線源  $^{133}\text{Ba}$  からの 356 keV のイメージング (Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6)、1 気圧)

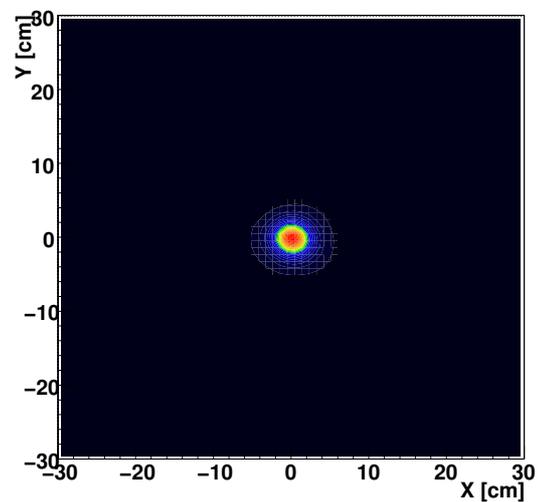


図 5.27: 放射線源  $^{133}\text{Ba}$  からの 356 keV のイメージング (Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6)、1.4 気圧)

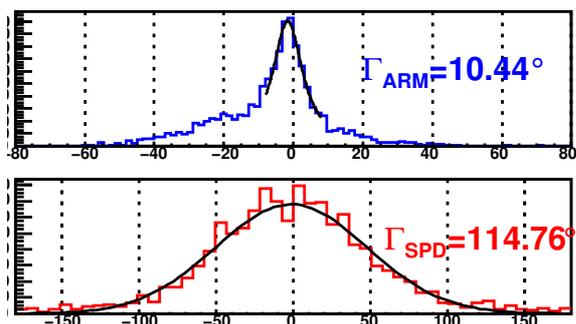


図 5.28: 放射線源  $^{133}\text{Ba}$  の ARM と SPD (Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10)、1 気圧)

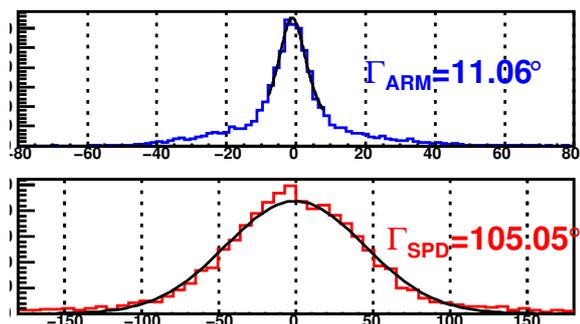


図 5.29: 放射線源  $^{133}\text{Ba}$  の ARM と SPD (Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10)、2 気圧)

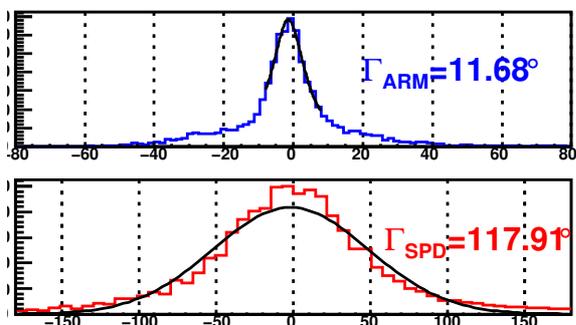


図 5.30: 放射線源  $^{133}\text{Ba}$  の ARM と SPD (Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6)、1 気圧)

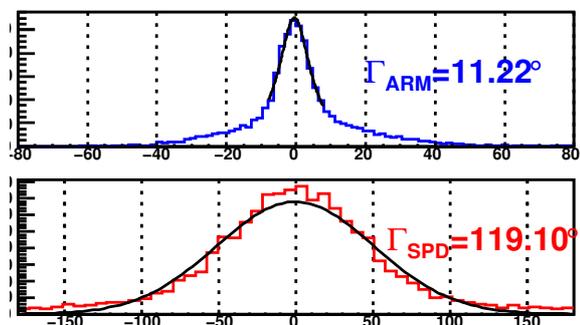


図 5.31: 放射線源  $^{133}\text{Ba}$  の ARM と SPD (Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6)、1.4 気圧)

## 第6章 まとめと今後

### まとめ

我々は、次世代 MeV $\gamma$  線天体観測に向けて、コンプトン散乱を積極的に利用した、ガス TPC を備えたカメラである ETCC を開発している。2011 年放球予定の SMILE-II に向け、ETCC の検出効率向上の為、 $\mu$ TPC に封入するガスの最適化と高圧化を行った。プロトタイプで用いてきた Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10)、また、SMILE-I で使用した Xe ベースのガスに代わるガスとして、今回 CF<sub>4</sub> ガスを導入した。さらに、ガス増幅を高める為に、isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> も導入した。

まず、Ar、Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10)、CF<sub>4</sub> および isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> の 4 種のガスを様々な混合比で混ぜ合わせ、計 45 種のガスについて、ガス利得を測定した。その結果、CF<sub>4</sub> の混合比が最も高く、かつガス利得  $\sim 20000$  で安定である混合比は、Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6) であった。Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10) と Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6) の拡散係数はそれぞれ 175、81  $\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$  であり、その比は Magboltz を使用したシミュレーションと良く一致している。また、Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10) と Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6) の電子のドリフト速度は、 $\sim 400$  V/cm の電場の場合にそれぞれ約 4、6 cm/ $\mu$ 秒であり、Magboltz を使用したシミュレーション結果と 5  $\sim$  10% の範囲で一致しており、ガスの個性も良く表れている。

次に、さらに検出効率を上げる為に、 $\mu$ TPC に封入するガスの高圧化の試験を行った。ここではより安定したガス増幅を可能にする為に、GEM2 段 +  $\mu$ PIC というシステムを導入した。これにより、Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6) の 1 気圧でガス利得  $\sim 20000$  を得るのに必要な  $\mu$ PIC への印加電圧を、140 V 稼ぐ事が出来た。Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10) の 1 気圧と 2 気圧、Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6) の 1 気圧と 1.4 気圧の電子の拡散係数はそれぞれ、246、204、147 および 128  $\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$  であり、その比は Magboltz と良く一致している。また電子のドリフト速度についても、 $\sim 300$  V/cm の電場において、それぞれ約 4、5.5、4 及び 3.5 cm/ $\mu$ 秒であり、ガスの特性を良く表わしていると共に、Magboltz のシミュレーションとの差が 5  $\sim$  10% 程度と、良い一致をみた。これにより、Magboltz を使用したシミュレーション結果は 5  $\sim$  10% のずれ程度で信用でき、今後のガス種検討の際に有効である事が分かる。Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6) を 1.4 気圧で封入した時の <sup>133</sup>Ba からの 356 keV の検出効率は  $3.51 \times 10^{-5}$  で、プロトタイプで使用してきた Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10) 比で約 2 倍に上がった。また、SMILE-I で使用した Xe ベースのガスで懸念されていた角度分解能は、Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (54:40:6) の 1.4 気圧において ARM = 11 $^\circ$ 、SPD = 120 $^\circ$  と Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10) と同程度であり、十分要求を満たした。

### 今後

今回のガス組成比最適化に用いた  $\mu$ TPC は、ドリフト下から抵抗を介してグランドに落としていた。これにより、電場を一様にする為に、ドリフト上面に  $\simeq 5000$  V の高い HV をかける必要があり、放電の可能性が高まった。さらに、GEM は 50  $\mu\text{m}$  厚を使用した為、100  $\mu\text{m}$  厚よりガス利得が低く、放電の可能性が高まった。これらの欠点を改善する為には、ドリフト下から適当な抵抗を介して GEM の上と繋ぎ、GEM は 100  $\mu$  厚を使用するのが良い。今回は時間が足りずに出

来なかったが、そうすれば、放電に対する安定性が高まり、1気圧において $\text{CF}_4$ を50%混ぜたガスで安定する可能性がある。

今回の高圧試験では、1気圧以上の圧力において、 $\text{CF}_4$ の混合比を固定し、Arと $\text{isoC}_4\text{H}_{10}$ の混合比を数%ずつ変化させて利得の変化を測定する実験を行っていない。これをすれば、もう少し利得の高い混合比を発見する事が出来るかもしれない。また、耐圧 $\mu\text{TPC}$ のエネルギー分解能が31 keVで40% (FWHM) と悪いという問題が解決していない。原因を探り、プロトタイプの25%程度まで向上させる必要がある。また、今回は2段GEMにおいて他大学の結果を採用し、上段に100  $\mu\text{m}$ 、下段に50  $\mu\text{m}$ 厚のGEMを用いた。彼らはGEM2段のみでの使用であったが、我々はその下に増幅機能を持つ $\mu\text{PIC}$ を使用している。よって、我々のシステムにおいても、GEMの厚みの組み合わせの研究をする価値はある。

より根本的な問題であるが、 $\text{CF}_4$ では利得が低くなり過ぎ、MIPが検出可能なガス利得 $\sim 20000$ を達成する為には高いHVをかける必要がある。よって放電の可能性が高まり、安定性が悪い。従って、利得をあまり下げず、コンプトン散乱断面積が高く、かつ位置分解能の良い別のガスを検討する事は重要である。

## 付録A Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10) よりも利得が高いガス

Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10) よりも利得が高いガスが存在する事が、東京農工大学の仁藤研究室によって報告されている。このガスは Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (95:3:2) であり、我々もこのガスの利得を測定した。

セットアップは、本論文第4章に準ずる。このガスと Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10) のガス利得を比較した測定結果を、図 A.1 に示す。ただし、Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (90:10) の GEM 間の電圧は 340V、Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (95:3:2) は 300V である。これは、Ar/CF<sub>4</sub>/isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (95:3:2) は GEM 間が ~ 340 V で GEM の放電が始まり、危険な為である。なお、CF<sub>4</sub> や isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> の混合比を変えて、これ以上利得の高いガスが存在するかを確認する実験は行っていない。また、このガスのドリフト速度や拡散等のガス特性の測定やシミュレーションを行っていないので、利得以外の性質は分からない。しかし利得のみに注目すると、高圧で使用する際や、より高い利得が必要な測定をする場合に、役に立つ可能性はある。

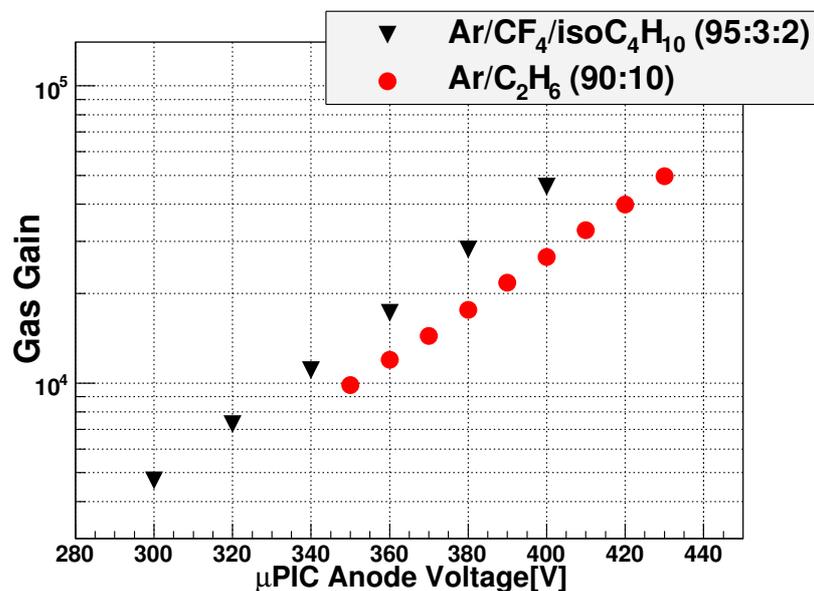


図 A.1:  $\mu$ PIC のアノードの HV に対するガス利得



## 謝辞

本修士論文は著者が京都大学大学院理学研究科物理学・宇宙物理学専攻修士課程に在籍中の研究成果をまとめたものです。本論文作成にあたり、多くの方々のご指導、ご協力を賜りました。ここに深く感謝いたします。

同専攻教授谷森達先生には、指導教官として本研究の遂行に関して終始ご指導をいただき、本論文の主にサイエンスの部分を丁寧に添削していただき、大変勉強になりました。また、谷森先生の温厚なお人柄は、当研究室のアットホームな雰囲気象徴していました。同専攻助教窪秀利先生には、普段から笑顔でプレッシャーを与えていただき、本論文の主に実験の部分をご指導いただきました。窪先生の淡々と仕事をこなされる姿はとても尊敬でき、私が来年度から社会人となる上で参考にさせていただきます。同専攻助教身内賢太朗先生には、実験に関して鋭い助言を幾度となくいただき、大変参考になりました。また、プライベートでも仲良くしていただき、スタッフの中で一番身近な存在でした。

株木重人博士には、2009年9月の日本物理学会前の1カ月、つきっきりでご指導いただきました。株木博士の貴重な研究時間を私の為に割いて頂き、大変感謝しております。株木博士無くして、私の研究は成り立ちませんでした。また、株木博士の穏やかな人柄に、精神的にも何度も助けられました。9月の物理学会後も幾度となくお世話になり、この感謝は筆舌に尽くし難いものがあります。パーカージョセフ博士には、私の英語のアブストラクトを添削していただきました。また、パーカーさんの綺麗な机と実験室には、いつも惚れ惚れさせられました。博士課程3年の上野一樹さんには、GEANT4のご指導からテニスや夕食まで、数多くのインタラクションがありました。上野さんの研究に対するストイックさは、驚嘆せざるを得ませんでした。同じく博士課程3年の水上拓さんには、英語のジョークを教えていただきました。博士課程2年の黒澤俊介さんには、私が修士課程1年の時から手取り足とりセンチ周りを教わりました。博士課程1年の岩城智さんには、優しさに甘えて幾度となく研究の手助けをいただきました。また、後輩の澤野君、谷上君、中村君および東君はみなさんたくましくいい人たちでした。

X線グループの鶴さん、松本さん、内山さん、小澤さん、信川さん、澤田さん、大西君および中島君にもお世話になりました。また、同期の福岡君、丸藤君はいつも愚痴をこぼし合い、心の支えでした。

JAXA/ISASの高田淳史博士からは、ガス研究からSMILE全般についてご助言をいただきました。東京工業大学の中森健之博士と宇宙物理学教室博士課程1年の井上芳幸さんには、主にFermiについてご教授いただきました。

最後に、私をここまで育ててくれた両親に感謝いたします。

みなさま、本当にありがとうございました。私はこの業界から去りますが、 $\gamma$ 線天文学の発展、ひいては宇宙の解明をみなさまに託し、私が携わった愛着のある検出器が宇宙に上がる日を心待ちにしております。



## 関連図書

- [1] A. A. Abdo et al.; *ApJS* 183 (2009 July) 46-66
- [2] A. A. Abdo et al.; submitted to *ApJS* (2009 Nov.)
- [3] F. A. Aharonian, A. M. Atoyan; astro-ph/9803091
- [4] N. Barriere, et al.; *NIM A* 567 (2006) 333-336
- [5] E. D. Bloom, et al.; *Nuclear Physics B* 134 (2004) 103-111
- [6] P. F. Bloser, et al.; *NewAstronomyReviews*, 50 (2006) 619-623.
- [7] S. E. Boggs, et al.; *ApJ* 544 (2000) 320-329.
- [8] M. S. Briggs, et al.; *ApJ* 524 (1999) 82-91
- [9] R. Diehl, N. Prantzos, P. V. Ballmoos; *NIM A* 777 (2006) 70-97
- [10] ESTAR : stopping-power and range tables for electrons  
<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>
- [11] The Gamma-Ray Astronomy Team Home Page  
<http://www.batse.msfc.nasa.gov/>
- [12] R. C. Hartman, et al; *ApJS* 123 (1999) 79-202
- [13] T. Isobe et al., *NIM A* 564 (2006) 190-196
- [14] Jean in 't Zand; "Coded Aperture Imaging in High-Energy Astronomy"  
<http://astrophysics.gsfc.nasa.gov/cai/>
- [15] 加藤 貞幸; 「放射線計測」 培風館 (1994)
- [16] G. F. Knoll; "Radiation Detection and Measurement THIRD EDITION", WILEY (2001)
- [17] H. Kubo, et al; *NIM, A* 513 (2003) 94-98
- [18] L. Kuiper, et al.; *A&A* 378 (2001) 918-935
- [19] F. Lebrun et al.; *NIM A* 541 (2005) 323-331
- [20] M. S. Longair; "High Energy Astrophysics" Second Edition, Cambridge University Press (1992)
- [21] Magboltz - transport of electrons in gas mixtures  
<http://consult.cern.ch/writeup/magboltz/>

- [22] L. Maraschi, F. Tavecchio; astro-ph/01002295
- [23] M. L. McConnell, et al.; *APJ*, 572 (2002) 984 - 995
- [24] K. Miuchi *etal.*; *NIM A* 517 (2004) 219-225
- [25] W. S. Pacieras, et al.; *APJS* 122 (1999) 465-495
- [26] J. M. Ryan;  
(<http://www.mpe.mpg.de/gamma/science/lines/workshops/seeon03/ryan.1.pdf>)
- [27] F. Sauli; *NIM, A* 386 (1997) 531-534
- [28] V. Schönfelder, et al.; *ApJS* 86 (1993) 657-692
- [29] V. Schönfelder, et al.; *A&ASupple.* 143 (2000) 145-179
- [30] G. H. Share; *Adv. Space Res.* (1991) 85-94
- [31] G. H. Share, R. J. Murphy; *ASPConferenceSeries* 206 (2000) 377
- [32] P. Sreekumar, et al.; *APJ* 494 (1998) 523-534
- [33] A. Takada; *Ph.D.Thesis*, Kyoto Univ. (2007)
- [34] A. Takada, et.al; *ApJ* submitted (2010)
- [35] 高原 文郎, 「宇宙物理学」 朝倉書店 (1999)
- [36] D. J. Thompson, et al.; *ApJ* 213 (1977) 252-262
- [37] 戸谷 友則; 京都大学  
[http://www.kusastro.kyoto-u.ac.jp/totani/grb\\_image/index.html](http://www.kusastro.kyoto-u.ac.jp/totani/grb_image/index.html)
- [38] G. Weidenspointner, et al.; *A&A* 450 (2006) 1013-1021
- [39] XCOM : Photon Cross Sections Database  
(<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>)