

修士論文 2019年度（平成31年度）

豪州気球実験 SMILE-2+によるかに星雲の観測と  
ガラス基板を用いたガス飛跡検出器の開発

京都大学大学院 理学研究科宇宙線研究室

阿部 光

2020年1月29日



# 豪州気球実験 SMILE-2+ によるかに星雲の観測と ガラス基板を用いたガス飛跡検出器の開発

## 論文要旨

MeV ガンマ線帯域 (数百 keV ~ 数十 MeV) は、原子核エネルギー準位の遷移放射を観測できる特別な帯域である。例えば、星形成・化学進化において重要となる、分子雲の電離・加熱に支配的な役割を果たす低エネルギー宇宙線の探索などが、宇宙での MeV ガンマ線観測により可能となることが期待されている [3]。1990 年代に COMPTEL が全天探査を行ったが定常天体を 32 個発見するにとどまった [33]。その理由は、MeV 帯域特有の膨大な雑音に加えて、COMPTEL では電子の反跳方向を測れず、ガンマ線到来方向を円環状にしか制限できないため、信号の数十倍の雑音を含む不完全な画像しか得られなかったからである。また、宇宙での天体検出感度は地上較正試験からの予測感度の 3~4 倍悪く、設計感度を実現できないという問題もあった [37]。

MeV ガンマ線天文学を切り拓くべく、我々は電子飛跡検出型コンプトンカメラ (electron-tracking Compton Camare : ETCC) を開発している。ETCC はコンプトン散乱で生じる反跳電子飛跡を測定するガス検出器  $\mu$ -PIC とピクセル型シンチレータからなる。ガス検出器で電子反跳方向を測ることで、ガンマ線の到来方向を一意に決定することができ、収束した鋭い Point Spread Function が定義できる。これにより周囲のガンマ線源 (明るい天体、大気・装置ガンマ線雑音) からの漏れ込みを制限、可視光や X 線望遠鏡と同じように、光学原理に基づき正しく評価することができるため、世界初となる MeV ガンマ線の定量的なイメージング分光が実現できる。

ETCC の天体撮像能力を実証すべく、2018 年に豪州アリススプリングスにて気球による一日間の観測実験 SMILE-2+ を行った。観測対象は MeV 帯域で明るい銀河中心領域からの電子陽電子対消滅線と、かに星雲である。1 日観測でのかに星雲の検出は原理実証 ETCC (有効面積 ~ 数  $\text{cm}^2$ ) でも COMPTEL と同等の時間あたりの検出感度を持つこと意味しており、感度予測の正確性が確認されれば、大型 ETCC・長期間観測での科学観測の実現を担保できる。本研究では解析の第一段階として、視野に銀河面を含まない時間帯の観測データからバックグラウンドモデルを作成することで、観測イベントの超過マップを得た。結果、銀河中心領域方向とかに星雲の方向から有意な超過を確認した。検出数は当初の計画予測と約 50% 程度以内で一致した。

また、今後の長期観測計画で懸念事項となるガス検出器動作の安定性を向上させるため高利得低電圧化を目指し、ガラス基板を用いた  $\mu$ -PIC を開発した。X 線源  $^{55}\text{Fe}$  を用いて性能評価を行い、結果従来のポリイミド  $\mu$ -PIC に比べて同印加電圧で 1.5 倍のガス利得向上に成功した。

キーワード

京都大学大学院 理学研究科宇宙線研究室

阿部 光

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>MeV ガンマ線天文学</b>	<b>1</b>
1.1	低エネルギー宇宙線	1
1.2	ガンマ線と物質の相互作用	4
1.3	従来の MeV ガンマ線のイメージング法	6
1.3.1	コーデッドマスク法	6
1.3.2	コンプトン法	8
1.3.3	既存の望遠鏡の問題点	9
<b>第 2 章</b>	<b>電子飛跡検出型コンプトンカメラと SMILE 計画</b>	<b>13</b>
2.1	ETCC の検出原理と角度分解能	13
2.2	検出器の構成	16
2.2.1	ガス飛跡検出器	19
2.2.2	シンチレータ	21
2.3	ETCC の雑音除去能力	21
2.4	SMILE 計画	25
<b>第 3 章</b>	<b>SMILE2+ 気球実験</b>	<b>27</b>
3.1	実験の目的	27
3.2	SMILE-2+ ETCC	27
3.3	フライトの概要と観測データ	32
3.4	かに星雲の解析	37
<b>第 4 章</b>	<b>ガラス <math>\mu</math>-PIC の開発</b>	<b>45</b>
4.1	$\mu$ -PIC への要求	45
4.2	$\mu$ -PIC の低電圧高利得化の先行研究	45
4.2.1	比例計数管での増幅過程	45
4.2.2	シミュレーションを用いた検出器構造についての先行研究	47
4.2.3	シリコン基板を使った $\mu$ -PIC の研究	50
4.3	ガラス基板を用いた $\mu$ -PIC の開発	52
4.4	ガスゲインの測定	54
4.5	考察	60
<b>第 5 章</b>	<b>まとめと今後</b>	<b>69</b>
5.1	SMILE-2+ 気球実験によるかに星雲の観測	69
5.2	TGV $\mu$ -PIC の開発	69

5.3 今後 . . . . .	69
謝辞	75

## 目 次

1.1	宇宙線と H と H <sub>2</sub> の衝突から始まる化学反応のフローチャート [4]	2
1.2	宇宙線陽子との相互作用による原子状水素の電離、 <sup>16</sup> O の励起、 <sup>12</sup> C の核破碎による <sup>6</sup> Li の生成、陽子の破碎による中性パイ中間子の生成断面積のエネルギー依存性 [16]	2
1.3	予測される銀河中心領域からの核相互作用による放射 (銀経 $-80^\circ \leq l \leq 80^\circ$ , 銀緯 $-8^\circ \leq b \leq 8^\circ$ ) [3]。10 MeV 以下のガンマ線放射は LECR によるもので、ISM 内での LECR の強度は H <sub>3</sub> <sup>+</sup> 観測から推定される平均 CR イオン化率と 1 GeV での Fermi-LAT データ (マゼンタバンド) が同時に再現されるように調整されたものである。	3
1.4	Ar におけるガンマ線相互作用のエネルギー依存性 [23]	4
1.5	コンプトン散乱角度分布 [24]	5
1.6	コーデットマスク概念図	7
1.7	SPI 内ゲルマニウム半導体検出器写真 [27]	7
1.8	SPI 概略図 [27]	7
1.9	コンプトンカメラ概念図	8
1.10	コンプトンイメージングの手法と COMPTEL によるガンマ線バーストの観測 (GRB910505 [30])	8
1.11	COMPTEL 概観 [31]	10
1.12	COMPTEL バックグラウンド内訳 [32]	10
2.1	変数定義	13
2.2	ARM と SPD	13
2.3	各電子のエネルギーにおける散乱角	14
2.4	ETCC の散乱パラメータ空間での広がり (左図) と、天空上の像の広がり (右図)。	16
2.5	従来のコンプトン法および ETCC における再構成ガンマ線マップと射影図 (シミュレーション)。バックグラウンドは一律と仮定。	16
2.6	各 ARM、SPD に対する点源の累積比率 [42]	17
2.7	ETCC の概要。散乱体にガス飛跡検出器、吸収体にシンチレータを用いている。	18
2.8	$\mu$ -PIC 写真、断面図	19
2.9	GEM の電子顕微鏡写真 (50 $\mu$ m 厚、孔径 70 $\mu$ m、ピッチ 140 $\mu$ m) [46]	20
2.10	GEM 電界・等電位線 [47]	20
2.11	TPC 概念図	20
2.12	TPC 読み出し基板の写真とダイアグラム [48]	22
2.13	FE2009bal CMOS ASIC チップ [48]	23
2.14	PMT(H8500) と GSO	23
2.15	ヘッドアンプと電圧供給基板。2 × 3 個の PSA を接続。	23

2.16	アルゴン 1 気圧を用いたガス飛跡検出器における荷電粒子のエネルギー損失率と飛程の関係 [49] . . . . .	24
2.17	SMILE-I ETCC により観測した宇宙拡散ガンマ線のフラックス (左) と大気拡散ガンマ線のフラックス (右) [50]。赤線が SMILE-I による結果である。過去の気球実験や衛星観測の結果と矛盾のない結果を示している。 . . . . .	25
3.1	SMILE-2+ ETCC の概要図。30 × 30 × 30cm <sup>3</sup> TPC。 . . . . .	28
3.2	TPC の読み出し部 (30 cm 角 $\mu$ -PIC) . . . . .	28
3.3	補助ガス増幅器 (31 cm 角 GEM)。全体を 8 つに分割し電圧を印加。 . . . . .	28
3.4	側面用 PSA <sub>s</sub> アレイ。PSA の前に TPC ドリフト電場形成用ワイヤーが張られ抵抗で繋がれている。 . . . . .	29
3.5	SMILE-2+ ETCC 内部概念図。 . . . . .	29
3.6	SMILE-2+ のガンマ線事象解析での single hit 事象 (左) と double hit 事象 (右) の違い。本研究では single hit 事象のみを解析。 . . . . .	30
3.7	SMILE-2+ ETCC の有効面積 (single hit 事象解析のみ)。青点線が GEANT4 [54] によるシミュレーション計算。入射ガンマ線に対してエネルギーが再構成された事象のみを考慮に入れて算出した。赤点は SMILE-2+ ETCC の実測。 . . . . .	30
3.8	SMILE-2+ ETCC の PSF。 . . . . .	31
3.9	SMILE-2+ ETCC 地上試験の写真 (左)。試験で得られたガンマ線再構成画像 (中) とエネルギースペクトル (右) これらの画像やエネルギースペクトルから、SMILE-2+ ETCC が放射性同位体からのガンマ線を正しく検出していることがわかる . . .	31
3.10	SMILE-2+ システムの断面概要図。SMILE-2+ ETCC は 30 × 30 × 30 cm <sup>3</sup> の TPC を用いて開発されており、検出器下部にはデータ収集システムや電池が設置してある。システム全体は与圧容器に封入した。 . . . . .	32
3.11	各検出器のトリガー率。 . . . . .	33
3.12	高度と残留大気圧の時間変化。 . . . . .	33
3.13	水平浮遊中に取得されたデータについて、ガンマ線事象選択条件を課していく過程のエネルギースペクトル。ガンマ線候補事象への条件は、シンチレータが 1 つのみ検出・電子飛跡がガス飛跡検出器内に収まっている・コンプトン運動学テストの 3 つである。 . . . . .	34
3.14	飛行中にとられた荷電粒子のエネルギー損失率。 . . . . .	35
3.15	ガンマ線候補事象の検出率の時間変化。06:26 の放球後、地面からの放射線が減るため、検出率は一度減る。その後検出率は、Pfozer 極大付近で最大となり、水平浮遊ではおおそ一定 (~3 Hz) となっている。右端の黒い網掛けの時間帯は、ガス検出器にノイズが発生し、部分的にガス検出器の電圧を落として有感面積が減っている時間帯で今回の解析では使用していない。 . . . . .	36
3.16	全時間帯カウントマップ (銀河座標)。黒線は検出器視野中心の軌跡。 . . . . .	37

3.17 全時間帯カウントマップ (銀河座標、銀経 $l$ 180 度回転)。黒線は検出器視野中心の軌跡。 . . . . .	38
3.18 天体の地平座標の仰角と検出率の時間変化。仰角 $30^\circ$ 以上が ETCC 視野内。右端の黒い網掛け部分は、ガス検出器にノイズが発生し、部分的にガス検出器の電圧を落として有感面積が減っている時間帯で今回の解析では使用していない。 . . . .	39
3.19 OFF A 時間帯 (左) と OFF B 時間帯 (右) の単位時間単位立体角あたりの検出数の天頂角 $\theta$ 分布 . . . . .	39
3.20 OFF template から作成した OFF 時間帯の検出数 map model。 (左 : OFF A, 右 : OFF B) . . . . .	40
3.21 OFF A 時間帯 (左) と OFF B 時間帯 (右) の実測の検出数マップ。 . . . . .	40
3.22 OFF template から作成した全水平飛行時間帯の検出数 map model。 (左 : OFF A, 右 : OFF B) . . . . .	41
3.23 全時間帯超過検出数マップ。 (左 : OFF A, 右 : OFF B)。中央の赤点はかに星雲を位置を示す。 . . . . .	41
3.24 超過の有意度マップ (左 : OFF A, 右 : OFF B)。中央の赤点はかに星雲を位置を示す。 . . . . .	41
3.25 SMILE ETCC による、 $10^6$ 秒の観測時間での $3\sigma$ 検出感度。SMILE-2+は $\sim 2 \times 10^4$ 秒の観測でかに星雲を $\sim 4\sigma$ で検出しているため、 $10^6$ 秒の観測では 100 mCrab まで検出が可能ということになる。次期計画の SMILE-3 では、SMILE-2+のおおよそ一桁下を目標としている。この SMILE-3 では COMPTTEL の到達感度を一日の気球飛翔で実現できることになる。最終的な目標はいくつかの ETCC を衛星に搭載しての $\sim 1$ mCrab の検出感度実現である . . . . .	42
4.1 比例係数管の構造 . . . . .	46
4.2 Maxwell 3D で計算された $\mu$ -PIC 電場 (左図) アノード先端から $1 \mu\text{m}$ 上、(右図) 基板から $1 \mu\text{m}$ 上における電場強度 [67] . . . . .	49
4.3 アノードまわりとカソード縁の電場強度の基板厚依存性 [67] . . . . .	49
4.4 Garfield で計算された $\mu$ -PIC ガスゲインの基板厚依存性 [67] . . . . .	49
4.5 アノード供給電圧に対する $\mu$ -PIC ガスゲイン [45] . . . . .	49
4.6 Magboltz [72] で得た Ar ガス中におけるタウンゼント計数 . . . . .	50
4.7 電子の反応断面積 [68] . . . . .	50
4.8 TSV $\mu$ -PIC の断面概念図 [95] . . . . .	51
4.9 TSV $\mu$ -PIC ゲイン (Ar/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> 分圧比 90:10、1 atm) [95] . . . . .	51
4.10 様々な $\mu$ -PIC 素子の顕微鏡写真と断面概念図 . . . . .	52
4.11 Gmsh により作成した TGV $\mu$ -PIC type A のメッシュ . . . . .	53
4.12 電子雪崩シミュレーションによる電子・イオン対数の分布 . . . . .	54

4.13	Garfield++シミュレーションから推測される TGV $\mu$ -PIC のガスゲイン。青四角と赤三角はそれぞれ Type A と Type B、青破線と赤実線はそれらをべき関数でフィットしたもの。黒実線は PCB $\mu$ -PIC [69]。 . . . . .	55
4.14	TGV $\mu$ -PIC 素子 . . . . .	55
4.15	10 × 10 cm <sup>2</sup> サイズ LCP GEM 写真 . . . . .	56
4.16	使用した LCP GEM ゲイン . . . . .	56
4.17	ガス利得測定用密封アルミ容器 . . . . .	56
4.18	アルミ容器内部 . . . . .	56
4.19	実験セットアップの概念図 . . . . .	57
4.20	Type A の取得信号 . . . . .	58
4.21	電荷量計算図 . . . . .	58
4.22	Type A における <sup>55</sup> Fe のエネルギースペクトル。 . . . . .	58
4.23	Type B における <sup>55</sup> Fe のエネルギースペクトル。 . . . . .	59
4.24	Type B における $\mu$ -PIC 単体で増幅率 10000 以上ある場合の <sup>55</sup> Fe のエネルギースペクトル。左の二つのピークはドリフト空間ではなくインダクション空間で吸収されたイベント。 . . . . .	59
4.25	TGV $\mu$ -PIC のゲインカーブ。白四角と塗りつぶされた四角は、それぞれ Type A (ポリイミド層あり) と Type B (ポリイミド層なし) の測定されたガスゲインを表す。破線と実線は、それぞれ PCB $\mu$ -PIC と TGV $\mu$ -PIC (Type B) のシミュレーションでのガスゲインである。Type B のガスゲインは推定値とほぼ一致しており、一方、Type A にはシミュレートされたガスゲインの約半分しかない。 . . . . .	60
4.26	誘電率の周波数依存性 ( [96] に筆者加筆) . . . . .	61
4.27	分極機構と誘電率 [97] . . . . .	61
4.28	2 種類の誘電体をはさんだ平板コンデンサーと等価回路 . . . . .	61
4.29	TGV $\mu$ -PIC の雪崩サイズの基板の誘電率への依存性。白丸と塗りつぶされた三角形は、それぞれ Type A と Type B のゲインを表す。ポリイミドの誘電率は 3.5 に固定。アノードとカソードの電圧は、それぞれ 400 V と 0 V。 . . . . .	63
4.30	TGV $\mu$ -PIC の等電位面 (左 Type A、右 Type B)。この静電界の計算では、ポリイミド膜と基板の誘電率はそれぞれ 3.5 と 20。アノードとカソードの電圧は、それぞれ 400 V と 0 V。 . . . . .	64
4.31	平板コンデンサーでの媒質の違いによる電位勾配の差異の概念図 . . . . .	65
4.32	アノード側壁絶縁層を持つ $\mu$ -PIC の概念図。 . . . . .	65
4.33	アノード側壁絶縁層を持つ $\mu$ -PIC の等電位線。この静電界の計算では、絶縁層と基板の誘電率はそれぞれ 3.5 と 20 を仮定。絶縁層の厚みは 5 $\mu$ m。アノードとカソードの電圧は、それぞれ 400 V と 0 V。 . . . . .	66

4.34 TGV  $\mu$ -PIC のガスゲインの基板の誘電率への依存性 (Garfield++シミュレーション)。緑丸はアノード側壁絶縁層をもつ  $\mu$ -PIC、青丸は Type B、赤四角は Type A。電界の計算では、絶縁層と基板の誘電率は 3.5 を仮定。絶縁層の厚みは  $5\mu\text{m}$ 。アノードとカソードの電圧は、それぞれ 400 V と 0 V。 . . . . . 67

## 表 目 次

2.1	FE2009bal の特性 [48]	21
3.1	かに星雲を含むビンの超過の有意度	42
4.1	各種ガスに対する W 値 [63]	47
4.2	電場計算のため参照した物質の電気的特性値	53

# 第1章 MeVガンマ線天文学

## 1.1 低エネルギー宇宙線

運動エネルギーが数 GeV/nucleon 以下の低エネルギー宇宙線 (low-energy cosmic ray : LECR) は星形成において重要な役割を果たす。その高いエネルギー密度 ( $\sim 1 \text{ erg/cm}^3$ ) と高い透過性から、可視光・紫外線に不透明な濃い分子雲の主要な電離源 [2] であり、電離されたガスは磁場とのカップリングを引き起こす。また、冷たい中性ガスにおけるイオンと中性分子の豊富な化学反応の発端となる [4](図 1.1)。さらに、LECR は大規模な電磁流体乱流を駆動し、Interstellar medium (ISM) で磁場の増幅を引き起こし、銀河風をハローに放出するためのスターバースト領域での臨界圧力サポートも提供すると考えられている [4]。

数十 GeV 以上の宇宙線と異なり、地球大気上層で直接観測される LECR は太陽変調の影響が顕著なため、直接観測するためには検出器が太陽磁場圏を抜ける必要がある。2012年 *Voyager 1* が初めて太陽系近傍の銀河宇宙線の局所エネルギースペクトルを原子核は 3 MeV/nucleon から、電子は 2.7 MeV/nucleon から測定した [5]。しかしながら、*Voyager 1* が測定したスペクトルから計算された水素原子の電離度  $\zeta_H = (1.51 - 1.64) \times 10^{-17} \text{ s}^{-1}$  に対して、分子輝線の観測から見積もられる宇宙線による平均電離度は  $\zeta_H = 1.78 \times 10^{-16} \text{ s}^{-1}$  と一桁高い値であった [6, 7]。この乖離は、LECR の強度は場所ごとに異なり、太陽系近傍では銀河面の他の場所に比べて強度が小さいことを示唆している。実際に、濃い分子雲の  $\text{H}_3^+$  の観測から電離度は場所ごとに大きく異なっている [9, 8]。したがって、LECR 直接観測から銀河系内の大局的な情報を得ることは困難であると考えられる。

LECR では標準的な銀河宇宙線の加速源として考えられる超新星残骸以外の加速源から寄与も無視できない量あると考えられ、例として、OB アソシエーション [10, 11]、マイクロクエーサーのようなコンパクト天体 [12]、激変星 [14]、恒星風 [15] などがあげられる。また分子雲の電離度と独立した LECR の証拠の主張として、銀河宇宙線の核破砕で作られる軽元素の組成があげられ、恒星大気での金属量に対する Be の組成比の準線型的増加から、超新星残骸での衝撃波加速でつくられる標準的な銀河宇宙線に加えてかなりの量の LECR の存在が議論されている [13]。

このように、星間空間において宇宙マイクロ波背景放射、星間磁場、そして星の光(可視光)などと同程度のエネルギー密度を持つ宇宙線 ( $\sim 1 \text{ eV/cm}^3$ ) の中でも、大半のエネルギーを担う LECR に関して存在の間接的な情報は得られているものの、その空間分布・組成比・エネルギースペクトル等の詳細な情報は未だ謎に包まれたままである。

### 脱励起線の観測

図 1.2 に宇宙線陽子との相互作用による原子状水素の電離、 $^{16}\text{O}$  の励起、 $^{12}\text{C}$  の核破砕による  $^6\text{Li}$  の生成、陽子の破砕による中性パイ中間子の生成断面積を示す。1 GeV 以下の宇宙線の断面積からわかるように、LECR の存在の証拠は先に述べた分子雲の電離度や軽元素の存在量以外に

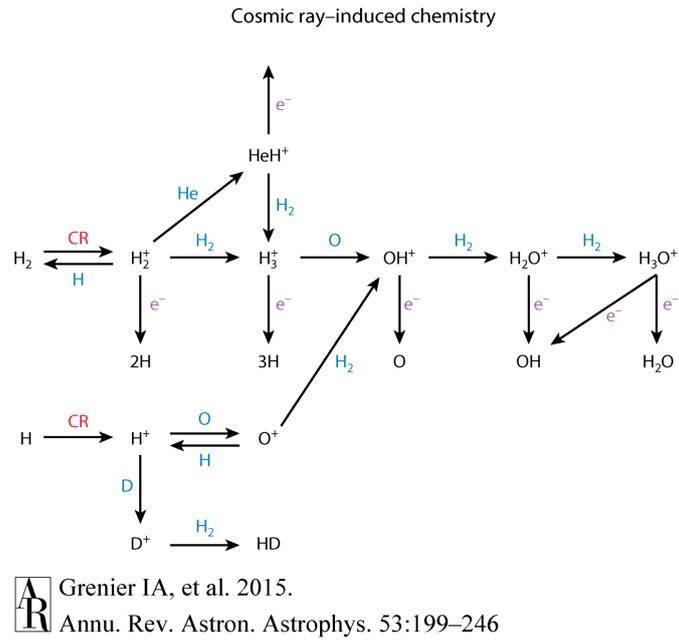


図 1.1: 宇宙線と H と H<sub>2</sub> の衝突から始まる化学反応のフローチャート [4]

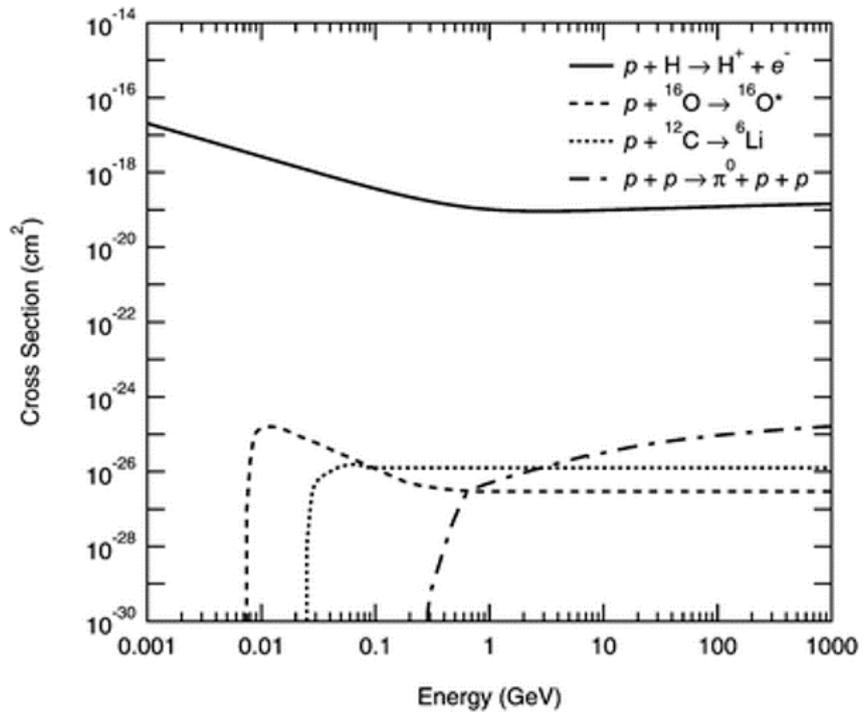


図 1.2: 宇宙線陽子との相互作用による原子状水素の電離、<sup>16</sup>O の励起、<sup>12</sup>C の核破砕による <sup>6</sup>Li の生成、陽子の破砕による中性パイ中間子の生成断面積のエネルギー依存性 [16]

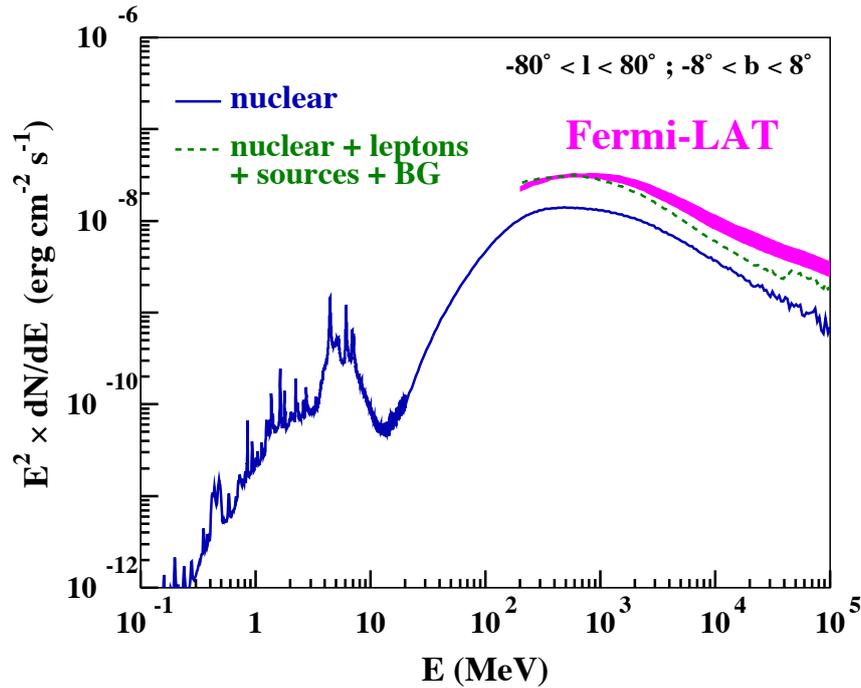


図 1.3: 予測される銀河中心領域からの核相互作用による放射 (銀経  $-80^\circ \leq l \leq 80^\circ$ , 銀緯  $-8^\circ \leq b \leq 8^\circ$ ) [3]。10 MeV 以下のガンマ線放射は LECR によるもので、ISM 内での LECR の強度は  $H_3^+$  観測から推定される平均 CR イオン化率と 1 GeV での Fermi-LAT データ (マゼンタバンド) が同時に再現されるように調整されたものである。

も、原子核の励起そしてその後の脱励起で出てくるガンマ線にも証拠を残す。

中性パイ中間子生成のための運動エネルギー閾値 ( $\approx 300$  MeV 陽子陽子衝突の場合) 以下の sub GeV の LECR は、原子核との相互作用によって核を励起し、励起原子核は数 MeV から数百 MeV の脱励起ガンマ線を放出する。特に強い輝線放射は、 $^{12}\text{C}$  (4.43 MeV)、 $^{16}\text{O}$  (6.13 MeV)、 $^{20}\text{Ne}$  (1.63 MeV)、 $^{24}\text{Mg}$  (1.37 MeV)、 $^{28}\text{Si}$  (1.78 MeV)、 $^{56}\text{Fe}$  (847 keV) からの脱励起線であると予想されている [17]。輝線放射の総量は、LECR の重元素成分と周囲の H および He との相互作用によって生成される、ドップラー効果を受けた線幅が広がった放射と、0.1-10 MeV のエネルギー範囲に分布する数千もの弱い輝線の重ね合わせによる構造で構成されると考えられている [18]。また寿命が長い励起状態 (半減期  $\sim \text{ps}$ ) からの脱励起線は非常に狭い輝線幅を持つ可能性が予想されている、というのも、寿命が長い場合宇宙線との相互作用で反跳された励起原子核がダストの微粒子のなかで脱励起する前に止まって脱励起放射すると考えられているからである [19]。例えば、 $^{16}\text{O}^*$  からの 6.13 MeV などがあげられる。

図 1.3 は予測される銀河中心領域からの核相互作用 (中性パイ中間子の崩壊と脱励起放射) による放射である [3]。この放射の観測は、銀河における LECR の最も明確な証拠であり、スペクトル、空間分布、そして組成を決定する唯一の可能な観測手段であると考えられている [3]。予測されるガンマ線スペクトルの特徴は、3 - 10 MeV の範囲の盛り上がりで、 $^{12}\text{C}$  と  $^{16}\text{O}$  の線幅の異なる強い輝線放射によって生成される。銀河中心領域 ( $|l| \leq 80^\circ; |b| \leq 8^\circ$ ) で積分された flux は、 $7 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  と見積もられている。

これまでに COMPTEL が銀河中心領域 [20]、大マゼラン雲 [22]、オリオン [21] の観測を行っ

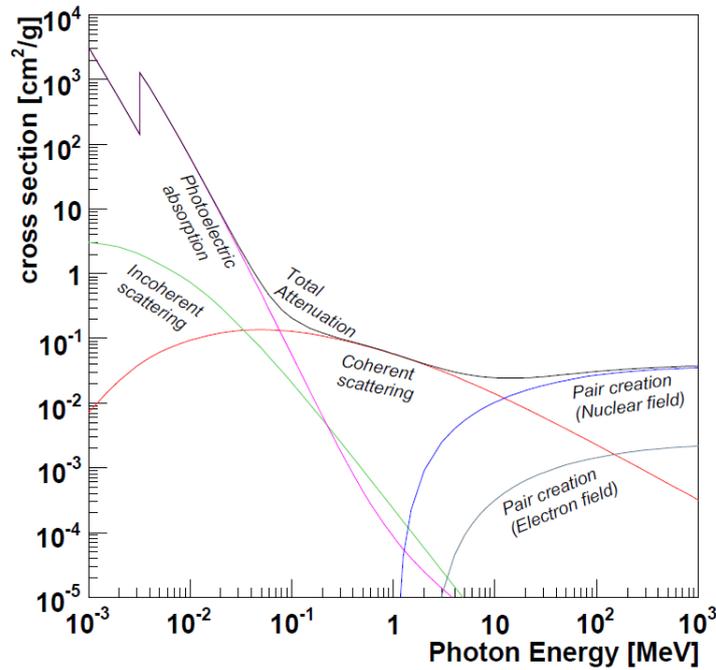


図 1.4: Ar におけるガンマ線相互作用のエネルギー依存性 [23]

たが脱励起線の検出は出来ていない。今後、脱励起線観測による LECR 探査を行っていくためには、脱励起線が集中する 1-10MeV の広いエネルギー帯域で、銀河面からの拡散放射を撮像できる広い視野かつ局所的な加速源との相関をとられる数度の角度分解能をもった高感度な次世代 MeV ガンマ線望遠鏡が必要とされる。

## 1.2 ガンマ線と物質の相互作用

ガンマ線は電荷をもたず中性であるため、その検出には物質との相互作用で電離された荷電粒子を検出する必要がある。ガンマ線と物質との主な相互作用として、光電効果やコンプトン散乱、電子・陽電子対生成がある。図 1.4 で、Ar 元素とこれら 3 つの相互作用の反応断面積のエネルギー依存性を示した。低エネルギー側から光電効果、約 100 keV あたりからコンプトン散乱が優位になる。高エネルギー側では電子と陽電子の静止質量の和である 1.02 MeV を閾値に電子・陽電子対生成が起こり始め、約 10 MeV から電子・陽電子対生成が優勢となることがわかる。以下ではこれら 3 つの相互作用について簡単に説明する。

**光電効果** 光子から受け取ったエネルギーが束縛エネルギーを超えた場合、光子が原子中の軌道電子に反応し吸収され、電子が原子外へ放出される。この物理過程を光電効果とよび、放出された電子を光電子と呼ぶ。光電子の運動エネルギーは、入射光子のエネルギーを  $E_0$  とし、電子が存在していた殻の束縛エネルギーを  $E_b$  とすると

$$K_e = E_0 - E_b \quad (1.1)$$

と表される。光電効果によって空になった軌道に、外殻電子が遷移することで軌道のエネルギー差に特性 X 線が放出される。これらの X 線は、外殻と光電吸収反応を起こし再吸収されるが、こ

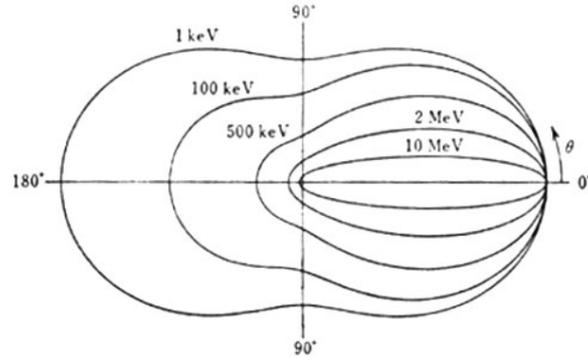


図 1.5: コンプトン散乱角度分布 [24]

の X 線が検出器外に逃げ出す場合、特性 X 線のエネルギーに対応した分だけ低いエネルギー事象となり検出器応答に影響を与える。

光電効果の反応断面積は、反応の起こりやすい K 殻電子による全吸収を考えると、非相対論的なエネルギー領域で、

$$\sigma_K = 4\sqrt{2}Z^5 \left(\frac{8\pi}{3}r_0^2\right) \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}\right)^4 \left(\frac{m_e c^2}{E_0}\right)^{7/2} \quad (1.2)$$

とあらわされる。ここで  $r_0$  は古典電子半径で、 $Z$  は反応原子の元素番号である。反応断面積は  $Z^5$  と  $E^{-7/2}$  に比例する。相対論的なエネルギー領域でも同様に  $Z^5$  に比例する。

また、入射光子のエネルギーが K 殻の束縛エネルギーを越えない場合は、L 殻との光電効果が主となる。図 1.4 の光電効果断面積が不連続に変化する箇所は K 殻束縛エネルギー付近に対応し、L 殻から K 殻への相互作用の変化を表している。

**コンプトン散乱** 光子と電子の弾性衝突をコンプトン散乱という。散乱現象のため、光電吸収と異なり電子に与えるエネルギーは散乱角による。散乱後の光子のエネルギー  $E'$  と反跳された電子のエネルギー  $K_e$  は、入射光子のエネルギー  $E_0$  と散乱角  $\phi$  を用いて、エネルギー・運動量保存則から、

$$E' = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_e c^2}(1 - \cos \phi)} \quad (1.3)$$

$$K_e = E_0 - E' = \frac{\frac{E_0}{m_e c^2}(1 - \cos \phi)}{1 + \frac{E_0}{m_e c^2}(1 - \cos \phi)} E_0 \quad (1.4)$$

と求まる。

散乱光子の角度分布は微分散乱断面積に対するクライン・仁科の式より

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_0^2 \left(\frac{1}{1 + k(1 - \cos \phi)}\right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2 \phi}{2}\right) \left(1 + \frac{k^2(1 - \cos \phi)^2}{(1 + \cos^2 \phi)[1 + k(1 - \cos \phi)]}\right) \quad (1.5)$$

で与えられる。ここで  $k = \frac{E_0}{m_e c^2}$  である。コンプトン散乱は電子との散乱のため、断面積は物質中の電子数  $Z$  に比例する。図 1.5 は様々なエネルギーの入射光子に対するコンプトン散乱角度の相対確率分布を示しており、入射光子のエネルギーが電子静止質量 (= 511 keV) 程度に高くなると相対論的効果により、前方散乱の確率が増えていく。

電子陽電子対生成 エネルギーが電子静止質量 511 keV の 2 倍である 1022 keV を超えると、原子核の電場と相互作用することにより電子-陽電子対生成を起こすことができる。断面積は原子番号  $Z$  の 2 乗に比例する。

### 1.3 従来の MeV ガンマ線のイメージング法

MeV ガンマ線は地球大気を透過できないため、観測は気球や衛星で行われてきた。MeV ガンマ線は波長が原子核の大きさと同程度 ( $\sim$  fm) で透過力が高いため、鏡で集光して、S/N 比を上げ有効面積を稼いで二次元の焦点面検出器によって撮像することが大変難しい。Bragg 反射を用いた集光系が提案されている [25] が視野が非常に狭く、また特定のエネルギーにしか感度をもたないという欠点がある。2001 年に気球実験が行われた CLAIRE レンズは視野  $45^\circ$ 、エネルギー帯域 169-171 keV、焦点距離 3 m であった [25]。そこで、ピンホールカメラを応用して統計的に方向を知るコーデッドマスク法と、コンプトン散乱を利用し散乱体と吸収体の二つの検出器の同時の測定から到来方向を推定するコンプトン法が用いられてきた。

#### 1.3.1 コーデッドマスク法

コーデッドマスク法はピンホールカメラ/コリメータを発展させた方法である (図 1.6)。ピンホールカメラは阻止能の高い物質で検出器の周りを囲み、入射できる方向を絞ることで、到来角度情報を二次元の位置情報に変換して撮像することができる。ピンホールは、径を小さくすれば、角度分解能は上がるが、ピンホールの開口面積小さくなり十分な有効面積が得られないという問題点があった。

コーデッドマスク法はピンホールの代わりに図 1.6 のようなマスク (パターン化された多数の穴) を開口部に配置し、位置に感度を持つ検出器にできたマスクの影による強度分布から光源位置を推定する方法である。ピンホールにくらべ穴の数を増やすことで開口面積を増やし、角度分解能も S/N 比が高ければ検出器から見た穴の立体角程度で撮像することができる。

$i$  を検出器面での位置を表す添え字、 $j$  をガンマ線の到来方向を表す添え字とする。また、 $M_{ij}$  をマスクにおける透明 (=1)、不透明 (=0) を成分とするマスクパターン行列とする。検出器  $i$  の計数  $d_i$  は

$$d_i = \sum_j M_{ij} s_j + b_i \quad (1.6)$$

となる。ここで  $s_j$  は  $j$  方向から到来したガンマ線の個数、 $b_i$  は位置  $i$  におけるバックグラウンド計数である。未知のパラメータ  $s_i$  と  $b_i$  は方程式の数よりも多いため、式 (1.6) を統計的推定方法を用いて  $s_i$  を推定しイメージを得ている。鮮明なイメージを得るためには  $s_j \gg b_i$  でなくてはならないが、宇宙での MeV ガンマ線観測環境  $b_j \gg s_i$  では、撮像は難しい。

コーデッドマスク法を利用したガンマ線望遠鏡として INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory (INTEGRAL) 衛星に搭載された SPectrometer for INTEGRAL (SPI) が挙げられる。SPI では 3 cm 厚のタングステンマスクが、検出器がゲルマニウム半導体検出器が 19 個で構成されている (図 1.7)。また、周囲には衛星筐体空のバックグラウンド除去を目的とした反同時計数用の BGO シンチレータが取り付けられている。ゲルマニウム半導体検出器を用いているため、1

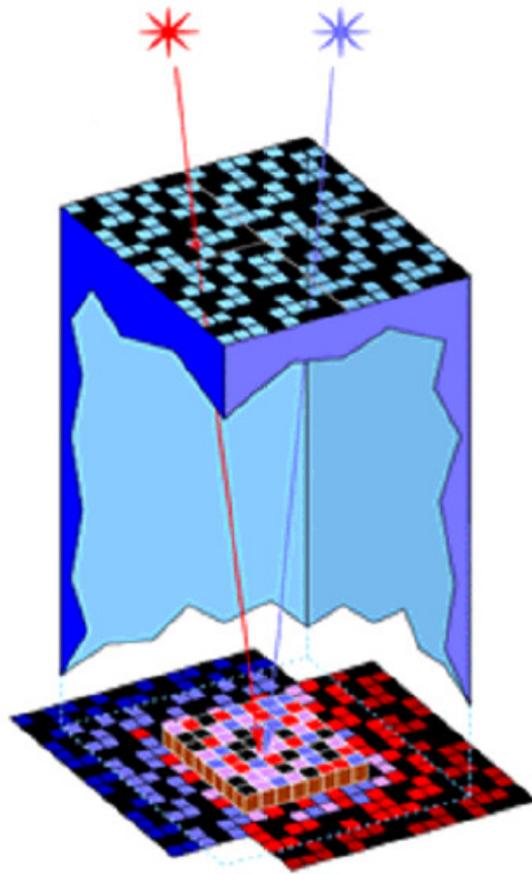


図 1.6: コーデットマスク概念図 [26]

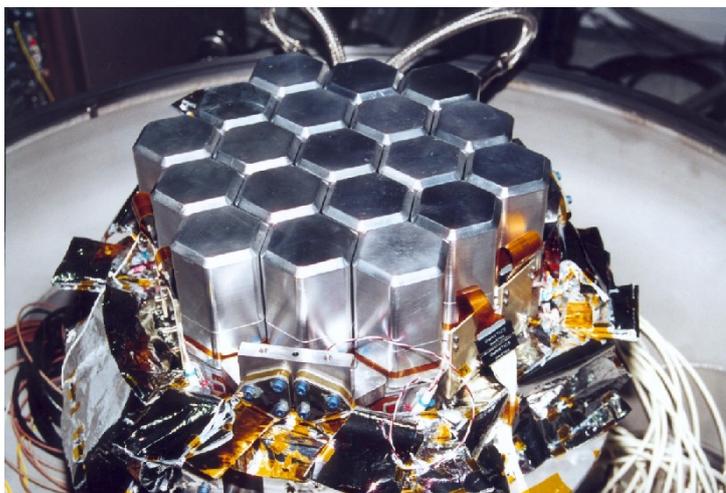


図 1.7: SPI内ゲルマニウム半導体検出器写真 [27]

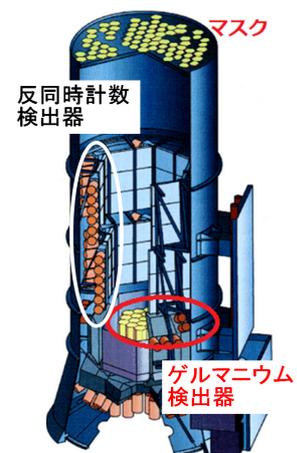


図 1.8: SPI概略図 [27]

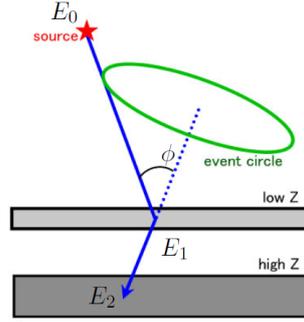


図 1.9: コンプトンカメラ概念図

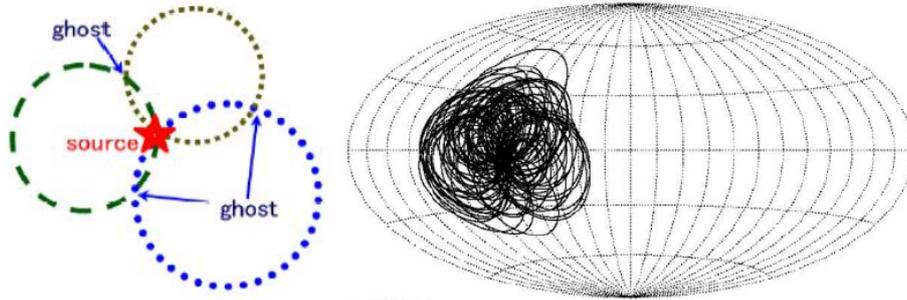


図 1.10: コンプトンイメージングの手法と COMPTEL によるガンマ線バーストの観測 (GRB910505 [30])

MeV のガンマ線に対して 2 keV の非常に良いエネルギー分解能を持っており [27]、ラインガンマ線の観測に限れば衛星に搭載された MeV 帯域のガンマ線望遠鏡の中で最も高い感度を持つ。一方で、SPI の全重量 1309 kg のうちゲルマニウム半導体検出器が 20 kg に対して、マスクの重量が 150 kg、反同時計数検出器が 500 kg で構成されており (図 1.8) [27]、重量の大半を反同時計数検出器が占めていた。600 keV 以上で観測された定常天体は 4 例しか報告されていない [28]。

### 1.3.2 コンプトン法

MeV ガンマ線領域で優勢であるコンプトン散乱を利用したイメージング法である。コンプトン法には 2 段の検出器を用いる (図 1.9)。1 段目に原子番号  $Z$  の小さな検出器を置き、コンプトン散乱をさせ、散乱点の位置と反跳電子のエネルギーを測定する。2 段目に原子番号  $Z$  の大きな検出器を置き、散乱ガンマ線を光電吸収させて、吸収点の位置とエネルギーを測る。反跳電子のエネルギーを  $E_1$ 、散乱ガンマ線のエネルギーを  $E_2$  とすると、入射ガンマ線のエネルギー  $E_0$  と散乱角  $\phi$  は、エネルギー・運動量保存則から

$$E_0 = E_1 + E_2 \quad (1.7)$$

$$\cos \phi = 1 - m_e c^2 \left( \frac{1}{E_2} - \frac{1}{E_1 + E_2} \right) \quad (1.8)$$

で与えられる。ここで  $m_e c^2$  は電子の静止質量である。散乱位置と吸収位置を結び、散乱ガンマ線の散乱方向とすると、式 (1.8) より、入射ガンマ線の到来方向を散乱方向を軸とする角度  $\phi$  の

円錐上に制限することができる。事象ごとに到来方向を決められないため、図 1.10 左図のように複数の円環の重なることで光源を特定する。図 1.10 右図は COMPTEL によるガンマ線バースト GRB910505 の観測である [30]。このように光源箇所でない部分にも円環は広がり、偽の点源を作り出してしまふ。散乱角度  $\phi$  を反跳電子と散乱ガンマ線のエネルギーから求めるため、角度分解能にはエネルギー分解能に依存する。

COMPTEL は CGRO 衛星に搭載されたコンプトンカメラの MeV ガンマ線望遠鏡である [31]。COMPTEL は衛星で軌道に投入され全天探査を行った最初のコンプトンカメラで、MeV 領域で世界最高の感度を有している [31]。図 1.11 は COMPTEL の概観で、前段に液体シンチレータ、後段に NaI(Tl) シンチレータで構成されそれぞれプラスチックシンチレーターの反同時計数シールド覆われている。液体シンチレータと NaI シンチレータは 1.5 m 離れており、信号が入射するタイミングの差 (Time of Flight : TOF) からバックグラウンドの除去を行っている [32]。図 1.12 はシミュレーションから得られた TOF スペクトルである [32]。撮像に用いたいコンプトン散乱事象の TOF は、先に液体シンチレータでコンプトン散乱し電子を反跳させてから、散乱ガンマ線が NaI シンチレータに入射するため  $1.5 \text{ [m]} / 3.0 \times 10^8 \text{ [m/s]} = +5 \text{ [ns]}$  である。図中の A、B、C、D、E、F は異なる発生メカニズムのバックグラウンドである [32]。

- A : 内部からの単発ガンマ線 中性子捕獲、放射性同位体の崩壊
- B : 外部からの単発ガンマ線 中性子捕獲、放射性同位体の崩壊、ガンマ線散乱
- C : 内部からの複数ガンマ線 中性子捕獲、放射性同位体の崩壊 (複数ガンマ線過程)
- D : 外部からの複数ガンマ線 中性子捕獲、放射性同位体の崩壊 (複数ガンマ線過程)
- E : 偶然同時計数
- F : 宇宙線由来事象
- その他 中性子、電子

図 1.12 より TOF で 5 ns の前後の事象を取り出すことで、多くのバックグラウンドを落とすことができることがわかるが、それでもなおほとんどバックグラウンドが占めてしまうことが分かる。このようなバックグラウンドから COMPTEL の感度は地上実験から期待していた感度より 3~4 倍悪いまでしか観測できなかった [37]。このため、COMPTEL で検出できた MeV ガンマ線領域における定常天体は約 30 個程度にとどまった [33]。

### 1.3.3 既存の望遠鏡の問題点

COMPTEL は設計感度が軌道上で実現されておらず感度は 3~4 倍悪い結果であった [37]。コンプトン法においては到来方向は円環状に制限され、その円環の幅はエネルギー分解能から決まる。そのため、COMPTEL 後に半導体 (ゲルマニウム [35], シリコン [36]) のエネルギー分解能高い検出器や液体キセノン [34] を用いることで有効面積を増やし感度向上を狙うコンプトン法の MeV 望遠鏡が開発された。しかし、これの気球実験の結果は、COMPTELL 同様、設計感度を達成できておらず [34, 35, 36]、現在でもなお COMPTEL の検出感度を上回った観測は無い。

ガンマ線望遠鏡の感度、すなわち、有意度  $3\sigma$  で観測可能な最小の photon flux  $F_{min}(E, \Theta, \Phi)$

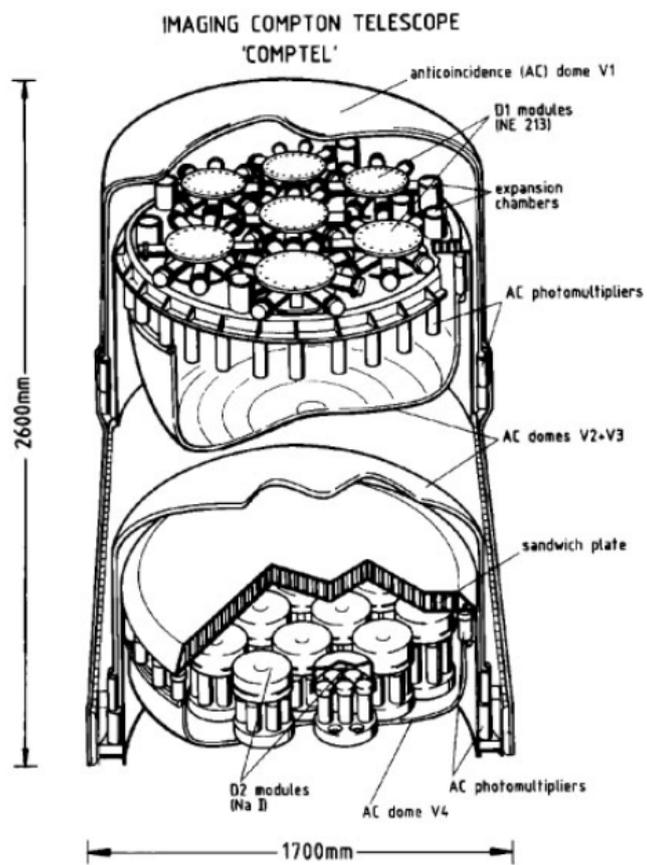


図 1.11: COMPTTEL 概観 [31]

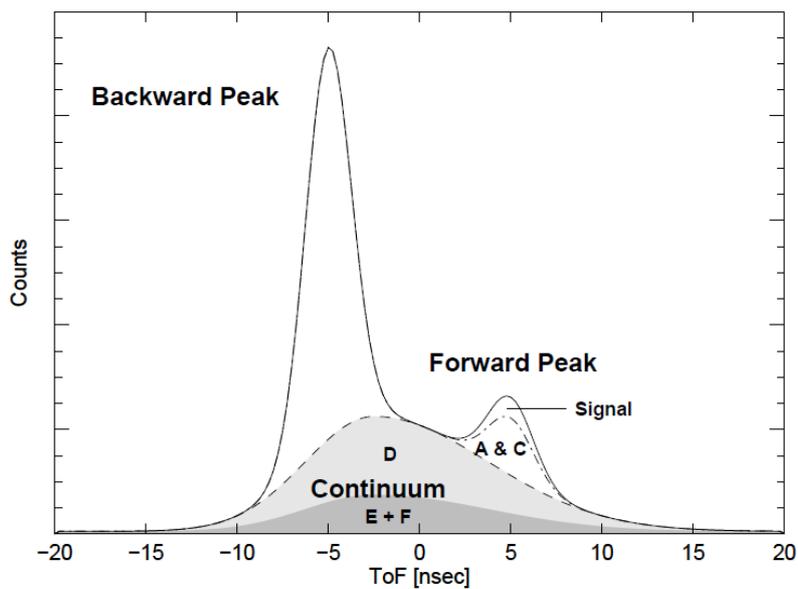


図 1.12: COMPTTEL バックグラウンド内訳 [32]

$[\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}]$  は、エネルギー  $E$  で到来方向  $(\Theta, \Phi)$  のガンマ線に対して、

$$F_{min}(E, \Theta, \Phi) = 3 \cdot \sqrt{\frac{\frac{dF_B(E)}{dE} \cdot \Delta E \cdot \Delta \Omega}{A_{eff}(E, \Theta, \Phi) \cdot T_{obs}}} \quad (1.9)$$

で計算することができる [40]。ここで  $\frac{dF_B(E)}{dE}$  は背景放射のスペクトル  $[\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{MeV}^{-1}]$ 、 $\Delta E$  はエネルギー分解能または興味のあるエネルギー範囲 [MeV]、 $\Delta \Omega$  は角度分解能に対応する立体角 [sr]、 $A_{eff}(E, \Theta, \Phi)$  は有効面積  $[\text{cm}^2]$ 、 $T_{obs}$  は観測時間 [s] である。式 1.9 のうち、 $\Delta E$ 、 $T_{obs}$  は人為的に指定でき、 $A_{eff}$  は検出器の構成物質の断面積と幾何学的配置から決まるため見積もりを誤ることは極めて少ないと考えられる。したがって、地上の実験から見積もられた感度より軌道上の感度が 3~4 倍も悪いというのは、信号への雑音のもれこみ  $\frac{dF_B(E)}{dE} \cdot \Delta \Omega$  を ~10 倍低く見積もっていた結果によるものと考えられる。コンプトンカメラの複数の実験では、バックグラウンド強度が角度分解能、またはその両方を大きく間違えていると考えられる。COMPTEL の責任者である Schönfelder 氏は PSF の向上、雑音低減が MeV ガンマ線天文学進展のカギであると提言している [37] MeV ガンマ線天文学を切り開くためには、雑音を強力に除去し高感度な望遠鏡が求められる。そのような望遠鏡を開発するためにも、正確に感度予測ができる定量的イメージング法を確立することが急務である。



## 第2章 電子飛跡検出型コンプトンカメラと SMILE 計画

MeV ガンマ線天文学を切り拓くためには、バックグラウンドを極力排除し、ガンマ線ごとに方向を決定する必要がある。このため、COMPTELL で検出できなかった反跳電子の方向が不可欠である。よって、我々は電子飛跡検出型コンプトンカメラ (electron-tracking Compton Camera : ETCC) を開発している。

### 2.1 ETCC の検出原理と角度分解能

ETCC は、入射ガンマ線とコンプトン散乱を起こさせる散乱体検出器と、散乱ガンマ線を吸収する吸収体検出器からなる。散乱体検出器では散乱位置、電子反跳方向と反跳電子のエネルギーを測り、吸収体検出器では、吸収位置と散乱ガンマ線のエネルギーを測り、散乱位置と吸収位置からガンマ線散乱方向がわかる。コンプトン散乱において、真の入射ガンマ線のエネルギーと到来方向単位ベクトルを  $E_0$  と  $\vec{s}$ 、散乱ガンマ線のエネルギーと散乱方向単位ベクトルを  $E_\gamma$  と  $\vec{g}$ 、反跳電子の運動エネルギーと反跳方向単位ベクトルを  $K_e$  と  $\vec{e}$  とし、ガンマ線の散乱角を  $\phi$ 、 $\vec{g}$  と  $\vec{e}$  のなす角を  $\alpha$  と定義する (図 2.1)。このとき、ETCC の測定物理量から再構成される入射ガンマ線のエネルギー  $\tilde{E}_0$ 、ガンマ線到来方向  $\vec{s}_{rcs}$ 、コンプトン散乱角  $\phi$  はそれぞれ

$$\tilde{E}_0 = E_\gamma + K_e \quad (2.1)$$

$$\vec{s}_{rcs} = \left( \cos \phi - \frac{\sin \phi}{\tan \alpha} \right) \vec{g} + \frac{\sin \phi}{\sin \alpha} \vec{e} = \frac{E_\gamma}{E_\gamma + K_e} \vec{g} + \frac{\sqrt{K_e(K_e + 2m_e c^2)}}{E_\gamma + K_e} \vec{e} \quad (2.2)$$

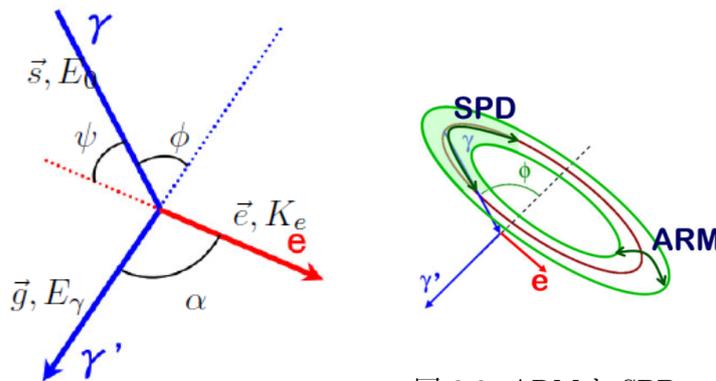


図 2.2: ARM と SPD

図 2.1: 変数定義

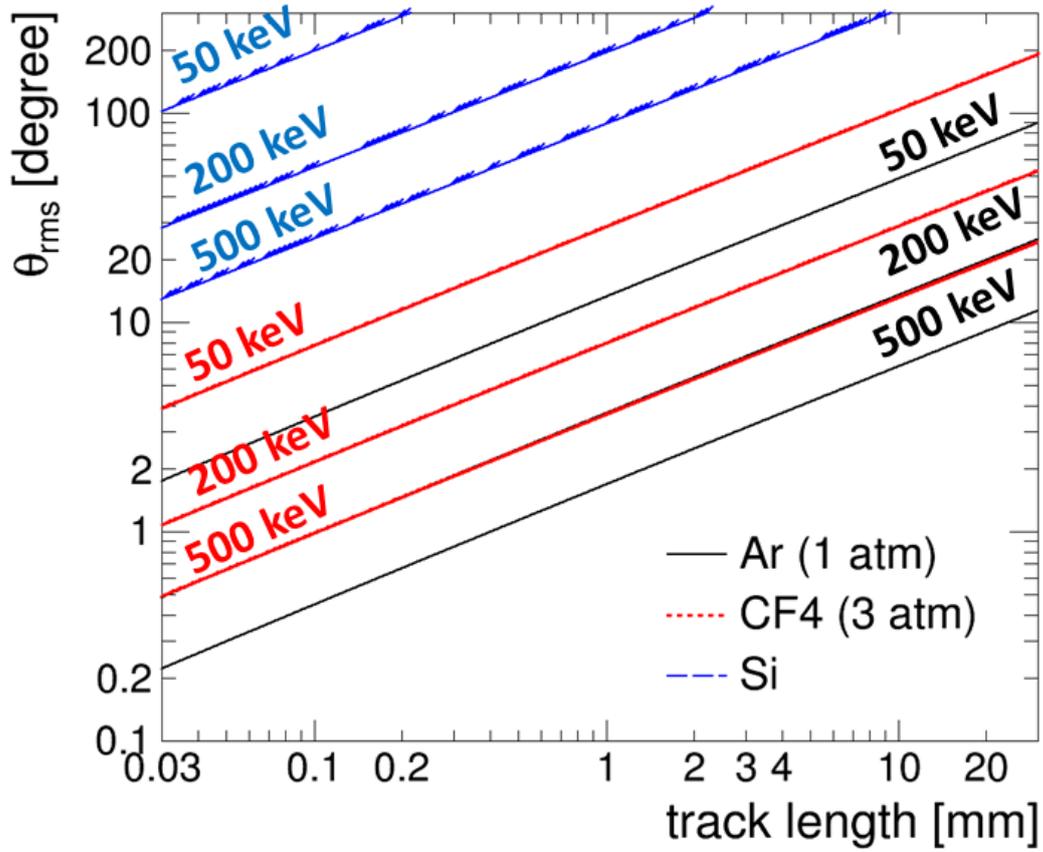


図 2.3: 各電子のエネルギーにおける散乱角

$$\cos \phi = 1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma + K_e} \frac{K_e}{E_\gamma} \quad (2.3)$$

で求めることができる。 $s_{rcs}$  の決定精度は以下の二つの評価指標で考えることができる。

**ARM (Angular Resolution Measure):**散乱角  $\phi$  の決定精度

$$\Delta \phi_{ARM} = \arccos(\vec{s} \cdot \vec{g}) - \arccos\left(1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma + K_e} \frac{K_e}{E_\gamma}\right) \quad (2.4)$$

**SPD(Scatter Plane Deviation):** $\vec{g}$  と  $\vec{e}$  の張る散乱平面の決定精度

$$\Delta \nu_{SPD} = \text{sign}\left(\vec{g} \cdot \left(\frac{\vec{s} \times \vec{g}}{|\vec{s} \times \vec{g}|} \cdot \frac{s_{rcs} \times \vec{g}}{|s_{rcs} \times \vec{g}|}\right)\right) \cdot \arccos\left(\frac{\vec{s} \times \vec{g}}{|\vec{s} \times \vec{g}|} \cdot \frac{s_{rcs} \times \vec{g}}{|s_{rcs} \times \vec{g}|}\right) \quad (2.5)$$

図 2.2 で示すように、ARM は円環の幅、SPD は扇を狭める角度に関する精度指標となっている。電子飛跡をとらない従来のコンプトン法では角度分解能は ARM のみ定義でき、SPD は定義できずに無限大である。

**多重散乱** 荷電粒子が物質中を通るとき、多重散乱しながらエネルギーを落とし角度情報を徐々に失っていく。そのため、SPD の原理限界を考え、ETCC に相応しい散乱体物質を選ぶうえで、多重散乱は重要である。多重散乱による電子の進行方向の変化はモーリエ理論 [38] に修正を加え

た形で記述され、小さい散乱角においては散乱角の分布はガウス分布に近似できる [38]。電子の進行方向へ移動距離  $x$  に対する曲げられる角度  $\theta$  は、

$$\theta_{rms} = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta_{cp}} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left( 1 + 0.038 \ln \frac{x}{X_0} \right) [\text{rad}] \quad (2.6)$$

で表される。ここで  $X_0$  は物質の放射長  $X_0$ 、 $\beta_{c,p}$  は電子の速度と運動量である。

図 2.3 は固体 Si、Ar ガス 1 atm、CF<sub>4</sub> ガス 3 atm におけるエネルギーごとの電子の散乱角を示している。例えば、散乱体に積層 Si ストリップ検出器を使う場合、方向情報を得るためには 2 点以上のヒット点が必要なため、電子は固体の Si 検出器を 1~2 層にわたって突き抜ける必要がある。合計して Si 半導体検出器の典型的な厚みである 300-500 $\mu\text{m}$  を通り抜けることになるが、仮に電子のエネルギーが 500 keV であっても  $\sim 60^\circ$  の多重散乱を受けるため、反跳方向を捉えるのは難しい。一方で、Ar ガス 1 atm の飛跡検出器ならば、50 keV の電子飛跡であっても散乱点から  $\sim 1 \text{ mm}$  の飛跡を使って反跳方向を測ることができれば、散乱角は  $\sim 20^\circ$  に抑えることができる。これと同等の飛跡決定を Si などの固体検出器で行おうとすれば、sub  $\mu\text{m}$  の 3 次元サンプリングを行う必要があり、実現は困難である。また、散乱平面の決定には飛跡情報により決まることから、SPD の原理限界は多重散乱に支配されるため、 $\theta_{rms}$  と SPD の関係は以下の式で表される。

$$SPD \sim \theta_{rms} \quad (2.7)$$

**PSF と角度分解能** 一般的な光学系の角度分解能は点源広がり関数 (Point Spread Function : PSF) を用いて評価される。回折に起因する収差以外ない理想的な望遠鏡においては、口径が有限であることに起因するフラウンホーファー回折から、エアリーディスクと呼ばれる回折パターンが光学系の PSF となる。2 つの像の分解の限界 (角度分解能) は、レーリーの判断基準を採用するとエアリーディスクのピークから第 1 暗環までの距離となる [39]。この定義では点源からの入射光エネルギーの 84% が含まれる半径が角度分解能が意味するところとなる。また、GeV ガンマ線、TeV ガンマ線では慣習的に点源からの光子の 68% が含まれる円の半径を角度分解能としてきた [40]。

一方で、従来のコンプトン法は ARM を角度分解能と呼び [40]、コーデッドマスク法においてはマスクパターンの自己相関関数のメインピークの幅 (マスクの 1 要素が天空上に占める大きさ) を角度分解能と呼んできた歴史的経緯がある [41]。これらは明らかに情報が保存される円の大きさといった意味での角度分解能とは異なる。

ETCC では反跳電子の方向を測定し光子ごとに到来方向を決められるため、他波長と同様に定義された PSF に基づいた設計と性能評価を行うことができる。図 2.4 は、実際に ETCC で取得された線源の像の広がり (右図) と、対応する ARM, SPD (左図) である。ARM、SPD はそれぞれ 6 度、100 度であるが、天空上の広がり (PSF) はおおよそ 15 度程度で、ARM と SPD と一致しない。PSF に対する ARM と SPD の関係を調べたのが図 2.5、図 2.6 である。図 2.5 は SN 比が 1 対 1000 の条件のもとでガンマ線 662 keV を入射させ、反跳した 3-200 keV の電子をとらえた場合の ARM  $\sim$  5 度固定での SPD (無限大、50 度、10 度) の違いによる、ガンマ線の再構成像の違いである。また、線源の像広がり (PSF) の累積比率を取ったものが図 2.6 である。累積比率が 50% の半径を角度分解能と定義する。ARM が同じでも SPD の向上により、ピークの広がり (PSF) が鋭くなること (PSF) がわかる。一方で、SPD が無限大 (従来のコンプトン法) では ARM が向上しても PSF の向上は

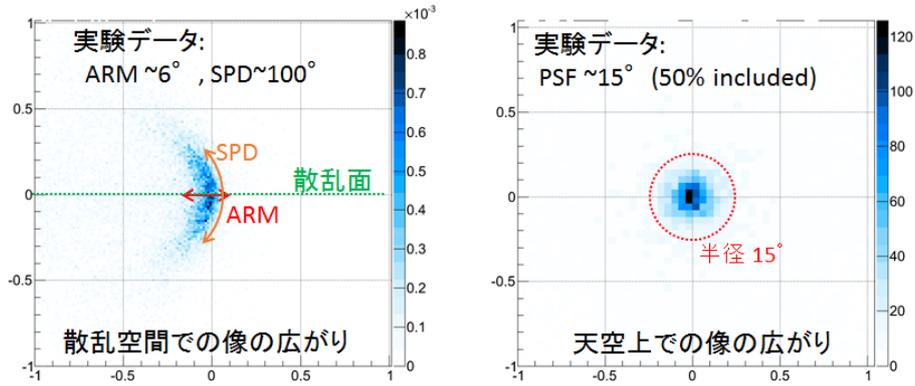


図 2.4: ETCC の散乱パラメータ空間での広がり (左図) と、天空上の像の広がり (右図)。

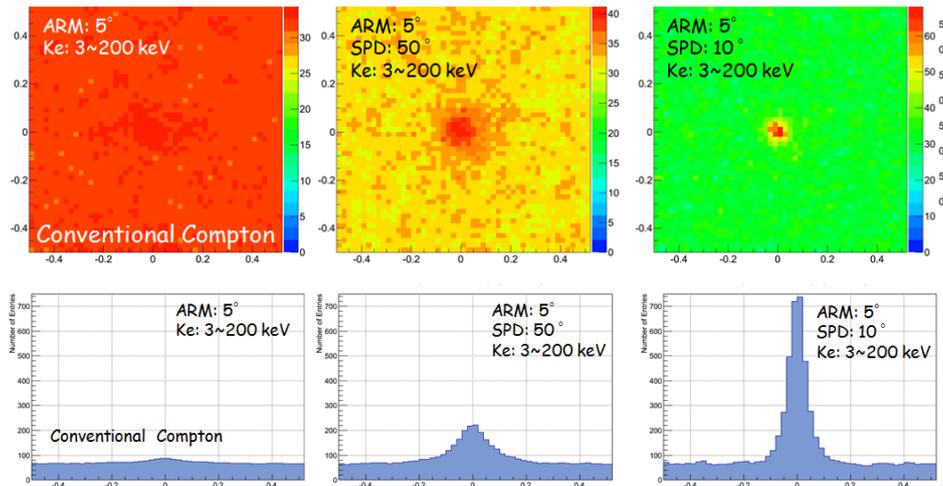


図 2.5: 従来のコンプトン法および ETCC における再構成ガンマ線マップと射影図 (シミュレーション)。バックグラウンドは一様と仮定。

限定的である (図 2.6 の黒実線と赤実線)。両者をバランスよく改善することが PSF の性能向上において重要となる。

## 2.2 検出器の構成

図 2.7 に ETCC の検出器構成の概念図を示す。ETCC では 2.1 にてのべた理由から散乱体にガスを使っている。吸収体は、コンプトン散乱を抑えて、光電吸収をさせることが望まれる。コンプトン散乱は電子数に比例して断面積は大きくする。一方、光電吸収は原子番号の 5 乗に比例して断面積を増やす。そのため、原子番号が大きく阻止能の高い無機シンチレータを選択している。無機シンチレータは半導体検出器に比べ、エネルギー分解能では劣るものの、安価で大質量の検出器を作れ、散乱ガンマ線の吸収効率がよい。

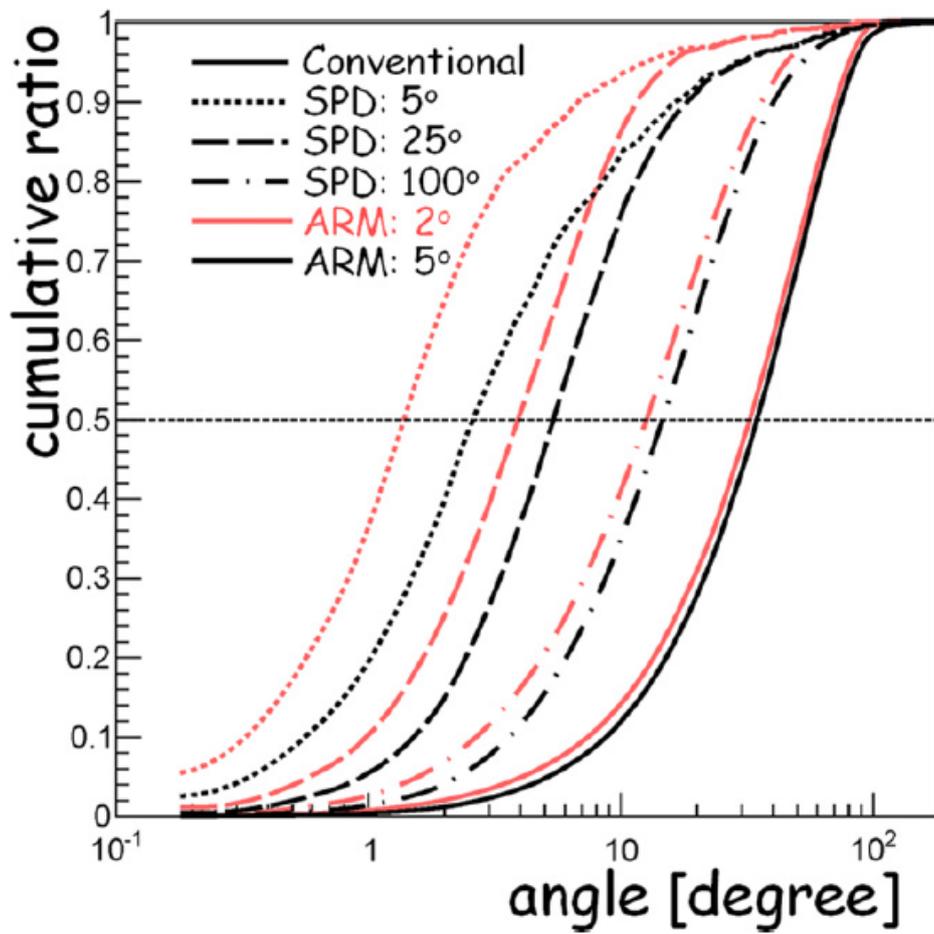


図 2.6: 各 ARM、SPD に対する点源の累積比率 [42]

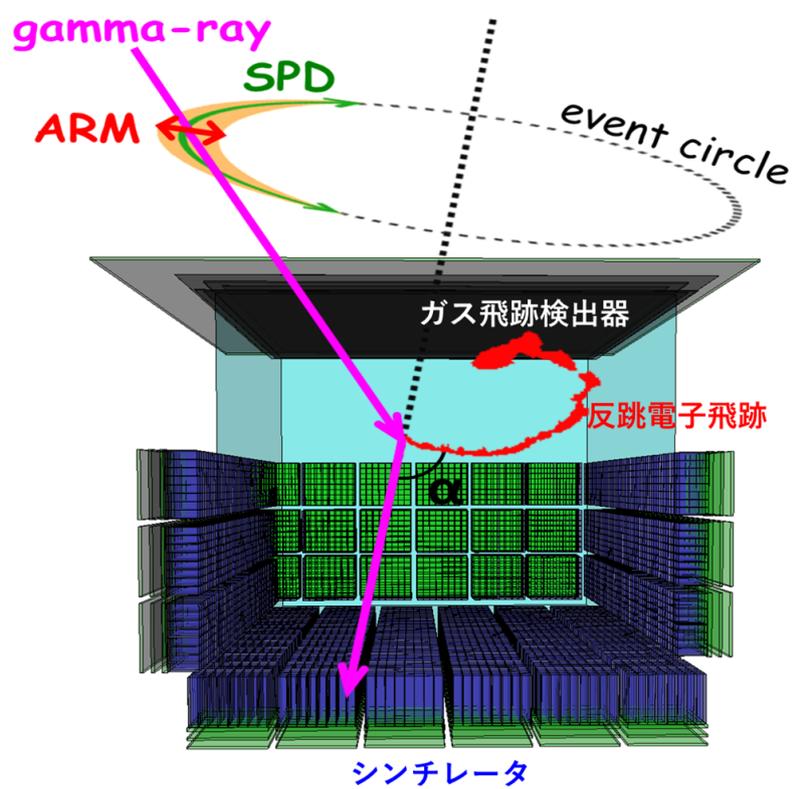


図 2.7: ETCC の概要。散乱体にガス飛跡検出器、吸収体にシンチレータを用いている。

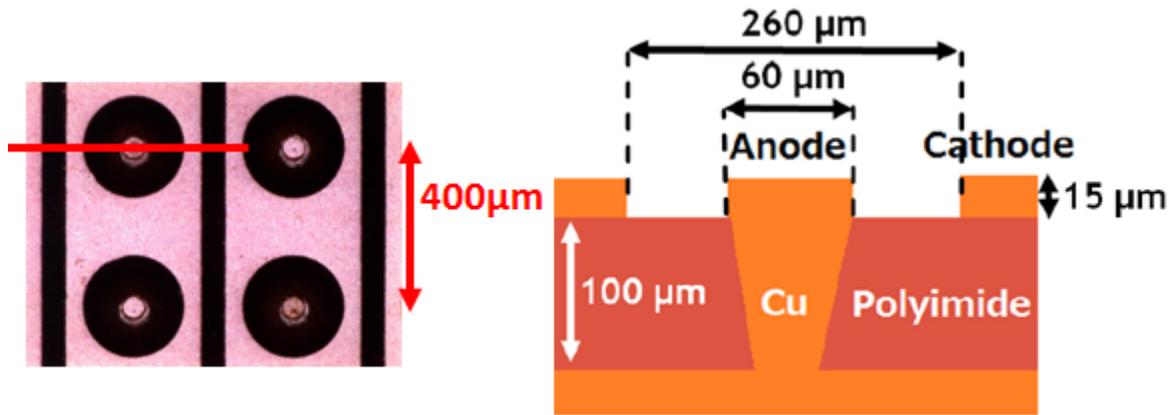


図 2.8:  $\mu$ -PIC 写真、断面図

### 2.2.1 ガス飛跡検出器

ガス飛跡検出器は2~300 keV から 10 MeV のガンマ線がコンプトン散乱してつくる反跳電子をとらえたいため、~10 keV から ~1 MeV の電子の飛跡検出能力が求められる。~10 keV の電子の短い飛跡 (~cm) の反跳方向決定には sub mm のサンプリング能力が求められ、また ~1 MeV の電子のエネルギー損失率が最小電離粒子に近い場合最小電離粒子の検出能力が求められる。

ガス飛跡検出器として、gas electorn multiplier (GEM)、micro pixel chamber ( $\mu$ -PIC) を用いた Time Projection Chamber (TPC) を利用している。 $\mu$ -PIC は微細加工技術で作られたガス検出器 (micro-pattern gas detectors : MPGD) の一種であり、一つのピクセルが比例計数管を輪切りにしたような形になっている (図 2.8) [43]。ドット状のアノードの直径は 50~60  $\mu$ m、各ピクセルは 400  $\mu$ m 間隔で並べられ、信号の読み出しは表面のカソードストリップと裏面で繋がれたアノードストリップから 2次元情報を得ることができる。アノードとカソード間 (~100 $\mu$ m) に大きな電位差 (およそ 300~500V) をかけることで電子雪崩を起こし増幅している。安定して動作する利得は ~6000 である。最小電離粒子は 1 atm の Ar ガス中でのエネルギー損失は 2.54 keV/cm であり 400  $\mu$ m 中に約 3.9 個の電子を作る。そのような少ない電子を捉えることは難しい。最小電離電子を検出するにはガスゲインが ~ $2 \times 10^4$  必要であり、 $\mu$ -PIC 単体では若干足りない。そのため補助増幅器として、GEM [44] を利用する。GEM はポリイミドや液晶ポリマー (LCP) の両面に銅膜が張られた構造になっていて、二枚の銅膜の間に電位差を作り出すことで増幅している (図 2.9, 図 2.10)。GEM は利得を 10 倍程度で使用し、 $\mu$ -PIC の利得を数千に抑えている。

図 2.11 に TPC の概念図を示す。TPC の動作原理は次の通りである。TPC 内を荷電粒子が通過するとガスを電離させ、その飛跡に沿った形で電子・イオン対の雲を形成する。TPC にはドリフト電場を読み出し用ガス検出器からドリフトプレーンに向かってかけられており、電場に沿って電子は読み出し用ガス検出器の方にイオンはドリフトプレーンにドリフトを行う。TPC の後段に二次元的読み出し用ガス検出器 (GEM、 $\mu$ -PIC) を置くことで、電子雲の測定ができる。電場に垂直な方向は読み出し用ガス検出器によって、電場に平行な方向はドリフトにかかった時間からドリフト速度を使って位置にもどすことで 3次元情報を数百  $\mu$ m の精度で得ることができる。

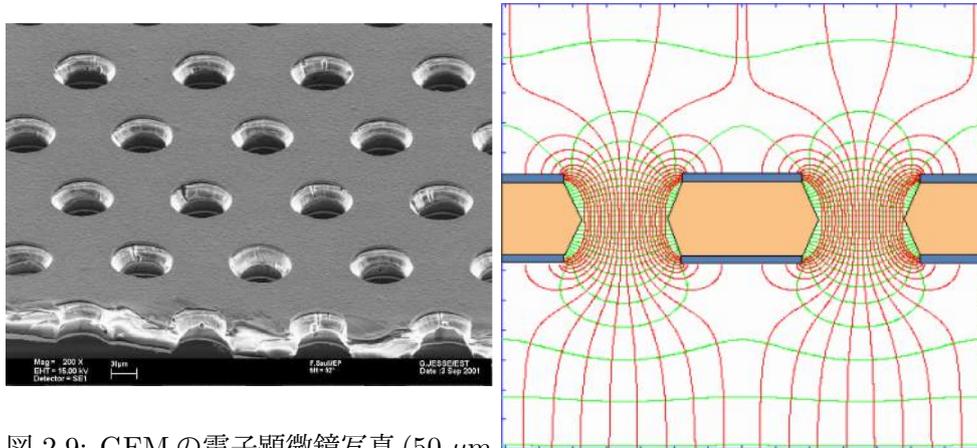


図 2.9: GEM の電子顕微鏡写真 (50  $\mu\text{m}$  厚、孔径 70 $\mu\text{m}$ 、ピッチ 140 $\mu\text{m}$ ) [46]

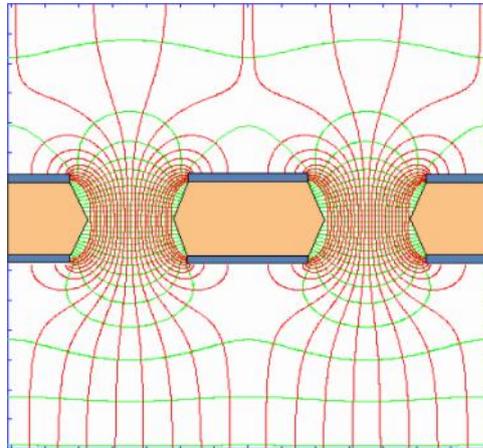


図 2.10: GEM 電界・等電位線 [47]

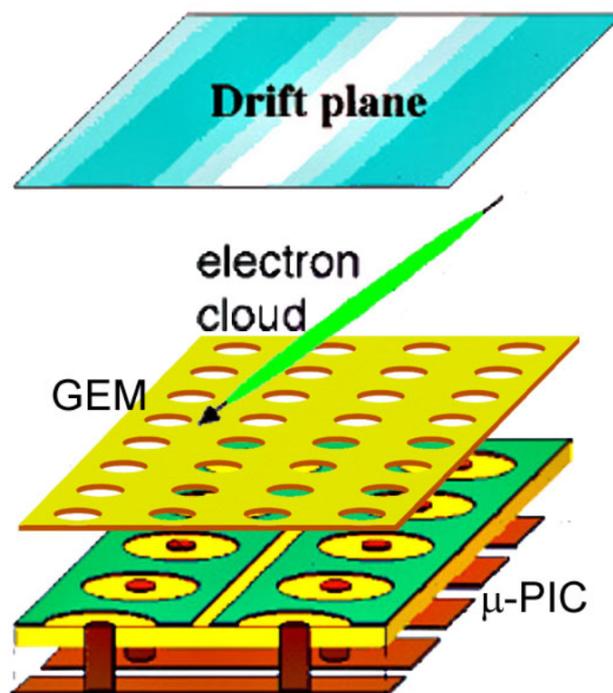


図 2.11: TPC 概念図

表 2.1: FE2009bal の特性 [48]

プロセス	0.5 $\mu\text{m}$ CMOS
インプット数	16 ch
プリアンプゲイン	0.6 V/pC
ピーキングタイム	30 ns
サムアンプゲイン	0.8 V/pC
ダイナミックレンジ	-1 ~ +1 pC
クロストーク	0.5%
Time Walk	~6 ns(10 fC - 1 pC)
ENC	~6000 e <sup>-</sup>
消費電力	18 mW/ch

**TPC 読み出しシステム** 図 2.12 は  $\mu$ -PIC の読み出し基板とそのブロックダイアグラムである。この基板は 4 つの Flash Analog Digital Converter (FADC) とイーサネットポート、Field-programmable gate array (FPGA)、8 つの Application Specific Integrated Circuit (ASIC) チップ (図 2.13, 表 2.1) からなっている [48]。 $\mu$ -PIC から送られてくる信号を 2 本ずつまとめられ読み出し回路に入力される。まず ASIC チップでアナログ信号とヒットパターンの信号に分けられる。アナログ信号は 32 チャンネルずつ 4 つの FADC に送られてられて、50 MHz で波形の取得をする。そして、FADC でデジタル化された波形情報は FPGA 内部のリングバッファに保存されていく。デジタルの信号は 1 チャンネルごとに、FPGA の 100 MHz で、128 bit のデジタルパターンへと変換される。デジタル化した波形情報と各チャンネルのヒット情報はそれぞれリングバッファに逐次保存する。外部 LVDS 信号のトリガーにより、データ取得を停止して、リングバッファのデータを 10.24 $\mu$  秒遡って読み出し、整形したデータを FIFO を通して、Ethernet で PC に送信する仕組みになっている。

### 2.2.2 シンチレータ

散乱ガンマ線の吸収体として、GSO( $\text{Gd}_2\text{SiO}_5 : \text{Ce}$ ) 無機シンチレータを用いている。図 2.14 は、6 mm 角、長さ 13 mm (ETCC 底面用は 26 mm) の GSO 結晶を 8  $\times$  8 アレイ化した pixel scintillator array (PSA) と、光検出器として用いている浜松ホトニクス社製のマルチアノード photomultiplier tube (PMT) の H8500 である。GSO は長さ 13 mm で 500 keV のガンマ線に対して、1 放射長となっていて、高い阻止能を有し、早い減衰時間 (30 ns ~ 60 ns) を持ち、放射化しにくく、また潮解性がないという特徴がある。H8500 の読み出しには信号数を減らすために、全 64 チャンネルを抵抗チェーンでつなぎ、4 端から信号を読み出している。位置の特定には 4 端からの電荷の重心演算をしている。図 2.15 のように 2  $\times$  3 個の PSA をヘッドアンプ (クリアパルス社製モデル 80256) につなぎ、増幅整形し波高値を AD 変換して、Ethernet で CPU へ送る。

## 2.3 ETCC の雑音除去能力

ETCC は電子飛跡情報を使うことで、他の望遠鏡にはない強力な雑音除去能力を持つ。

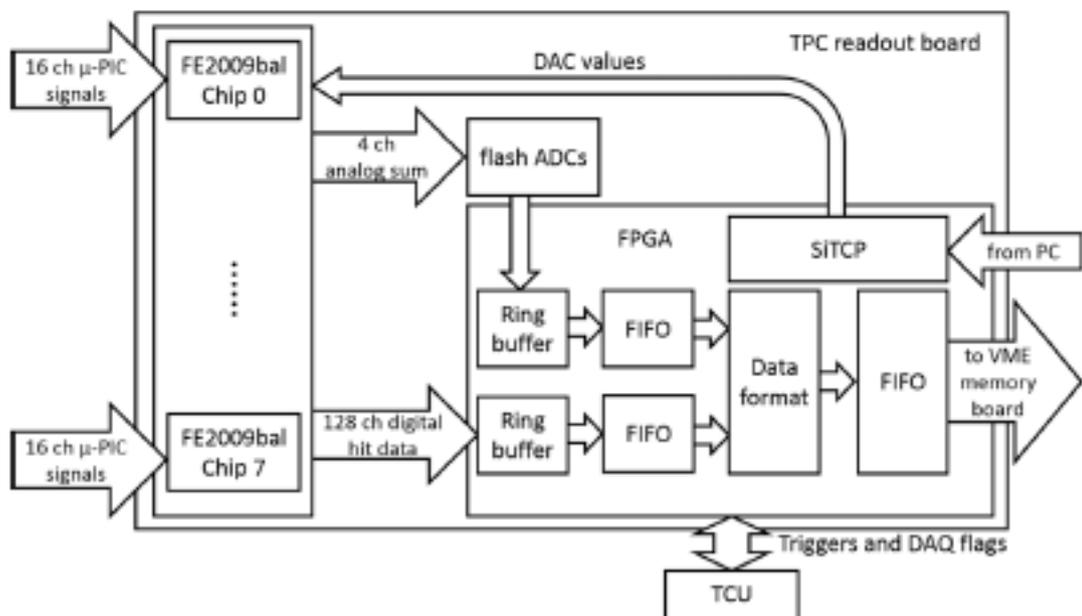
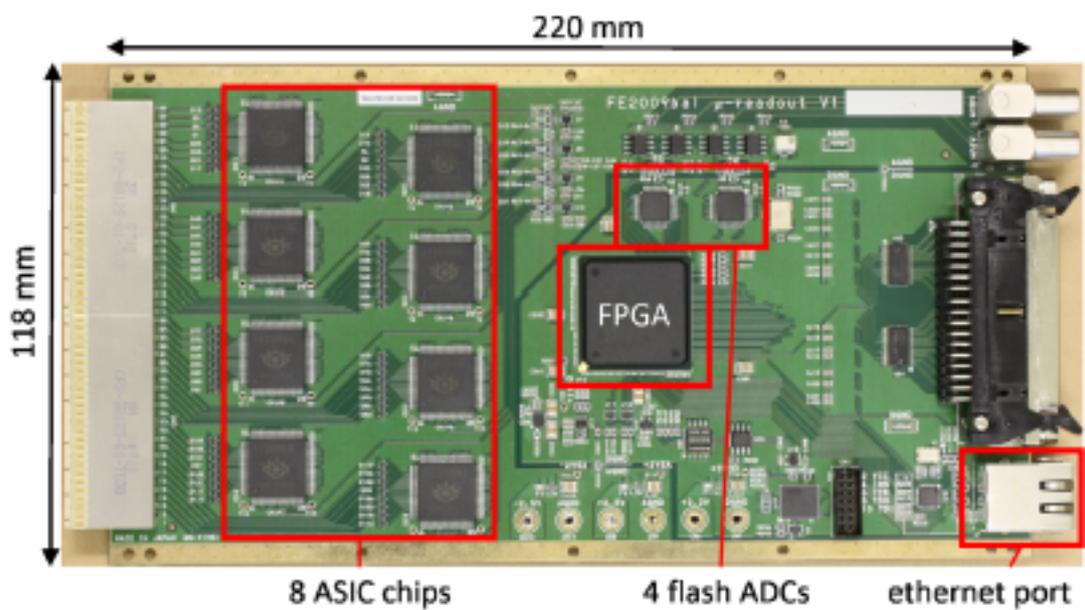


図 2.12: TPC 読み出し基板の写真とダイアグラム [48]

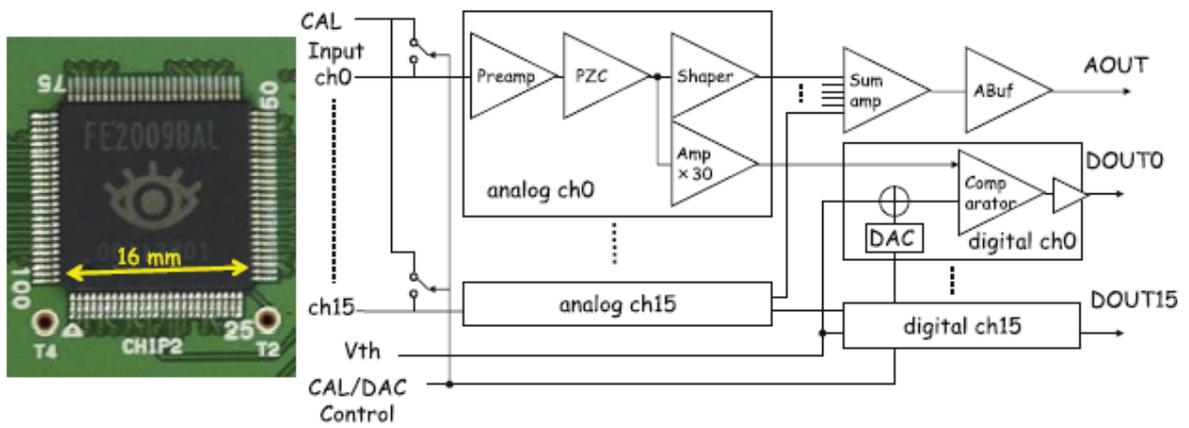


図 2.13: FE2009bal CMOS ASIC チップ [48]

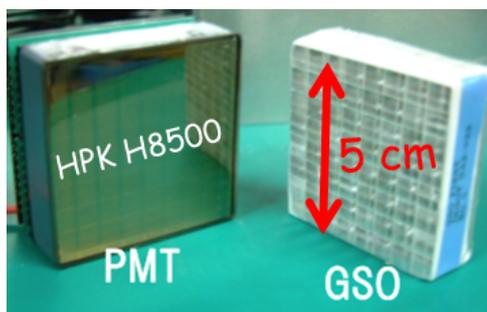


図 2.14: PMT(H8500) と GSO

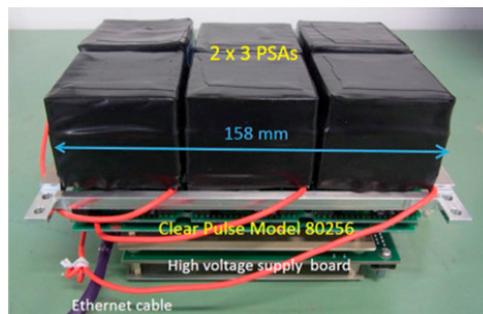


図 2.15: ヘッドアンプと電圧供給基板。  
2 × 3 個の PSA を接続。

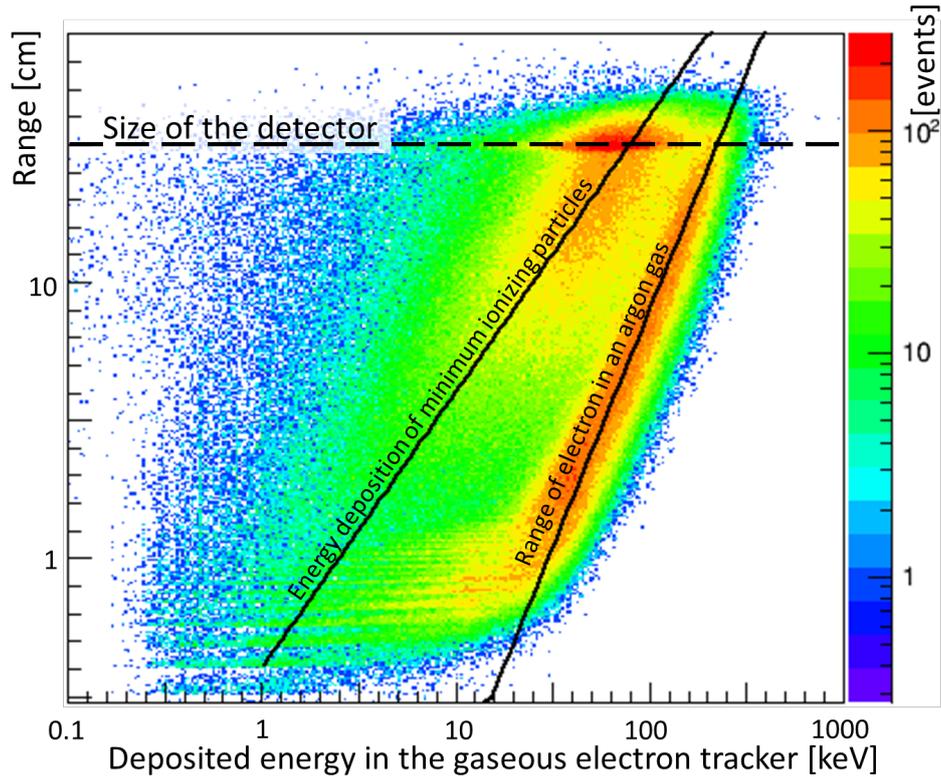


図 2.16: アルゴン 1 気圧を用いたガス飛跡検出器における荷電粒子のエネルギー損失率と飛程の関係 [49]

エネルギー損失率による粒子判別： $dE/dX$  カット 物質中を荷電粒子が通過するとき、粒子は物質に対してエネルギーを落とす。このときのエネルギー損失率 ( $dE/dX$ ) は粒子種、エネルギーごとに異なる。図 2.16 は  $\mu$ -PIC の TPC でとった飛跡データについて、横軸に検出器に落とされたエネルギー、縦軸がイベントの飛程を示す (アルゴン 1 気圧使用) [49]。図 2.16 には 3 つの成分が存在することがわかる。(a) Ar ガス中の電子の飛程に沿った成分。つまり飛跡検出器有感領域の内部でエネルギーを落とし切って止まった事象。(b) 検出器の大きさ程度の飛跡長で、最小電離粒子 (Minimum Ionizing Particle : MIP) のエネルギー損失率付近に緩やかなピークを持つ成分。これは宇宙線  $\mu$  粒子などの高エネルギー荷電粒子が飛跡検出器外部から到来し、通過した事象。(c) 最小電離粒子のエネルギー損失率に沿っていて、飛跡長が比較的短い成分。すなわち高エネルギー荷電粒子が飛跡検出器をかすめた事象、あるいは飛跡検出器内部で発生した電子が検出器有感領域外部へ逃げ出した事象である。中性子と原子核の散乱事象など、電子以外の粒子が検出される場合は、(a) の成分の右側に現れる。(a) の事象を選び出すことで検出器内部で電子が止まった、ガンマ線再構成に使用可能な事象を選び取ることが可能となる。これを  $dE/dX$  カットと呼ぶ。

コンプトン運動学テスト コンプトン散乱においては電子反跳方向とガンマ線散乱方向のなす  $\alpha$  角 (図 2.1) は、式 2.8 と式 2.9 の二通りから求めることができる。散乱ガンマ線方向と反跳電子方向の単位ベクトルから

$$\cos \alpha_{geo} = \vec{e} \cdot \vec{g} \quad (2.8)$$

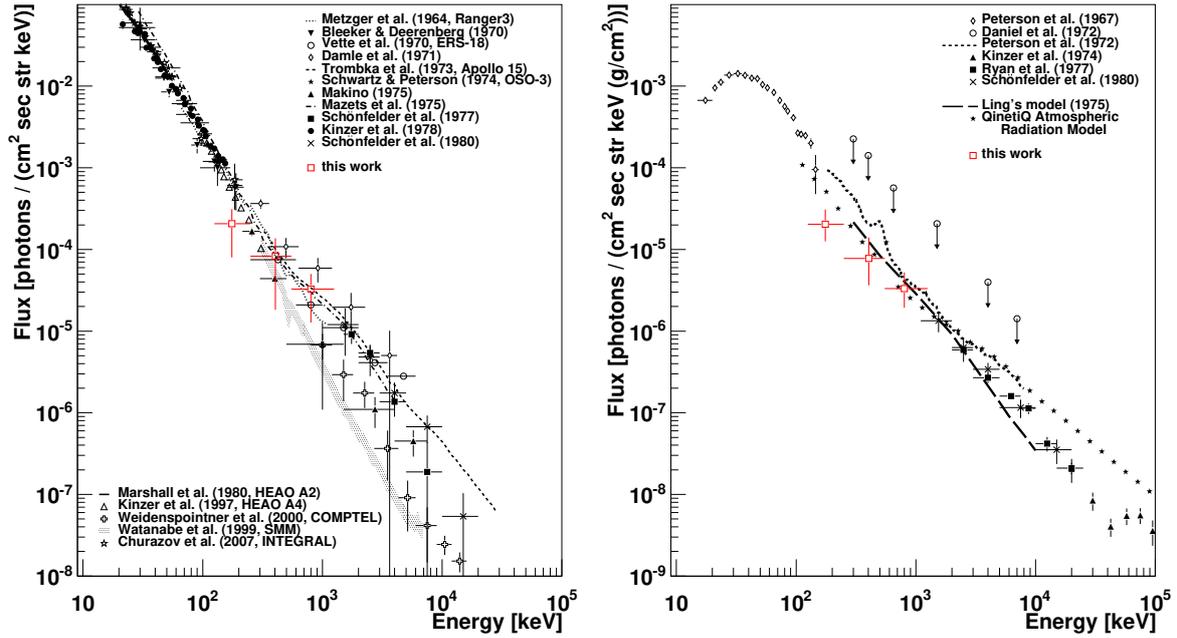


図 2.17: SMILE-I ETCC により観測した宇宙拡散ガンマ線のフラックス (左) と大気拡散ガンマ線のフラックス (右) [50]。赤線が SMILE-I による結果である。過去の気球実験や衛星観測の結果と矛盾のない結果を示している。

と幾何学的に求まる。また、反跳電子と散乱ガンマ線のエネルギーから、

$$\cos \alpha_{kin} = \left(1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma}\right) \sqrt{\frac{K_e}{K_e + m_e c^2}} \quad (2.9)$$

と運動学的に求まる。二つの  $\alpha$  角 の差  $\delta\alpha = \alpha_{geo} - \alpha_{kin}$  が大きいとコンプトン散乱運動学に反するとして、コンプトン散乱事象でないのみなし除外する。これをコンプトン運動学テストと呼ぶ。

エネルギー損失率による粒子判別とコンプトン運動学テストを合わせて行うことにより、コンプトン散乱事象以外のバックグラウンドを強く排除し、高い S/N での観測が可能となる。

## 2.4 SMILE 計画

SMILE (Sub-MeV/MeV gamma-ray Imaging Loaded-on balloon Experiments) 計画は ETCC による観測で、気球観測で原理実証を行い、最終的に衛星搭載による全天観測を目指す実験である。第一段階として行った SMILE-I 気球実験では、ETCC は気球高度で動作、ETCC の特有の雑音除去能力 (エネルギー損失率による粒子判別、コンプトン運動学テスト) の実証を目標とした。SMILE-I は、2006 年に  $10 \times 10 \times 15 \text{ cm}^3$  ETCC を用いて、気球で高度 35 km で観測を行った [50]。上空で宇宙線が降り注ぐ中からガンマ線だけを選び出し、大気宇宙拡散ガンマ線の観測、過去の別の検出器による観測と矛盾のない結果が得られ、ETCC の雑音低減能力が示された (図 2.17)。

第二段階として SMILE-2+ では、ETCC の天体撮像能力を実証を行う。2018 年 4 月に ISAS/JAXA の提供するオーストラリア気球実験にて 1 日間の飛行を試みた。詳細については第三章で述べる。

SMILE-2+で天体撮像能力が実証できれば、科学目的にあわせた ETCC の設計ができ、科学観測を進めることが可能となる。

## 第3章 SMILE2+気球実験

SMILE-2+実験を2018年4月に行われ、ISAS/JAXAの提供するオーストラリア気球実験にて1日間の飛翔を試みた。本章では観測結果に対して行った初期解析について述べる。

### 3.1 実験の目的

SMILE-2+の実験の目的はETCCの定量的イメージング分光能力実証である。そのための観測目標は、MeV帯域で明るくフラックスが既知の銀河中心領域からの電子陽電子対消滅線(511 keV)の $5\sigma$ での検出と、かに星雲の $3\sim 5\sigma$ での検出である。輝線である電子陽電子対消滅線の観測により分光能力を、ETCCの空間分解能では点源であるかに星雲の観測よりイメージング性能を検証し、また、それぞれ過去の観測とSMILE-2+での観測でのフラックス(または、そこから予測される検出数)を比較することで定量性を評価する。

### 3.2 SMILE-2+ ETCC

図3.1にSMILE-2+ ETCCの概観図を示す。かに星雲をエネルギー帯域0.3~3 MeVで5~6時間の観測時間で有意度 $5\sigma$ で検出するために、検出器性能として有効面積は $\sim 1\text{ cm}^2$ (0.3 MeV)で、角度分解能はPSFのhalf power radius (HPR)で $\sim 20^\circ$ (0.6 MeV)が要求される。これらの要求をもとにETCCの概念設計を行い、コンプトン標的となるガスの組成や圧力、吸収体の厚みや配置などを決めた。

ガス飛跡検出器は $30\times 30\times 30\text{ cm}^3$ の体積のTPCで、TPCの充填ガスは(Ar : CF<sub>4</sub> : isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> = 95 : 3 : 2分圧比)の混合ガス2気圧を使用した。ガスTPCの読み出し用のガス検出器システムには $\mu$ -PIC(図3.2)と補助増幅器としてLCP GEM(図3.3)を使用した。ガス検出器システムのエネルギー分解能は全域で45.9%(0.043 MeV, GdK $\alpha$ ) FWHMである。

シンチレータには2.2.2で述べたGSO結晶をアレイ化したPSAを用いている。シンチレータの厚みは、ETCCの底面は26 mm(2放射長)、側面には13 mm(1放射長)の結晶を用いている。図3.4はETCCの1面分の側面シンチレータである。18個のPSAがついている。また、底面には36個のPSAが取り付けられており、図3.5の配置でくみ上げられている。合計で6912個のGSO結晶からなる。エネルギー分解能は、底面と側面でそれぞれ13.9%と10.9%(662 keV)FWHMである。SMILE-I [50]のETCCではガス容器の外部にシンチレータが配置されていたが、SMILE-2+のETCCではシンチレータをガス容器内に導入した。これにより、ガスTPCから見たPSAの隙間をなくしコンプトン散乱事象の検出効率を上げられ、また、ガス有感領域から逃げ出すような運動エネルギーが大きい電子をシンチレータで止めて測ることで、今までは解析に使えなかった高エネルギーな事象に対して感度をもつようにした。この高エネルギーな事象では散乱ガンマ線

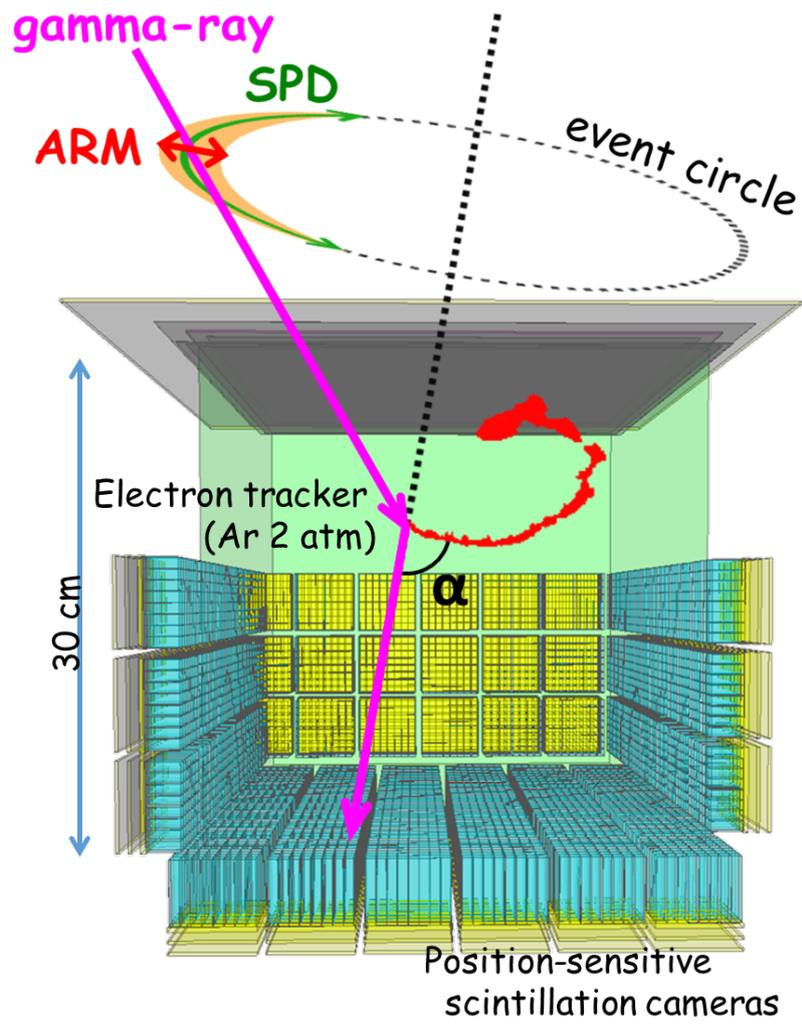


図 3.1: SMILE-2+ ETCC の概要図。30 × 30 × 30cm<sup>3</sup> TPC。

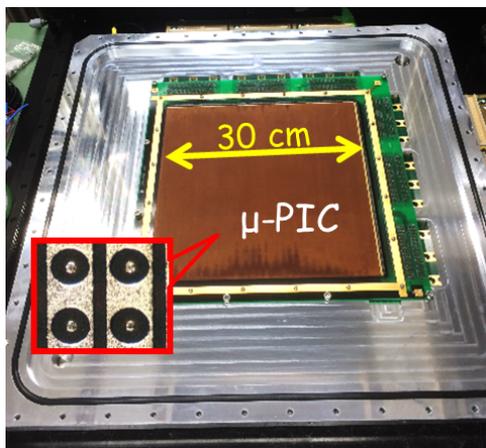


図 3.2: TPC の読み出し部 (30 cm 角加。  
μ-PIC)

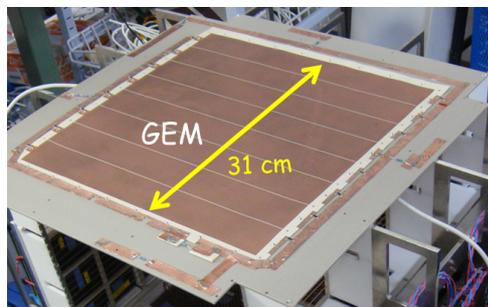


図 3.3: 補助ガス増幅器 (31 cm 角  
GEM)。全体を 8 つに分割し電圧を印

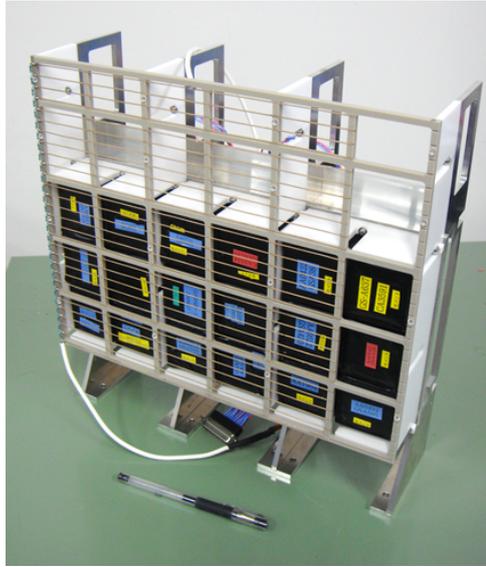


図 3.4: 側面用 PSAs アレイ。PSA の前に TPC ドリフト電場形成用ワイヤーが張られ抵抗で繋がれている。

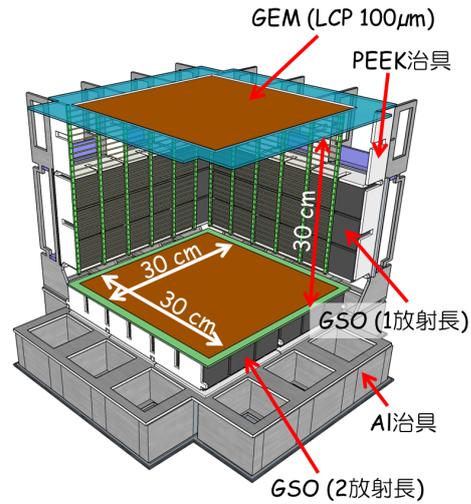


図 3.5: SMILE-2+ ETCC 内部概念図。

と反跳電子の 2 つがシンチレータをならすため double hit 事象と呼んでいる (図 3.6 右)。一方、従来の ETCC で解析してきた電子がガス容器内に収まりきる事象のことを single hit 事象と呼ぶ (図 3.6 左)。以降の解析では single hit 事象の解析のみを使う。

概念設計を終えた段階での ETCC の性能シミュレーションの結果 (有効面積、PSF) を図 3.7 と図 3.8 に示す。図 3.9 は実際の組み立てられた ETCC の実験室での動作試験の様子と得られた画像とスペクトルである。図 3.7 は SMILE-2+ETCC のエネルギーごとの有効面積である。青点線は粒子線モンテカルロシミュレーター GEANT4 [54] を用いて計算した、入射ガンマ線エネルギーに対して再構成エネルギーがエネルギー分解能の範囲で一致した事象で計算した有効面積である (回路応答は考慮していない)。赤の点は組み立てられた ETCC で実験室で校正線源を用いて動作試験を行い、輝線のエネルギーに再構成されている事象数/線源由来の輝線の光子強度 から計算した有効面積である。設計通りの有効面積を確かめている。図 3.8 は SMILE-2+ ETCC のエネルギーごとの PSF の HPR である。点線は検出器のエネルギー分解能と位置分解能に由来する再構成の不確かさと電子反跳方向の決定精度に由来する不確かさから計算的に求めた PSF(HPR) である。ただし、ここでは電子反跳方向の精度を理想的に多重散乱程度と仮定した。青丸は実測で測られた PSF(HPR) である。

シミュレーションの性能 (図 3.7、図 3.8) をもとに、かに星雲の観測予想を行った。かに星雲の強度は *INTEGRAL*/SPI の観測を用いた [52]。残留大気圧は 3.5hPa (高度 ~39 km) を仮定した。バックグラウンドを系外拡散ガンマ線 [55, 56, 57] と大気ガンマ線 [53] を仮定した。放球日 4 月 7 日のアリススプリングスでのかに星雲の天球上の移動考慮し、かに星雲由来のガンマ線の ETCC 検出光子数とバックグラウンドガンマ線の ETCC 検出光子数を計算した。その結果、かに星雲と background ガンマ線をそれぞれ 263 事象, 1930 事象 (200-1500 keV) の検出が予想され、超過の有意度は  $\sim 4.1\sigma$  と予想した。

図 3.10 に SMILE-2+システムの概要図を示す。回路保護のため ETCC と制御システム全体を

今回はsingle hit 解析のみ

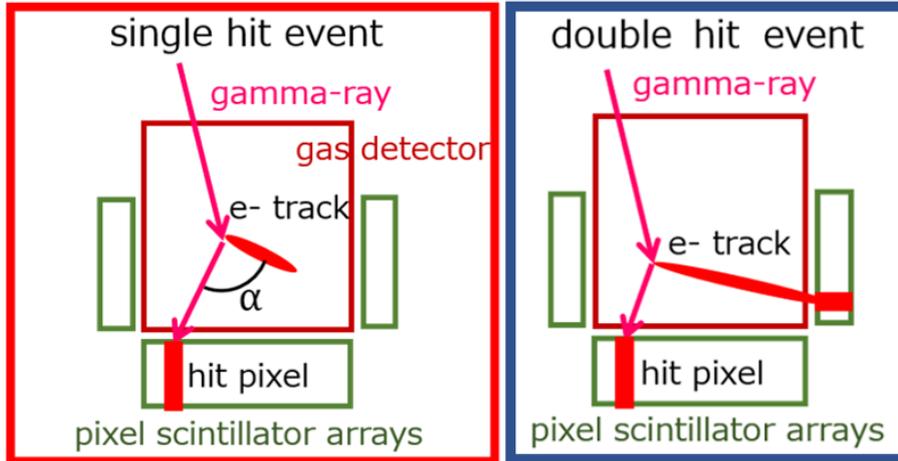


図 3.6: SMILE-2+のガンマ線事象解析での single hit 事象 (左) と double hit 事象 (右) の違い。本研究では single hit 事象のみを解析。

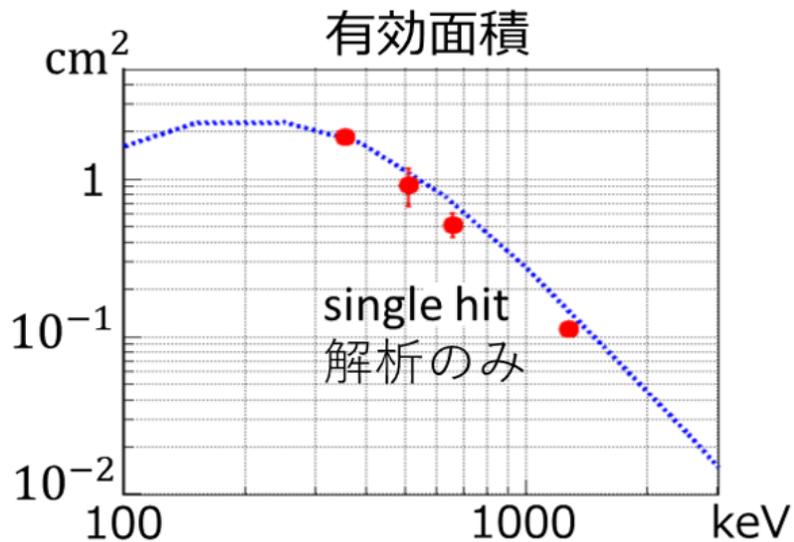


図 3.7: SMILE-2+ ETCC の有効面積 (single hit 事象解析のみ)。青点線が GEANT4 [54] によるシミュレーション計算。入射ガンマ線に対してエネルギーが再構成された事象のみを考慮に入れて算出した。赤点は SMILE-2+ ETCC の実測。

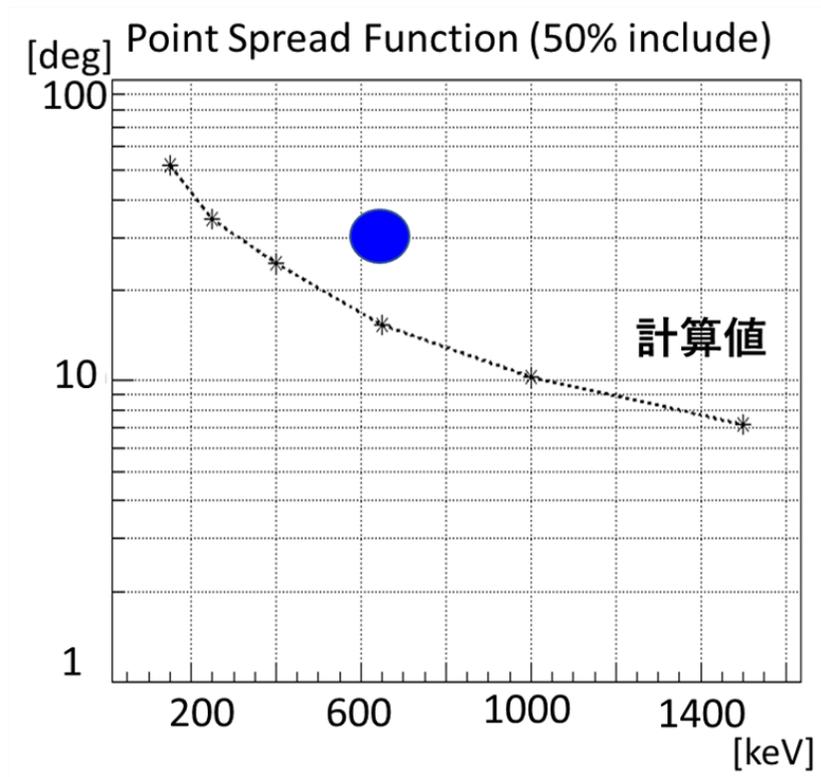


図 3.8: SMILE-2+ ETCC の PSF。

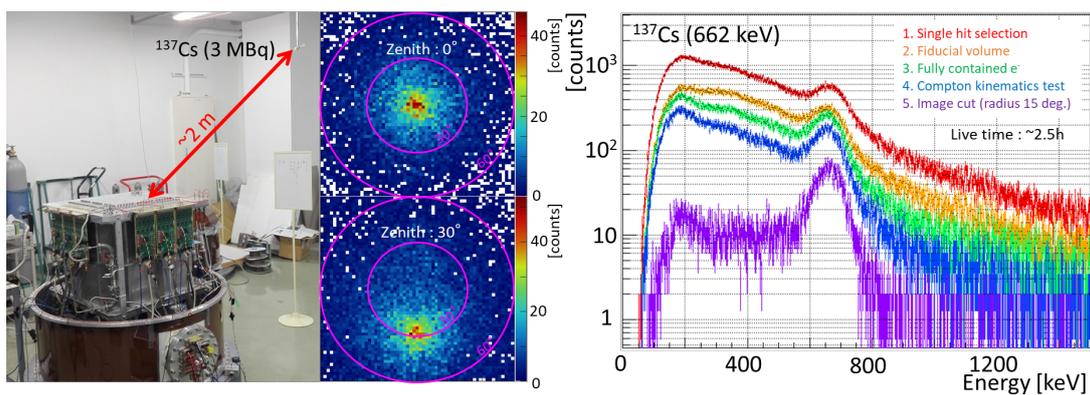


図 3.9: SMILE-2+ ETCC 地上試験の写真 (左)。試験で得られたガンマ線再構成画像 (中) とエネルギースペクトル (右) これらの画像やエネルギースペクトルから、SMILE-2+ ETCC が放射性同位体からのガンマ線を正しく検出していることがわかる

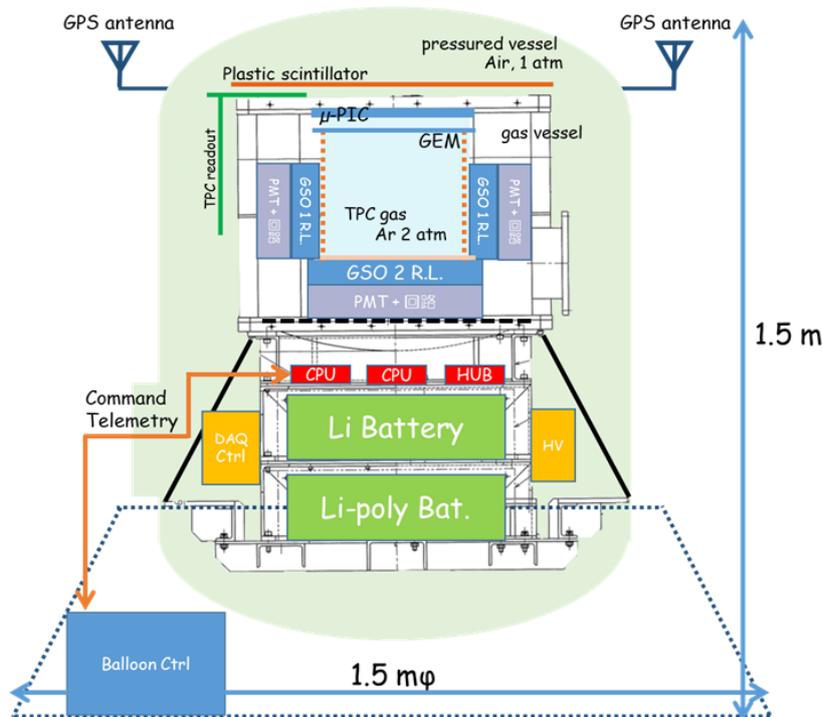


図 3.10: SMILE-2+ システムの断面概要図。SMILE-2+ ETCC は  $30 \times 30 \times 30 \text{ cm}^3$  の TPC を用いて開発されており，検出器下部にはデータ収集システムや電池が設置してある。システム全体は与圧容器に封入した。

1 気圧の与圧容器に入れた。

### 3.3 フライトの概要と観測データ

図 3.11 は各検出器のトリガー率の時間変化である。赤がガス検出器、緑がシンチレータ、そして青が同時がとれた ETCC のトリガー率を表している。4月7日 6:26 の放球後，気球が上昇するにつれ検出器が地面から離れる為，地上からの放射線減りが一時減る。その後，Pfozter 極大と呼ばれる宇宙線と大気の相互作用から生成される放射線が最も多くなる高度 15~16 km 付近で各検出器のトリガー率も最大となり，水平浮遊に入った 8:44 以降，各検出器のトリガー率は一定となった。4月8日の 10:45 まで観測は続き，10:53 に電源が落とされた。図 3.12 に放球から観測が終わるまでの高度と残留大気圧の時間変化を示す。水平浮遊を始めてから，残留大気圧は 2.4-3.8 hPa で推移し，高度 37.8-40.4 km で約 26 時間の観測に成功した。この間に，銀河中心領域を 9 時間，かに星雲を 5 時間の観測でき，観測要求を満たす飛行ができた。

**事象選択条件** TPC と PSA で同時と判定されトリガーされたイベントから天体解析に用いるガンマ線候補事象群を選択するために行った種々のカット条件についてのべる。

図 3.13 は，回収されたデータについて，ガンマ線事象選択条件を課していく過程でのエネルギースペクトルである。以下の条件を課し事象を選んだ。

1. ピクセルシンチレーターが 1 本だけ検出した事象

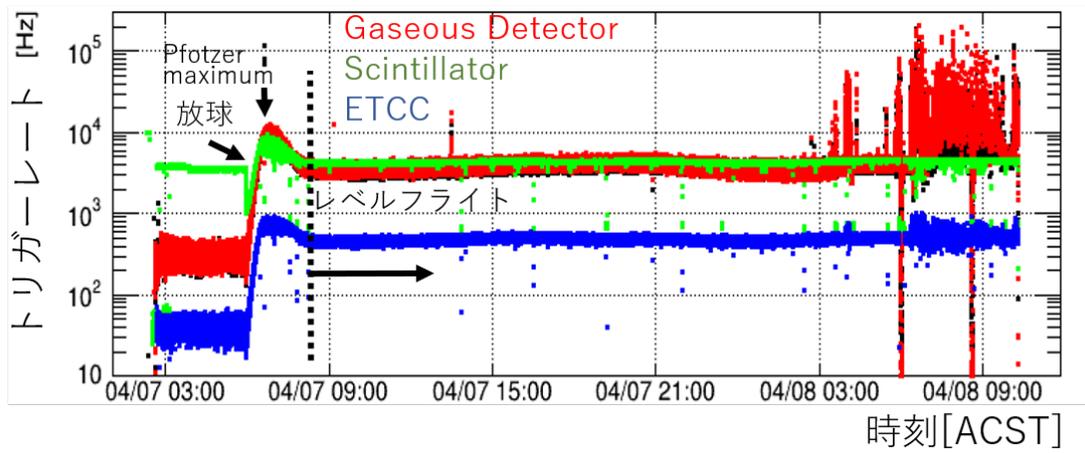


図 3.11: 各検出器のトリガー率。

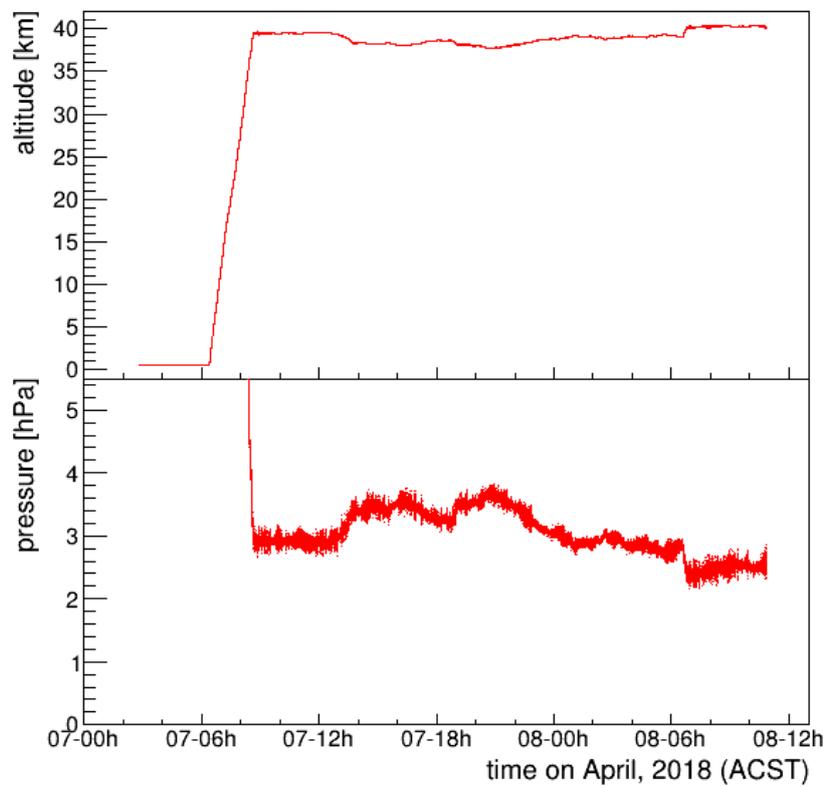


図 3.12: 高度と残留大気圧の時間変化。

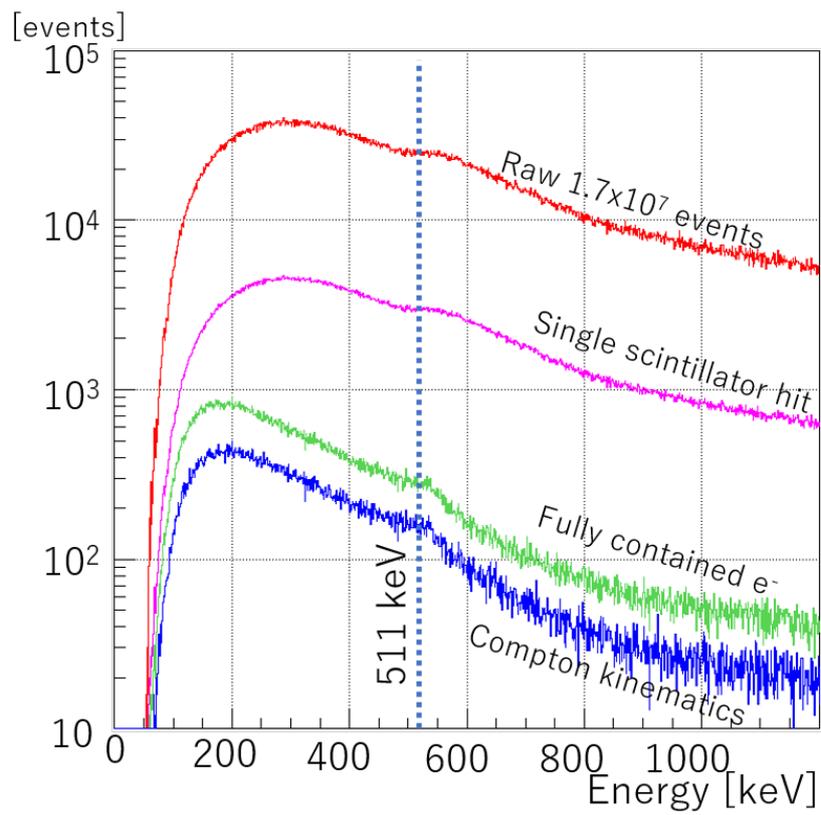


図 3.13: 水平浮遊中に取得されたデータについて、ガンマ線事象選択条件を課していく過程のエネルギースペクトル。ガンマ線候補事象への条件は、シンチレータが1つのみ検出・電子飛跡がガス飛跡検出器内に収まっている・コンプトン運動学テストの3つである。

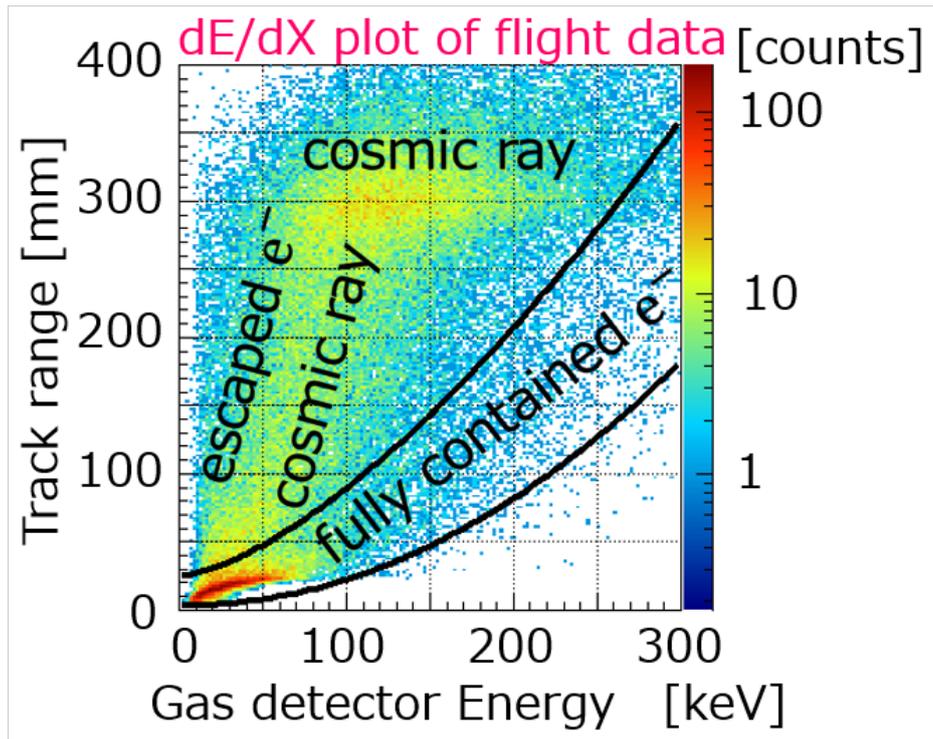


図 3.14: 飛行中にとられた荷電粒子のエネルギー損失率。

2. 有感領域内に飛跡が収まっている事象
3. エネルギー損失率  $dE/dX$  カット
4. コンプトン運動学テスト

赤からピンクのスペクトルの変化は条件 1. によるもので、コンプトン散乱再構成のために吸収点を 1 つに決めるためである。ここでは赤から 23 % の事象が残る。ピンクから緑のスペクトルの変化は条件 2. と 3. によるもので、事象が容器内に収まった電子らしいものを選ぶ。図 3.14 は飛行中にとられた事象について横軸にガス検出器に落とされたエネルギー、縦軸に飛跡長をとったものである。ここでは赤から 2.1 % の事象が残る。2.3 節で述べたように充填ガス中の電子の飛程に沿った形で図 3.14 の曲線内の電子らしいイベントを選び出した。緑から青のスペクトル変化は条件 4. によるもので、2.3 節で述べたコンプトン散乱の運動学テストにより事象からコンプトン散乱らしいものを選び出した。ここでは赤から 1.0 % の事象が残る。

上空では宇宙線と検出器架体や大気との相互作用から多くの陽電子が生成される。それらが周りの物質と対消滅することで宇宙由来以外の多くの 511 keV ガンマ線が発生する。図 3.13 のスペクトルの赤やピンクでは 511 keV より高いエネルギーで盛り上がっているが、緑や青では 511 keV に折れ曲がりの肩がきており、事象選択により正確にガンマ線を選び出せていることがわかる。

条件 2. 3. 4. は ETCC の特徴でもある飛跡情報を使った雑音除去で、これによって、1/100 にまで雑音を抑えられていることがわかる。

図 3.15 に選びだされたガンマ線候補事象検出率の時間変化である。トリガー率と同様、放球後に地面から離れることで一旦検出率は減るが、その後 Pfozer 極大付近で最大となり、水平浮遊を

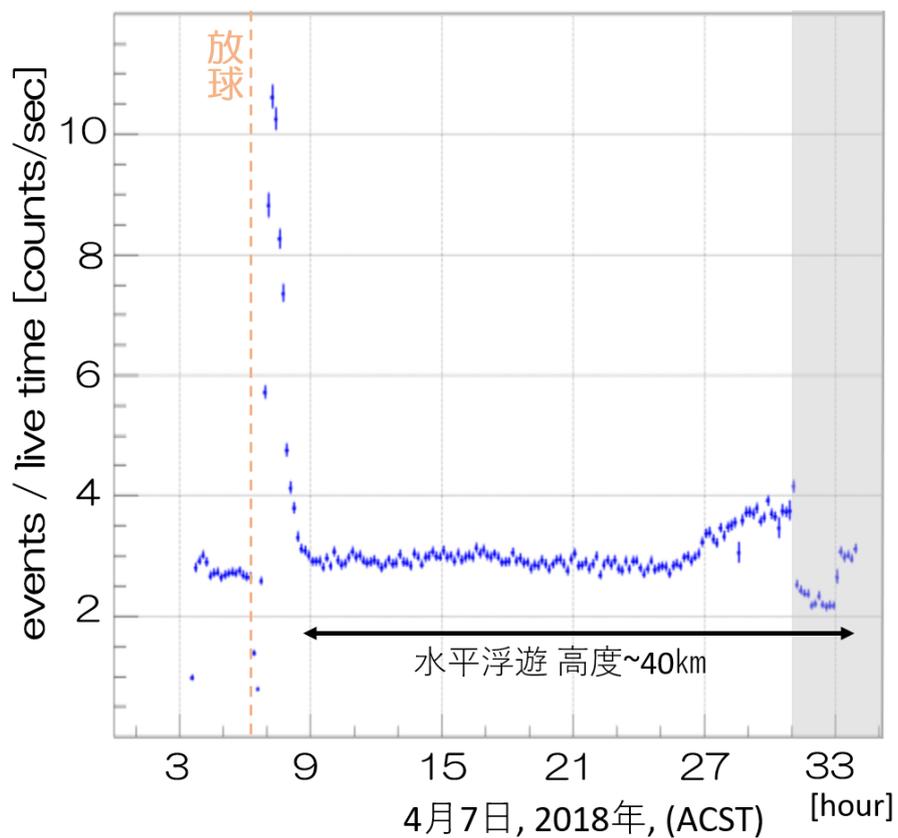


図 3.15: ガンマ線候補事象の検出率の時間変化。06:26 の放球後、地面からの放射線が減るため、検出率は一度減る。その後検出率は、Pfozer 極大付近で最大となり、水平浮遊ではおおよそ一定 (~3 Hz) となっている。右端の黒い網掛けの時間帯は、ガス検出器にノイズが発生し、部分的にガス検出器の電圧を落として有感面積が減っている時間帯で今回の解析では使用していない。

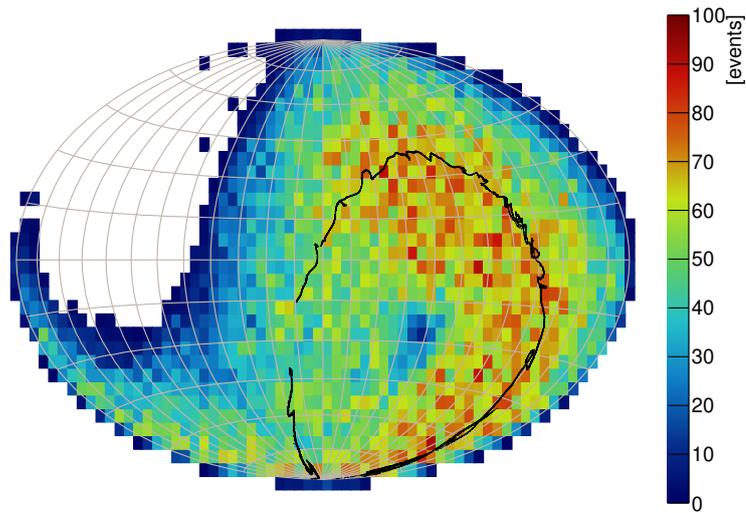


図 3.16: 全時間帯カウントマップ (銀河座標)。黒線は検出器視野中心の軌跡。

迎え安定した検出率 (~ 3Hz) となる。銀河中心領域が視野に入り始める 25 時頃からガンマ線候補事象検出率は徐々に増加し、銀河中心が天頂に来る 29:15 頃まで検出率の増加は続いている。

### 3.4 かに星雲の解析

本研究では、かに星雲の解析の初段階として、検出器応答の引き戻しをする前により生データに近い検出数空間で、天球上のかに星雲と銀河中心方向に超過があるかを確認した。

#### (1) カウントマップの作成

イベント選択をしたガンマ線候補事象のうち、ガンマ線エネルギーが 200 keV から 3000 keV、かつ、再構成到来方向が視野内 (検出器座標天頂角  $< 60^\circ$ ) の事象を姿勢系のデータ [51] を使い銀河座標に変換した。図 3.16 はレベルフライトが始まってから、ガス検出器にノイズが発生して部分的に有感面積が減っている時間まで (オーストラリア中部標準時 (ACST) 2018 年 4 月 7 日 9 時 00 分から 4 月 8 日 6 時 30 分) のデータを使用してプロットしたカウントマップである (以降、断りがなければ解析での基準時刻は ACST 西暦 2018 年とする)。かに星雲 (銀経  $l$  184.55745°, 銀緯  $b$  -05.78436°) [59] は銀河座標系の全天マップにおいて右端に位置し、ETCC の PSF の広がりを考えると図中の左右に切れてしまうため、かに星雲が図の真ん中に来るように銀経を 180 度回転させたのが図 3.17 である。以降のカウントマップの解析では銀経を 180 度回転させた銀河座標を用いる。

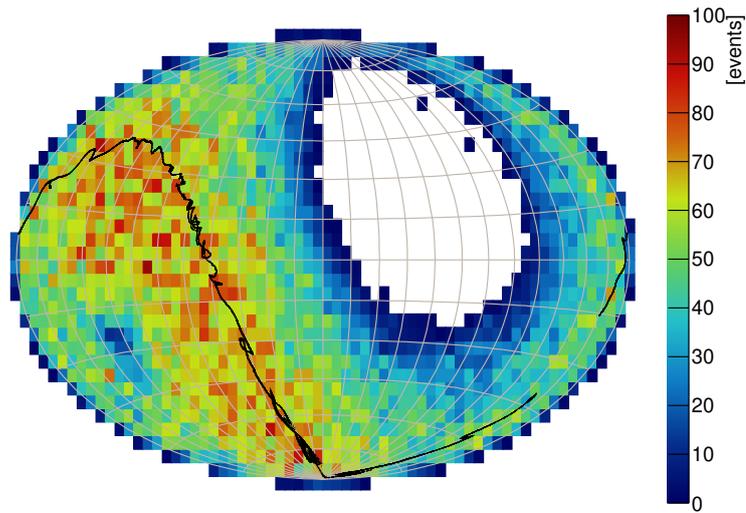


図 3.17: 全時間帯カウントマップ (銀河座標、銀経  $l$  180 度回転)。黒線は検出器視野中心の軌跡。

## (2) OFF モデルの作成

図 3.18 は地平座標でみた観測天体の仰角と視野内 (検出器座標天頂角  $\theta < 60^\circ$ ) に再構成されたガンマ線の検出率の時間変化である。水平飛行中において ETCC は安定して地面に対して垂直上向きを向いているため、天体の仰角が 30 度以上に上がってくると ETCC 視野内 (検出器座標天頂角  $\theta < 60^\circ$ ) に入る。図 3.18 からわかるように銀河中心領域が視野に入ってくるまで検出率  $\sim 3\text{Hz}$  で安定していた。

観測されたガンマ線分布を用いてモデルを作るために、銀河中心が視野に入っていない時間帯で 2 つの OFF 時間帯をとった。

- **OFF A** : 4月7日 9時30分から13時00分と、4月7日 21時00分から4月8日 4時00分
- **OFF B** : 4月7日 14時00分から20時00分

図 3.18 の青い網掛け、赤い網掛けはそれぞれ OFF A と OFF B を示している。OFF A は視野中心が銀河面から離れた高銀緯を向いている時間帯で、OFF B は視野内にかに星雲が入っている時間帯である。

図 3.19 はそれぞれ OFF A, B 時間帯の単位時間単位立体角あたりのカウント数の天頂角  $\theta$  分布である。天頂角分布を、( $0^\circ < \theta < 80^\circ$ ) の範囲でモデル関数  $f(\theta)$ (偶数次 6 次までの多項式)

$$f(\theta) = p_0 + p_1 \times \theta^2 + p_2 \times \theta^4 + p_3 \times \theta^6 \quad [\text{counts/sec/str}] \quad (3.1)$$

で fitting したのが図 3.19 の赤線である。

こうして求めた検出率天頂角分布  $f(\theta)$  を雑音モデルとし、実際の視野中心軌跡に沿いながら観測時間分だけ積算し、検出数マップの OFF モデルを作成した。具体的には、これらから

$$f(\text{視野中心方向とビン中心方向のなす角}) \times \text{live times} \times \text{ビンの立体角} \quad [\text{counts}] \quad (3.2)$$

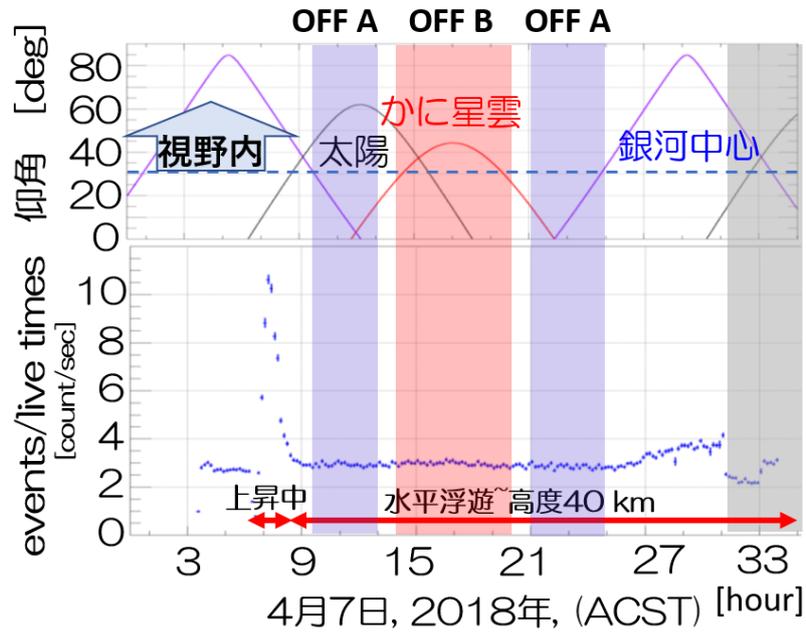


図 3.18: 天体の地平座標の仰角と検出率の時間変化。仰角  $30^\circ$  以上が ETCC 視野内。右端の黒い網掛け部分は、ガス検出器にノイズが発生し、部分的にガス検出器の電圧を落として有感面積が減っている時間帯で今回の解析では使用していない。

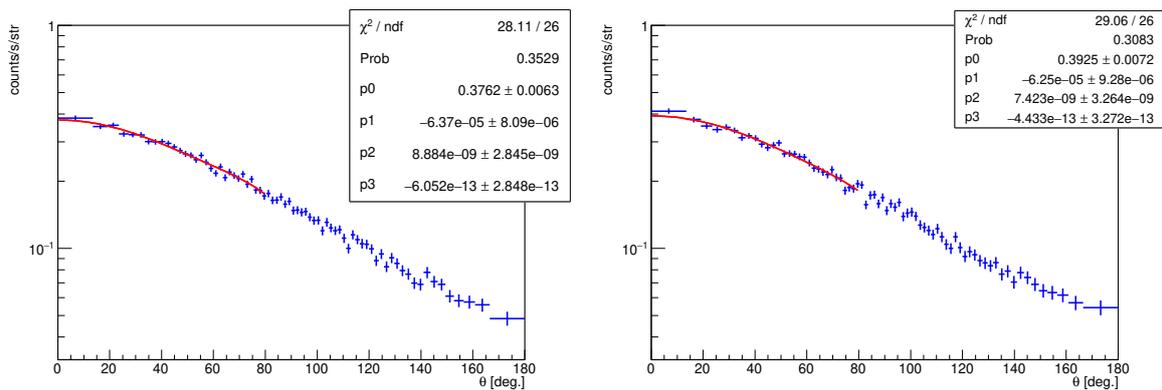


図 3.19: OFF A 時間帯 (左) と OFF B 時間帯 (右) の単位時間単位立体角あたりの検出数の天頂角  $\theta$  分布

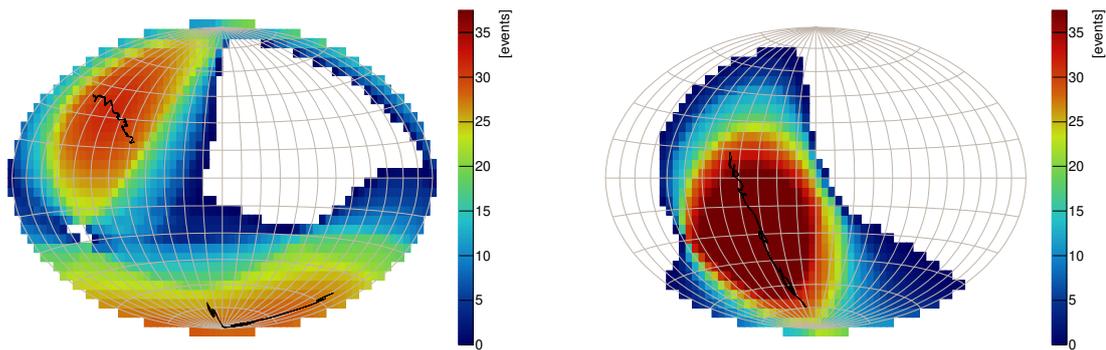


図 3.20: OFF template から作成した OFF 時間帯の検出数 map model。(左 : OFF A, 右 : OFF B)

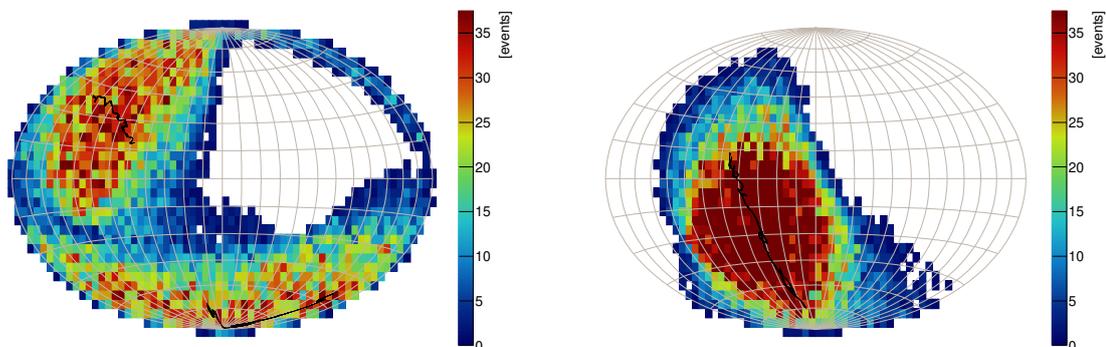


図 3.21: OFF A 時間帯 (左) と OFF B 時間帯 (右) の実測の検出数マップ。

を計算し 2 次元ヒストグラムにつめ、観測時間だけ積算した。

図 3.20 は OFF モデル作成に用いた時間帯の分だけ雑音モデルを積算し求めた検出数マップである。図 3.21 は OFF 時間帯の実測の検出マップである。図 3.21 と図 3.20 のマップの検出総数を比較すると、実測マップに対して OFF モデルの検出総数は OFF A, B それぞれで 99.8% 98.1% で一致している。

図 3.22 は雑音モデルを水平飛行時間帯 (4 月 7 日 9 時 00 分から 4 月 8 日 6 時 30 分) にわたり積算し作成したモデル検出数マップである。実測の検出数マップ (図 3.17) からモデル検出数マップ (図 3.22) を引いたのが図 3.23 である。マップ中央に赤い点で示したのがかに星雲の座標である。かに星雲を含むビン ( $15^\circ \times 15^\circ$ ) の超過量はそれぞれ 89.7 事象 (OFF A) と 75.9 事象 (OFF B) であった。超過の有意度を示したのが図 3.24 である。かに星雲を含むビンの有意度はそれぞれ  $4.6\sigma$  と  $3.9\sigma$  であった。

今回の  $2 \times 10^4$  の観測時間でかに星雲の方向に有意度  $4\sigma$  前後の超過を確認した。この有意度は、設計から予想する有意度とほぼ一致する。また、 $\sim 2 \times 10^4$  秒の観測でかに星雲を  $\sim 4\sigma$  で検出しているため、 $10^6$  秒の観測では 100 mCrab まで検出が可能ということになり、図 3.25 に示す

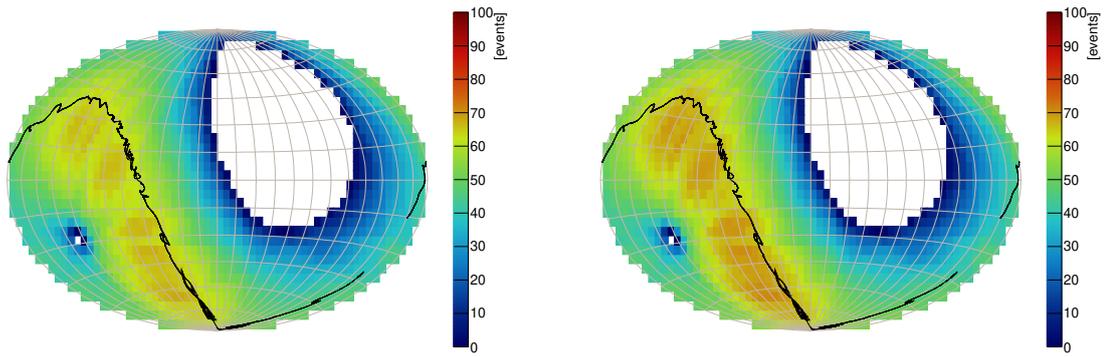


図 3.22: OFF template から作成した全水平飛行時間帯の検出数 map model。 (左 : OFF A, 右 : OFF B)

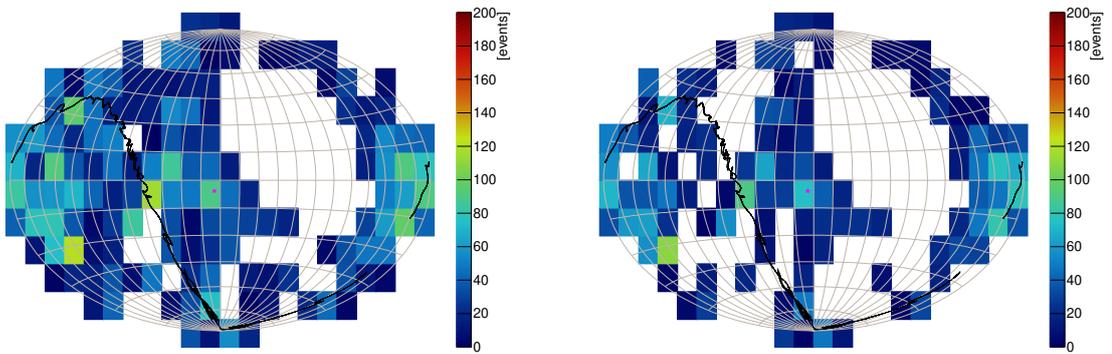


図 3.23: 全時間帯超過検出数マップ。(左 : OFF A, 右 : OFF B)。中央の赤点はかに星雲を位置を示す。

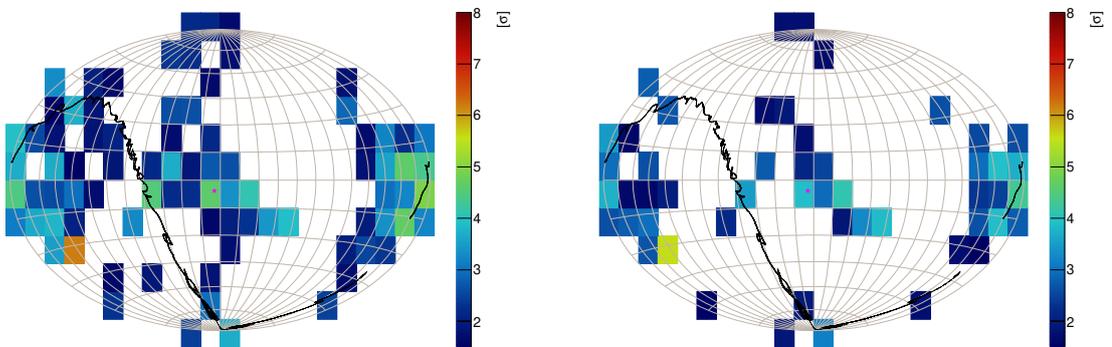


図 3.24: 超過の有意度マップ (左 : OFF A, 右 : OFF B)。中央の赤点はかに星雲を位置を示す。

表 3.1: かに星雲を含むビンの超過の有意度

	実測検出数 [events]	model[events]	超過数 [events]	超過有意度 $\sigma$
OFF A	387	286.3	89.7	4.6
OFF B	387	300.1	75.9	3.9

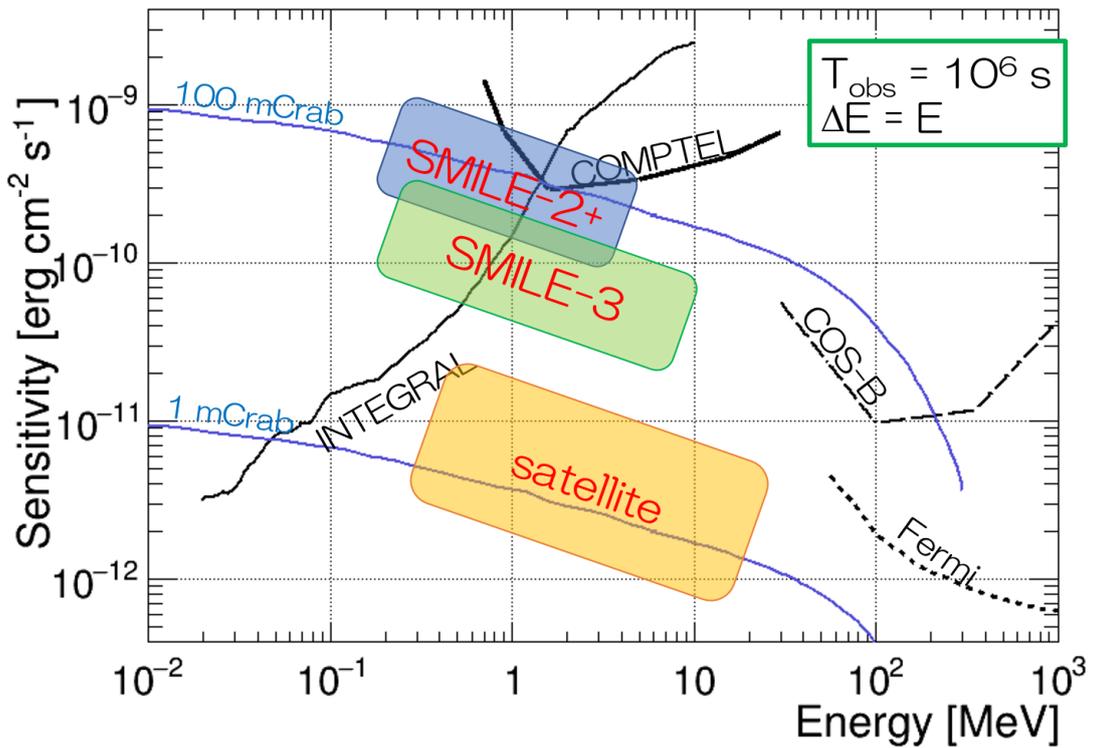


図 3.25: SMILE ETCC による,  $10^6$  秒の観測時間での  $3\sigma$  検出感度。SMILE-2+は  $\sim 2 \times 10^4$  秒の観測でかに星雲を  $\sim 4\sigma$  で検出しているため,  $10^6$  秒の観測では 100 mCrab まで検出が可能ということになる。次期計画の SMILE-3 では, SMILE-2+のおおよそ一桁下を目標としている。この SMILE-3 では COMPTTEL の到達感度を一日の気球飛翔で実現できることになる。最終的な目標はいくつかの ETCC を衛星に搭載しての  $\sim 1$  mCrab の検出感度実現である

ように SMILE-2+ は COMPTEL と同等の感度を持っていたことが示された。

詳細解析には ETCC の応答関数やガンマ線以外の雑音粒子の影響、大気による吸収・散乱の補正などが必要であるが、初期解析からは SMILE-2+ の観測がほぼ設計検出感度で行われており、MeV 領域におけるイメージング分光が実証できていることが示されている。特に SMILE-2+ が設計検出感度に到達していることは、COMPTEL を始めとするあらゆる従来型コンプトン望遠鏡では成されなかったことであり、MeV ガンマ線天文学における大きな進展である。



## 第4章 ガラス $\mu$ -PIC の開発

### 4.1 $\mu$ -PIC への要求

SMILE ETCC の角度分解能は現在、電子の反跳方向の測定精度で律速している。そのため、 $\mu$ -PIC には飛跡の決定精度の向上が求められる。また、図 3.11 で示したように SMILE-2+実験の最後の ~4 時間では、 $\mu$ -PIC の放電が可能性として考えられるガス検出器のノイズが発生した。SMILE-2+の次は長期間気球での ETCC による科学観測を行っていく。また、最終的には衛星での全天掃天観測を目的としている。そのため、ガス検出器システムは数か月 ~ 数年にわたって安定して動作することが求められる。

そこで今回、より安定安全なガス検出器システムの構築のための  $\mu$ -PIC の低電圧高利得化を行った。低電圧高利得化することで、要求されるガス利得をより低い印加電圧で、すなわち、放電の危険性を下げて運用することが可能となる。また、現在の ETCC のガス検出器システムでは、要求性能である最小電離粒子の検出に必要なガス利得を  $\mu$ -PIC のみでは実現できておらず、補助増幅器として GEM を使っている。しかしながら GEM は構造的に (図 2.9) 孔の一角所でも放電導通すると電極が繋がっている領域全てが使えなくなってしまう危険性があり、できるだけ使用したくない。そこで  $\mu$ -PIC 単体で最小電離電子の検出ができるガス利得 (Ar 1atm では  $\sim 2 \times 10^4$ ) を達成することを低電圧高利得化の目標の一つとした。

### 4.2 $\mu$ -PIC の低電圧高利得化の先行研究

本節では、ガス検出器の低電圧高利得化を考える上で必要となるガス中の電子雪崩増幅の基礎について述べた後、 $\mu$ -PIC の低電圧高利得化の先行研究について述べる。

#### 4.2.1 比例計数管での増幅過程

ガス中に電場がかかっている場合、ガス中の自由電子は加速されガス分子と衝突しながら移動する。ガス中の電場が十分に強いとき、衝突間に電子が得るエネルギーがガス分子を電離エネルギーを超えるとイオン対を生成し 2 次電離を起こす。この 2 次電離過程により生成された電子も同様に 2 次電離を起こすためネズミ算的にイオン対が増えていく。この電離過程をタウンゼント型電子なだれと呼ぶ。一方で、イオンは移動度が小さいため衝突間に十分なエネルギーを得ることはない。単位長さあたりに増幅する電子の割合は次のタウンゼント式に従う。

$$\frac{dn}{n} = \alpha dx \quad (4.1)$$

ここで  $\alpha$  は第 1 タウンゼント係数と呼ばれている。

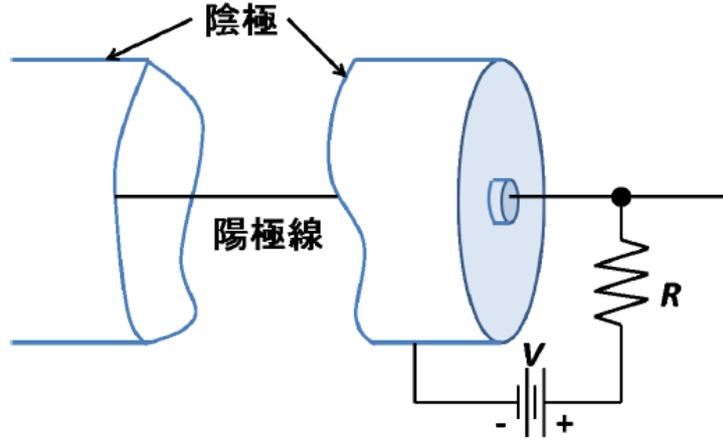


図 4.1: 比例係数管の構造

適切な電界の条件下では、ガス増幅が線形性を保ち、増幅された電子数は入射粒子によって最初に電離された電子数に比例するため、入射粒子のエネルギー情報を失わずに放射線を計測することができる。このような動作領域は比例領域と呼ばれ、比例計数管や  $\mu$ -PIC をはじめとする微細加工技術により作られた micro-pattern gas detector (MPGD) で用いられている。

図 4.1 は比例係数管の概念図である。多くの比例計数管は円筒状の陰極を用いて作られ、中心に極細の陽極線が引かれており、線対称な電場を作る。陽極線から半径  $r$  での電場強度は、

$$E(r) = \frac{V}{r \ln b/a} \quad (4.2)$$

で与えられる。ここで極線の半径を  $a$ 、陰極内部の半径を  $b$ 、陽極と陰極間の印加電圧を  $V$  である。入射放射線が電離した電子は中心の陽極線に向かいドリフトされ、陽極線に近づくにしたがって電場が  $r$  に反比例して急峻に強くなるため、陽極線近傍で電子なだれが起こる。イオン対のうち電子は陽極線、イオンは陰極に向かうため、そこで誘起されるパルス信号を読み出すことで放射線を検出する。電場が  $r$  に反比例するため、電子なだれは陽極線近傍の限られた領域でのみ発生し、不感時間が少ないというメリットをもつ。

各なだれは独立なため入射荷電粒子の電離による最初のイオン対を  $n_0$  個、比例係数管の平均増幅率を  $M$ 、電子の電荷量を  $e$  とすると、なだれにより生じる全電荷量は

$$Q = n_0 e M \quad (4.3)$$

と表される。一般に平均のガス増幅率  $M$  は以下の式で書かれる。

$$\ln M = \int_a^{r_c} \alpha(r) dr \quad (4.4)$$

ここで積分領域はガス増幅の可能な全領域であり、 $r_c$  はガス増幅を行えない臨界半径を示す。式 4.4 において  $\alpha$  と  $E$  に比例関係を仮定すると、 $M$  は

$$\ln M = \frac{V}{(b/a) \Delta V} \left[ \ln \frac{V}{pa \ln(b/a)} - \ln K \right] \quad (4.5)$$

で書かれる [60]。  $p$  はガス圧である。  $\Delta V$  は引き続いて起こるなだれ電離事象間に増幅中に電子が移動する距離にかかっている電位差である。また、  $K$  はそれ以下では増幅が起こらない  $E/p$  の最低値を表す。  $\Delta V$  と  $K$  はガスについて一定値である。

表 4.1: 各種ガスに対する W 値 [63]

ガス	Z	W 値 (eV)	[dE/dx]mip (keV/cm)	密度 $10^{-3}$ (g/cm <sup>3</sup> )
Ar	18	26.2	2.44	1.782
He	2	41	0.32	0.178
CF <sub>4</sub>	42	54	7	3.93
Xe	54	12.1	6.76	5.86

理想的な比例係数管からのパルスは、入射粒子により生じた  $n_0$  個のイオン対全てが別々になだれを起こし増幅させた電荷の和だと考えられる。単一電子が引き起こしたひとつの電子なだれに対する増幅率を  $A$  とおくと、なだれに対する平均増幅率  $M$  は

$$M = \frac{1}{n_0} \sum_{i=1}^{n_0} A_i \equiv \bar{A} \quad (4.6)$$

と表される。

比例係数管のアノード近傍の高い電場において、単一電子に対する電離確率  $P(A)$  を表すモデルが Byrne [61] により提案された。このモデルでは  $P(A)$  は以下のポリア分布となる。

$$P(A) = \left( \frac{A(1+\theta)}{\bar{A}} \right)^\theta \exp\left( \frac{-A(1+\theta)}{\bar{A}} \right) \quad (4.7)$$

$\theta$  は電離のしきいエネルギーを超えるエネルギーを持つ電子の割合に関係したパラメータであり [62]、 $0 < \theta < 1$  である。次に、この分布の相対分散を用いて比例係数管の原理エネルギー分解能について考える。まず、ポリア分布の相対分散は

$$\left( \frac{\sigma_A}{\bar{A}} \right)^2 = \frac{1}{\bar{A}} + b \simeq b \quad (4.8)$$

である。 $b \equiv (1+\theta)^{-1}$  であり比例係数管においては 0.5 の値を示すことが観測されている [64]。観測エネルギーの分散つまり取得電荷量の分散  $\sigma_Q$  を得るには電離電子数の分散  $\sigma_{n_0}$  も考える必要がある。電離電子の分散はファノ因子  $F$  を用いて、

$$\left( \frac{\sigma_{n_0}}{n_0} \right)^2 = \frac{F}{n_0} \quad (4.9)$$

と表される。式 (4.8) と式 (4.9) を組み合わせることで

$$\frac{\sigma_Q}{Q} = \left( \frac{F+b}{n_0} \right) = \left( \frac{W(F+b)}{E} \right) \quad (4.10)$$

となる。この式が比例係数管のエネルギー分解能の原理限界となる。ここで  $W$  は生成対あたりに入射粒子が失う平均エネルギーである (W 値)。表 4.1 に様々なガスの W 値を示す。Ar ガスにおいて 5.9 keV X線のエネルギー分解能は、Ar でのファノ因子 0.17 [66]、W 値 26.2 eV から 12.8% (FWHM) と算出される。

#### 4.2.2 シミュレーションを用いた検出器構造についての先行研究

Maxwell 3D [70] + Garfield [71]

$\mu$ -PIC の素子構造改良による高ゲイン化の先行研究として、永吉らによって行われた基板の厚みに注目した研究がある [67]。永吉らの研究では、基板の厚みの変化がアノードとカソードの近傍の電場に与える影響が詳しく調べられた。図 4.2 は有限要素法による電場計算プログラム Maxwell 3D によって計算された  $\mu$ -PIC の電場強度である [67]。この図ではガス Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (分圧比 80:20)、アノード・カソード間電圧 600 V、ドリフト電場 1 kV/cm の条件で電場計算が行われた。図 4.2(左図) はアノード電極先端から 1  $\mu$ m 上、(右図) は基板から 1  $\mu$ m 上における電場強度を示している。ガス増幅はアノード先端まわりで起こることから図 4.2(左図) におけるアノード近傍の電場強度はガスゲインの大きさに対する指標となる。また、図 4.2(右図) からわかるようにアノードの縁だけでなく、カソードの縁も電場強度が強く、その傾向は基板が薄くなるほど顕著になっていく。ここは電極と基板とガスが一点で交わる三重点である。そのため電場が強くなりやすく、トンネル効果によって金属から電子が飛び出すフィールドエミッション [75] を起こしやすい。フィールドエミッションは MPGD の放電原因のひとつであると考えられている [76]。したがって、図 4.2(右図) のカソード縁の電場強度は  $\mu$ -PIC の放電耐性の指標となる。

図 4.3 は基板の厚みに対するアノード近傍平均およびカソード縁の電場強度を示した図である [67]。図 4.3 から基板を厚くすることでアノード周りの電場が強くなるのがわかるが、これは基板が薄いと裏のアノード読み出し線電位が表面から見え、アノード先端に集中してほしい電気力線が基板に向かってしまい、電気力線の集中を阻害するからだと理解できる。図 4.4 は、Maxwell 3D にて計算された電場を用いて電子雪崩計算シミュレータ Garfield [71] で求められた有効増幅率である (増幅率にアノードの電荷収集率をかけた値) [67]。図 4.4 よりガスゲインは基板を厚くすることで大きくなる傾向が確かめられた。また、基板厚みが 300  $\mu$ m 以上ではアノード近傍電場強度の増加とガスゲインの増加が頭打ちになることから、基板を 300  $\mu$ m 以上に厚くすることで裏面のアノード読み出し線の電位の影響をほぼ完全に抑えることができると考えられる。

Garfield では図 4.4 のように素子設計への示唆が得られる一方で、 $\mu$ -PIC のゲインの絶対値は再現されないという問題点があった。実験で測られた  $\mu$ -PIC のゲインは図 4.5 で示すように、Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (分圧比 80:20)、アノード・カソード間電圧 600 V においてゲイン <2000 であるのに対し [45]、Garfield シミュレーションでは図 4.4 (厚み 100  $\mu$ m) のゲインは約 6000 を示しており、3 倍近く絶対値が合わない結果となっていた。Garfield におけるゲインの値は相対的な参考にしかならないため、詳細な情報を得るには他のシミュレータや実測からの補正が必要となる。

### Garfield++ [91]

Garfield を用いたシミュレーションでは  $\mu$ -PIC のガスゲインの絶対値は再現されなかった。

これは、Garfield は、比例係数管や多芯線ワイヤーチャンバーなどの、電極の対称性から 2 次元の電場構造をもつ検出器を想定した 2 次元のモンテカルロシミュレータであり、 $\mu$ -PIC のような 3 次元的な複雑な電極をもつ検出器のためのものではなかったからである。Garfield++ [91] はそのような  $\mu$ -PIC などの MPGD に対する要求から開発された 3 次元のモンテカルロシミュレータである。また、Garfield では電子増幅過程の計算方法がタウンゼント計数 (図 4.6) を用いた巨視的な計算であったが、Garfield++ では Magboltz [72] から図 4.7 のような電子と分子の各反応断面積を取得することで 3 次元で微視的な計算を行うことができる。

高田らの研究 [69] によって、Garfield++ シミュレーションで  $\mu$ -PIC のガスゲインが再現されるかが調査された。その結果、Garfield++ による  $\mu$ -PIC のゲインシミュレーションは誤差 10% で実測ゲイン値と一致している。そのため、ガスゲインを  $\sim 2-3$  倍の向上を目標とする本研究におけ

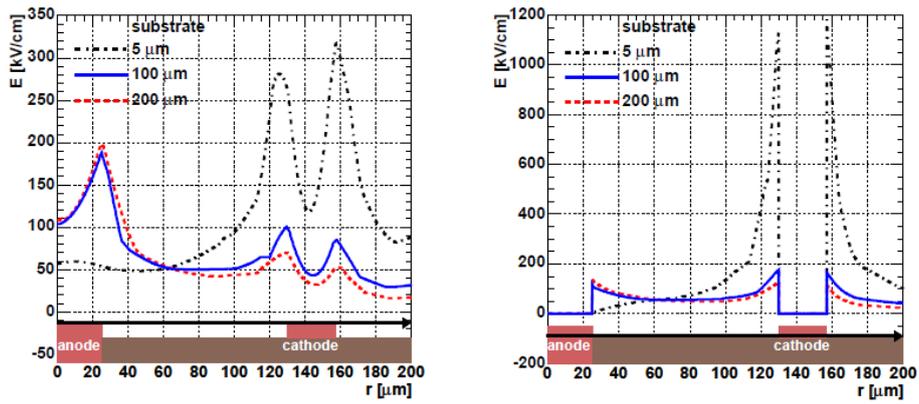


図 4.2: Maxwell 3D で計算された  $\mu$ -PIC 電場 (左図) アノード先端から  $1 \mu\text{m}$  上、(右図) 基板から  $1 \mu\text{m}$  上における電場強度 [67]

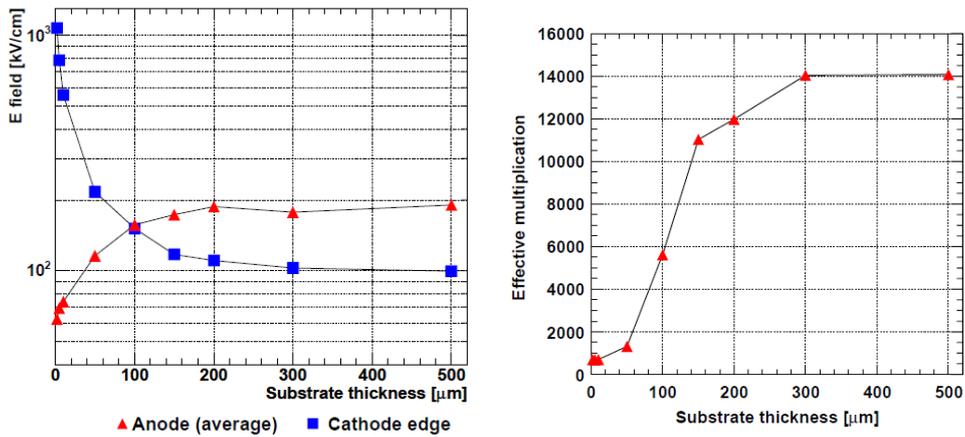


図 4.3: アノードまわりとカソード縁の電場強度の基板厚依存性 [67]

図 4.4: Garfield で計算された  $\mu$ -PIC ガスゲインの基板厚依存性 [67]

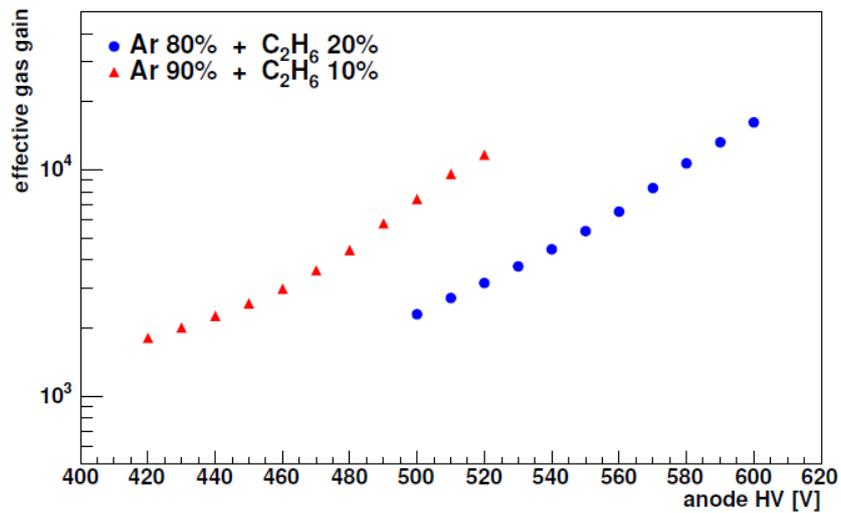


図 4.5: アノード供給電圧に対する  $\mu$ -PIC ガスゲイン [45]

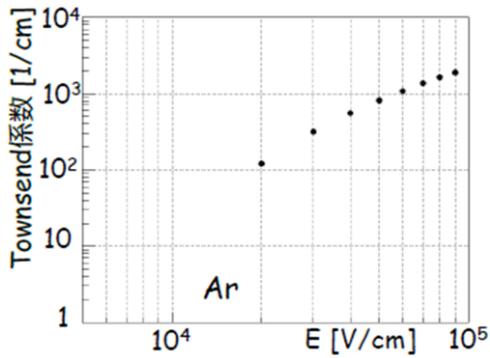


図 4.6: Magboltz [72] で得た Ar ガス中におけるタウンゼント計数

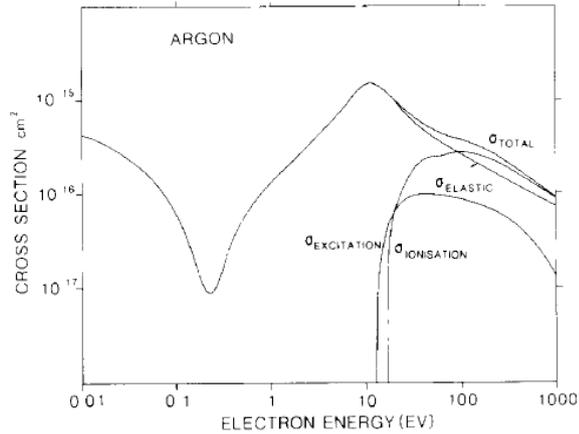


図 4.7: 電子の反応断面積 [68]

る設計性能評価の用途として、Garfield++は  $\mu$ -PIC 近傍の電子雪崩を再現する信頼できるシミュレーターとして用いた。

#### 4.2.3 シリコン基板を使った $\mu$ -PIC の研究

基板の厚みを厚くすることで  $\mu$ -PIC のゲインを上昇させるというアプローチで過去に行われた研究として、シリコン基板を用いた  $\mu$ -PIC の開発がある [88]。

現行のポリイミド基板に printed circuit board (PCB) 技術を用いて作られた  $\mu$ -PIC (PCB  $\mu$ -PIC) は、製造に使用しているレーザーの制限により、アノードアスペクト比 (貫通穴の深さ/アノードの直径) が  $\sim 2$  を超えるアノードを作ることが難しく、結果として基板の厚みは  $100 \mu\text{m}$  に制限されてしまっていた。シリコン基板においては深堀エッチングによる貫通穴形成技術 [77, 78] のおかげでアノードアスペクト比が高くより厚い基板の  $\mu$ -PIC を作成することが可能となる。シリコンに開けられた貫通穴を意味する through silicon via (TSV) から、以降はシリコン基板を用いた  $\mu$ -PIC を TSV  $\mu$ -PIC と呼ぶ。

この TSV  $\mu$ -PIC は  $400 \mu\text{m}$  の厚いシリコン基板を用いたことでゲインが上昇し、X線源からの低強度放射下ではガス利得約 20,000 で動作したが Garfield++シミュレーションではみられなかったガスゲインの表面  $\text{SiO}_2$  膜厚依存性がみられ [95]、高強度の中性子ビーム下ではガスゲインの不安定性があった [89]。

図 4.8 の TSV  $\mu$ -PIC 素子断面図のように、アノード・カソード間の絶縁性を高めるためにシリコン基板表面に  $\text{SiO}_2$  膜が存在した。図 4.9 に示すように TSV  $\mu$ -PIC のガスゲインはコーティングされた  $\text{SiO}_2$  膜の膜厚に大きく依存した。絶縁体と半導体の違いを考慮していない電場計算ソフト Elmer [90] と Garfield++ によるシミュレーションでは、この膜厚依存性は現れないため、ガス利得不安定性の原因は半導体内での電荷キャリアの移動であると考えられた [95]。  $\text{SiO}_2$  膜厚が  $15 \mu\text{m}$  以上であれば高いゲインがでたが、膜厚  $10 \mu\text{m}$  以上の成膜は難しく、ETCC で用いたい  $30 \sim 50 \text{ cm}$  角の大きさ素子を作ること困難であった。

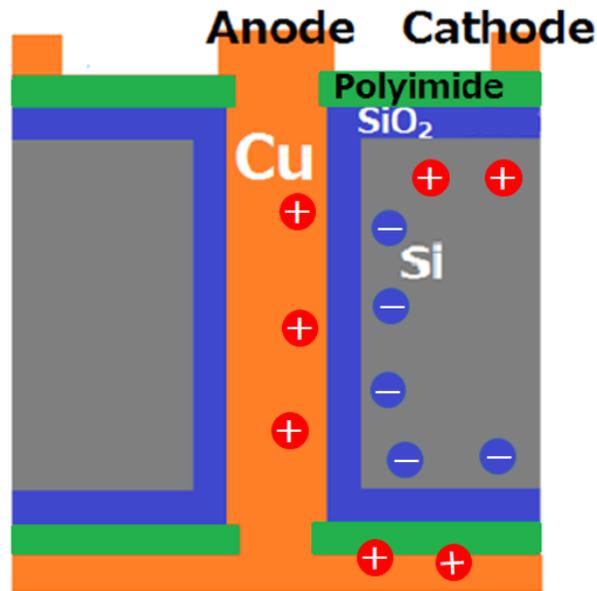


図 4.8: TSV  $\mu$ -PIC の断面概念図 [95]

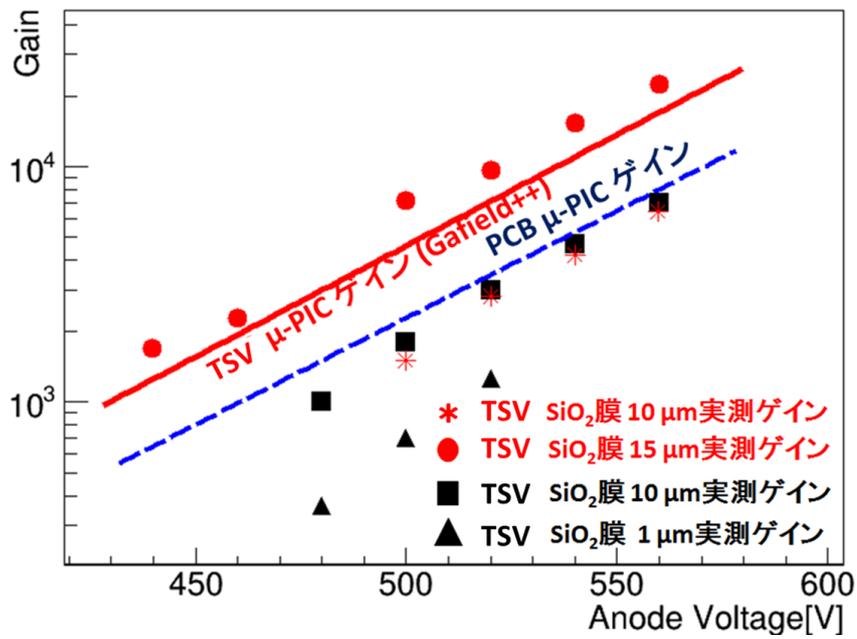


図 4.9: TSV  $\mu$ -PIC ゲイン (Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> 分圧比 90:10、1 atm) [95]

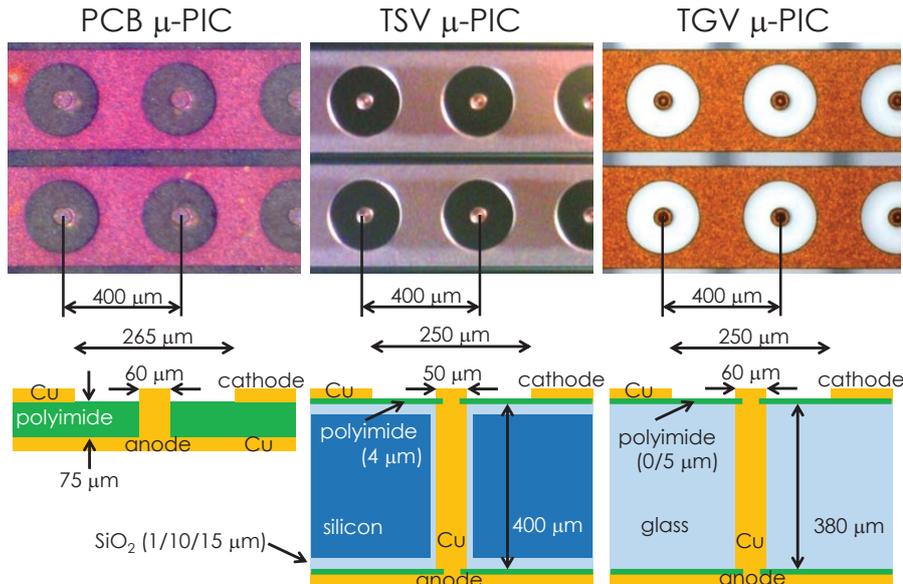


図 4.10: 様々な  $\mu$ -PIC . 素子の顕微鏡写真と断面概念図

### 4.3 ガラス基板を用いた $\mu$ -PIC の開発

TSV  $\mu$ -PIC では基板に半導体を用いたことによるものと考えられる動作の不安定性が問題となった。そこで今回、高いアスペクト比の貫通穴が形成でき、厚い基板の  $\mu$ -PIC が作成可能な基板材料として、絶縁体のガラスに注目した。新たに無アルカリガラス基板を用いて through glass via (TGV) 技術を使った  $\mu$ -PIC (TGV  $\mu$ -PIC) を大日本印刷 DNP と共同で開発し 2 種類の素子を作成、それぞれシミュレーションと実測で性能評価を行った。

TGV  $\mu$ -PIC の電極のデザインは、比較を容易にするため従来の  $\mu$ -PIC と同じ幾何学パラメータとした。図 4.10 は PCB, TSV, TGV  $\mu$ -PIC それぞれの素子断面の概念図である。アノード、カソード電極構造は全素子でほぼ同じであるが、基板の厚みについては PCB  $\mu$ -PIC に比べて TSV/TGV  $\mu$ -PIC は 4 倍程度厚く、アノードのアスペクト比 (貫通穴の深さ/アノード直径) が高い。

今回 TGV  $\mu$ -PIC をポリイミド膜があり/なしの 2 種類を作成した。ポリイミド膜がガラス基板表面にあるものを Type A、ポリイミド膜がなくガラス基板に直接銅電極が形成されているものを Type B と呼ぶ。ガラス基板に直接銅電極を形成することは難しく、それ自体が加工製造過程での新たな開発要素であった。ポリイミド上に銅電極を形成するのは PCB, TSV  $\mu$ -PIC で実績があったため、最初に Type A を作成し動作試験後に、Type B の開発を行った。Type B は基板表面が無機材料であるため、高分子 (ポリイミド) で見られる度重なる放電での表面炭化による導通に強いことが期待される。

#### シミュレーションによる TGV $\mu$ -PIC の性能評価

Garfield++を用いて電子雪崩を計算するには  $\mu$ -PIC の 3 次元構造の情報と  $\mu$ -PIC まわりの電場強度の情報が必要となる。そのため、 $\mu$ -PIC の有限要素法に用いる 3 次元メッシュの生成に Gmsh [73]、有限要素法による電場計算シミュレータとして Elmer [90] を採用した。Gmsh、Elmer

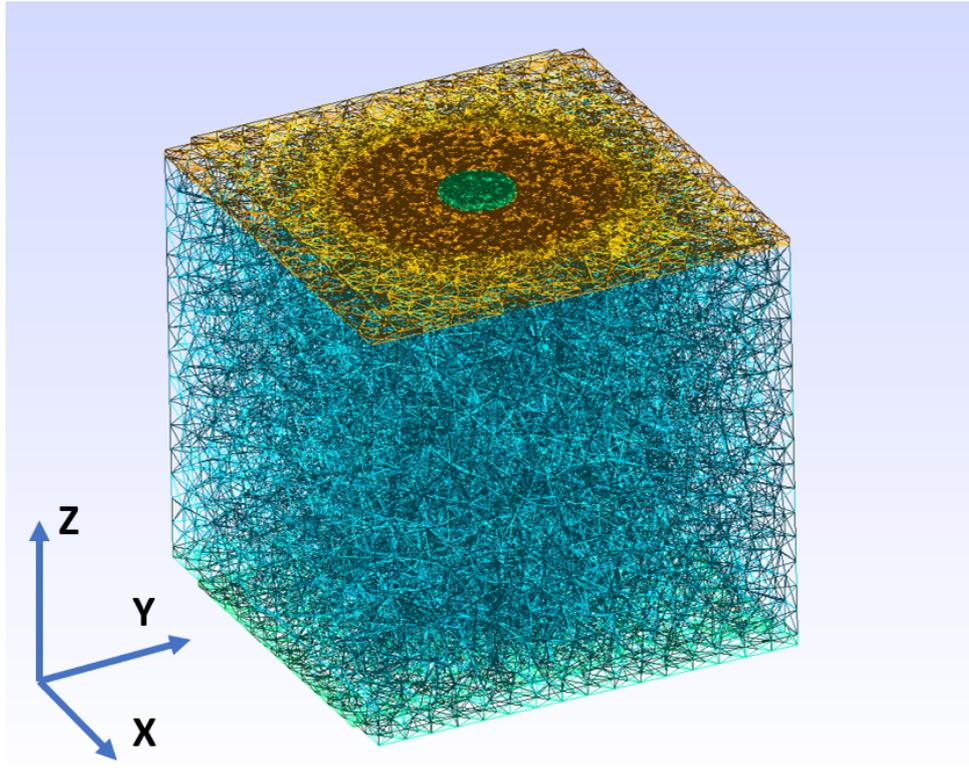


図 4.11: Gmsh により作成した TGV  $\mu$ -PIC type A のメッシュ

表 4.2: 電場計算のため参照した物質の電気的特性値

基板材料	誘電率	導電率	コメント
ポリイミド	3.5	$10^{-14}$	at 1 MHz
無アルカリガラス	5.8	$2.5 \times 10^{-12}$	at 1 MHz
シリコン	11		
SiO <sub>2</sub>	4.5		

はともにフリーソフトである。

図 4.11 は Gmsh により作製した  $\mu$ -PIC 素子構造の 3 次元メッシュであり、この情報を Elmer に入力することで有限要素法をもちいて  $\mu$ -PIC の 3 次元電場を計算する。計算条件としてカソード電圧は 0 V、ドリフト電場は 1 kV/cm を仮定した。また、電場計算において、ピクセルジオメトリの -X 面と +X 面、-Y 面と +Y 面を接続し、境界条件はピクセル端の境界に対して電気力線が平行になるようにして電場計算を行う。

電場計算の際、構造体の物質を指定するのに誘電率を手で与える必要がある。表 4.2 に計算に使用した各媒質の誘電率 (大日本印刷との私信による) を示した。実際の動作は直流電圧が印加されるため、直流電圧での誘電率を知る必要があるが、測定の困難さから直流電圧下での誘電率を知ることは難しいため、代わりに 1 MHz 交流電圧下での誘電率を採用した。

Garfield++ を用いて Gmsh と Elmer により計算された 3 次元電場に電子をモンテカルロ法でガスゲインを算出する。シミュレーションにおけるガスの条件は Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (分圧比 90:10)、1 気圧と

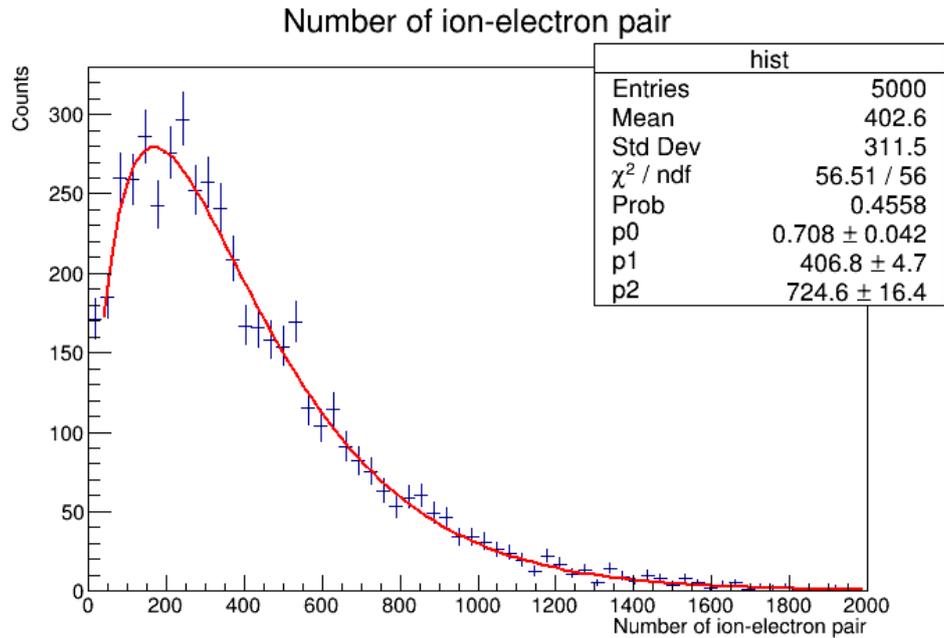


図 4.12: 電子雪崩シミュレーションによる電子・イオン対数の分布

した。また、混合ガスにおいて、ガスの種類と混合比によって充填ガスの特性が変わるペニング効果があり、それによる増幅率への影響を表すペニングパラメータは Garfield++ に手で与える必要がある。この値は、Garfield++ の先行研究として 4.2.2 で述べた [69] から、ペニングパラメータ  $r=0.31$  を使用した。図 4.12 は Type A についてアノード印加電圧 400V を仮定して、電子雪崩シミュレーションをした結果得られた発生イオン・電子対分布である。赤線は得られた分布をポリア分布にてフィットしたものである。このフィットにより平均増幅率  $\bar{A}$  と  $\theta$  の値がそれぞれ、 $406.8 \pm 4.7$ 、 $0.708 \pm 0.042$  と得られた。ガス検出器においてガスゲインとしているのは  $\bar{A}$  の値である。

図 4.13 はアノード印加電圧に対する電子雪崩の大きさ (ガス利得) を表したもので、青破線と赤実線はそれぞれ Type A と Type B のシミュレーションで計算した電子雪崩の大きさの関数である。図で示すように 2 種類の TGV  $\mu$ -PIC はほぼ同じガス利得であると推測され、PCB  $\mu$ -PIC (図 4.13 中の黒点線) に比べが電子雪崩の大きさは 1.5 倍大きいと予測される。ガス利得増加の理由は、4.2.2 で述べたように、裏側のアノード読み出し線の電界の雪崩増幅領域への影響を厚い基板が抑制するため、雪崩領域を広げるからであると考えられる。また、Type A と Type B の違いであるポリイミド層の有無はシミュレーション上では、TGV  $\mu$ -PIC のガス利得に影響しなかった。

#### 4.4 ガスゲインの測定

TGV  $\mu$ -PIC の検出領域は Type A, B とともに  $5.12 \times 5.12 \text{ cm}^2$  で、 $128 \times 128$  ピクセルである (図 4.14)。読み出し ch 数は 2 つのストリップをまとめて読み出すためアノードとカソードそれぞれ 64 ch となる。

2.2.1 で述べたデータ収集システムでは、X 線を使った  $\mu$ -PIC のガス利得測定を行うには 10000

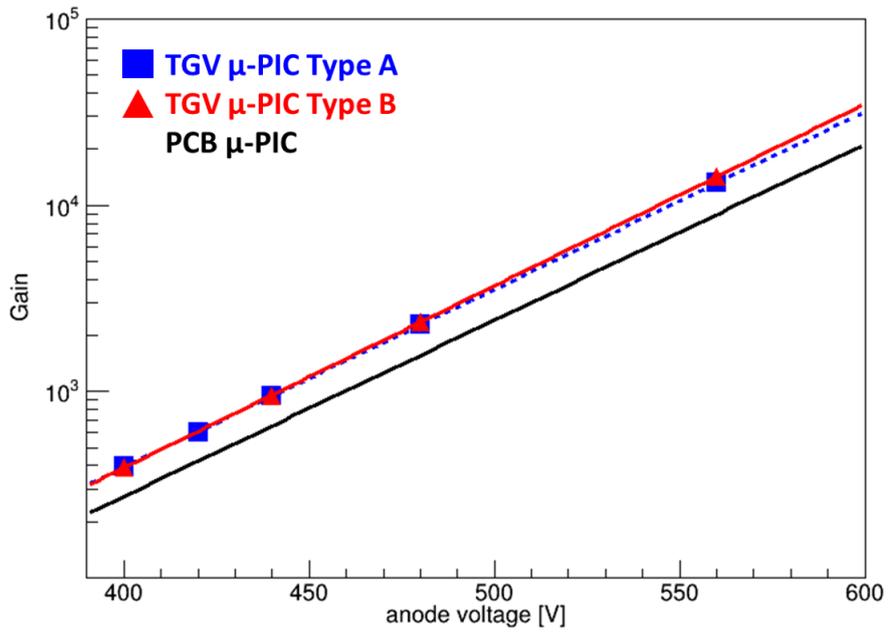


図 4.13: Garfield++シミュレーションから推測される TGV  $\mu$ -PIC のガスゲイン。青四角と赤三角はそれぞれ Type A と Type B、青破線と赤実線はそれらをべき関数でフィットしたもの。黒実線は PCB  $\mu$ -PIC [69]。

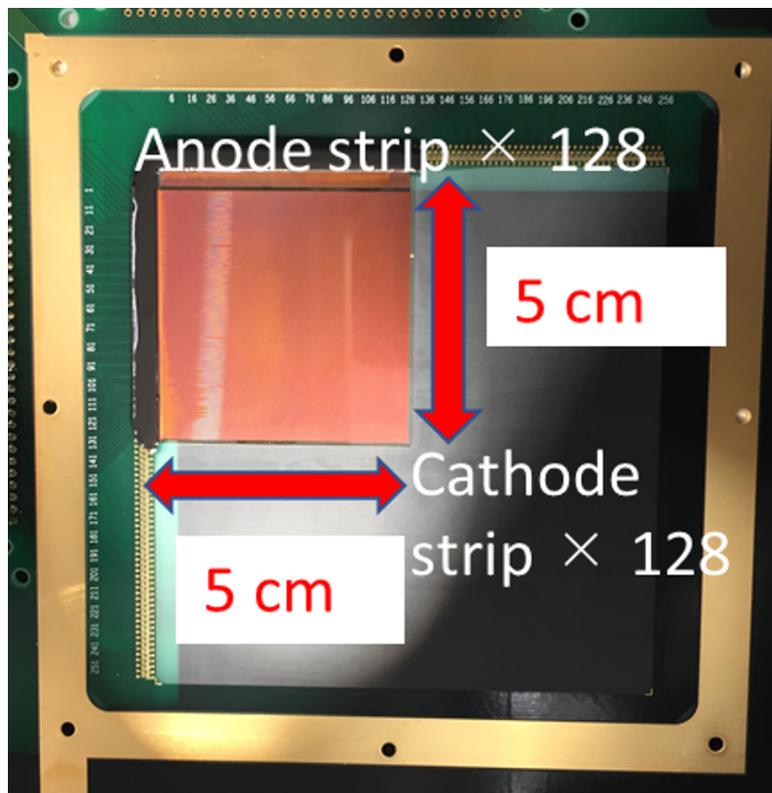


図 4.14: TGV  $\mu$ -PIC 素子

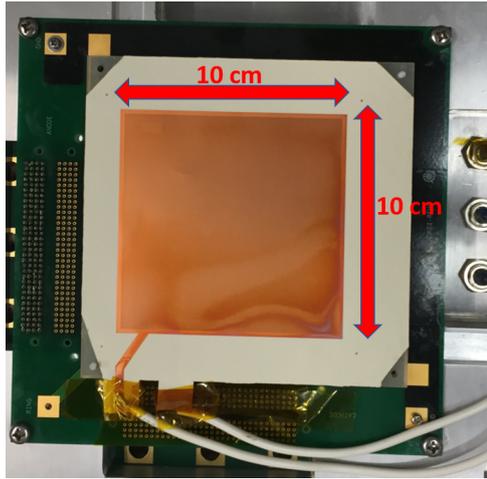


図 4.15: 10 × 10 cm<sup>2</sup> サイズ LCP GEM 写真

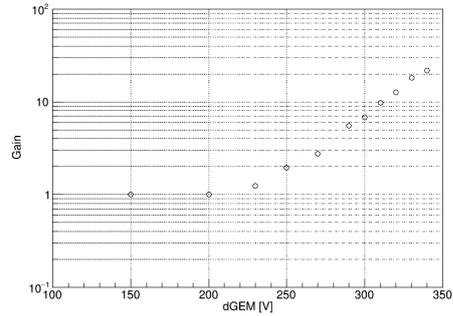


図 4.16: 使用した LCP GEM ゲイン

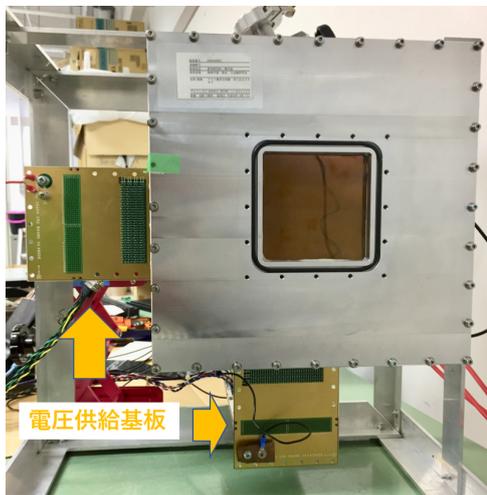


図 4.17: ガス利得測定用密封アルミ容器

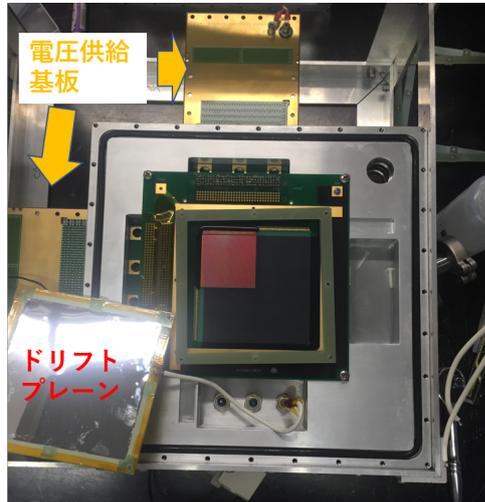


図 4.18: アルミ容器内部

程度以上のガス利得が要求される。PCB  $\mu$ -PIC では 10000 以上での安定動作が困難であったことから、TGV  $\mu$ -PIC のガス利得測定も放電に対する安全性を考慮し、GEM を前段ガス増幅器として用いて測定を行った。図 4.15 は使用した GEM の写真であり、GEM の厚みは 100  $\mu$ m、基板材質は液晶ポリマー (Liquid Crystal Polymer: LCP)、穴径 70  $\mu$ m、ピッチ 140  $\mu$ m である。

$\mu$ -PIC、GEM とドリフトプレーンを図 4.19 のように設置し、図 4.17、図 4.18 のアルミニウム密封容器に封入した。ガスは過去の  $\mu$ -PIC 実験と比較のため、Ar 混合ガス (Ar 90% + エタン 10%)、1 atm を使用した。ドリフトプレーンと GEM の間のドリフト空間が 7.5 mm、GEM と TGV  $\mu$ -PIC の間のインダクション空間が 4 mm となるようにスペーサをはさんで固定した。ドリフト空間の電界が 250 V/cm で、誘導空間は 1 kV/cm となるように電圧を印加した。

GEM を使用するにあたり、GEM での増幅率を PCB  $\mu$ -PIC を組み合わせることで算出した。算出手法は、先に述べたセットアップにて X 線源 <sup>55</sup>Fe を用いて、アナログサム信号をオシロスコープにより波形測定し、時間と電流値で積分することにより電荷量を求め、電荷量の相対値で GEM ゲインを算出した。図 4.16 は算出した GEM ゲインの図である。図 4.16 の横軸は GEM top と

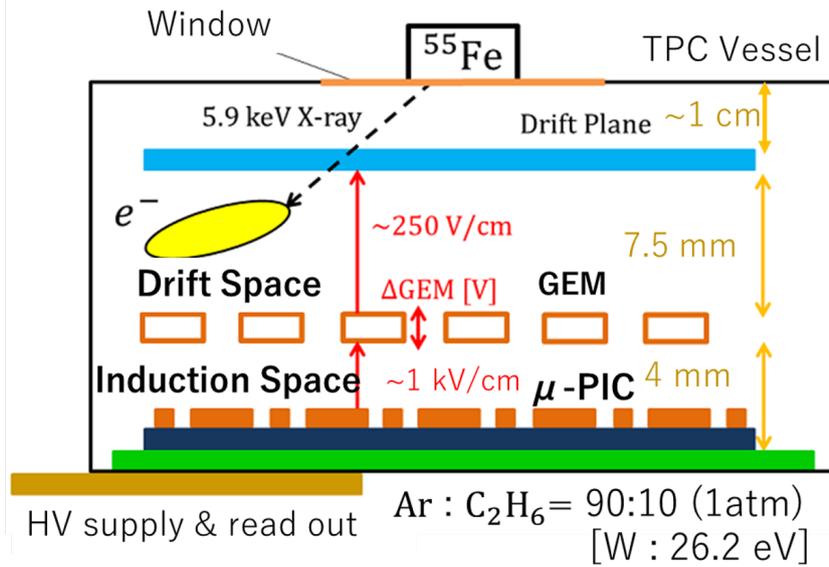


図 4.19: 実験セットアップの概念図

bottom の電圧差を表している。GEM のゲインは 2.0~19.5 において安定に動作した。

読み出し回路として、2.2.1 で述べた ETCC の TPC 用のデータ収集システムを採用した。

X 線源  $^{55}\text{Fe}$  (Mn K- $\alpha$  5.9 keV) を用いて TGV  $\mu$ -PIC の動作試験を行った。図 4.20 は Type A TGV  $\mu$ -PIC のアノード印加電圧 520 V における取得信号である。Type A, B ともに、X 線源からの信号取得に成功した。これはガラス基板を用いて TGV 技術で作製したガス検出器として世界で初めての成果である。

FADC に記録された波形から電荷量の計算方法を図 4.21 に示した。0 clock から 37 clock の ADC 値の平均を基準電圧とし、そこから 20ch 上の値を閾値としている。この閾値を超えた信号を図 4.21 のようにして時間で積分し電荷量を算出することでエネルギースペクトルを得る。

図 4.22, 図 4.23 に Type A, B TGV  $\mu$ -PIC それぞれの典型的なエネルギースペクトルを示す FADC は素子の半分 32 ch (64 ch 読み出し線) ごとにアナログ信号を記録するため、検出面積の 1/4 領域のエネルギースペクトルである。

図 4.23 に Type B  $\mu$ -PIC のエネルギースペクトルは、2つの成分で構成されており、ドリフト空間と誘導空間でそれぞれ吸収されるイベントである。今回のセットアップではドリフト空間の大きさはインダクション空間の約 2 倍しかなく、TGV  $\mu$ -PIC の増幅率が十分に大きいため、インダクション空間に吸収されたイベントのピークがスペクトルにはっきりと現れる。

次に、各電圧において、 $\mu$ -PIC の増幅率を導出方法について述べる。 $\mu$ -PIC におけるガスゲイン  $G_{\mu pic}$  は得られたスペクトルのピークの平均を  $Q$  pC としたとき以下の式で表される。

$$Q = \frac{E}{W} \times G \times e \quad (4.11)$$

$$G = G_{\mu pic} \times G_{GEM} \times G_{board} \quad (4.12)$$

$e$  は電子の電荷量、 $E$  は線源から放射される X 線のエネルギー、 $W$  は使用ガスの  $W$  値を表している。ここで、 $G_{board}=700$  [48]、 $G_{gem}$  は図 4.16 を用いて  $G_{\mu pic}$  を算出する。

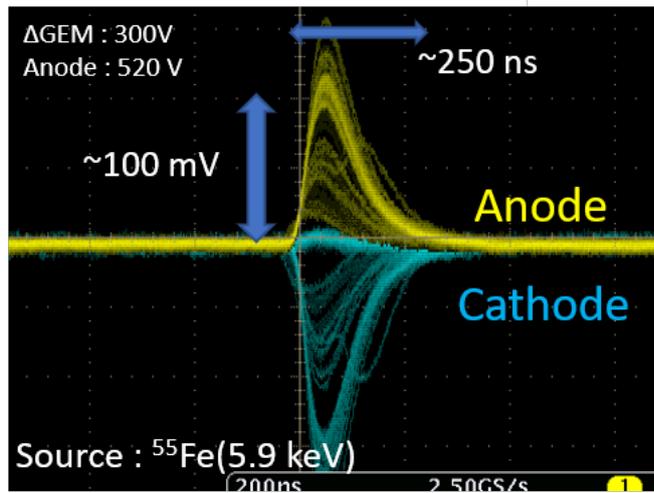


図 4.20: Type A の取得信号

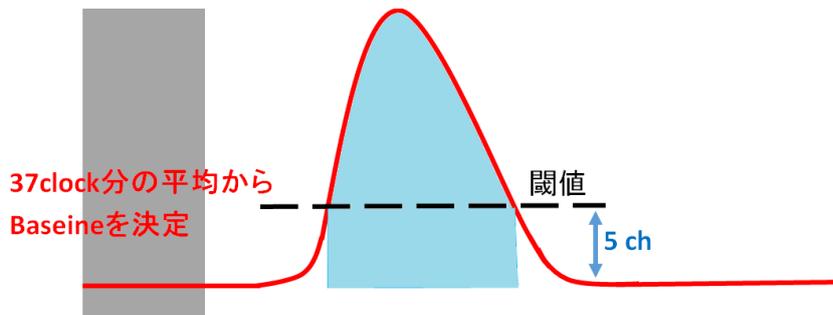


図 4.21: 電荷量計算図

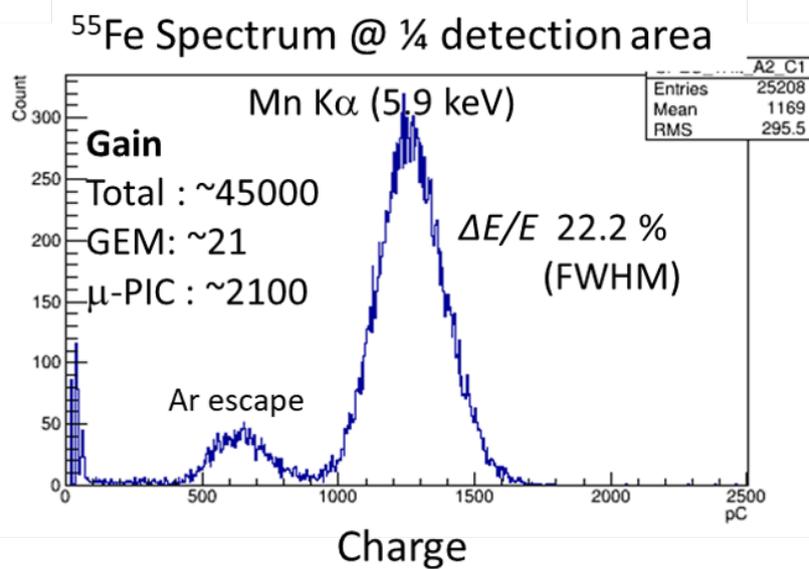


図 4.22: Type A における  $^{55}\text{Fe}$  のエネルギースペクトル。

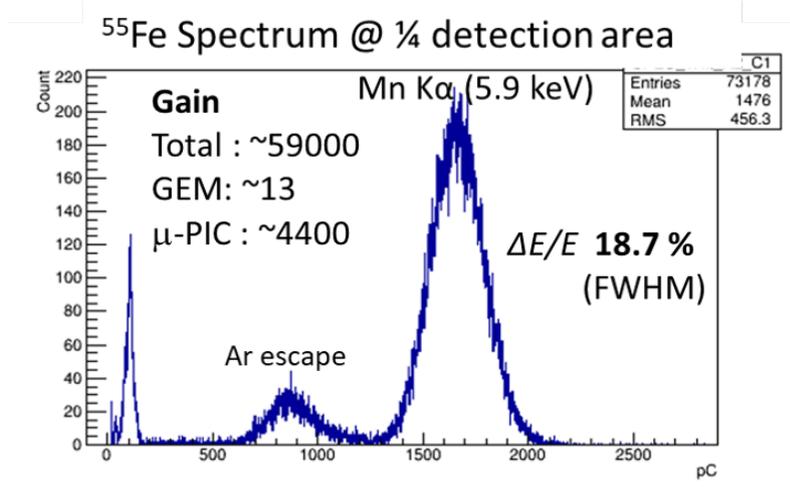


図 4.23: Type B における  $^{55}\text{Fe}$  のエネルギースペクトル。

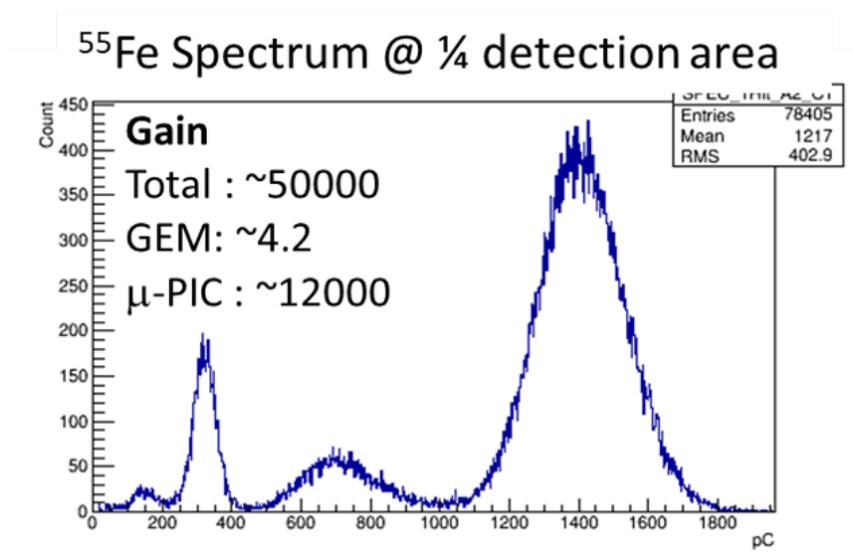


図 4.24: Type B における  $\mu$ -PIC 単体で増幅率 10000 以上ある場合の  $^{55}\text{Fe}$  のエネルギースペクトル。左の二つのピークはドリフト空間ではなくインダクション空間で吸収されたイベント。

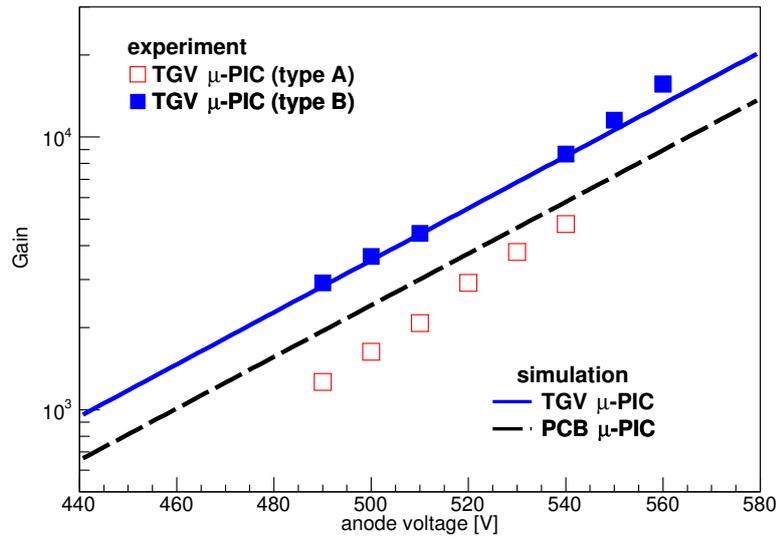


図 4.25: TGV  $\mu$ -PIC のゲインカーブ。白四角と塗りつぶされた四角は、それぞれ Type A (ポリイミド層あり) と Type B (ポリイミド層なし) の測定されたガスゲインを表す。破線と実線は、それぞれ PCB  $\mu$ -PIC と TGV  $\mu$ -PIC (Type B) のシミュレーションでのガスゲインである。Type B のガスゲインは推定値とほぼ一致しており、一方、Type A にはシミュレートされたガスゲインの約半分しかない。

Figure 4.25 は、TGV  $\mu$ -PIC のアノード印加電圧に対する  $G_{\mu pic}$  を示す。Type B のゲインは、シミュレーションから推定された値とほぼ一致し、PCB  $\mu$ -PIC の 1.5 倍であった。Type B の最大ガス利得は約 20,000 であり、MeV ガンマ線望遠鏡の要件を満たす。一方、Type A のガス利得は Type B の 40~50% しかなく、PCB  $\mu$ -PIC と同程度であり、また、シミュレーションとも乖離している。

## 4.5 考察

シミュレーションで最も不確実なパラメーターは誘電率である。一般的に、誘電体の誘電率は低周波数で増加する [94]。これは分極の機構の周波数依存性に由来するもので、図 4.26 のように低周波側から順に配向分極、イオン分極、電子分極が分極に寄与する。また、超低周波では界面分極、電極分極といった本来の誘電分極以外の理由で見かけ上の誘電率がさらに増加する [94]。界面分極は不均一な媒質界面で空間電荷が束縛されて起こるもので、電極分極は媒質と電極の界面での空間電荷が束縛されて起こるものである。図 4.27 で示すように、一般にこれら物質固有でない分極による見かけ上の誘電率は配向分極などに比べてはるかに大きい。

ここで、直流電圧下でのポリイミドとガラスの複合体で界面分極が電場形成に与える影響を大まかに計算する。簡単のため、図 4.28 (a) のように 2 相誘電体の平板コンデンサーを考える。誘電体 1、2 の誘電率と導電率をそれぞれ  $\epsilon_1, \epsilon_2$  と  $\sigma_1, \sigma_2$  とし、それぞれの誘電体内の界面での電場強度の界面成分を  $E_1, E_2$  とする。界面を流れる電流密度を  $i$  とする。

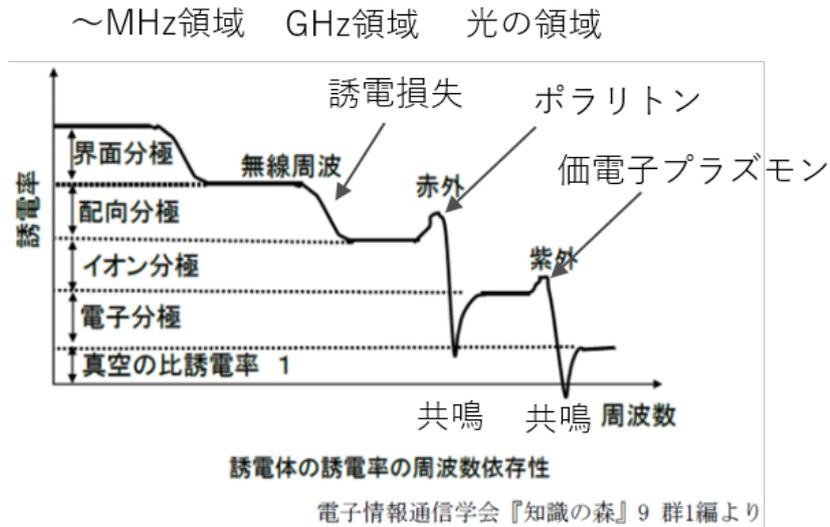


図 4.26: 誘電率の周波数依存性 ( [96] に筆者加筆)

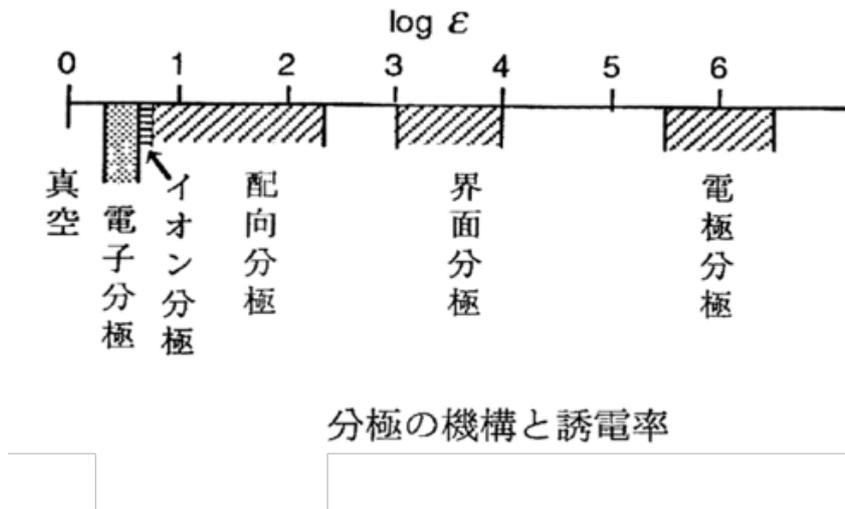


図 4.27: 分極機構と誘電率 [97]

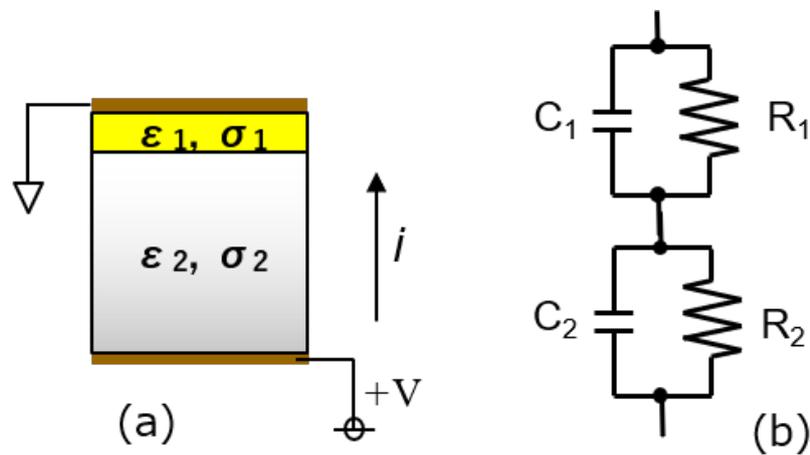


図 4.28: 2種類の誘電体をはさんだ平板コンデンサーと等価回路

まず界面に真電荷がない場合、誘電体 1, 2 の電場強度の比は、よく知られた誘電体の境界条件から

$$\begin{aligned}\epsilon_1 E_1 - \epsilon_2 E_2 &= 0 \\ \frac{E_1}{E_2} &= \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}\end{aligned}\quad (4.13)$$

と書け、誘電率の比となる。

一方で、界面に空間電荷がたまる場合、図 4.28 (b) のような等価回路を考えると、定常状態においては界面を流れる電流は等しいので、オームの法則より電場強度の比は

$$\begin{aligned}i = \sigma_1 E_1 &= \sigma_2 E_2 \\ \frac{E_1}{E_2} &= \frac{\sigma_2}{\sigma_1}\end{aligned}\quad (4.14)$$

と書け、導電率の比になる。

表 4.2 のようにポリイミドもガラスもともに絶縁体でありながら、その導電率はガラスの方がポリイミドに比べて 2 桁程度大きい。このことから、オーミックな電気伝導を仮定すると界面の空間電荷の蓄積によって、電場強度はポリイミド内がガラス内に比べて最大で 2 桁程度大きい可能性が考えられる。

したがって、この基板の見かけ上の誘電率の違いは増幅率にどのように影響するかを調査した。シミュレーションでは空間電荷の効果を入れることができないため、界面分極で起こりうる電場強度の比を、電場計算に入力する誘電率の比で模擬することでシミュレーションを行った。図 4.29 に、ガラス基板の見かけの誘電率に対する相対増幅率の依存性を示す。ここでポリイミド膜の誘電率を 3.5 で固定して、ガラス基板の誘電率を変化させた。ガラス基板誘電率が 5.8 (1 MHz の測定値) の時の増幅率を 1 に設定している。図 4.29 からわかるように、基板の見かけの誘電率の増大に伴い増幅率が減少するという傾向がわかった。また、Type A と Type B を比較すると、見かけの誘電率が 20 では、Type B はたかだか 10% 程度の減少に対して、Type A は 40% 減少しており、Type A の方がガスゲインが見かけの誘電率の値に敏感であることがわかった。このことから、基板の実際の見かけの誘電率が 20 程度であれば、2 種類の TGV  $\mu$ -PIC のガスゲインの違いを説明できる。

今後のガス検出器の設計のために、Type A と B でガスゲインの減少率の差異を生む原因となる基板構造について調べた。図 4.30 は、基板の見かけの誘電率が大きい場合の TGV  $\mu$ -PIC の等電位面を示す。Type A, B の電位構造を比較すると二つの違いがある。一つは、Type A ではカソード下の薄いポリイミド膜に等電位線が集中し、それにひっぱられてカソード端のガス中の電位勾配も Type B に比べてきつくなっていることである。もう一つは、ガス雪崩増幅が起こるアノード上の等電位線の間隔も Type B に比べ Type A の方が若干広いことである。

この二つの違いの説明として図 4.31 で示す媒質の違いによる電位構造の差異を考えた。図 4.31(a) 一様媒質の場合は、誘電率が変化しても媒質内の電位勾配は一様なため、電位構造への影響は小さい。一方で、見かけ上の誘電率が異なる媒質が隣接する場合は、見かけ上の誘電率が小さい方に電位勾配は集中する。

図 4.31(a) のような構造を持つ Type A は、導電性の差からガラスを移動してきた電荷がポリイミドとの界面で止まり貯まることで、ガラスのほうに大きな分極がおり、見かけ上の誘電率が大きくなった結果、図 4.30 左の電位構造になるという描像で理解できる。

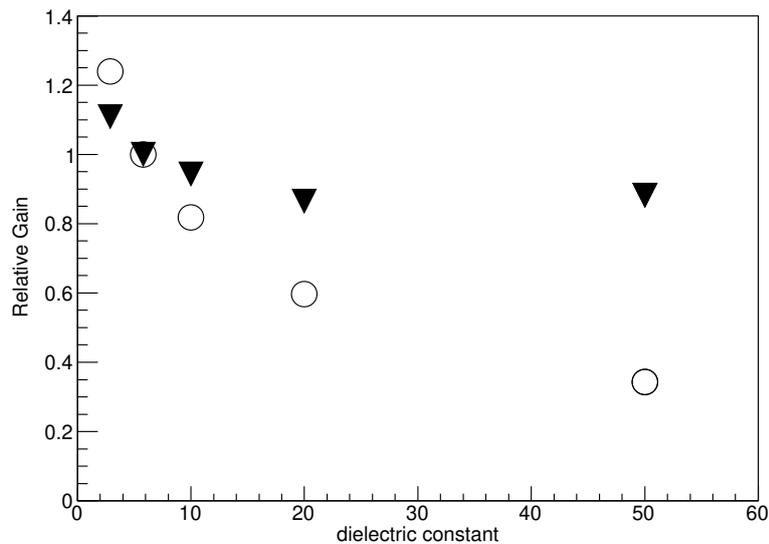


図 4.29: TGV  $\mu$ -PIC の雪崩サイズの基板の誘電率への依存性。白丸と塗りつぶされた三角形は、それぞれ Type A と Type B のゲインを表す。ポリイミドの誘電率は 3.5 に固定。アノードとカソードの電圧は、それぞれ 400 V と 0 V。

#### アノード側壁絶縁層を持つ $\mu$ -PIC

電子なだれ増幅を起こすガス検出器一般において、ガス増幅が起こるアノード近傍の電場は強く、フィールドエミッションで電子が飛び出て放電の危険性があるカソード近傍の電場は弱い方が望ましい。図 4.31 の (c) にあるように、2 層構造の媒質に電圧がかかっている場合、アノード側の見かけの誘電率が相対的に小さく、カソード側の見かけの誘電率が相対的に高ければ、電位の勾配はアノード側に集中することになる。

このアイデアをもとに新たに、アノード側壁絶縁層を持つ電極構造を提案した。図 4.32 に構造の概要図を示す。基板材料よりも絶縁性が高い、すなわち導電性が小さい絶縁層膜をアノードの側壁につける。直流電圧下では導電性の差により、絶縁層膜と基板の界面に電荷がたまり界面分極を起こす。これによって絶縁層膜に電位の勾配を集中させることで、アノード近傍の電場を強める。基板材料はイオン伝導性物体 (例えばガラス) が望ましいと考えられる。この場合絶縁層・基板界面の基板側は負に帯電することになるが、イオン伝導性物体であれば、負の帯電は電子の堆積ではなく陽イオンの欠乏が起こることになり、アノードに近接する絶縁層・基板・ガスの三重点での電子の放出が起こらないと考えられるからである。

図 4.33 に、絶縁層の厚み  $5 \mu\text{m}$ 、アノード印加電圧 400 V で、絶縁層と基板の誘電率はそれぞれ 3.5 と 20 を仮定した場合の等電位面を示す。Type A の等電位面 (図 4.30 左図) とは逆にアノード側に電位勾配が集中しており、また、カソード端の等電位面の間隔も広がっていることがわかる。

図 4.34 に電子なだれシミュレーションで計算した、アノード側壁絶縁層を持つ  $\mu$ -PIC のガスゲインの基板の誘電率依存性を示す。ここで、基板表面の絶縁層の誘電率は 3.5 である。ガスゲインの基板の誘電率依存性は Type A, B の減少傾向とは逆に、アノード側壁絶縁層を持つ  $\mu$ -PIC は増大傾向があることがわかった。仮に基板と絶縁層膜の誘電率がそれぞれ 20 と 3.5 の媒質であれ

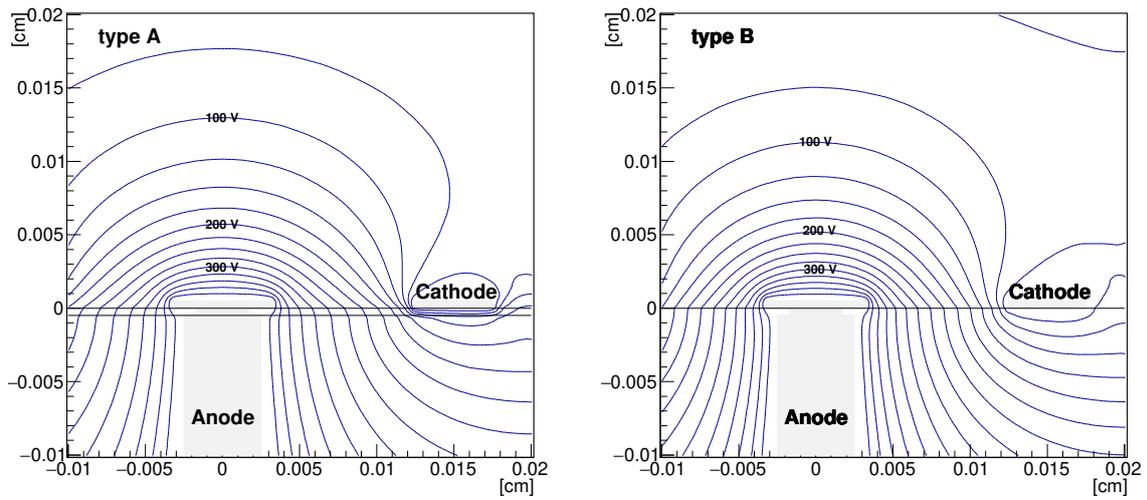


図 4.30: TGV  $\mu$ -PIC の等電位面 (左 Type A、右 Type B)。この静電界の計算では、ポリイミド膜と基板の誘電率はそれぞれ 3.5 と 20。アノードとカソードの電圧は、それぞれ 400 V と 0 V。

ば、アノード側壁絶縁層を持つ  $\mu$ -PIC はさらに Type B の 2 倍ガスゲインが予想される。

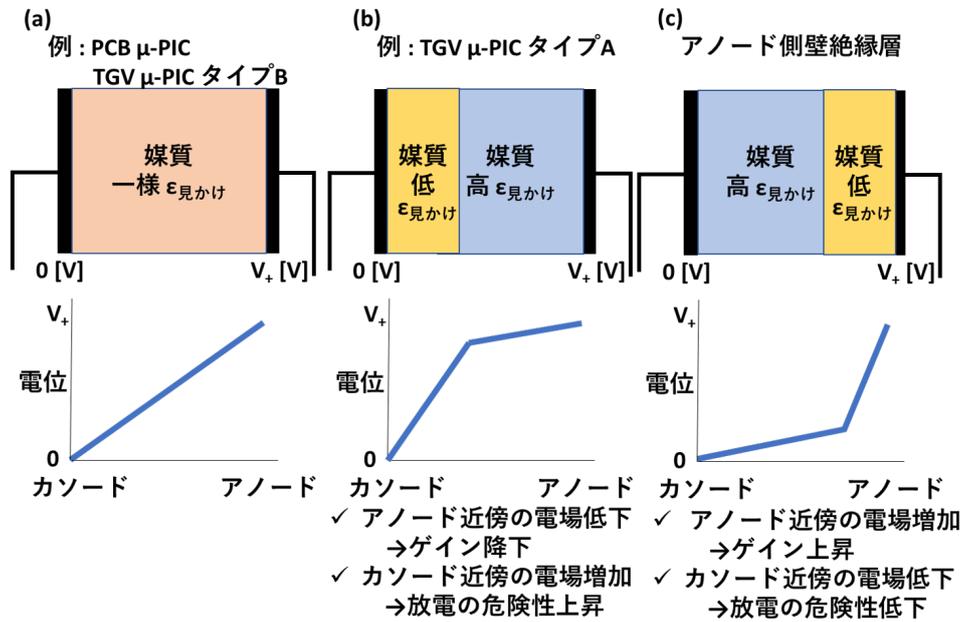


図 4.31: 平板コンデンサーでの媒質の違いによる電位勾配の差異の概念図

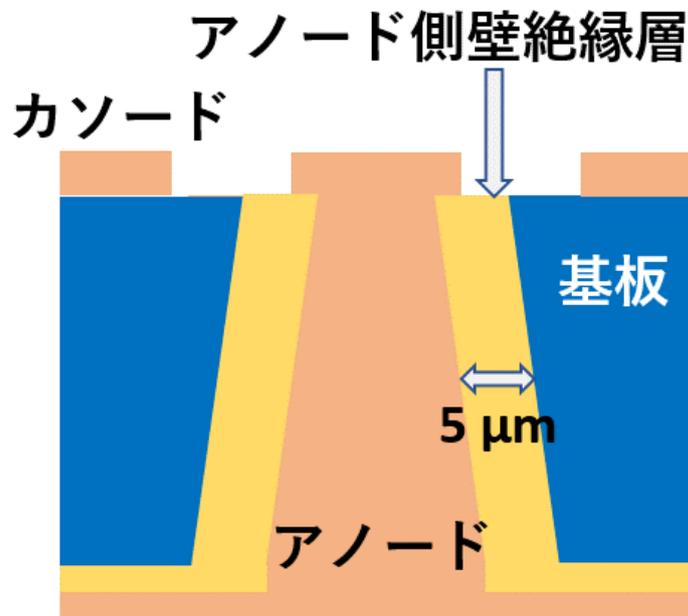


図 4.32: アノード側壁絶縁層を持つ  $\mu$ -PIC の概念図。

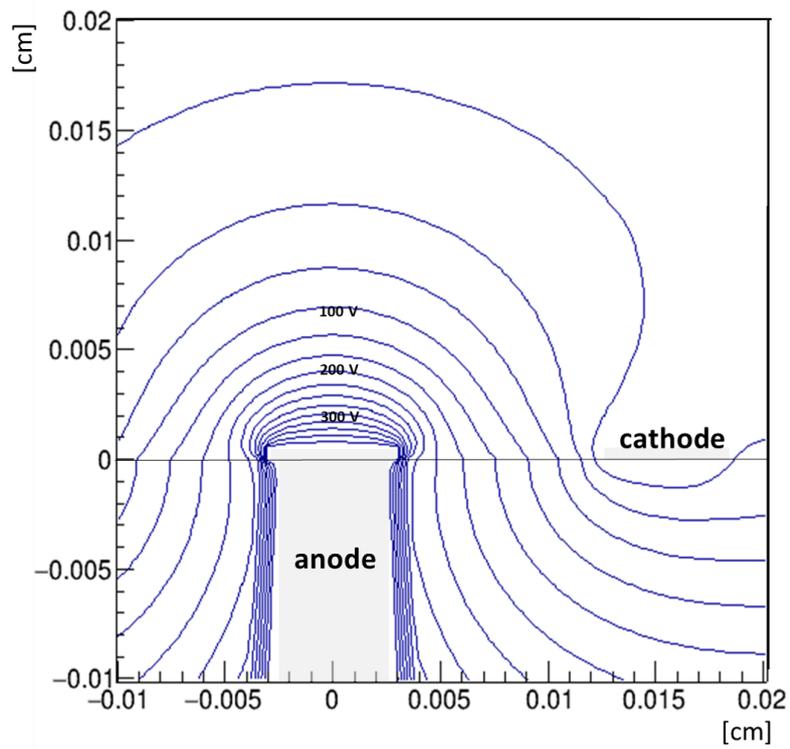


図 4.33: アノード側壁絶縁層を持つ  $\mu$ -PIC の等電位線。この静電界の計算では、絶縁層と基板の誘電率はそれぞれ 3.5 と 20 を仮定。絶縁層の厚みは  $5\mu\text{m}$ 。アノードとカソードの電圧は、それぞれ 400 V と 0 V。

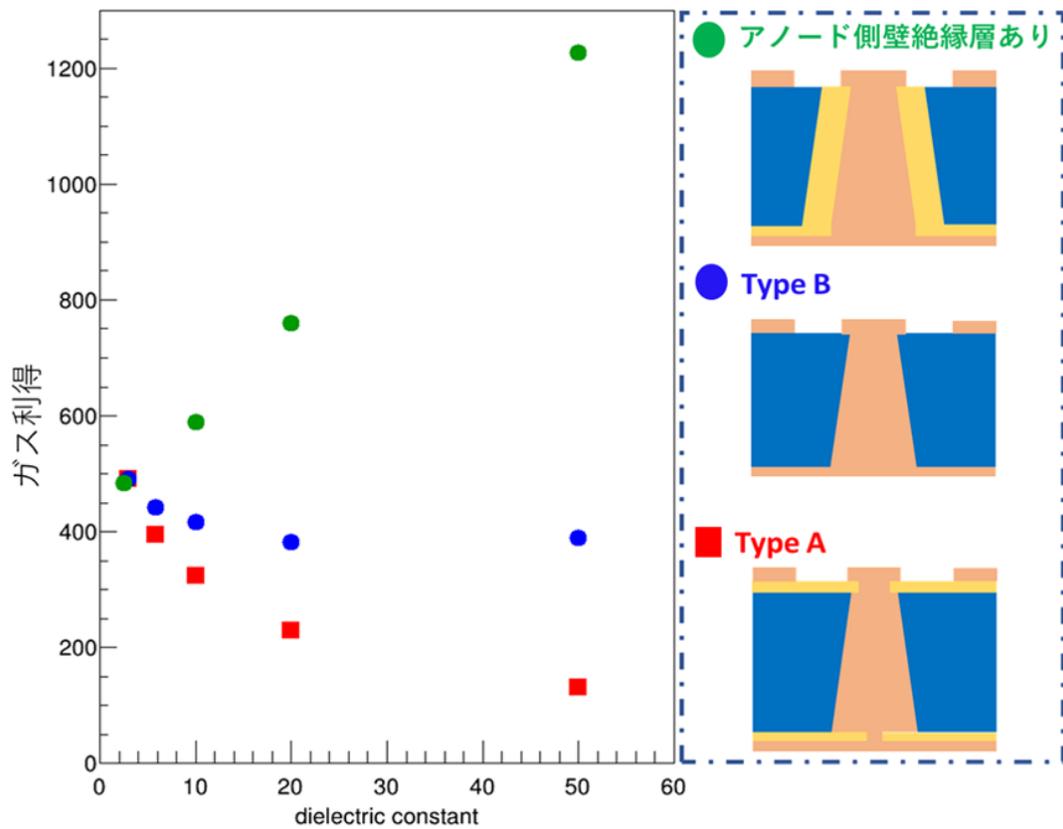


図 4.34: TGV  $\mu$ -PIC のガスゲインの基板の誘電率への依存性 (Garfield++シミュレーション)。緑丸はアノード側壁絶縁層をもつ  $\mu$ -PIC、青丸は Type B、赤四角は Type A。電界の計算では、絶縁層と基板の誘電率は 3.5 を仮定。絶縁層の厚みは  $5\mu\text{m}$ 。アノードとカソードの電圧は、それぞれ 400 V と 0 V。



## 第5章 まとめと今後

### 5.1 SMILE-2+気球実験によるかに星雲の観測

SMILE-2+気球実験の目標はETCCの天体撮像能力の実証であった。本研究では、観測された検出数マップと観測からつくったOFFモデルマップとのON-OFF解析を行った。結果、かに星雲5時間の観測でON-OFFマップでかに星雲を含むビンに $\sim 4\sigma$ の超過を確認した。初期解析からSMILE-2+の観測がほぼ設計検出感度で行われていることがわかり、MeV領域におけるイメージング分光が実証できていることが示されている。特にSMILE-2+が設計検出感度に到達したことは、COMPTELを始めとするあらゆる従来型コンプトン望遠鏡では成されなかったことであり、MeVガンマ線天文学における大きな進展である。これによって将来計画での科学目標からの検出器設計ができるようになった。

### 5.2 TGV $\mu$ -PICの開発

SMILE ETCCからの $\mu$ -PICへの要求は、飛跡決定精度の向上と高い利得で壊れにくい素子の開発であった。本研究では、 $\mu$ -PICの低電圧高利得化を目標に新たにガラス基板を使ったTGV  $\mu$ -PICを大日本印刷と共同で開発し、基板表面にポリイミド膜あり/なしの2種類の素子を作成、動作試験を行った。結果従来のポリイミド基板を用いた $\mu$ -PICに比べて、ポリイミド膜なしのTGV  $\mu$ -PICは同印加電圧で約1.5倍の高利得化に成功し、ガス利得は最大で約20000で動作した。エネルギー分解能はポリイミド膜ありTGV  $\mu$ -PICで22.2% FWHM (5.9 keV)、ポリイミド膜なしTGV  $\mu$ -PICで18.7% FWHM (5.9 keV)を確認した。ポリイミド膜の存在の効果について考察し、新たに高利得で安定性が高いと期待できるアノード側壁絶縁層を持つガス検出器を提案した。

### 5.3 今後

開発に成功したTGV  $\mu$ -PICを大型化し、30-50 cm角の素子を開発する。これを組み込んだ有効面積 $\sim 10\text{ cm}^2$ 、PSF $\sim 5\text{--}10^\circ$ のETCCを1ヶ月間の長期間気球に搭載し、COMPTELの3-5倍の検出感度を実現し、科学観測SMILE-3を行う。観測対象としては、系内拡散ガンマ線の分布ごとのスペクトル観測による起源の解明や、電場銀河Cen Aの観測、Cyg X-1 やかに星雲の偏光観測を想定している。この観測によりCOMPTELより20年間進展がなかったMeVガンマ線天文学を進めていく。



## 参考文献

- [1] T. Mizumoto, et al., JINST **10**, C06003 (2015).
- [2] N. Indrio, et al., 2009 *ApJ* **694** 257-267
- [3] Orlando E, et al 2019 Bulletin of the American Astronomical Society Vol. 51 Issue 3 id 151
- [4] Grenier I, et al 2015 *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **53** 199–246
- [5] A. C. Cumings, et al., 2016 *ApJ*, **831**, 1
- [6] N. Indrio, et al., 2015. *Apj*, **800**, 40
- [7] A. Neufeld, et al., 2017. *ApJ*, **845** 163
- [8] N. Indrio, et al., 2012. *ApJ*, **745** 91
- [9] N. Indrio, et al., 2010. *ApJ*, **724** 1357
- [10] T. Montmerle, 1979. *ApJ*, 231 95
- [11] E. Parizot, et al., 2004. *Astron. Astrophys.* 424, 747
- [12] S. Heiz, et al., 2002. *Astron. Astrophys.* 390, 751
- [13] V. Tatischeff, et al., 2011 *Mem. Soc. Astron. Rev.* 48, 99
- [14] T. Kamae, et al., 2018. *Publ. Astron. Soc. Jpn.* 70 (2), 29
- [15] K. Scher, et al., 2008. *ApJ*. 680, L105.
- [16] N. Indrio, et al., 2013 *Chem. Soc. Rev.*, 42, 7763-7773
- [17] R. Ramaty, et al., 1979, *ApJS*, 40, 487
- [18] H. Benhabiles-Mezhoud, et al., 2013, *ApJ*, 763, 98.
- [19] V. Tatischeff, et al., 2004, *New Astronomy Reviews*, 48, 99
- [20] H. Bloemen, et al., 1997 *Proceedings of the Fourth Compton Symposium* AIP 1-56396-659-X/97
- [21] H. Bloemen, et al., 1997 *ApJ* 475 : 25–28
- [22] P. Sreekumar, et al., 1992 *ApJ* 400:L67-L70

- [23] XCOM; Photon Cross Section Database  
(<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>).
- [24] G. F. Knoll; “Radiation Detection and Measurement 3rd edition”, WILEY (2001).
- [25] P. v. Ballmoos et al.; *Exp. Astron.*, **20**, 253 (2005).
- [26] C. Winkler et al., *A&A* **411**, 1 (2003).
- [27] <http://www.isdc.unige.ch/integral/outreach/integral>.
- [28] L. Bouchet et al., *ApJ* **679**, 1315-1326 (2008).
- [29] 10th INTEGRAL Workshop: ”A Synergistic View of the High Energy Sky” - Integral2014
- [30] J. M. Ryan; (<http://www.mpe.mpg.de/gamma/science/lines/workshops/seeon03/ryan1.pdf>).
- [31] V. Schönfelder et al., *ApJS* **86** 657 (1993).
- [32] G. Weidenspointner, et al., *A&A* **368** 347 (2001).
- [33] V. Schönfelder et al., *A&AS* **143**, 145-179 (2000).
- [34] Aprile, E., et al., *New Astron. Rev.*, **48**, 257–262 (2004)
- [35] M. S. Bandstra et al., *ApJ*, **738** 8 (2011)
- [36] Kamiya, K., s.l.: University of California (2011)
- [37] Schönfelder, V., *New Astron. Rev.*, **48**, 193-198 (2004)
- [38] G. R. Lynch, O. I. Dahl; *Nucl. Instr. Meth. B* **58** 6 (1991).
- [39] M. BORN and E. WOLF, *Principles of Optics* 7th Edition, Cambridge University Press (1999)
- [40] V. Schönfelder, Ed. *The Universe in Gamma Rays* Springer (2001)
- [41] E. Caroli, *Space Science Reviews* **45** (1987) 349-403
- [42] T. Tanimori, et al., *ApJ* **810**, 28 (2015).
- [43] A. Ochi, et al., *Nucl. Instr. Meth. A* **471**, 264-276 (2001).
- [44] F. Sauli, *Nucl. Instr. Meth. A* **386**, 531-534 (1997).
- [45] A. Takada; Ph:D:Thesis, Kyoto Univ. (2007)
- [46] F. Sauli, *Nucl. Instr. Meth.* **A505**, 195 (2003).
- [47] F. Sauli, *Nucl. Instr. Meth.* **A522**, 93 (2004).

- [48] T. Mizumoto, et al., Nucl. Instr. Meth. A **800**, 40-50 (2015).
- [49] A. Takada *RADIOISOTOPES* 68(12): 865-875 (2019)
- [50] A. Takada, et al., *ApJ*, 733(1), 15, 2011
- [51] 小野坂健 修士論文 京都大学 (2019)
- [52] E. Jourdain., et al., 2009 *ApJ* **704** 1
- [53] J. C. Ling, *J. Geophys. Res.* **80**, 3241-3252 (1975)
- [54] <https://geant4.web.cern.ch/>
- [55] R. L. Kinzer, et al., 1997 *ApJ* **475** 361
- [56] K. Watanabe, et al., 1999 *Bull. Am. Astron. Soc.* 31 702
- [57] G. Weidenspointner, et al., 2000a *Fifth Compton Symposium*. In: AIP Conf. Proc., vol 501. AIP, Melville, NY, p. 581.
- [58] M. Matoba et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-32**(1), 541(1985).
- [59] <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>
- [60] W. Diethorn, NYO-6628 (1956).
- [61] J. Byrne, Proc. R. Soc. Edinburg Sect. **A66**, 33 (1962).
- [62] J. Byrne, Nucl. Instr. Meth. **74**, 291 (1969).
- [63] A. Sharma “Properties of some gas mixtures used in tracking detector”
- [64] Glen F. Knoll 放射線計測ハンドブック第4版 (2013)
- [65] ICRU Report 31, Average Energy Required to Produce an Ion Pair, International commission on Radiation Units and Measurements, Washington, DC, 1979
- [66] G. D. Alkhasov et al., Nucl. Instr. Meth. **48**, 1 (1967).
- [67] T. Nagayoshi, et al., Nucl. Instr. Meth. A **546**, 457-465 (2005).
- [68] AN. ZARUBIN, Nucl. Instr. Meth. A **A283**, 409-422 (1989).
- [69] A. Takada, et al., Journal of Instrumentation **8**, C10023 (2013).
- [70] <http://www.ansoft.com>.
- [71] <http://garfield.web.cern.ch/garfield>.
- [72] <http://consult.cern.ch/writeup/magboltz/>.
- [73] <http://geuz.org/gmsh>.

- [74] Ö. Şahin, et al., *Journal of Instrumentation* **5**, P05002 (2010).
- [75] L. W. Nordheim, *Proc. Roy. Soc. Sci. (London)* **A121**, 626 (1928).
- [76] F. Sauli *Gaseous Radiation Detectors Fundamentals and Applications* 2014 Cambridge University Press
- [77] A. M. Hynes, et al., *Sensors and Actuators A*, **74**, 13 (1999).
- [78] F. Laermer & A. Urban, *Digests of Technical Papers, Transducers '05*, p. 1118 (2005)
- [79] Miuchi K *et al* 2004 *NIM A* **535** 236–241
- [80] Nagayoshi T, Kubo H, Miuchi K, Orito R, Takada A, Takeda A, Tanimori T, Ueno, Bouianov O and Bouianov M 2004 *NIM A* **525** 20–27
- [81] Takada A *et al* 2007 *NIM A* **573** 195–199
- [82] Tanimori T, Kubo H, Miuchi K, Nagayoshi T, Orito R, Takada A, Takeda A and Ueno M 2004 *New Astron. Rev.* **48** 263–268
- [83] Tanimori T, Kubo H, Miuchi K, Nagayoshi T, Okada Y, Orito R, Takada A and Takeda A 2004 *NIM A* **529** 373–377
- [84] Miuchi K *et al* 2007 *Physics Letters B* **654** 58–64
- [85] Kabuki S *et al* 2010 *NIM A* **623** 606–607
- [86] Kishimoto Y *et al* 2013 *NIM A* **732** 591–594
- [87] Tomono D, Mizumoto T, Takada A, Komura S, Matsuoka Y, Mizumura Y, Oda M and Tanimori T 2017 *Scientific Reports* **7** 41972
- [88] Takemura T *et al* 2018 *EPJ Web of Conference* **174** 02010
- [89] Parker J D *et al* 2018 *JPS Conference Proceedings* **22** 011022
- [90] <http://www.csc.fi/english/pages/elmer>
- [91] <http://garfieldpp.web.cern.ch/garfieldpp>
- [92] Sauli F 1997 *NIM A* **386** 531–534
- [93] Tamagawa T *et al* 2006 *NIM A* **560** 418–424
- [94] Schönhals A and Kremer F 2003 *Broadband Dielectric Spectroscopy* Springer 59–98
- [95] 竹村泰斗 修士論文 京都大学 (2016)
- [96] 舟窪 浩 電気情報通信学会 2010 知識の森 9 群 1 編
- [97] 古川 猛夫 高分子 45 巻 5 月号 (1996) 334-335

## 謝辞

2年間ご指導いただいた谷森教授に感謝するとともに、人間としてのエネルギーの重要性を教えてくださいました。高田助教には、学部生のP6実験の時から3年間お世話になりっぱなしで、大変ご迷惑をおかけしました。とりとめのないアイデアや考えにも否定せず自由にやらせていただいたことを感謝いたします。竹村さんには $\mu$ -PICの実験のことやシミュレーションのことなどを教えていただき大変助かりました。吉川さんは学部の時代のTAをやっていたときからお世話になりました。「あべ君ならいけるよ」という根拠のない励ましも、自分の根拠のない自信につながりました。無骨なまでの単純さシンプルさをつら抜く姿勢に感銘を受けました。中村さんには物理の雑談などの相手になっていただき非常に感謝いたします。自分から話しにいつて勝手に納得して帰っていき考えをまとめるの大変助かりました。水村さんは、発表や原稿のコメントを丁寧にいただき、大変ありがたかったです。また、宇宙ユニットの海外派遣も教えていただいたおかげで、海外で学会発表をすることができました。最後にともに切磋琢磨しあった同期の4人に感謝を申し上げます。