

修士論文 2015年度（平成27年度）

高角度分解能 MeV ガンマ線望遠鏡に向けた
高ゲイン・高位置分解能ガス検出器の開発

京都大学大学院 理学研究科宇宙線研究室

竹村 泰斗

2016年1月

高角度分解能 MeV ガンマ線望遠鏡に向けた 高ゲイン・高位置分解能ガス検出器の開発

論文要旨

MeV ガンマ線天文学は超新星爆発や核ガンマ線、最遠方ガンマ線バーストなど様々な天体現象の観測が期待されている一方で、1991年に打ち上げられた CGRO 衛星に搭載された COMPTEL 以降 MeV ガンマ線に対する全天観測はまったく行われていない。この状況を打開するべく、われわれは高空間分解能ガス飛跡検出器を用いた電子飛跡検出型コンプトンカメラの開発を行っている。MeV ガンマ線天文学を切り開くには5度以下の PSF が必須であるが、このためにはより高い精度の電子飛跡取得が要求される。

現在の μ -PIC はプリント基板 (PCB) 技術で作製されており、その位置分解能は約 $120 \mu\text{m}$ (RMS) を実証している。しかし、MeV ガンマ線望遠鏡の要請を満たすには μ -PIC の位置分解能 $100 \mu\text{m}$ 以下が必要となる。MEMS (Micro Electro Mechanical System) 技術はこの要求を満たしうる解のひとつである。PCB 技術の作製精度は約 $10 \mu\text{m}$ に対して MEMS 技術では数 μm であり、MEMS 技術を用いることでより高精度な構造の μ -PIC を作製できる。また、MEMS 技術では基板の厚みを現在の $100 \mu\text{m}$ から $400 \mu\text{m}$ まで厚くすることができる。基板を厚くすることでアノードストリップを電氣的に隠し、基板に向かっていた電気力線をアノードに集中させることでアノードの電場が強くなるため、高ゲインを期待できる。以上のことより MEMS μ -PIC が高位置分解能、高ゲインを有すると期待して、製造し、シミュレーションおよび実測による評価を行った。

実測とシミュレーションの結果、MEMS μ -PIC は半導体であるシリコンを主な基板としているが、アノードとシリコン間の絶縁性が弱いと PCB μ -PIC 以下のゲインしか得られず、シリコンを $15 \mu\text{m}$ 程度の厚い絶縁層 SiO_2 膜を覆うことにより、ゲイン 20000 にて安定動作する高ゲイン μ -PIC が実現できることを実証した。また、MEMS 技術は PCB 技術と比べ作製精度が高いことから、MEMS μ -PIC は精度の良い電極が作製され、21.2%(5.9 keV FWHM) と従来 μ -PIC と比べ高いエネルギー分解能を示した。

キーワード

京都大学大学院 理学研究科宇宙線研究室

竹村 泰斗

目次

第 1 章	MeV ガンマ線望遠鏡	1
1.1	Ia 型超新星	1
1.2	放射線と物質の相互作用	4
1.2.1	荷電粒子と物質の相互作用	4
1.2.2	ガンマ線と物質の相互作用	5
1.3	MeV ガンマ線のイメージング方法	7
1.3.1	コーデットマスク	8
1.3.2	コンプトンカメラ	10
1.3.3	既存の望遠鏡の問題点	11
1.4	電子飛跡検出型コンプトンカメラ	13
1.4.1	検出原理	13
1.4.2	多重散乱	14
1.4.3	ARM、SPD に対する PSF	15
1.4.4	SMILE	17
第 2 章	ガス検出器	19
2.1	ガス検出器の動作原理	19
2.1.1	ガス検出器の信号取得	19
2.1.2	ガス中における電子・イオンのドリフトと拡散	20
2.2	比例係数管	23
2.2.1	平均ガス増幅率	23
2.2.2	電子増幅率の分布	24
2.2.3	充填ガス	24
2.2.4	多芯比例係数管 (Multi Wire Proportional Chamber)	25
2.2.5	Time Projection Chamber (TPC)	26
2.3	Micro-Pattern Gas Detector (MPGD)	26
2.3.1	Micro Strip Gas Chamber (MSGC)	27
2.3.2	Gas Electron Multiplier (GEM)	29
2.3.3	Micromegas	29
2.3.4	放電	29
第 3 章	Micro pixel chamber (μ-PIC)	33
3.1	μ -PIC の基本性能	33
3.1.1	検出原理と電極構造	33

3.1.2	PCB μ -PIC の製造方法	33
3.1.3	PCB μ -PIC の基本性能	35
3.1.4	μ -PIC 過去のシミュレーション (Maxwell 3D + Garfield)	37
3.2	μ -TPC	38
3.2.1	μ -TPC 基本性能	38
3.2.2	μ -PIC データ収集システム	40
3.3	μ -PIC の応用	42
3.4	μ -PIC への要求	45
第 4 章	μ-PIC の Garfield++シミュレーション	47
4.1	Garfield++	47
4.2	シミュレーションゲイン	48
第 5 章	MEMS 技術による μ-PIC	53
5.1	MEMS 技術	53
5.2	MEMS μ -PIC	53
5.3	MEMS μ -PIC のシミュレーション評価	58
5.4	高位置分解能 MEMS μ -PIC	61
5.5	MEMS μ -PIC シミュレーションまとめ	65
第 6 章	MEMS μ-PIC のガスゲイン測定実験	67
6.1	セットアップ	67
6.2	MEMS μ -PIC ゲイン実測	70
第 7 章	まとめと今後	77
	謝辞	83

目次

1.1	Single Degenerate イメージ [2]	1
1.2	Double Degenerate イメージ [3]	1
1.3	Ia 型超新星爆発において予想される可視光とガンマ線の光度曲線 [9]	2
1.4	INTEGRAL 衛星 SPI より観測された MeV ガンマ線光度曲線 [12]	3
1.5	INTEGRAL 衛星 SPI より観測された ^{56}Co 核ガンマ線 [10]	4
1.6	エネルギー損失率と β の関係 [14]	5
1.7	Ar におけるガンマ線相互作用のエネルギー依存性 [15]	6
1.8	コンプトン散乱角度分布 [16]	7
1.9	コーデットマスク概念図	8
1.10	SPI 内ゲルマニウム半導体検出器写真 [25]	9
1.11	SPI 概略図 [25]	9
1.12	SN2014J における SPI の実測スペクトル (黒線) とバックグラウンドモデルによる フィット (赤線)[12]	10
1.13	コンプトンカメラ概念図	10
1.14	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 [17])	11
1.15	COMPTEL 概観 [19]	12
1.16	COMTEL バックグラウンド内訳 [20]	12
1.17	各 MeV ガンマ線イメージング法に対する混入バックグラウンド	13
1.18	変数定義	13
1.19	ARM と SPD	13
1.20	各電子のエネルギーにおける散乱角	14
1.21	シミュレーションより求めた、従来のコンプトンカメラおよび電子飛跡を用いたコ ンプトンカメラにおける再構成ガンマ線マップ	15
1.22	シミュレーションより求めた、従来のコンプトンカメラおよび電子飛跡を用いたコ ンプトンカメラにおける再構成ガンマ線マップと射影図 (バックグラウンドは一様 と仮定)	16
1.23	各 ARM、SPD に対する点源の累積比率 [31]	16
1.24	ETCC 概図、写真	17
1.25	GSO(Ce) シンチレータアレイ	17
1.26	マルチアノード PMT	17
1.27	^{137}Cs 3 線源を ETCC から約 2 m 離れた測定データ	18
2.1	モンテカルロ計算により再現された電子雪崩 [34]	20
2.2	ガス検出器における印加電圧と増幅領域の関係図	21

2.3	電子のドリフト速度 (シミュレーション)	22
2.4	磁場がない状況下における電子の拡散 (シミュレーション)	22
2.5	比例係数管概念図	23
2.6	MWPC 概略図 [40]	25
2.7	MWPC より形成される電場 (図中の線は電気力線と等電位面) [40]	25
2.8	TPC 概念図 [47]	26
2.9	MSGC 概念図 [44]	27
2.10	GEM 細孔部分の電子顕微鏡写真 [49]	28
2.11	GEM 電界・等電位線 [50]	28
2.12	多段式 GEM [51]	28
2.13	micromegas 原理図 [53]	29
2.14	MPGD におけるフィールドエミッション由来の放電の概略図	30
2.15	放電の連続による導通路の形成 [54]	30
3.1	μ -PIC 模式図 [57]	34
3.2	μ -PIC 写真、断面図	34
3.3	μ -PIC 電極製造方法 [35]	35
3.4	アノード供給電圧に対する μ -PIC ガスゲイン [63]	35
3.5	30cm 角 μ -PIC(左図) ガスゲインの場所依存性 (右図) エネルギー分解能 (CsK α)	36
3.6	テストチャートの X 線透過像 [62]	36
3.7	テストチャート端のプロジェクションとフィット関数 [62]	36
3.8	Maxwell 3D により計算された μ -PIC 電場 (左図) アノードトップから 1 μ m 上、(右図) 基板から 1 μ m 上における電場強度 [64]	37
3.9	各基盤の厚みに対するアノードまわりとカソード縁の電場強度 [64]	38
3.10	Garfield により求められた μ -PIC のガスゲイン [64]	38
3.11	μ -TPC 概念図	39
3.12	GEM + μ -PIC と μ -PIC 単独のガスゲイン (ガス:Ar/C ₂ H ₆ 、1 気圧、 $\Delta V_{GEM} = 250$ V)	39
3.13	μ -TPC にて得られた電子飛跡	39
3.14	μ -TPC にて得られたミューオン飛跡	39
3.15	μ -TPC により得られた入射粒子のエネルギー損失率 (a) 実験室にて 3MBq ¹³⁷ Cs 線源を 1 m 離れた状況下 (b)140MeV 陽子ビームにより生成された強放射線下 [31]	39
3.16	電圧供給基板 写真と回路図	40
3.17	FE2009bal CMOS ASIC チップ [65]	41
3.18	Fe2009bal チップの (a) アナログサム信号 ,(b) 入電荷量と出電力関係 [65]	42
3.19	μ -PIC 読み出し基板写真、ダイアグラム [65]	43

3.20	NIP で撮像された携帯ラジオのイメージ (左図)28.9 meV の中性子透過像 (右図)150 keV のガンマ線透過像 [66]	44
3.21	μ -PIC を用いた中性子イメージング検出器概念図 [67]	44
3.22	腕時計の μ -PIC 中性子イメージング [68]	44
3.23	WIMP(図中 DM) に対する太陽系と地球の運動の模式図 [86]	45
3.24	NEWAGE-0.3b' 検出器外観 [86]	46
3.25	NEWAGE-0.3b' 検出器概念図 [86]	46
4.1	Magboltz [73] で得た Ar ガス中におけるタウンゼント計数	47
4.2	電子の反応断面積 [72]	47
4.3	Gmsh により作製した PCB μ -PIC メッシュ	48
4.4	Elmer を用いて算出した PCB μ -PIC の電場強度	49
4.5	電子雪崩のシミュレーション	49
4.6	電子雪崩シミュレーションによるイオン・電子ペア数分布	50
4.7	(a) 各ベンニングパラメータにおいて求めたシミュレーション増幅率 [84] (b)(c)	50
4.8	アノード電圧 460 V における PCB μ -PIC まわりでの電子雪崩による電子・発生点 (上図) と電子発生点の重心 (下図)	52
5.1	天文分光用マイクロシャッターアレイ [80]	54
5.2	Basch 法 概念図 [81]	54
5.3	MEMS μ -PIC 基礎作製プロセス	55
5.4	TypeA, TypeB MEMS μ -PIC 作製プロセス	56
5.5	MEMS μ -PIC 写真、断面図	57
5.6	Elme を用いて算出した MEMS μ -PIC Type A・Type B 電場強度	59
5.7	Garfield++シミュレーションによる PCB μ -PIC と MEMS μ -PIC のゲイン値	60
5.8	MEMS μ -PIC 各 SiO ₂ 膜厚みにおけるシミュレーションゲイン値	60
5.9	基板の厚みに対する MEMS μ -PIC ゲイン	61
5.10	アノード電圧 460 V における MEMS μ -PIC Type B まわりでの電子雪崩による電子・イオン対発生点 (上図) と電子発生点の重心	62
5.11	短ピッチ μ -PIC 幾何構造 (左図) ピッチのみを変えた構造 (右図) μ -PIC 全体を 2 次元的に縮小した構造	63
5.12	短ピッチ μ -PIC ゲイン (アノード径 60 μ m、カソード径 250 μ m で固定)	63
5.13	アノード電圧 460 V 時の短ピッチ μ -PIC 電位 (上図) ピッチ 400 μ m MEMS μ -PIC (中図) ピッチのみを変更した構造 (ピッチ:280 μ m) (下図) 全体を縮小した構造 (ピッチ:280 μ m)	64
5.14	縮小型短ピッチ μ -PIC ゲイン	65

6.1	MEMS μ -PIC 素子	68
6.2	ガスゲイン測定実験用密封容器	68
6.3	密封容器 内写真	69
6.4	セットアップ模式図	69
6.5	10 × 10 cm ² サイズ LCP GEM 写真	70
6.6	使用した LCP GEM ゲイン	70
6.7	データ収集用 VME モジュールの構築	71
6.8	データ収集信号	71
6.9	SiO ₂ 膜 15 μ m MEMS μ -PIC 取得信号 (アノード電圧 440 V、 $G_{gem} \sim 19.5$) . . .	71
6.10	アノード FADC 波形	72
6.11	電荷量計算図	72
6.12	イベント範囲指定前 MEMS μ -PIC エネルギースペクトル	73
6.13	イベント範囲指定後 MEMS μ -PIC エネルギースペクトル	73
6.14	SiO ₂ 膜 1 μ m タイプ、SiO ₂ 膜 15 μ m タイプにおける ⁵⁵ Fe エネルギースペクトル .	74
6.15	MEMS μ -PIC ゲイン (Ar/C ₂ H ₆ 分圧比 90:10、1 atm)	75
6.16	半導体キャリアによるゲイン減少の概念図	76
7.1	電子が検出器に水平に走った場合の 2 軸読み出し、3 軸読み出しにおいて得られる 位置情報	78
7.2	電子飛跡シミュレーション (青線:真の飛跡、赤線:3 軸読み出しの場合に得られる飛 跡、黒線+赤線: 2 軸読み出しの場合に得られる飛跡)	78

表 目 次

1.1	Ia 型超新星爆発により生じる核ガンマ線 [11]	2
2.1	各種ガスに対する W 値 [33]	19
3.1	FE2009bal の特性 [65]	41
5.1	μ -PIC 基板の材質と厚み、比誘電率	57
6.1	MEMS μ -PIC 放電電圧	71

第1章 MeVガンマ線望遠鏡

MeVガンマ線領域では超新星爆発や最遠方ガンマ線バーストなど様々な天体現象の観測が期待されている一方、MeVガンマ線領域の膨大なバックグラウンドから観測が進んでいないのが現状である。この章では既存のMeVガンマ線望遠鏡とその問題点、そしてその問題点を克服する新しいMeVガンマ線望遠鏡ETCCについて述べる。

1.1 Ia型超新星

超新星爆発とは巨大な恒星が燃え尽きた後に生じる大爆発のことであり、水素の吸収線を持つ場合をI型、持たない場合をII型と分類する。また、I型において珪素の吸収線を持つ超新星をIa型と呼ぶ。このIa型超新星爆発は、標準光源として”宇宙の距離はしご”に用いられてきたことや、加速膨張の決定的な証拠として観測されるなど、宇宙論において重要な役割を担ってきた天体である。Ia型超新星爆発は白色矮星がチャンドラセカール質量限界を超え熱核反応が起こることによって爆発し、熱核反応では $\sim 0.6M_{\odot}$ 程度の ^{56}Ni を生成する [1]。



^{56}Ni は式1.1のように崩壊し、核ガンマ線を放射する。この過程で生じる核ガンマ線を表1.1にまとめた。また、可視光において ^{56}Co の半減期77.2 dayと良く一致する長さをもつ光度曲線が観測されており、これは超新星爆発により生じた ^{56}Co からのガンマ線が外層を熱することで、熱放射により可視光が生じるためだと考えられている。

現在、Ia型への進化モデルは、主に、白色矮星に伴星からの降着物質により起こる爆発を起こすモデル (Single Degenerate: SD) [4] と、二つの白色矮星が連星系を成し、重力波を出すことで軌道エネルギーと軌道角運動量を失うことで徐々に近づき合体することで爆発を起こすモデル (Double

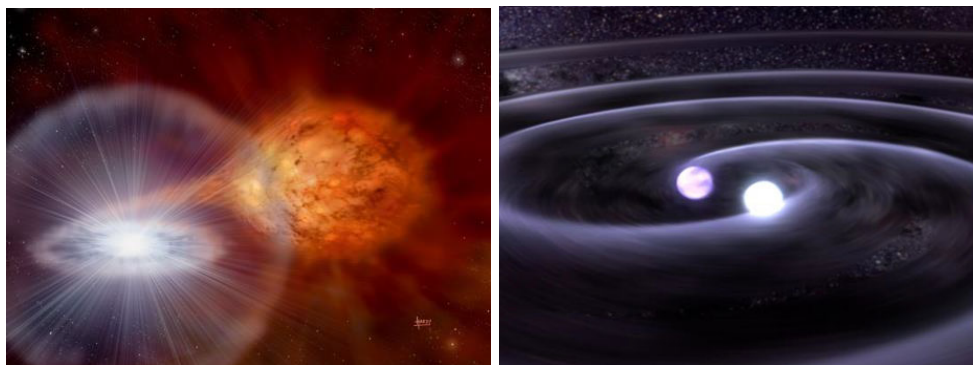


図 1.1: Single Degenerate イメージ [2] 図 1.2: Double Degenerate イメージ [3]

表 1.1: Ia 型超新星爆発により生じる核ガンマ線 [11]

Source	エネルギー [keV]	半減期 [day]	detected source
^{56}Ni	158, 270, 480, 759, 812	6.10	SN2014J
^{56}Co	847, 1238, 2598	77.2	SN1987A, SN1991T, SN2014J

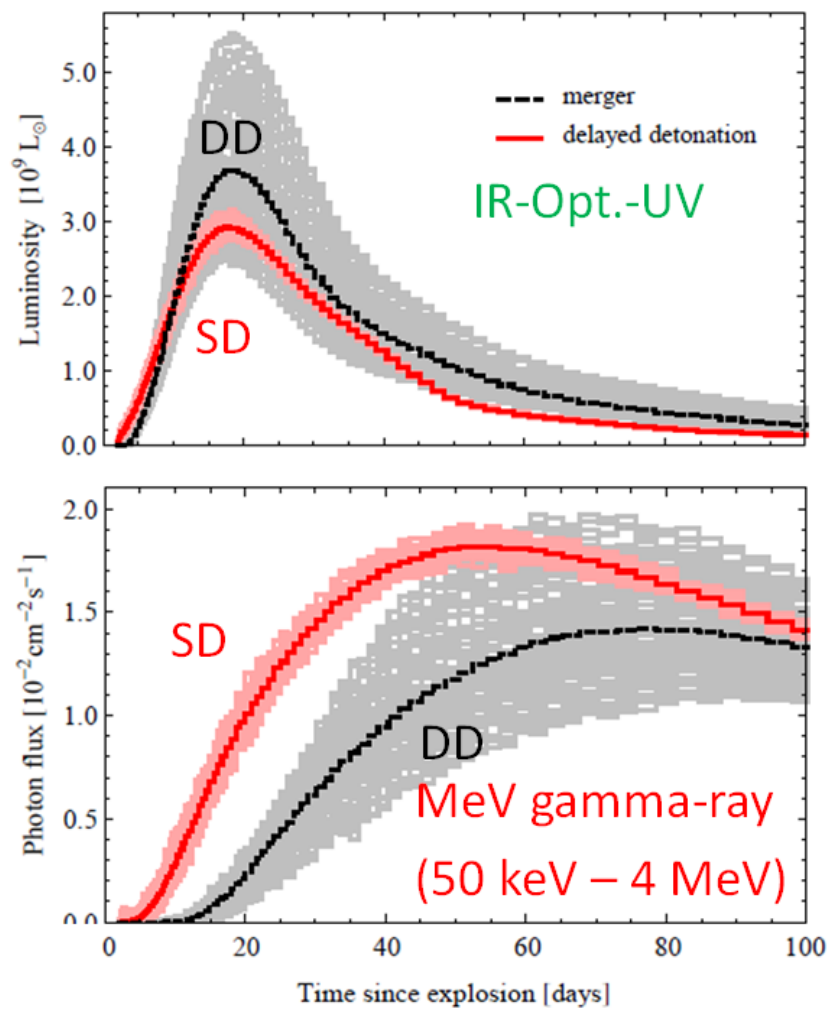


図 1.3: Ia 型超新星爆発において予想される可視光とガンマ線の光度曲線 [9]

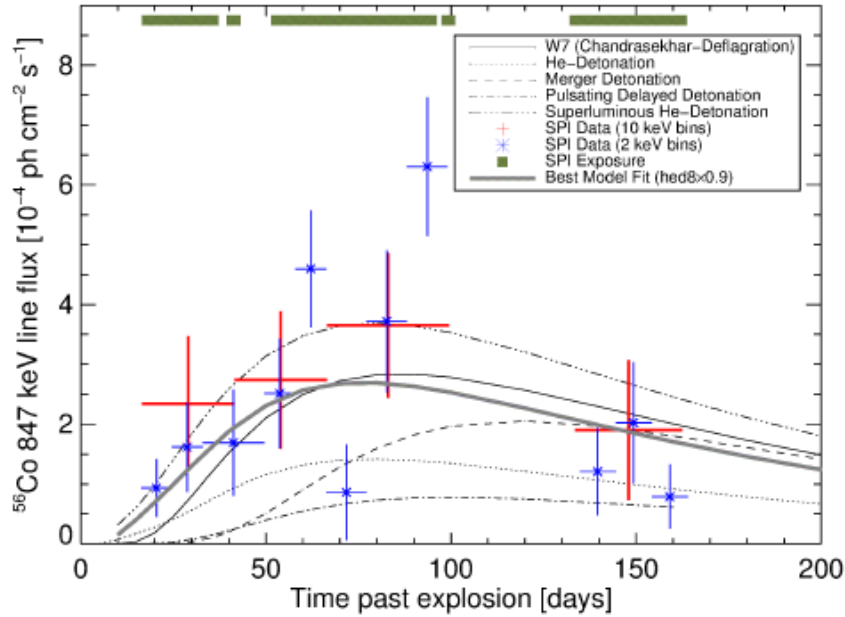


図 1.4: INTEGRAL 衛星 SPI より観測された MeV ガンマ線光度曲線 [12]

Degenerate: DD) [5] が考えられている。DD モデルは外層部分からゆっくりと燃焼するため、熱が星表面から放射として出ていき爆発に至らず、O-Ne-Mg 白色矮星になると考えられてきたが、近年の研究において、二つの白色矮星が激しく合体した場合、合体中に熱核爆発が起こることが証明された [6] [7] [8]。SD モデルと DD モデルを区別する方法としてガンマ線の光度曲線の違いがあげられる [9]。図 1.3 は可視光とガンマ線において、Ia 型超新星爆発で予想される光度曲線を示したものである。可視光の場合 SD、DD の光度曲線の形に差がないため、観測によりモデルを特定することができない。しかし、MeV ガンマ線領域において光度曲線は明確な差を有する。SD と DD では初期物質による違いから超新星爆発によりとばされる外層の厚みが異なり、ガンマ線が外層を透過するまでにかかる時間に差が生じる。このことから、ガンマ線において光度が最大になるまでの時間が、SD の場合 ~55 日、DD の場合 75 日とピークに差が生じている。この光度曲線の観測によりモデルの特定が可能である。このように、MeV ガンマ線領域における超新星爆発の観測が待たれていた状況にて、2014 年に約 40 年ぶりに 3.5 Mpc という地球近傍で Ia 型超新星爆発が起きた [10]。この超新星爆発 SN2014J は M82 における Ia 型超新星爆発であり、INTEGRAL 衛星によって MeV ガンマ線が観測された。この観測により、初めて超新星爆発から ^{56}Co 核ガンマ線が検出された [10]。しかし、その検出有意度は 4σ しかなく、光度曲線においては誤差が大きいため SD モデル DD モデルの決定には至らなかった (図 1.4)。INTEGRAL 衛星における観測が 3.53 Mpc と非常に近傍でありながら、 4σ の有意度しか得られなかった理由は MeV ガンマ線領域特有の膨大なバックグラウンド事象にある。衛星筐体が宇宙線と相互作用することで、衛星自体が放射化し MeV 領域のガンマ線のバックグラウンドとなる。そのため、この帯域において高い感度で観測するには、衛星筐体からのバックグラウンドを除去するために、良い点源角度分解能 (Point Spread Function: PSF) の望遠鏡が要求される。しかし、現在に至るまで MeV 領域において光子ごとに到来方向決定ができ PSF 数十度以下の望遠鏡は実現されていない。

PSF の有効性について先の SN2014J を例にとり述べる。SN2014J を観測した INTEGRAL 衛

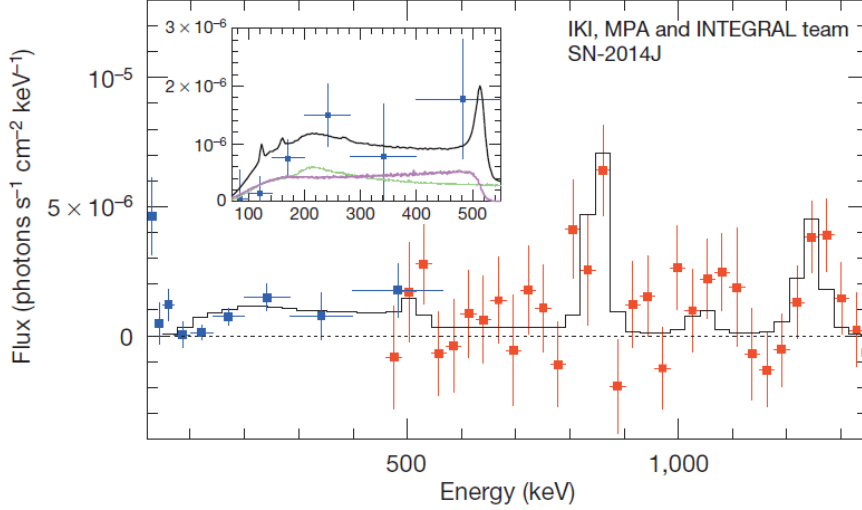


図 1.5: INTEGRAL 衛星 SPI より観測された ^{56}Co 核ガンマ線 [10]

星の検出器 SPI の有効面積は 1 MeV において 65 cm^2 である。図 1.5 より SPI で測定された核ガンマ線のフラックスが 30 keV 程度の幅で $5 \times 10^{-6} \text{ photons/s cm}^2 \text{ keV}$ であるので 5×10^6 秒の観測時間で測定された事象数はおよそ 4×10^4 事象となる。有意度が 4σ であることから、 $4 \times 10^4 / \sqrt{BG} = 4$ となり、 10^8 ものバックグラウンドガンマ線が含まれていたと算出できる。SPI ではひと光子に対して光子の方向決定ができないため、全立体角 4π からバックグラウンドが入り込んでしまう。PSF 5度相当の望遠鏡が実現した場合、観測領域の切り抜きにより立体角が $8 \times 10^{-3} \text{ sr}$ となるので、バックグラウンドを 10^5 に減らすことができる。これにより有意度は $\text{Signal}/\sqrt{BG} \sim 4 \times 10^4 / \sqrt{10^5} > 100\sigma$ となる。

また、超新星爆発の起源や元素合成には系統的研究が必要な一方で、発生頻度は約 1 SNe/year ($< 20 \text{ Mpc}$) であり、SN2014J のような 3.5 Mpc 程度近傍領域では 40 年に一度である。そのため、INTEGRAL 衛星のバックグラウンドを多く含む効率の悪い検出方法では Ia 型を系統的に観測するのは不可能である。そのため、MeV ガンマ線領域にて超新星爆発を観測するために検出器には、光子ごとの到来方向を求められる良い PSF、効率的な雑音事象の抑制、広い視野が要求される。

1.2 放射線と物質の相互作用

一般に放射線検出は放射線と物質の相互作用によりエネルギー損失をおこし、そのエネルギーを検出することで行う。ここでは放射線検出の基礎となる物質と放射線の相互作用について述べる。

1.2.1 荷電粒子と物質の相互作用

運動エネルギーをもつ荷電粒子が物質内を通ると、荷電粒子は物質とのクーロン相互作用によりエネルギーを失う。物質中における荷電粒子のエネルギー損失率 $\frac{dE}{dX}$ は以下の Bethe の式で表される [13]。

$$-\frac{dE}{dX} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_e v^2} NB \quad (1.2)$$

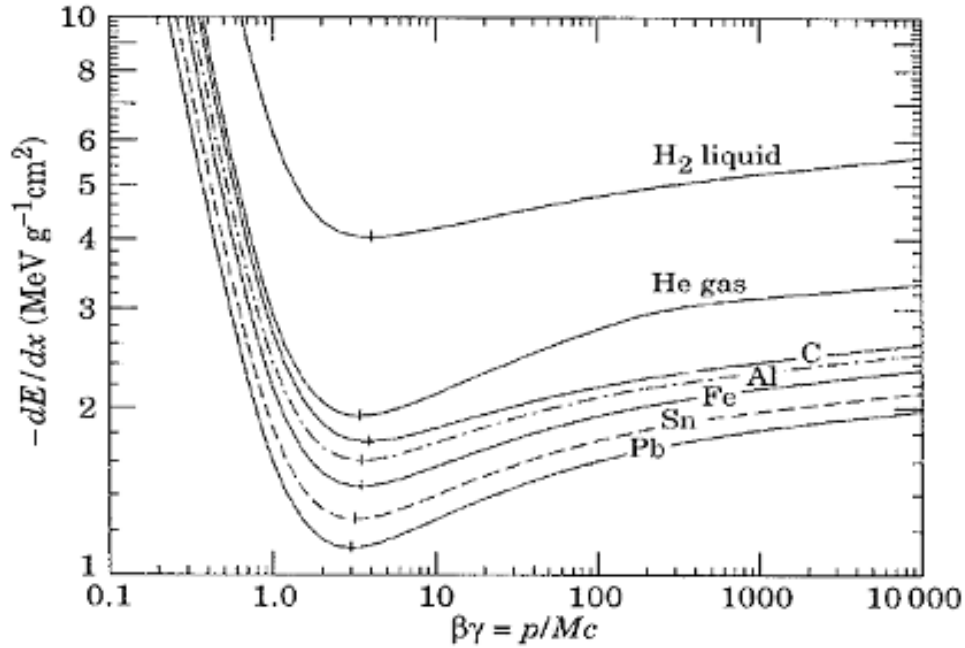


図 1.6: エネルギー損失率と β の関係 [14]

ここで

$$B \equiv Z \left[\ln \frac{2m_e v^2}{I} - \ln \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right] \quad (1.3)$$

である。 v 、 ze は荷電粒子の速度と電荷、 N は単位体積あたりの吸収物質原子の個数、 m_e 、 e は電子の質量と電荷、 Z は吸収物質の原子番号、 I は実効電離ポテンシャルである。 B の値は粒子のエネルギーとともにゆっくりと変化するため、一般的に非相対論的速度において $\frac{dE}{dX}$ は v^2 に反比例して変化する。また、式 1.2 で示されているように、 $\frac{dE}{dX}$ は z^2 に比例し電荷量の多い粒子ほどエネルギー損失率が大きくなる。図 1.6 は各物質におけるエネルギー損失率を示している。図中の β は $\frac{v}{c}$ 、 γ は $1/\sqrt{1-(v/c)^2}$ 、 M は荷電粒子の質量である。図 1.6 より、 γ が 3 を上まわるような高エネルギー粒子のエネルギー損失率は 1-2 MeV cm²/g であることがわかる。このような粒子を最小電離粒子 (minimum ionization particle, MIP) と呼び、高速電子は質量が小さいため約 1 MeV で相対論的速度に達し MIP となる。

1.2.2 ガンマ線と物質の相互作用

ガンマ線は電氣的に中性であるため、荷電粒子のように直接多くの電子を電離させることはなく検出するには荷電粒子に変換する必要がある。ガンマ線と物質の相互作用の種類により検出されるスペクトルが異なるため、どのような相互作用を生じるかはガンマ線を測定するにあたり最重要である。主な相互作用は光電吸収、コンプトン散乱、電子対生成であり、これらの過程はガンマ線のエネルギーの一部もしくは全てを電子のエネルギーに変換する。ガンマ線観測はこれらの相互作用により生じた電子を検出することで電気信号として情報を取得する。図 1.7 は Ar ガス中における各相互作用の断面積のエネルギー依存性を示した図であり、数百 keV までは光電吸収、数百 keV-数 MeV ではコンプトン散乱、数 MeV 以上は電子対生成が優位であることがわかる。

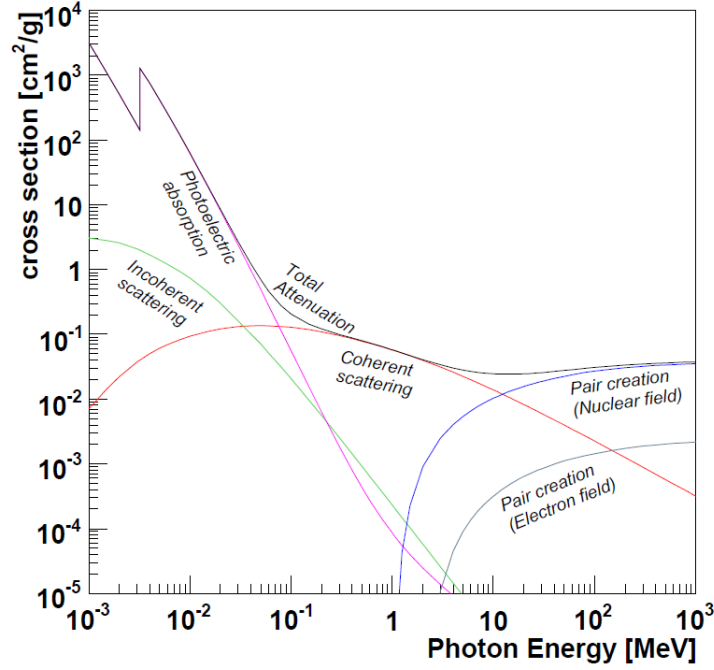


図 1.7: Ar におけるガンマ線相互作用のエネルギー依存性 [15]

光電吸収

光電効果とは入射光子が原子に全てのエネルギーを与え、原子内の電子をはじき出す相互作用である。このはじき出された電子を光電子と呼ぶ。光電子のエネルギーは、入射光子のエネルギーを E_0 、光電子の運動エネルギーを K_e 、光電子が最初に存在した殻における束縛エネルギーを E_b とすると

$$K_e = E_0 - E_b \quad (1.4)$$

と表される。光電効果は入射光子のエネルギーが物質の K 殻の束縛エネルギーを越えるときは K 殻に対する断面積がもっとも大きくなる。K 殻の断面積は古典電子半径 $r_0 (= \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2})$ を用いて、

$$\sigma_K = 4\sqrt{2}Z^5 \left(\frac{8\pi}{3}r_c^2\right) \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}\right)^4 \left(\frac{m_e c^2}{E_0}\right)^{7/2} \quad (1.5)$$

と表される。断面積は Z^5 と $E^{-7/2}$ 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 1.7 の曲線が不連続な箇所は K 殻の束縛エネルギー付近であり、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

数 100 keV から数 10 MeV において光子は原子核程度の大きさの粒子として振る舞い、ガンマ線と電子の弾性衝突であるコンプトン散乱が優位な相互作用となる。ガンマ線は電子との衝突により進行方向を角度 θ 曲げられる。このときガンマ線のエネルギーの一部が電子に与えられ、原子の束縛から解放された電子を反跳電子と呼ぶ。電子に与えられるエネルギーはガンマ線の散乱角度に依存し、ゼロからガンマ線のエネルギーに近い値 $(E_0/(1+\frac{m_e c^2}{2E_0}))$ まで変化する。コンプトン散乱における散乱後のガンマ線 E' と反跳電子のエネルギー K_e は以下の式で表される。

$$E' = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_e c^2}(1 - \cos \phi)} \quad (1.6)$$

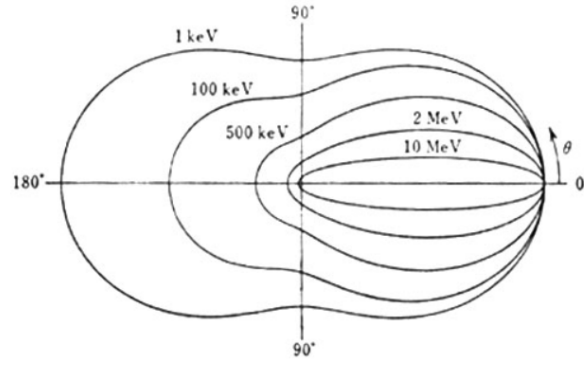


図 1.8: コンプトン散乱角度分布 [16]

$$K_e = E_0 - E' = \frac{\frac{E_0}{m_e c^2} (1 - \cos \phi)}{1 + \frac{E_0}{m_e c^2} (1 - \cos \phi)} E_0 \quad (1.7)$$

散乱ガンマ線の角度分布は微分断面積に対するクライン・仁科の式より

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Z r_e^2 \left(\frac{1}{1 + k(1 - \cos \phi)} \right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2 \phi}{2} \right) \left(1 + \frac{k^2 (1 - \cos \phi)^2}{(1 + \cos^2 \phi)[1 + k(1 - \cos \phi)]} \right) \quad (1.8)$$

と表される。ここで $k = \frac{E_0}{m_e c^2}$ である。コンプトン散乱は原子スケールではなく、電子スケールにおいて起こす衝突のため、断面積は分子構造や原子核に影響を受けず電子数 Z に比例する。図 1.8 は入射ガンマ線が各エネルギーのときの散乱角度分布を示しており、入射ガンマ線のエネルギーが高いほど前方散乱の確率が増えることが示されている。

電子対生成

電子対生成とは電子の静止質量の 2 倍の 1.02 MeV 以上のエネルギーを有するガンマ線が、主に原子核のクーロン場と相互作用を起こすことで、電子・陽電子対を生成する過程のことである。電子対生成は 10MeV 以上のガンマ線において優位な相互作用である。入射ガンマ線のエネルギーを E_0 、電子と陽電子の運動エネルギーをそれぞれ E_- 、 E_+ とすると

$$E_0 = E_- + E_+ + 2m_e c^2 \quad (1.9)$$

という関係がある。また、対生成の断面積は Z^2 に比例している。

1.3 MeV ガンマ線のイメージング方法

天文学において、どの天体からの放射かを特定する必要があるため、望遠鏡にとってイメージング能力は最重要である。さらに、MeV ガンマ線領域では、宇宙線と衛星筐体の相互作用により衛星自体が放射化し、大量のバックグラウンドを生成するため、MeV ガンマ線イメージングの際にはこのバックグラウンドを如何にして抑えるかが重要となる。先に述べたように良い PSF をもつ望遠鏡では検出領域を狭く切り取ることができるため、このようなバックグラウンドの影響を極端に減らすことができる。可視光や X 線の望遠鏡は鏡を用いて全反射により集光するため、点源を 1 対 1 に対応した位置情報が得られ、鋭い PSF となる。しかし、ガンマ線はその透過率の高さから、X 線や可視光と異なり全反射を用いた集光ができない。Bragg 反射を用いることで集光で

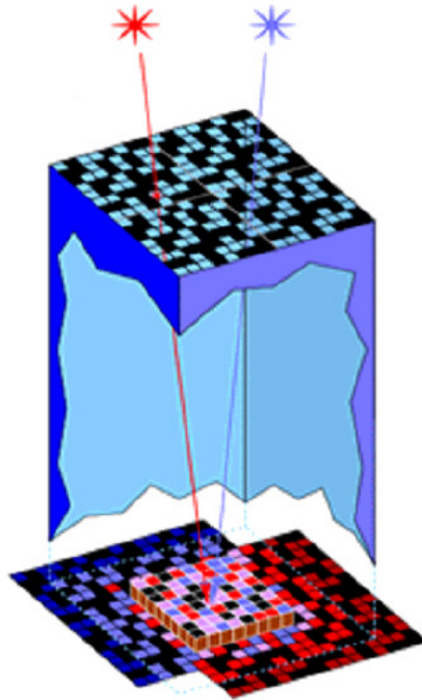


図 1.9: コーデットマスク概念図

きると報告されている [23] が視野が狭く特定の狭い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 CLAIRÉ レンズは視野 $45''$ 、エネルギー帯域 169-171 keV、焦点距離 3 m であった [23]。これらのことから、鏡を用いないイメージング方法が要求される。ここでは MeV ガンマ線イメージングとしてよく使われているコンプトンカメラとコーデットマスクについて述べる。

1.3.1 コーデットマスク

ガンマ線の到来方向を決定する手段のひとつとしてガンマ線の影をつかまえることがあげられる。この手法において、理想的なものが”ピンホールカメラ”である。ピンホールカメラは光を遮るマスクとその下に位置情報を取得可能な光検出器を配置したものであり、マスクにひとつの小さな穴を開ける。光は穴を通ってくるため、検出された光の位置情報と穴の場所から到来光の方向決定ができる。しかし、ピンホールカメラは P S F 鋭くするために口径を小さくする必要がある。そのため有効面積は非常に少なく、光子数の少ないガンマ線においては致命的な欠点となっている。その点を改良したものがコーデットマスクである。コーデットマスクにおける検出器はマスクと半導体検出器などの位置情報が取得可能な検出器で構成されている (図 1.9)。コーデットマスクでは、口径が小さいという問題を解決するため、多数のパターン化された穴をマスクにあけることで開口率をおよそ 50%としている。ひとつひとつの開口部がピンホールカメラの穴に対応しており、検出されるのは複数のピンホールカメラからの重ね合わせとなる。ここで M_{ij} をマスクパターンの行列とすると j という方向から s_j という強度で到来したガンマ線は、マスクを通ることにより到来方向は影の絵に変換され、検出器の i 番目の要素に $M_{ij}s_j$ 個の光子が到達する。

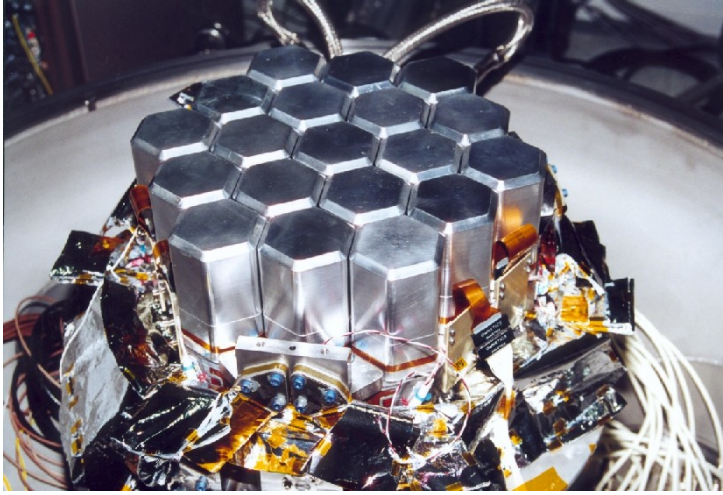


図 1.10: SPI 内ゲルマニウム半導体検出器写真 [25]

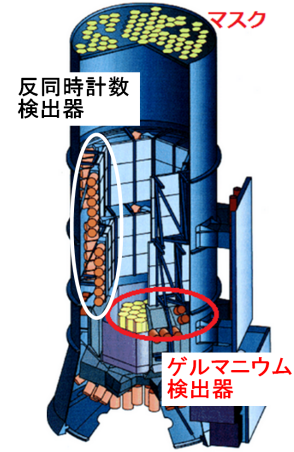


図 1.11: SPI 概略図 [25]

バックグラウンドを b_i としたとき、検出器の i 番目の要素には

$$d_i = \sum_j M_{ij} s_j + b_i \quad (1.10)$$

と表される数の光子が観測される。検出器で得られた積分イメージ d_i から、解析により s_j を推測することによりガンマ線イメージが得られる。この解析において、きれいなイメージが取得できるのは $s_j \gg b_i$ のときであり、INTEGRAL の観測のような $b_i \gg s_j$ の場合、イメージ取得が難解になる。

しかし、光電吸収事象は $E^{7/2}$ に反比例するため、エネルギーの上昇とともにマスクへの透過率が急激に上昇する。そのため、ガンマ線観測において厚く Z の大きいマスクが要求される。INTEGRAL 衛星の IBIS では 1.6 cm、SPI では 3 cm の Z が 74 であるタングステンマスクが用いられている [24]。コーデットマスク法は硬 X 線において Swift 衛星や INTEGRAL 衛星で採用され多くの成果をあげてきた。

コーデットマスクを用いた検出器の一例として INTEGRAL 衛星の SPI について述べる。SPI は 3 cm 厚のタングステンマスクと 19 個のゲルマニウム半導体素子により構成されており (図 1.10、図 1.11)、観測領域は 20 keV - 8 MeV、角度分解能 2 度にて 6 度の視野を有している。また、SPI は衛星筐体からのバックグラウンドを抑えるため反同時計数用に BGO シンチレータを検出器周りに配置している [26]。SPI の重量の多くはマスクと反同時計数用検出器であり、マスク ~150 kg、反同時計数用検出器 ~500 kg に対し、ゲルマニウム半導体 ~20 kg である。このことからコーデットマスク法はマスクと反同時計数用検出器の重量により飛翔体の制限がかかることが分かる。図 1.12 は SN2014J における SPI の実測スペクトルである [12]。黒線は実測スペクトルを示し、赤線は連続成分と衛星筐体由来のバックグラウンドモデルを合わせてフィットしたものである。この図より SPI における MeV ガンマ線の観測はバックグラウンドが支配的であり、厚いマスクと大量の反同時計数用 BGO シンチレータでもバックグラウンドの除去がたりないことが分かる。SPI において 600 keV 以上で観測された定常天体は 4 例しか報告されておらず [28]、ガンマ線領域での観測は困難を極めている。

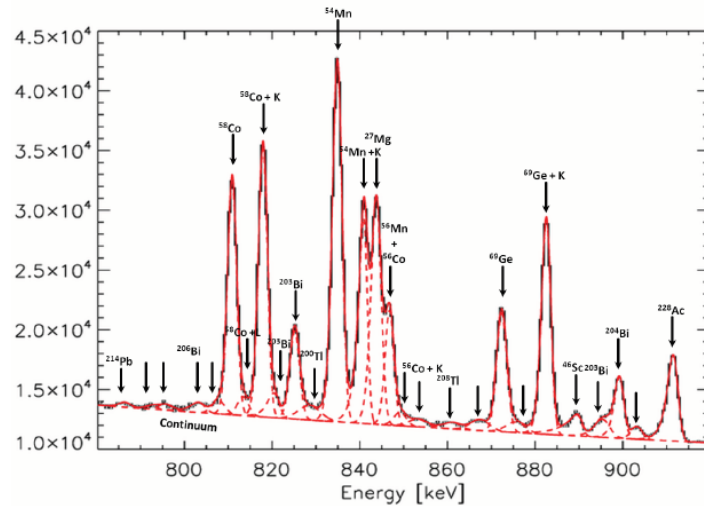


図 1.12: SN2014J における SPI の実測スペクトル (黒線) とバックグラウンドモデルによるフィット (赤線)[12]

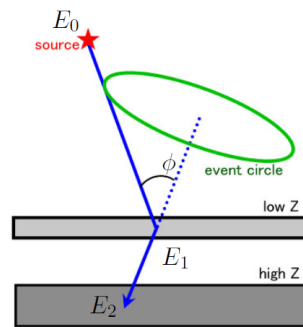


図 1.13: コンプトンカメラ概念図

1.3.2 コンプトンカメラ

コンプトンカメラとはコンプトン散乱により生じた散乱ガンマ線と反跳電子を測定することにより、到来ガンマ線を再構成する手法である。 Z の小さい散乱体と、 Z の大きい吸収体を配置することで、散乱体内でコンプトン散乱をさせ、散乱ガンマ線を吸収体にて光電吸収を用いて測定する。散乱体内ではコンプトン散乱点と反跳電子のエネルギーを測定する (図 1.13)。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 ϕ は

$$E_0 = E_1 + E_2 \quad (1.11)$$

$$\cos \phi = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_2} - \frac{1}{E_1 + E_2} \right) \quad (1.12)$$

与えられる。これにより、入射ガンマ線の到来方向を角度 ϕ の円錐上に制限することができる。しかし、ひと光子に対して一点に決定できないため、図 1.14 のように複数の円環の重なることによりガンマ線源を特定する。この方法では図 1.14 の右図のように点源箇所でない部分も濃く見えるため偽の点源を作り出してしまふ。また、コンプトンカメラにおいて再構築されたイベントの円環幅の分解能はエネルギーに依存するため、散乱対と吸収対をエネルギー分解能の良い半導体

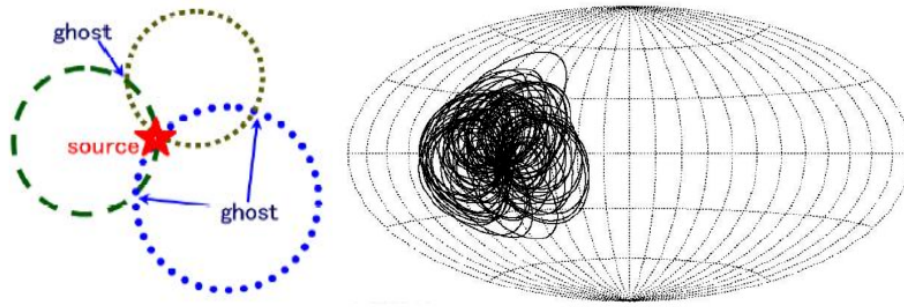


図 1.14: コンプトンイメージングの手法と COMPTEL によるガンマ線バーストの観測 (GRB910505 [17])

検出器とすることで、角度分解能を向上させる取り組みもなされている。

コンプトンカメラの MeV ガンマ線望遠鏡として CGRO 衛星の COMPTEL があげられる [19]。COMPTEL は軌道投入された唯一のコンプトンカメラであり、MeV ガンマ線領域において唯一全天探査をした望遠鏡でもある。COMPTEL は上段に散乱体の液体シンチレータ、下段に吸収体の NaI(Tl) シンチレータで構成されている。上段と下段の検出時間の差 Time of Flight (TOF) を使用することでバックグラウンドを除去した [20]。図 1.16 はシミュレーションから得られた TOF 分布である。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 [20]。この図より TOF で前方事象を取り出すだけでは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の存在から COMPTEL の感度は期待していた感度よりも一桁悪い結果となった [20]。このため、COMPTEL が検出した MeV ガンマ線領域における定常天体はおよそ 30 個ほどであった [21]。

1.3.3 既存の望遠鏡の問題点

コーデットマスクやコンプトンカメラは、一光子では到来方向を得るために情報が足りないことから、統計的に処理することで到来方向を推定している。図 1.17 は各イメージング法に対する混入バックグラウンドの到来方向を示した図である。コーデットマスクでは一光子あたりの方向決定を行っていないため全立体角からのガンマ線がバックグラウンドとして注目領域内に分配される。また、コンプトンカメラにおいてはガンマ線源の角度が一つ不足していることから円環状にガンマ線源を捉える。その円環を重ねることでガンマ線の到来方向を再構成するが、円環を重ねるにあたり、注目しているガンマ線源の箇所以外からもバックグラウンドが混入する。コーデットマスクやコンプトンカメラは、このように統計的にしかガンマ線の到来方向を推定できないため多量のバックグラウンドが混入し、有意度を大きく落としている。そのため、図 1.17 の右図のように、集光と同じく、ひと光子ごとに到来方向の一意に決定する方法が MeV ガンマ線望遠鏡には要求されている。

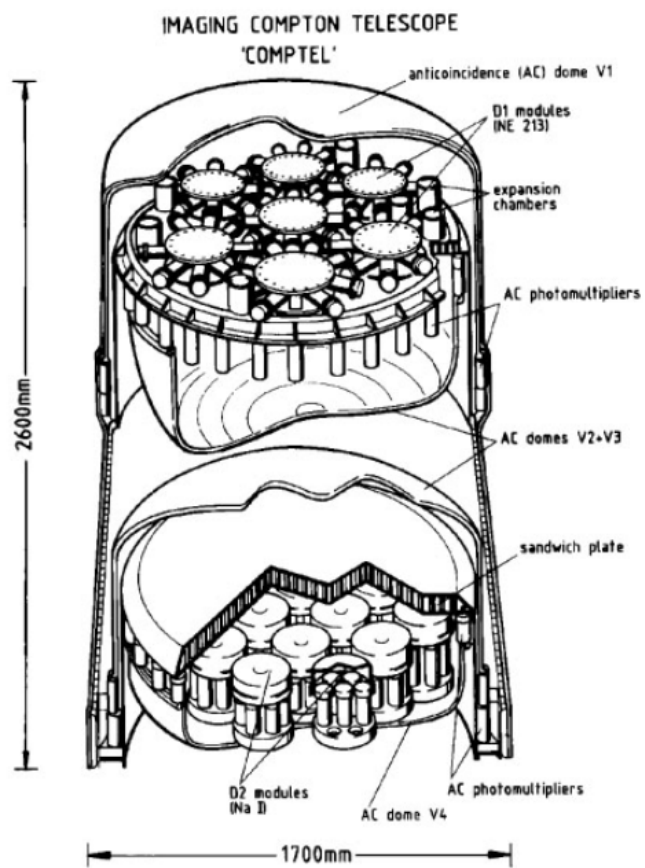


図 1.15: COMPTTEL 概観 [19]

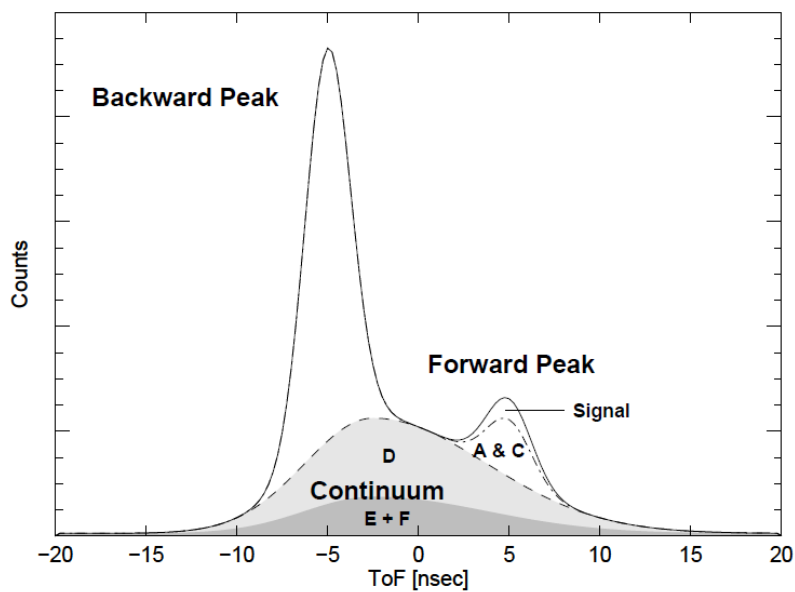


図 1.16: COMPTTEL バックグラウンド内訳 [20]

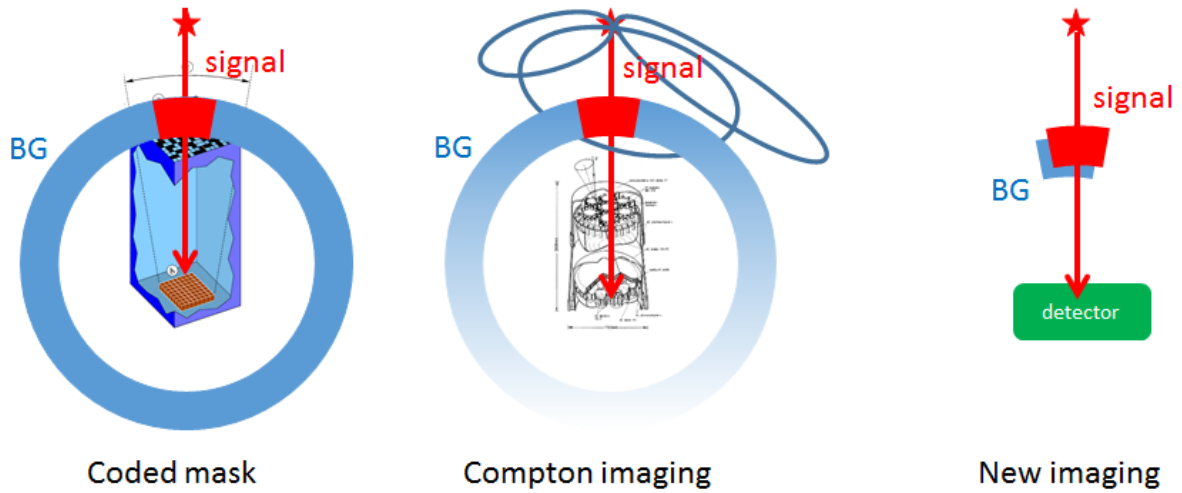


図 1.17: 各 MeV ガンマ線イメージング法に対する混入バックグラウンド

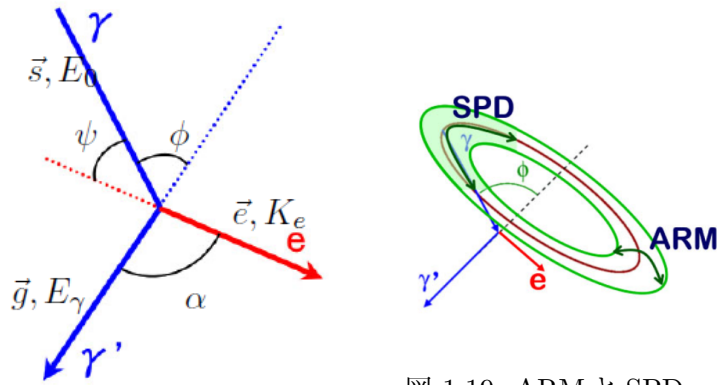


図 1.19: ARM と SPD

図 1.18: 変数定義

1.4 電子飛跡検出型コンプトンカメラ

従来のコンプトンカメラは反跳電子の方向を測定していないため、ガンマ線の到来方向を導出する自由度がひとつならず円環上のみの制限となっていた。それに対して、散乱体において反跳電子の飛跡を測定することで、ガンマ線の到来方向を一意に決定する方法を ETCC と呼ぶ。ここでは ETCC の検出原理と散乱体として用いるべき物質としての最適解について考える。

1.4.1 検出原理

散乱ガンマ線のエネルギーを E_γ 、散乱方向を \vec{g} 、反跳電子の運動エネルギーと反跳方向を \vec{e} 、ガンマ線の散乱角を ϕ 、電子の反跳角を ϕ 、 \vec{g} と \vec{e} のなす角を α とする (図 1.18)。このとき、入射ガンマ線のエネルギーを E_0 、到来方向を \vec{s} 、コンプトン散乱角 ϕ はそれぞれ

$$E_0 = E_\gamma + K_e \quad (1.13)$$

$$\vec{s}_{rcs} = \left(\cos \phi - \frac{\sin \phi}{\tan \phi} \vec{g} + \frac{\sin \phi}{\sin \alpha} \vec{e} \right) = \frac{E_\gamma}{E_\gamma + K_e} \vec{g} + \frac{\sqrt{K_e(K_e + 2m_e c^2)}}{E_\gamma + K_e} \vec{e} \quad (1.14)$$

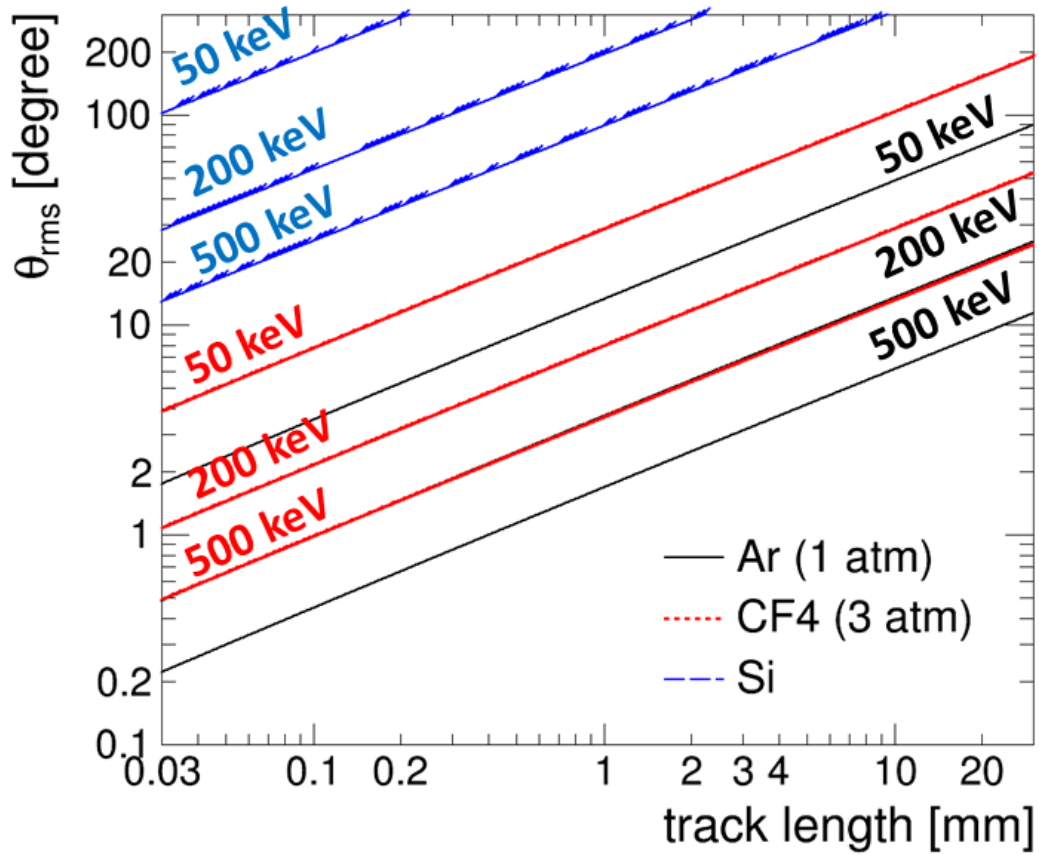


図 1.20: 各電子のエネルギーにおける散乱角

$$\cos \phi = 1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma + K_e} \frac{K_e}{E_\gamma} \quad (1.15)$$

で表される。 s_{rcs} は再構成により得られたガンマ線の方向である。 s_{rcs} の決定精度は以下の二つの角度分解能に分けて考えることができる。

ARM (Angular Resolution Measure): 散乱角 ϕ の決定精度

$$\Delta\phi_{ARM} = \arccos \vec{s} \cdot \vec{g} - \arccos \left(1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma + K_e} \frac{K_e}{E_\gamma} \right) \quad (1.16)$$

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

$$\Delta\nu_{SPD} = \text{sign} \left(\vec{g} \cdot \left(\frac{\vec{s} \times \vec{g}}{|\vec{s} \times \vec{g}|} \cdot \frac{s_{rcs} \times \vec{g}}{|s_{rcs} \times \vec{g}|} \right) \right) \quad (1.17)$$

図 1.19 において、ARM は円環の幅に関する角度分解能、SPD は円弧を狭める角度分解能となっている。先に述べた通常のコンプトンカメラは ARM のみが与えられ、SPD は無限大である。

1.4.2 多重散乱

反跳電子は散乱体の物質との多重散乱により徐々に方向情報を失っていく。そのため、多重散乱は ETCC において反跳電子の方向を精度を制限する。散乱体に最適な物質に考えるために、こ

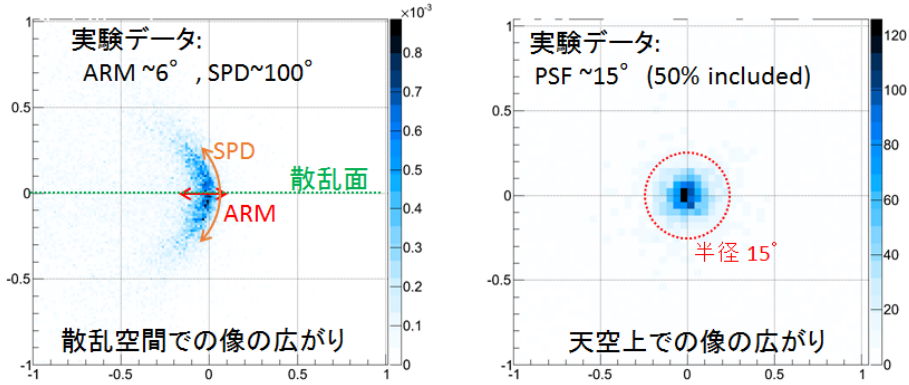


図 1.21: シミュレーションより求めた、従来のコンプトンカメラおよび電子飛跡を用いたコンプトンカメラにおける再構成ガンマ線マップ

ここで多重散乱について考える。多重散乱によって進行方向が曲げられる角度 θ は電子の距離を x 、物質の放射長 X_0 、 $\beta_{c,p}$ を電子の速度と運動量とおいたとき、

$$\theta = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta_{c,p}} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left(1 + 0.038 \ln \frac{x}{X_0} \right) \quad (1.18)$$

と表される [27]。図 1.20 は各エネルギーごとの Si、Ar 1 atm、CF₄ 3 atm における電子の散乱角を示している。電子の飛跡を捕らえる検出器として、Si strip 検出器を並べるようなことを考えると、方向を得るのには最低 2 点は必要のため、固体である Si strip を何層かにわたって突き抜けなくてはならない。従って、合計すれば Si を 300-500 μm は通り抜けることになるが、反跳電子のエネルギーが 500 keV であっても $\sim 60^\circ$ の散乱を受けるため、反跳方向を捉えるのは難しい。一方、1 気圧の Ar ガスを用いる飛跡検出器であれば、50 keV の反跳電子の方向を $\sim 1 \text{ mm}$ で捉えられれば散乱角は $\sim 20^\circ$ に抑えることができ、Si の場合よりもはるかに精度がよい。また θ_{rms} と SPD の関係は以下の式で表される。

$$SPD \sim \theta_{rms} \quad (1.19)$$

1.4.3 ARM、SPD に対する PSF

一般の望遠鏡の角度分解能は Point Spread Function (PSF) にて評価する。図 1.21 は、実際の ETCC で取得された散乱空間と天空上それぞれにおける角度広がりである。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 度程度になっており、ARM と SPD とも一致しない。そのため、ARM、SPD に対して PSF がどのように関与するかについて考える。図 1.22 はガンマ線のエネルギー 3-200 keV、ARM は ~ 5 度のもと、それぞれ SPD 無限大 (従来コンプトン)、50 度、10 度にて SN 比が 1 対 1000 の条件のもとでガンマ線の再構築シミュレーションをおこなったものである。この図より ARM が同じであっても SPD の向上により、ピークの広がりが鋭くなっていき、イメージの有意度が大きく変化しているのがわかる。この線源のイメージの広がりについて累積比率を取ったものが図 1.23 である。この図からもイメージの広がりには ARM だけでなく SPD に大きく依存することがわかる。累積比率が 50% の角度を PSF と定義すると、ARM が 5 度、SPD 100 度するときおおよそ PSF は 12 度程度であり、図 1.21 と矛盾

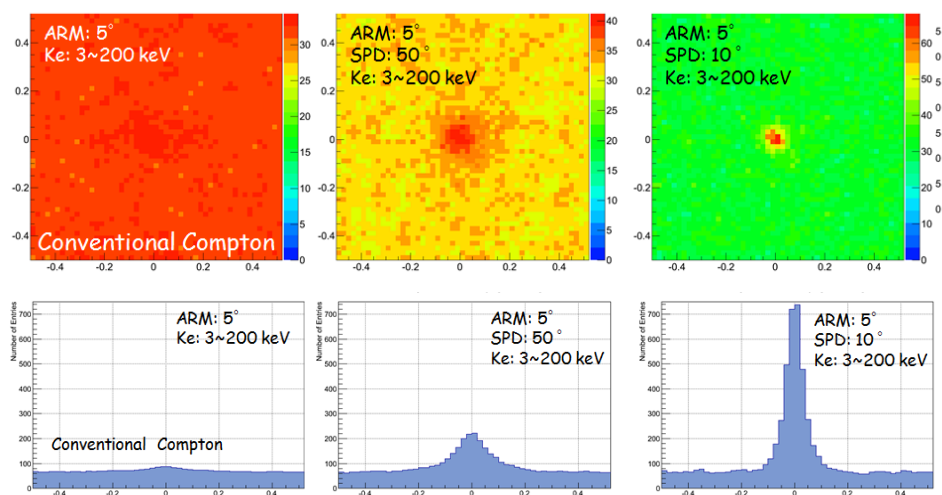


図 1.22: シミュレーションより求めた、従来のコンプトンカメラおよび電子飛跡を用いたコンプトンカメラにおける再構成ガンマ線マップと射影図(バックグラウンドは一樣と仮定)

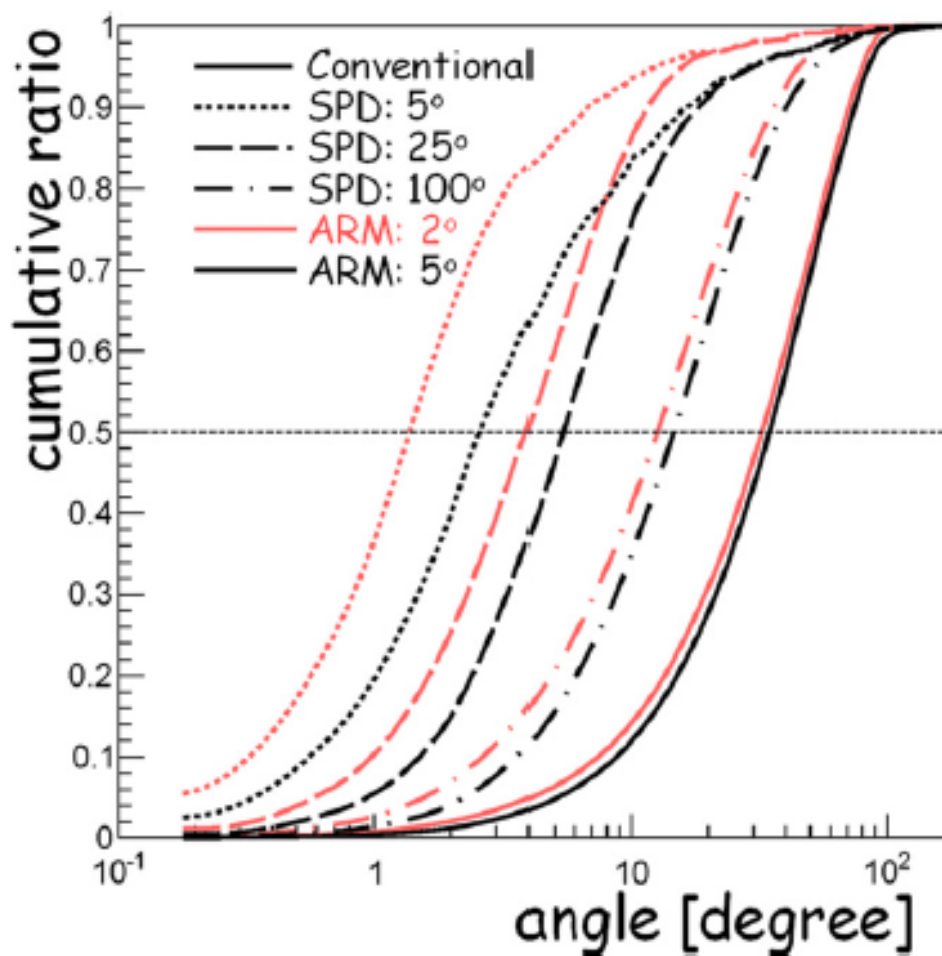


図 1.23: 各 ARM、SPD に対する点源の累積比率 [31]

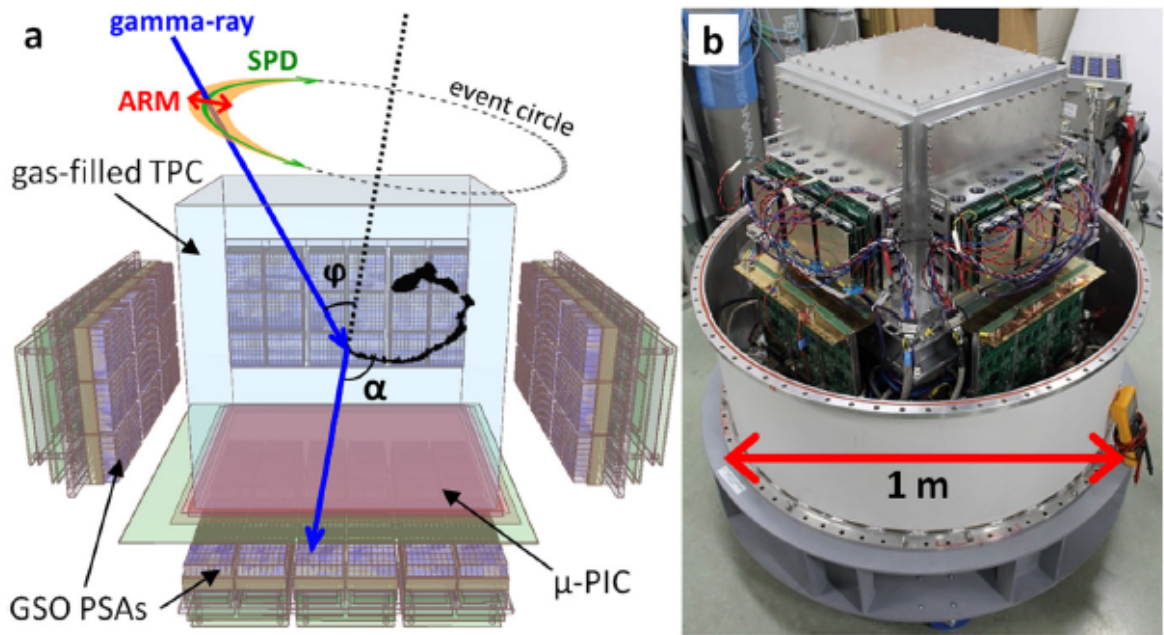


図 1.24: ETCC 概図、写真

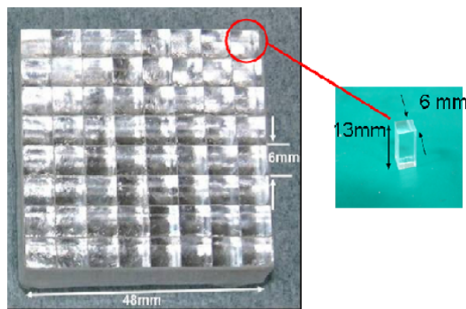


図 1.25: GSO(Ce) シンチレータアレイ

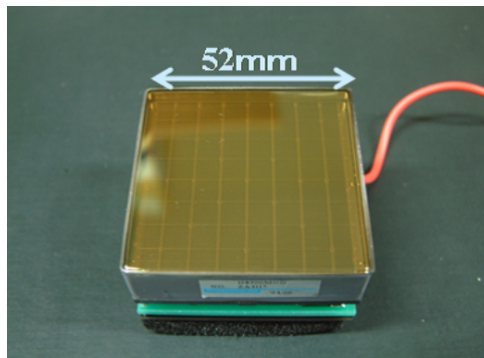


図 1.26: マルチアノード PMT

しない。5 度以下の PSF を実現させるには、SPD は ARM の数倍程度に抑えなければならない。SPD $\sim \theta_{rms}$ であることから図 1.20 より Ar 1 atm で電子 50 keV の電子を θ_{rms} を 10 度以下で抑えればよく、1 mm 以下の反跳方向決定が要求される。

1.4.4 SMILE

以上から、我々は高空間分解能ガス飛跡検出器を散乱体とした用いた ETCC の開発を進めている。吸収体には散乱ガンマ線に対する阻止能と吸収点に対する位置情報の取得が要求されるため、Pixel Scintillator Array (PSA) と位置感度型 PMT(浜松ホトニクス H8500) を用いている。図 1.24 は ETCC の概図と写真であり、シンチレータはガス飛跡検出器の周り五面を取り囲むように配置している。現在の ETCC のシンチレータは放射線耐性のある GSO(Ce) シンチレータの $6 \times 6 \times 13 \text{ mm}^3$ を 1 ピクセルとして全部で 6912 ピクセルを使用している。ガス飛跡検出器は $30 \times 30 \times 30 \text{ cm}^3$ のガス検出器 μ -TPC (3 章にて詳しく記述) である。このシステムは既に完成してお

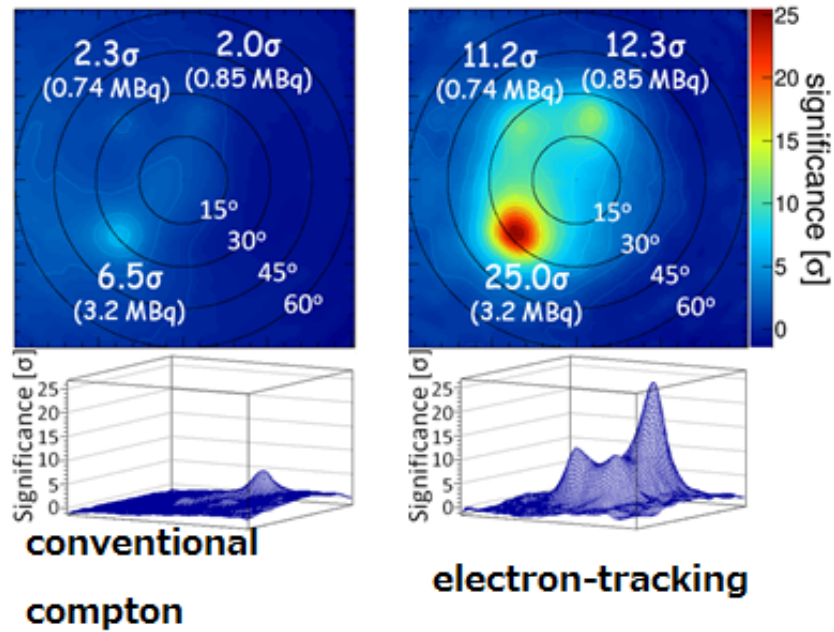


図 1.27: ^{137}Cs 3 線源を ETCC から約 2 m 離れた測定データ

り [31] [65]、電子飛跡を用いたコンプトンイメージングによる鋭い PSF や高いバックグラウンド除去能力実証されている。図 1.27 は実験室において ^{137}Cs 3 線源を ETCC から約 2 m 離して測定したデータを、電子飛跡を使用しない従来コンプトン法による解析と、電子飛跡を用いた ETCC 法による有意度マップである。電子飛跡を用いることにより有意度が 4 倍上昇している。図 1.22 もこの ETCC により取得されたデータであり、662 keV のガンマ線に対して ARM が 6 度、SPD が 100 度、PSF が 15 度が実証されているが、将来の天体探査には数度の PSF が望まれているため、SPD の改善は急務である。

第2章 ガス検出器

MeV ガンマ線望遠鏡には空間分解能が優れたガス飛跡検出器が必要であり、このためには高位置分解能 Micro-Pattern Gas Detector (MPGD) が最適である。この章ではガス検出器の一般的な性質や比例係数管、MPGD について述べる。

2.1 ガス検出器の動作原理

2.1.1 ガス検出器の信号取得

荷電粒子がガス内を通過する場合、クーロン相互作用にて自身のエネルギーを失いながらガス内の電子を励起し、粒子の軌跡に沿って電子・イオン対を生成する。形成される電子・イオン対の数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 値に依存している。 W 値はガスの種類に依存し、多くは 20-30 eV である [32]。入射粒子が W 値 W eV のガスにてエネルギー ΔE eV を失った場合、 n_T 個の電子・イオン対が生成される。

$$n_T = \frac{\Delta E}{W} \quad (2.1)$$

また、X 線やガンマ線がガス内に入射した場合、光電効果、コンプトン散乱、対電子生成の相互作用により、運動エネルギーを有した電子が生じ、先に述べた原理と同様に電子・イオン対を生成する。発生したイオン対は電場をかけることにより、生成された電子・イオン対を引き離し信号として読み出すことができる。このようにして信号を読み出す検出器を電離箱と呼ぶ。

しかし、一般的に、入射粒子により発生した電子のみでは電荷量が非常に少ないため信号として読み出すのは困難である。そのため、以下に述べる電子雪崩を利用して電荷量を急激に増やすことで信号として読み出している。ガス中に電場をかけることで、電子は中性ガス分子に衝突を繰り返しながら移動する。ガス中の電場が十分に強い場合、電子が衝突間にエネルギーを得ることで、中性ガス分子の電離エネルギーより大きな運動エネルギーを得ることがある。この電子が中性ガス分子に衝突すると、イオン対が追加で生成される。この 2 次電離過程により生成された電子も同様に加速され、衝突によりイオン対を生成する。このように雪崩的にイオン対を増加さ

表 2.1: 各種ガスに対する W 値 [33]

ガス	Z	W 値 (eV)	[dE/dx]mip (keV/cm)	密度 10^{-3} (g/cm ³)
Ar	18	26	2.44	1.782
He	2	41	0.32	0.178
CF ₄	42	54	7	3.93
Xe	54	12.1	6.76	5.86

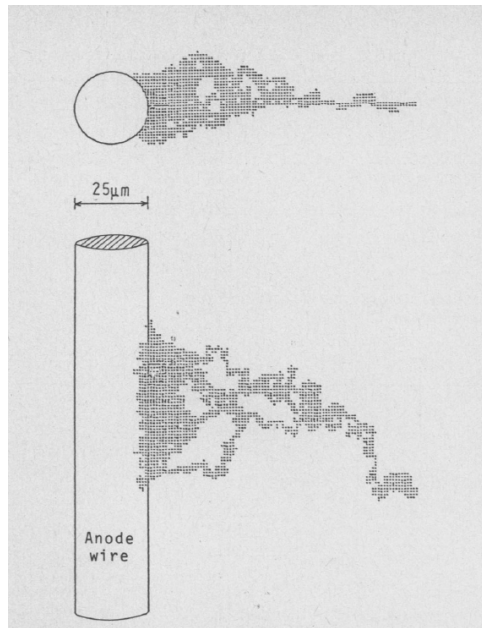


図 2.1: モンテカルロ計算により再現された電子雪崩 [34]

せる電子の衝突減少を電子雪崩と呼ぶ(図 2.1)。また、イオンは移動度が小さいため衝突間を得るエネルギーは少なく、このような現象は発生しない。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。

$$\frac{dn}{n} = \alpha dx \quad (2.2)$$

ここで α は第 1 タウンゼント係数と呼ばれている。タウンゼント係数は電場強度に依存しており、しきい値以下の電界に対してはゼロとなる。コンデンサのように一定の電場を形成している場合、タウンゼント係数は一定になるため、電離電子数 n_0 、移動距離を x おくと、増幅電子数は

$$n(x) = n_0 \exp \alpha x \quad (2.3)$$

で表される。適切な状況下で電子雪崩を起こすと、増幅電子数は電離電子に比例するため、入射粒子のエネルギー情報を失わずに放射線を測定することができる。このようにして放射線を検出する領域を比例領域と呼び、後述する比例係数管や MPGD など用いられている。

比例領域を超えて電圧をかけると、増幅過程で生じる紫外線によりイオンが生じ再度増幅が発生し、この反応が検出器全体に広がるため、取得電荷量が入射放射線のエネルギーの性質を反映しなくなる。この領域はガイガーミュラー領域と呼ばれ、GM(ガイガーミュラー) 係数管にて使用されている。さらに、印加電圧を上げると、最後にはアノードとカソード間で放電が生じる。以上に述べたガス検出器における印加電圧と読み出しモードの関係図を図 2.2 に示す。

2.1.2 ガス中における電子・イオンのドリフトと拡散

電子・イオンのドリフト

ゆるやかな電場をかけた場合、電子とイオンはそれぞれに一定の速度でドリフトする。陽イオ

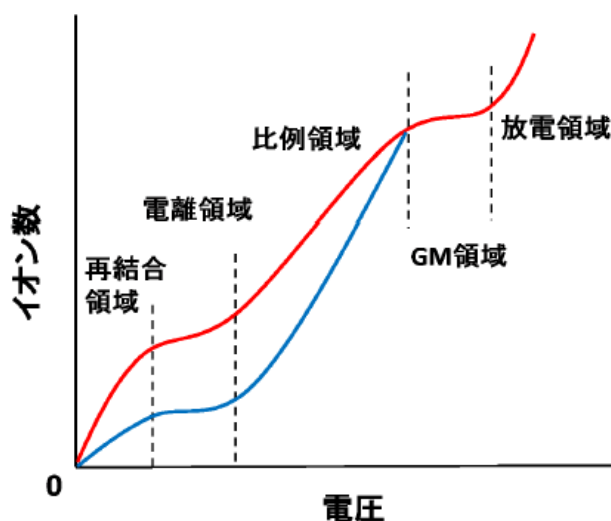


図 2.2: ガス検出器における印加電圧と増幅領域の関係図

ンは電場方向に以下の速度にてドリフトする。

$$\nu_+ = \frac{\mu E}{p} \quad (2.4)$$

μ は移動度 (mobility)、 E は電場強度、 p はガス圧である。 μ は中位の原子番号のガスにおいて、 $\nu_+ \sim 1.5 \times 10^{-4} \text{ m}^2\text{atm}/(\text{V} \cdot \text{s})$ であるため、電場 10^4 V/cm においては $\nu_+ \sim 1 \text{ cm/ms}$ となる。それに対して、電子のドリフトは一定の移動度を持たないため複雑である。電場 E 、ガス分子との衝突平均時間間隔を τ として、電子のドリフト速度 ν_- は

$$\nu_- = \frac{eE}{m_e} \tau \quad (2.5)$$

と表される。電場 10^4 V/cm において式 (2.5) を計算すると $\nu_- \sim 1 \text{ cm}/\mu\text{s}$ となる。したがって電子の移動度はイオンに比べ 1000 倍大きくなる。図 2.3 は様々なガスにおける電子のドリフト速度を Magboltz [73] を用いたシミュレーションにて求めたものである。

電子の拡散

時刻 $t = 0$ において原点に局在する電子は、ガス分子との多重散乱により拡散する。時刻 t ・位置 x において幅 dx 中に存在する電子数 dN は全電子数を N として、

$$dN = \frac{N}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) dx \quad (2.6)$$

と表される。ここで D は拡散係数とする。これにより、1次元拡散の標準偏差は $\sigma_x = \sqrt{2Dt}$ 、二次元では $\sigma_{xy} = 2\sqrt{Dt}$ となる。拡散係数 D は、ガスの種類や組成に依存するが、電子の場合は電場にも依存する。図 2.4 に 1 cm ドリフトさせたときの電子のドリフトに平行な方向、垂直な方向それぞれの拡散を示す。後述する TPC において、電子の拡散は位置分解能を決定するに当たり重要な要素であり、拡散が小さいほど位置分解能が良くなる。

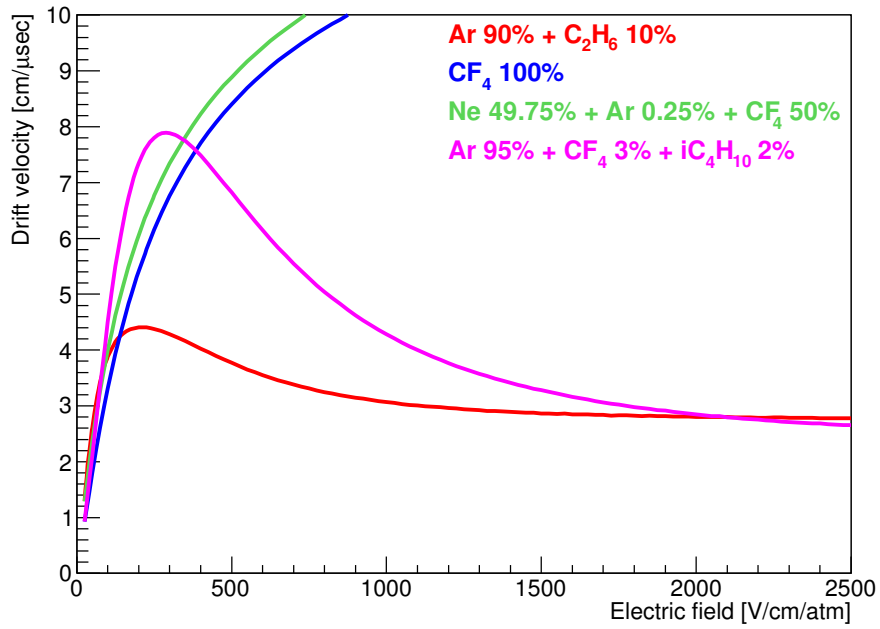


図 2.3: 電子のドリフト速度 (シミュレーション)

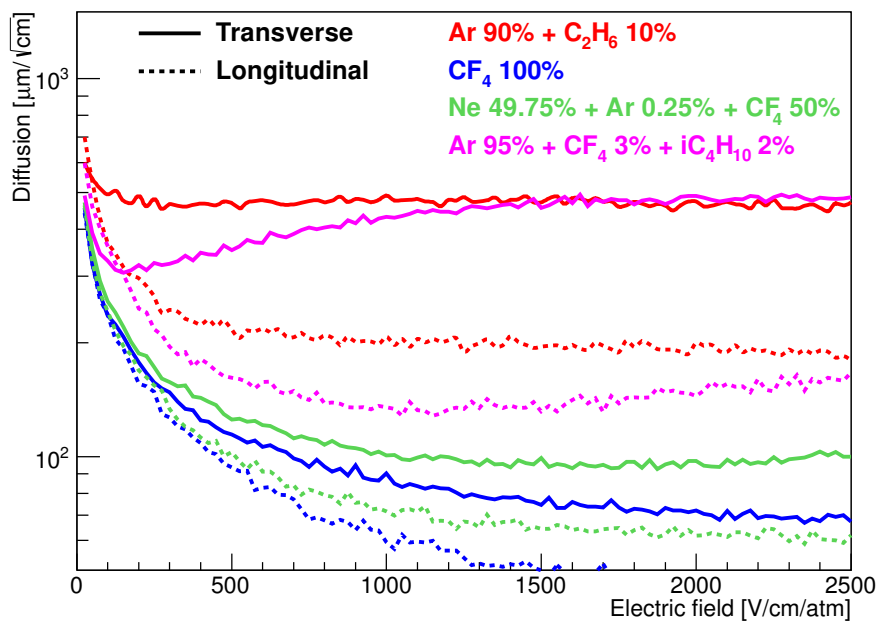


図 2.4: 磁場がない状況下における電子の拡散 (シミュレーション)

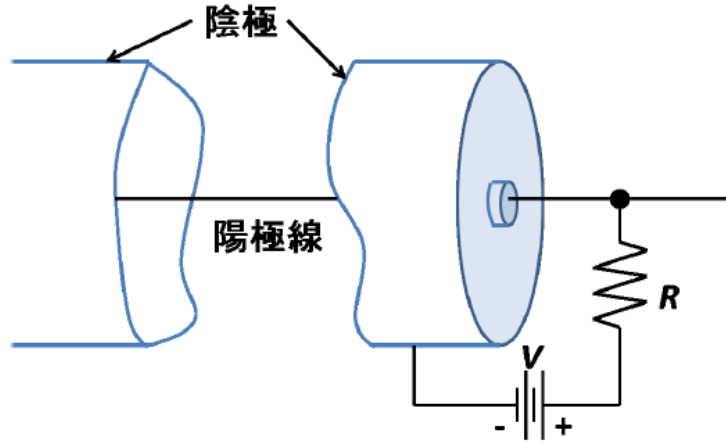


図 2.5: 比例係数管概念図

2.2 比例係数管

2.2.1 平均ガス増幅率

図 2.5 は比例係数管の概念図である。陽極線の半径を a 、陰極内部の半径を b 、陽極と陰極間の印加電圧を V とすると、半径 r における電場強度は

$$E(r) = \frac{V}{r \ln b/a} \quad (2.7)$$

である。電場が r に反比例することにより陽極線付近にて急激に電場が上昇する。そのため、電子雪崩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。各なだれ事象はそれぞれ独立しているため、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

$$Q = n_0 e M \quad (2.8)$$

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。

$$\ln M = \int_a^{r_c} \alpha(r) dr \quad (2.9)$$

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 2.9 において α と E に比例関係を仮定すると、 M は

$$\ln M = \frac{V}{(b/a) \Delta V} \left[\ln \frac{V}{pa \ln(b/a)} - \ln K \right] \quad (2.10)$$

で算出される [36]。 ΔV 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 の最低値をさす。 ΔV と K はガスについて一定値である。

2.2.2 電子増幅率の分布

比例係数管で取得する信号は、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

$$M = \frac{1}{n_0} \sum_{i=1}^{n_0} A_i \equiv \bar{A} \quad (2.11)$$

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 [37] 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。

$$P(A) = \left(\frac{A(1-\theta)}{\bar{A}} \right)^\theta \exp \left(-\frac{A(1+\theta)}{\bar{A}} \right) \quad (2.12)$$

θ 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 [38]、 $0 < \theta < 1$ 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

$$\left(\frac{\sigma_A}{\bar{A}} \right)^2 = \frac{1}{\bar{A}} + b \simeq b \quad (2.13)$$

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 [13]。観測エネルギーの分散つまり取得電荷量の分散 σ_Q を得るには電離電子数の分散 σ_{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、

$$\left(\frac{\sigma_{n_0}}{n_0} \right)^2 = \frac{F}{n_0} \quad (2.14)$$

と表される。式 (2.13) と式 (2.14) を組み合わせることで

$$\frac{\sigma_Q}{Q} = \left(\frac{F+b}{n_0} \right) = \left(\frac{W(F+b)}{E} \right) \quad (2.15)$$

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。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 [39]、W 値 26.2 eV から 12.8% (FWHM) と算出される。

2.2.3 充填ガス

比例係数管などの比例領域ガス検出器で用いられるガスの特性について述べる。

クエンチャー

比例領域におけるガス増幅は、電子と中性ガス分子の衝突で作られた 2 次電離に基づいており、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

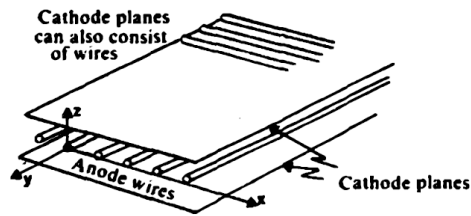


図 2.6: MWPC 概略図 [40]

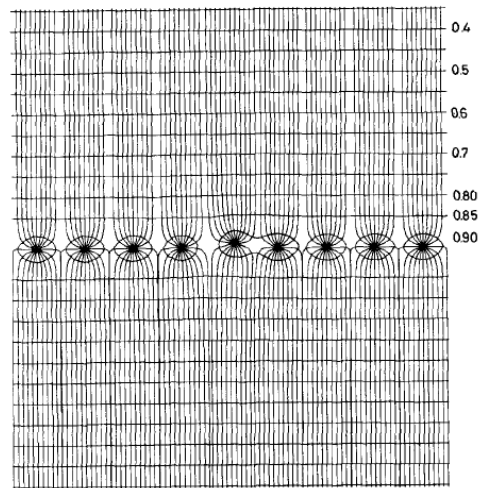


図 2.7: MWPC より形成される電場 (図中の線は電気力線と等電位面) [40]

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 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。価格の点から主成分の希ガスとしては Ar ガスがもっとも広く使用され、クエンチャーとして CH_4 を混合した Ar/ CH_4 (90:10) ガス、通称 P10 ガスがもっとも汎用的なプロポーショナルガスとなっている。

ペニング効果

充填ガスの基本特性は、主成分ガスより低い電離電位を有する第二のガスを少量加えた場合、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 C_2H_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。

2.2.4 多芯比例係数管 (Multi Wire Proportional Chamber)

多芯比例係数管 (Multi Wire Proportional Chamber: MWPC) は 1968 に G. Charpak らにより開発されたガス検出器である [41]。図 2.6 のように、MWPC はガスチェンバーの中に複数の陽極線を張ることで位置情報を取得している。陽極線に電圧をかけることで、図 2.6 のような電場が形成される。電離により生じた電子はこの様な電場のもと陽極線に向かい、中央付近の強い電場にて増幅されて信号として読み出される。しかし、陽極線どうしの静電気力から反発を受けるために、陽極線の間隔は約 1 mm に制限される。また、MWPC の計数率は陽イオンの空間電荷効果により制限される。陽極線とカソード面のドリフト長が 1cm とすると、Ar ガス、電場 1 kV/cm

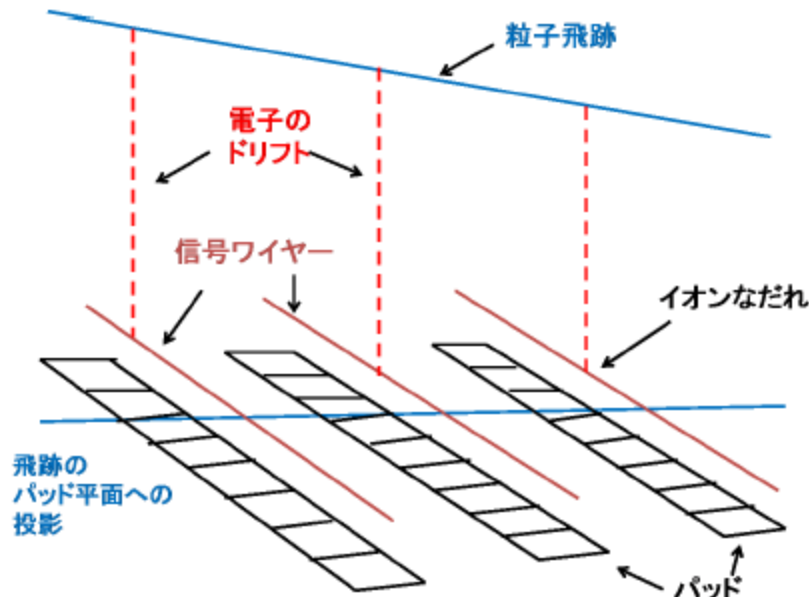


図 2.8: TPC 概念図 [47]

とするとイオンがカソード面に到着するのに約 0.6 msec 要する。このことより、MWPC の計数率は 10^{3-4} counts/s · mm になる。MWPC ではこの空間電荷効果を減らすためゲートワイヤーを設置し、イオンの逆流を抑えている。

2.2.5 Time Projection Chamber (TPC)

1974 年に D. Nygren によって Time Projection Chamber (TPC) が開発された [42]。TPC は MWPC などのガス検出器においてドリフト領域を長く設計し、入射粒子が電離により電子雲を生成してから検出されるまでの時間を測定することにより、検出器面に垂直な方向の位置情報を得る。図 2.8 は TPC の原理図であり、一様電場のドリフト領域と増幅領域とに分かれて構成されている。入射粒子により生成された電子雲はドリフト電場によって一定速度で増幅領域に向かい、MWPC などの増幅検出器により信号が取得される。加速器実験において飛跡の精密測定として TPC は多く用いられているが、ドリフト長は数 m におよび非常に大型である。先に述べたようにガス検出器ではドリフトに従い電子は拡散し、位置情報を劣化させていく (図 2.4)。そのため、加速器実験における TPC では磁場をドリフト電場と平行にかけることにより拡散を抑えている。また、後述する MPGD も増幅部分としてよく利用されており、2次元情報を取得する MPGD を用いた場合、入射粒子の 3次元飛跡を得ることができる。

2.3 Micro-Pattern Gas Detector (MPGD)

Micro-Pattern Gas Detector (MPGD) は先に述べた MWPC の位置分解能・計数率の限界を超えるべく、エッチングや PCB 技術、IC 技術等の微細加工技術を用いて製造された微細構造を有

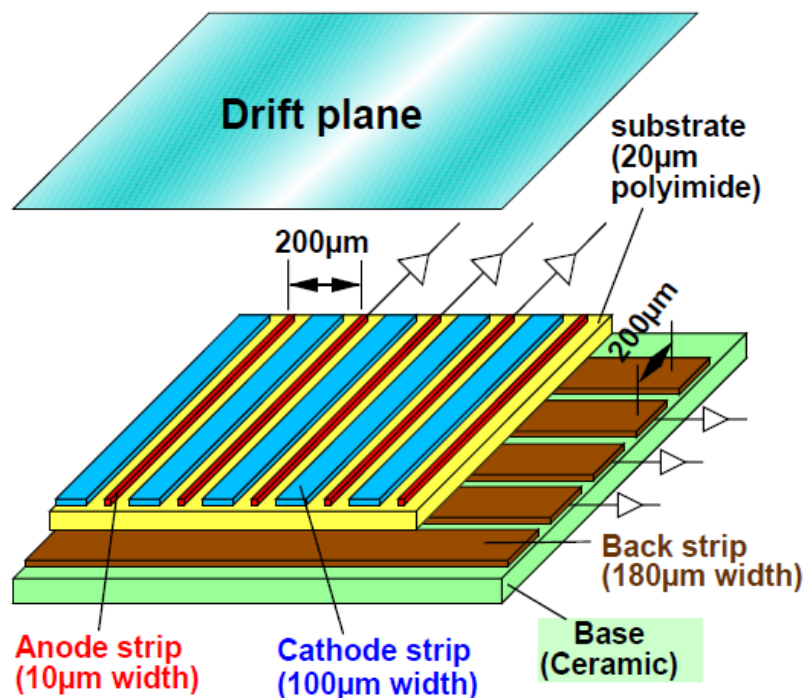


図 2.9: MSGC 概念図 [44]

するガス検出器のことである。本節では MPGD として良く使われる 3 種について触れる。また、MPGD のガスゲインを決める重大な要素となっている放電について述べる。

2.3.1 Micro Strip Gas Chamber (MSGC)

MSGC は 1988 年に A. Oed により提案された検出器である [43]。図 2.9 に MSGC の概念図を示す。光リソグラフィ技術によりアノードストリップとカソードストリップを基板上に形成することで、ストリップを非常に狭い間隔で作製でき、高い位置分解能を有している。MSGC は原理的にはストリップと垂直方向に $30 \mu\text{m}$ の位置分解能が実現可能である [45] [46]。また、カソードストリップがアノード近くに存在するため、なだれにより発生したイオンはカソードにてすぐに消失する。これにより、MSGC は MWPC の約 100 倍である $10^{6-7} \text{ counts/s} \cdot \text{mm}^2$ という高い計数率を有する。MSGC で二次元情報を読み出すため、基板の裏面に読み出し電極を形成したものがあ (図 2.9) [44]。このタイプの MSGC においては、表面の電極に電荷が集まると基板を通じて裏面に誘起電荷が生じる。これを信号として読み出すことにより二次元情報を得る。

しかし MSGC は重大な欠点を有している。カソードとアノードがストリップ状に形成されるため、カソードの電場が強くなりやすく、容易に放電が起きてしまう。この放電において深刻な電極破壊を起こすため、電圧が制限され、MSGC は 1000 以上のガスゲインを安定に得ることは困難となっている。後述する $\mu\text{-PIC}$ はこの放電破壊を抑え高ゲインを実現した検出器である。

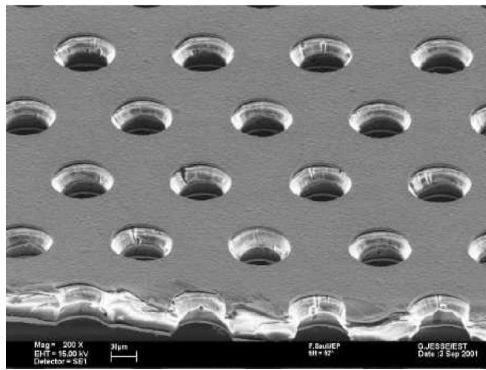


図 2.10: GEM 細孔部分の電子顕微鏡写真 [49]

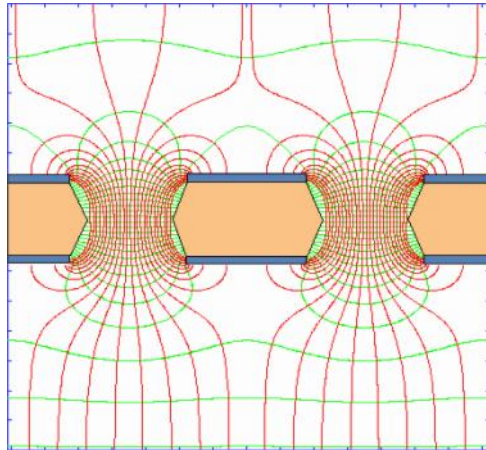


図 2.11: GEM 電界・等電位線 [50]

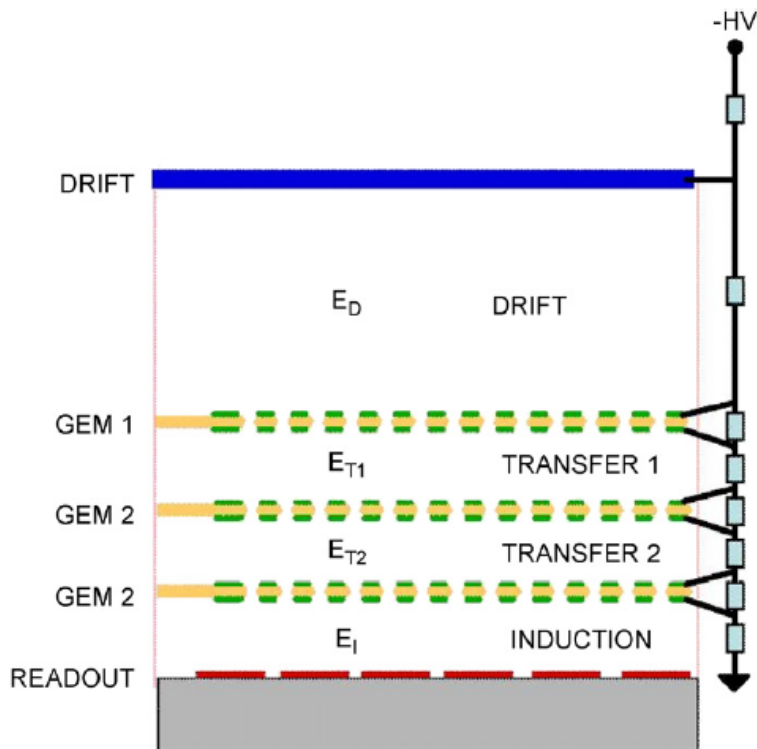


図 2.12: 多段式 GEM [51]

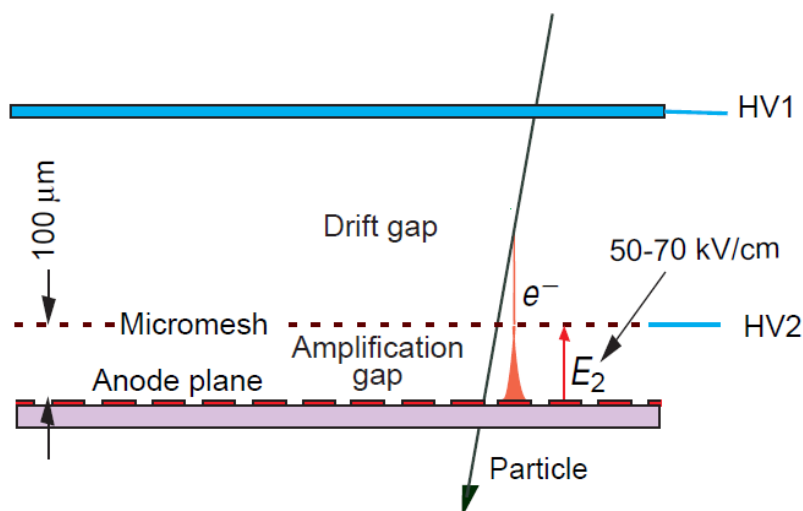


図 2.13: micromegas 原理図 [53]

2.3.2 Gas Electron Multiplier (GEM)

GEM は 1990 年代に F. Sauli 等により開発されたガス電子増倍器である [48]。ポリイミドなどの絶縁体の薄膜と両側を電極で覆い、化学エッチングなどで直径 $70 \mu\text{m}$ 程度の細孔を無数に空けた構造をしている (図 2.10)。表面、裏面の両電極間に電位差を与えることにより、強い電場が孔内に生じ、電子雪崩を起こす (図 2.11)。また、GEM の孔間隔は穴径の 2 倍程度 ($\sim 140 \mu\text{m}$) と非常に細かいため、二次元の位置情報を保ったまま動作することができる。一般に GEM は自身の電極で読み出しを行わず、ガス増幅のみを起こす。そのため、別の読み出しパッドや他の MPGD と組み合わせて読み出しを行う必要がある。GEM 単体における安定動作でのガスゲインは数十であるため、単体では MIP などの小さな信号取得が行えない。そのため、図 2.12 のように GEM を多段式にすることで高ゲインが得られ、単一電子の検出が可能となる。3 段の GEM を重ねることで 10^4 以上のゲインでの安定動作が報告されている [51]。

2.3.3 Micromegas

Micro-mesh gaseous structure (micromegas) は 1996 年に Y. Giomataris により開発された検出器である [52]。図 2.13 は micromegas の検出原理を表した図である。メッシュを用いることで 3 mm 程度のドリフト空間と $100 \mu\text{m}$ 程度の増幅領域を形成しており、ドリフト空間で発生した電子雲をマイクロメッシュの間を通して増幅領域に移動させる。増幅領域では平行に様な強い電場 ($\sim 50 \text{ kV/cm}$) がかかっており、増幅領域全体で電子雪崩が発生する。また、電子雪崩により発生した陽イオンをメッシュにより捕まえることで、ドリフト領域への空間電荷効果を抑えている。

2.3.4 放電

MPGD は絶縁体の上に電極を作製しガスを用いることから、絶縁体、電極、ガスの誘電率の異なる三つの物質が接する三重点が存在する。この三重点は電場が非常に高くなりやすいために、

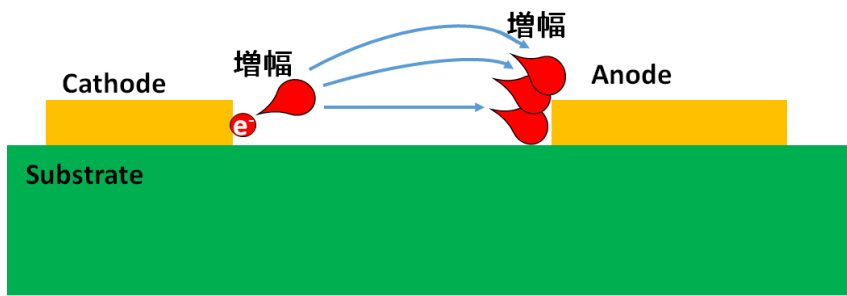


図 2.14: MPGD におけるフィールドエミッション由来の放電の概略図

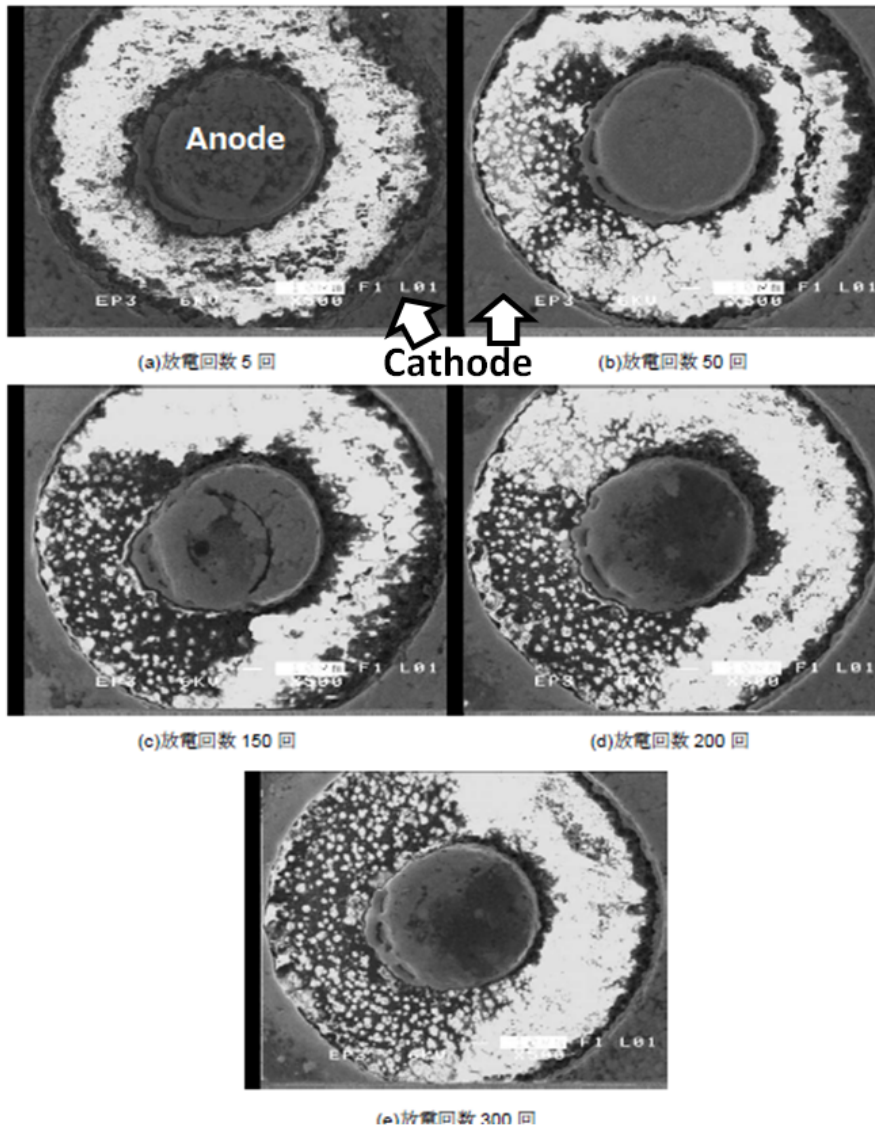


図 2.15: 放電の連続による導通路の形成 [54]

フィールドエミッションを起因とした放電を起こす。フィールドエミッションとは三重点付近の強電場によりトンネル効果によって、電子が物質表面から出てくる現象である [55]。表面から出る電流密度 j は以下の式で求められる [56]。

$$j = 1.55^{-6} \frac{E^2}{\phi} \exp \left(-6.83 \times 10^7 \nu \frac{\phi^{3/2}}{E} \right) \quad (2.16)$$

E は電場、 ϕ は金属の仕事関数、 ν は仕事関数の補正項である。MPGD においてこのフィールドエミッション起因の放電を起こす三重点はカソードの縁である。カソードからガス中に現れた電子は、図 2.14 のように最初にカソード付近で電子雪崩を起こす。そして、増幅された電子はアノードにドリフトされ、アノード近傍にて再度電子雪崩にて増幅し、放電に発展する。クエンチャーとして有機物をガスに使用している場合、放電により生じた高温から有機分子が分離され、放電跡には炭素が形成される。このため、放電が繰り返し発生すると基板上に炭素が蓄積し、アノードとカソードの短絡を引き起こす。図 2.15 は MPGD の一種である μ -PIC(3 章にて後述) にて放電が繰り返された箇所の電子顕微鏡図である [54]。放電を繰り返していくごとに炭素堆積物が蓄積し、最終的にはアノードとカソードが完全に導通している。このように MPGD において放電は電極破壊のもとであるため、カソードの三重点の電場を低くすることが課題となっている。

2.3.5 MPGD まとめ

ETCC の散乱体に用いるガス検出器として、最適な検出器を知るために、MPGD の性能と ETCC に対する適正をここにまとめる。

第3章 Micro pixel chamber (μ -PIC)

3.1 μ -PIC の基本性能

3.1.1 検出原理と電極構造

Micro pixel chamber (μ -PIC) とは、MSGC の放電に対する弱さを解決すべく、2000 年ごろから開発が始まった放電に強いピクセル型の電極構造をもつ二次元イメージングガス検出器である [57](図 3.1)。それぞれのピクセルが比例係数管を輪切りにした様な構造を持つ。 μ -PIC は直径 60 μm のアノード柱と直径 250 μm の穴を有するカソード電極が 400 μm ピッチにて配置されている。この構造により、アノード近傍に強い電場を形成し、各ピクセルごとに独立した電子雪崩を引き起こし信号として読み取る。アノードは基板の裏面に配置されているアノードストリップにつながっており、カソード電極は基板の表面にストリップ状に形成されている。アノードストリップとカソードストリップは互いに直行しているため、両位置情報を読み取ることにより二次元イメージングを取得することができる。図 3.2 は μ -PIC の写真と写真上の赤線で切った断面の模式図である。 μ -PIC は銅電極と厚さ 100 μm のポリイミド基板で構成されている。また、現在 μ -PIC はプリント基板 (Printed Circuit Board: PCB) 技術で製造しており、大面積の検出器 (10 \times 10 cm^2 [59] or 30 \times 30 cm^2 [60]) を安価につくることができる。

3.1.2 PCB μ -PIC の製造方法

PCB 技術を用いて μ -PIC を作製する場合にキーポイントとなるのがアノード柱の形成である。 μ -PIC はレーザーを用いてポリイミド層に穴を空け、そこに銅を満たしてアノード柱を形成する。しかし、電気めっき技術でアノードを形成すると、めっき形成中にアノード電極から水素ガスが生成されるが、このガスにより、電極生成が抑制されてしまい、アノード柱の長さがピクセルごとに大きくばらついてしまう [35]。また、ポリイミド層の中で電極生成が終了するため、アノードに電圧印可時、基板に電気力線が妨げられることでアノードトップに電場が集中しなくなる。これにより μ -PIC の実質的なガスゲインは正しくアノードが形成された μ -PIC と比べ半分以下になる [35]。

このアノード柱育成の問題を解決するために、現在の PCB μ -PIC では化学めっきと電気めっきを組み合わせてアノード柱を形成している [62]。図 3.3 はアノード柱形成の手順を示している。はじめに、レーザーにて穴を開けたポリイミド層に無電解めっきを用いて表面に薄い銅膜を形成する。そして、ビアフィルめっきにより厚い電極を生成し表面を均一化する。最後に、基板の表面、裏面を共にエッチングにてアノードとカソードの電極構造を作り出す。この技術によりアノードは直径 50 μm 、厚み 10 μm の電極を基板表面に精度良く作製でき、アノードの高さは 10 \times 10 cm^2 領域内において誤差 3 μm 内に収まっており、高い一様性を有している。

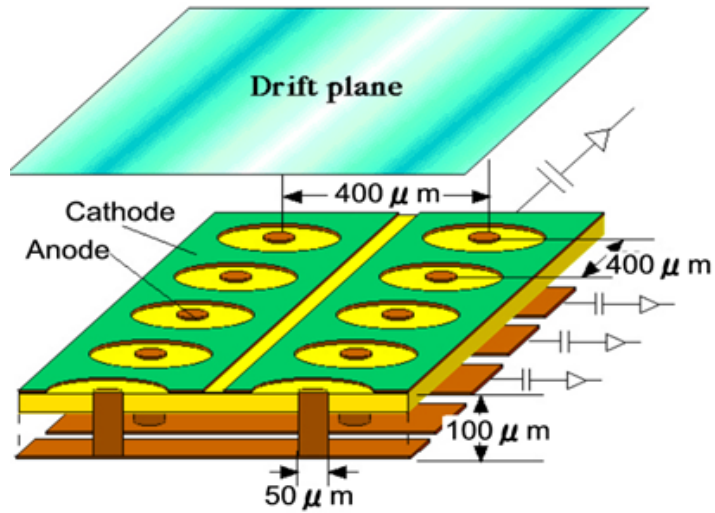


图 3.1: μ -PIC 模式图 [57]

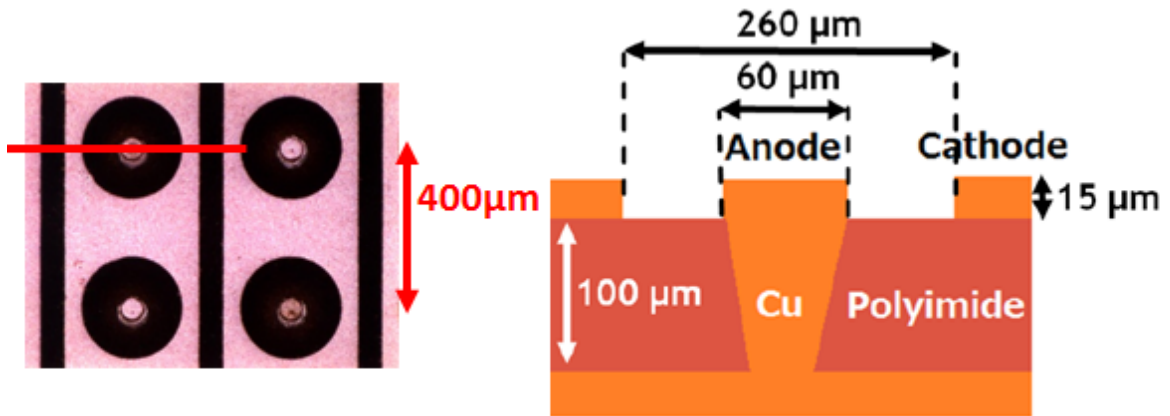


图 3.2: μ -PIC 写真、断面图

1. Electroless plating



3. Surface etching



2. Via-fill plating



4. Electrode etching



图 3.3: μ -PIC 電極製造方法 [35]

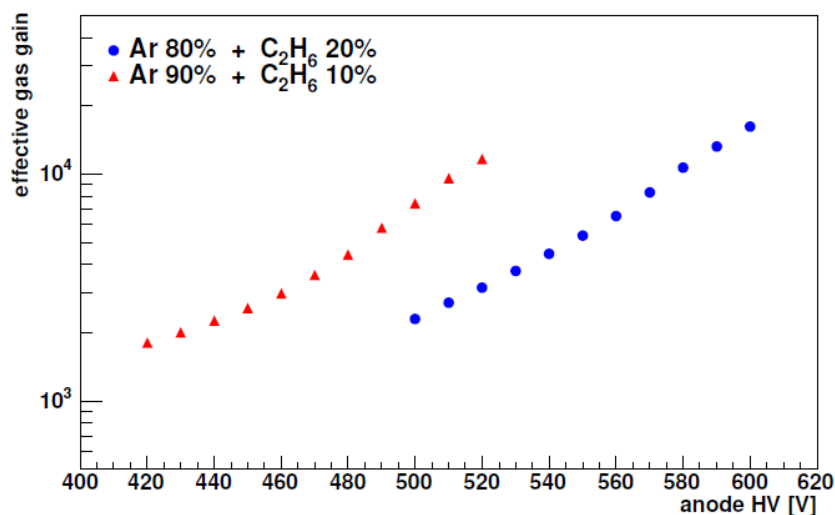


図 3.4: アノード供給電圧に対する μ -PIC ガスゲイン [63]

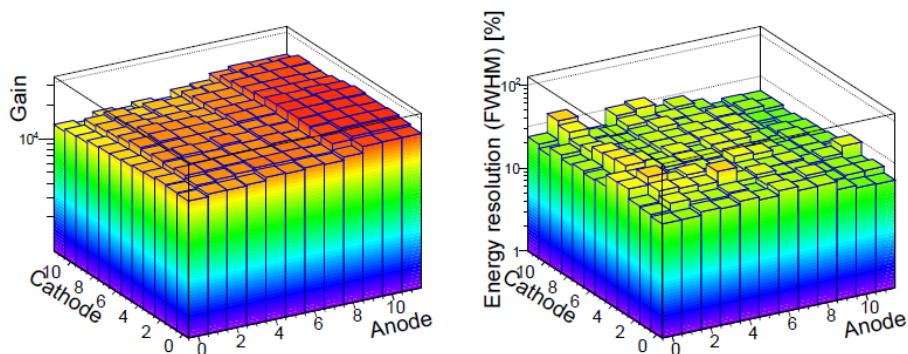


図 3.5: 30cm 角 μ -PIC(左図) ガスゲインの場所依存性 (右図) エネルギー分解能 (CsK α)

3.1.3 PCB μ -PIC の基本性能

他の MPGD と同様に μ -PIC は放電電圧により、ゲインの制限がかかる。MSGC の場合、アノードとカソードが平行かつアノード、カソードストリップの距離が短いため、カソードの三重点の電場は高くなりやすく、最大安定利得は ~ 1000 しか得られなかった。それに対して μ -PIC はピクセル型の電極構造を有することから、カソード縁の電場は分散され高くなりづらく、図 3.4 に示されるようにゲイン ~ 6000 の安定動作を実現した [58]。また、 μ -PIC は Ar/C₂H₆(分圧比 90:10) において最大ガスゲイン 15000 での動作が確認されている。30 \times 30 cm² サイズの μ -PIC はアノード、カソード各々 768 ストリップを有しており、ピクセル数は 589824 pixels(=768 \times 768) にもなる。ピクセル構造が作製上のばらつきもつ場合、場所ごとのゲインの差が大きくなる。図 3.5 の左図は 30 \times 30 cm² μ -PIC におけるゲインの分布図である。ゲインのばらつきは Root Mean Square (RMS) $\sim 15.9\%$ の値を示している。また、図 3.5 の右図は ¹³³Ba からの Cs K α 31 keV X 線を用いて測定された角領域に対するエネルギー分解能である。エネルギー分解能は領域全体で 24.8%(FWHM)、各領域ごとには 18-40%(FWHM) となっている [61]。

μ -PIC は 400 μ m ピッチの細かな電極構造で形成されているため、X 線イメージ検出器とし

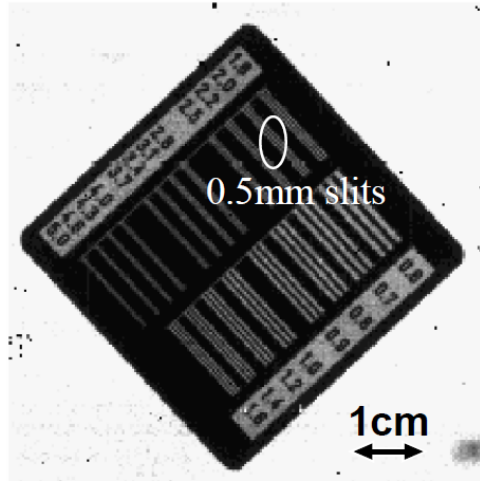


図 3.6: テストチャートの X 線透過像 [62]

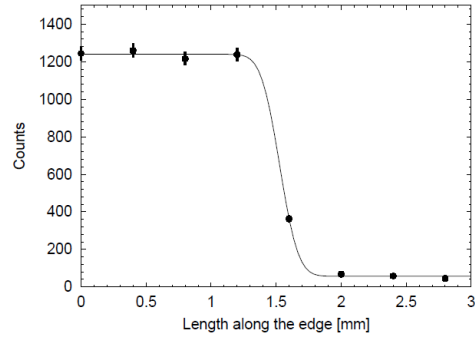


図 3.7: テストチャート端のプロジェクションとフィット関数 [62]

ての能力も有している。図 3.6 は X 線ジェネレータをもちいて撮像された厚さ 1 mm の鉛のテストチャートであり、2.0 本/mm のスリットが分離できていることが確認できる。この測定条件は、ガス Xe/C₂H₆ (分圧比 70 : 30)、ドリフト領域 3 mm である。テストチャートの端の部分射影してカウントをとり、下の関数でフィットすることにより、位置分解能が得られる (図 3.7)。この方法をナイフエッジ法と呼ぶ。

$$Count(x) = a_1 + a_2 \operatorname{erf} \left(\frac{x - a_3}{\sqrt{2}a_4} \right) \quad (3.1)$$

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt \quad (3.2)$$

x はテストチャート端からの距離であり、 a_1 、 a_2 、 a_3 、 a_4 はフィッティングパラメータである。 a_4 が RMS での位置分解能を示す。図 3.7 におけるフィッティングでは μ -PIC の位置分解能は 120 μm を示した [62]。原理的な位置分解能は統計学的に求めることができ、ピクセルピッチを d とおくと、 $\sigma = d/\sqrt{12}$ と表される。 μ -PIC のピッチは 400 μm より 115 μm が限界値であり、実測値とよく一致している。

3.1.4 μ -PIC 過去のシミュレーション (Maxwell 3D + Garfield)

μ -PIC は裏面にアノードストリップが配置されていることから、本来アノードトップに集中してほしい電気力線がアノードストリップに向かって基板にささる。そのため、 μ -PIC において基板の厚みはガスゲイン、放電、両方に対して重要な意味をもつ。図 3.8 は電場計算プログラム Maxwell 3D を用いて有限要素法により計算された μ -PIC の電場強度である [64]。電場計算における条件はガス Ar/C₂H₆ (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 を仮定した。図 3.8 の (a) はアノードトップから 1 μm 上、(b) は基板から 1 μm 上における電場強度を示している。電子増幅がアノードトップまわりで起こることから (a) におけるアノードの電場はガスゲインの大きさに対する指標となる。また、2 章にて述べたように MPGD はカソード縁における電場強度が放電原因のひとつであるため、(b) のカソード縁の電場強度は μ -PIC の放電耐性の指標となる。

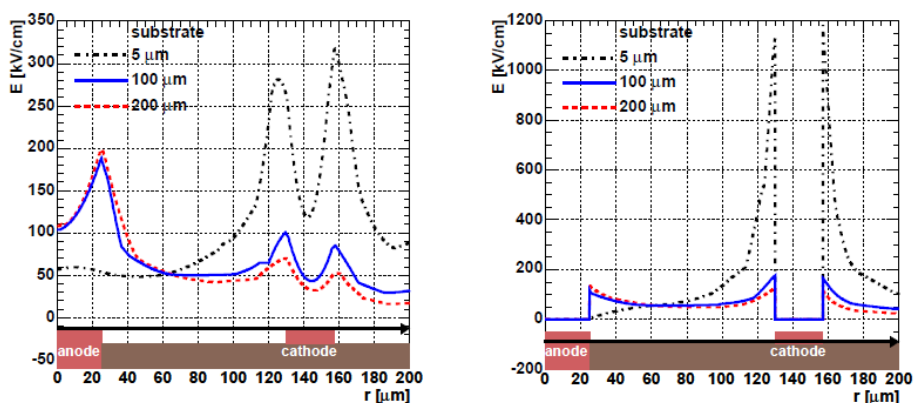


図 3.8: Maxwell 3D により計算された μ -PIC 電場 (左図) アノードトップから $1 \mu\text{m}$ 上、(右図) 基板から $1 \mu\text{m}$ 上における電場強度 [64]

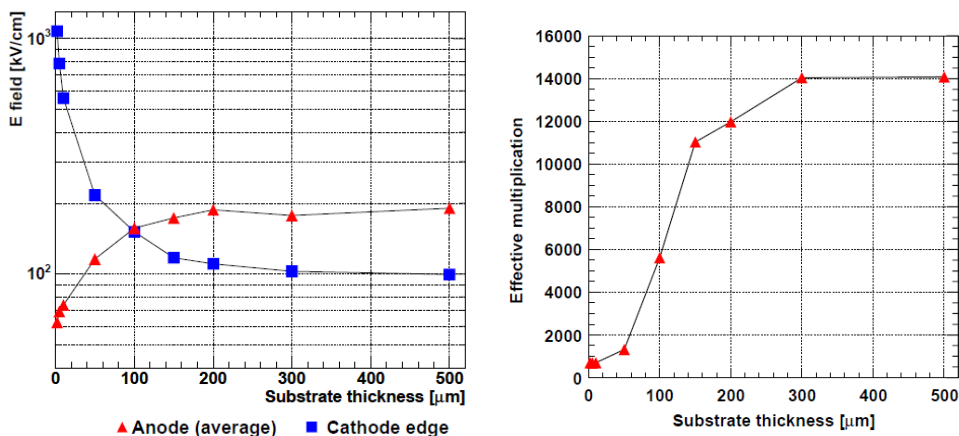


図 3.9: 各基板の厚みに対するアノードまわりとカソード縁の電場強度 [64]

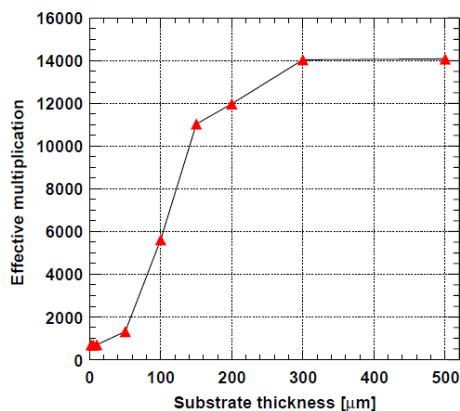


図 3.10: Garfield により求められた μ -PIC のガスゲイン [64]

図 3.9 は各基板の厚みに対するアノードまわりとカソード縁の電場強度を示した図 [64] である。先に述べたように、薄い基板では電気力線が裏面のアノードストリップに向かうことから、カソード縁は電場強度が強く、アノードは電気力線の集中が失われるため電場強度が弱くなる。図 3.10 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 [70] にて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) [64]。図 3.9 と 3.10 より、ガスゲインの上昇、放電の抑制のため基板を厚くすることが望まれるが現在の μ -PIC の製造で使っている PCB 法ではアノードビアをあけているレーザーの制限で $100 \mu\text{m}$ 以上の厚みの基板で作製することができない。そのため、より厚い基板の μ -PIC を製造する場合、現在の μ -PIC 作製技術と異なる技術が必要となる。一方、図 3.10 のシミュレーションにおいて μ -PIC のゲインの絶対値は再現されていない。Ar/C₂H₆ (分圧比 80:20)、アノード・カソード間電圧 600 V における実測ゲインは図 3.4 から <2000 であるのに対し、Garfield によるシミュレーションでは図 3.10 (厚み $100 \mu\text{m}$) のゲインは約 6000 を示している。つまり Garfield におけるゲインの値は相対的な参考にしかならず、詳細な情報を得るには他のシミュレータが必要となる。

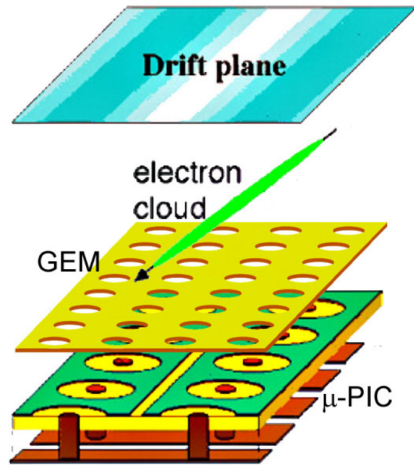


図 3.11: μ -TPC 概念図

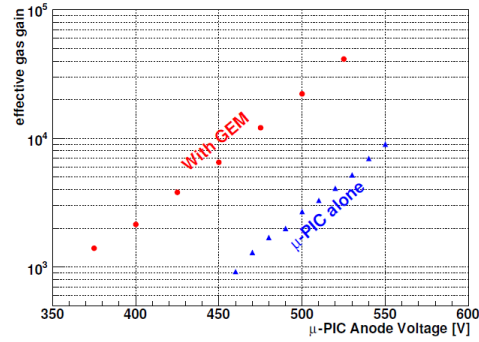


図 3.12: GEM + μ -PIC と μ -PIC 単独のガスゲイン (ガス:Ar/C₂H₆、1 気圧、 $\Delta V_{GEM} = 250$ V)

3.2 μ -TPC

3.2.1 μ -TPC 基本性能

前述したように μ -PIC を用いることにより詳細な 2 次元情報を得ることができる。さらに、ドリフト時間軸を測定することにより TPC として動作させることで、詳細な 3 次元飛跡を取得することができる。この μ -PIC を用いた TPC を μ -TPC (図 3.11) と呼んでいる。現在 μ -TPC におけるクロックは 100 MHz を使用している。MIP 粒子の 1 atm の Ar ガス中の dE/dx が 2.54 keV/cm であることから 400 μ m ピッチに約 3.9 個の電子を作る。そのような少ない電子を捉えるのにガスゲインは 2×10^4 以上の値を要求される。しかし、 μ -PIC の安定動作におけるゲインは約 6000 であり、不足している。そのため、 μ -PIC の前段ガス増幅器として GEM を用いていることで、 μ -PIC ゲイン数千、GEM ゲイン ~ 10 で動作することによりゲイン 2×10^4 を達成している。図 3.12 は μ -PIC と GEM を用いたシステムにおけるガスゲインを示している。このシステムによって μ -TPC は安定的に MIP と反跳電子取得が可能となった。図 3.13 と図 3.14 は μ -TPC により取得した電子とミュオン飛跡の一例である。横軸はアノード、カソードのチャンネルを示し、1 ch800 μ m である。縦軸は clock を示し、1 clock が 10 nsec であることから、ドリフト速度から距離を算出すると、1 clock およそ 500 μ m である。

また μ -TPC は入射粒子の飛跡長とエネルギーを測定でき、エネルギー損失率 dE/dx を得ることができる。 dE/dx は粒子の種類ごとに異なる値を有するため、 dE/dx を用いることで粒子識別が可能となる。図 3.15 は、実験室内にて 3 MBq ¹³⁷Cs 線源を μ -TPC から 1 m 離れた状態で得られた dE/dx と、140 MeV 陽子ビームを水に照射することにより生成された強放射線下で得られた dE/dx を表している。図中の赤線は Ar 1 atm における電子の飛程を示す。従って、赤線付近の事象はガス中でコンプトン散乱してできた反跳電子がエネルギーを落としきった事象である。また、 dE/dx の小さい領域の集団の傾きは MIP の dE/dx と一致するため、宇宙線ミュオンや検出器外部に逃げていく高エネルギー電子と分類できる。ETCC として使用する場合、赤線付近 $E^{1.72 \pm 0.22}$ の領域を選ぶことによりコンプトンイベントの 95% が得ることができる [31]。

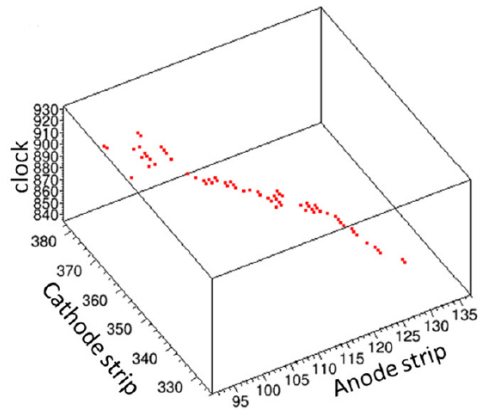


図 3.13: μ -TPC にて得られた電子飛跡

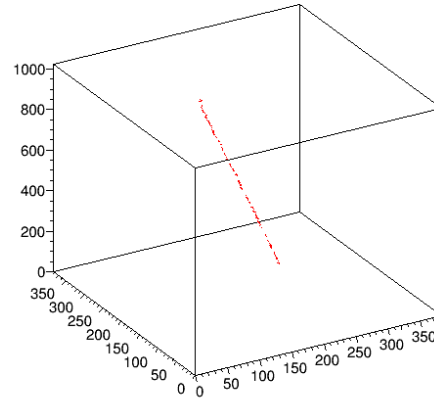


図 3.14: μ -TPC にて得られたミューオン飛跡

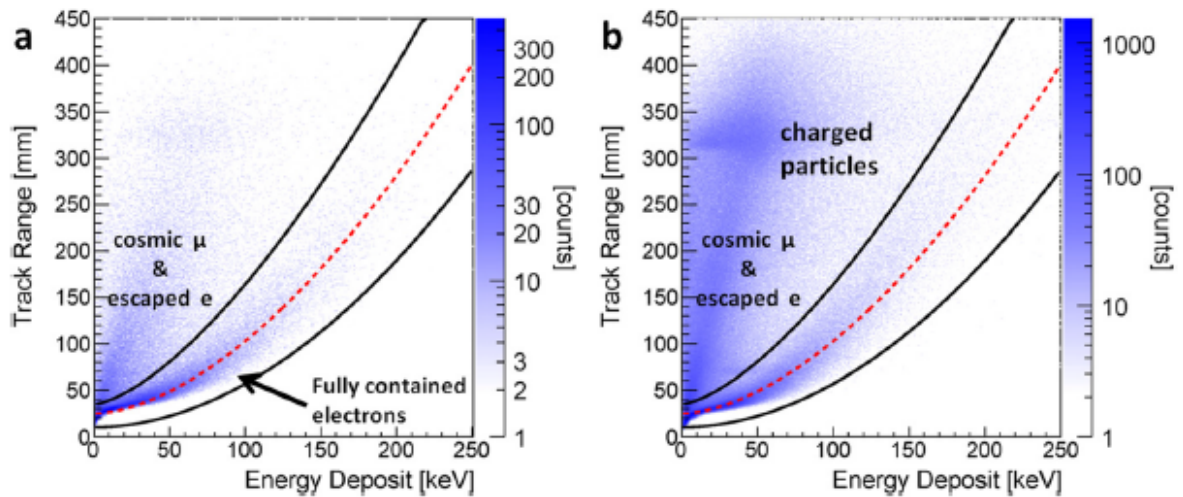


図 3.15: μ -TPC により得られた入射粒子のエネルギー損失率 (a) 実験室にて 3MBq ^{137}Cs 線源を 1 m 離れた状況下 (b) 140MeV 陽子ビームにより生成された強放射線下 [31]

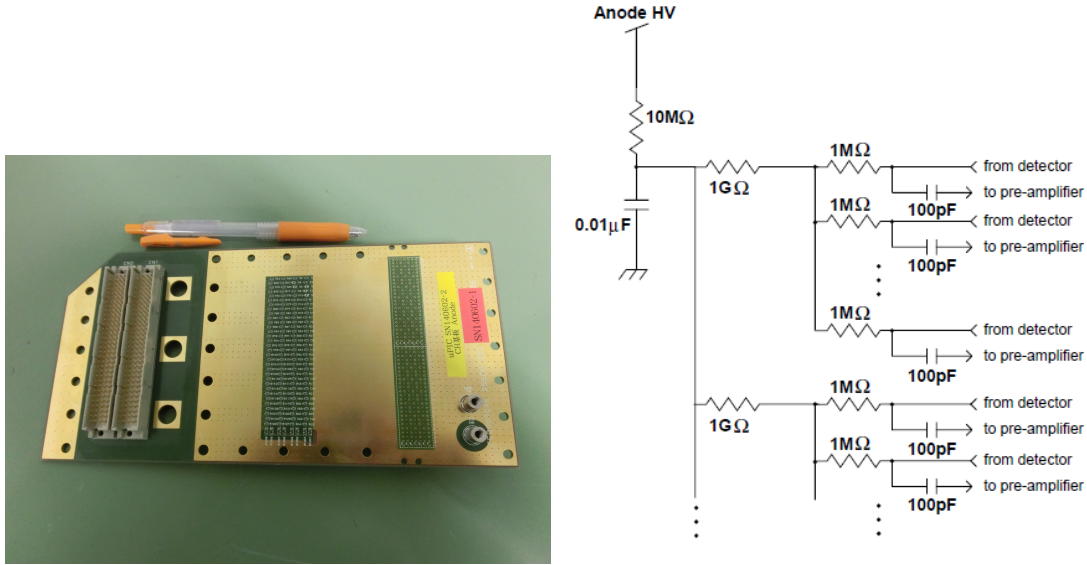


図 3.16: 電圧供給基板 写真と回路図

表 3.1: FE2009bal の特性 [65]

プロセス	0.5 μm 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^-
消費電力	18 mW/ch

3.2.2 μ -PIC データ収集システム

電圧供給基板

μ -PIC には図 3.16 の電圧供給基板を通して各アノードストリップに電圧を正の HV をかけている。この基板を通じて 256 ストリップに HV を与えるが、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 Ω 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。これにより、あるピクセルにおいて放電および導通が生じて、他のグループは絶縁されているため、他グループのピクセルは安全に稼動する。また、 μ -PIC の信号は、この基板を通して読み出し基板に送られる。現在、気球実験用に消費電力を削減するため、この電圧供給基板にて、 μ -PIC の読み出しストリップ 2 つを 1 ch に統合している。

読み出し用 CMOS ASIC chip

現在 μ -PIC の読み出しには CMOS ASIC chip を搭載した読み出し基板を用いている (図 3.19)。搭載されている CMOS ASIC chip FE2009bal は ETCC 用、つまり気球実験のため開発された

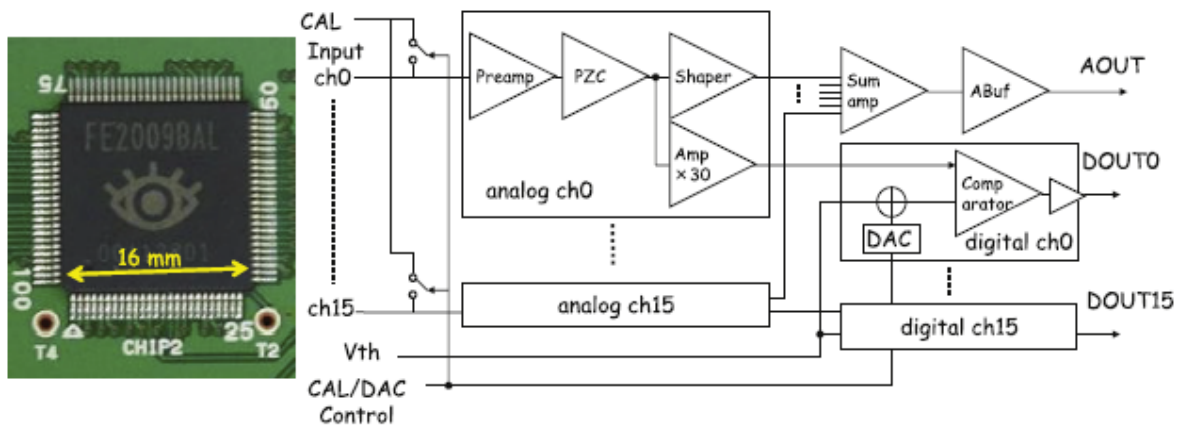


図 3.17: FE2009bal CMOS ASIC チップ [65]

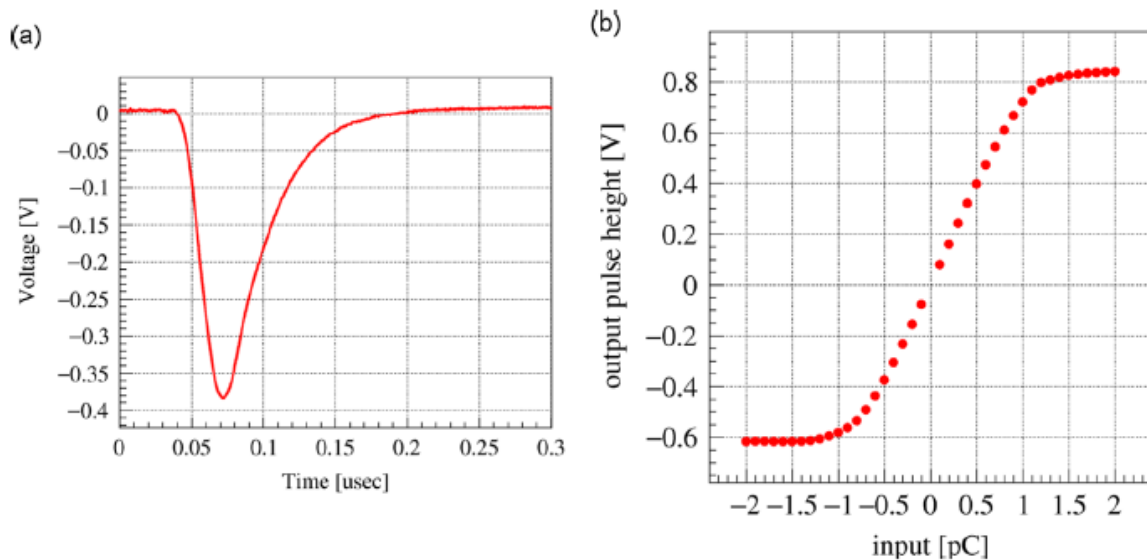


図 3.18: Fe2009bal チップの (a) アナログサム信号 ,(b) 入電荷量と出電力関係 [65]

低消費電力の chip である [65]。FE2009bal の性能は低い消費電力 (18 mW/ch)、1 チップにつき 16 ch の処理性能、正負ともに広いダイナミックレンジ (-1 ~ +1 pC)、低い電気ノイズ (等価雑音電荷 (ENC) < 6000 e⁻) を有している。チップに関する詳細な情報は表 3.1 にまとめた。図 3.17 は FE2009bal チップの写真とブロックダイアグラムであり、16 ch のアナログ入力、16 ch のデジタルコンパレータ出力、アナログサム出力をもつ。コンパレータ内では、各アンプの信号と共通スレッシュホールド V_{th} を比較することで、各チャンネルのヒット情報をデジタル信号として出力する。また、FE2009bal chip において、それぞれのチャンネルのアンプが異なったグラウンドを有することから、各チャンネルごとにベースラインを調整する必要がある。そのため、各コンパレータにはベースライン調整用の 6bit の digital-to-analog converter (DAC) が搭載されている。図 3.18 は、(a) は FE2009bal に -0.5 pC が入ったときに出力されたアナログサム信号、(b) はアナログサム信号の測定電圧と入荷電荷量の関係を示しており、-0.6 ~ +0.8 pC において特に良い線型性が得られていることが確認できる [65]。

読み出し基板

図 3.19 は μ -TPC 読み出し基板の写真とブロックダイアグラムである。読み出し基板には 4 つの flash ADC、FPGA、8 つの FE2009bal チップが搭載されている。FE2009bal チップから出力される 128 ch(=16 ch \times 8 chip) 分のデジタル信号は FPGA に入力され、FPGA 内においてアノードまたはカソードのヒット情報を 100 MHz にて同期させる。また、FE2009bal からのアナログサム信号は 2 つのチップの信号 32 ch 分を足し合わせ flash ADC 内に入力する。この flash ADC は 10 bit、50MHz であり、デジタル化した波形情報を FPGA へと転送する。FPGA 内では 128 bit のヒット情報と 4 ch のデジタル波形情報をリングブッファに常に保存している。また、現在 FPGA 内にてデータ量削減のため、波形情報を 10 bit、50 MHz から 8 bit、25 MHz に変換して使用している [61]。トリガー信号が FPGA に入りしだい、リングブッファへの書き込みは停止され、取得情報を first-in first-out (FIFO) メモリへ出力し、データ整形後に VME メモリーボードへ出力し μ -TPC のデータとして保存している。

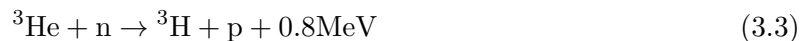
3.3 μ -PIC の応用

μ -PIC はガンマ線カメラとしてだけではなく中性子イメージングやダークマター探索など様々な方面に応用されている。

中性子イメージング

中性子イメージングは X 線のレントゲン撮影と同様に広く用いられてきた非破壊検査である。X 線撮像の場合、光電吸収の断面積が Z^5 に比例するため、 Z の高い鉄などの物質への吸収率は大きくなる。それに対して、中性子イメージングは鉄や鉛に対し高い透過力をもつ一方、水素に対する断面積は非常に大きい。この X 線と中性子の断面積の違いから、互いに違うものを見ることができる。図 3.20 は中性子イメージング検出器である NIP で撮像された携帯ラジオのイメージである。左図は 28.9 meV の中性子透過像、右図は 150 keV のガンマ線透過像を示している [66]。左図では水素を含むプラスチック製の筐体の構造を精密に写しており、右図では金属部分である電気回路を写していることがわかる。このように、X 線撮像と中性子イメージングは互いを反発するものでなく、補い合う関係のものである。

μ -PIC は高い位置分解能と連続撮像能力、そして大面積化が容易な中性子イメージング検出器として用いられている。 μ -PIC 内に ^3He ガスを密封し、中性子を当てることにより以下の核捕獲反応を起こす。



これにより発生した ^3H と ^1H はガス内を走り、飛跡に沿って電子雲が生じる。崩壊核の電子飛跡とエネルギー損失を測定することにより、崩壊箇所位置を再構成できる。また、 μ -TPC の MIP のエネルギー損失 2.44 keV/cm (Ar ガス中) に対して、この崩壊により生じるエネルギーは 0.8 MeV は非常に大きいため、 μ -PIC に高いゲインは要求されず数百のゲインで十分である。図 3.22 は μ -PIC で腕時計を中性子イメージングした図であり、図中の黒い場所ほど中性子を透過している領域である。この図により腕時計の細かな部分の撮像ができていることがわかる。また、現在の μ -PIC の中性子イメージング応用における位置分解能は $108.24 \pm 0.74 \mu\text{m}$ を示している [68]。

ダークマター探索

暗黒物質の有力な候補として Weakly Interacting Massive Particle (WIMP) があげられる。WIMP

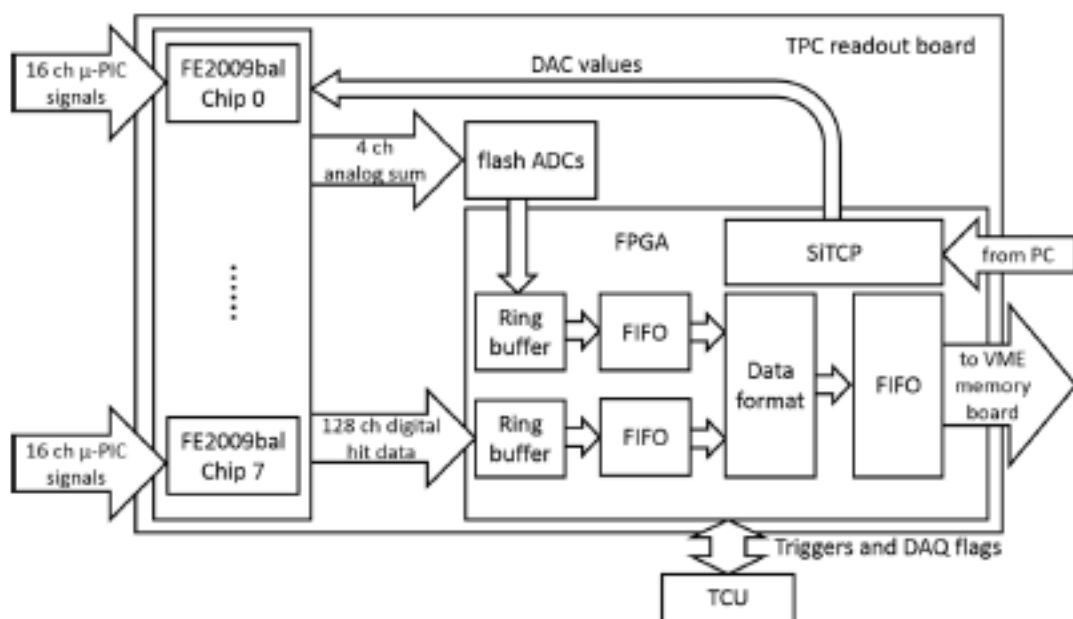
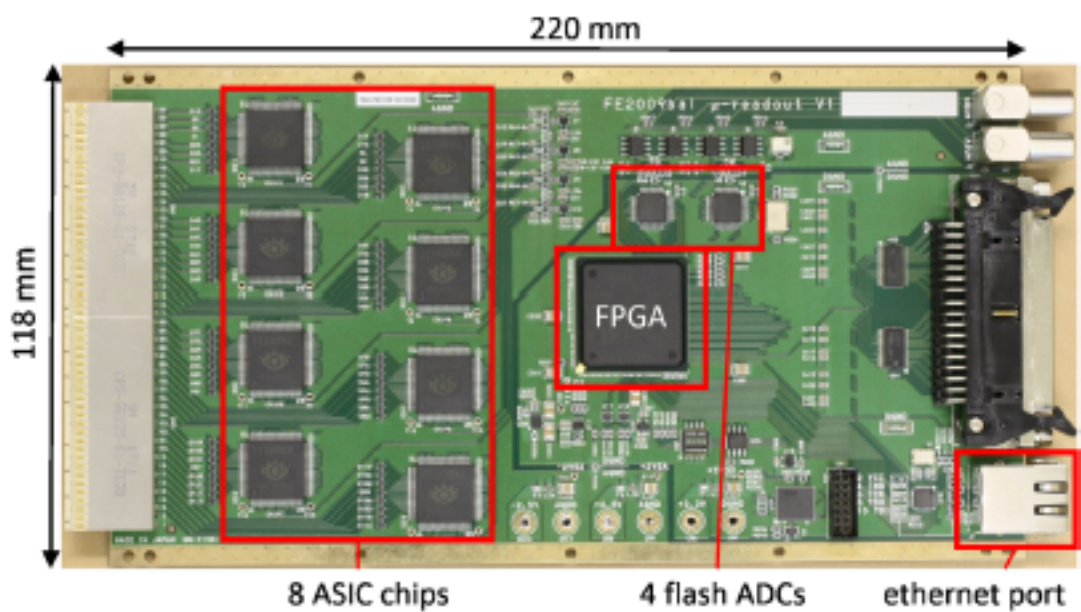


図 3.19: μ -PIC 読み出し基板写真、ダイアグラム [65]

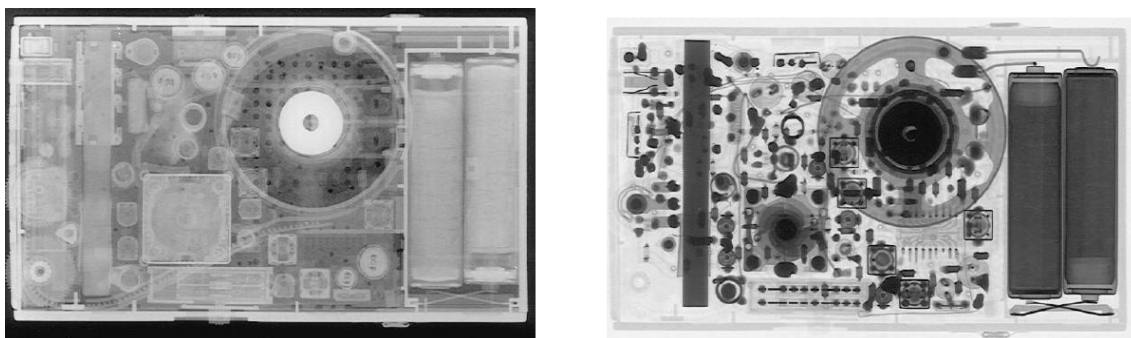


図 3.20: NIP で撮像された携帯ラジオのイメージ (左図)28.9 meV の中性子透過像 (右図)150 keV のガンマ線透過像 [66]

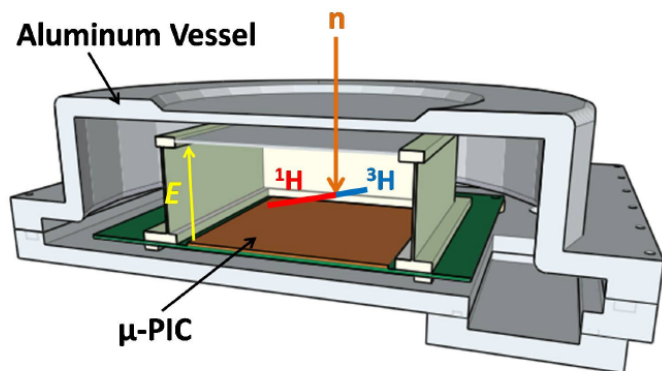


図 3.21: μ -PIC を用いた中性子イメージング検出器概念図 [67]

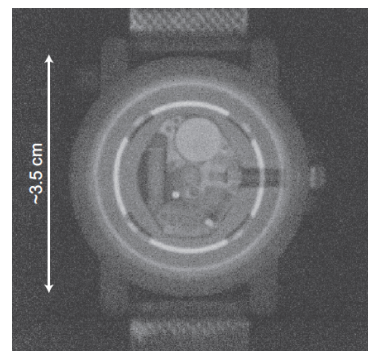


図 3.22: 腕時計の μ -PIC 中性子イメージング [68]

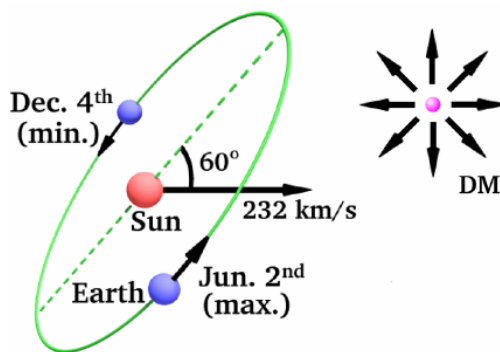


図 3.23: WIMP(図中 DM) に対する太陽系と地球の運動の模式図 [86]

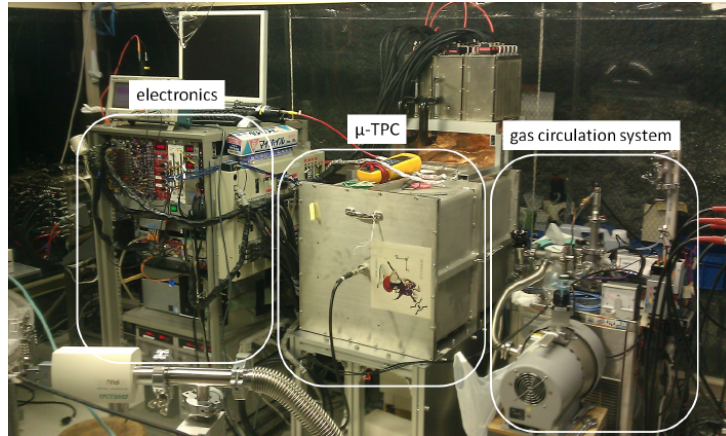


図 3.24: NEWAGE-0.3b' 検出器外観 [86]

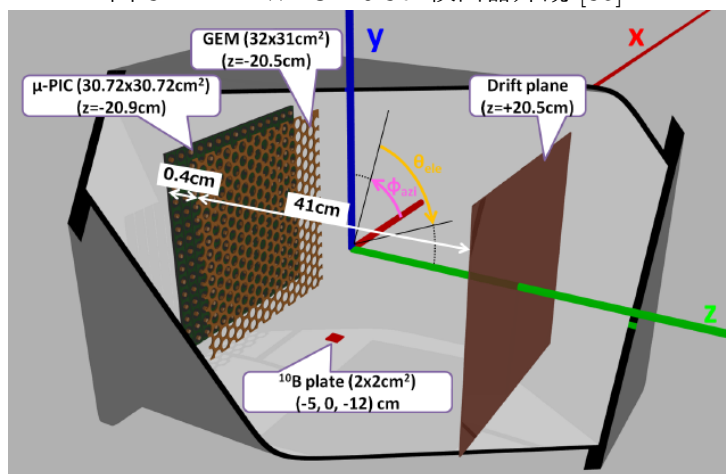


図 3.25: NEWAGE-0.3b' 検出器概念図 [86]

を直接検出するには WIMP と原子核の弾性散乱を検出する必要がある。図 3.23 は暗黒物質源と地球の位置関係を示した図である。図のように太陽系が銀河中を動くことにより暗黒物質の風が生じる。この風の方向を測定することが暗黒物質の確証の高い証拠となる。このことから μ -TPC を用いて WIMP からはじき出された原子核の飛跡を検出することで、“暗黒物質の風”の方向を再構成し、暗黒物質の特定する実験 NEWAGE (NEw general WIMP search with an Advanced Gaseous tracker Experiment) が神岡地下実験施設にて行われている [86]。NEWAGE 実験などのダークマター探索において、検出器の感度を向上させるために、バックグラウンドを可能な限り減らすことが要求される。現在 μ -PIC のポリイミド基板内に存在するガラス繊維は放射性不純物であるウラン (U) やトリウム (Th) を含んでおり、これらの元素の崩壊による α 線が暗黒物質探索においてバックグラウンドとなっており [86]、ガラス繊維の除去が急務となっている。

3.4 μ -PIC への要求

MeV ガンマ線望遠鏡 ETCC は 1 度程度の PSF を実現するためには 10 度以下の SPD が必要となり、ガス検出器には Ar 1 atm 電子のエネルギー 50 keV の場合には 1 mm 以下の長さで反跳電子の方向を決定する能力が要求される。電子の方向を得るためには 3 点以上が必要であることか

らピクセルピッチ $300\ \mu\text{m}$ 以下の高位置分解能 $\mu\text{-PIC}$ が要求されている。 $300\ \mu\text{m}$ ピッチにおいて MIP を捉えるためには 26000 程度のゲインが必要である。加えて、オペレーションのしやすさやコストの点から $\mu\text{-PIC}$ 単体での動作でゲインが得られることが望ましい。また、MeV ガンマ線天文学やダークマター探索には大面積・大容量の検出器が要求されており、安価に大面積で拡張できる手法でなければならない。

第4章 μ -PIC の Garfield++ シミュレーション

μ -PIC 応用から μ -PIC における電子雪崩や信号への理解が要求されていたが、Garfield などの従来のシミュレーターでは μ -PIC のゲインや信号は再現されないことから新たなシミュレーターが必要であった。そのため Garfield のアップデートシミュレーターである Garfield++ を用いて μ -PIC に対する再現性があるかどうかを調べた。

4.1 Garfield++

3章で述べたように Garfield [70] を用いたシミュレーションでは μ -PIC のガスゲインは再現されなかった。これは Garfield が比例係数管や MWPC などの大きな構造をもつ検出器を想定したシミュレーターであるために、電子増幅の計算方法がタウンゼント計数 (図 4.1) を用いた巨視的な計算であったことが理由である。そのため、 μ -PIC などの MPGD の電子増幅を再現するには、図 4.2 のように電子の各反応に対する断面積を用いて計算する微視的なシミュレーターが要求される。Garfield++ [91] はそのような MPGD に対する要求から開発されたシミュレーターであり、Magboltz [73] の持つ電子と分子の反応断面積を用いて、個々の反応をシミュレートすることで3次元で微視的な計算を行う。この Garfield++ で μ -PIC のゲインが再現されるかを調査した。Garfield++ を用いて電子雪崩を計算するには μ -PIC の3次元構造の情報と μ -PIC まわりの電場強度の情報が必要となる。そのため、 μ -PIC の3次元メッシュの生成に Gmsh [89]、有限要素法による電場計算シミュレーターとして Elmer [90] を採用した。Gmsh、Elmer はともにフリーソフトである。

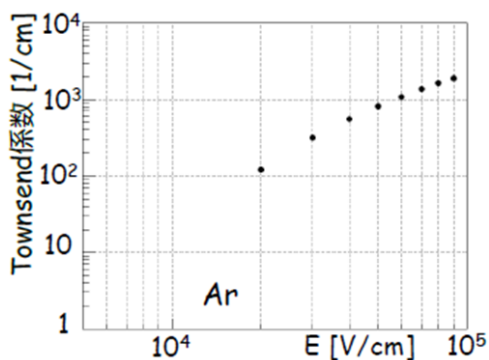


図 4.1: Magboltz [73] で得た Ar ガス中におけるタウンゼント計数

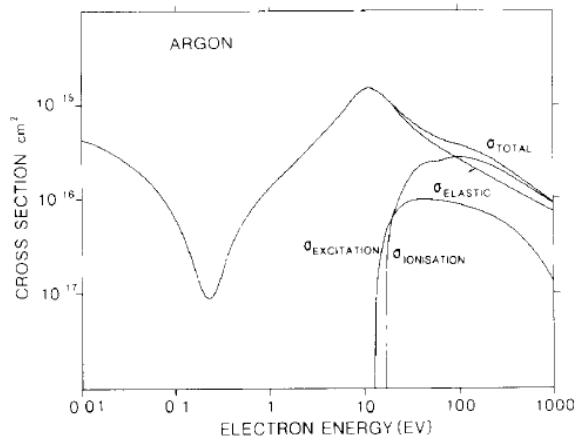


図 4.2: 電子の反応断面積 [72]

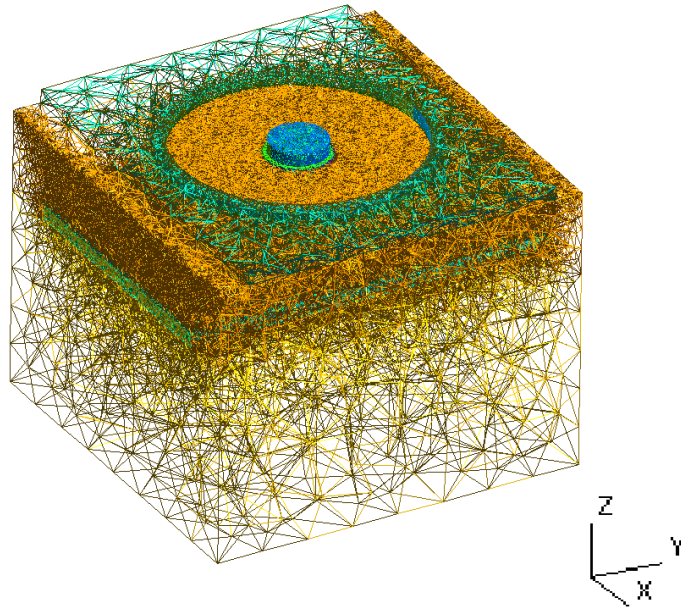


図 4.3: Gmsh により作製した PCB μ -PIC メッシュ

4.2 シミュレーションゲイン

図 4.3 は Gmsh により作製した 3 次元メッシュであり、この情報を Elmer に渡すことにより μ -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。図 4.4 は Elmer にて算出したアノード電圧 460 V における PCB μ -PIC の電場強度であり、アノード縁から 1 μ m 上の平均電場は 1.7×10^5 V/cm と得られ、図 4.1 から電子雪崩を起こすのに十分強い電場が形成されているといえる。

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/C₂H₆(分圧比 90:10)、1 気圧とした。また、ガスの種類と混合比に依存して、ガス増幅率び大きな影響を与えるペニングパラメータが変化するが、この値は Garfield++に手で与える必要がある。これについては後述する。

μ -PIC から 1.0mm 上の平面上のランダムな位置に運動エネルギーをもたない電子を 1 つ生成する。以下において、この電子をシード電子と呼ぶ。シード電子はドリフト電場によって μ -PIC 近傍まで移動し、アノード近傍にたどり着いたシード電子は電子雪崩を起こす。図 4.5 はアノード電圧 420 V 時の PCB μ -PIC におけるシード電子のドリフトと増幅を表した図である。赤線は電子の軌跡、灰色線はイオンの軌跡を示している。図の示すとおり、イオンはカソードに向かう成分と、ドリフト領域に向かう成分がある。現在の μ -TPC は GEM と併用しているため、GEM がイオンを吸収することによりドリフト領域の空間電荷効果を抑えている。

この電子ひとつに対する雪崩事象を 2000 回シミュレーションすることにより、入射電子 1 個に

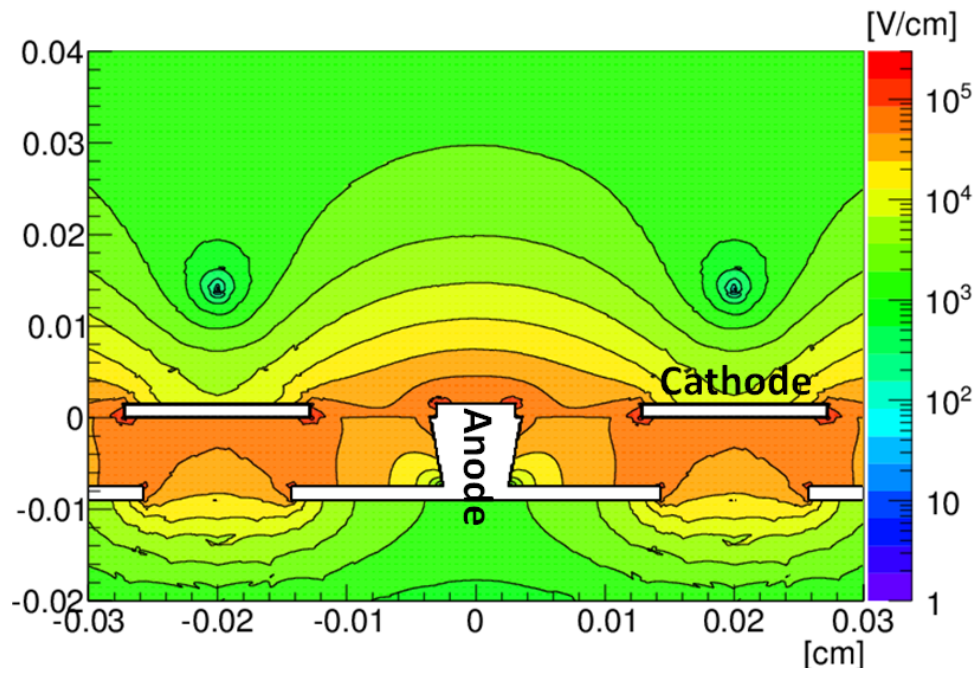


図 4.4: Elmer を用いて算出した PCB μ -PIC の電場強度

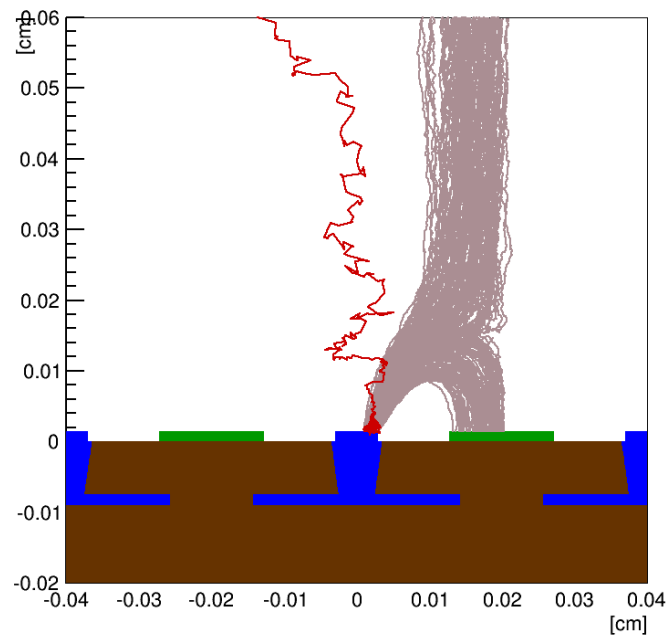


図 4.5: 電子雪崩のシミュレーション

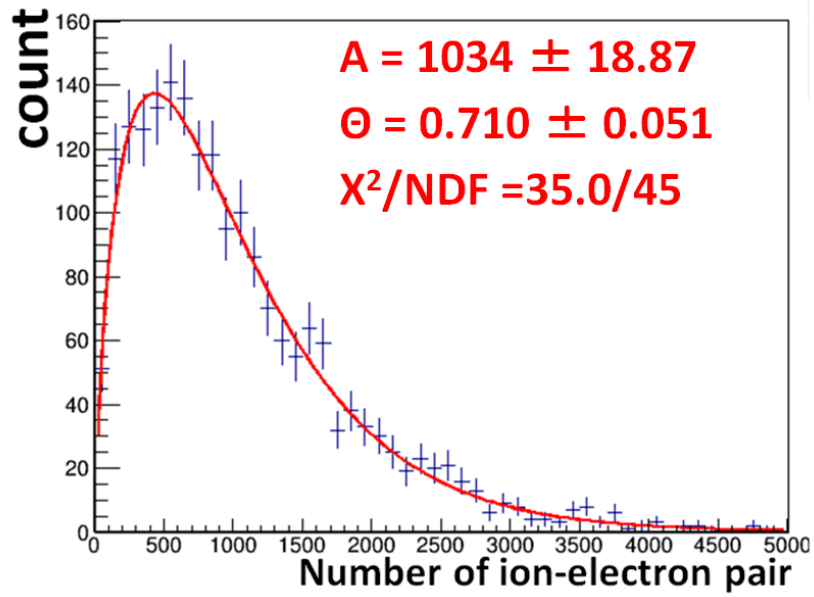


図 4.6: 電子雪崩シミュレーションによるイオン・電子ペア数分布

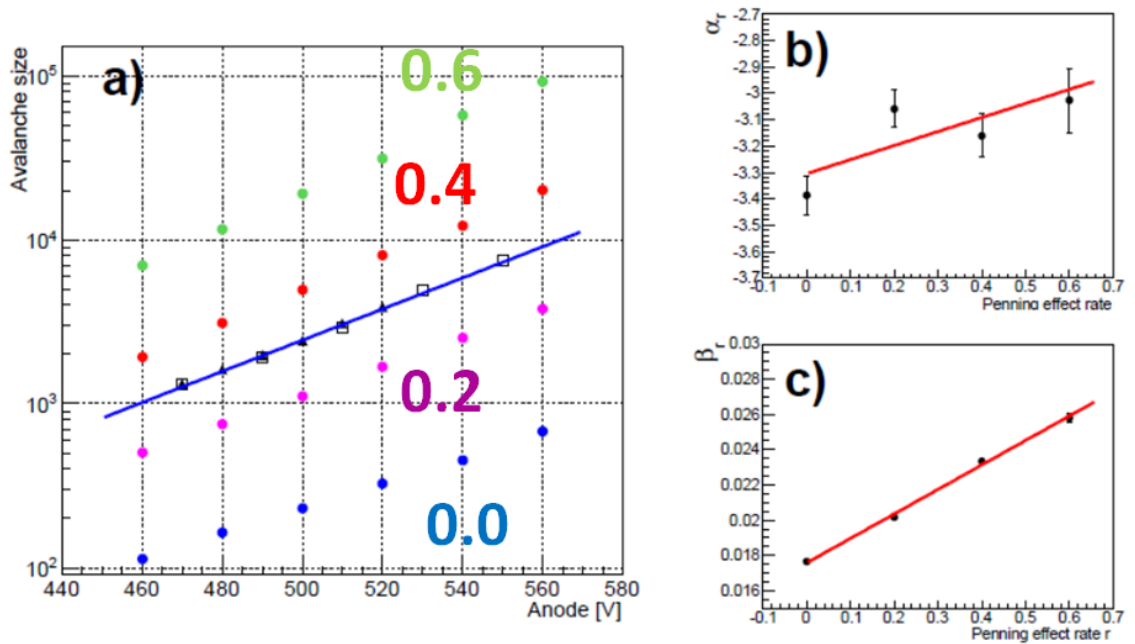


図 4.7: (a) 各ペンニングパラメータにおいて求めたシミュレーション増幅率 [84] (b)(c)

対する電子雪崩による生成イオン・電子対数の分布を得る。 μ -PICの増幅原理は比例係数管と同じであるため、電子雪崩により発生したイオン・電子対数の分布は式(2.11)のポリア分布で表すことができる。図4.6はペニングパラメータが0.31、PCB μ -PICのアノード460 V印加を仮定して、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り、 χ^2/NDF の値は35.0/45であることから、ポリア関数でのフィットが順当であることが分かった。このフィットにより平均増幅率 \bar{A} と θ の値がそれぞれ、 1034 ± 19 、 0.710 ± 0.051 と得られた。ガス検出器においてゲインとしているのは \bar{A} の値であり、また θ の値から式(2.15)により、PCB μ -PICの原理限界エネルギー分解能が13.7%と得られた。

μ -PICのガスゲインはアノード電圧とペニングパラメータに依存しており、以下の式で表される。

$$A_r(V_a) = \exp(\alpha_r + \beta_r V_a) \quad (4.1)$$

V_a はアノードへの印加電圧、 r はペニングパラメータ、 α_r と β_r はペニングパラメータに依存する定数である。Garfield++を用いたシミュレーションにおいてペニングパラメータを変えてゲインを求めることで、シミュレーションゲインと実測ゲインの一致性を調査した。図4.7(a)はシミュレーションにより求めた各ペニングパラメータに対する μ -PICのゲインであり、青点はペニングパラメータ0.0、紫点は0.2、赤点は0.4、緑点は0.6におけるシミュレーションゲイン、三角と四角の点はそれぞれ別のPCB μ -PICの実測ゲイン、青線は実測ゲインのフィットを示す。それぞれのペニングパラメータの値におけるゲイン曲線から α_r と β_r の値が求まる。図4.7(b)と(c)は求めた α_r と β_r の値をまとめたものである。図4.7(a)における実測ゲインのフィットにもより求めた α_r と β_r の値は、それぞれ -3.34 ± 0.43 、 0.0223 ± 0.0008 となり、ペニングパラメータが0.3のときの値($\alpha = -3.14$ 、 $\beta = 0.0219$)とおおよそ一致した。またAr/C₂H₆(分圧比90:10)におけるペニングパラメータの文献値は0.31 [76]であり、先の結果と一致している。以上のことから、Garfield++による μ -PICのゲインシミュレーションは実測ゲイン値と精度良く一致しており、Garfield++は μ -PIC近傍の電子雪崩を再現し、信頼できるシミュレーターであるといえる。

図4.8の上図はアノード電圧460 Vにおいて電子雪崩シミュレーションにより発生した電子・イオン対の発生点のマップであり、図において、 $z=0$ cmは基板の表面、 $z=0.0015$ cmはアノードトップ、 $x=0.003$ cmはアノード端が位置している。この図より、電子雪崩は主にアノードトップで発生していることがわかる。しかし、僅かに $z=0$ cmの基板付近で生じている電子雪崩も存在しており、電子の終着点は98%がアノード、残り2%が基板となっている。MPGDにおいて基板を終着点とする電子が多い場合、基板に張り付いた電子がチャージアップを起こすことで、アノードトップの電場が弱まりゲインが減少する。 μ -PICにおいては100時間以上ゲイン降下を起こさずに動作している [58] ことから、このチャージアップは問題がない程度と考えられる。しかし、基板を終着点とする電子が全体の2%であっても、基板に電子が堆積することにより電流の流れやすい道を作り出し放電を導く可能性がある。そのため、放電抑制のためには基板を終着点とする電子の割合を少なくすることが望まれる。図4.8の下図は電子雪崩による電子・イオン発生点の重心を示したものである。 μ -PICにおける信号はイオンがアノードから遠ざかるときに誘起される電流が主な信号であり、そのため μ -PICの信号の形状はアノード近傍のどのあたりでイオンが発生したかが重要となる。電子・イオン発生点の重心の広がり狭いほど信号ごとの誤差が少なくなるが、図4.8の下図に示されるように平均的なイオンの発生点は狭い範囲に限られるため、高エネルギー分解能となることが期待できる。

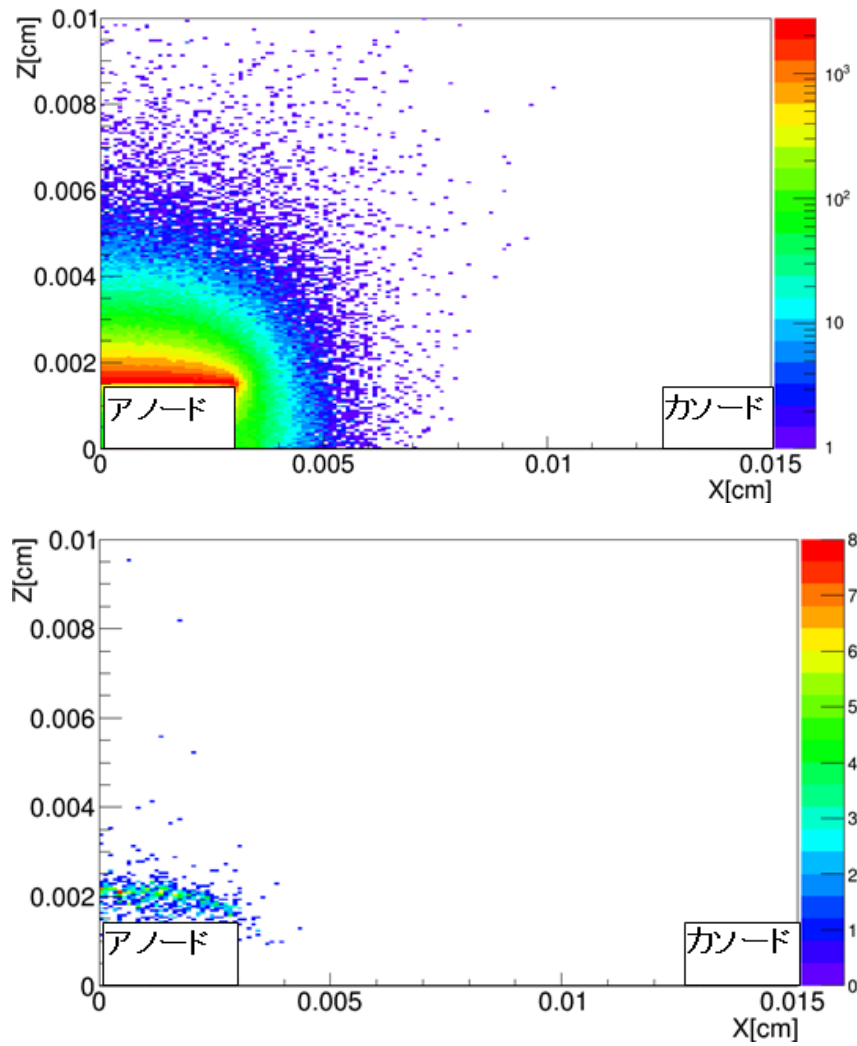


図 4.8: アノード電圧 460 V における PCB μ -PIC まわりでの電子雪崩による電子・発生点 (上図) と電子発生点の重心 (下図)

第5章 MEMS技術による μ -PIC

現在の μ -PICはPCB技術を用いて製造されているが、アノードビア(アノード電極用に空ける空洞)が小さいと使用するめっき液の表面張力のために、液が穴に入らずめっきが成長しないため、アノード直径を $50\ \mu\text{m}$ より小さくすることができない。また、電極の作製精度が $10\ \mu\text{m}$ 程度であることから、 μ -PICの電極構造に制限がかかり $400\ \mu\text{m}$ 以下ピクセルピッチを有する μ -PIC作製が非常に困難である。そのため、高位置分解能 μ -PICを作製するためにはPCB技術よりも精度の高い技術が要求される。その解のひとつがMEMS技術である。MEMS技術の作製精度は数 μm であり、めっきの液の表面張力の問題も少ない。本章ではMEMS技術を用いた μ -PICの作製方法やその利点、およびシミュレーションにて予想されるMEMS μ -PICの性能について述べる。

5.1 MEMS技術

Micro Electro Mechanical System (MEMS)とは半導体微細加工技術を用いて作られた微小電気機械素子およびその製造技術のことである。MEMSの最初の可能性について言及したのはR. Feynmanとされており、1959年の講義中に「数千個の原子からなる微小機械」などの衝撃的な提言をした[77]。その後、MEMSの研究は1960年代から始まり、1980年代にはMEMS技術による圧力センサが自動車にくみこまれるようになった[78]。MEMSの産業的特長は、小型化、センサや回路などの集積化、量産性、高精度・高品質であり、あらゆるものが小型化が進む現代では、MEMS技術はいたるところで使用されている。例えば、スマートフォン内にはMEMSで製造された、加速度センサ、温度湿度センサ、マイクロフォンなどが搭載されている[79]。図5.1はMEMS技術により作製された天文分光用シャッタアレイである[80]。近年、MEMS技術が成熟し製造コストが下がってきたことから、高位置分解能 μ -PICに向けてMEMS技術による μ -PICの試作を検討した。

5.2 MEMS μ -PIC

現在 μ -PICを製造しているPCB技術ではめっきの表面張力からアノードを直径 $50\ \mu\text{m}$ 以下で形成することができず、そのため μ -PICのピクセルのサイズを縮小することが困難である。それに対し、MEMSでは直径 $35\ \mu\text{m}$ まで小さいアノードを形成できることから、現在のPCB μ -PICを縮小した構造であればピクセルピッチが $233\ \mu\text{m}(=400 \times (35/60))$ 、位置分解能 $\sim 67\ \mu\text{m}(=233/\sqrt{12})$ を有する μ -PICが作製可能となる。また、PCB技術の作製精度が約 $10\ \mu\text{m}$ に対し、MEMS技術の製作精度は数 μm 程度であることから、MEMS技術により非常に良い精度の電極の μ -PICが形成可能となる。PCB μ -PICでは絶縁体であるポリイミドが基板の材質であるため、 μ -PICにおいて基板の材質の違いの影響を調査する必要がある。

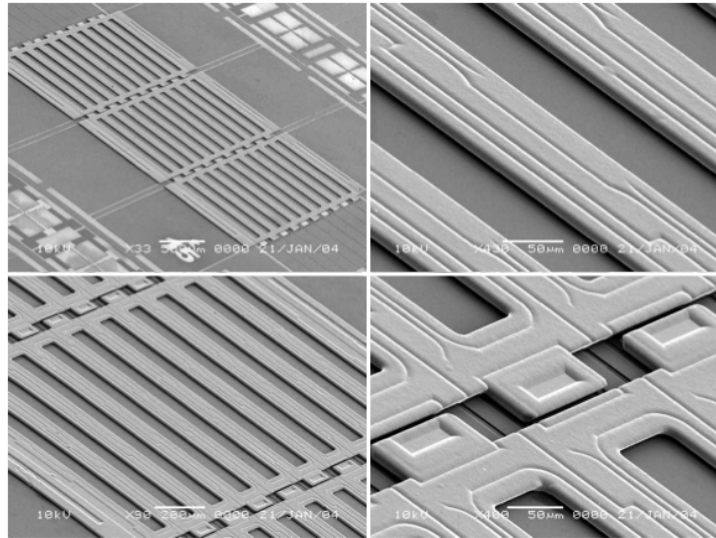


図 5.1: 天文分光用マイクロシャッタアレイ [80]

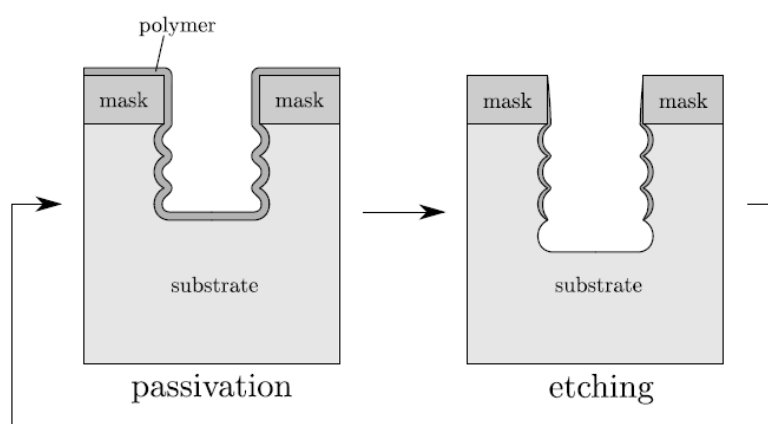


図 5.2: Bosch 法 概念図 [81]

①アライメント作成



②DRIE



③絶縁膜形成(SiN/SiO₂)



図 5.3: MEMS μ -PIC 基礎作製プロセス

ここで、 μ -PIC の MEMS 技術による μ -PIC の製造プロセスについて述べる。 μ -PIC の製造を行っている大日本印刷と共に検討を行い、二つの MEMS μ -PIC 作製方法を考えた。まず、共通の作製プロセス (図 5.3) として、シリコン基板を用いて位置あわせをするための情報を形成し (アライメント作成)、先に述べた Bosch 法による Deep Reactive Ion Etching でアノードビアを形成する。その後、絶縁膜である SiO_2 膜を形成する。この後に図 5.4 のように作製方法が Type A・Type B と分かれる。Type A は MEMS 技術において一般的な作製方法により μ -PIC を作製する方法である。しかし、アノードが筒状となり中が空洞であることや、アノードとカソードの縦方向の位置が異なるなど PCB μ -PIC と異なる点が多い。それに対し、Type B は PCB μ -PIC の基板や電極の構造に近づけるために開発した作製方法である。しかし、Type B は作製プロセスが多くなり、製造コストと製造期間が増す。

図 5.5 は Type A・Type B MEMS μ -PIC それぞれの写真と断面図である。MEMS μ -PIC の基板は基本的に厚さ $400\ \mu\text{m}$ のシリコン層と薄いポリイミド膜、 SiO_2 膜で構成されている。ポリイミド膜と SiO_2 膜は絶縁性の強化のために形成した絶縁膜である。Type A はアノードトップが SiO_2 上に直接形成するのに対し、カソードはポリイミド膜の上に形成しており、アノードとカソードの高さはポリイミド膜の厚さである $4\ \mu\text{m}$ 分だけ異なる。また、ポリイミド膜はカソード電極と同じように中央に円状の空洞をもつように形成される。空洞の直径は作製上で可変であるが、直径が小さい場合、カソードからアノードに向かう電気力線がポリイミド膜を貫通し、電子の移動を阻害し利得を得にくくなる恐れがある。従って今回、穴直径はカソード径とアノード径の中間値である $160\ \mu\text{m}$ 程度で設計した。Type B は PCB μ -PIC と構造がほぼ同じであり、大きく異なる点は基板の材質と厚みのみである。表 5.1 に MEMS μ -PIC と PCB μ -PIC の基板の材質、厚み、比誘電率をまとめた。

Type A

①表面絶縁層形成(Polyimide)



②シード形成



③フォトリソ、めっき、シードエッチング



Type B

①シード形成



②充填めっき



③CMP

(Chemical Mechanical Polishing)



④絶縁層形成(Polyimide)



⑤表面、裏面で

シード形成,フォトリソ,めっき



⑥シードエッチング

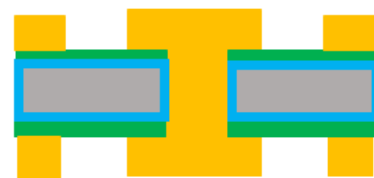
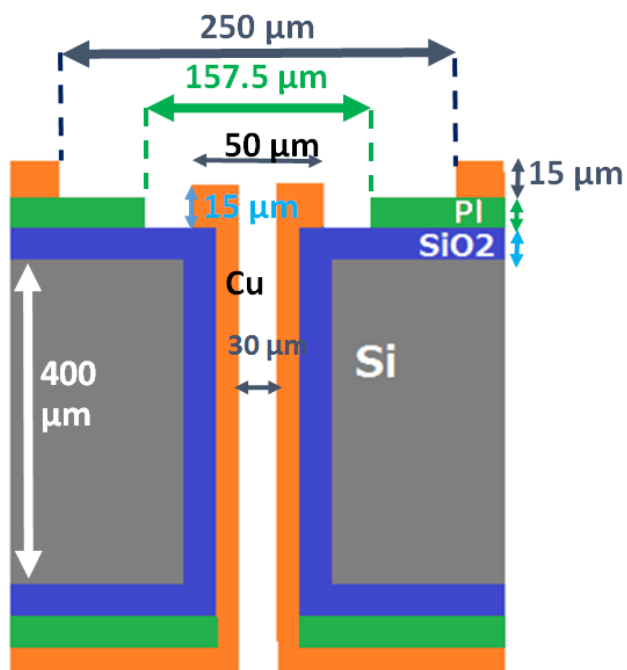


図 5.4: TypeA, ・ TypeB MEMS μ -PIC 作製プロセス

Type A



Type B

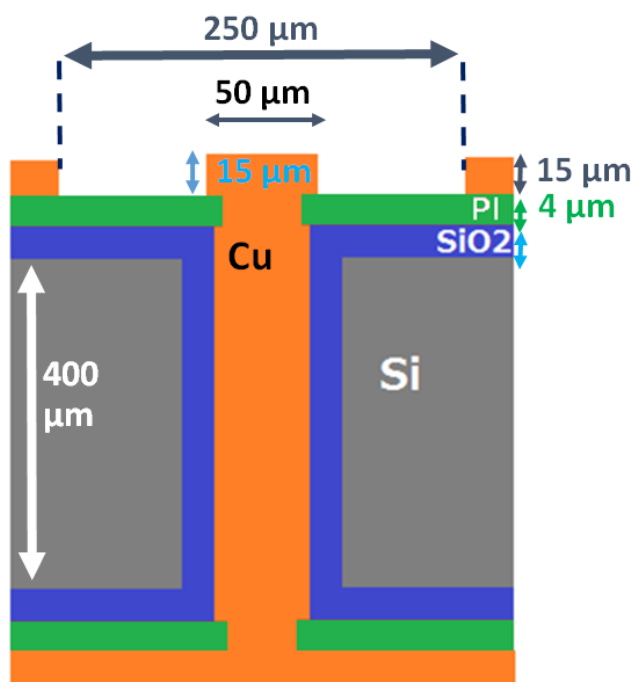


図 5.5: MEMS μ -PIC 写真、断面図

表 5.1: μ -PIC 基板の材質と厚み、比誘電率

物質	比誘電率	MEMS	μ -PIC	PCB μ -PIC
		[μm]	[μm]	[μm]
銅電極	– (電場計算には 10^{10} を使用)	15	15	15
ポリイミド	3.2	4	~100	~100
シリコン	11	400	—	—
SiO ₂	4.5	1 - 20	—	—

5.3 MEMS μ -PIC のシミュレーション評価

MEMS μ -PIC の期待される性能を調べるために、4 章にて述べた方法で PCB μ -PIC と同様のシミュレーションを行った。ガスの種類と圧力やカソード電圧、ドリフト電圧のような条件は 4 章と同じである。しかし、Elmer や Garfield++ において物質を半導体として定義するのが困難であることから、シリコンを絶縁体と仮定して電場を計算し、電子雪崩をシミュレーションした。電場計算において各層における誘電率は表 5.1 の値を用いた。図 5.6 は Elmer [90] を用いて計算した Type A・Type B の MEMS μ -PIC の電場図である。MEMS μ -PIC において、基板が厚くなったことと基板の誘電率が高いことから、PCB μ -PIC と比べてカソードから基板を貫通して裏面のアノードストリップに向かう電気力線が減少し、代わりにアノードトップに向かう電気力線が増加する。これにより、MEMS μ -PIC ではアノードトップの電場が強まり、PCB μ -PIC の電場強度より高い値となる。実際、アノード縁から $1\ \mu\text{m}$ 上の平均電場強度は PCB μ -PIC アノード電圧 $460\ \text{V}$ において $1.7 \times 10^5\ \text{V/cm}$ であるのに対し、同電圧印加時に、MEMS μ -PIC Type A は $2.1 \times 10^5\ \text{V/cm}$ 、Type B は $2.2 \times 10^5\ \text{V/cm}$ の値を示した。また、MEMS μ -PIC において、アノードトップにおける電場強度のタイプによる違いは見られなかった。

この電場において電子雪崩シミュレーションをすることで得られたガスゲインをまとめたものが図 5.7 である。図中の記号はそれぞれ、アスタリスクは Type A MEMS μ -PIC、赤三角は Type B MEMS μ -PIC、黒丸は PCB μ -PIC の Garfield++ によるシミュレーションゲイン値を示す。この図より MEMS μ -PIC は同じ電圧において PCB μ -PIC ゲインの約 2 倍の高いゲインが得られ、電場強度同様に MEMS μ -PIC のタイプによるゲイン値の違いは少ないことが示された。図 5.8 と図 5.9 にそれぞれ、Type B MEMS μ -PIC のゲインの SiO_2 の厚み、シリコン基板の厚みに対する依存性を示す。両方の図においてアノード電圧は $460\ \text{V}$ と固定している。図 5.8 より、シミュレーションにおいて、ガスゲインは SiO_2 膜の厚みにあまり依存しないことが分かる。また、図 5.9 からシリコンの厚みが $300\ \mu\text{m}$ 以下においてはガスゲインの大きな依存性が見られるが、 $400\ \mu\text{m}$ 以上にしても、高いゲインは得られない。

図 5.10 の上図は、アノード電圧 $460\ \text{V}$ 印加時、Type B MEMS μ -PIC において電子雪崩シミュレーションにより発生した電子・イオン対の発生点を表したものである。図において、 $z=0\ \text{cm}$ は基板の表面、 $z=0.0015\ \text{cm}$ はアノードトップ、 $x=0.0025\ \text{cm}$ はアノード端が位置している。PCB μ -PIC の電子発生点 (図 4.8) とアノードトップまわりにおいては変わらないが、基板近傍の電子発生において MEMS μ -PIC は PCB μ -PIC と比べ減少していることが分かる。また、シミュレーションにおいて電子の終着点は PCB μ -PIC が 2% 基板であったのに対し、MEMS μ -PIC Type A は基板へは 0.8%、Type B は 0.4% である。この結果より MEMS μ -PIC においては基板近傍での電子発生は少なく、放電につながる基板への電子の堆積も少ないと期待できる。図 5.10 の下図は Type B MEMS μ -PIC において、電子雪崩による電子・イオン発生点の重心を示したものであり、PCB μ -PIC と比べ (図 4.8) と比べ重心が集中していることが分かる。このことから、MEMS μ -PIC における信号は PCB μ -PIC と比べ雪崩事象ごとの信号の差が少ないため、より高エネルギー分解能を取得することが期待される。

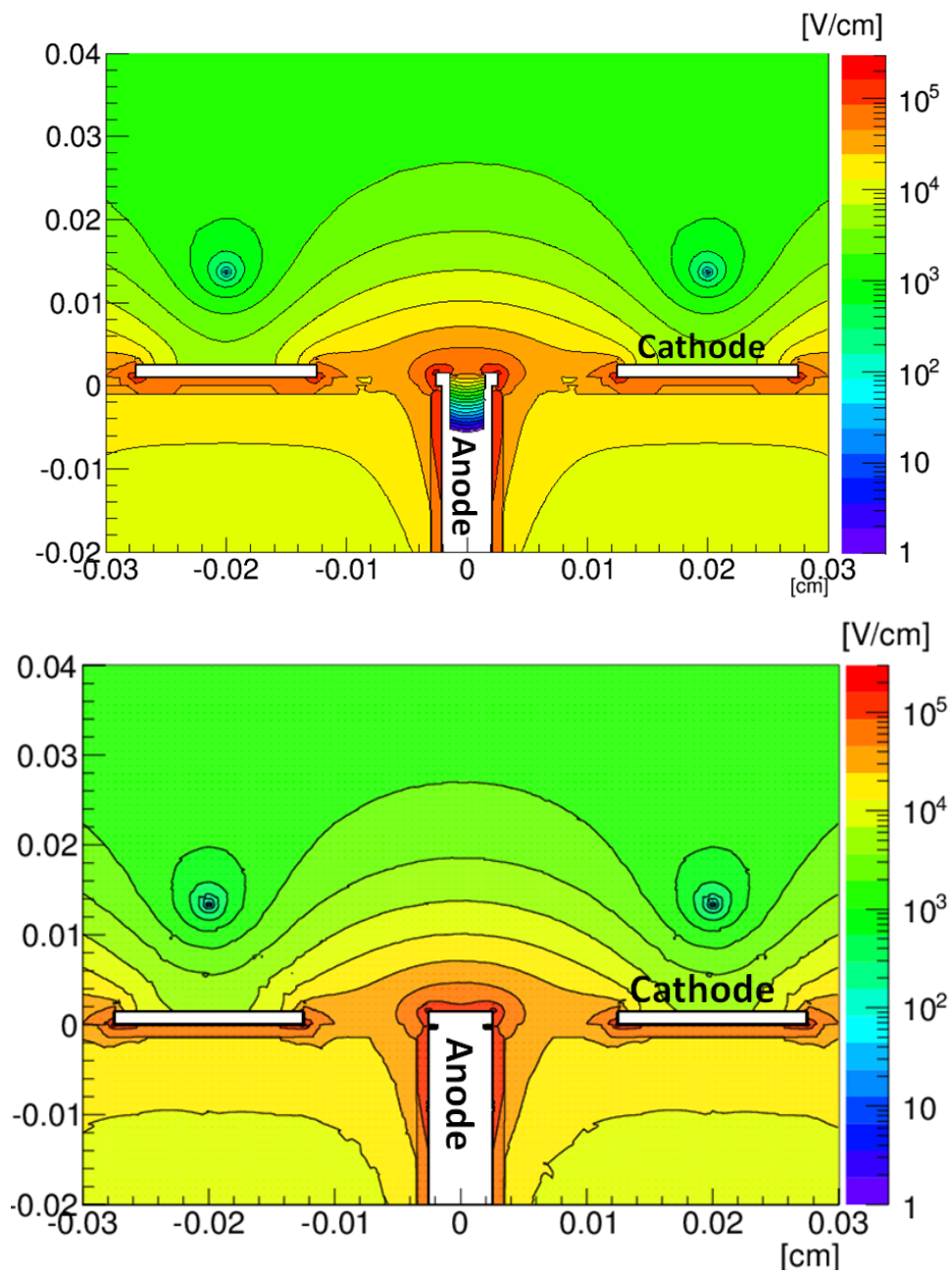


図 5.6: Elme を用いて算出した MEMS μ -PIC Type A · Type B 電場強度

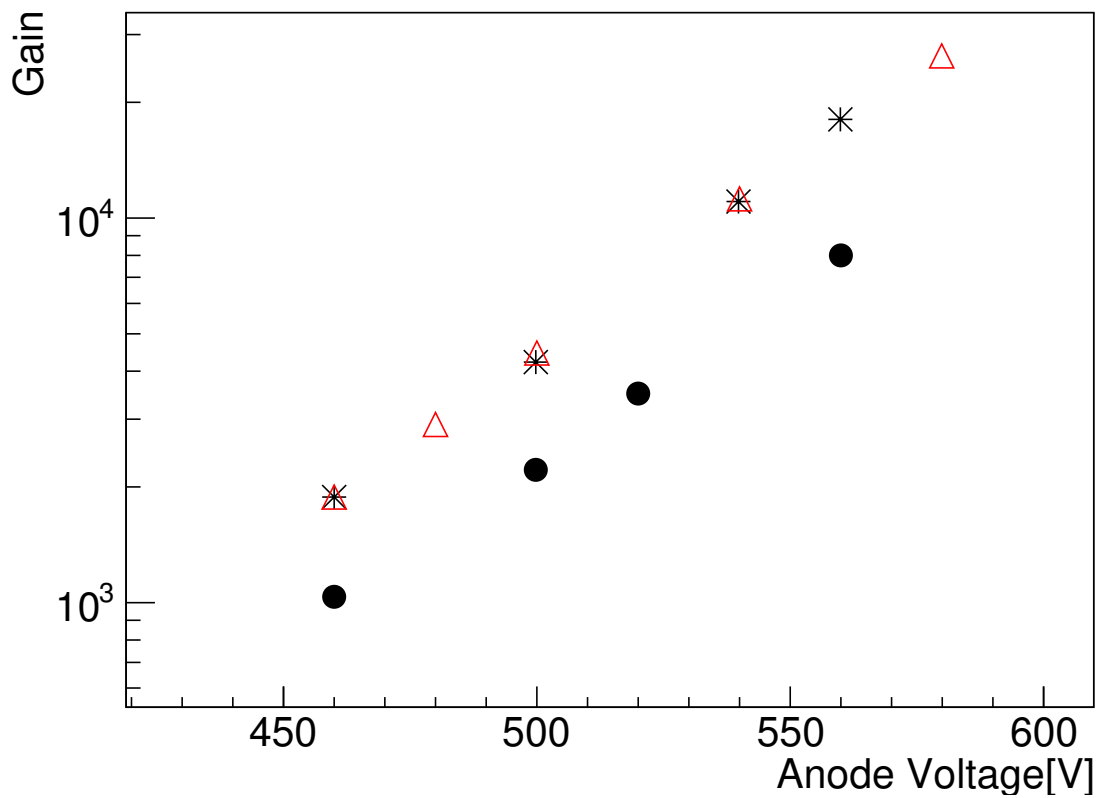


図 5.7: Garfield++シミュレーションによる PCB μ -PIC と MEMS μ -PIC のゲイン値

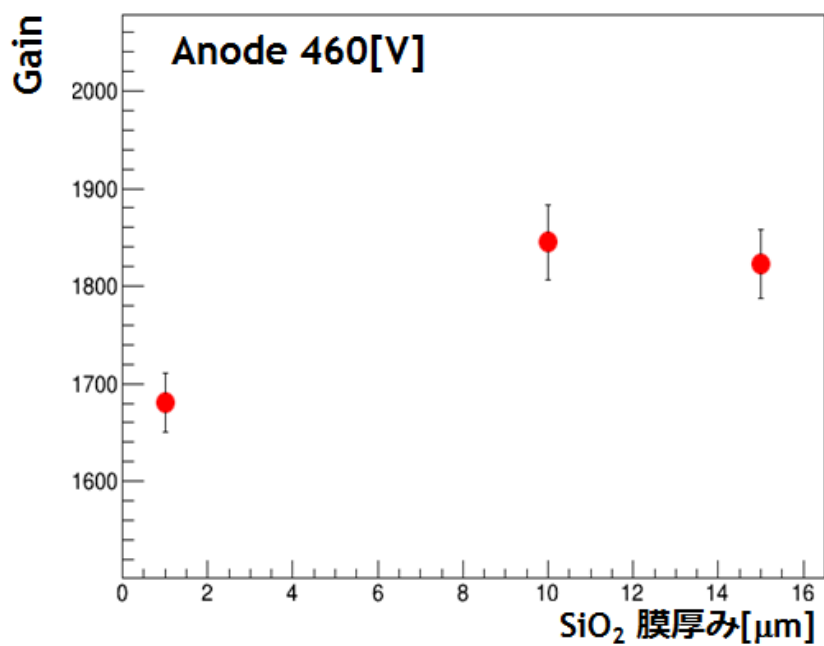


図 5.8: MEMS μ -PIC 各 SiO₂ 膜厚みにおけるシミュレーションゲイン値

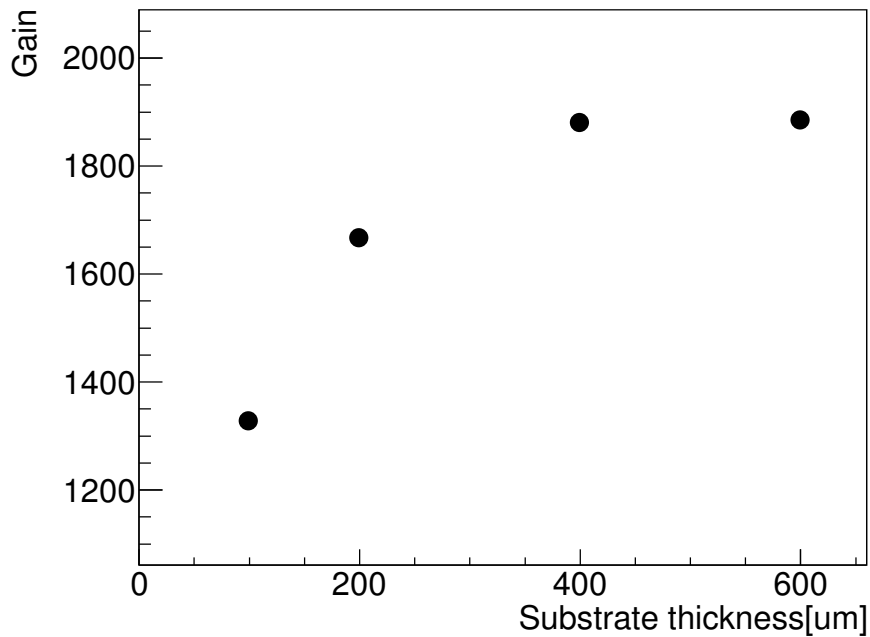


図 5.9: 基板の厚みに対する MEMS μ -PIC ゲイン

5.4 高位置分解能 MEMS μ -PIC

μ -PIC の位置分解能はピクセルピッチに依存するため、高位置分解能の μ -PIC を実現するにはピクセルピッチを狭めた μ -PIC を作製する必要がある。そのため、シミュレーションにて短ピッチ μ -PIC の最適構造について調査した。前節の結果から、Type によるゲインの違いはなかったため、短ピッチにおいて使用したジオメトリは Type B の構造をもとに、ピクセルピッチやアノード径、カソード径などのパラメータを変化させたものである。

まず、 μ -PIC においてアノード径やカソード径を変化させるとゲインや放電耐性が急激に変化することが経験的に知られているため、まず、図 5.11 の左図のように、アノード径やカソード径を固定し、ピクセルピッチのみを変えた構造にてシミュレーションによりガスゲインを調べた。アノード径とカソード径は PCB μ -PIC の値と同じ $60 \mu\text{m}$ 、 $250 \mu\text{m}$ 、カソードストリップ間の距離は $10 \mu\text{m}$ で固定するが、この構造における短ピッチ化はカソード面積を著しく減少させる。図 5.12 はアノード電圧を 460 V に固定したゲインのピッチ依存性を表している。この図の示すように、 μ -PIC は $400 \mu\text{m}$ 以下のピッチでゲインは急激に降下する。図 5.13 はピッチ $400 \mu\text{m}$ とピッチ $280 \mu\text{m}$ のときの電位図である。本来、 μ -PIC は遠くから見たときにはカソードの電位しか見えず、 μ -PIC に近づいたときにアノード電位が見え急激に電位が強まることで電子雪崩を起こす検出器である。しかしピッチを狭くするために、カソードの面積比率が減少したことにより、アノード電位の閉じこめが弱くなった。これにより、アノードの電位が優位となりアノードトップ近傍における電場強度が弱まったため、ゲインが減少した。さらに、図 5.13 から分かるように短ピッチの場合、カソードに電位が集中する。つまり、カソード縁の電場が強くなるため、放電耐性も減少すると考えられる。このことより、 μ -PIC 設計において軽視されていたカソード面積がゲイン、放電耐性ともに重要な影響を与えることが判明した。

このことから、面積比率を変化させない短ピッチ構造として μ -PIC 全体を 2 次元的に縮小した

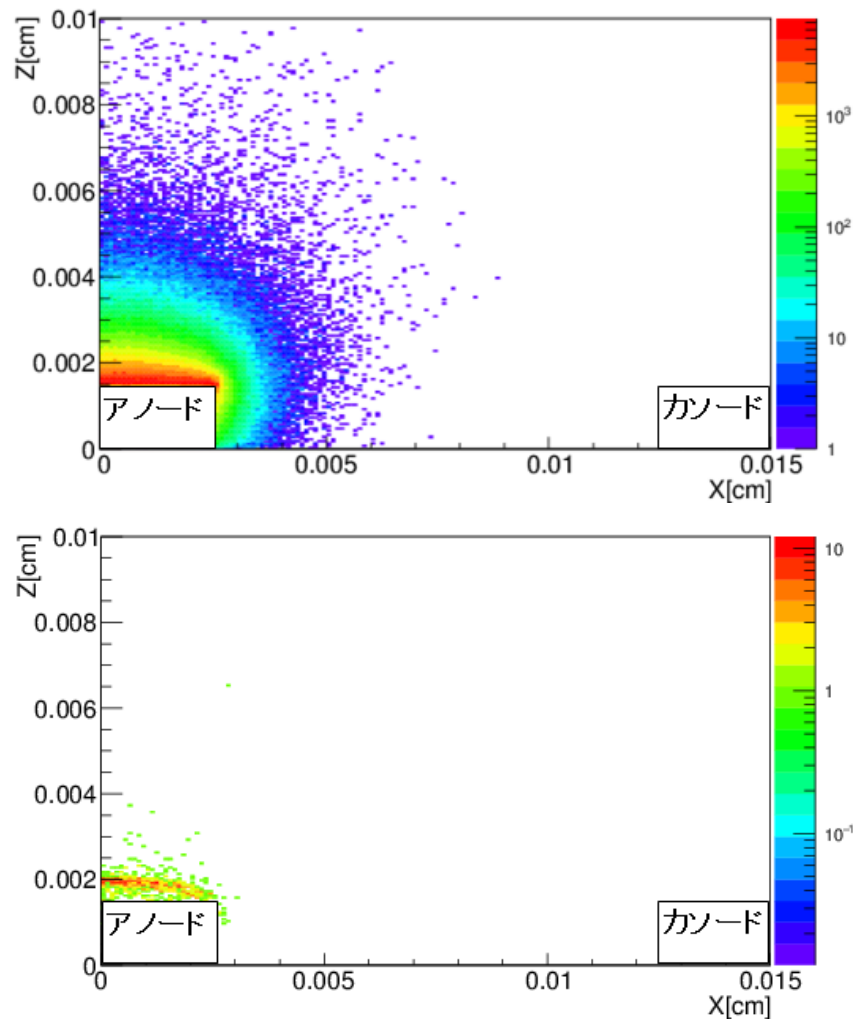


図 5.10: アノード電圧 460 V における MEMS μ -PIC Type B まわりでの電子雪崩による電子・イオン対発生点 (上図) と電子発生点の重心

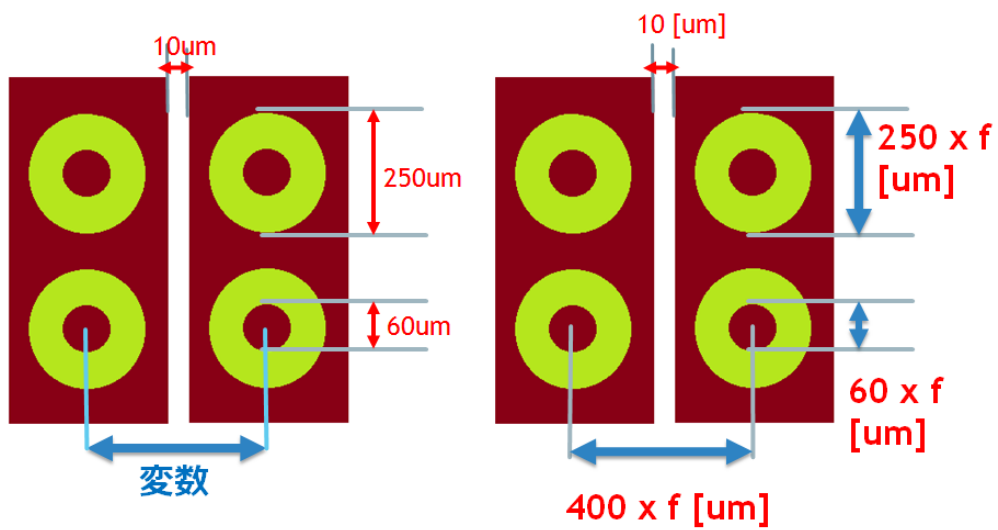


図 5.11: 短ピッチ μ -PIC 幾何構造 (左図) ピッチのみを変えた構造 (右図) μ -PIC 全体を 2 次元的に縮小した構造

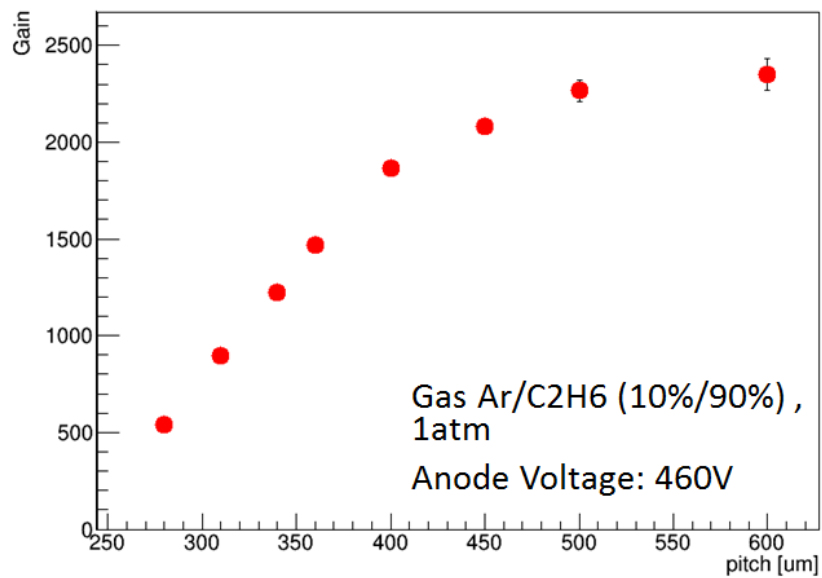


図 5.12: 短ピッチ μ -PIC ゲイン (アノード径 60 μm 、カソード径 250 μm で固定)

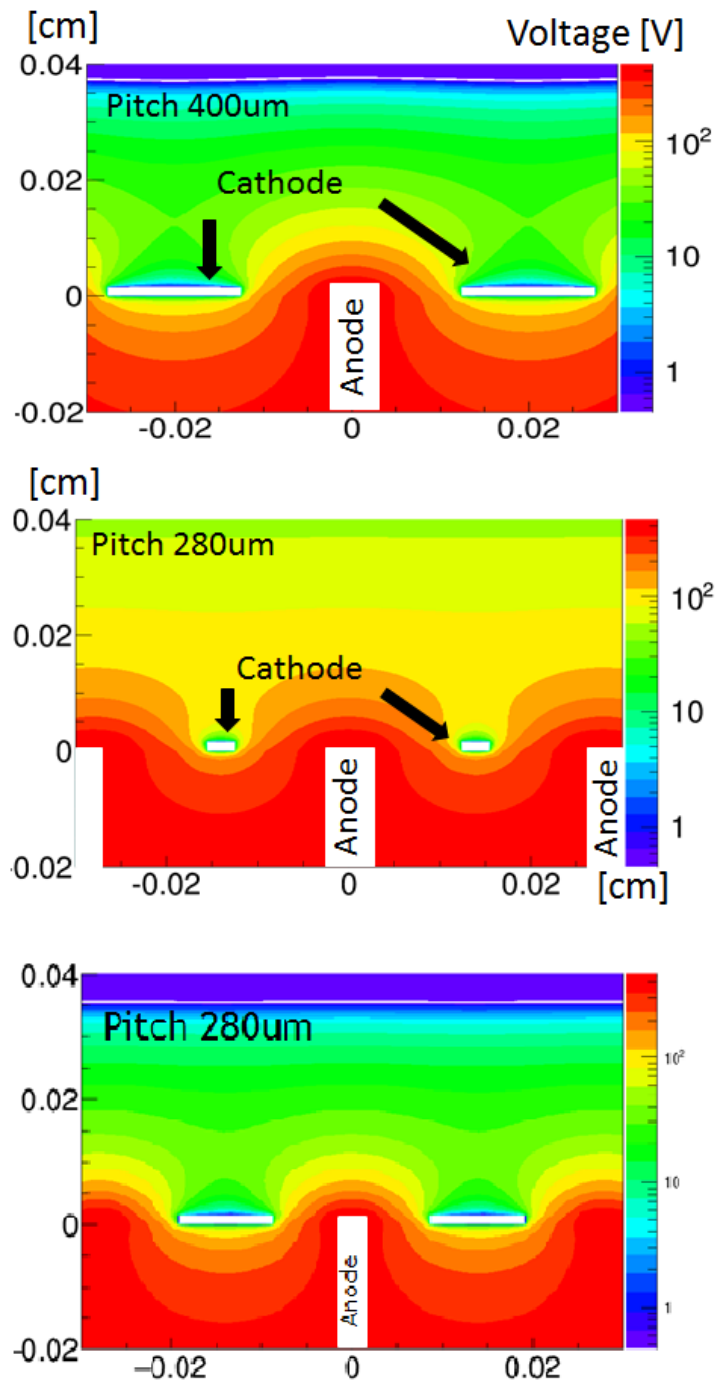


図 5.13: アノード電圧 460 V 時の短ピッチ μ -PIC 電位 (上図) ピッチ 400 μ m MEMS μ -PIC (中図) ピッチのみを変更した構造 (ピッチ:280 μ m) (下図) 全体を縮小した構造 (ピッチ:280 μ m)

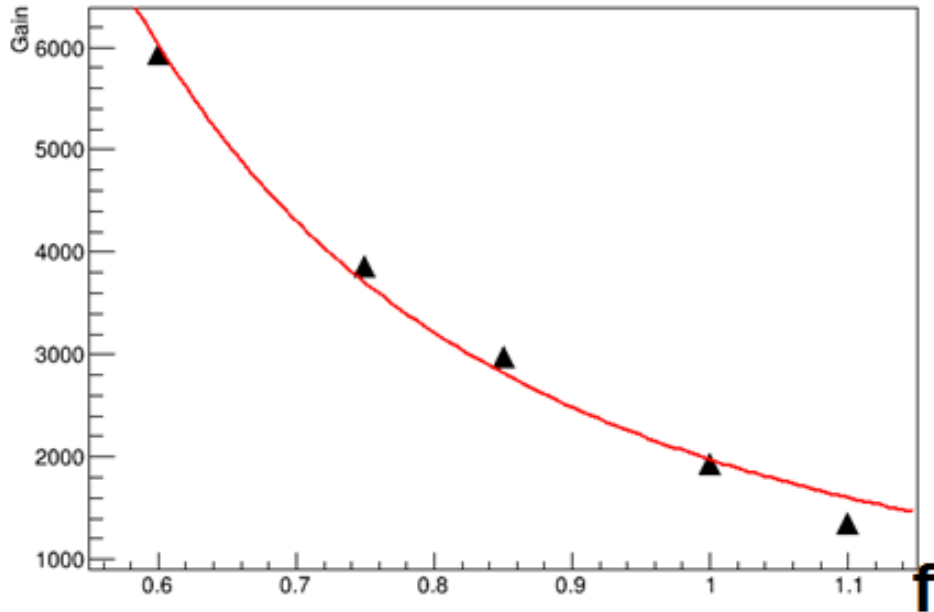


図 5.14: 縮小型短ピッチ μ -PIC ゲイン

構造についてシミュレーションした。構造は図 5.11 の右図のように、PCB μ -PIC の構造をもとにアノード径、カソード径、ピクセルピッチを一定の比率で縮小しており、 f はどれほど縮小したかを表す数値である。例えば、 $f=0.7$ において μ -PIC のジオメトリをアノード径 $42 \mu\text{m}$ 、カソード径 $175 \mu\text{m}$ 、ピクセルピッチ $280 \mu\text{m}$ とした。図 5.13(下図) は、その構造においてアノード電圧 460 V における電位図である。この図よりピッチのみを狭めた構造のときのような電位の散逸は見られず、 μ -PIC のピッチが $400 \mu\text{m}$ のときと似た電位構造をしていることがわかる。図 5.14 はアノード電圧を 460 V に固定し、 f を変えていったときに得られたシミュレーションゲイン値である。黒三角がシミュレーションにより得られたゲインであり、赤線は比例係数管のゲインを表す式 2.10 においてアノード径とカソード径を示すパラメータ a 、 b をそれぞれ af 、 bf と置き換えることにより得られるゲイン関数でフィットしたものである。

$$\ln M = \left(A \log \frac{V}{f} + B \right) V \quad (5.1)$$

ここで M はゲイン、 V はアノードとカソードの電位差のことである。この図より縮小型の μ -PIC は、縮小すると、おおよそ比例係数管の式に従いゲインを増していくことが分かった。しかし、アノード径、カソード径を狭めたことにより、放電耐性も大きく変わっていることが予測される。そのため、シミュレーションと実測により縮小型 μ -PIC の放電耐性を調査する必要がある。

5.5 MEMS μ -PIC シミュレーションまとめ

Garfield++を用いてシミュレーションをすることで、MEMS μ -PIC において期待されるゲイン値を求めた。PCB μ -PIC と同じピッチの条件では、シミュレーションは MEMS μ -PIC は同電圧において PCB μ -PIC の 2 倍以上のゲインが得ることが示された。また、Type A と Type B のシミュレーションゲインに変化はなく同程度のゲインが期待できる。高位置分解能を得るため

μ -PIC を短ピッチ化する構造では、カソードとアノードの面積比率がゲインに大きな影響を与えることが判明した。そのため、 μ -PIC を短ピッチ化するにあたり、カソード面積を大きく下げるピッチのみを狭める構造は推奨されず、面積比率を一定に保つアノード径、カソード径、ピッチを一定比率で狭める構造が良いことが判明した。しかし、現在、短ピッチ μ -PIC に対する放電耐性は不明であり、シミュレーションと実測の両方から調査が要求される。

第6章 MEMS μ -PICのガスゲイン測定実験

シミュレーションによる結果を確かめるべく、Type A と Type B の MEMS μ -PIC 素子を製造し、評価を行った。Type B については SiO₂ 膜の影響を調査するため、SiO₂ 膜の厚さが 1 μ m、10 μ m、15 μ m の素子を作製した。また、Type A においては SiO₂ 膜の厚みが 10 μ m である素子一つを作製した。MEMS μ -PIC のゲイン実測により得られた結果とその考察について述べる。

6.1 セットアップ

製造した試験用 MEMS μ -PIC 素子の大きさはすべて $5 \times 10 \text{ mm}^2$ であり、20 本のアノードストリップと 12 本のカソードストリップで構成されている (図 6.1)。読み出しは 2 つのストリップをまとめているためアノード 10 ch、カソード 6 ch となる。試験用 MEMS 素子が小さく、傍に高電圧のかかるボンディングパッドがあるため、電離された電子雲が μ -PIC のピクセルに向かわず、ボンディングに向かう可能性がある。それを防ぐため、ボンディングパッドの上に絶縁物であるカプトンテープをはり、その上に銅箔テープをのせカソードと同電位にすることで、電子雲がボンディングパッドを電気的に見えなくする処置をとった。また、電場のゆがみを抑えるため、 μ -PIC 素子のまわりにも銅箔テープをはり、素子まわりをすべてカソードストリップと同電位にした。

実験は図 6.2、図 6.3 のアルミニウムの密封容器を用いて行った。3 章で述べたデータ収集システムにおいて、 μ -PIC のゲイン実測を行うには 10000 から 20000 程度のゲインが要求される。PCB μ -PIC では 10000 以上での安定動作が困難であることから、MEMS μ -PIC のゲイン実測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 6.5 は使用した GEM の写真であり、GEM の厚みは 100 μ m、基板材質は液晶ポリマー (Liquid Crystal Polymer: LCP)、穴径 70 μ m、ピッチ 140 μ m である。ガスは Ar/C₂H₆ (分圧比 90:10)、1 atm を使用した。容器内に図 6.4 のように μ -PIC、GEM、ドリフトプレーンを設置した。GEM を μ -PIC の約 2.3 mm 上に設置し、インダクションフィールドの電場を 1 kV/cm とした。また、ドリフトプレーンを GEM 上 8 mm に設置することで、ドリフトプレーンと GEM 間の領域を検出領域としており、250 V/cm のドリフト電場をかけた。

GEM を使用するにあたり、GEM ゲインを PCB μ -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 ⁵⁵Fe 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 6.6 は算出した GEM ゲインの図である。図 6.6 の横軸は GEM top と bottom の電圧差を表している。GEM のゲインは 1.6~19.5 において安定に動作した。

本実験は、3 章で述べた μ -PIC 読み出しシステムを用いて行った。図 6.7 のように VME モジュールを用いることで、データ取得システムを構築した。図 6.8 はデータ取得システムにおいて使用している信号を示した図である。アノードとカソードそれぞれにおいて信号が閾値を越えたときに

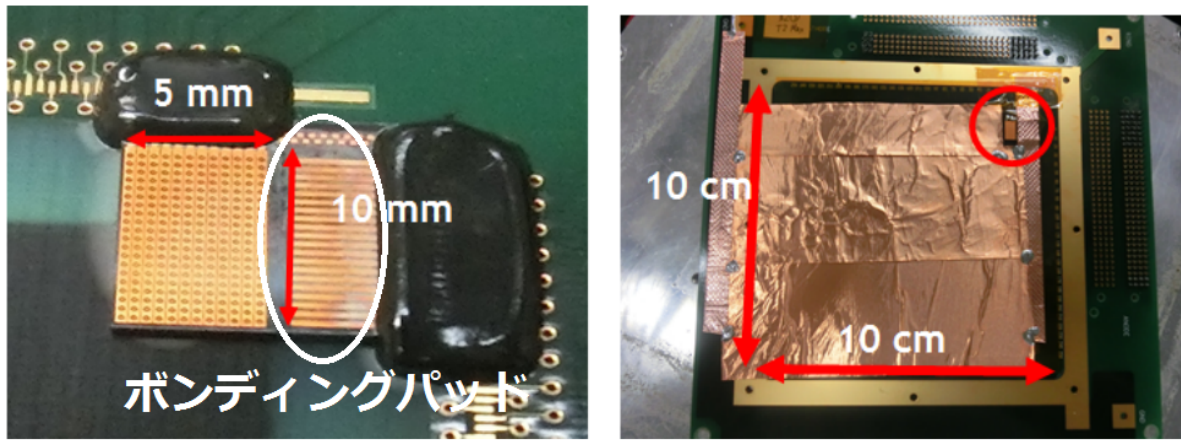


図 6.1: MEMS μ -PIC 素子

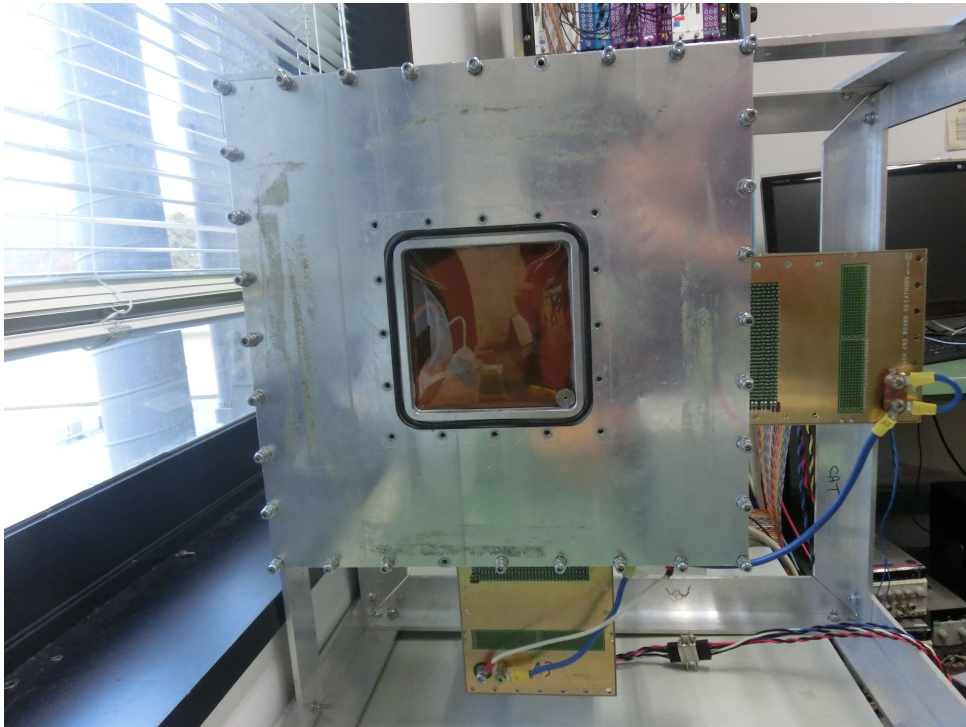


図 6.2: ガスゲイン測定実験用密封容器

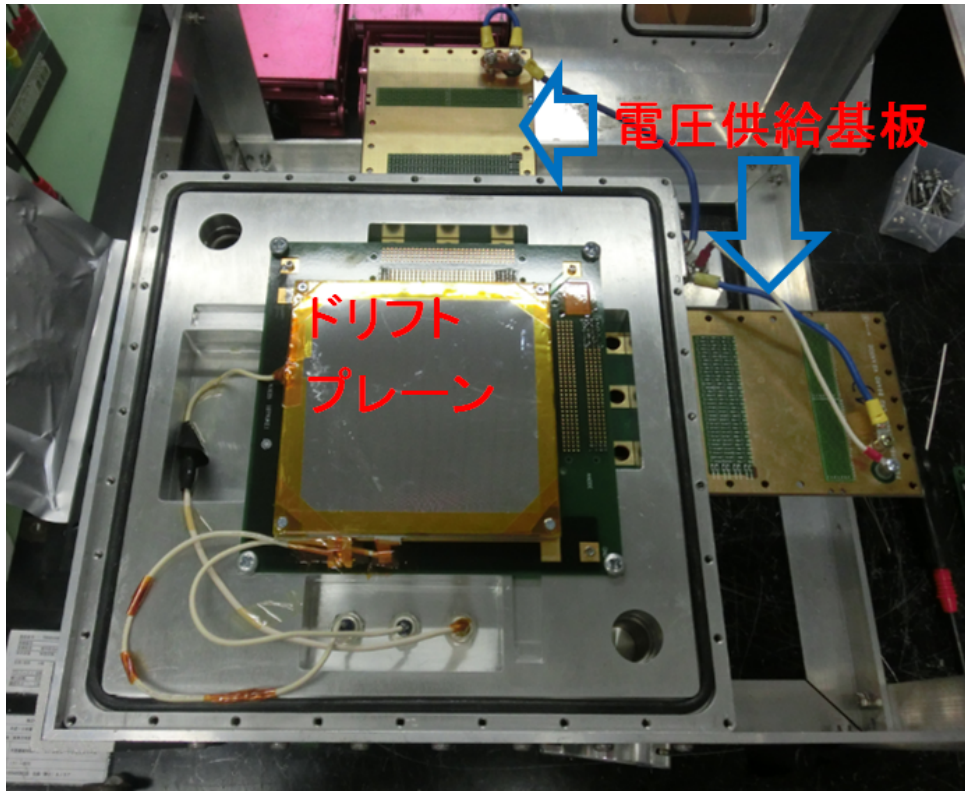


図 6.3: 密封容器 内写真

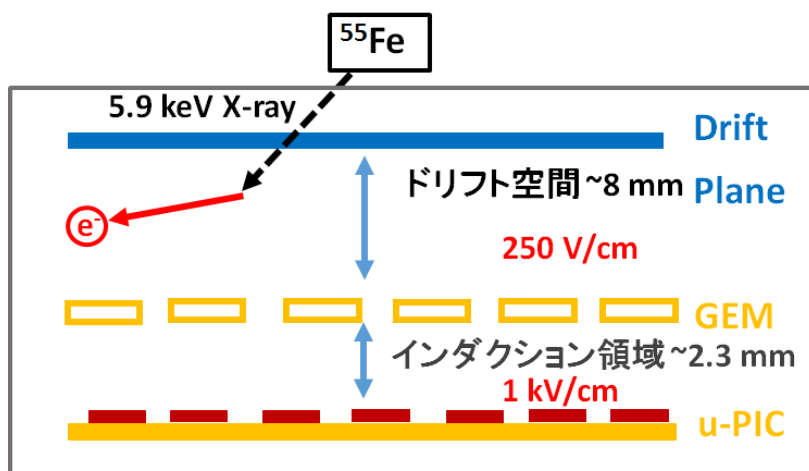


図 6.4: セットアップ模式図

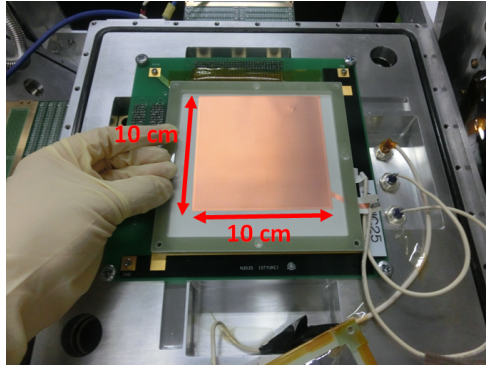


図 6.5: 10 × 10 cm² サイズ LCP GEM 写真

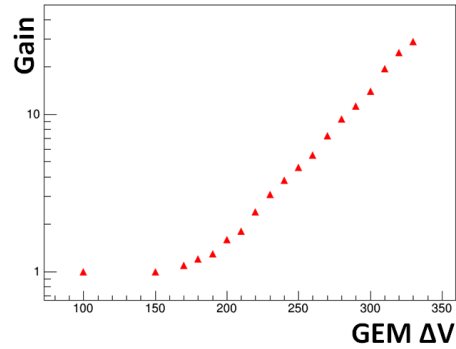


図 6.6: 使用した LCP GEM ゲイン

ヒット信号を出力し、アノードヒット信号とカソードヒット信号の同時を取得する。同時信号をゲートジェネレーターを用いて 6 μsec 遅らせて読み出し基板に入力する。この信号は読み出し基板のリングバッファに録音停止を指示する信号である。また、コインシデンス信号を 20 μsec 遅らせた信号も読み出し基板に入力し、この信号は読み出し基板内の FIFO から VME メモリーボードにデータ転送を指示するものである。以上のシステムにより、 $\mu\text{-TPC}$ のデータを取得した。

6.2 MEMS $\mu\text{-PIC}$ ゲイン実測

X 線源 ^{55}Fe (Mn K- α 5.9 keV) を用いて MEMS $\mu\text{-PIC}$ の動作試験を行った。動作試験の結果、全ての MEMS $\mu\text{-PIC}$ において、X 線源からの信号取得に成功した。図 6.9 は SiO_2 膜 15 μm を有する Type B MEMS $\mu\text{-PIC}$ のアノード電圧 440 V における取得信号である。これは MEMS 技術を用いて作製した微細構造ガス検出器として世界で初めての成果である。20 nA 以上の電流が瞬間的に流れることを放電としたとき、 SiO_2 膜 10 μm を有する Type A と Type B の $\mu\text{-PIC}$ はアノード電圧 560 V において、ともに 30 秒に 1 回以下の放電レートで動作した。また、 SiO_2 膜 15 μm を有する Type B $\mu\text{-PIC}$ はアノード電圧 560 V において放電がまったくない 20 時間以上の安定動作を確認した。ここで、 $\mu\text{-PIC}$ の放電電圧を 1 秒につき 1 回以上の放電が生じる電圧と定義し、本セットアップにおける各 MEMS $\mu\text{-PIC}$ と PCB $\mu\text{-PIC}$ の放電電圧を表 6.1 にまとめた。Type A と Type B における放電電圧の差異は見られないが、 SiO_2 膜 1 μm の MEMS $\mu\text{-PIC}$ は放電しやすいことが示された。また、 SiO_2 膜 1 μm タイプは電圧印加時に 160 nA の電流を流し、その後、約 4 時間にわたり 20 nA 以上の電流が流れ続けた。他の $\mu\text{-PIC}$ において数分以上にわたり 20 nA 以上の電流を流し続けることはなく、長時間にわたる電流は $\mu\text{-PIC}$ の使用を困難にする。この結果、MEMS $\mu\text{-PIC}$ の安定性には厚い SiO_2 膜が必須であることが判明した。

図 6.10 は SiO_2 膜 15 μm タイプ、アノード電圧 520 V、GEM ゲインが 4.6 における FADC の波形を示している。FADC における電荷量の計算方法を図 6.11 に示した。0 clock から 37 clock の ADC 値の平均を Baseline とし、そこから 5ch 上の値を閾値としている。図 6.11 の右図は 0 clock から 37 clock において射影した ADC 値を示しており、この図より 5ch が十分に閾値の役割を果たすことが分かる。この閾値を超えた信号を図 6.11 の左図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。 そのようにして得られたスペクトルが図 6.12 であ

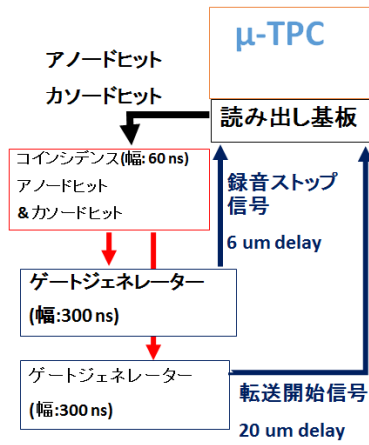


図 6.7: データ収集用 VME モジュールの構築

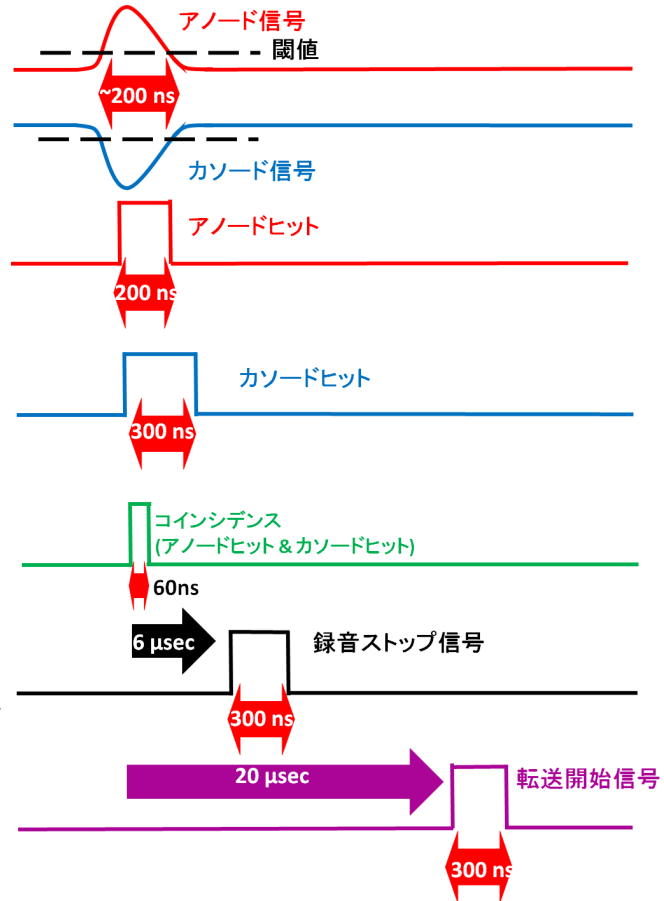


図 6.8: データ収集信号

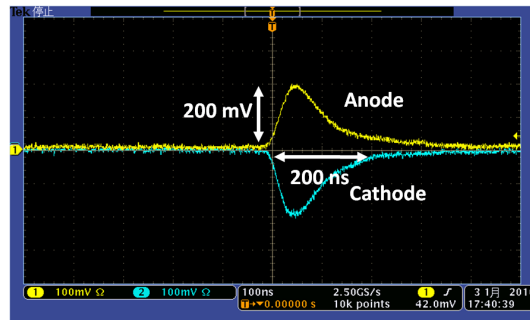


図 6.9: SiO₂ 膜 15 μm MEMS μ-PIC 取得信号 (アノード電圧 440 V、 $G_{gem} \sim 19.5$)

表 6.1: MEMS μ-PIC 放電電圧

μ-PIC タイプ	SiO ₂ 膜厚み [μm]	放電電圧 [V] (Ar/C ₂ H ₆ 分圧比 90:10, 1 atm)
MEMS μ-PIC Type A	10	570
MEMS μ-PIC Type B	1	530
MEMS μ-PIC Type B	10	570
MEMS μ-PIC Type B	15	580
PCB μ-PIC	—	550

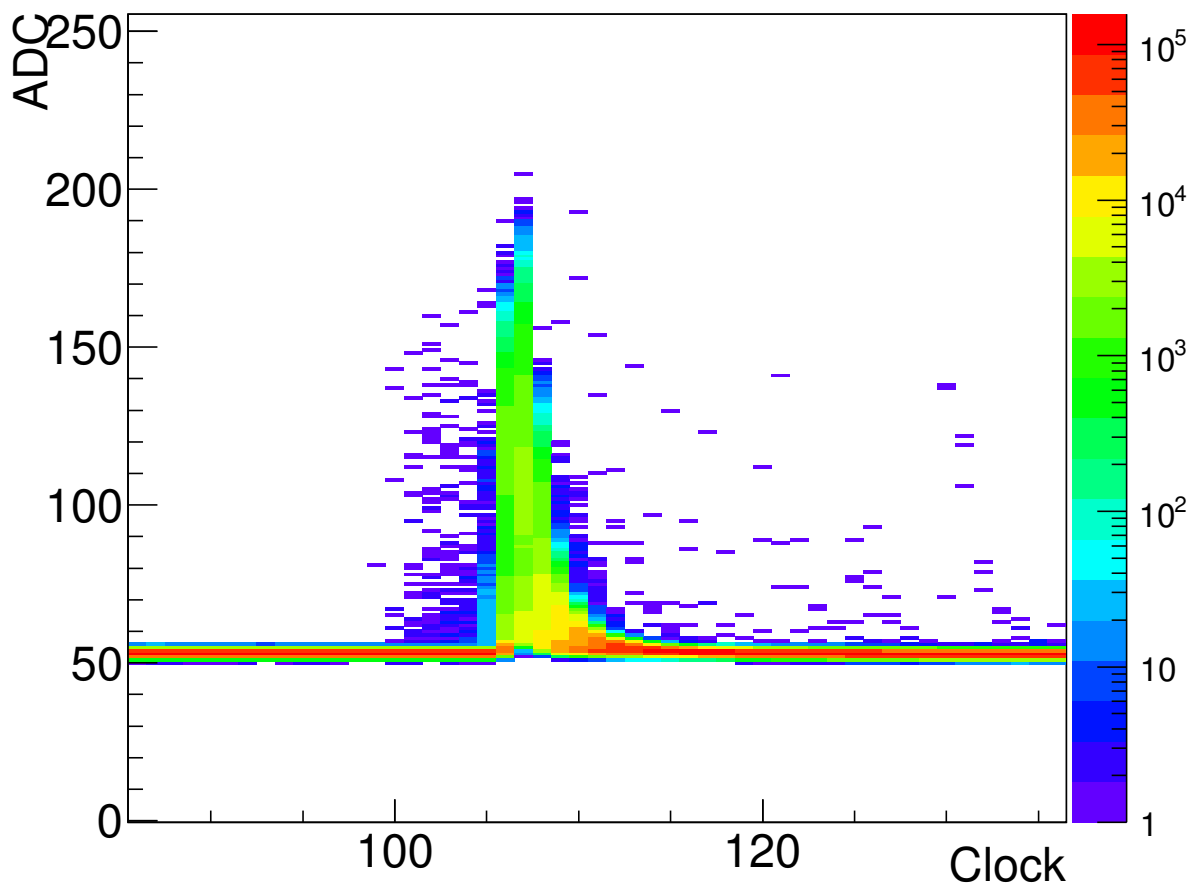


図 6.10: アノード FADC 波形

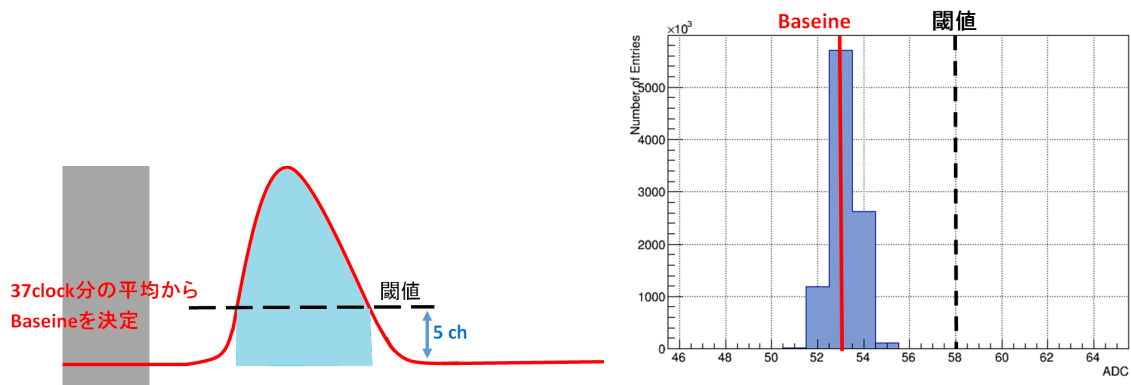


図 6.11: 電荷量計算図

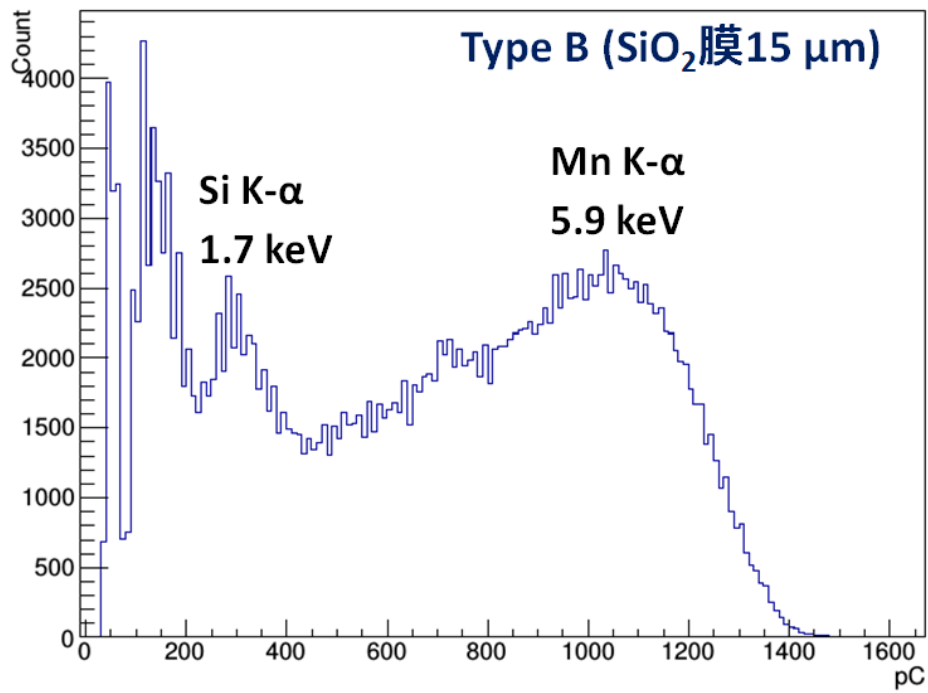


図 6.12: イベント範囲指定前 MEMS μ -PIC エネルギースペクトル

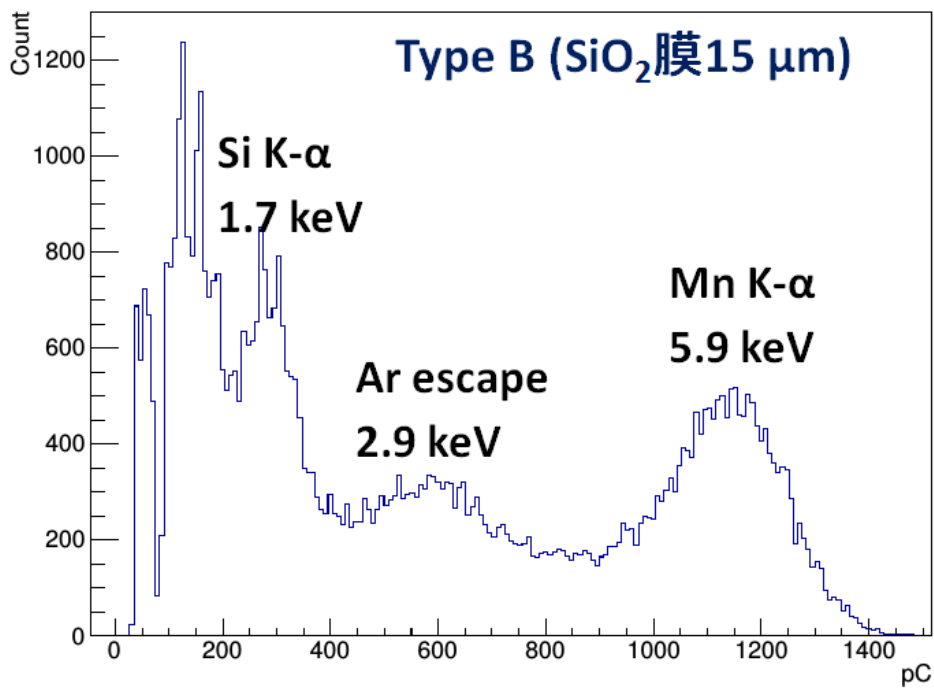


図 6.13: イベント範囲指定後 MEMS μ -PIC エネルギースペクトル

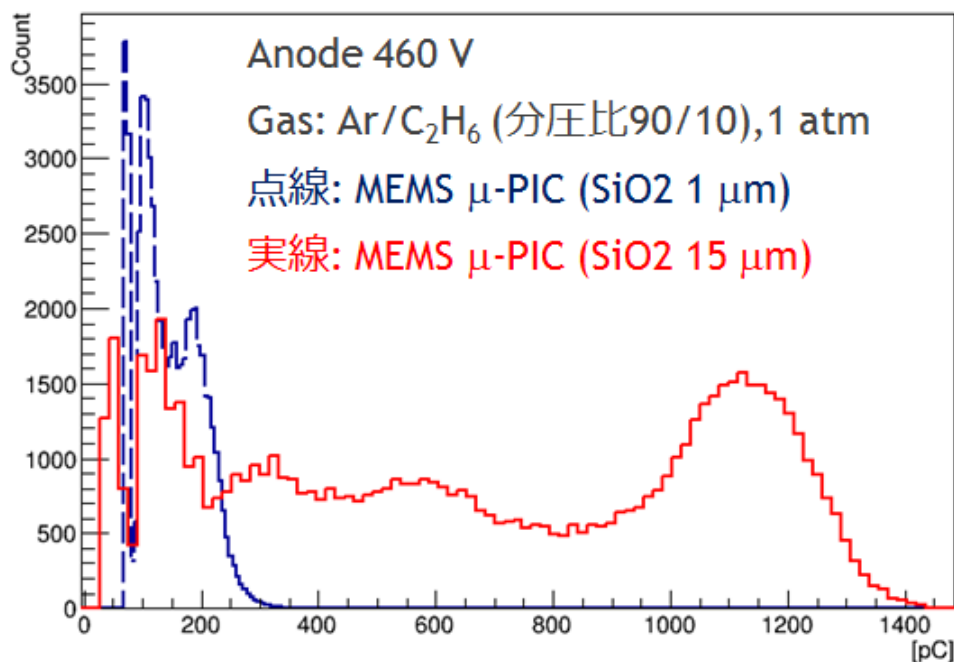


図 6.14: SiO₂ 膜 1 μm タイプ、SiO₂ 膜 15 μm タイプにおける ⁵⁵Fe エネルギースペクトル

る。SiO₂ 膜 15 μm の Type B μ-PIC を用いたアノード電圧 520 V、GEM ゲイン ~4.6 におけるスペクトルである。しかし、試験用 MEMS μ-PIC の素子は $5 \times 10 \text{ mm}^2$ と非常に小さいため、X線により生成された電子が有感領域内と外をまたがって走る事象が考えられる。外側に生成された電子雲は μ-PIC に向かわず、μ-PIC 外の銅箔テープに吸収されるため入射 X 線により生じた電子全てを捕まえられず正しくエネルギーを測定することができない。このような電子が μ-PIC 外側に逃げた事象を除去するために、アノードの端のチャンネルにヒットした事象と、カソードの端のチャンネルにヒットした事象を捨てることで、そのような事象を減らした。この事象の切り捨てにより得られたスペクトルが図 6.13 である。図 6.13 において、もっとも大きなピークである 1130 pC のピークが ⁵⁵Fe 線源由来の MnKα 5.9 keV である。このピークと 0 pC を 0 keV としたとき、580 pC と 290 pC のピークはそれぞれ 3.0 keV と 1.5 keV 相当となるため、Ar エスケープピーク (2.9 keV) との Si Kα (1.7 keV) と考えられる。

SiO₂ 膜 15 μm の Type B μ-PIC は 5.9 keV においてエネルギー分解能は 21.2% (FWHM) を示した。PCB μ-PIC エネルギー分解能は 5.9 keV において約 30% であり、このエネルギー分解能は μ-PIC において過去最良のエネルギー分解能である。また、試験 MEMS 素子は電場的に不安定な箇所であるアノードとカソード読み出し付近にあることから、大面積化した際に電場ゆがみの少ない μ-PIC 中央の領域のエネルギー分解能はさらに向上すると期待できる。

SiO₂ 膜の厚みの異なる Type B μ-PIC のスペクトルにおける 5.9 keV ピークの位置は大きな違いが見られた。図 6.14 は、ともにアノード 460 V、GEM ゲイン 19.5 における、SiO₂ 膜 1 μm、SiO₂ 膜 15 μm それぞれのエネルギースペクトルを示している。SiO₂ 膜 1 μm の 5.9 keV 相当のピークは約 200 pC、SiO₂ 膜 15 μm ピークは約 1200 pC に位置しており、ゲインに約 6 倍の差があることがわかる。シミュレーションにおいて、ゲインは SiO₂ 膜の厚みに依存しなかったが、実測においては SiO₂ 膜の厚みによりゲインが大きく変動している。

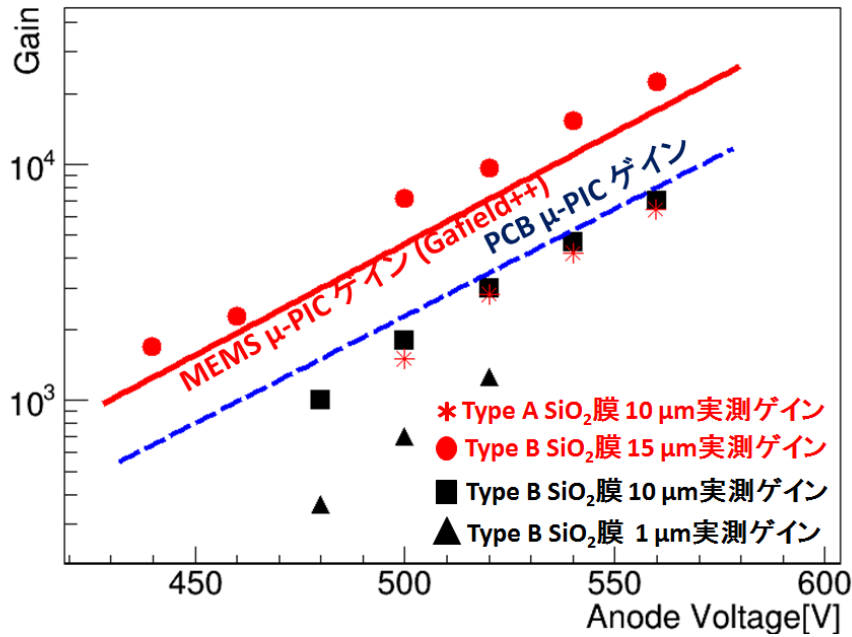


図 6.15: MEMS μ -PIC ゲイン (Ar/C₂H₆ 分圧比 90:10、1 atm)

次に、各電圧において、MEMS μ -PIC のゲインを導出方法について述べる。MEMS μ -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。

$$Q = \frac{E}{W} \times G \times e \quad (6.1)$$

$$G = G_{\mu pic} \times G_{GEM} \times G_{board} \quad (6.2)$$

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、 $G_{board}=700$ [65]、 G_{gem} は図 6.6 を用いて $G_{\mu pic}$ を算出する。図 6.15 はこの計算により得られた各 MEMS μ -PIC の $G_{\mu pic}$ を示した図である。

この図より、MEMS μ -PIC の Type A、Type B によるゲインの差異は見られず、一方で、SiO₂ 膜の厚さによってゲインが大きく異なることがわかる。MEMS μ -PIC において、ゲインは SiO₂ 膜の厚い素子ほど高ゲインが得られており、SiO₂ 膜 1 μ m タイプは最大ゲイン 1200 しか得られていないのに対し、SiO₂ 膜 15 μ m タイプでは実測ゲイン値はシミュレーションによるゲインに近い値を示している。アノード電圧 520 V において SiO₂ 膜 1 μ m、10 μ m、15 μ m の MEMS μ -PIC の実測ゲインはそれぞれ、シミュレーション値の 14%、43%、138%である。

SiO₂ 膜の厚みガスゲインにこのような大きな差が生じた理由として、基板に含まれる半導体シリコンの効果が考えられる。sim 今回用いたシミュレーションプログラムにおいては半導体のキャリアの効果は考慮されていないため、シミュレーションの値半導体は電荷キャリアを有することからアノードに電圧を印加したときに、図 6.16 のように電荷キャリアが移動し、これらの電荷がアノードまわりの電場を弱めるためだと考えられる。SiO₂ 膜はシリコン層を覆うように配置しているため、アノードとシリコン層の間にも SiO₂ 膜は存在する。そのため、SiO₂ 膜を厚くすることでアノードとシリコン層の間の絶縁性が増し、電荷キャリアの移動が減少する。また、この考察の追加証拠として SiO₂ 膜 1 μ m を有する μ -PIC の動作があげられる。SiO₂ 膜 1 μ m の μ -PIC

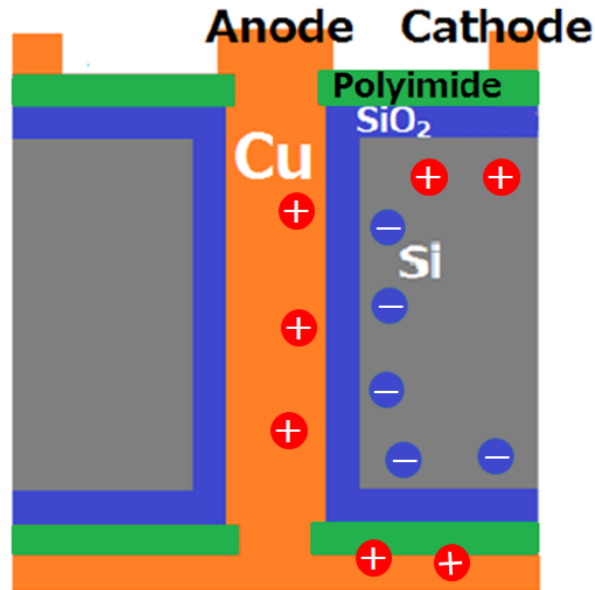


図 6.16: 半導体キャリアによるゲイン減少の概念図

において、電圧印加時に電流が長時間流れ続けたが、この電流はシリコン内の電荷キャリアの移動が電流として検出されたものだと考えられる。Garfield++を用いたシミュレーションにおいて半導体は絶縁体と定義し、キャリアの移動も考慮していないため、シミュレーションによるゲイン値は SiO₂ 膜の厚いキャリアの移動が少ない μ -PIC にのみ一致する。

SiO₂ 膜 15 μ m を有する μ -PIC においては、アノード電圧 560 V、ゲイン 22000 において 20 時間以上放電事象なく安定動作、アノード 540 V、ゲイン 15000 においては 300 時間以上放電事象なく安定動作が確認された。PCB μ -PIC ではゲイン 10000 にて安定させて動作させるのは困難であり、本実験により、ゲイン 20000 を超えて安定動作する μ -PIC が初めて実現し、同じ電圧でゲインを上げるための根本的な電極構造の改善に初めて成功した。

第7章 まとめと今後

MeV ガンマ線望遠鏡 ETCC において高角度分解能を得るには精度の高い飛跡情報が必須となる。そのため、ETCC の角度分解能向上を目的として高位置分解能 μ -PIC の開発を進めた。現在の μ -PIC は PCB 技術により作製されており、ピクセルピッチは $400\mu\text{m}$ であり、位置分解能は $120\mu\text{m}$ を有している。しかし、技術的制限よりピクセルピッチを $400\mu\text{m}$ 以下にすること、つまり位置分解能の向上は困難である。この解決策の一つが MEMS 技術である。MEMS 技術は PCB より精度の高い技術であることから μ -PIC のピッチを約 $230\mu\text{m}$ にまで狭めた構造が作製可能である。また、MEMS 技術による μ -PIC は基板の厚みを今までの 4 倍である $400\mu\text{m}$ ほどに厚くできるため、いままでの基板を貫通して裏面のアノードストリップに向かって電磁力線がアノードトップに集中し、アノード近傍の電場強度が強くなる。このことから MEMS μ -PIC は高ゲインを有することが期待される。以上のことより MEMS μ -PIC は高位置分解能、高ゲインを期待できる。

MEMS 技術は半導体加工技術であるため、MEMS μ -PIC の基板は主に半導体であるシリコンで形成されている。また放電抑制のためにシリコン層を覆う SiO_2 膜とポリイミド膜を形成した。MEMS μ -PIC の基礎研究としてピッチを $400\mu\text{m}$ と PCB μ -PIC と同じものにて、シミュレーションと実測による評価を行った。シミュレーターは PCB μ -PIC の結果を良く再現している Garfield++ を用いて MEMS μ -PIC のシミュレーション評価を行った。Garfield++ において物質を半導体として定義するのは困難であることから、シリコンを絶縁体と仮定してシミュレーションを行った。その結果、シミュレーションにより、MEMS μ -PIC は同電圧において PCB μ -PIC の約 2 倍のゲインを有することと、 SiO_2 膜の厚さがゲインにあまり依存しないことが示された。

シミュレーションによる性能を確かめるべく、 SiO_2 膜の厚みの異なる MEMS μ -PIC を作製し、ガスゲインを実測したところ、シミュレーションでは無関係とされていた SiO_2 膜の厚みがゲインに大きくかかわっていることが判明した。実際に SiO_2 膜の厚みが $1\mu\text{m}$ 、 $10\mu\text{m}$ 、 $15\mu\text{m}$ の MEMS μ -PIC におけるゲインはアノード電圧 520V において、それぞれ 14%、43%、138%であった。このゲインの差異は SiO_2 膜が薄いほど半導体に電圧がかかりやすく半導体内のキャリアが移動し、キャリアにより電場が弱められるためだと考えられる。 SiO_2 膜の厚み $15\mu\text{m}$ の MEMS μ -PIC においてはキャリアの移動による効果はほとんどなく高いゲイン値が得られている。 SiO_2 $15\mu\text{m}$ μ -PIC では 5.9keV に対しエネルギー分解能 21.2%(FWHM) を有し、ゲイン 22000 にて 20 時間以上の安定動作を確認した。このエネルギー分解能とガスゲインは今までの μ -PIC において最良の値である。 μ -PIC において同じ印加電圧でゲインを上げるための根本的な電極構造の改善に初めて成功した。

高位置分解能の μ -PIC を実現するにはピクセルピッチを狭める必要があるため、シミュレーションにてピッチの狭めた構造の μ -PIC のガスゲインを調査した。調査の結果、ガスゲインにおいて、カソードとアノードの面積比がゲインに重要な役割を果たしていることが判明した。そのため、短

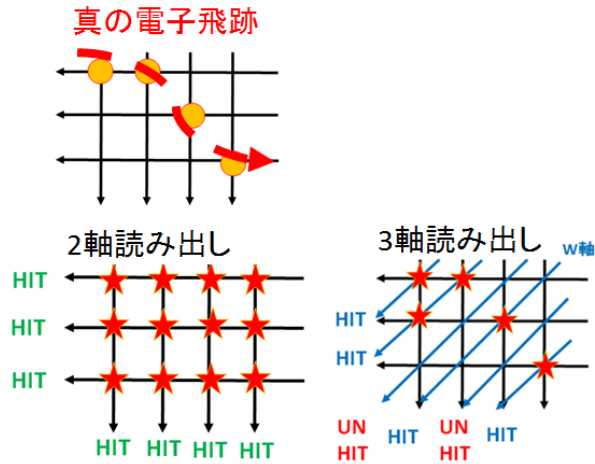


図 7.1: 電子が検出器に水平に走った場合の 2 軸読み出し、3 軸読み出しにおいて得られる位置情報

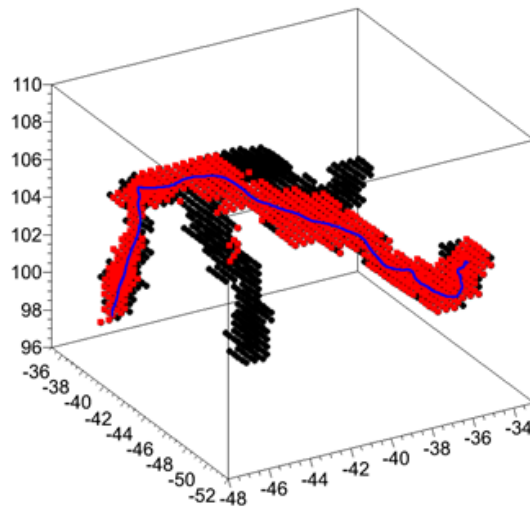


図 7.2: 電子飛跡シミュレーション (青線:真の飛跡、赤線:3 軸読み出しの場合に得られる飛跡、黒線+赤線: 2 軸読み出しの場合に得られる飛跡)

ピッチ μ -PIC を作製するにあたっては、カソードとアノードの面積比率の変化がない μ -PIC 全体の構造を縮小したものが望まれる。短ピッチ化により放電耐性が変化する一方でシミュレーションにおいて放電を調査するのは難しい。そのため、複数の素子を作製し、放電試験を行うことで、短ピッチ構造に対する放電耐性を調査する必要がある。

また、 μ -PIC の短ピッチ化以外に取得電子飛跡情報の精度を向上する μ -PIC への改良として 3 軸 μ -PIC があげられる。現在 μ -PIC はアノードストリップとカソードストリップの 2 軸読み出しにより電子飛跡を得ているため、電子が検出器面に水平に走った場合、飛跡情報が図 7.1(左図)のように位置情報の精度が悪化する。そこに 3 軸を追加することにより図 7.1(右図)のように偽のヒット信号を減らすことができる。図 7.2 はシミュレーションにて電子飛跡を再現し、2 軸読み出しと 3 軸読み出しにて電子飛跡を再構築した図である。図中の青線が真の飛跡であり、2 軸読み出しにおいては赤と黒の飛跡を足し合わせた構造で再構築される。3 軸読み出しを行うことで偽の黒線の飛跡を消し、赤線の飛跡に絞ることができる。

参考文献

- [1] 高原文郎著: ”宇宙物理学” 朝倉書店 (1999).
- [2] <http://www.astroart.org/>
- [3] http://www.nasa.gov/multimedia/imagegallery/image_feature_793.html.
- [4] A. M. Khokhlov, A&A, **245** 144 (1991)
- [5] R. Pakmor et al., ApJ, **747** L10 (2012)
- [6] Pakmor et al., Nature, **463**, 61 (2010).
- [7] Pakmor et al., A & A, **528**, A117 (2011).
- [8] Pakmor et al., MNRAS, **424**, 2222 (2012).
- [9] A. Suuma et al., A & A, **554**, 10 (2103).
- [10] E. Churazov et al., Nature **512** 406 (2014)
- [11] P. V. Ballmoos; Experimental Astronomy, **6**, 85 (1995).
- [12] 10th INTEGRAL Workshop: ”A Synergistic View of the High Energy Sky” - Integral2014
- [13] Glen F. Knoll 放射線計測ハンドブック第4版 (2013)
- [14] http://mxp.physics.umn.edu/s06/Projects/S06_ParticleShowerEnergy/theory.html.
- [15] XCOM; Photon Cross Section Database
(<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>).
- [16] G. F. Knoll; ”Radiation Detection and Measurement 3rd edition”, WILEY (2001).
- [17] J. M. Ryan; (<http://www.mpe.mpg.de/gamma/science/lines/workshops/seeon03/ryan1.pdf>).
- [18] M. S. Bandstra et al., ApJ, **738** 9 (2011)
- [19] V. Schonfelder et al., ApJS **86** 657 (1993).
- [20] G. Weidenspointner, et al., A&A **368** 347 (2001).
- [21] V. Schonfelder et al., A&AS **143**, 145-179 (2000).
- [22] <http://www.isdc.unige.ch/integral/outreach/integral>

- [23] P. v. Ballmoos et al.; *Exp. Astron.*, **20**, 253 (2005).
- [24] C. Winkler et al., *A&A* **411**, 1 (2003).
- [25] <http://www.isdc.unige.ch/integral/outreach/integral>.
- [26] G. Vedrenne et al., *A&A* **411**, 63-70 (2003)
- [27] G. R. Lynch, O. I. Dahl; *Nucl. Instr. Meth. B* **58** 6 (1991).
- [28] L. Bouchet et al., *ApJ* **679**, 1315-1326 (2008).
- [29] P. F. Bloser et al.; *New Astronomy Reviews*, **46**, 611 (2002).
- [30] 西村広展 修士論文京都大学 (2006)
- [31] T. Tanimori, et al., *ApJ* **810**, 28 (2015).
- [32] ICRU Report 31, Average Energy Required to Produce an Ion Pair, International commission on Radiation Units and Measurements, Washington, DC, 1979
- [33] A. Sharma “Properties of some gas mixtures used in tracking detector”
- [34] M. Matoba et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-32**(1), 541(1985).
- [35] T. Nagayoh; Ph. D. Thesis, Kyoto Univ. (2004).
- [36] W. Diethorn, NYO-6628 (1956).
- [37] J. Byrne, *Proc. R. Soc. Edinburg Sect.* **A66**, 33 (1962).
- [38] J. Byrne, *Nucl. Instr. Meth.* **74**, 291 (1969).
- [39] G. D. Alkhazov et al., *Nucl. Instr. Meth.* **48**, 1 (1967).
- [40] G. Charpak and F. Sauli, *Nucl. Inst. and Meth.*, **162**, 405-428 (1979).
- [41] G. Charpal, et al., *Nucl. Instr. Meth.* **62**, 262 (1968).
- [42] Nygren, D.R. (1974) Proposal to Investigate the Feasibility of a Nobel Concept in Particle Detection. LBL Internal Report, February 1974.
- [43] A. Oed, *Nucl. Instr. Meth. A* **263**, 351 (1988).
- [44] T. Tanimori, et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A381**, 280 (1996).
- [45] F. Angelini et al., *IEEE Trans. Nucle. Sci.*, **37** (1990).
- [46] M. Geijsberts et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A313** (1992)
- [47] D. Fancher, et al., *Nucl. Instr. Meth.* **161**, 383 (1979).
- [48] F. Sauli, *Nucl. Instr. Meth. A* **386**, 531-534 (1997).

- [49] F. Sauli, Nucl. Instr. Meth. **A505**, 195 (2003).
- [50] F. Sauli, Nucl. Instr. Meth. **A522**, 93 (2004).
- [51] F. Sauli, Nucl. Instr. Meth. **A580**, 971 (2007).
- [52] Y.Giomatarisa et al., Nucl. Instr. Meth. **A376**, 29-35 (1996).
- [53] rpp2011-rev-particle-detectors-accel, http://pdg.web.cern.ch/___pdg/2011/reviews/rpp2011-rev-particle-detectors-accel.pdf
- [54] 守谷健司 修士論文神戸大学 (2007)
- [55] L. W. Nordheim, Proc. Roy. Soc. Sci. (London) **A121**, 626 (1928).
- [56] J. M. Howston, Phys. Rev. **88** 349 (1952).
- [57] A. Ochi, et al., Nucl. Instr. Meth. A **471**, 264-276 (2001).
- [58] K. Miuchi, et al., IEEE Transactions on Nuclear Science **50**, 825-830 (2003).
- [59] H. Kubo, et al., Nucl. Instr. Meth. A **513**, 94-98 (2003).
- [60] A. Takada, et al., Nucl. Instr. Meth. A **573**, 195-199 (2007).
- [61] Y. Matsuoka et al., JINST, **10** C01053(2015).
- [62] T. Nagayoshi, et al., Nucl. Instr. Meth. A **525**, 20-27 (2004).
- [63] A. Takada; Ph:D:T hesis, Kyoto Univ. (2007)
- [64] T. Nagayoshi, et al., Nucl. Instr. Meth. A **546**, 457-465 (2005).
- [65] T. Mizumoto, et al., Nucl. Instr. Meth. A **800**, 40-50 (2015).
- [66] H. Kobayashi et al., Nucl. Instr. and Meth. **A424**, 1-8 (1999).
- [67] J.D. Parker et al., Nucl. Instr. Meth. A **697**, 23-31 (2013).
- [68] J.D. Parker et al., Nucl. Instr. Meth. A **726**, 155-161 (2013).
- [69] K. Nakamura; Ph. D. Thesis, Kyoto Univ. (2013).
- [70] <http://garfield.web.cern.ch/garfield>.
- [71] <http://garfieldpp.web.cern.ch/garfieldpp>.
- [72] AN. ZARUBIN, Nucl. Instr. Meth. A **A283**, 409-422 (1989).
- [73] <http://consult.cern.ch/writeup/magboltz/>.
- [74] <http://geuz.org/gmsh>.
- [75] <http://www.csc.fi/english/pages/elmer>.

- [76] Ö. Şahin, et al., Journal of Instrumentation **5**, P05002 (2010).
- [77] R. Feynman, “There’s plenty of room at bottom” (1959).
- [78] 江刺正喜, “はじめての MEMS” (2011).
- [79] 一般財団法人マイクロマシンセンター <http://www.mmc.or.jp/>.
- [80] <http://toshi.iis.u-tokyo.ac.jp/toshilab/>
- [81] <http://www.iue.tuwien.ac.at/phd/ertl/diss.html>
- [82] A. M. Hynes, et al., Sensors and Actuators A, **74**, 13 (1999).
- [83] F. Laermer & A. Urban, Digests of Technical Papers, Transducers ‘05, p. 1118 (2005)
- [84] A. Takada, et al., Journal of Instrumentation **8**, C10023 (2013).
- [85] S. Kabuki, et al., Nucl. Instr. Meth. A **623**, 606-607 (2010).
- [86] K. Nakamura, et al., Progress of Theoretical and Experimental Physics , 043F01 (2015).
- [87] J. D. Parker, et al., Nucl. Instr. Meth. A **697**, 23-31 (2013).
- [88] T. Mizumoto, et al., JINST **10**, C06003 (2015).
- [89] <http://geuz.org/gmsh>.
- [90] <http://www.csc.fi/english/pages/elmer>.
- [91] <http://garfieldpp.web.cern.ch/garfieldpp>.

謝辞

本論文作成にあたり、谷森達京都大学教授にご指導いただき大変感謝しております。また、高田淳史京都大学助教には実験への助言や論理性・ものごとの考え方などについて数多く御教授いただき感謝しております。大日本印刷株式会社の本村様、太田様には、本論文のテーマとなる”MEMS μ -PIC” という研究テーマを頂けたことに大変ありがたく思っております。水村好貴さん、水本哲矢さん、友野大さん、園田真也さんには多数質問を投げかけ、その疑問に答えていただき大変に助かりました。また同期である宮本奨平君は理学部のころを含め3年の付き合いとなりましたが、研究についての話し合いや雑談等でやる気やリラックスなどが引き出せたことにここで礼を述べます。先輩の松岡佳大さん古村翔太郎さん岸本哲朗さん小田真さんには様々な助言を頂き大変お世話になりました。また後輩である中増勇真君、吉川慶君は両名ともに実験に一所懸命取り組んでいる姿を見せ付けられ、自分の身を引き締めるのに大変良い刺激を頂きました。

最後に、この2年間で関わった人全てにお礼を申し上げます。