

修 士 学 位 論 文

NEWAGE における大型ガス検出器のための
モジュール型検出器開発

令和6年2月2日

専攻名 物理学専攻

学籍番号 227s105s

氏 名 大藤 瑞乃

神戸大学大学院理学研究科博士課程前期課程

概要

暗黒物質と呼ばれる未発見の物質の存在が、さまざまな天文・宇宙観測によって示唆されている。暗黒物質の直接的な観測のため、多くのグループによる実験が行われている。暗黒物質の直接探索実験は、大型の検出器を用いて季節変動の測定を目指す手法や、方向に感度を持った測定により到来方向の測定を目指す手法などが存在する。方向に感度を持った暗黒物質直接探索実験 NEWAGE(NEw generation WIMPs search with an Advanced Gaseous tracker Experiment) では 400 μm ピッチでの読み出しが可能であるガス TPC(Time Projection Chamber) を用いた観測を行っている。TPC は二次元の飛跡読み出しと、ドリフト時間からドリフト方向の距離を測定することで、三次元的に飛跡を再構成することができる。NEWAGE では、これを用いて反跳原子核の三次元飛跡を測定している。先行研究では飛跡の前後判定を用いた解析手法と新たな事象選択方法を取り入れることで、方向に感度を持つ直接探索実験として最高感度を更新した。

NEWAGE では、さらなる感度向上のために、現在大型ガス検出器を開発中である。この大型ガス検出器は、現行の検出器を 1 モジュールとして最大 18 モジュール搭載することで大型の検出領域を構築する。本研究では、この大型ガス検出器に搭載するためのモジュール型検出器の設計ならびに開発、動作確認を行った。その結果、大型ガス検出器に搭載した状態と同様の条件化でガス TPC として正常に動作することが確認できた。さらに、現行の検出器との比較から、開発したモジュール型検出器が暗黒物質直接探索を行うにあたり十分な性能を有しているか性能評価を行った。ガスゲインや安定動作期間に関しては十分に達成したものの、いくつかの課題が残り、すべての項目に関して十分な性能を有していると結論付けるには至らなかった。今後さらなる定量的な評価を行うことで、詳細な性能評価を行っていく必要がある。また、実際に大型ガス検出器に搭載して実験を行うことで、大型ガス検出器そのものの問題点の洗い出し、ならびに解決を行っていく必要がある。

目次

第 1 章	イントロダクション	4
1.1	暗黒物質の観測的証拠	4
1.1.1	銀河の回転曲線	4
1.1.2	重力レンズを用いた銀河団衝突観測	5
1.1.3	宇宙マイクロ背景放射	6
1.2	暗黒物質の基本的性質	7
1.3	暗黒物質の候補粒子	7
1.3.1	Axion	7
1.3.2	LSP	8
1.3.3	WIMPs	8
1.4	暗黒物質の探索	9
1.4.1	暗黒物質の探索手法	9
1.4.2	暗黒物質の直接探索の原理	9
1.5	暗黒物質の直接探索の手法	15
1.5.1	季節変動を利用した直接探索	15
1.5.2	方向に感度を持つ直接探索	15
1.6	暗黒物質の直接探索の現状	16
1.6.1	季節変動を利用した直接探索	16
1.6.2	方向に感度を持つ直接探索	18
1.7	NEWAGE 実験	19
1.7.1	NEWAGE の検出器	20
1.7.2	現在の NEWAGE 実験	23
1.7.3	大型検出器 (C/N-1.0)	26
1.8	本研究の目的	29
1.8.1	モジュール型検出器の開発	29
1.8.2	モジュール型検出器の性能評価	29
1.8.3	暗黒物質探索における検出器への要請値	29
第 2 章	モジュール型検出器開発	31
2.1	モジュール型検出器設計における留意点	31
2.1.1	フィールドケージとドリフト電場	31

2.1.2	μ -PIC への電圧印加	31
2.1.3	背面読み出し回路	34
2.2	モジュール型検出器の設計	34
2.2.1	ドリフト電場構造の改善のための設計	34
2.2.2	背面読み出しのためのフィードスルーボード	36
2.3	モジュール型検出器 Module-1	37
2.3.1	構成	37
2.3.2	ドリフト電場構造の改善	37
2.3.3	背面読み出し回路の実装	37
第 3 章	モジュール型検出器の性能評価	40
3.1	実験のセットアップ	40
3.1.1	試験用チェンバー	40
3.1.2	データ収集システム (DAQ)	42
3.2	X 線源による検出器の基本特性評価	44
3.2.1	エネルギースペクトル	44
3.2.2	μ -PIC のカソード電位によるガスゲインの変化	47
3.2.3	ガスゲインの印加電圧依存性	48
3.2.4	ガスゲインの位置依存性	50
3.3	宇宙線 μ を用いた検出器性能評価	52
3.3.1	目的	52
3.3.2	結果	52
3.4	中性子線源による検出器の性能評価	55
3.4.1	動作パラメータ	55
3.4.2	信号取得の結果	56
第 4 章	議論・展望	58
4.1	暗黒物質検出器としての性能	58
4.1.1	ガスゲイン	58
4.1.2	エネルギー分解能	58
4.1.3	安定動作期間	59
4.1.4	エネルギー閾値	59
4.1.5	暗黒物質探索のための検出器性能評価のまとめ	59
4.2	議論	60
4.2.1	^{55}Fe 5.9 keV 特性 X 線照射時のエネルギースペクトル	60
4.2.2	現在運転中の検出器とのドリフト速度の違い	62
4.2.3	飛跡長の再構成精度の問題	63
4.2.4	性能評価での未検討項目について	64
4.3	展望	66
第 5 章	結論	67

目次	3
謝辭	68
参考文献	70

第1章

イントロダクション

図 1.1 に示すように、宇宙のエネルギー組成において既知の物質はほんの 5 % 程度であり、残りの 95 % は未知の構成要素である。電磁波ではこれらを観測することができないことから、暗黒物質、暗黒エネルギーと呼ぶ。暗黒物質は重力源として宇宙の引力を担っており、宇宙のエネルギー組成全体の 27 % を占めている。間接的な測定によってその存在が示唆されているものの、直接的な観測には至っていない。残り 68 % を占める暗黒エネルギーは、宇宙の加速膨張を担うとされている。暗黒物質については様々な仮説があるが、本論文では WIMPs(1.3.3 説参照) の直接探索実験について記述する。本章では暗黒物質の存在の証拠となる宇宙観測、それらから要請される暗黒物質の性質について述べ、暗黒物質の直接探索の原理ならびに実験例を示す。その後、我々の進めている NEWAGE 実験について解説し、最後に本研究の目的について述べる。

1.1 暗黒物質の観測的証拠

1.1.1 銀河の回転曲線

1970 年代に、アメリカの天文学者 Vera C. Rubin らによって、銀河のガスの回転速度が観測された [1]。これにより、暗黒物質の存在の理由の一つである銀河の回転曲線問題が生じた。これは、星の分布から求められる質量分布に対し、銀河の回転速度から予想される質量分布が大きすぎるという問題である。この問題を解決する

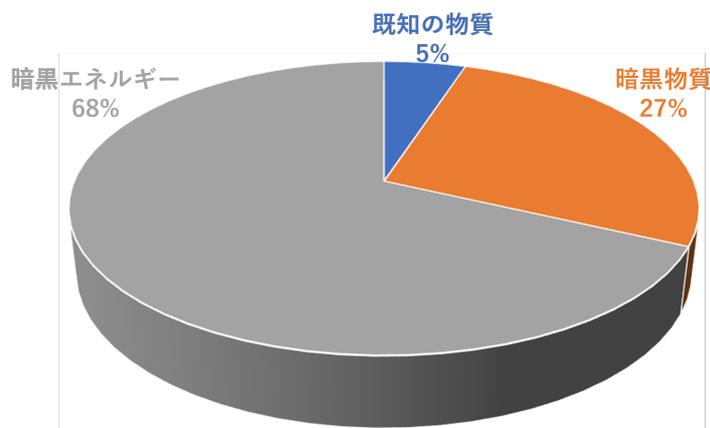


図 1.1: 宇宙のエネルギー組成

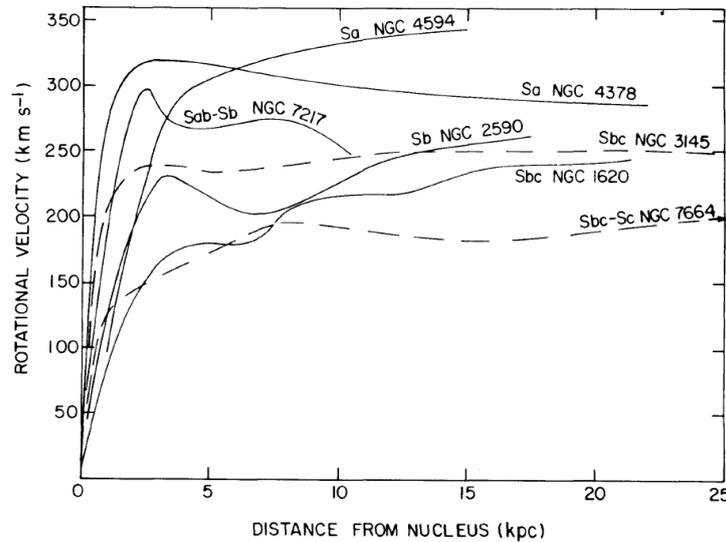


図 1.2: 7つの渦巻き銀河の回転曲線図 [1]。すべての回転曲線において、計算式から予想される円盤部における速度の低下が見られない。

ためには、銀河スケールに渡って暗黒物質が存在している必要がある。銀河の回転速度に関しては、ケプラーの法則を用いて以下の式が成り立つ。

$$\frac{v^2(r)}{r} = G \frac{M(r)}{r^2} \quad (1.1)$$

ここで、 $v(r)$ は銀河の中心からの距離 r における回転速度、 G は重力定数、 $M(r)$ は r より内側の総質量である。銀河の円盤部 (ディスク) に比べて中心部 (バルジ) が非常に明るいことから、星は銀河の中心に集中していることが知られている。中心部の直径は約 4.5 kpc、円盤部はその外側に位置し、約 24~30 kpc まで広がっている。そのため、 r の大きい円盤部において、 $M(r)$ はほぼ一定となる。よって、星の分布に従って質量が分布しているとすると、円盤部では銀河の回転速度は $\frac{1}{\sqrt{r}}$ に比例して減少するはずである。ところが実際の観測から、図 1.2 に示すように、円盤部でも銀河の回転速度は一定であることが知られた。銀河を球状に取り囲むハローと呼ばれる領域に光学的に観測できない質量を持った物質、すなわち暗黒物質が存在していると仮定することで、この観測結果を説明することができる。そのため、銀河の回転曲線問題は銀河スケールでの暗黒物質の存在の証拠となっている。

1.1.2 重力レンズを用いた銀河団衝突観測

重力レンズ効果とは、天体などの強い重力源によってつくられる重力場の影響で光の経路が曲がり、背景の天体が複数に見えたり歪んだりする現象である。重力レンズ効果は強い重力レンズ効果と弱い重力レンズ効果の2つに分類される。強い重力レンズ効果では、重力源の影響が非常に強いために、背景の銀河が多重に観測されるなど、個々の天体についてその効果が観測される。弱い重力レンズ効果は、背景の銀河の歪みを統計的に処理することで検出される [2]。重力レンズ効果は銀河団の質量分布を測定することを可能にし、銀河団には高温ガスなどのバリオンの5倍以上の暗黒物質が含まれていることが分かっている。重力レンズ効果を利用した観測で最も直接的な暗黒物質が存在する証拠は、弾丸銀河団と呼ばれる銀河団の衝突の観測である。図

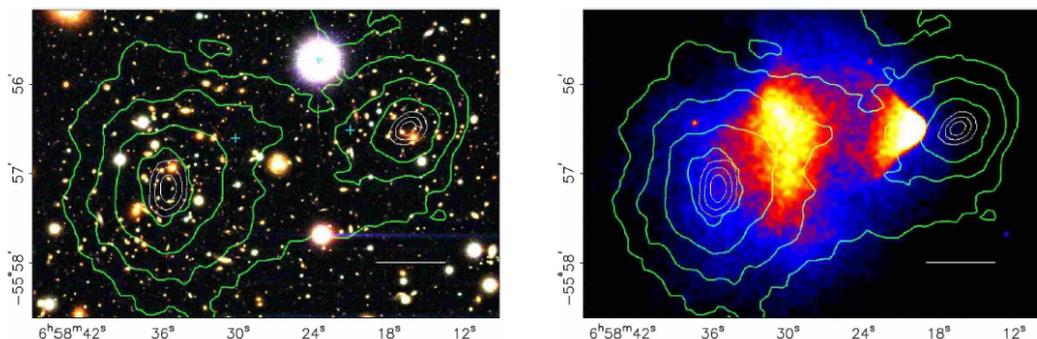


図 1.3: 左図：IE0657-56 銀河団の衝突の様子 [3]。白の直線は 200 kpc を示す。緑の等高線は重力レンズ効果によって観測された銀河団の質量分布を、水色の十字は衝突によって生じたプラズマクラスターの中心を表している。右図：Chandra 衛星による同銀河団の熱 X 線の強度分布 (カラーコントラスト)。

1.3 の左図に弾丸銀河団 IE0657-56 の観測結果を示す。図中で緑色の等高線で示されている、重力レンズ効果の観測により得られた質量分布と、光学的に観測される個々の銀河団の分布はほぼ一致している。ところが、図 1.3 の右図に示す Chandra 衛星による観測が示す熱 X 線の強度分布は、衝突領域に集中している。熱 X 線のもととなっている高温のプラズマガスはクーロン相互作用のために、衝突時の反応率が大きい一方で、質量分布は衝突時の反応率が小さく互いにすり抜けている様子がわかる。このことから、クーロン相互作用よりも相互作用の小さい、質量をもつ物質成分が銀河団スケールで存在していることがわかる。

1.1.3 宇宙マイクロ背景放射

初期の宇宙では光子と物質の数密度が大きく、相互作用の確率が高い状態になっていた。そのため、光子は直進することができなかった。宇宙が膨張し、光子や物質がエネルギーを失い数密度が低下するにつれ、原子核が自由電子を捕獲することで原子となり、光子は直進が可能になっていった。これを「宇宙の晴れ上がり」という。これ以降の光子はマイクロ波長域にピークを持つ黒体放射として観測が可能であり、宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background, CMB) と呼ばれる。CMB は質量密度の揺らぎにより非一様性がわずかに存在する。この揺らぎの要因として、非相対論的な速度を持つ暗黒物質 (Cold Dark Matter, CDM) が有力視されている。CDM を仮定し、宇宙項 Λ を含めた現代宇宙論の標準的なビックバンモデルを Λ CDM モデルといい、その時間発展は以下の式で表される。

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = H_0^2 \left\{ \frac{\Omega_m}{a^3} + \frac{\Omega_r}{a^4} + \Omega_\Lambda - \frac{\Omega_k}{a^2} \right\} \quad (1.2)$$

ここで、 a は宇宙の大きさを表す変数、 H_0 は Hubble 定数である。 Λ CDM モデルでは宇宙を占めるエネルギーとして物質、放射、暗黒エネルギーが考えられており、それぞれのエネルギー密度を臨界密度で除して無次元化した量が $\Omega_m, \Omega_r, \Omega_\Lambda$ である。ここで、臨界密度は以下の式で表される。

$$\rho_c = 3c^2 H_0^2 / 8\pi G \quad (1.3)$$

なお、 Ω_k は宇宙の曲率を表すパラメータである。Planck 衛星による CMB の温度揺らぎの観測結果から、各パラメータを求めることができる [4]。2020 年時点での解析から、バリオン密度が $\Omega_b h^2 = 0.0224 \pm 0.0001$ 、暗黒

物質密度が $\Omega_d h^2 = 0.120 \pm 0.001$ と求められている。ここで h は Hubble 定数 $H_0 = (67.4 \pm 0.5) \text{ km/s/Mpc}$ を 100 km/s/Mpc で割ったものである。この結果から、宇宙には暗黒物質が、バリオンに代表される通常物質の約 5 倍存在していると考えられている。

1.2 暗黒物質の基本的性質

暗黒物質粒子は、宇宙初期の熱平衡状態の間に生成されたと考えられている。非相対論的な速度を持つ CDM に対し、再結合時の速度を保っている相対論的な暗黒物質を熱い暗黒物質 (Hot Dark Matter, HDM) と呼ぶ。HDM は密度揺らぎをかき消してしまうため銀河のような小規模構造を形成しにくいのに対し、CDM は小さな密度揺らぎを成長させることができるため小規模構造を形成しやすい。シミュレーションによって宇宙の晴れ上がり以降の構造形成を追うことができ、銀河団以上の大きな構造の形成の後、銀河などの小さな構造が形成される階層構造が再現されることから、CDM が暗黒物質の候補として考えられている。

惑星、褐色矮星、ブラックホールなどの非相対論的な非常に重い天体を総称して MACHO (Massive Compact Object) と呼ぶ。これらの天体は重力レンズ効果を用いて広く探索が行われているが、観測数が少ないため、暗黒物質の主成分ではないと考えられている。

ビックバン元素合成、CMB の結果から、バリオンは暗黒物質にはなり得ない、すなわち暗黒物質は強い相互作用をしないと考えられている。また、暗黒物質は光学的に観測することができないため、電磁相互作用をしない。弱い相互作用はする可能性があるが、 W^\pm や Z ボゾンとの結合が直接探索実験から発見されていないことから、相互作用の大きさは標準模型の粒子よりも小さい必要がある。IE0657-56 のような銀河団衝突の観測から暗黒物質は安定であり、自己相互作用はかなり弱いと考えられている。自己相互作用断面積の上限値は $\sigma/m \leq 1 \text{ cm}^2/\text{g}$ と考えられている。

標準模型にはこれらの性質を満たす粒子は存在しないため、標準模型の拡張として様々な暗黒物質の候補が提案されている。次節でいくつかの候補を紹介する。

1.3 暗黒物質の候補粒子

1.3.1 Axion

Axion は強い CP 対称性の破れを説明するために導入された、疑似スカラーボゾンである。Axion の質量は、Axion が星の進化に与える影響、超新星爆発によるニュートリノバーストの観測結果、宇宙の質量密度に関する理論などから制限がついており、Peccei-Quinn のエネルギースケール f_a を用いて以下の式で与えられる [5]。

$$m_a \sim \frac{10^7 \text{ GeV}}{f_a} \times 0.6 \text{ eV} \quad (1.4)$$

恒星や原子炉からの Axion 放射の効果が観測されないことから f_a の下限値を求めることができ、それによって Axion の質量 m_a の上限値を得ることができる。 m_a は $1 \mu\text{eV} \sim 1 \text{ meV}$ 、 $2 \text{ eV} \sim 5 \text{ eV}$ の 2 つの範囲にあると考えられている。質量が前者の軽い領域であれば Axion は CDM になり得る。後者の重い領域の場合には太陽で生成される可能性があると考えられている。Axion の質量は軽いですが、他の粒子との相互作用が極めて小さいために宇宙初期からはば速度を持たなかったと考えられる。そのため Axion はインフレーション時代前後の相転移で生成されたものであり、初期宇宙の他の粒子との熱平衡状態にはなかったため、暗黒物質の候補と考えられている。

Axion は他の粒子との相互作用が極めて小さいために、原子核反跳を用いて検出することはできない。そこで、強磁場中で Axion がフォトンに変換されるプリマコフ効果を用いての検出が試みられている [6]。

1.3.2 LSP

超対称性理論 (SUper SYmmetry, SUSY) は標準模型の粒子のスピンを 1/2 変化させた super-partners と呼ばれる粒子が存在するという理論である。この理論では、ヒッグス粒子に新たな対称性を導入することでヒッグス質量 2 乗の放射補正の 2 次発散が打ち消され、電弱スケールに質量を持つことが自然に説明される。LHC ATLAS 実験では、超対称性粒子の一種であるグルイーノについて、2.2 TeV までの質量を排除している [7]。SUSY が予言する最も軽い粒子 (Lightest SUSY particle, LSP) は安定であり、暗黒物質の性質を満たす。特に、中性の電弱ゲージボソンである光子や z^0 、2 つの中性ヒッグスボソンの super-partners もしくはこれらの 4 つの状態の線形結合の super-partners はニュートラリーノと呼ばれており、WIMP(1.3.3 節) の候補である。

1.3.3 WIMPs

Weakly Interacting Massive Particles, WIMPs は非バリオンの CDM の一般的な候補であり、弱く相互作用をする、質量のある粒子である。前述の LSP も WIMPs の良い候補である。WIMPs は超対称性理論 (SUSY)、余次元模型 (UED) などの理論で新たに導入される。特に SUSY は標準模型を超えるエネルギースケールの理論として有力視されている。

一般的なモデルでは宇宙初期における標準模型粒子の対消滅により、以下のような生成過程で新粒子 χ とその反粒子 $\bar{\chi}$ が生成される。

$$\chi\bar{\chi} \leftrightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, q\bar{q}, W^+W^-, ZZ, HH, \dots \quad (1.5)$$

WIMPs の反粒子は WIMPs 自身である。宇宙の温度が WIMPs の質量よりも十分に大きいとき、粒子・反粒子の消滅は WIMPs 対を生成するのに十分なエネルギーを持つ。この逆の過程も起こり、消滅率は以下の式で表される。

$$\Gamma_{ann} = \langle \sigma_{ann} v \rangle n_{eq} \quad (1.6)$$

ここで、 σ_{ann} は WIMPs の対消滅断面積、 v は WIMP の速度、 n_{eq} は熱平衡状態にある WIMPs の数密度である。宇宙の膨張による WIMPs の数密度の低下に伴い、WIMPs の消滅率は低下してゆき、やがて WIMPs の消滅が止まる。対消滅が止まって以降の WIMPs の数密度はおよそ一定のまま現在に至っていると考えられており、その密度は以下の式で表される。

$$\Omega_\chi h^2 \simeq 0.1 \times \left(\frac{10^{-9} \text{GeV}^{-1}}{\langle \sigma v \rangle} \right) \quad (1.7)$$

典型的な消滅断面積は以下の式で表される。

$$\langle \sigma v \rangle \sim \frac{\pi \alpha^2}{m_\chi^2} \quad (1.8)$$

ここで α は弱い相互作用のカップリング定数、 m_χ は WIMPs の質量を示す。観測されている暗黒物質密度を説明するためには、WIMPs の質量は $100 \text{ GeV} \leq m_\chi \leq 1000 \text{ GeV}$ であることが必要である。これらの性質は、標準模型を超えた理論によって生成される粒子に対応している。

WIMPs は以降に述べる直接探索 (1.5.2 節)、間接探索、加速器による探索の 3 手法で探索が可能である。

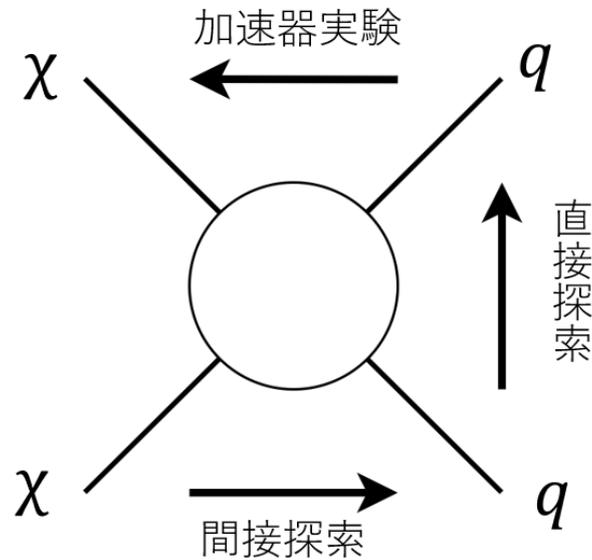


図 1.4: 暗黒物質とクォークの反応と、それに対応する探索手法。 χ は暗黒物質、 q はクォークを示している。

1.4 暗黒物質の探索

1.4.1 暗黒物質の探索手法

標準理論粒子のクォークと暗黒物質の反応と、それに対応する探索手法を図 1.4 に示す。加速器実験ではクォーク同士の衝突により新たな暗黒物質の生成を観測することを目的としている [8]。間接探索では、暗黒物質同士の対消滅により生成される標準模型の粒子を観測することを目的としている。直接探索では、暗黒物質とクォークの相互作用を観測することを目的としている。

1.4.2 暗黒物質の直接探索の原理

以降、暗黒物質が WIMPs であると仮定する。WIMPs の直接探索実験では、天の川銀河ハローを構成する WIMPs に反跳された原子核を検出器で観測する。非常に確率の小さな事象であるため、宇宙線起源の背景事象を抑えるために地下実験施設で実験が行われることが多い。

事象数計数率

WIMPs の直接探索実験では、WIMPs によって散乱された原子核を観測する。地球の運動と銀河内の WIMPs の運動を考慮することで、期待される反跳エネルギーのスペクトルを計算することができる。本章は [9, 10] を参考にしている。

太陽は銀河中心を中心として回転運動を行っており、その運動方向の先には、はくちょう座が観測される。銀河ハローを構成する WIMPs が熱平衡にある場合、太陽の速度と WIMPs の速度分布は近い値になると考

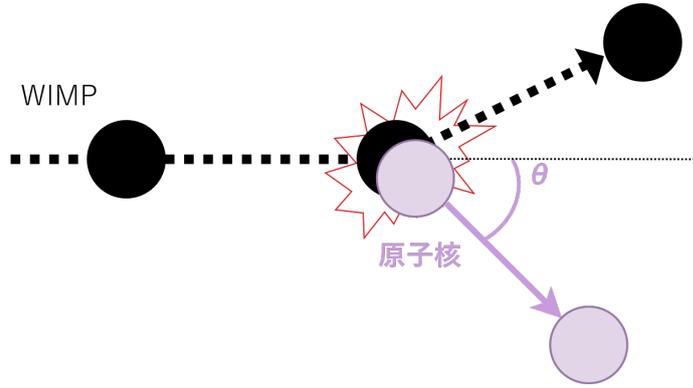


図 1.5: WIMPs と原子核の散乱の様子

えられる。そのため、太陽の運動方向に向かって、WIMPs のフラックスは増加する。

本研究では、WIMPs の速度分布は等方的な天の川銀河ハローを仮定した標準ハローモデル (SHM) であると仮定する。このモデルにおいて、銀河の静止系の速度分布 $f_{gal}(v)$ はマクスウェル分布の形をとり、以下の式で表される。

$$f_{gal}(v) = \begin{cases} \frac{1}{N_{esc}(2\pi\sigma_v^2)^{3/2}} \exp\left[-\frac{|v|^2}{2\sigma_v^2}\right] & (|v| < v_{esc}) \\ 0 & (|v| > v_{esc}) \end{cases} \quad (1.9)$$

ここで、 N_{esc} は正規化係数、 σ_v は速度分散、 v_{esc} は銀河からの脱出速度である。SHM では速度分散 σ_v は銀河中心からの距離に依存せず、 $\sigma_v = v_c/\sqrt{2}$ を介して局所的な円周速度 v_c と関係している。局所的な円周速度 v_c の基準値は 220 km/s である [11]。局所的な WIMPs の密度 ρ_{DM} も原子核反跳スペクトルを計算するための重要なパラメータであり、基準値は $\rho_{DM} = 0.3 \text{ GeV cm}^{-3}$ が用いられている。最近の解析では、 $0.2 \sim 0.5 \text{ GeV cm}^{-3}$ が局所的な密度の値の範囲として得られている [12]。

ここでは、弾性散乱の場合を考える。WIMPs と原子核の弾性衝突を図 1.5 に示す。以降、WIMPs の質量を m_χ 、原子核の質量を m_N で表す。実験系での WIMPs の速度を v とし、原子核の初速度は無視できるものとする。散乱後の原子核について、運動量が q 、エネルギーが E_q となる運動を相対論的に考えると、以下の式が得られる。

$$q = 2\mu v \cos\theta \quad (1.10)$$

$$E_q = 2v^2 \frac{\mu^2}{m_N} \cos^2\theta \quad (1.11)$$

ここで、 μ は WIMPs-原子核の換算質量で、以下の式で表されるものである。

$$\mu = \frac{m_\chi m_N}{m_\chi + m_N} \quad (1.12)$$

WIMPs の速度 \hat{v}^* と原子核の反跳方向 \hat{q} とのなす角度を θ とする。原子核の反跳エネルギー E_q と原子核の反跳方向 \hat{q} に対する微分計数率を以下のように定義する。

$$\frac{dR}{dE_q d\Omega_q} \quad (1.13)$$

*1ハットは単位ベクトルを示す。

ここで、 Ω_q は $\hat{\mathbf{q}}$ 方向の立体角である。微分 WIMPs-原子核散乱断面積は以下のように表される。

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{\sigma_{\chi-N}}{4\mu^2 v^2} S(q) \quad (1.14)$$

ここで、 $\sigma_{\chi-N}$ は点状原子核を考えた場合の WIMPs-原子核の全散乱断面積、 $S(q) = |F(q)|^2$ は核子の形状因子、 $dq^2 = 2m_N dE_q$ である。

二重微分散乱断面積を以下のように定義する。

$$\frac{d\sigma}{dq^2 d\Omega_q} \quad (1.15)$$

ここで、 $d\Omega_q$ は WIMPs の到来方向周辺の散乱の方向対称性であり、 $d\Omega_q = 2\pi d\cos\theta$ で与えられる。 $\cos\theta$ と q の関係は 1.10 とディラックの δ 関数、 $\delta(\cos\theta - q/2\mu v)$ を通して課することができる。従って、1.15 式は以下のように書き換えることができる。

$$\frac{d\sigma}{dq^2 d\Omega_q} = \frac{d\sigma}{dq^2} \frac{1}{2\pi} \delta\left(\cos\theta - \frac{q}{2\mu v}\right) = \frac{\sigma_{\chi-N} S(q)}{8\pi\mu^2 v} \delta(\mathbf{v} \cdot \hat{\mathbf{q}} - v_{\min}) \quad (1.16)$$

ここで

$$v_{\min} = \sqrt{E_q m_N / 2\mu^2} \quad (1.17)$$

は、弾性散乱において原子核反跳エネルギー E_q を持つのに必要な最小の WIMPs の速度である。速度空間要素 d^3v 中で速度 v を持つ WIMPs のフラックスは以下の式で定義される。

$$\frac{\rho_{\text{DM}}}{m_\chi} v f(\mathbf{v}) d^3v \quad (1.18)$$

ここで、 $f(\mathbf{v})$ は実験室系での WIMPs の速度分布である。

これらの式をまとめると、単位時間・単位質量あたりの微分計数率は、検出器を構成する原子核の数 N_N を用いて以下のように書くことができる。

$$\frac{dR}{dE d\Omega_a} = \frac{N_N}{m_N N_N} \int 2m_N \frac{d\sigma}{dq^2 d\Omega_a} \frac{\rho_{\text{DM}}}{m_\chi} v f(\mathbf{v}) d^3v = \frac{\rho_{\text{DM}} \sigma_{\chi-N} S(q)}{4\pi m_\chi \mu^2} \int \delta(\mathbf{v} \cdot \hat{\mathbf{q}} - v_{\min}) f(\mathbf{v}) d^3v \quad (1.19)$$

さらに、次式で与えられる WIMPs の速度分布 $f(\mathbf{v})$ の三次元ラドン変換を導入する。

$$\hat{f}(v_{\min}, \hat{\mathbf{q}}) = \int \delta(\mathbf{v} \cdot \hat{\mathbf{q}} - v_{\min}) f(\mathbf{v}) d^3v \quad (1.20)$$

幾何学的には、 $\hat{f}(v_{\min}, \hat{\mathbf{q}})$ は、原点から q 離れたところにある $\hat{\mathbf{q}}$ の方向に直行する平面上の関数 $f(\mathbf{v})$ の積分である。特に、脱出速度によるカットオフを考慮した Maxwellian WIMPs の速度分布に対する実験室系のラドン変換は以下の式で表される [10]。

$$\hat{f}(v_{\min}, \hat{\mathbf{q}}) = \begin{cases} \frac{1}{N_{\text{esc}} (2\pi\sigma_v^2)^{1/2}} \left\{ \exp\left[-\frac{(v_{\min} + \hat{\mathbf{q}} \cdot \mathbf{V}_{\text{lab}})^2}{2\sigma_v^2}\right] - \exp\left[-\frac{v_{\text{esc}}^2}{2\sigma_v^2}\right] \right\}, & v_{\min} + \hat{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{V}_{\text{lab}} < v_{\text{esc}} \\ 0, & v_{\min} + \hat{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{V}_{\text{lab}} > v_{\text{esc}} \end{cases} \quad (1.21)$$

ここで、 $\hat{\mathbf{V}}_{\text{lab}}$ は銀河に対する実験室系での速度、 N_{esc} は次のように定義された正規化係数である。

$$N_{\text{esc}} = \text{erf}\left(\frac{v_{\text{esc}}}{\sqrt{2}\sigma_v}\right) - \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{v_{\text{esc}}}{\sigma_v} \exp\left[-\frac{v_{\text{esc}}^2}{2\sigma_v^2}\right] \quad (1.22)$$

最後に、式 1.19 は次のように書き換えることができる。

$$\frac{dR}{dEd\Omega_q} = \frac{\rho_{\text{DM}}\sigma_{\chi-N}S(q)}{4\pi m_\chi\mu^2} \hat{f}(v_{\min}, \hat{q}) \quad (1.23)$$

期待される事象計数率は、WIMPs-原子核の全散乱断面積 $\sigma_{\chi-N}$ と原子核の形状因子 $S(q)$ を入力することで導出される。詳細な式については、1.4.2 節で議論する。

散乱断面積

WIMPs と原子核の散乱断面積は素粒子物理のモデルに依存する。スピンに依存しない (SI) 散乱断面積は以下の式で表される。

$$\sigma_{\chi-N}^{\text{SI}} = \frac{4\mu^2}{\pi} [Zf_p + (N-Z)f_n]^2 \quad (1.24)$$

ここで、 Z は原子番号、 A は質量数である。 f_p は WIMPs-陽子の SI 結合定数、 f_n は WIMPs-中性子の SI 結合定数である。特に、 $f_p = f_n$ と考えた場合、SI 散乱断面積は WIMPs-陽子の SI 散乱断面積 $\sigma_{\chi-P}^{\text{SI}}$ を用いて以下のように表される。

$$\sigma_{\chi-N}^{\text{SI}} = \sigma_{\chi-P}^{\text{SI}} \frac{\mu^2}{\mu_{\chi-P}^2} A^2 \quad (1.25)$$

この式は係数 A^2 を含んでいるため、質量数の大きい物質が SI 相互作用により有効であることを示している。

スピンに依存する (SD) 散乱断面積は以下の式で表される。

$$\sigma_{\chi-N}^{\text{SD}} = \frac{32}{\pi} G_F^2 \mu^2 \frac{J+1}{J} [a_P \langle S_P \rangle + a_N \langle S_N \rangle]^2 \quad (1.26)$$

ここで、 G_F はフェルミ結合定数、 $\langle S_P \rangle$ と $\langle S_N \rangle$ は陽子と中性子のスピン、 J は原子核の全スピン量である。 a_p は WIMPs-陽子の SD 結合定数、 a_n は WIMPs-中性子の SD 結合定数である。SD 相互作用は、陽子または中性子スピンの原子核のスピンへの寄与が大きいほど大きくなる。SD 散乱断面積は、WIMPs-陽子の SD 散乱断面積 $\sigma_{\chi-P}^{\text{SD}}$ を用いて以下のように表される。

$$\sigma_{\chi-N}^{\text{SD}} = \sigma_{\chi-P}^{\text{SD}} \frac{\mu^2}{\mu_{\chi-P}^2} \frac{\lambda^2 J(J+1)}{0.75} \quad (1.27)$$

$\lambda^2 J(J+1)$ の値は原子核に依存する。様々な原子核に対する計算値を表 1.1 に示す [9]。様々な原子核を用いた暗黒物質実験は式 1.25 や式 1.27 を用いて、WIMPs-陽子散乱断面積 $\sigma_{\chi-P}^{\text{SI}}$ または $\sigma_{\chi-P}^{\text{SD}}$ 、WIMPs-中性子散乱断面積 $\sigma_{\chi-N}^{\text{SI}}$ または $\sigma_{\chi-N}^{\text{SD}}$ に変換することで比較されている。一方で、暗黒物質と通常粒子との反応は未知であるため、異なる原子核を用いた実験の結果は厳密にはモデルに依存する。

形状因子

核子の形状因子 (フォームファクター) は核物理学で原子核の空間的な広がりとして研究されている。散乱時の運動量移行 $q = \sqrt{2m_N E_q}$ のドブロイ波長 h/q が原子核の半径に比べて大きくなると、実行的な散乱断面積は下がり始める。この効果は、原子番号の大きな原子核や重い WIMPs に強い。平面波近似では、形状因子 $F(qr_N)$ は散乱中心の密度分布 $\rho(r)$ のフーリエ変換によって以下のように与えられる。

$$\begin{aligned} F(qr_N) &= \int \rho(r) \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r} \\ &= \frac{4\pi}{q} \int_0^\infty r \sin(qr) \rho(r) dr \end{aligned} \quad (1.28)$$

同位体	J	自然存在比 (%)	$\lambda^2 J(J+1)$	スピンの寄与する核子
^1H	1/2	100	0.750	proton
^7Li	3/2	92.5	0.244	proton
^{11}B	3/2	80.1	0.112	proton
^{15}N	1/2	0.4	0.087	proton
^{19}F	1/2	100	0.647	proton
^{23}Na	3/2	100	0.041	proton
^{127}I	5/2	100	0.007	proton
^{133}Cs	7/2	100	0.052	proton
^3He	1/2	1.0×10^{-4}	0.928	neutron
^{17}O	5/2	0.0	0.342	neutron
^{29}Si	1/2	4.7	0.063	neutron
^{73}Ge	9/2	7.8	0.065	neutron
^{129}Xe	1/2	26.4	0.124	neutron
^{131}Xe	3/2	21.2	0.055	neutron
^{183}W	1/2	14.3	0.003	neutron

表 1.1: 標的原子核ごとの全スピン、自然存在比、 $\lambda^2 J(J+1)$ の計算値、スピンの寄与する核子。

SI 相互作用では、WIMPs はすべての核子と相互作用するため、原子核は固体球として近似できる。この場合、形状因子は Bessel 関数 $j_1(x) = (\sin x - x \cos x)/x^2$ を用いて以下のように表される。

$$F(qr_N) = 3 \frac{j_1(qr_N)}{qr_N} \exp\left(-\frac{(qs)^2}{2}\right) \quad (1.29)$$

ここで、 $r_N \simeq 1.14A^{1/3}$ fm は有効核半径、 $s \simeq 0.9$ fm は核皮の厚さである。

SD 相互作用では、WIMPs はスピンのペアを組んでいない核子と相互作用するため、原子核は薄い殻として近似できる。この場合、形状因子は Bessel 関数 $j_0 = \sin x/x$ を用いて以下のように表される。

$$F(qr_N) = j_0(qr_N) \quad (1.30)$$

ここで $r_N \simeq 1.0A^{1/3}$ fm である。形状因子の評価はいくつか存在するが、違いは小さい。計算された形状因子を図 1.6 に示す。

エネルギースペクトル

原子核反跳で期待されるエネルギースペクトルは、式 1.23 の反跳角度を積分することで得られる。ここでは、標的原子核が ^{19}F の場合の計算を示す。スピンの依存する散乱断面積 $\sigma_{\chi-N}^{\text{SD}}$ は式 1.27 から得られる。スピンの依存する相互作用の形状因子 $S(q)$ は、式 1.30 から得られ、図 1.6 右図に示されている。これらのパラメータを式 1.23 に代入し、WIMPs の質量が 50, 100, 200 GeV、 $\sigma_{\chi-P}^{\text{SD}}$ を 1 pb とした場合に期待されるエネルギースペクトルを得た。計算されたエネルギースペクトルを図 1.7 に示す。暗黒物質の質量が重い、あるいは標的原子核の質量が軽い場合、運動量移行が大きくなるため、高エネルギーの反跳事象が増加する。

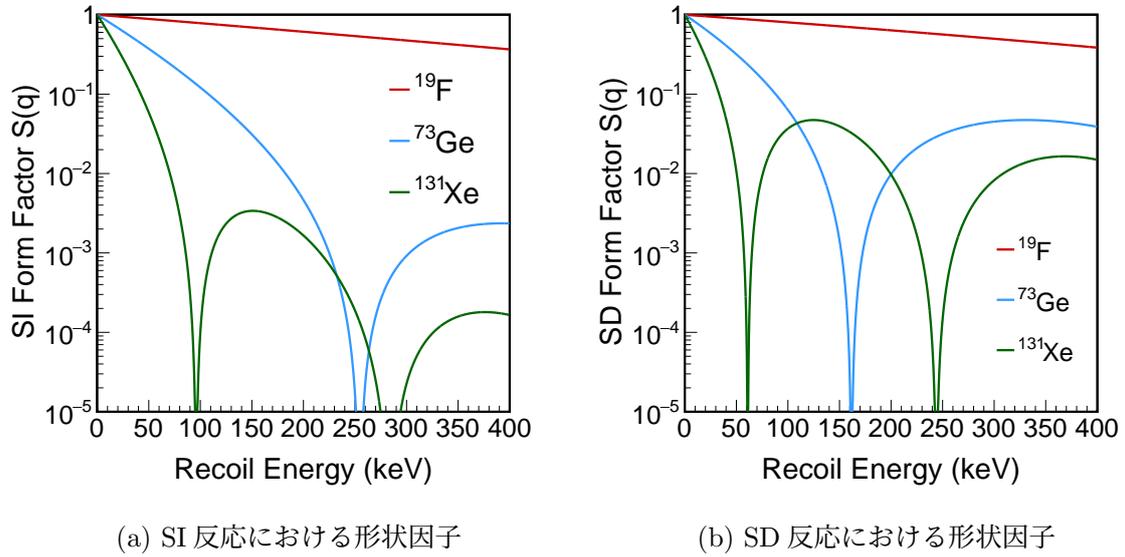


図 1.6: 右図：スピン非依存性、左図：スピン依存性の反跳エネルギー関数としての原子核形状因子。赤線、青線、緑線は順に ^{19}F 、 ^{73}Ge 、 ^{131}Xe の標的同位体を示す [13]。

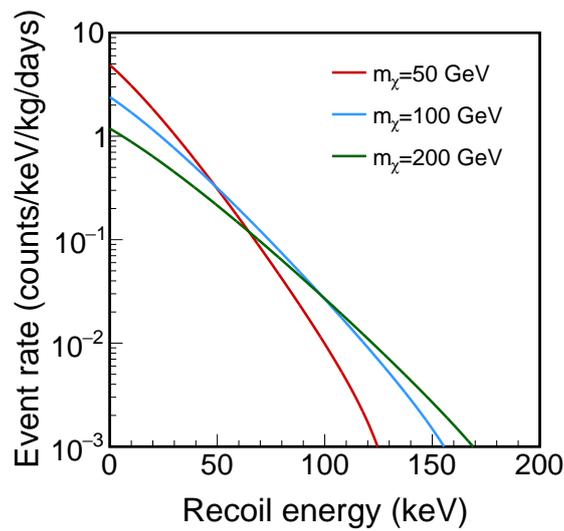


図 1.7: フッ素原子核で期待されるエネルギースペクトル。WIMPs の質量を $m_\chi=50,100,200$ GeV、WIMPs-陽子のスピンに依存する散乱断面積は $\sigma_{\chi-P}^{\text{SD}} = 1$ pb と仮定している [13]。

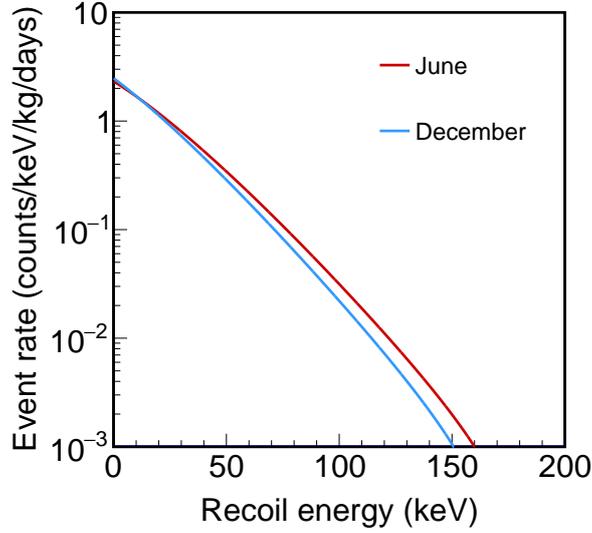


図 1.8: 6月と12月のエネルギースペクトルの違い。標的原子核はスピンの依存する相互作用を仮定した ^{19}F 、WIMPs の質量は $m_\chi=100$ GeV、 $\sigma_{\chi\text{-P}}^{\text{SD}}=1$ pb である [13]。

1.5 暗黒物質の直接探索の手法

1.5.1 季節変動を利用した直接探索

地球の銀河に対する速度 V_{lab} は、太陽の周りの公転運動により変化する。これに伴って、実験室系内の WIMPs の速度分布と事象計数率も変化する。このような特徴を「季節変動 (annual modulation)」と呼ぶ。銀河に対する地球の速度は6月2日に最大になり、12月4日に最小になる。1.4.2節と同様の方法で $V_{\text{lab}}^{\text{Jun}}$ と $V_{\text{lab}}^{\text{Dec}}$ を用いて、WIMPs の質量を $m_\chi=100$ GeV として ^{19}F を標的原子核としたときの各季節の期待されるエネルギースペクトルを計算した結果を図 1.8 に示す。この観測事象数の差を利用して暗黒物質の探索実験を行う研究については、1.6.1節に例をあげる。

1.5.2 方向に感度を持つ直接探索

太陽系が銀河の中心に対し円運動していることから、地球上で検出される暗黒物質は到来方向に異方性を持つ。太陽系の移動方向の前方にはくちょう座 (CYGNUS) が位置していることから、WIMPs ははくちょう座方向から到来すると考えられるため、反跳原子核の方向分布ははくちょう座と逆方向に偏ることが期待される。また、はくちょう座の方向は実験室系内では時間ごとに変化し、その位相は季節とともに変化する。そのため、環境的な背景事象との区別が容易である。反跳原子核の方位角を積分することで、式 1.23 は以下のように書き換えられる。

$$\frac{dR}{dEd\cos\theta} = \frac{\rho_{\text{DM}}\sigma_{\chi\text{-N}}S(q)}{2m_\chi\mu^2} \hat{f}(v_{\text{min}}, \hat{q}) \quad (1.31)$$

標的原子核を ^{19}F 、スピンの依存する WIMPs-原子核の散乱断面積を $\sigma_{\chi\text{-P}}^{\text{SD}}=1$ pb、WIMPs の質量を $m_\chi=100$ GeV と仮定した場合の Energy-cos θ_{CYGNUS} 分布は式 1.27、式 1.30 を式 1.31 に代入することで導出さ

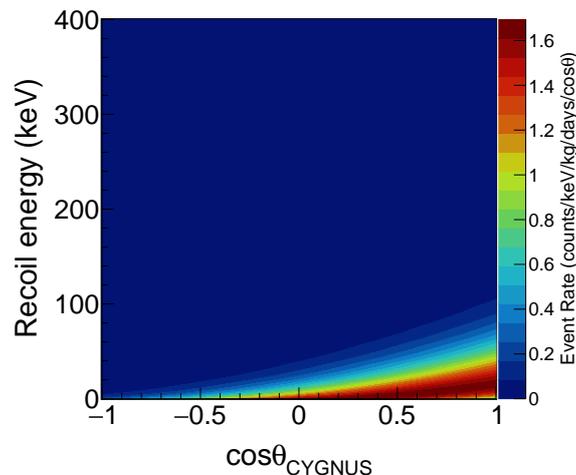


図 1.9: はくちょう座と原子核反跳の角度を示す $\cos\theta_{\text{CYGNUS}}$ と反跳エネルギーについての事象計数率の分布。はくちょう座と反対方向が $\theta_{\text{CYGNUS}} = 0$ である。標的原子核はスピンの依存する相互作用を仮定した ^{19}F 、WIMPs の質量は $m_\chi = 100 \text{ GeV}$ 、 $\sigma_{\chi\text{-P}}^{\text{SD}} = 1 \text{ pb}$ 。

れる。期待される Energy- $\cos\theta_{\text{CYGNUS}}$ 分布を図 1.9 に示す。青い部分はほぼ事象が期待できないのに比べ、赤い部分では事象が起きる確率が高くなっている。銀河にこのような背景事象の要因となるものはないと考えられている。よって、同様の分布を実験から得ることができたならば、暗黒物質の強力な証拠となる。

1.6 暗黒物質の直接探索の現状

本節では、世界中で進められている暗黒物質の直接探索実験について、季節変動を利用した探索実験と、方向に感度を持った探索実験について紹介する。

1.6.1 季節変動を利用した直接探索

大型検出器など、方向に感度を持たず、観測数やエネルギースペクトル、季節変動などを利用して探索を行っている実験を表 1.2 にまとめた。現在、NaI 結晶を用いた DAMA/LIBRA 実験 [14] は、2~6 keV のエネルギー領域について、変動振幅 (0.0103 ± 0.0008) cpd/kg/keV、変動周期 (0.999 ± 0.001) yr、信頼水準 12.9σ で季節変動が観測されたことから、暗黒物質の発見を主張している。一方、他の直接探索実験では十分な感度も有するにも関わらず同様の信号は見つかっておらず、スピンに依存しない WIMPs-原子核散乱断面積の上限値が決められている。SI 散乱断面積の制限曲線を図 1.10 に示す。こうした状況を改善するため、韓国の COSINE [15]、日本の PICO-LON [16]、イタリアとオーストラリアの SABRE [17]、スペインの ANAIS [18] などの実験グループが DAMA/LIBRA と同じ標的物質である NaI を用いて検証を行っている。

XENON1T [27]、LUX [28]、PANDAX-II [29] といった二相式キセノン検出器 (LXe) を用いた実験では、非常に高い感度が得られている。液体キセノンは質量が大きく高密度で、物質の純度が高いため、SI 散乱断面積の検出に適した媒体である。また、液体キセノンは周囲の放射線に対して高い遮蔽力を持ち、自己遮蔽性に優れている。二相検出器では、シンチレーション光に加えてイオン化信号を検出する。これは、キセノンがイ

実験名	検出器	標的	信号の種類
DAMA/LIBRA [14]	固体シンチレーター	NaI	光
COSINE [15]	固体シンチレーター	NaI	光
PICO-LON [16]	固体シンチレーター	NaI	光
SABRE [17]	固体シンチレーター	NaI	光
ANAIS [18]	固体シンチレーター	NaI	光
SuperCDMS [19, 20]	ボロメーター	Si, Ge	熱、電荷
CoGeNT [21]	ボロメーター	Ge	熱、電荷
EDELWEISS [22]	ボロメーター	Ge	熱、電荷
CRESST [23]	ボロメーター	CaWO ₄	熱、光
DEAP-3600 [24]	液体シンチレーター	Ar	光
DarkSide [25]	二相式液体シンチレーター	Ar	光、電荷
XMASS [26]	液体シンチレーター	Xe	光
XENON1T [27]	二相式液体シンチレーター	Xe	光、電荷
LUX [28]	二相式液体シンチレーター	Xe	光、電荷
PANDAX-II [29]	二相式液体シンチレーター	Xe	光、電荷
XENONnT	二相式液体シンチレーター	Xe	光、電荷
LZ [30]	二相式液体シンチレーター	Xe	光、電荷

表 1.2: 季節変動などを利用した直接探索を行っている実験と検出器。

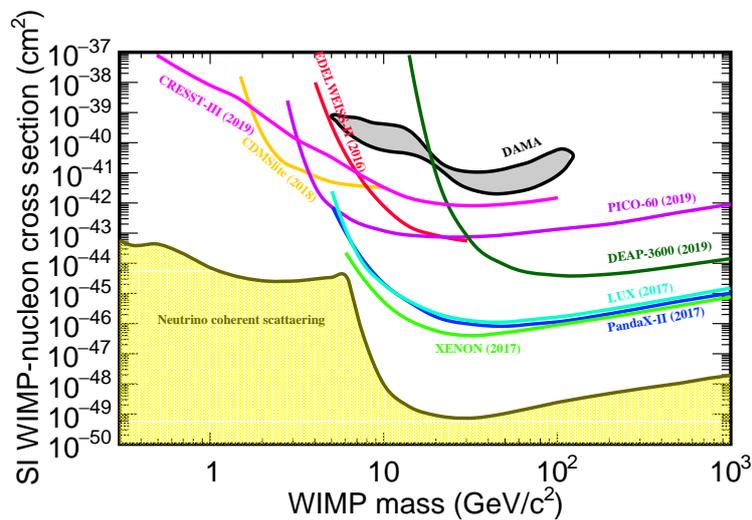


図 1.10: WIMPs の質量と、各実験から得られた SI 散乱断面積の制限曲線 [13]。CRESST [23]、SuperCDMS [20]、EDELWEISS [22]、XENON1T [27]、LUX [28]、PANDAX-II [29]、DEAP-3600 [24]、PICO-60。DAMA/LIBRA では、灰色の領域に暗黒物質の存在を主張している [31]。黄色の斜線部分は、Xe ターゲットでのニュートリノによるコヒーレント散乱事象がバックグラウンドとなる領域を示している。

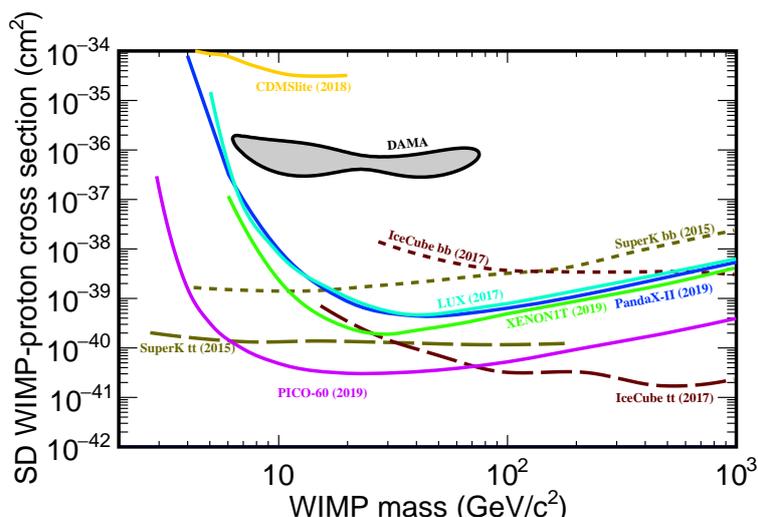


図 1.11: WIMPs の質量と、各実験から得られた SD 散乱断面積の制限曲線 [13]。PICO-60、LUX [32]、PANDAX-II [33]、XENON1T [34]、CDMSlite [35] からの WIMPs-陽子 SD 散乱の上限値 (90% C.L.) 破線と点線は間接探索の結果であり、SuperK [36] と IceCube [37] である。DAMA/LIBRA は灰色の領域に暗黒物質の存在を主張している。

オン化されて出た電子が検出器内の電場により気相へと移動した際に強い電場により発生する二次シンチレーション光である。一次シンチレーション光と二次シンチレーション光の信号の大きさを比較することによって、強力な電子分別が可能となる。また、信号の検出時間の差から相互作用の絶対位置を知ることができる。

10 GeV 以下の低質量領域では CRESST [23]、SuperCDMS [19,20] というボロメータを用いた実験の感度が良い。半導体中で発生する電離信号とフォノン信号を検出することで観測を行っている。これらの実験では使用する結晶の熱容量が低温で小さくなることを利用して検出器のエネルギー閾値を下げることができる。

スピンに依存する散乱断面積については、図 1.11 に示すように、過熱バブルチェンバーを用いた PICO-60 が最高感度を達成している。検出媒体はフッ素を多く含む C_3F_8 である。 ^{19}F は $\lambda^2 J(J+1)$ が大きく、SD 散乱断面積への感度が良いことが知られている。過熱検出器は γ 線や β 線に対して検出器が不感になるような条件で運転することが可能で、さらに気泡の音を測定することで α 線背景事象とフッ素の原子核反跳を識別することができるようになる。

1.6.2 方向に感度を持つ直接探索

1.5.2 節で述べた通り、原子核反跳事象がはくちょう座の反対方向への偏りがあることを示すことは、暗黒物質の決定的な証拠となりうる。また、直接探索実験では暗黒物質と原子核の衝突を観測するが、図 1.10 にも示したように、ニュートリノによるコヒーレント散乱事象がバックグラウンドとなる。このような事象をニュートリノ-原子核コヒーレント弾性散乱 (coherent elastic neutrino nucleus scattering) と呼ぶ。低エネルギー側では太陽ニュートリノが、高エネルギー側では大気ニュートリノが支配的であり、この事象により探索が難しくなる範囲をニュートリノフロアと呼ぶ。前節で示した方向に感度を持たない大型検出器などではこの範囲の探索が難しいが、方向に感度を持つ実験であれば太陽方向からのイベントかどうかを判別することができるため、ニュートリノフロアの範囲内でも探索を進めることが可能である。

本節では、方向に感度を持つ直接探索実験についてまとめた。

DRIFT

DRIFT は、低圧ガス TPC(Time Projection Chamber) を利用した、方向に感度のある暗黒物質の直接探索実験の先駆けである。2 mm の読み出しピッチを持つマルチワイヤー比例計数管 (MWPC) を備えた 1 m³ 検出器を用いて、ブールビー鉱山地下研究施設にて測定が行われた。CS₂ + CF₄ + O₂(73%,25%,2%) の混合ガスを 55 mbar で使用している。CS₂ ガス分子は電離した一次電子を捕獲して陰イオンとなる。陰イオンは電子に比べ質量が大きいので、検出器内のドリフト電場に従って読み出し面へ移動する際に発生する拡散が、電子に比べて抑えられる。また、ドリフト速度の異なるキャリアを生成するため、時間情報の差からドリフト方向の絶対位置を特定できる。DRIFT ではこの手法を用いた初めてのバックグラウンドフリー動作を実証し、飛跡の方向情報を使った解析ではないものの、100 GeV で 0.28 pb の感度を達成した [38]。

MIMAC

MIMAC では、Micro Time Projection Chamber(μ -TPC) を開発している。検出器は、Micromegas [39] を基にしたストリップ読み出し機構を持つ。混合ガスは CF₄ + CHF₃ + C₄H₁₀(70%,28%,2%) を 50 mbar の圧力で使用し、数 keV の原子核反跳の飛跡の 3 次元再構成が可能となった [40]。

CYGNO

CYGNO は 1~10 GeV の低質量 WIMPs 探索を目的とした高精度の光読み出し TPC の開発を行っている。O(1) keV オーダーの三次元飛跡の取得とバックグラウンドの排除が可能である [41]。

NEWSdm

NEWSdm 共同研究では、原子核乾板技術を用いたナノイメージングトラッカーの開発を行っている [42]。固体検出器は密度が高く質量が大きいという利点があるものの、原子核乾板の検出器は時間情報を得ることが難しい。到来方向由来の信号を取得するためには、常にはくちょう座方向を向いていなければならないため、乾板を赤道儀に乗せた測定が必要となる。

1.7 NEWAGE 実験

1.5.2 節で述べたように、方向感度を持つ手法は暗黒物質探索において強力な証拠となり得る。また 1.6.2 節で述べたように、ニュートリノフロアを超えた探索をすることができるという大きなメリットが存在する。NEWAGE(NEw general WIMP search with an Advanced Gaseous tracker Experiment) は、低圧ガスを用いた、方向感度を持つ暗黒物質の直接探索実験である。NEWAGE では、MPGD(micro pattern gas detector) の一つである 2 次元画像飛跡検出器 μ -PIC(micro PImage Chamber) を読み出しとして持つ、3 次元ガス飛跡検出器を用いている。ガスの種類は、フッ素がスピンに依存する WIMPs の探索に有利であることから CF₄、反応の過程で生じる 2 種類の陰イオンを用いてドリフト方向の絶対座標を得ることができることから SF₆ のどちらかのガスを用いる。

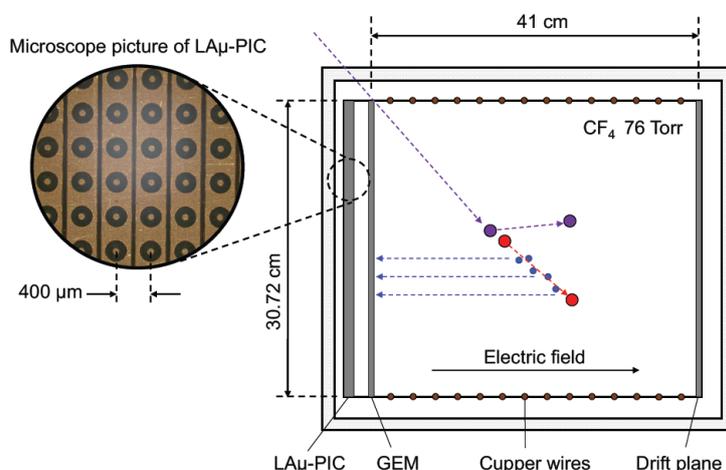


図 1.12: NEWAGE で現在用いている、TPC を用いた WIMPs 検出器の模式図。 μ -PIC からドリフトプレーン方向にドリフト電場が形成されている。紫で示した WIMPs に、赤で示した原子核が反跳されている様子を示す。原子核の飛跡に沿ってガスが電離され、ドリフト電場に従いドリフトされる。

1.7.1 NEWAGE の検出器

NEWAGE の検出器は μ -PIC を読み出しとして用いたガス TPC (Time Projection Chamber) である。図 1.12 に μ -PIC を用いたガス TPC の断面図を示す。検出器内は低圧ガスで満たされている。図の中央付近の紫の円が飛来した WIMPs を示し、赤の円が WIMPs に反跳された原子核を示す。反跳された原子核の飛跡に沿って、ガスが電離される。ドリフトプレーンと μ -PIC の間に形成された電場に従って、電離された電子または陰イオンがドリフトされ、 μ -PIC で読み出される。 μ -PIC から 2 次元の情報を、電子または陰イオンのドリフトに要した時間からもう一つの次元の情報を得ることで、3 次元的に荷電粒子の飛跡を捉えることができる。また、ドリフトプレーンと μ -PIC の間に GEM (Gas Electron Multiplier) を設置し、補助増幅器として用いることで、 μ -PIC で必要とされる増幅率を低減させることが可能となり、安定した長期間観測を可能としている。

μ -PIC

μ -PIC はプリント基板を用いて作られる二次元検出器で、図 1.13 に示す通り、輪切りにした比例計数管を敷き詰めた形状の電極構造をしている [43]。アノードとカソードが縦横方向に直角になるようにそれぞれストリップで接続されており、これらのストリップから電荷の読み出しを行う。アノードをカソードより高い電位とすることで、アノードで電子または陰イオンを、カソードで陽イオンを検出する。各ピクセルの間隔は $400 \mu\text{m}$ で、暗黒物質との弾性散乱で生じる数 mm 程度の短い飛跡を捉えることができる。アノードとカソード間の電位差により雪崩増幅が起きるため単体でもガス増幅が可能である。しかし、アノードとカソードの間の距離が小さく、電圧を印加しすぎると放電により故障する可能性がある。そのため、通常は前述のとおり

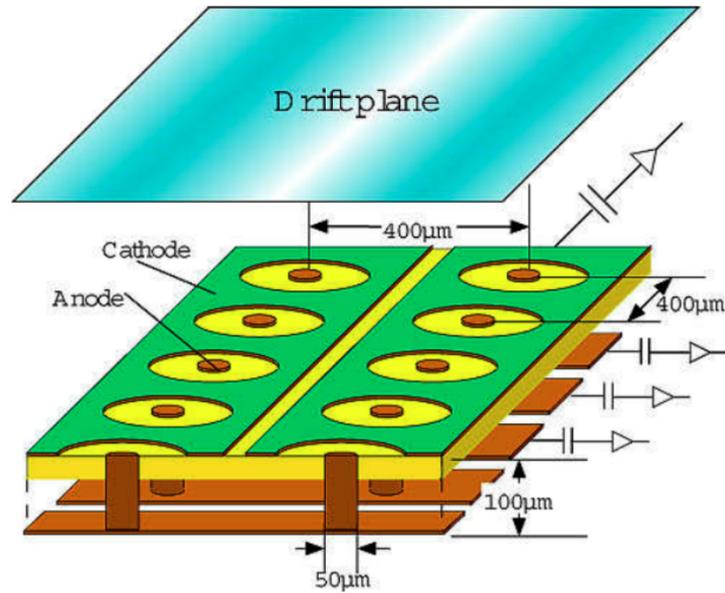


図 1.13: μ -PIC の構成の模式図。

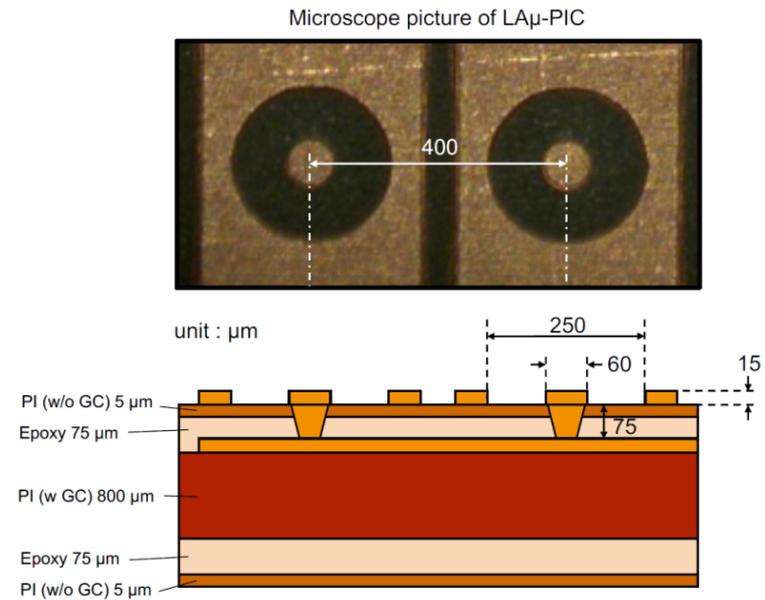
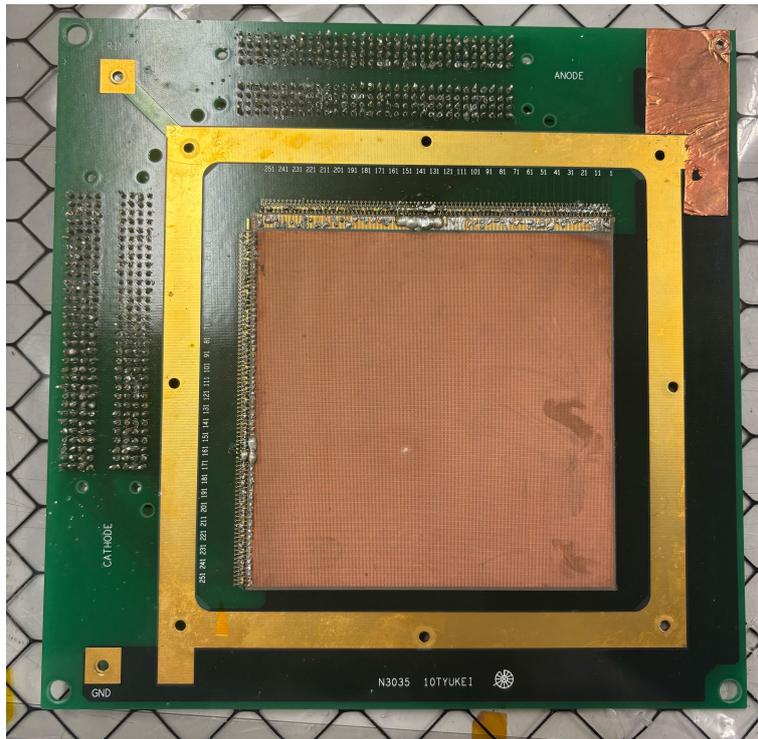


図 1.14: 上図: LA μ -PIC の顕微鏡写真。下図: LA μ -PIC の断面図。

り GEM と組み合わせた運転を行っている。カソードは通常、グラウンド電位で用いる。

NEWAGE では、バックグラウンド削減による感度向上のために LA μ -PIC と呼ばれる、表面から放出される α 線量を低減した μ -PIC を開発した [44]。図 1.14 に LA μ -PIC の断面図、写真を示す。通常の μ -PIC で使用されているガラス繊維を含む材料を表面に使わない改善を行うことで、 ^{238}U と ^{232}Th の同位体起源の α 線放出量を低減している。ガス検出器として通常の μ -PIC と同等の性能を持つことが確認されている。

図 1.15 に、実際の 10 cm 角 μ -PIC の写真を示す。写真中央が μ -PIC であり、上部と左に各電位を持つピ

図 1.15: 10 cm 角 μ -PIC の写真。

ンが露出している。上部がアノード、左がカソードの電位のピンである。このピンが検出器の各電場構造に影響を与えないように、通常は一様電場を形成するためのフィールドケージを μ -PIC の周囲を囲むように設置している。図中で μ -PIC を囲んでいる黄色い部分は通常グラウンド電位に接続し、この部分にフィールドケージ立てて固定する。

GEM

厚さ 100 μm の液晶ポリマー (LCP) の両面に厚さ 5 μm の銅電極を形成したもので、140 μm 間隔で直径 70 μm の穴が形成されている。GEM 上面と下面の銅電極に異なる電圧を印加することで、穴の部分に局所的に強い電場が生成され、電子が雪崩増幅を起こす [45]。

フィードスルーボード

真空容器内部にある μ -PIC から信号を取り出すための機構をフィードスルーと呼ぶ。NEWAGE では、高電圧が直接基板にかからないようにするためのコンデンサと、高電圧印加のための保護抵抗を搭載した基板 (CR ボード) をフィードスルーボードとして用いている。

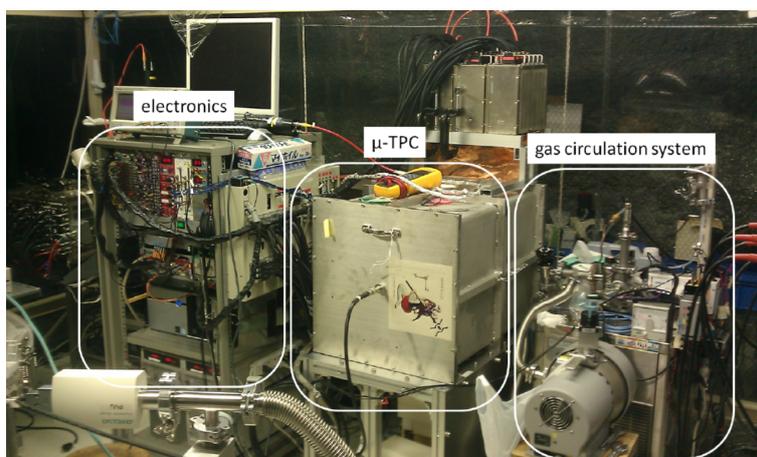


図 1.16: 現行の NEWAGE 検出器 (NEWAGE-0.3b) と、その周辺の様子。electronics が電気回路、 μ -TPC が TPC、gas circulation system がガス循環システムを示す。

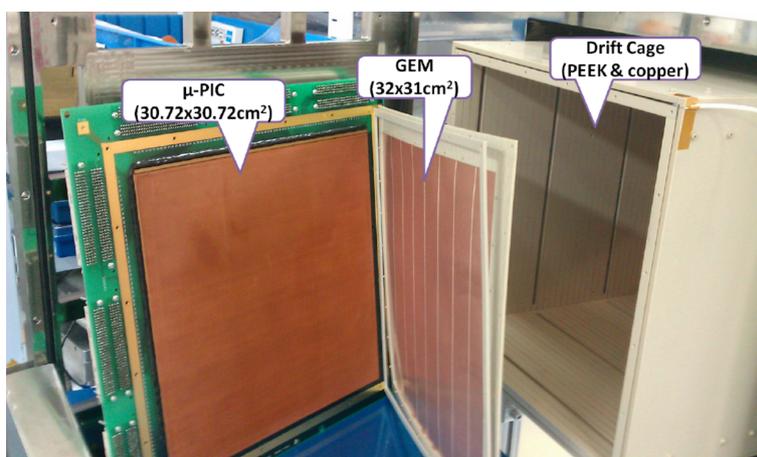


図 1.17: NEWAGE-0.3b 検出器の内部の様子。左から μ -PIC、GEM、フィールドケージが見える。

1.7.2 現在の NEWAGE 実験

現行の検出器

NEWAGE では現在、神岡坑内にある Laboratory B(水深相当約 2700 m) に設置した、NEWAGE-0.3b と呼ばれる検出器を用いて、方向に感度を持つ直接探索を行っている。図 1.16 にシステム全体の様子を示す。検出体積は $31 \times 31 \times 41 \text{ cm}^3$ (39.4 L) であり、GEM と μ -PIC の距離は 4 mm に設定されている。 μ -PIC は $31 \times 31 \text{ cm}^2$ の読み出し面積を持ち、アノードとカソードそれぞれ 768 本ずつ、計 1536 本のストリップで構成されている。ドリフトケージはポリエーテルエーテルケトン (PEEK) で作成されている。PEEK はアウトガスが少なく、暗黒物質探索においてバックグラウンド源となる ^{238}U や ^{232}Th の放射性不純物の含有量が少ないことが知られている。検出器側壁には 1 cm 間隔で銅ワイヤーを設置し、抵抗器で鎖状に接続することで一様電場を形成している。図 1.17 に NEWAGE-0.3b の内部の様子を示す。

分子量	88.01 g/mol
密度	3.76 g/L(15 °C, 1 気圧)
融点/沸点	89.55 K / 143.35 K
W 値	34 eV

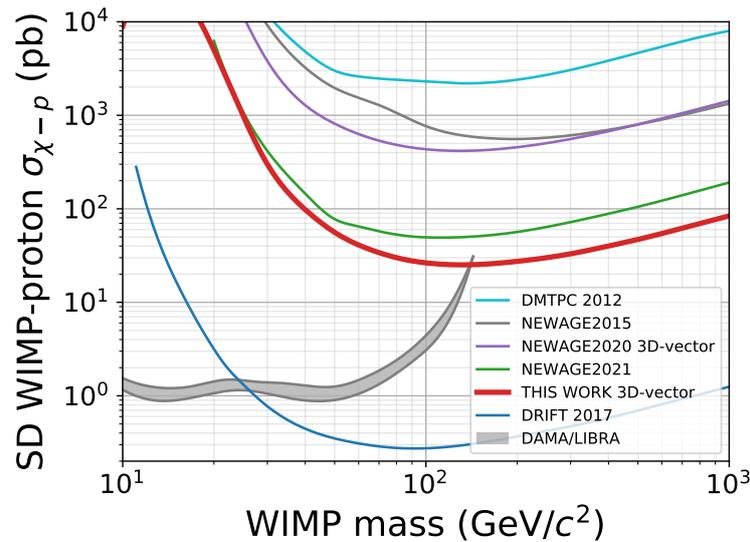
表 1.3: CF₄ ガスの性質

図 1.18: NEWAGE 実験での暗黒物質探索結果 (赤) [46]。横軸は WIMP の質量、縦軸は WIMP と核子の散乱断面積である。赤色で示した部分の上側を排除した。DAMA/LIBRA 実験の結果で示唆されている範囲を灰色で示している。

ガスには CF₄ を用いており、0.1 気圧や 0.066 気圧 (50 Torr) での運転を行っている。CF₄ は WIMPs との相互作用の散乱断面積が大きいフッ素を多く含み、ガス中の電子のドリフト速度が速いため電子拡散が小さいという利点がある。より低圧のガスを用いることで飛跡長を伸長することができ、信号を捉えるストリップ数を増加させることで低閾値化を図っている。ガスは循環システムを用いて循環させている。表 1.3 に CF₄ ガスの性質を示す。W 値は、気体中で 1 つのイオン対を生成するために費やされる平均のエネルギーである。

現状の探索結果

NEWAGE 実験の最新の暗黒物質探索結果を図 1.18 に示す [46]。解析に用いたデータの取得期間、ガスゲイン、測定時間、観測量の一覧を表 1.4 に示す。複数のデータセットがあるのは、検出器内を真空にし、CF₄ ガスを充填するたびにデータの取得を切り替えているためである。



図 1.19: C/N-1.0 の外観

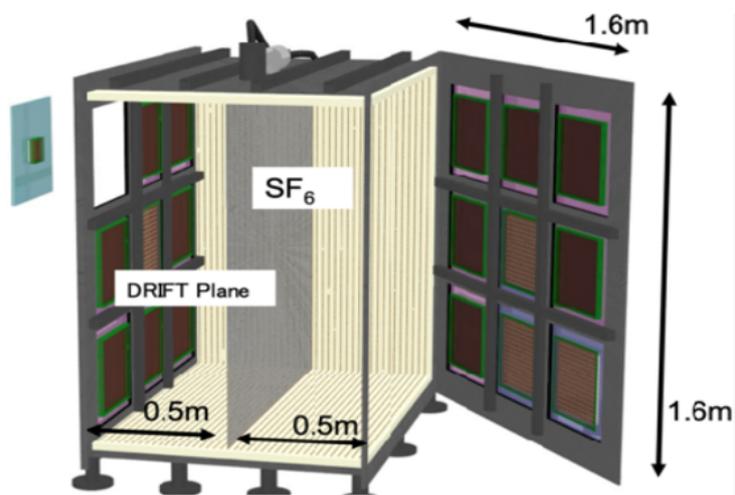


図 1.20: C/N-1.0 の設計イメージ

データセット	データの取得期間	ガスゲイン	測定時間 [days]	観測量 [kg×days]
1	2017/12/12-2018/01/18	2000	13.5	0.135
2	2018/01/23-2018/02/23	1750	20.0	0.200
3	2018/02/28-2018/06/01	1550	58.6	0.586
4	2018/06/06-2018/08/24	1110	52.5	0.525
5	2018/09/20-2018/11/29	1200	60.5	0.605
6	2018/12/05-2019/06/27	1750	45.9	0.459
7	2019/04/26-2019/06/27	1800	49.4	0.494
8	2020/03/04-2020/03/26	1950	17.6	0.176
Total	2017/12/12-2020/03/26		318.0	3.180

表 1.4: 解析に用いたデータの取得期間、ガスゲイン、測定時間、観測量。

1.7.3 大型検出器 (C/N-1.0)

C/N-1.0 の構成

NEWAGE では現在、将来的な感度向上に向けて C/N-1.0 という大型検出器を開発している。C/N-1.0 は現行の検出器を 1 ユニットとして、片面に 3×3 ユニットを搭載できるモジュール型検出器である。図 1.19 に C/N-1.0 の外観、図 1.20 に C/N-1.0 の設計イメージを示す。ドリフトプレーンを挟んで背面にも同じものを設置することができるため、合計 18 ユニットの搭載可能であり、検出領域は最大約 1m³ となる。ガスは低圧の CF₄ または SF₆ を使用予定である。フィールドケージの枠にはアクリルを使用している。図 1.21 に示すように、アクリルの検出器内側の面に銅テープを間隔を置いて貼り付け、抵抗で接続している。これにより、ドリフトプレーンから抵抗を挟むごとに電圧降下が起こり、グラウンドまで一様な電場を形成する。

循環系

数ヶ月間以上の長期測定を可能とするために、NEWAGE-0.3b と同じく、循環システムによりガスを循環させる。C/N-1.0 はフィールドケージの枠としてアクリルを使用しているために、アウトガスとして水が多く放出されてしまう問題がある。先行研究によって、水の混入量が増加すると SF₆ ガスを用いる利点である絶対位置の測定が困難になることが判明している。また、暗黒物質探索におけるバックグラウンド源として、検出器の内部表面から気体として染み出す ²²²Rn の崩壊過程で生じる α 線があげられる。この α 線の全エネルギーは暗黒物質探索を行うエネルギー範囲よりも大きいため、α 線の一部のみが検出され、低エネルギー事象として計測されてしまった場合に、バックグラウンドとなる。

これらを取り除くため、循環系内に二種類のフィルターを設置している。まず、水を除去するためのゼオラムというフィルターである。しかし、このフィルターは ²²²Rn 源となる。そのため、ゼオラムより後方に、低 BG ゼオライトという ²²²Rn を除去するためのフィルターを設置している。このフィルターは冷却することで性能が上昇するため、冷却機の中に設置している。この 2 つのフィルターを通過したガスを静電捕集型の ²²²Rn 計と露点計によって測定し、残存するガス不純物量を定量する。フィルターの効果により、水は絶対位置の測定に影響の無い範囲まで低減させることができている。また ²²²Rn は 95% C.L. でフィルター不使用時

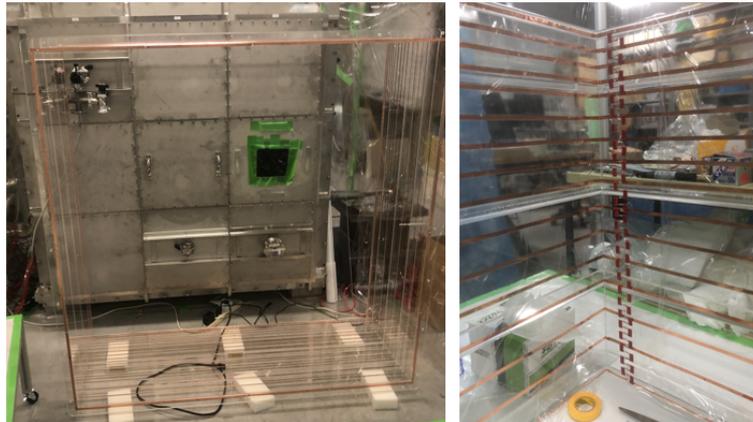


図 1.21: 左図：フィールドケージ (アクリル) に銅テープを貼った様子。フィールドケージの内側に、約一周分にカットしておいた銅テープを両面テープを用いて貼り付け、銅テープの始めと終わりの部分をはんだ付けすることで、閉じた四角形の銅テープが並んだ状態になっている。右図：フィールドケージを内側から見た写真。銅テープを抵抗で接続しており、これにより電圧降下を引き起こし、一様な電場を形成する。

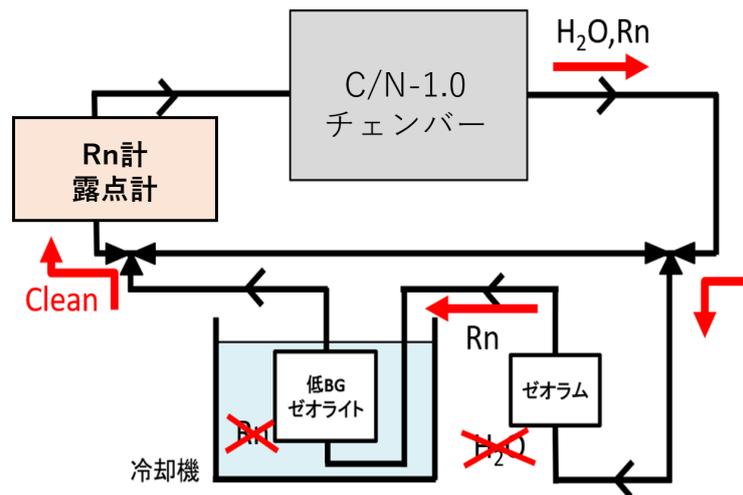


図 1.22: C/N-1.0 の循環系の概略図。白い四角で示された二か所がフィルターである。

の 1/2 以下程度まで検出数を減少させられることが判明している。

予想される制限曲線

図 1.23 に、C/N-1.0 の全モジュールを稼働させた状態で、1 年間データを測定した場合に予想される制限曲線を示す。この時点で、DAMA/LIBRA で主張されている範囲を大きく探索することができ、現行の検出器の制限を大きく更新する。

方向に感度を持つ暗黒物質探索実験の国際的なコミュニティでは、将来的に CYGNUS と呼ばれる国際共同実験を計画している。図 1.24 は、いくつかの体積の検出器について、6 年間の観測での感度を示している。

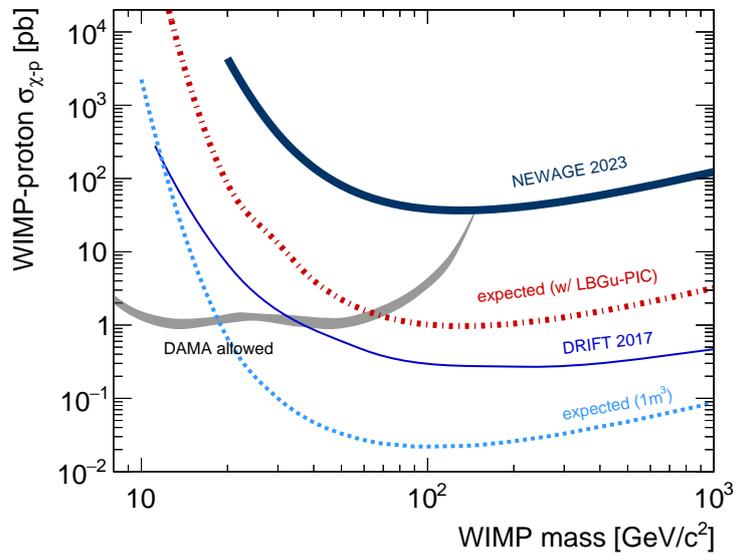


図 1.23: C/N-1.0 の全モジュールを稼働させた状況で、1 年間データを取得した場合に予想される制限曲線。

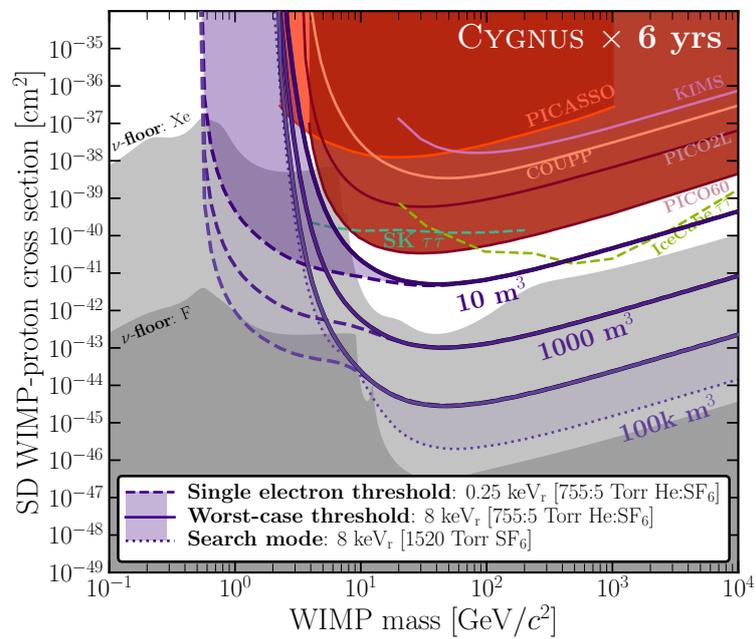


図 1.24: 将来計画されている国際共同実験 CYGNUS での感度曲線。いくつかの体積の検出器について、6 年間の観測での感度を示している [47]。灰色で示された部分がニュートリノフロアであり、薄い灰色がキセノン、濃い灰色がフッ素のニュートリノフロアである。

C/N-1.0 にすべてのモジュールを組み込むことで 1 m^3 の検出容積を得ることができるため、C/N-1.0 を完成させることができれば、C/N-1.0 を1モジュールとして同じものを量産することにより、検出領域の巨大化が可能である。

1.8 本研究の目的

1.8.1 モジュール型検出器の開発

1.7.3 節で述べた通り、C/N-1.0 はモジュール型検出器を搭載することで大容量化を実現する検出器である。1モジュールあたりに使用できる面積が $45 \times 45 \text{ cm}^2$ 、フランジに形成されている窓の大きさは $41 \times 41 \text{ cm}^2$ である。現行の μ -PIC を使用する場合には、読み出しのためのコネクタなどのために、1モジュールあたりの読み出し面積は $30 \times 30 \text{ cm}^2$ となる。このモジュール型検出器の開発では、今後同様のモジュール型検出器を最大数の18個搭載することを考慮し、モジュールとその読み出し同士が干渉しない設計が必要である。先行研究でこれを可能とする読み出しの設計が行われたため、この方法を用いて動作する検出器:Module-1の開発を行った。また、C/N-1.0 に導入するにあたり検出面付近の設計上の問題による電場の乱れが予測されたので、この解決を試みた。

1.8.2 モジュール型検出器の性能評価

試験用のチェンバーを用いて、開発したモジュール型検出器の動作確認を行った。また、モジュール型検出器をC/N-1.0に導入するにあたり、従来の検出器を動作させる方法と異なる点があるため、この影響について調査した。さらに、暗黒物質探索を行うにあたり、探索に十分な性能を有しているか、現行の検出器性能からモジュール型検出器に必要な性能を見積もり比較検証を行った。

1.8.3 暗黒物質探索における検出器への要請値

上記の開発・評価を行うために、現行検出器の性能及び物理的な観点から、モジュール型検出器への各要請値を検討した。各要請値のまとめを表1.5に示す。

まず、検出器を現行の検出器と同等の性能で動作させるために必要な要請値について列挙する。検出器の安定したガスゲインについて、現行検出器と同程度の2,000を要請値として設定した。ここで、使用ガスは0.1気圧の CF_4 を想定している。エネルギー分解能はNEWAGEの最新結果を導出したデータの平均から、エネルギー閾値50 keVで12.4%を要請値と設定した。要請値のガスゲインにおける安定動作期間に関しては、NEWAGEの最新結果の導出に使用したデータセットのガス交換の間隔を要請値と設定した。

以降は、実際に原子核反跳事象から暗黒物質探索を行うにあたり、検討する必要がある要請値である。まず暗黒物質探索のエネルギー閾値について、開発した検出器は現行の検出器の2倍の読み出しピッチであるが、その分1ストリップで測定する電荷量は多くなるため、S/N比は改善されると予想される。よって現行検出器と同じ50 keVをひとまずの要請値と設定した。次に検出効率について、現行の検出器から、直接探索実験における背景事象である環境 γ 線による電子反跳事象を排除するために様々な事象選択を行うため、検出効率は最終的に低くなることが予測される。現行検出器と同程度の性能を想定し、探索を行う全エネルギー範囲でのトリガー効率が50%以上、事象選択後の原子核反跳事象の検出効率10%程度を要請値と設定した。角度分解能に関しても、NEWAGEの最新の結果から、55度程度を要請値と設定した。

項目	要請値
ガスゲイン	2,000
エネルギー分解能	12.4% (50 keV)
安定動作期間	1 ヶ月
エネルギー閾値	50 keV
トリガー効率	50%
原子核反跳事象の検出効率	10%
角度分解能	55 度

表 1.5: 本研究で開発するモジュール型検出器への要請値

第 2 章

モジュール型検出器開発

2.1 モジュール型検出器設計における留意点

C/N-1.0 で使用するモジュール型検出器を開発するにあたり、チェンバーと検出器が一对一で完結する従来の検出器とは異なるために留意すべき点がある。本節ではこれらを順に説明する。

2.1.1 フィールドケージとドリフト電場

チェンバーと検出器が一对一である従来の検出器は、GEM を囲うようにフィールドケージを設置することで有感領域を設定している。そのため、検出器上面 (GEM 上面と同じ高さに位置する面) に GEM 上面と異なる電位を持つ部品があったとしても、一様電場の形成には影響がない。一方で、C/N-1.0 はチェンバー全体で一つのフィールドケージを有する構造となっている。そのため、検出面付近に異なる電位を持つ部品がある場合、その付近の電場の形成に大きな影響を与える可能性がある。しかし、図 1.15 に示した通り、 μ -PIC は設計上、 μ -PIC のアノードとカソードの電位を持つピンが検出器上面に突出してしまう。2.1.2 節で述べるように、C/N-1.0 では μ -PIC のカソードとアノード両方に正の電圧を印加する必要があるため、どちらのピンも電場に影響を与える可能性がある。また、1.7.1 節で述べた通り、 μ -PIC での増幅はアノードとカソードの間の電圧差によって生じるため、アノードはカソードよりさらに大きな正の電圧を印加する必要がある。そのため、特にアノードのピンが大きく影響を与えると考えられる。

μ -PIC のアノードとカソードのピンがドリフト電場に与える影響を調べるため、電場シミュレーションソフト Femtet [48] を用いて電場構造のシミュレーションを行った。その結果、図 2.1 に示すように、有感領域内のピン付近の領域についてドリフト電場が乱れることが判明した。また、 μ -PIC 中心でのドリフト電場の大きさに対する、検出領域の外周部 (中心からアノードピン方向に 4 cm 地点、図中で黒色の矢印で示した位置) でのドリフト電場の大きさの相対値を、ドリフト距離の関数として表した結果を図 2.2 に示す。最大で μ -PIC 中心部に対し $\pm 10\%$ 程度の電場の大きさの乱れが観測された。ドリフト電場の乱れは、検出領域内で電離した電子または陰イオンの損失や、原子核反跳の角度分解能の劣化につながる可能性があるため、改良の必要がある。

2.1.2 μ -PIC への電圧印加

1.7.1 節に述べたように NEWAGE ではガス TPC を使用しており、ガス中で電離された電子または陰イオンをドリフト電場によって GEM までドリフトさせ、GEM 及び μ -PIC で雪崩増幅を起し、 μ -PIC で検出

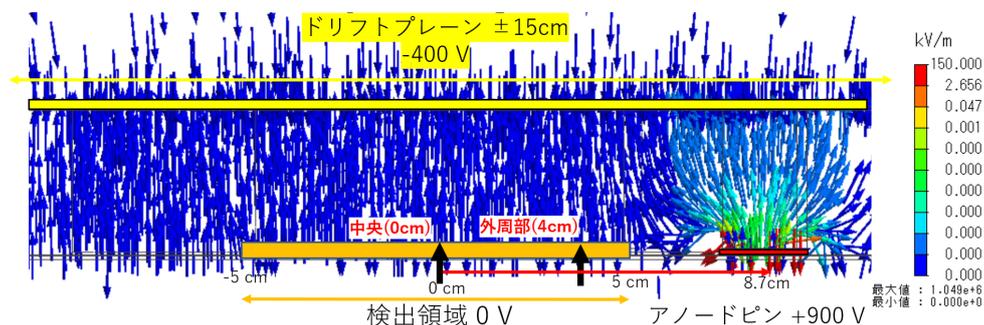


図 2.1: アノードのピンの影響について、Femtet を用いた Module-1 の電場構造シミュレーションの結果。矢印は電場の向きを示し、矢印の色が青いほど弱く、赤いほど強い電場であることを示す。アノードピン付近では電場構造は電場の向きが斜めになっており、電場が乱れていることがわかる。

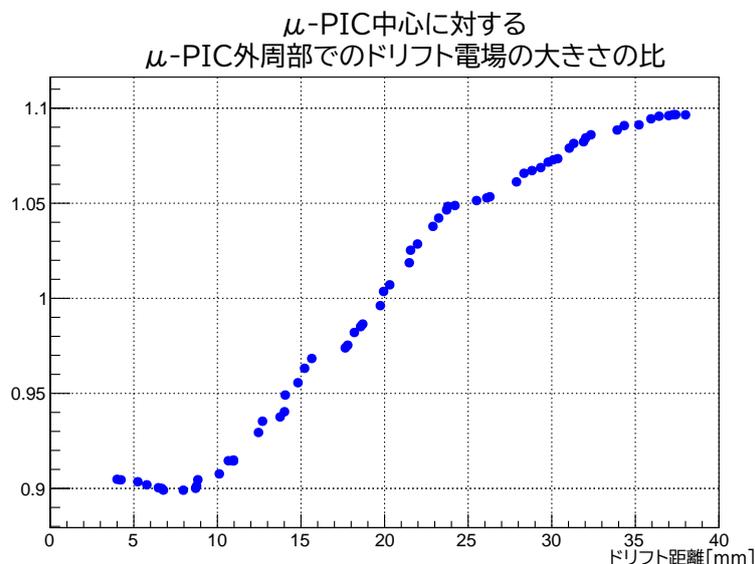


図 2.2: μ -PIC 中心でのドリフト電場の大きさに対する、検出領域の外周部でのドリフト電場の大きさの相対値の、ドリフト距離依存性。

する。従来の使用方法では、電圧印加を簡単にするために μ -PIC のカソードをグラウンド電位として使用している。GEM は μ -PIC よりも低い電位である必要がある。そのため、GEM 上面や下面には負の電圧を印加して使用している。しかし図 2.3 に示すように、C/N-1.0 はモジュールのスペースごとの仕切りが検出器内部にせりだした構造になっており、各モジュールのグラウンド電位は仕切りの上部位置に合わせる構造とする必要がある。そのため、モジュールで最も上部に位置する GEM 上面をグラウンド電位とする必要がある。よって、図 2.4 に示すように、それより検出器側にある GEM 下面、 μ -PIC のアノードとカソードには正の電位を与える必要がある。 μ -PIC はカソードに電圧を印加しての使用実績がほぼないため、動作の問題がないかの確認が必要である。

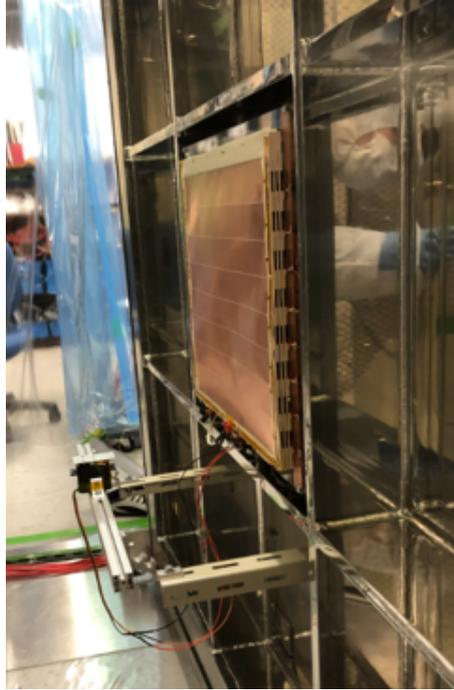


図 2.3: C/N-1.0 のモジュールをはめ込む部分をチェンバー内部方向から見た写真。例として中央のモジュール枠にモジュールが搭載されており、モジュールの最も高い面が、モジュールを囲むようにせり出している仕切りと一致している。

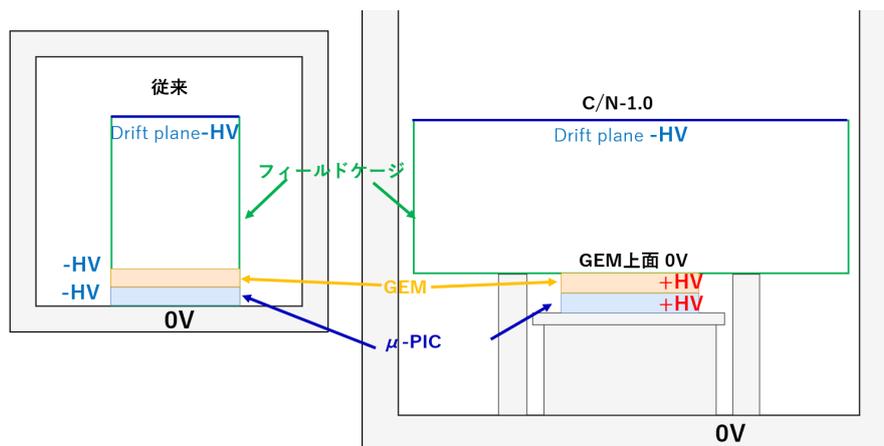


図 2.4: 従来の検出器と C/N-1.0 に導入したモジュールを動作させる場合の印加電圧の違い。

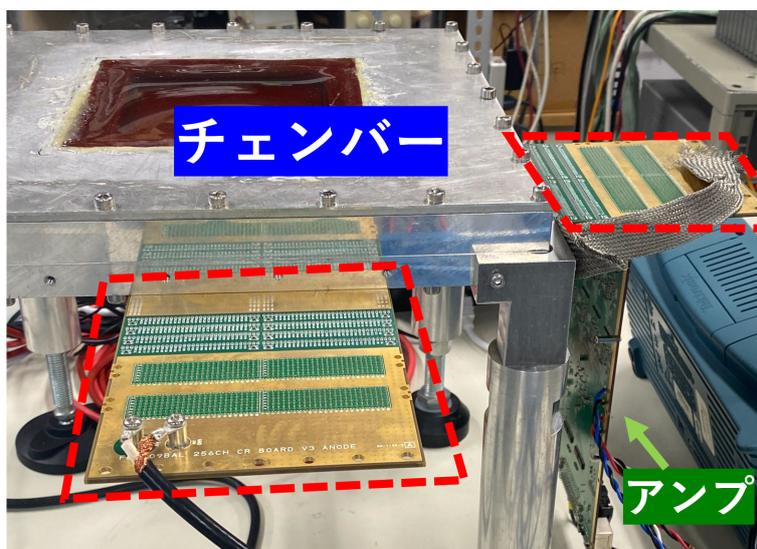


図 2.5: 従来の読み出しの様子。赤い破線で囲った部分がフィードスルーボードである。検出器の外側に大きくはみ出している。

2.1.3 背面読み出し回路

従来の検出器の読み出し回路の様子を図 2.5 に示す。従来の検出器では、フィードスルーボードが検出器の外側に大きくはみ出す構造となっていた。C/N-1.0 では 1 モジュールあたりに使用できる面積が $45 \times 45 \text{ cm}^2$ である。現行の μ -PIC を使用する場合には、読み出しのためのコネクタなどのために、1 モジュールあたりの読み出し面積は $30 \times 30 \text{ cm}^2$ となる。将来的に C/N-1.0 に複数のモジュール型検出器を搭載するにあたり、従来の読み出し回路のままでは、隣のモジュールと読み出し部分が干渉してしまうという問題点がある。C/N-1.0 の中心部分以外に搭載するモジュール型検出器に関しては読み出し回路を C/N-1.0 の外側にはみ出す構造とすることは不可能ではないものの、検出器を開発するたびに追加の設計が必要となる。また、1.7.3 節で述べた通り、C/N-1.0 は同じモジュール型検出器を複数用意し、さらに C/N-1.0 を複数用意することで検出領域の大型化を可能にする検出器である。よって、すべてのモジュール型検出器を C/N-1.0 に搭載できたとしても、読み出し回路が外にはみ出していると C/N-1.0 同士を並べるのにチェンバーそのもののサイズ以上のスペースが必要となり、大型化を妨げる要因になってしまう。よってこのモジュール型検出器読み出しには、モジュールとその読み出し同士が一切干渉しないように、1 つのモジュールの背面で読み出し回路が完結する設計が必要である。

2.2 モジュール型検出器の設計

2.2.1 ドリフト電場構造の改善のための設計

ドリフト電場構造の乱れ改善するため、各ピン上部を厚いポリイミドフィルムで保護し、検出器上面と同じ高さになるように高さを調整した上に銅箔を貼り付け、GEM 周辺からピン上部までを覆うような構造を考案した。銅箔は GEM 上面と等電位になるようにはんだで接続する。この状態を仮定し再度シミュレーション

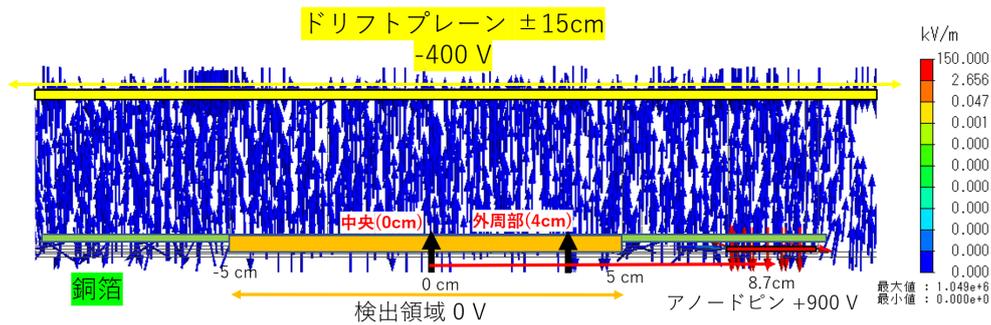


図 2.6: アノードピンがドリフト電場の形成に与える影響について、ドリフト電場の乱れの改善を施した仮定での Module-1 の電場構造シミュレーションの結果。矢印は電場の向きを示し、矢印の色が青いほど弱く、赤いほど強い電場であることを示す。改善前にアノードピン付近で見られていた大きな電場構造の乱れが解消している。

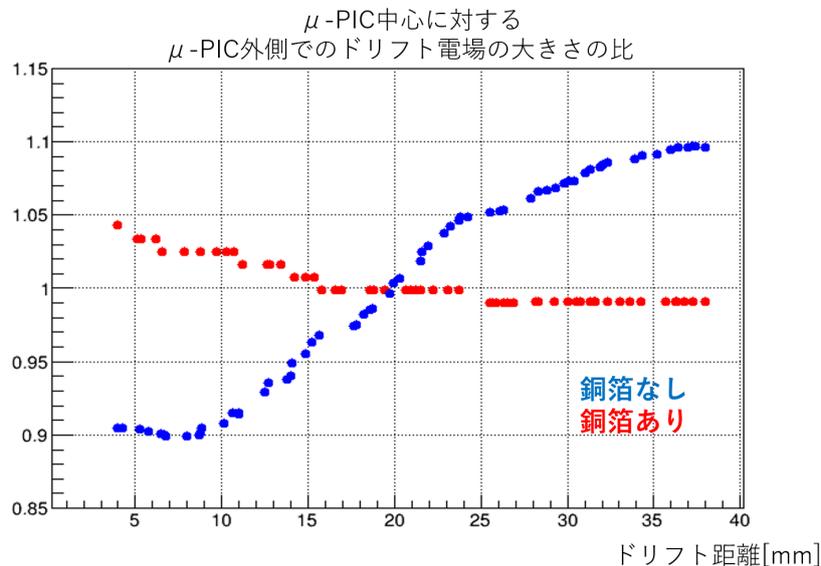


図 2.7: μ -PIC 中心でのドリフト電場の大きさと、 μ -PIC 外側でのドリフト電場の大きさの比をドリフト距離を変化させて調査した結果。青が改善前、赤が改善後であり、ドリフト電場の乱れが小さくなり改善されたことを示す。

を行った。その結果、図 2.6 に示すように、アノードピン直上の電場構造に大きな改善が見られた。図 2.1 においてアノードピンの影響で検出領域右端部分で電場が斜めのベクトルで表示されていた部分も改善が見られる。また、 μ -PIC 検出領域の外周部 (中心からアノードピン方向に 4 cm 地点、図中で黒色の矢印で示した位置) での検出器領域中心に対する相対的なドリフト電場を、改良の前後で比較した。この結果を図 2.7 に示す。図中の青い点は図 2.2 と同じプロットである。ドリフト電場の大きさの乱れを最大で μ -PIC 中心部に対し $\pm 5\%$ 程度まで低減することができた。また、改善前の状態では、この比が 1 に近い値をとるのはドリフト距離 20 mm 付近のごく一部に限られていたが、改善後はほぼ全てのドリフト領域で 1 に近い値を取ることが確認された。

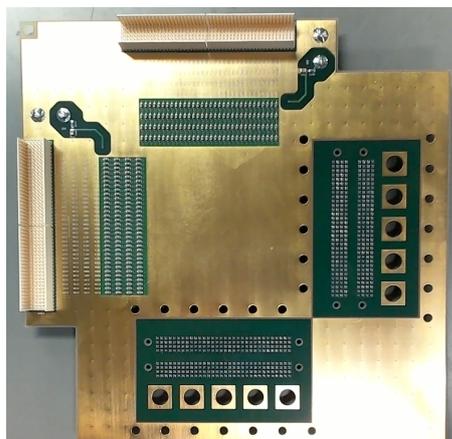


図 2.8: 先行研究によって開発された、背面読み出しのためのフィードスルーボード。

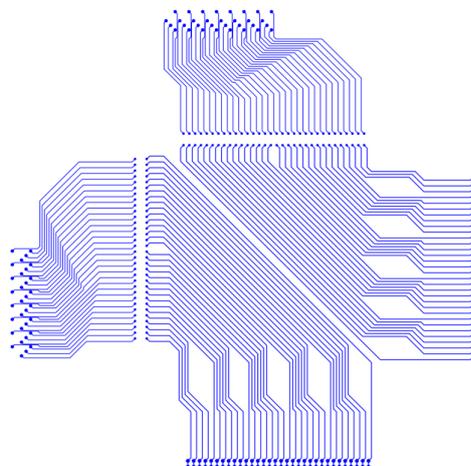


図 2.9: 先行研究によって開発されたフィードスルーボードの配線図。

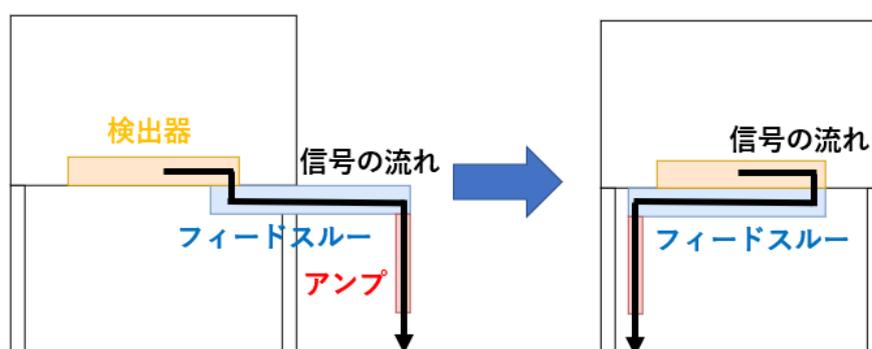


図 2.10: 従来の読み出しから背面読み出しへの変更の様子。

2.2.2 背面読み出しのためのフィードスルーボード

隣合うスペースにもモジュールを導入できるように、共同研究者である京都大・高田氏による先行研究によって、検出器の真後ろで読み出しが完結する新たなフィードスルーボードが開発された。図 2.8 に開発されたフィードスルーボードを、図 2.9 にその内部の接続の様子を示す。図 2.8 の右側、下側の部分で背面の μ -PIC と接続する。図 2.10 に変更されたフィードスルーボードでの信号の流れを示す。図中の検出器とフィードスルーボードの接続部分が μ -PIC との接続部分である。これは 2 次元的に見た図であるが、フィードスルーを折り返した形状の回路設計にすることで、検出器背面で読み出しが完結する構造が実現可能となる。ただし、このフィードスルーボードは試験的に作成されたものであり、本来の μ -PIC の読み出しチャンネル数であるアノード 256+ カソード 256 チャンネルではなく、アノード 128+ カソード 128 チャンネルになってしまっている。そのため、読み出しピッチは $800 \mu\text{m}$ となっている。

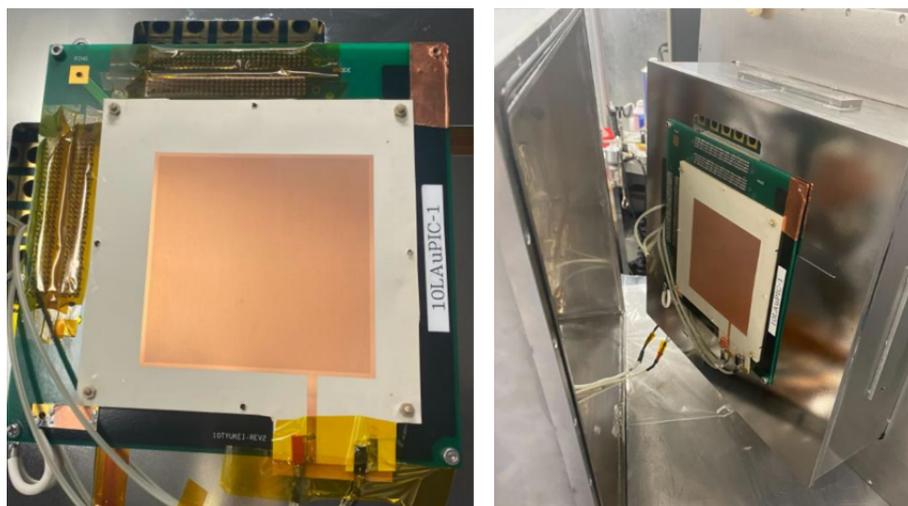


図 2.11: 左図: Module-1 を正面から見た写真。GEM の奥に μ -PIC が設置されている。 右図: Module-1 を斜めから見た図。後述する試験用チェンバーに Module-1 を導入しようとしている様子。

2.3 モジュール型検出器 Module-1

前節の設計に従ってモジュール型検出器を製作した。本節ではその特徴をまとめる。

2.3.1 構成

Module-1 は、10cm 角の GEM と μ -PIC を組み合わせた検出器である。現在地下で稼働中の NEWAGE-0.3b が 30 cm 角であるのに対し Module-1 が小さいのは、チャンネル数の増加に伴い読み出し回路が大きくなってしまったため、試験的に作成されたモジュールであるためである。また、読み出し回路を検出器背面で完結させるための設計により、 μ -PIC の読み出しピッチは 800 μ m となっている。図 2.11 に Module-1 を GEM の上方向から見た写真を示す。また、図 2.12 に Module-1 を横から見た概念図を示す。Module-1 で使用している μ -PIC は LA μ -PIC である。GEM と μ -PIC 間の距離は約 3 mm である。

2.3.2 ドリフト電場構造の改善

2.2.1 節で設計した方針に従って Module-1 を改良した。検出器を上面から見た写真を図 2.13 に示す。可能な限りグラウンド電位への影響を排除するため、露出している μ -PIC のピン上部を含め大きく検出器を覆うように銅箔を設置した。銅箔は GEM 上面と同電位となるように電氣的に接続している。

2.3.3 背面読み出し回路の実装

図 2.14 に実際に組み立てた Module-1 の背面読み出しの様子を示す。モジュール型検出器のチェンバーへの搭載作業のために取っ手がついており、この範囲まで読み出し回路が広がってしまうと作業性が悪化する

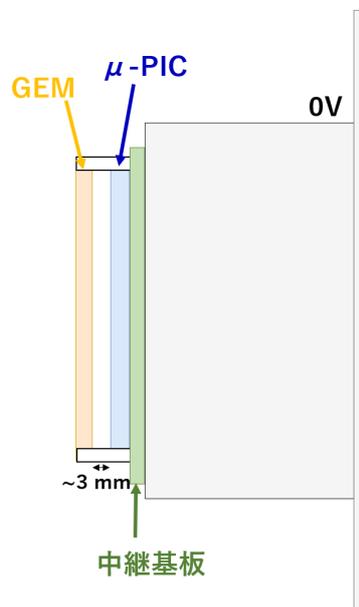


図 2.12: Module-1 を横から見た概念図。0 V と表記している部分は図 2.11 の銀色部分で、グラウンド電位と接続している。

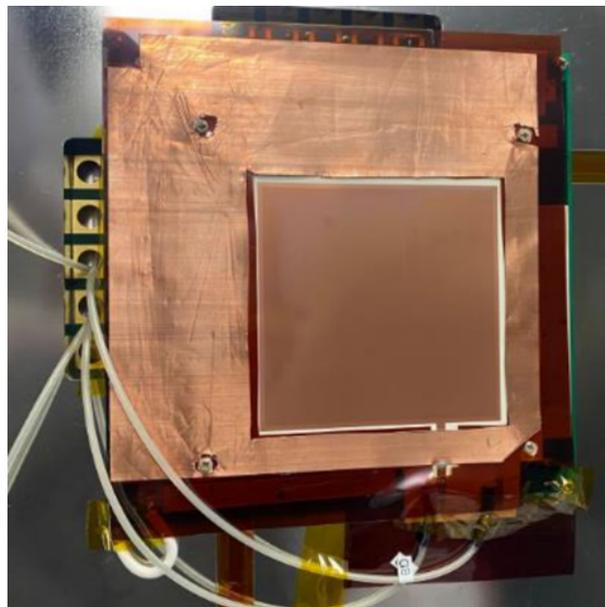


図 2.13: 電場構造改善のための改良を施した Module-1 の様子。図 1.15 で見えていた μ -PIC のアノードピンとカソードピンが遮蔽され、全体が GEM 上面と同電位の銅箔で覆われている。

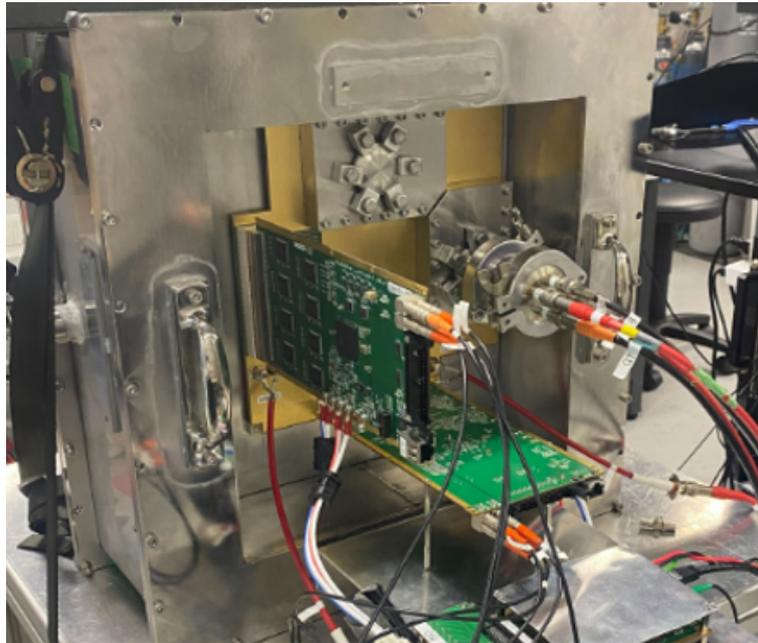


図 2.14: Module-1 の背面読み出し回路の様子。読み出し回路は、フィードスルーボードと同等の範囲内、すなわち検出器背面で完結している。

とともに、近隣のモジュールの読み出しと干渉しかねない。Module-1 の背面読みだしは基板とケーブルの接続などではみ出す可能性のある部分を含めてもフィードスルーボードと同等の範囲に留まっており、完全に検出器背面で完結している。

第3章

モジュール型検出器の性能評価

3.1 実験のセットアップ

3.1.1 試験用チェンバー

本研究では、試験用チェンバーを用いてモジュール型検出器の動作確認、ならびに性能評価を行った。図 3.1 に試験用チェンバーの様子、図 3.2 に試験用チェンバーに Module-1 を導入した状態の断面図を示す。試験用チェンバーはドリフト距離が 4 cm, ドリフトプレーンが $30 \times 30 \text{ cm}^2$ で設計されており、これを覆うようにアクリルの枠が設置されている。ドリフトプレーンから見て検出面と反対方向に厚さ $125 \mu\text{m}$ のポリイミド製のシートがあり、約 $10 \times 10 \text{ cm}^2 \times 9$ 枚分に区切られている。この部分はチェンバーの内外がポリイミドシートのみで隔たれているため、外部から X 線や β 線の照射試験を行うことが可能である。

このチェンバーに Module-1 を搭載した。チェンバーを真空に引いてガスを導入し、封じ切りの状態で検出器運転を行った。以降の実験で、使用したガスはすべて CF_4 0.1 気圧である。

電圧を印加するのはドリフトプレーン、フィールドケージの下面であるドリフトボトム、GEM 上面、GEM

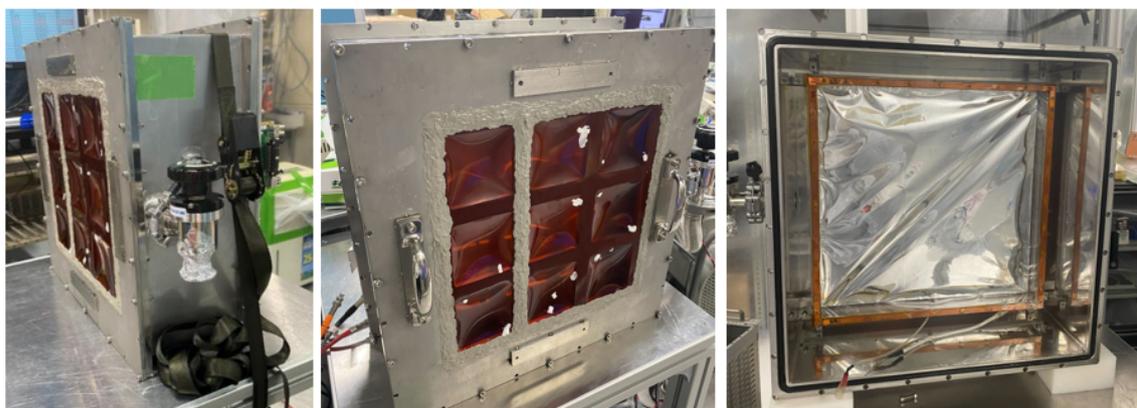


図 3.1: 試験用チェンバーの様子。左図：側面から見た様子、中央図：正面から見た様子、右図：検出面側からドリフトプレーンを見たチェンバー内側の様子。

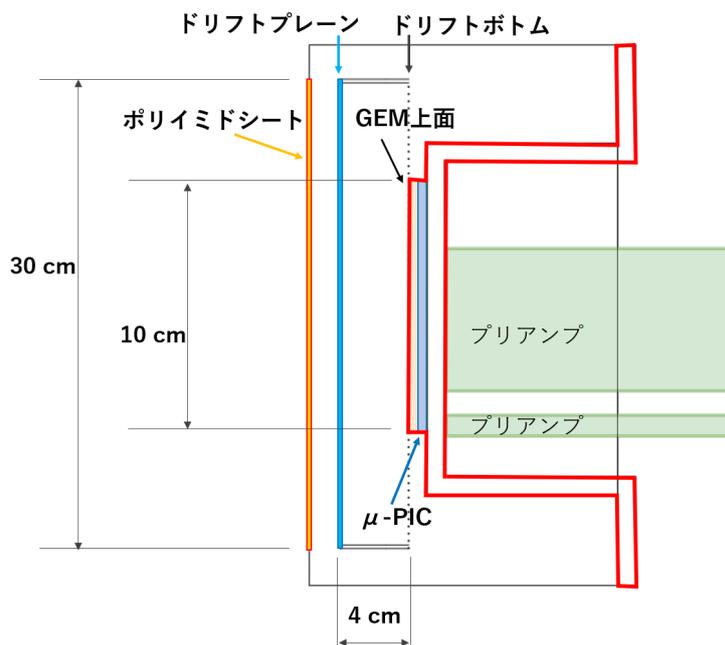


図 3.2: 試験用のチェンバーに Module-1 を導入した状態の断面図。図 2.14 からわかるように、背面がチェンバー内部に凹んだような設計になっている。

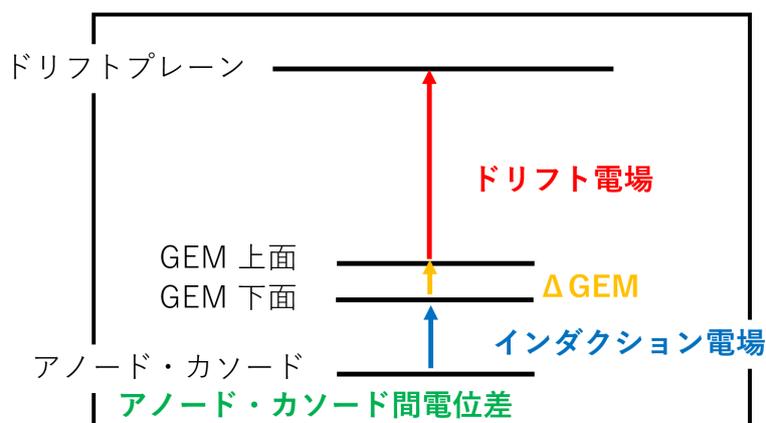


図 3.3: 電圧を印加する場所と各電位差・電場の名称。μ-PIC については図 1.13 を簡略化している。

下面、μ-PIC のアノードとカソードの計 5 か所である。ドリフトボトムは図 3.2 に示すように、μ-PIC からの距離が GEM 上面と等しく、2.1.2 節での要請通り、グラウンド電位に接続している。図 3.3 に各電位差に対する名称を示す。以降、電位差に関する記述はこの名称を使用する。

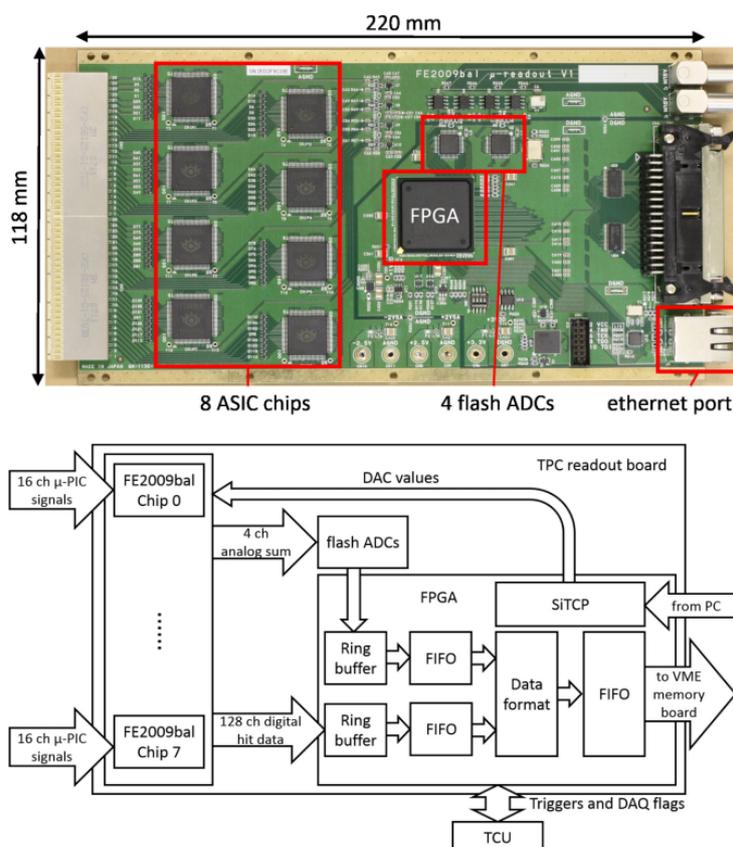


図 3.4: 上図：読み出し基板の写真。下図：読み出し基板のブロック図 [49]

3.1.2 データ収集システム (DAQ)

読み出し基板

図 3.4 に本研究で用いた μ -PIC の読み出し基板とそのブロック図を示す。この基板は μ -PIC の読み出し基板として京都大学で開発されたものであり、前述のフィードスルーボードを介して μ -PIC に接続されている [49]。1 枚の基板で 128 チャンネルの信号を扱うことができる。各基板は、8 枚の Application Specific Integral Circuit(ASIC) チップ、4 つの Flash Analog to Digital Converter(FADC)、Field Programmable Gate Array(FPGA)、Ethernet port で構成されている。信号情報は、まず ASIC 内で増幅された後、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 チャンネルずつまとめられて 4 つの FADC に送られ、波形情報はボード上で 50 MHz でデジタル化されるとともに (以降 FADC 波形と呼ぶ) アナログ信号として外部で確認することができる (以降アナログ信号と呼ぶ)。ヒットパターンの信号は 100 MHz で時間分割され、各クロックについて 128 チャンネルの ON/OFF が記録される。波形情報とヒットパターン情報は FPGA 内部のリングバッファに逐次保存される。Low Voltage Differential Signaling(LVDS) 信号のトリガーによりデータ取得を停止し、リングバッファに保存されたデータを 10.24 μ s 遡って読みだしたデータを Ethernet 経由で PC へ送信する。

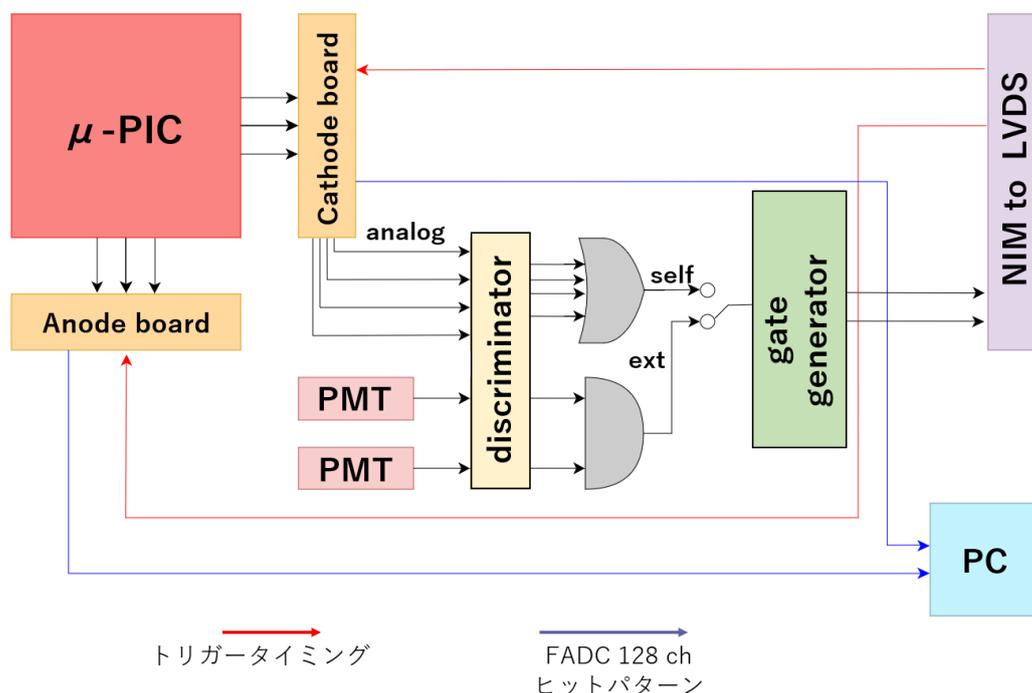


図 3.5: 本研究で用いたデータ収集システムの概略図。self はセルフトリガー、ext は外部トリガーを示す。

データ収集システム/データ取得トリガー

図 3.5 にデータ収集システムの概略図を示す。本研究ではセルフトリガーと外部トリガーの2種類のトリガーを使用する。線源を用いた信号取得やエネルギー較正、暗黒物質探索ではセルフトリガーを用いる。セルフトリガーモードでは、32チャンネルごとにまとめられたカソードのアナログ信号4チャンネルをディスクリミネーターで二値化したものの論理和をとることでトリガーを作成する。外部トリガーは後述する宇宙線 μ の検出に用いている。本研究では検出領域の上部と下部にプラスチックシンチレーターを設置し、これに接続したPMTの信号の論理積をトリガーとして用いている。どちらのトリガーを使う場合でも、全てのヒットストリップについてのヒット情報と、4チャンネルにまとめられた波形情報が記録される。

ADC 積分値から電荷量への変換

図 3.6 に FADC 波形の様子を示す。縦方向が ADC 値での波高、横方向は時間情報である。FADC 波形は1枚の基板あたり4チャンネルで、各 bin は 20 ns 幅になっている。各ストリップに接続されているチャージアンプの出力電圧は電荷に比例している。FADC では、これらを足し合わせた波形を測定しているので、ストリップ間のタイミングがずれて足された波形が存在することから、時間で積分することで入力電荷量を見積もることができる。波形は信号が来ていないタイミングの ADC 値からベースラインを計算し、それを差し引いた値を足し合わせて ADC の積分値を求めた。

ADC の積分値と入力電荷量との関係を知るために、既知の電荷を注入してそれぞれの波形について較正係

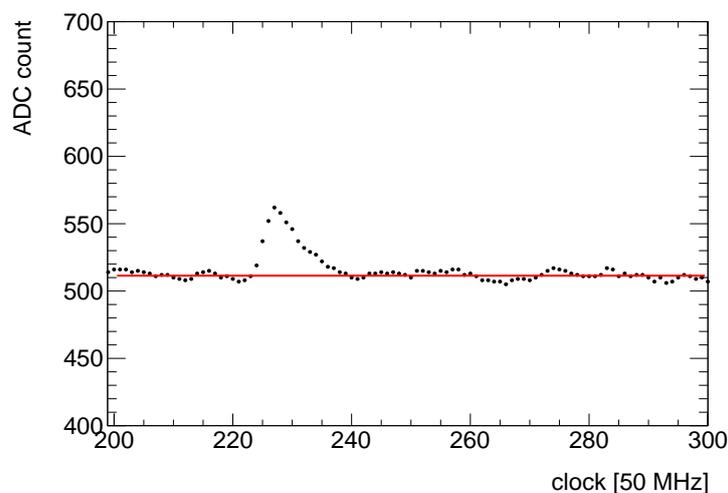


図 3.6: FADC 波形のイメージ図。50 MHz で波形情報を保存するため、1 clock の幅は 20 ns となる。赤線はベースラインを示している。

数を取得した。図 3.7 は 0.97 pC の電荷を入力した際に得られた ADC の積分値の分布である。電荷量の小さい(左)のピークはペDESTAL、電荷量の大きい(右)のピークは 0.97 pC のテストパルスを入力電荷に対応する。入力電荷量を変えて同様の測定を行った結果を図 3.8 に示す。得られた ADC 積分値のヒストグラムを二つの正規分布でフィッティングし、それぞれの mean 値とその誤差をプロットした。青色で示したペDESTAL部分の mean 値は入力電荷にかかわらず一定値となった。一方で、入力電荷に対応する成分の mean 値は入力電荷量と比例関係が確認された。入力電荷と ADC 積分値の関係を直線でフィッティングした結果から、ADC 積分値 ΣADC と入力電荷 $Q[\text{pC}]$ の関係が以下の式で表わされることが分かった。

$$\Sigma\text{ADC} = (207.7 \pm 5.2) \times Q + (11.6 \pm 4.1) \quad (3.1)$$

以下の解析では、この関係によって得られた電荷量で表記する。

3.2 X線源による検出器の基本特性評価

ガス検出器としての基礎的な特性評価として、 ^{55}Fe 線源からの特性 X 線をモジュール型検出器に照射し、ガスゲインの各種電圧依存などを測定した。なお、3.2.4 節まではゲインの位置依存性を考慮せず、検出面の全範囲を用いて実験を行っている。

3.2.1 エネルギースペクトル

^{55}Fe 線源を用いて、5.9 keV の特性 X 線のアナログ信号を観測しながら、FADC 波形を用いてエネルギースペクトルを取得した。測定に使用した各電位差を表 3.1 に示す。なお、本測定では GEM 上面をグラウンド電位としている。

オシロスコープで観測した信号を図 3.9 に示す。信号は 400 mV 程度で観測できており、対するノイズレベルは十分に小さい。線源を外すことで、この信号が観測できなくなることも確認できている。ADC 積分値を 3.1 式を用いて電荷に変換したヒストグラムを図 3.10 に示す。電荷量の大きい分布と、電荷量の小さい分布が

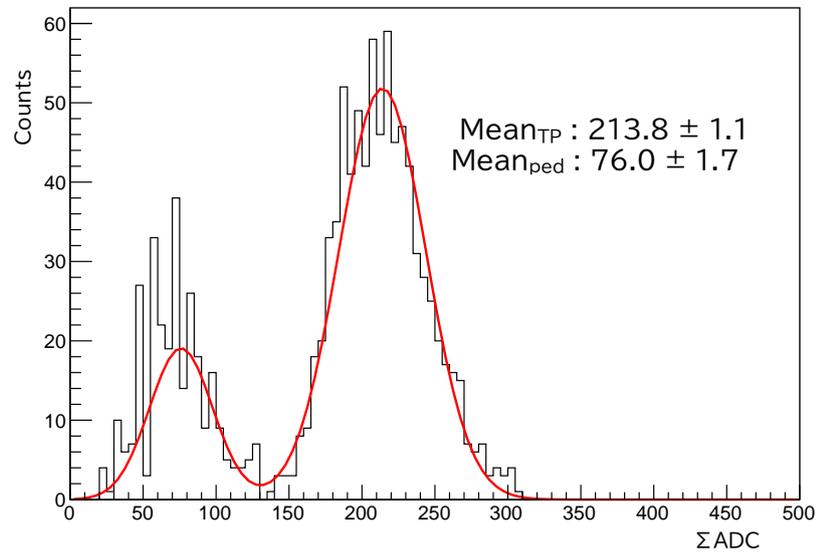


図 3.7: ADC 波形の積分値 ΣADC のヒストグラム。入力電荷は 0.97 pC である。 $Mean_{TP}$ は入力電荷に対応する成分の mean 値を、 $Mean_{ped}$ はペDESTAL部分の mean 値を示す。

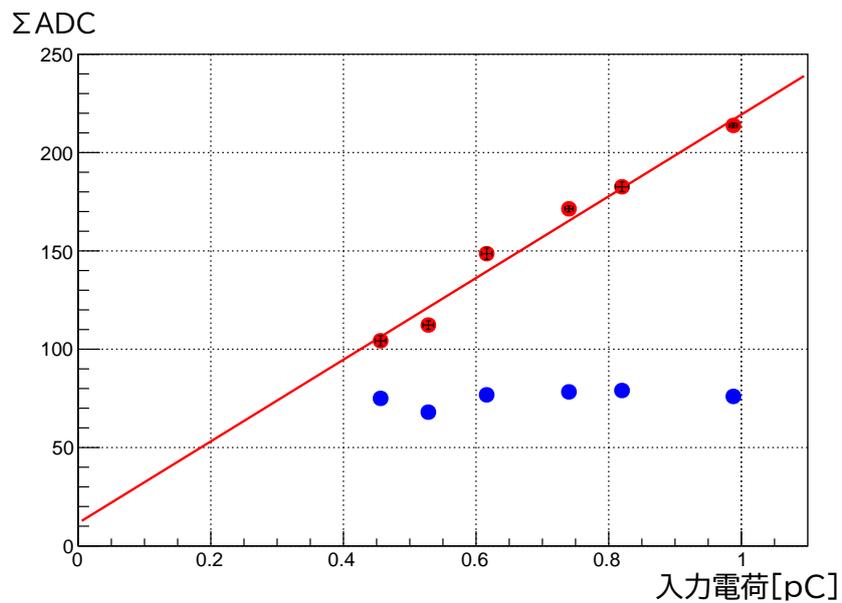


図 3.8: テストパルスの入力電荷に対する ADC 積分値を示したグラフ。

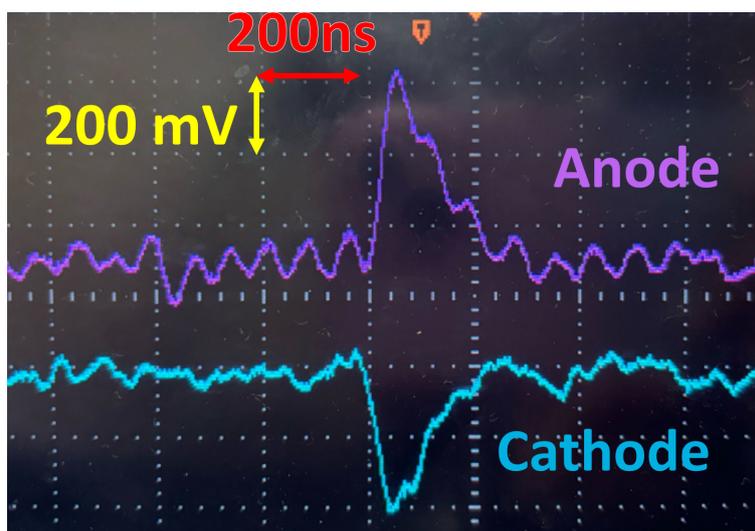


図 3.9: ^{55}Fe 線源の 5.9 keV X 線の信号をオシロスコープで見た様子。アノードとカソードで逆極性の信号が取得できている。

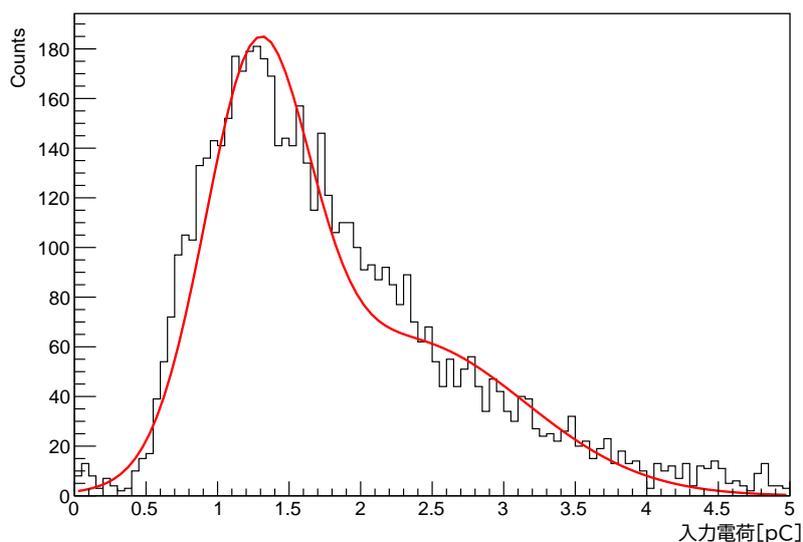


図 3.10: ^{55}Fe 線源の 5.9 keV X 線照射によって得られた電荷のスペクトル。

見られたため、二つの正規分布を足し合わせた関数でフィッティングを行った。電荷量の小さい分布に従う事象数の方が多かったが、入力したエネルギーよりも大きいエネルギーが観測されることは考えにくいので、電荷量の大きい分布が 5.9 keV に相当すると考えた。この時、複数事象が同時に取得されて元のエネルギーよりも大きいエネルギーと解釈されてしまう、パイルアップの効果が無視できることは、各事象の FADC 波形から確認した。電荷量の小さい分布の事象については、4.2.1 で議論を行う。電荷量をエネルギーに変換したエネルギースペクトルを、図 3.11 に示す。電荷量と同様のフィッティングの結果も同時に示している。5.9 keV のエネルギーに対するエネルギー分解能 $\sigma/E=32\%$ が得られた。

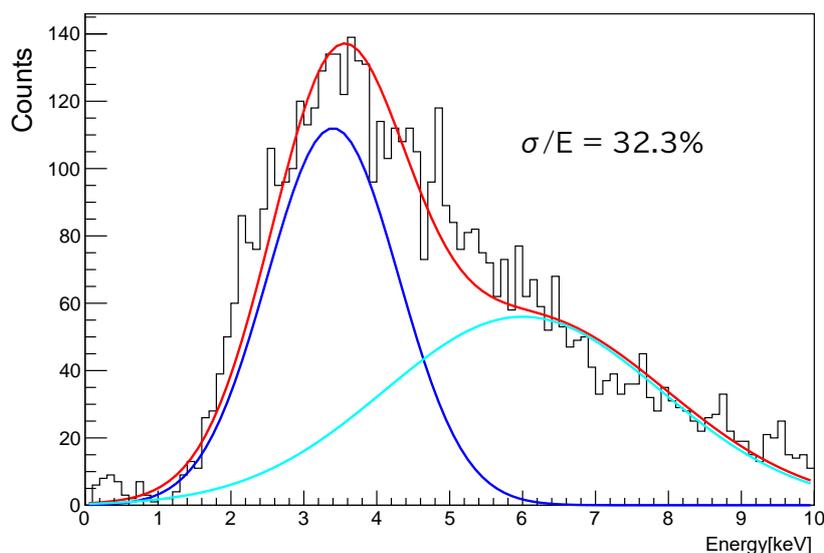


図 3.11: ^{55}Fe 線源の 5.9 keV X 線照射によって得られたエネルギースペクトル。

ドリフト電場	150 V/cm
Δ GEM 電位差	310 V
インダクション電場	140 V
アノードとカソード間電位差	500 V

表 3.1: 典型的な各電位差の設定値。

電荷とエネルギーの関係から、以下の式を用いてガスゲインを知ることができる。

$$G_{gas} = Q \times \frac{W}{E} \times \frac{1}{e} \quad (3.2)$$

ここで G_{gas} はガスゲイン、 Q は測定された電荷、 W は W 値であり CF_4 ガスでは 34 eV、 E はガスに与えられるエネルギー、 e は素電荷 (1.6×10^{-19} C) である。 Q は式 3.1 を用いて、ADC 積分値を電荷に変換したものをを用いる。

3.2 式から、この測定でのガスゲインでは 76,500 程度であることがわかった。

3.2.2 μ -PIC のカソード電位によるガスゲインの変化

2.1.2 節で述べた通り、本検出器では μ -PIC のカソードに電圧を印加するという、従来と異なる使用方法で μ -PIC を用いる必要がある。前述の通り ^{55}Fe 線源の 5.9 keV X 線信号を取得できているため、検出器としての動作に関して大きな問題がないことが判明しているが、カソードをグラウンド電位とした従来の使用時と周囲の電場構造が変化し、それに伴ってガスゲインが変化する可能性がある。確認のために、カソードの電位を変化させ、 ^{55}Fe 線源の 5.9 keV X 線信号の取得を行った。表 3.1 に示す各電位差を変えてしまうとガスゲインが変化することが想定されるため、カソードの電位に準じてすべての電位を変化させることで、各電位差を一定に保って測定を行った。図 3.12 にその結果を示す。カソードをグラウンド電位 (0 V) とするのが従来の使用方法で、このときのガスゲインと各条件でのガスゲインの比を示している。カソードに電圧を印加した場

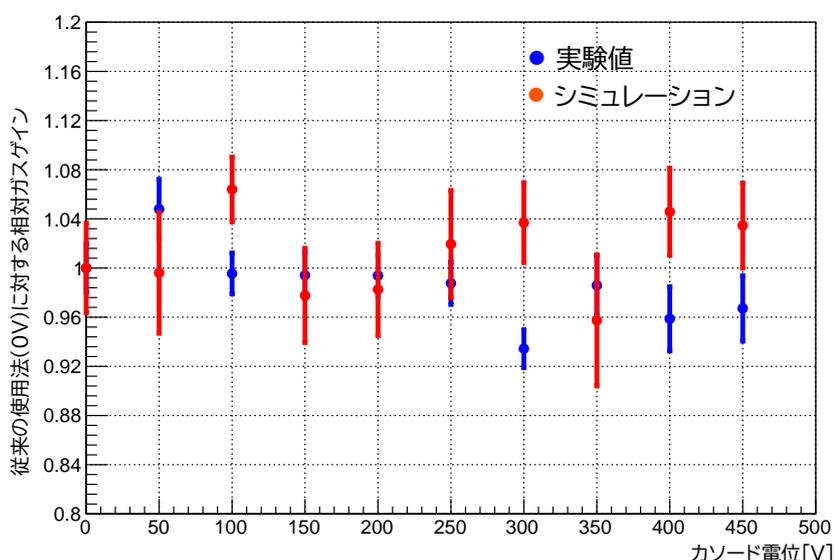


図 3.12: ガスゲインのカソードの電位依存。 μ -PIC のカソードをグラウンド電位 (0V) とする、従来の使用方法で用いた場合のガスゲインに対する相対値を、カソード電位に対して表示している。

合のガスゲインの実測値は、全体として大きな増加も減少も傾向が見られなかった。測定したすべての範囲で 0 V の値とほぼ一定であり、ガスゲインの変化は最大で $\pm 7\%$ に収まっていた。

比較のために、電場シミュレーションツール Garfield++ [50] を用いてガスゲインの計算を行った。シミュレーション時間短縮のために、GEM を設定せずに μ -PIC のガスゲインについてのみ行ったため、得られたガスゲインの絶対値は実験値よりも小さかった。このため、実験値と同様に 0 V の値を基準として、相対値をプロットすることで実験値と比較した。シミュレーションも実験結果同様、全体として増加も減少も傾向が見られず、実験結果が裏付けられた。従って、カソードに電位を与えるという、この使用方法に問題がないと結論付けられる。

3.2.3 ガスゲインの印加電圧依存性

電圧を印加する場所と各電位差・電場の名称を図 3.13 に再掲する。電場は TPC の増幅機構と非増幅機構に区別でき、増幅機構は Δ GEM 電位差と μ PIC のアノード・カソード間電位差による電場である。非増幅機構はドリフト電場とインダクション電場である。インダクション電場は、GEM から μ -PIC へ電子を引き出すための電場である。

増幅機構の電場とゲイン変化

増幅機構である Δ GEM とアノード・カソード間の電位差による電場について、ガスゲインのこれらの電場への依存性を測定した。どちらも GEM 上面をグラウンド電位とすることを前提として、調査する電位差以外の各電位差は一定に保ってガスゲインを測定した。図 3.14 にアノード・カソード間の電位差を、図 3.15 に Δ

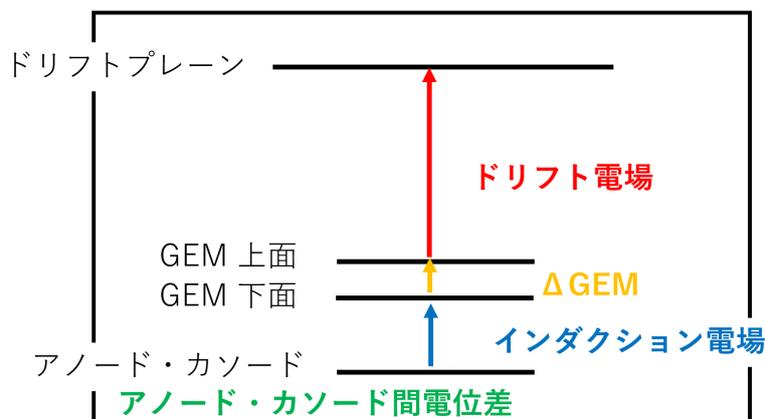


図 3.13: 電圧を印加する場所と各電位差・電場の名称。

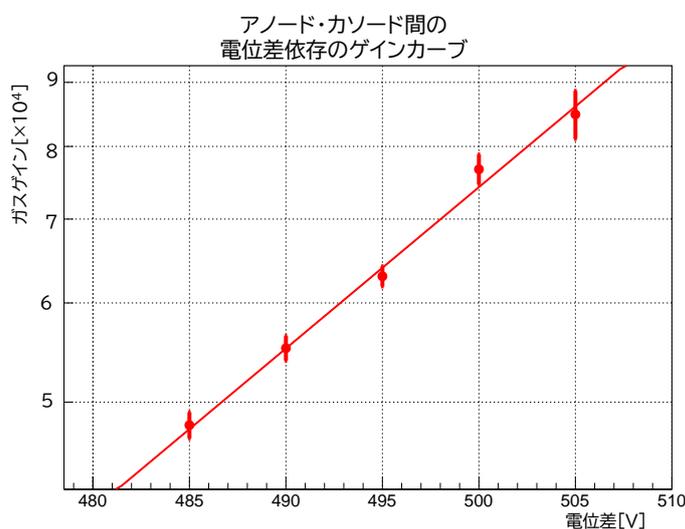


図 3.14: アノード・カソード間の電位差を変化させた場合のガスゲインの変化。Δ GEM 電位差は 310 V、ドリフト電場は 150 V/cm、インダクション電場は 140 V で固定している。

GEM 電位差を変化させた結果を示す。図中の誤差棒はフィッティングの結果得られた正規分布の mean 値の誤差を表す。どちらの場合でも、指数関数的にガスゲインが変化することが確認された。

特にアノード・カソード間の電位とガスゲインの関係を指数関数でフィッティングした結果から、ガスゲインとアノード・カソード間の電位差 V_{AC} の関係は以下の式で表される。

$$G_{gas} = 2.7 \times 10^{-2} \times e^{3.0 \times 10^{-2} \times V_{AC}} \quad (3.3)$$

また、ガスゲインと Δ GEM 電位差 $V_{\Delta GEM}$ の関係は以下の式で表される。

$$G_{gas} = 3.3 \times 10^3 \times e^{1.0 \times 10^{-2} \times V_{\Delta GEM}} \quad (3.4)$$

以上の結果から、1.8.3 節で述べた要請値に関して、ガスゲインの項目は十分に達成していることが確認された。また、5.9 keV のエネルギーの信号について、エネルギー分解能は 32% であった。

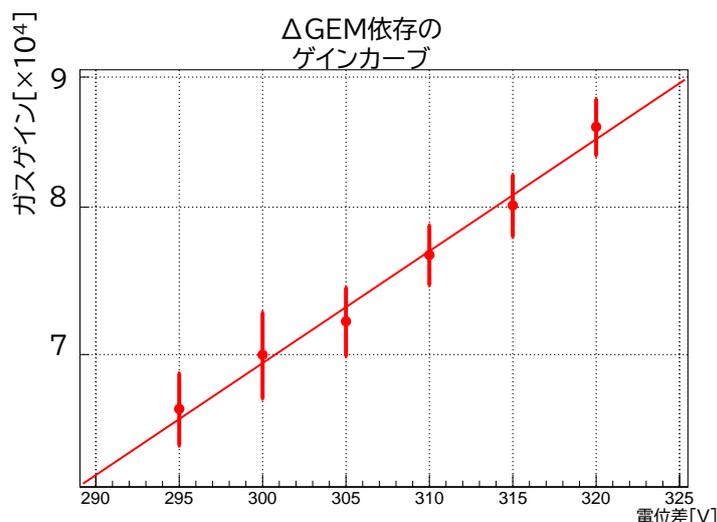


図 3.15: Δ GEM 電位差を変化させた場合のガスゲインの変化。アノード・カソード間の電位差は 500 V、ドリフト電場は 150 V/cm、インダクション電場は 140 V で固定している。

3.2.4 ガスゲインの位置依存性

理想的な検出器においては、検出面積の全範囲で同じガスゲインが得られる。しかし、 μ -PIC や GEM は微細加工技術を用いて製作されており、わずかな電極形状の差は避けがたい。これによって、 $10 \times 10 \text{ cm}^2$ という面積では、ガスゲインに位置依存性が出る可能性がある。また、ドリフトプレーンや GEM はシート状であるため、検出器を組み立てる過程や長期使用時に若干の歪みが発生する可能性がある。各面のゆがみが電場の変化を引き起こし、ガスゲインの位置依存性が引き起こされる可能性がある。 ^{55}Fe の 5.9 keV X 線の光電効果で発生する電子の飛程は数 mm である。このことから、 μ -PIC のアノード、カソードを 32 チャンネルごとにまとめたアナログ信号それぞれ 4 本について、オフラインでコインシデンスを取ることで、 $10 \times 10 \text{ cm}^2$ の検出面積を 4×4 分割した各場所についてのガスゲインを算出することができる。図 3.16 に各場所でのガスゲインを測定した結果 (ゲインマップ) を示す。表 3.2 に各電位差の設定値を示す。なお検出面に平行な面について、横方向がアノードチャンネル、縦 (天地) 方向がカソードチャンネルを表示しており、図中の方向と一致している。位置によってガスゲインに最大 2 倍の違いがあるという結果が得られた。図 3.16 と同じデータを 1 次元のヒストグラムとしたのが図 3.17 である。検出面積を 4×4 分割した各場所についてのガスゲインのばらつきを示す。ガスゲインは平均値 68,000、RMS が 13,000 という結果である。どの場所でも十分に ^{55}Fe の 5.9 keV 特性 X 線信号が測定可能ではあるものの、ここまでに行ってきたような全検出面積からの信号を一様に扱っていた解析では、分解能の低下が見込まれる。4.1.2 節でも議論を行うが、位置によって補正を行うことで、3.2.1 で示した分解能は向上すると考えられる。

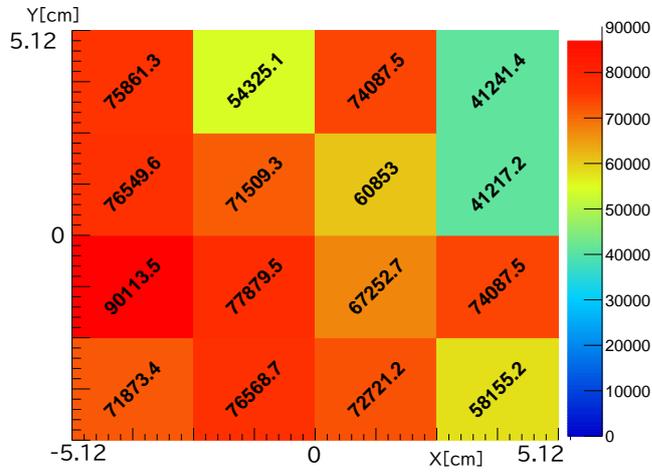


図 3.16: ^{55}Fe の 5.9 keV X 線で取得したゲインマップ。

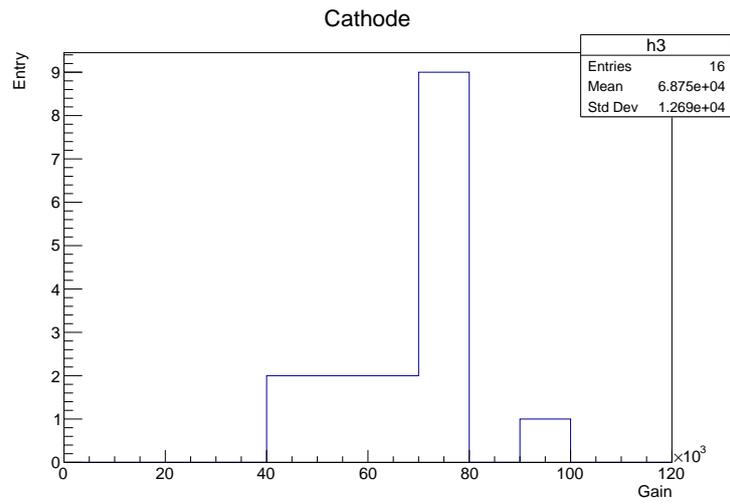


図 3.17: 検出面積を 4×4 分割した各場所のガスゲインのばらつき。

ドリフト電場	150 V/cm
Δ GEM	310 V
インダクション電場	140 V
アノード・カソード間電位差	500 V

表 3.2: 各電位差の設定値。

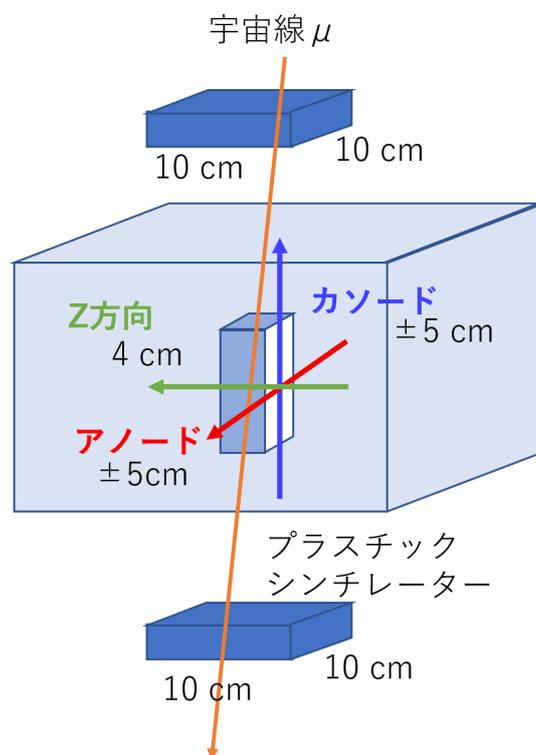


図 3.18: 宇宙線 μ を取得するためのセットアップ。検出器の天地方向を挟むようにプラスチックシンチレーターを二つ設置している。

3.3 宇宙線 μ を用いた検出器性能評価

3.3.1 目的

本モジュール検出器を C/N-1.0 に搭載して実験を行うにあたり、その構造上これまでに行ったような ^{55}Fe を用いた検出器の応答確認は容易ではない。従って、エネルギー較正の測定が大きな問題となる。また、三次元飛跡を捉えるためにはドリフト方向の距離を正確に知る必要があり、そのためのドリフト速度の測定が重要となる。宇宙線 μ を用いてこれらを測定する方法を確立した。

3.3.2 結果

宇宙線 μ の検出には、3.1.2 節で述べた外部トリガーを使用する。宇宙線 μ を取得するためのセットアップを図 3.18 に示す。宇宙線 μ はほぼ光速で運動しているため、試験用チェンバーの上下に設置したプラスチックシンチレーターを同時に通過する。上下のプラスチックシンチレーターの距離は約 60 cm であり、プラスチックシンチレーターはそれぞれ $10 \times 10 \text{ cm}^2$ の面積を持っている。従って、プラスチックシンチレーター取り付け付けた PMT の信号の論理積を取ることで、ほぼ天地方向に飛来した宇宙線 μ を捉えることができる。

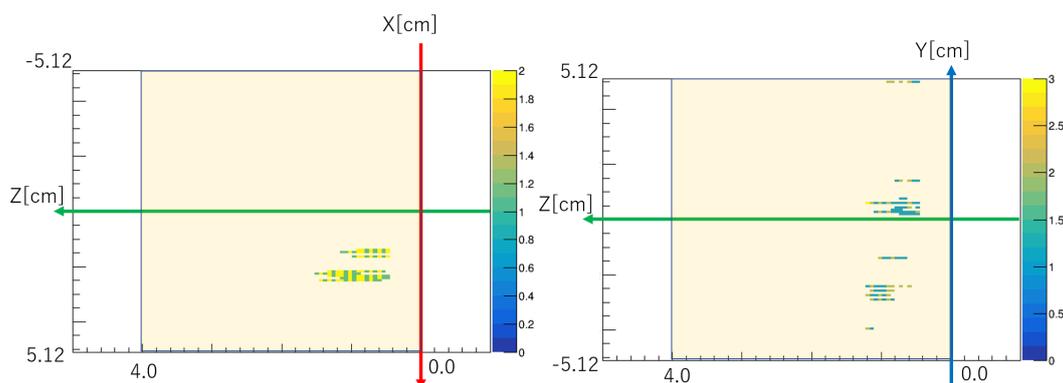


図 3.19: 宇宙線 μ の典型的な飛跡。左図はアノード信号で、図 3.18 を上から見た状態である。右図はカソード信号で、図 3.18 を紙面手前方向から見た状態である。TOT の全範囲がプロットされている。

飛跡の例

図 3.19 に典型的な宇宙線 μ の飛跡を示す。薄い黄色で塗った部分が検出範囲である。宇宙線 μ は落とすエネルギーが小さく途切れ途切れの飛跡を描くが、外部トリガーを用いているためにならずカソードの全範囲で通過する。一方でプラスチックシンチレーターの設置位置から考えて、宇宙線 μ がアノードを通過するのは最長で 1.7 cm 幅程度である。外部トリガーは実際に TPC 内を宇宙線 μ が通過した時刻を知ることができるとともに、検出器由来のノイズなどが一切トリガーに関与しないため背景事象が少ないという利点がある。

ドリフト速度

本実験では、信号が各ストリップで設定した閾値を超えた時間 (Time Of Flight, TOF) をデータとして取得することができる。宇宙線 μ は、試験用チェンバーの上下に設置したプラスチックシンチレーターに接続した PMT の信号の論理積によってトリガーが発生することで取得される。宇宙線 μ の飛来する場所に偏りがなく、飛来する角度が天地方向を中心としたある分布に従っていると仮定した場合、試験用チェンバーのドリフト領域においてドリフトプレーン近傍から検出面近傍まで、宇宙線 μ はほぼ同じ確率で飛来する。よって、ドリフト速度が一定であると仮定した場合、宇宙線 μ 信号に関する TOF は検出面近傍での信号が最も早く、ドリフトプレーン近傍での信号が最も遅くなる。よって TOF 信号の一次元ヒストグラムは矩形波のような形状になり、その幅からドリフト速度を求めることができる。図 3.20 に宇宙線 μ と推定される事象の TOF のヒストグラムを示す。アノード・カソードの最大エントリー数の半数を超えるタイミングから切るタイミングまでを宇宙線 μ の飛来期間と設定した。約 235 clock から 340 clock まで飛来しており、本実験の DAQ システムは 100 MHz でデータ取得を行うため、飛来時間幅 1.1 μ s である。よってドリフト速度 v_d は以下のように求められる。

$$v_d = \frac{4\text{cm}}{1.1\mu\text{s}} = 3.6[\text{cm}/\mu\text{s}] \quad (3.5)$$

本実験で算出されたドリフト速度は、神岡地下実験室で観測中の検出器で測定された結果 (約 10 $\text{cm}/\mu\text{s}$) と比較すると、約 1/3 程度と非常に遅くなっている。この原因に関しては、4.2.2 節で議論を行う。

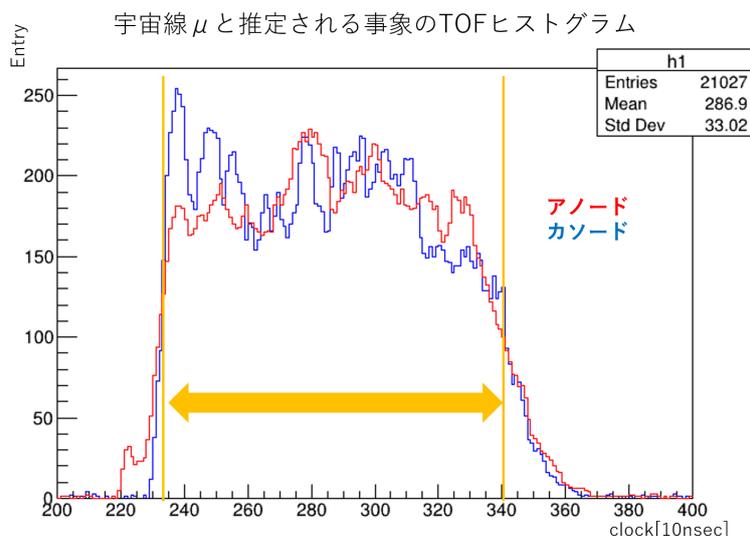


図 3.20: 宇宙線 μ の TOF ヒストグラム。オレンジの線で挟んだ領域を時間幅としてドリフト速度を求めている。

エネルギー較正への利用

前述した通り、C/N-1.0 では低エネルギーの X 線源を用いたエネルギー較正が容易でなく、他の方法でエネルギー較正を行う必要がある。C/N-1.0 で実行可能な方法として、宇宙線 μ を用いたエネルギー較正の方法を実証した。宇宙線 μ はほぼ光速の荷電粒子であり、そのような粒子が物質を通過する際に移動距離 x に伴って失うエネルギー $\frac{dE}{dx}$ は以下に示すベークプロットの式で表される。

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{4\pi}{m_e c^2} \cdot \frac{nz^2}{\beta^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \cdot \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I \cdot (1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (3.6)$$

ここで、 m_e は電子の静止質量、 c は光速、 e は素電荷、 ϵ_0 は真空中の誘電率、 I は気体中に電子-イオン対一組をつくるのに消費される平均エネルギー、 z は素電荷を単位とする電荷で、今回は $z = 1$ である。物質の電子密度 n と β は以下の式で表される。

$$\beta = \frac{v}{c}, \quad n = \frac{N_A \cdot Z \cdot \rho}{A \cdot M_u} \quad (3.7)$$

v は粒子の速度、 N_A はアボガドロ定数、 Z は物質の原子番号、 ρ は物質の密度、 A は物質の相対原子質量、 M_u はモル質量である。本実験で使用した CF_4 ガス 0.1 気圧に対応した値を代入した結果、 $\frac{dE}{dx} = 0.54[\text{keV}/\text{cm}]$ が得られる。前述の通り、宇宙線 μ は外部トリガーを使用して取得した。そのためカソード方向には、全範囲の 10 cm の移動距離が検出されるはずである。対してアノード方向にはシンチレーションの位置から考えて、最大 1.7 cm 程度の移動距離が期待される。よって、検出領域内を通過する宇宙線 μ の飛跡は 10 cm から最大 10.1 cm 程度であり、宇宙線 μ が検出器内で落とすエネルギーは理論的に約 5.4 keV となる。図 3.21 に実際の宇宙線 μ のスペクトルを示す。分布はランダウ分布で良くフィットされ、ランダウ分布から計算されるエネルギー損失の平均値は 4.88 ± 0.14 keV であった。よって、 ^{55}Fe の特性 X 線によるエネルギー較正值から予想される結果 (5.4 keV) と、約 10% の精度で一致する結果となった。

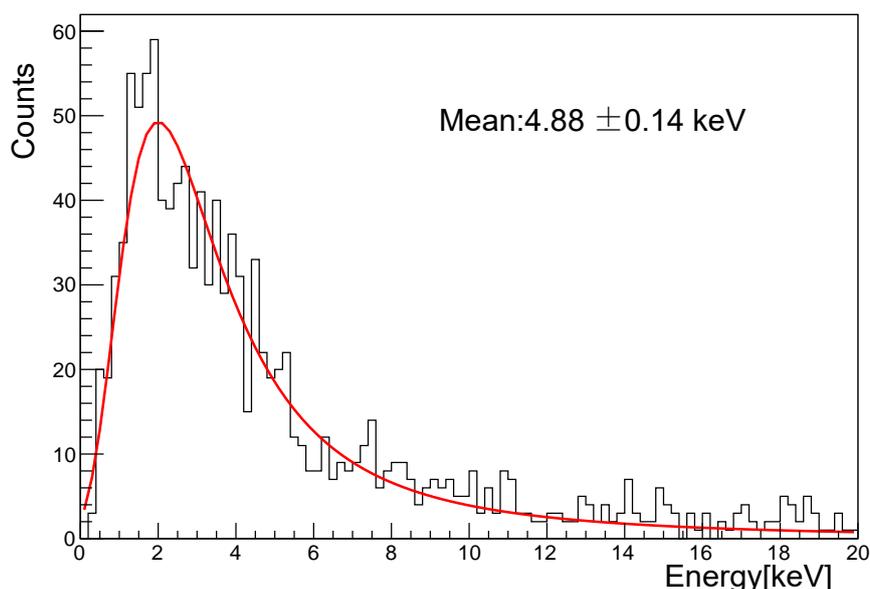


図 3.21: 宇宙線 μ のエネルギースペクトル。

3.4 中性子線源による検出器の性能評価

^{252}Cf 線源は数 100 keV にピークを持ち数 MeV まで尾を引くスペクトルの中性子と、低エネルギーから 1 MeV 程度まで尾を引くスペクトルを持つ γ 線の線源である。暗黒物質の探索は原子核反跳を用いて行うため、中性子による原子核反跳信号の取得は重要な性能評価となる。また、環境 γ 線は暗黒物質探索において背景事象となりうるため、どのような信号が取得されるか、またどうやってその信号を弁別するかを確認する必要がある。以上の理由から ^{252}Cf 線源を用いた信号の取得を行った。

3.4.1 動作パラメータ

^{252}Cf を用いた試験は、 ^{55}Fe の 5.9 keV 特性 X 線を取得したときと同じ電圧パラメータの高ガスゲイン (50,000 以上) 状態での測定と、暗黒物質探索を行う現行の検出器と同じガスゲインに設定した低ガスゲイン (2,000 程度) 状態での測定の 2 種類を行った。高ガスゲイン状態での測定を行ったのは、数 keV 程度の信号を取得できる状態であれば γ 線による電子反跳および中性子による原子核反跳の両者の波形を取得し、比較することができると考えたためである。一方、高ガスゲイン状態は γ 線による電子反跳事象 (背景事象) が多く検出されてしまうため、実際に暗黒物質探索を行うのには適していない。実際に、セルフトリガーの閾値をかなり高く設定した場合でも、 γ 線による電子反跳事象にトリガーの大部分が占められる結果となった。よって、低ガスゲイン状態で現行の検出器と同様の測定が可能であるかの確認を行った。低ガスゲイン状態での測定を行うにあたり、表 1.5 に示すガスゲインと同等に設定するため、式 3.3 を用いてアノード・カソード間電圧の調整を行った。

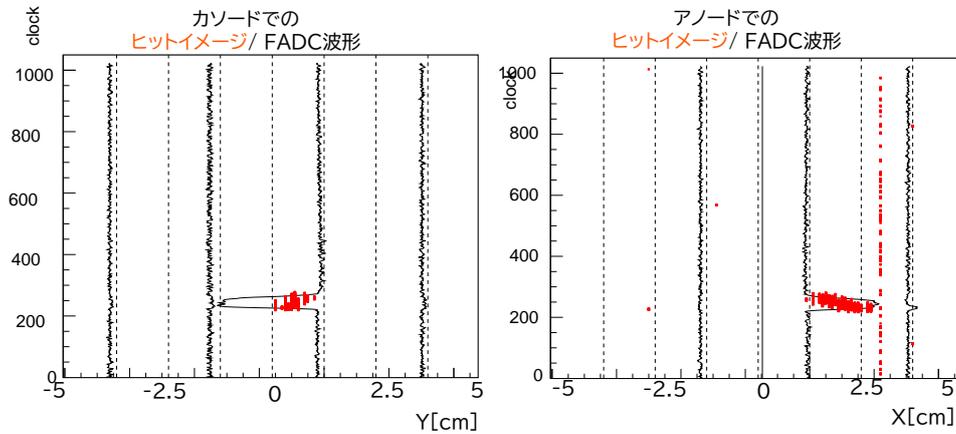


図 3.22: ^{255}Cf 線源から発生する中性子による原子核反跳事象。本事象はエネルギーから、陽子の反跳と考えられる。

3.4.2 信号取得の結果

高ガスゲイン状態において、図 3.22 に中性子による原子核反跳事象を再構成した結果を、図 3.23 に γ 線による電子反跳事象を再構成した結果を示す。黒線はアノード・カソードそれぞれ 4 チャンネルずつにまとめられた FADC 波形を小さくスケールして表示している。赤点は飛跡イメージである。それぞれエネルギーは 215.8 keV と 11.6 keV、飛跡長は 2.4 cm と 19.0 cm である。なお、どちらのヒットイメージでもほぼ全 clock で信号を取得しているストリップがあるが、これはノイズによるものと判断し、ストリップそのものを解析から除外している。

γ 線による電子反跳事象と中性子による原子核反跳事象の大きな違いは、ヒットイメージからわかる通り飛跡長である。よって、 ^{252}Cf 線源から得られるイベントの定量的な評価は、正確な飛跡長を再構成していることが前提となる。しかし、現在の解析ツールの問題点として、飛跡長の再構成精度が低く、現段階では ^{252}Cf 線源から得られるイベントの定量的な評価には至っていない。実際に、ヒットイメージから予想されるよりも長く飛跡長が再構成されているイベントの例を図 3.24 に示す。カソード信号のヒットイメージと同じ clock 位置にアノード信号もあると考えると数 cm 程度と予測できるが、再構成結果は 34.4 cm である。再構成に失敗している理由については、4.2.3 で議論する。

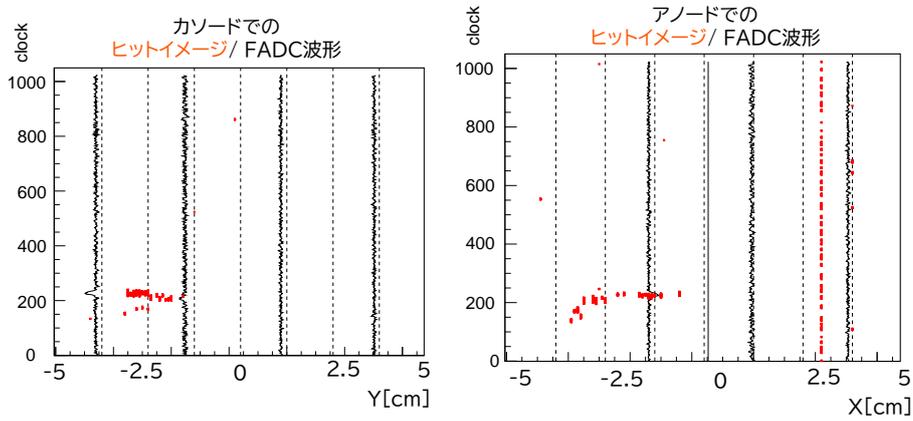


図 3.23: ^{252}Cf 線源から発生する γ 線による電子反跳事象。原子核反跳事象に比べ、飛跡が長く歪んでいる。

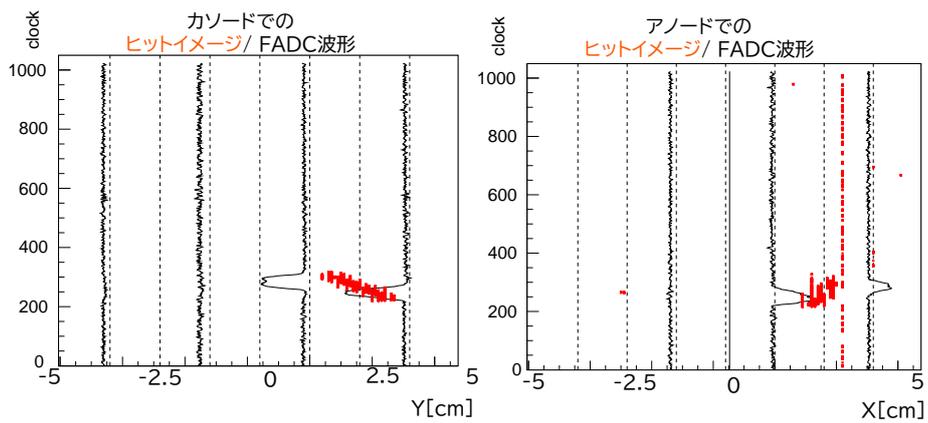


図 3.24: 飛跡長の再構成に失敗しているイベントの例。飛跡長は 34.4 cm と見積もられている。

第4章

議論・展望

4.1 暗黒物質検出器としての性能

1.8.3 節で述べた検出器への要請値に対し、本研究の結果から得られた回答を以下、項目別に検討する。

4.1.1 ガスゲイン

ガスゲインの要請値は 2,000 である。本研究ではガスゲイン 50,000 を達成している。また、ゲインの電位差依存性からガスゲインを 2,000 程度とするための電位差を算出し、実際に要請値での運転も行った。よって、十分に要請値を達成している。

4.1.2 エネルギー分解能

3.2.1 節で述べた通り、5.9 keV でのエネルギー分解能は 32% であった。要請値では 50 keV でのエネルギー分解能が求められているため、検出エネルギーが 5.9 keV から 50 keV になることでどの程度値が変化するかを見積もる必要がある。ここで、エネルギー分解能 σ は以下の式の通り、独立な 3 成分で構成されていると考える。

$$\sigma = \sqrt{(AE)^2 + (B\sqrt{E})^2 + C^2} \quad (4.1)$$

ここで、A はゲインの非一様性など、エネルギーに依存する定数項である。B は統計誤差で、エネルギーの 1/2 乗に依存する定数項である。C は電気ノイズなど、検出するエネルギーに寄らない定数項である。どの項が支配的かによって、50 keV を検出する際のエネルギー分解能への外挿結果が変化する。

図 3.7 に示す通り、本測定ではペDESTAL部分の正規分布、つまり電気ノイズ分布が得られている。ペDESTALはエネルギーに依存しないため、C を見積もることができる。ペDESTALの正規分布でフィットした標準偏差 σ_c をエネルギー単位に換算すると、0.4 keV 相当となる。よって 5.9 keV のエネルギーにおいては 7% 程度であるため、C は支配的な項ではないことがわかる。

3.2.4 節でゲインのむらが測定されているためおそらく A が支配的であると考えられるものの、本研究では 5.9 keV 以外の単色エネルギーの測定を行っていないため、A と B どちらの項が支配的であるかの断言はできない。A が支配的であると仮定した場合、50 keV でのエネルギー分解能も 30% 程度となることが予測される。ただしこれはガスゲインの位置依存性に対し一切の補正を行っていない場合である。3.16 から検出器全体を一定のガスゲインに補正すると、この項の影響は小さくできると考えられる。次に B が支配的であると

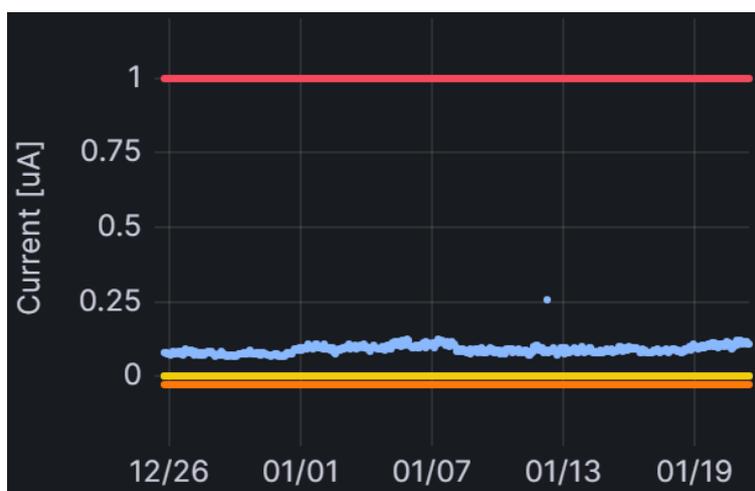


図 4.1: 電流値のモニターの様子。赤線が安定動作する電流値の上限。青色がアノード電圧の電流値を示す。アノード電圧以外の電圧に対し電流はほぼ流れていない。

仮定した場合、50 keV でのエネルギー分解能は 10% 程度になることが予測される。よって、この十分に要請値を達成する。

結論として、現状のままであれば要請値を達成しているかは判断ができないものの、5.9 keV とは異なるエネルギーを持つ信号の測定によって、達成しているか否かの判定は可能である。また、達成していない場合でも補正を行うことで十分に達成可能であると考えられる。

4.1.3 安定動作期間

安定動作期間に関しては、ガスゲイン 2,000 程度で要請値と設定していた。本実験では 1 ヶ月程度、ガスゲイン 50,000 以上の高ガスゲイン状態での連続稼働を達成しており、低ガスゲイン状態ではさらに長期的に安定した動作が可能であると見込まれる。図 4.1 に高ガスゲイン状態でモニターしていた電流値を示す。赤線で示した $1 \mu\text{A}$ 以上になると放電が起りやすく、安定して動作しているとは言い難いコンディションとなる。青色がアノード電圧に対する電流であり、少し電流が流れているものの、十分基準よりは低い値を保っている。また、他の電圧に対する電流はほぼ流れておらず、安定していることがわかっている。よって、十分に要請を達成していると考えられる。

4.1.4 エネルギー閾値

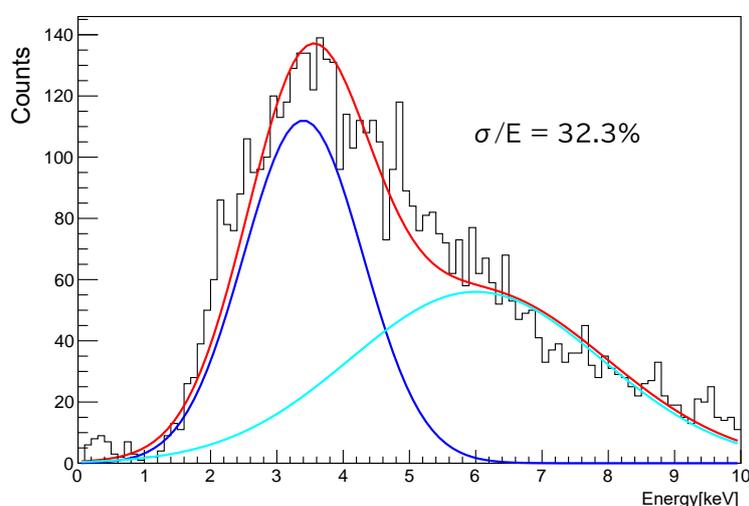
ガスゲイン 2,000 でのエネルギー閾値の要請値は 50 keV である。本測定では ^{252}Cf 線源を用いて γ 線による 50 keV 相当の電子反跳事象を複数取得できている。高エネルギーの信号を用いたキャリブレーションを行っていないため、正確な値は導出できないものの、要請値は十分に達成していると考えられる。

4.1.5 暗黒物質探索のための検出器性能評価のまとめ

表 4.1 にここまでの検討のまとめを示す。未検討の項目に関しては、4.2.4 節で議論する。本研究では背景事象の計数率等を考慮していないため、その見積もり並びに排除も今後の課題となっている。

項目	要請値	実測値
ガスゲイン	2,000	達成
エネルギー分解能	12.4%(50 keV)	現時点では不明、達成可能と予測
安定動作期間	1 ヶ月	高ガスゲイン状態でも達成
エネルギー閾値	50 keV	測定可能
トリガー効率	50%	未検討
原子核反跳事象の検出効率	10%	未検討
角度分解能	55 度	未検討

表 4.1: 暗黒物質探索を行うための検出器への要請値と、本研究での結果。

図 4.2: ^{55}Fe 線源の 5.9 keV の X 線照射によって得られたエネルギースペクトル。

4.2 議論

2 章ではモジュール型検出器 Module-1 の設計・開発について述べ、3 章では Module-1 の動作確認を行った。また、前節では暗黒物質探索に対する要請値の達成状況を確認した。本節では、ここまで検討しきれなかった各項目について議論する。

4.2.1 ^{55}Fe 5.9 keV 特性 X 線照射時のエネルギースペクトル

3.2.1 節において示した、 ^{55}Fe から放出される 5.9 keV の特性 X 線照射時のエネルギーヒストグラムを図 4.2 として再掲する。エネルギースペクトルを二つの正規分布でフィッティングしており、その結果の、電荷の大きい方の正規分布を 5.9 keV として以降の解析を行ってきた。しかし、3.2.3 では検討していないが、電荷の小さい分布の mean 値もアノード・カソード間の電位の変化によって変化が見られた。よって、小さい正規分布に従う事象は電気ノイズなどによる一定電荷の背景事象ではなく、何かしらの信号であると考えられる。電荷量の大きい正規分布に従う事象が 5.9 keV 信号であることは宇宙線 μ を用いたキャリブレーション

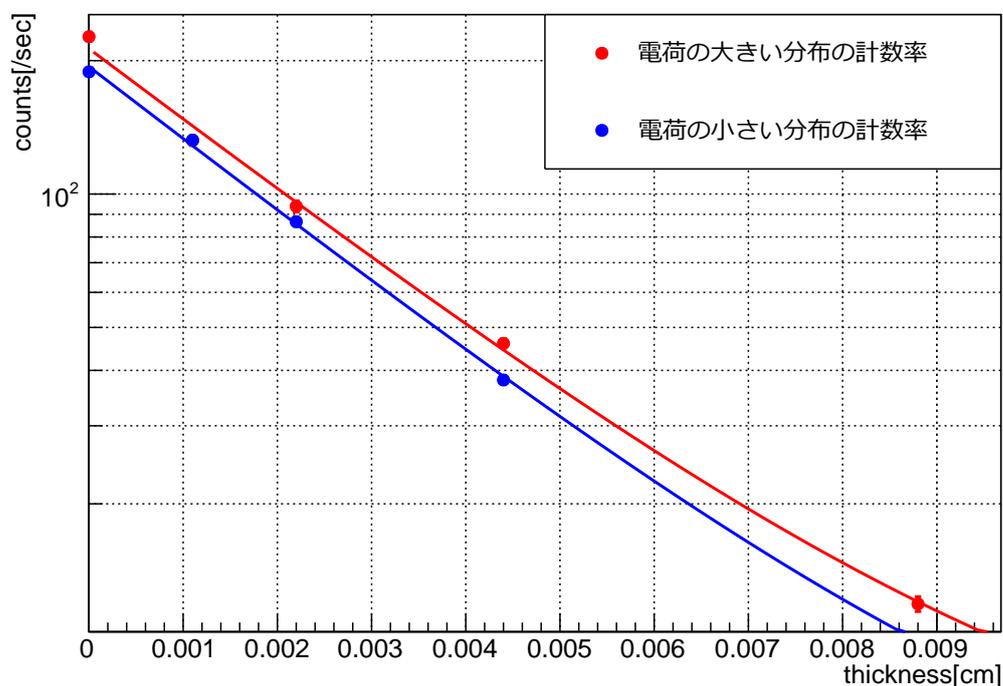


図 4.3: アルミ箔の厚みと各正規分布の積分値 (計数率)。赤が電荷量の大きい分布、青が電荷量の小さい分布を示す。どちらの分布も同様の減少傾向がみられる。

結果からも妥当であると考えられる。また、先述の通りパイルアップの効果が無視できることは、各イベントの FADC 波形から確認している。

電荷量の小さい正規分布に従う事象について、その要因が検出器の外部にあるか、 ^{55}Fe 線源からの X 線によって内部で生じるものかを調べた。図 4.3 に ^{55}Fe 線源と検出器の間に設置したアルミ箔の厚みによる、各正規分布の積分値の変化を示す。アルミ箔を ^{55}Fe 線源と検出器の間に設置することで、5.9 keV の特性 X 線は減衰する。小さい正規分布に従う事象が ^{55}Fe 線源に関連する場合、5.9 keV の特性 X 線の減衰の傾向に従ってその計数率は減少する。一方、 ^{55}Fe 線源に関連しない外部要因である場合、対応するエネルギーの減衰率がみられるはずである。図 4.3 に示す通り、アルミ箔が厚いほど、どちらの正規分布も積分値、すなわち計数率が減少した。また、減少の傾向はどちらの正規分布もほぼ同じであった。よって、電荷量の小さい正規分布に従う事象は ^{55}Fe 線源に関連するものであると考えられる。

電荷量の大きい正規分布に従う事象が 5.9 keV であることから、電荷量の小さい正規分布に従う事象は 3.7 ± 0.6 keV 相当のエネルギーを持つことがわかる。ここで、エネルギーの低い X 線の起源について検討する。検出器で用いている CF_4 ガスのうちで、光電吸収の主たるターゲットとなるフッ素の吸収長は、4 keV で $125 \text{ cm}^2/\text{g}$ 、6 keV で $37 \text{ cm}^2/\text{g}$ である。よって、X 線のフラックスが同じであれば、電荷量の小さい正規分布は電荷量の大きい正規分布の 3.3 倍程度の計数率を持つと予想される。しかし、図 4.3 からわかる通り、各正規分布に従う事象の計数率比は常にほぼ一定であり、電荷量の小さい分布の積分値は電荷量の大きい分布の積分値の 0.8-1 倍程度となる。よって、電荷量の小さいピークを成す事象は、 ^{55}Fe から放出される 5.9 keV

元素	特性X線 ($K_{\alpha 1}$) エネルギー [keV]
Ar	3.0
K	3.3
Ca	3.7
Sc	4.1
Ti	4.5

表 4.2: エネルギーの小さいピークに対応する可能性のある元素と特性 X 線のエネルギー。

の特性 X 線の 25-30% のフラックスがあれば説明がつくことになる。 ^{55}Fe 線源に伴って観測されるピークであることから、検出器近傍の物質が 5.9 keV の X 線で励起され、特性 X 線を放出している可能性があると考えた。該当するエネルギーの特性 X 線を放射する元素として、アルゴン、カリウム、カルシウム、スカンジウム、チタンが考えられる。表 4.2 に元素と、放射する特性 X 線のエネルギーをまとめた。

候補の元素の中で可能性が高いのは、カリウムである。カリウムは一般にガラスに含まれており、 μ -PIC の基板には強度を得るためにガラスクロスが使用されている。実際に検出器材料や近傍のどの物質が原因となっているのか、予想通りのフラックスが実現されるのか、もしくは別の要因なのかの究明は今後の課題である。

4.2.2 現在運転中の検出器とのドリフト速度の違い

ドリフト速度は飛跡の Z 方向の長さを決定するのに重要であり、正確な値を使用する必要がある。また、ガス中の不純物の量によって大きく変わるため、暗黒物質観測中の検出器校正の一環として随時ドリフト速度の測定を行う必要がある。本研究では、現在運転している検出器 NEWAGE-0.3b の結果を再現すべく 0.1 気圧の CF_4 ガスを使用している。現在運転している検出器の再現により開発した検出器の動作確認を行うという目的のもと、同等の大きさのドリフト電場を設定して測定を行った。

現在運転している検出器は神岡地下実験室に設置しており、宇宙線 μ の計数率が地上よりも 5 桁ほど低いいため、宇宙線 μ を用いたドリフト速度の測定は現実的ではない。異なるドリフト速度の測定方法として、 ^{252}Cf 線源が、中性子と同時に複数の即発ガンマ線も発生するという性質を利用した測定を行っている。 ^{252}Cf 線源とプラスチックシンチレーターをともにドリフト方向の定位置に配置し、プラスチックシンチレーターに接続した PMT からの信号を外部トリガーとする。すると、 μ -PIC から読み出される信号の TOF は、即発ガンマ線によってトリガーが発せられた時間からドリフトに要する時間だけ遅延することになる。NEWAGE-0.3b ではこの手法でドリフト速度の測定を行っており、その結果はガスの純度によって変動はあるものの、約 10~12 $\text{cm}/\mu\text{s}$ 程度と本研究で得られた結果よりは有意に高速であり、計算値とも一致している。

しかし、試験用チェンバーと NEWAGE-0.3b の検出容積の比から、この方法では十分な統計を得るために NEWAGE-0.3b のおよそ 100 倍の時間がかかってしまうことが予測される。そのため、本研究では 3.3.2 で述べた通り、宇宙線 μ 信号を外部トリガーを使用して取得することでドリフト速度を算出しており、その結果は約 4 $\text{cm}/\mu\text{s}$ である。同じドリフト電場を設定しているにも関わらず、大きく異なる値が得られている。この違いの原因としては、実際にドリフト速度が遅いという理由と測定手法が原因で遅く測定されてしまったという二つの原因が考えられる。

実際にドリフト速度がこの値である場合、考えられる要因として、NEWAGE-0.3b と試験用チェンバーの構成物の違いが考えられる。例えば、現在運転している検出器は冷却活性炭を用いたガスフィルターを含むガ

ス循環系によって、常時ガス中の不純物を除去している循環系に接続している、一方で、試験用チェンバーは完全封入型であり、ガス純度が大きく異なる可能性がある。また、ドリフト速度の測定におけるガスゲインも異なっている。現在運転している検出器は、暗黒物質探索を行うときと同じガスゲインの設定でドリフト速度の測定を行っている一方、開発した検出器は宇宙線 μ を捉えるために高ガスゲイン状態での実験を行った。ガスゲインがドリフト速度に影響を与えることは考え難いものの、開発した検出器ではまだ何かしらの影響が生じる可能性を否定できるような比較実験を行ってはいない。

次に、ドリフト電場の乱れが依然として大きい可能性が挙げられる。2.2.1 節で述べた通り、本研究ではドリフト電場の乱れを改善するための設計を行っている。しかし改良後の状態での電場構造のシミュレーション結果から、ドリフト電場の乱れは低減したものの、完全な解決には至っていないことがわかっている。加えて、2.2.1 では検出器中心のドリフト電場が最も安定しており一定であるという仮定で話を進めているが、実際はドリフトプレーンや GEM の歪みは中央部にも及ぶ可能性はあり、必ずしも検出器中心で最もドリフト電場が安定しているとは限らない。よって、シミュレーションでは再現できていないドリフト電場の乱れから、ドリフト速度の低下が引き起こされている可能性がある。

前述の通り、ドリフト速度が遅く見積もられる要因として挙げている例はどれも実際に作用するかは不明である。また、ドリフト電場の乱れは実際に生じている可能性はあるものの、ドリフト速度を3倍も変化させる要因になるとは考えにくい。

続いて、ドリフト速度の測定における不正確性が影響している可能性もあるため、これを検討する。直接的にドリフト速度が遅く見積もる要因となるわけではないものの、本研究で試験用チェンバーを挟むように設置しているプラスチックシンチレーターの位置が正確でないことが影響している可能性が挙げられる。試験用チェンバーの大きさ、また試験用チェンバーとの相対位置を測定することで、試験用チェンバー内のドリフト領域を通過する宇宙線 μ をすべて捉えられるようにプラスチックシンチレーターを設置している。しかし、試験用チェンバー上部のプラスチックシンチレーターは固定方法の制限により、ドリフト方向-アノード方向の平面上で若干の角度がついている。プラスチックシンチレーターは $10 \times 10 \text{ cm}^2$ であり、このプラスチックシンチレーターの角度を考慮しても計算上はすべての検出領域をカバーすることが可能であると考えられる。よってこのまま外部トリガーとして使用していたが、実際はトリガー範囲からはずれた検出領域部分がある可能性がある。また、検出面方向にも多少の角度がついていた場合、天井方向から見るとプラスチックシンチレーターで検出できる面積は小さくなってしまふ。

原因の究明方法として、NEWAGE-0.3b と同様の方法でドリフト速度の再測定を行うことが考えられる。もし現在運転している検出器と同様のドリフト速度を算出することができれば、トリガーの設定や、宇宙線 μ を用いるための高ガスゲイン状態などに原因があると考えられる。逆に、宇宙線 μ を用いた測定と同様のドリフト速度を算出することができた場合、検出器や試験用チェンバー自身の原因でドリフト速度が実際に遅くなっているという可能性が高くなる。また、ガス純度が及ぼす影響については、NEWAGE-0.3b 同様に試験用チェンバーを循環系に組み込むことで調べることができる。

4.2.3 飛跡長の再構成精度の問題

Module-1 と NEWAGE-0.3b では実装している回路が異なるため、完全に同じ解析を適用することはできない。この前提で、できるだけ NEWAGE-0.3b の結果を再現する必要がある。NEWAGE-0.3b で得られるイベント分布を取得できない原因として、イベントを再構成する際に行う飛跡長の見積もりが誤っていることが考えられる。使用している解析ツールでは、各ストリップの TOF の時刻を収集し、最小二乗法を用いて飛跡

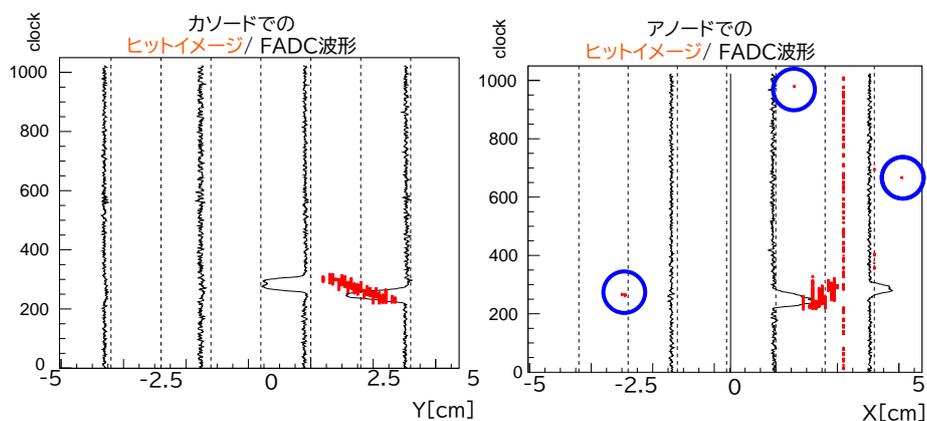


図 4.4: 飛跡長を本来より長く再構成してしまうイベントの例。

を直線でフィッティングしている。この直線から各点までの距離から飛跡の幅を、この直線に垂直で各点の平均値を通る直線と各点までの距離から飛跡長を算出している。しかしこの方法では、同じ1イベントで取得する時間幅のなかで、実際の信号から外れたタイミングでノイズなどにより TOF を検出してしまった場合に、それも含めたイベントの再構成を行ってしまう。実際に1イベントごとの飛跡を確認した結果、再構成に失敗して飛跡長が長く見積もられているイベントが複数見受けられた。図 4.4 に、飛跡長の再構成に失敗している飛跡の例を示す。黒線はアノード・カソードそれぞれ4チャンネルずつにまとめられた FADC 波形を小さくスケールして表示している。赤点は飛跡イメージである。このイベントは、現在の解析では飛跡長が 33.4 cm と見積もられている。カソード信号(左図)では 200 clock あたりに大きなクラスターが一つだけあるのに対し、アノード信号(右図)ではカソード信号と同じ clock 位置にクラスターがある他に、電気ノイズ起源と思われる、青で囲んだ TOT の小さな信号が取得されている。これらすべてをイベントの再構成に用いてしまうために、飛跡長が長く再構成されていると考えられる。(ただし、ほぼ全 clock 範囲で信号が取得されているチャンネルに関しては、チャンネルそのものを解析から除外している。)

また、3本以上のストリップで信号を取得できていなければ、最小二乗法を用いているメリットがなくなってしまう。しかし、Module-1 はフィードスルーボードの制約で読み出しピッチが $800 \mu\text{m}$ であるため、信号を取得するストリップの本数が少なくなっていることが予測される。実際に、 ^{252}Cf 線源による信号を取得した結果、1 イベントあたりの TOF 点数は基本的に少なく、多くとも5点程度である。よって、短い飛跡に関しては、再構成の精度があまり高くないということが考えられる。

4.2.4 性能評価での未検討項目について

暗黒物質探索を行うにあたり、検出器への要請値と本研究での結果を表 4.1 にまとめている。しかし、表の後半は実際に暗黒物質探索を行う各パラメータで測定されるものであり、本研究では詳しく検討することができていない。これは、 ^{252}Cf 線源を用いて取得したデータの定量的な解析が不十分であったことが原因である。

各要請値は NEWAGE の最新の解析結果ならびに現在運転している検出器から設定している。そのため前

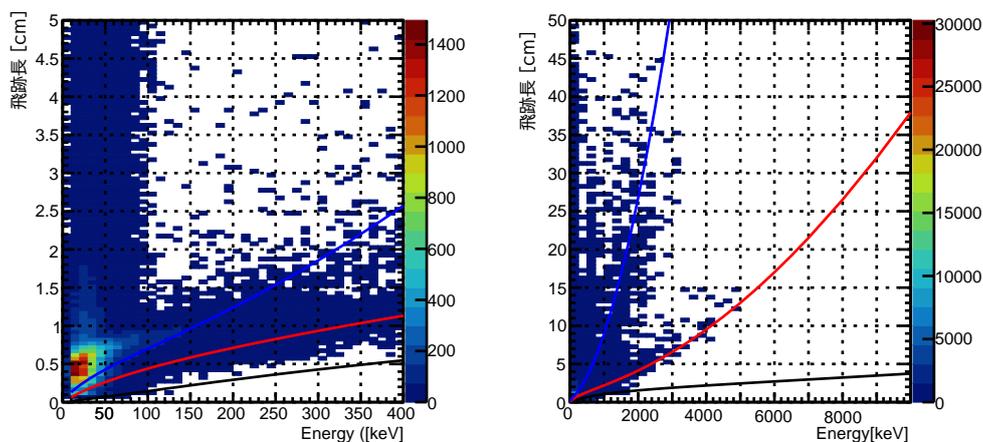


図 4.5: ^{252}Cf 線源からの信号のエネルギーと飛跡長の分布。右図が小さいエネルギー範囲、左図が大きいエネルギー範囲で表示している。

提として、NEWAGE-0.3b の結果を、本研究で開発した検出器で再現することが求められる。NEWAGE-0.3b では、 ^{252}Cf 線源からの信号を取得すると、中性子による原子核反跳事象は飛跡長シミュレーションツール SRIM [51] から予測される反跳エネルギーと飛跡長の関係にほぼ一致する。図 4.5 に NEWAGE-0.3b で取得した ^{252}Cf 線源からの信号のエネルギーと飛跡長の分布を示す。図中の黒線がフッ素、赤線がヘリウム、青線が水素に関して、原子核反跳事象のエネルギーと飛跡長の関係を SRIM を用いて算出したものである。また、図 4.5 の左図において顕著なように、 γ 線による電子反跳事象は原子核反跳事象に対して低エネルギーであり、飛跡も長いという特徴がみられる。よって、得られた全イベントは大きく二つの分布に分かれる。この二つを完全に分離することは難しいものの、その傾向の違いは見取れる。

Module-1 は低ガスゲイン状態での運転並びに ^{252}Cf 線源からの γ 線による電子反跳事象、中性子による原子核反跳事象を捉えることはできている。しかし、全取得イベントについて同様に飛跡長とエネルギーの分布に関しては NEWAGE-0.3b と同様の傾向を確認するには至っていない。

よって、イベント再構成の手法を改善した上で ^{252}Cf 線源を用いた測定の定量的な解析を行うことで、現在未検討の項目についても検討が進められると考えられる。

まず原子核反跳事象の検出効率に関しては、 ^{252}Cf 線源から取得した信号について、 γ 線による電子反跳事象を排除するための事象選別を行った結果算出されるものである。そのため、飛跡長などの情報から電子反跳事象と原子核反跳事象を区別できない現在は検討することができない。飛跡長計算の精度を上げることで二つの分布を大まかに区別することができれば、事象選別方法の検討を行うことができ、検出効率を算出することができる。

また、角度分解能に関しても、原子核反跳事象を取り出すことが前提であるため、現在は検討できていない。また、フィットに用いることのできる TOF の点数が少ないために、飛跡の方向を判定することが難しい現状である。この解決方法として、使用するガスの圧力を下げて飛跡長を伸ばし、測定できる TOF の点数を増やすことが考えられる。また、各ストリップの閾値を下げることで、今までぎりぎり閾値を超えず TOF が検出されず抜けていたストリップでも、TOF を測定できる可能性がある。ただし、この場合はノイズが十分に小さくなければ、前述のように最小二乗法で再構成に失敗する要因になってしまう。よって、飛跡から外れた点をイベントの再構成から除外する方法が確立できた場合か、ノイズを十分に小さく保てた場合に有効で

ある。

4.3 展望

まず、4.2.1 節の議論の解決のため、3-4 keV のエネルギーを持つ事象の要因を特定する必要がある。例として、 ^{55}Fe 線源を検出器方向と逆方向に向けて設置し、その先にカリウムを含むガラスを置いた場合と置かなかった場合での、エネルギースペクトルの違いを検証する方法が考えられる。ただし、数 keV の事象を取得するための高ガスゲイン状態では、低ガスゲイン状態に比べ背景事象の計数率が高い。よって、両者とも長期間の測定を行うことで、十分な統計量での比較を行う必要がある。低エネルギー事象の要因の同定ができた場合、5.9 keV のピークの計数率と低エネルギーのピークのものの比は常に一定になるはずである。これによりフィッティングの精度があがり、より正確にガスゲインの測定などが行えるようになると思う。また、 ^{252}Cf 線源からの信号を解析していくにあたり、飛跡長計算の手法改善が必要である。イベント再構成の正確性を向上させた後、改めて現在運転している検出器で得られるデータおよび反跳エネルギー分布などの再現を行い、各要請値について詳細に検討していく。開発した検出器が十分な性能を有すると判定できた場合、実際に C/N-1.0 に搭載して動作確認等を行っていく。まずは本研究で開発した検出器のみを搭載した状態で C/N-1.0 を神岡坑内へ搬入し、実際にモジュール型検出器を用いて暗黒物質探索が可能であることを確認する。それと同時に、読み出し回路にさらなる工夫を加え、読み出しピッチ 400 μm の背面読み出し用フィードスルーボード、並びに 30 cm 角のモジュール型検出器の開発を行う。本研究と同様の手段で検出器の評価を行い、準備ができ次第、逐次 C/N-1.0 に搭載していく計画である。

第 5 章

結論

NEWAGE は方向に感度を持った暗黒物質直接探索実験である。現在 NEWAGE では将来的な感度向上に向けて、C/N-1.0 という大型検出器を開発している。C/N-1.0 は現行の検出器を 1 モジュールとして最大 18 モジュールを搭載することで大容量化を達成する検出器である。本研究では、C/N-1.0 に搭載するためのモジュール型検出器の設計ならびに開発を行った。また、試験用チェンバー用いて、開発したモジュール型検出器の動作確認を行った。さらに、現行の検出器性能との比較を行うことで、暗黒物質探索を行うにあたり開発したモジュール型検出器が十分な性能を有しているか性能評価を行った。

ガスゲインは 2,000 の要請値に対して 50,000 を達成、要請を十分に達成した。また、ガスゲインの電位差依存性からガスゲインを 2,000 程度とするための電位差を算出し、実際に要請値での運転も行った。安定動作期間に関しては、本実験では 1 ヶ月程度、ガスゲイン 50,000 以上の高ガスゲイン状態での連続稼働を達成しており、低ガスゲイン状態ではさらに長期的に安定した動作が可能であると見込まれるため、要請値を満たしていると判断できる。また、高いガスゲインでの運用が可能であることから、宇宙線 μ を用いたエネルギー較正が可能であることが確認された。さらに、 ^{252}Cf 線源を用いて、 γ 線による電子反跳事象ならびに中性子による原子核反跳事象を取得することに成功した。一方で、エネルギー分解能に関しては、5.9 keV の X 線について 32% という結果を得た。要請値である 50 keV でのエネルギー分解能については、外挿のための仮定によって結論が異なるため、今後さらなる調査が必要である。また、取得した、事象を再構成する際に行う飛跡長の見積もりが誤ってしまう問題が残り、飛跡長を用いて評価する原子核反跳に関しての性能評価 (検出効率、角度分解能) が今後の課題として残った。

謝辞

本論文を執筆するにあたり、また修士課程の研究活動において、お世話になった全ての方々に深く感謝申し上げます。特に神戸大学物粒子物理学研究室の先生方には、専門に関わらずたくさんのご教授をいただき、大変感謝しております。重ねてお礼申し上げます。

身内賢太郎准教授には修士課程だけでなく、学部の卒業研究からの長い間、大変お世話になりました。初めて単位を落とした授業の担当をしてくださっていたこともありお名前をかなり前から覚えていたのですが、まさか身内さまのもとについて研究をするとは考えてもいなかったため、人生は面白いと感じております。何度も遅い時間まで実験に付き合っただき、本当にありがとうございました。深夜に自転車で颯爽と帰っていく姿を見て、何度も「自分も頑張ろう」と元気をいただいていた。だというのに、いつもぎりぎりのタイミングまで発表等準備ができておらず、毎度急いで確認していただくばかりで、本当に申し訳ございませんでした。最後までご迷惑おかけいたしました。ケーブルの端子は二度と無理やり刺さないように気を付けますので、忘れていただけますと幸いです。

研究員の東野聡さまも、身内さまと同じく、修士課程だけでなく学部の卒業研究のときから、大変お世話になりました。特に修士二年になってからの一年間は、同室ということもあり何から何まで質問してしまっておりましたが、そのどれもに丁寧にお答えいただき本当に感謝しております。くだらないお喋りにも付き合っただき、毎日研究室へ来るのが楽しかったです。(気を付けているつもりではあるのですが)たくさんものを壊したり、壊しかけたりしてしまい、そのたびに見ていただいたり修理していただいたりと大変ご迷惑をおかけいたしました。これからは物を壊さずに目的を達成できるように、より注意深く行動していきたいと思っております。

濱田悠斗さま、同じ研究グループの同期がいたおかげで、つらいときも頑張ることができました。プログラミング経験がなく何をすればいいかわからないときにも、いちからたくさんを教えてくださいまして本当に助かりました。またラーメン行きましょう。

生井凌太さま、本当に面白いエピソードが多くて、学部生の頃はお話したことがなかったことが悔やまれます。大変優秀で、羨ましいと同時にとても誇らしい後輩です。ぜひこのまま、出張中のチェックアウト時には荷物を忘れないように気を付けて、博士課程も頑張ってください。

藏重久弥教授、竹内康雄教授、山崎祐司教授、越智敦彦准教授、前田順平講師、鈴木州講師には、日頃の指導のみならず雑談などにも混ぜていただきありがとうございました。とても刺激的で、物理だけでなく様々な分野で知見を広げることができました。加えて、越智敦彦准教授、菅原仁教授のお二人には副査として本拙文をお読みいただき、誠にありがとうございました。

岡崎ちはるさま、吉田和美さま、北川順子さま、出張や物品発注など、様々な処理をしていただきありがとうございました。

山下智愛さま、田路航也さま、高木優祐さま、森本晴己さま、二年間同期として一緒に頑張ってもらって嬉

しい限りです。本当にありがとうございました。お喋りしたり、ご飯に行ったり、楽しく過ごせる仲間がいることが心の支えでした。女子が少ないこともあり、山下さまにはべったりしすぎな面もあったと思いますが、適度に付き合ってくれて嬉しかったです。

高橋真斗さま、一時期はクリーンルームを占領してしまい大変申し訳ございませんでした。ほとんどの先輩方が就職していなくなってしまったなかで、先輩として変わらずいてくださること自体がとてもありがたかったです。

鐘海文さま、村田優衣さま、水引龍吾さま、西将汰さま、樋口流雲さま、鈴木大夢さま、庄田圭吾さま、張力さま、馮敬晨さま、出張などでみんな揃うことは少ないかもしれませんが、いつもみんな真面目に取り組んでいる様子を見て、感心していました。切磋琢磨して、これからも頑張ってください。特に村田さん、お菓子を差し入れてくれたこと、とても嬉しかったです。ありがとうございました。

また、神戸大学粒子物理研究室だけでなく、研究会でお会いした先生方、学生の皆様にも、心からの感謝を申し上げます。

東北大学の中村輝石助教、初めての外部実験施設への出張から、今年度の学会や研究会など、大変お世話になりました。本研究を行うにあたり、解析ツール等非常にお助けいただいております、ありがとうございました。

宇宙線研究所附属神岡宇宙素粒子研究施設の細川佳志特任助教、神戸大学に来ていただいているときにほぼ同じ解析をしようとしていたこともあり、ミーティング等大変参考にさせていただきました。いつもおいしいご飯に連れて行ってくださったことも、とても感謝しております。

最後になりましたが、自分の我儘で進学させていただいたにも関わらず、忙しいなか多大な援助と応援をしてくださった家族に、心から感謝を申し上げます。特にこの一年は様々なことがあり、何度も迷惑をかけたが、いつも変わらない姿勢で受け入れて話を聞いてくれることがとてもありがたかったです。本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] Rubin, V.C.; Ford, W.K., Jr.; Thonnard, N., Extended rotation curves of high-luminosity spiral galaxies. IV. Systematic dynamical properties, *Sa -i Sc.*, *Astrophysical Journal*, Vol. 225, p. L107-L111, November 1978.
- [2] Alexandre Refregier., Weak gravitational lensing by large scale structure., *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, Vol. 41, pp. 645 – 668, 2003.
- [3] Douglas Clowe, Marusa Bradac, Anthony H. Gonzalez, Maxim Markevitch, Scott W. Randall, Christine Jones, and Dennis Zaritsky., A direct empirical proof of the existence of dark matter., *Astrophys. J. Lett.*, Vol. 648, pp. L109 – L113, 2006.
- [4] N. Aghanim, et al., Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters., *Astron. Astrophys.*, Vol. 641, p. A6, 2020. [Erratum: *Astron. Astrophys.* 652, C4, 2021.
- [5] R. D. Peccei and Helen R. Quinn., CP conservation in the presence of pseudoparticles., *Phys. Rev. Lett.*, 38:1440 – 1443, Jun 1977.
- [6] L. J. Rosenberg (U. Washington), G. Rybka (U. Washington) and B. Safdi (UC Berkeley), 90. Axions and Other Similar Particles, Particle Data Group, August 2023.
- [7] ATLAS Collaboration, Search for pair production of squarks or gluinos decaying via sleptons or weak bosons in final states with two same-sign or three leptons with the ATLAS detector, arXiv:2307.01094, Jun 2023.
- [8] ATLAS Collaboration, Atlas japan, https://atlas.kek.jp/main/research_summary/index.html, .
- [9] J. D. Lewin and P. F. Smith, Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil., *Astropart. Phys.*, Vol. 6, pp. 87 – 112], 1996.
- [10] Paolo Gondolo, Recoil momentum spectrum in directional dark matter detectors., *Phys. Rev. D*, Vol. 66, p. 103513, 2002.
- [11] Jo Bovy, et al., The Milky Way’ s circular velocity curve between 4 and 14 kpc from APOGEE data., *Astrophys. J.*, Vol. 759, p. 131, 2012.
- [12] D. Baxter, I. M. Bloch, E. Bodnia, X. Chen, J. Conrad, P. Di Gangi, J. E. Y. Dobson, D. Durnford, S. J. Haselschwardt, A. Kaboth, R. F. Lang, Q. Lin1, W. H. Lippincott, J. Liu, A. Manalaysay, C. McCabe, K. D. Morà, D. Naim1, R. Neilson, I. Olcina, M. -C. Piro, M. Selvi, B. von Krosigk, S. Westerdale, Y. Yang, N. Zhou, Recommended conventions for reporting results from direct dark matter searches, *Eur. Phys. J. C* 81:907, 2021.
- [13] 島田拓弥, NEWAGE の到来方向に感度を持った暗黒物質探索と新しい試み, 神戸大学, 2018.

- [14] R. Bernabei, et al. , First model independent results from DAMA/LIBRA-phase2., *Universe*, Vol. 4, No. 11, p. 116, 2018.
- [15] G. Adhikari, et al., Search for a Dark Matter-Induced Annual Modulation Signal in NaI(Tl) with the COSINE-100 Experiment. , *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 123, No. 3, p. 031302, 2019.
- [16] K. Fushimi, et al. , Dark matter search project PICO-LON., *J. Phys. Conf. Ser.*, Vol. 718, No. 4, p. 042022, 2016.
- [17] Emily Shields, Jingke Xu, and Frank Calaprice, Sabre: A new nai(t1) dark matter direct detection experiment. , *Physics Procedia*, Vol. 61, pp. 169 – 178, 2015. 13th International Conference on Topics in Astroparticle and Underground Physics, TAUP , 2013.
- [18] J. Amar ´ e, et al., First Results on Dark Matter Annual Modulation from the ANAIS112 Experiment., *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 123, No. 3, p. 031301, 2019.
- [19] R. Agnese, et al., First Dark Matter Constraints from a SuperCDMS Single-Charge Sensitive Detector., *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 121, No. 5, p. 051301, 2018. [Erratum: *Phys.Rev.Lett.* 122, 069901, 2019.
- [20] R. Agnese, et al. , New Results from the Search for Low-Mass Weakly Interacting Massive Particles with the CDMS Low Ionization Threshold Experiment., *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 116, No. 7, p. 071301, 2016.
- [21] C. E. Aalseth, P. S. Barbeau, J. Colaresi, J. I. Collar, J. Diaz Leon, J. E. Fast, N. E. Fields, T. W. Hossbach, A. Knecht, M. S. Kos, M. G. Marino, H. S. Miley, M. L. Miller, J. L. Orrell, and K. M. Yocum, . Cogent: A search for low-mass dark matter using p-type point contact germanium detectors., *Phys. Rev. D*, Vol. 88, p. 012002, July 2023.
- [22] L. Hehn, et al., Improved EDELWEISS-III sensitivity for low-mass WIMPs using a profile likelihood approach., *Eur. Phys. J. C*, Vol. 76, No. 10, p. 548, 2016.
- [23] A. H. Abdelhameed, et al., . First results from the CRESST-III low-mass dark matter program., *Phys. Rev. D*, Vol. 100, No. 10, p. 102002, 2019.
- [24] P. A. Amaudruz, et al., First results from the DEAP-3600 dark matter search with argon at SNOLAB., *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 121, No. 7, p. 071801, 2018.
- [25] P. Agnes, et al., Low-Mass Dark Matter Search with the DarkSide-50 Experiment., *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 121, No. 8, p. 081307, 2018.
- [26] K. Abe, et al, Direct dark matter search by annual modulation in XMASS-I. , *Phys. Lett. B*, Vol. 759, pp. 272 – 276, 2016.
- [27] E. Aprile, et al, Dark Matter Search Results from a One Ton-Year Exposure of XENON1T., *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 121, No. 11, p. 111302, 2018.
- [28] D. S. Akerib, et al., Results from a search for dark matter in the complete LUX exposure., *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 118, No. 2, p. 021303, 2017.
- [29] Xiangyi Cui, et al, Dark Matter Results From 54-Ton-Day Exposure of PandaX-II Experiment., *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 119, No. 18, p. 181302, 2017.
- [30] M. Szydagis, The Present and Future of Searching for Dark Matter with LUX and LZ., *PoS*, Vol. ICHEP2016, p. 220, 2016.
- [31] R. Bernabei, et al., First results from DAMA/LIBRA and the combined results with DAMA/NaI.,

- Eur. Phys. J. C, Vol. 56, pp. 333 – 355, 2008.
- [32] D. S. Akerib, et al., Limits on spin-dependent WIMP-nucleon cross section obtained from the complete LUX exposure., Phys. Rev. Lett., Vol. 118, No. 25, p. 251302, 2017.
- [33] Jingkai Xia, et al., PandaX-II Constraints on Spin-Dependent WIMP-Nucleon Effective Interactions., Phys. Lett. B, Vol. 792, pp. 193 – 198, 2019.
- [34] E. Aprile, et al., Constraining the spin-dependent WIMP-nucleon cross sections with XENON1T., Phys. Rev. Lett., Vol. 122, No. 14, p. 141301, 2019.
- [35] R. Agnese, et al., Low-mass dark matter search with CDMSlite., Phys. Rev. D, Vol. 97, No. 2, p. 022002, 2018.
- [36] K. Choi, et al., Search for neutrinos from annihilation of captured low-mass dark matter particles in the Sun by Super-Kamiokande., Phys. Rev. Lett., Vol. 114, No. 14, p. 141301, 2015.
- [37] M. G. Aartsen, et al., Search for annihilating dark matter in the Sun with 3 years of IceCube data., Eur. Phys. J. C, Vol. 77, No. 3, p. 146, 2017. [Erratum: Eur.Phys.J.C 79, 214], 2019.
- [38] J. B. R. Battat, et al., Low Threshold Results and Limits from the DRIFT Directional Dark Matter Detector., Astropart. Phys., Vol. 91, pp. 65 – 74, 2017.
- [39] G Charpak, J Derré, Y Giomataris, and Ph Rebourgeard, Micromegas, a multipurpose gaseous detector., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Vol. 478, No. 1, pp. 26 – 36, 2002.
- [40] Cyprien Beaufort, Olivier Guillaudin¹, Jean-François Muraz, Nadine Sauzet, Daniel Santos¹ and Richard Babut, Directionality and head-tail recognition in the keV-range with the MIMAC detector by deconvolution of the ionic signal, Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, Volume 2022, August 2022.
- [41] E Baracchini et al., Directional Dark Matter Searches with the CYGNO Project, Journal of Physics: Conference Series, Volume 1468, 16th International Conference on Topics in Astroparticle., February 2020.
- [42] Natalia Di Marco, Newsdm: an emulsion-based directional dark matter experiment., Journal of Physics: Conference Series, Vol. 1056, 2018.
- [43] Atsuhiko Ochi, Tsutomu Nagayoshi, Satoshi Koishi, Toru Tanimori, Tomofumi Nagae, and Mirei Nakamura, A new design of the gaseous imaging detector: Micro pixel chamber, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Vol. 471, No. 1, pp. 264–267, 2001 Imaging 2000.
- [44] Takashi Hashimoto, Kentaro Miuchi, Tomonori Ikeda, Hirohisa Ishiura, Kiseki D. Nakamura, Hiroshi Ito, Koichi Ichimura, Ko Abe, Kazuyoshi Kobayashi, Atsushi Takada, Atsuhiko Ochi, Takuma Nakamura, and Takuya Shimada, Development of a low- α -emitting μ -pic as a readout device for direction-sensitive dark matter detectors., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Vol. 977, p. 164285, 2020.
- [45] Fabio Sauli, The gas electron multiplier (gem): Operating principles and applications, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Vol. 805, pp. 2–24, 2016 Special Issue in memory of Glenn F. Knoll.

- [46] Takuya Shimada, Satoshi Higashino, Tomonori Ikeda, Kiseki Nakamura, Ryota Yakabe, Takashi Hashimoto, Hirohisa Ishiura, Takuma Nakamura, Miki Nakazawa, Ryo Kubota, Ayaka Nakayama, Hiroshi Ito, Koichi Ichimura, Ko Abe, Kazuyoshi Kobayashi, Toru Tanimori, Hidetoshi Kubo, Atsushi Takada, Hiroyuki Sekiya, Atsushi Takeda, Kentaro Miuchi, Direction-sensitive dark matter search with 3D-vector-type tracking in NEWAGE, Progress of Theoretical and Experimental Physics, Volume 2023, Issue 10, 103F01, October 2023.
- [47] S. E. Vahsen, C. A. J. O'Hare, W. A. Lynch, N. J. C. Spooner, E. Baracchini, P. Barbeau, J. B. R. Battat, B. Crow, C. Deaconu, C. Eldridge, A. C. Ezeribe, M. Ghrear, D. Loomba, K. J. Mack, K. Miuchi, F. M. Mouton, N. S. Phan, K. Scholberg, T. N. Thorpe, CYGNUS: Feasibility of a nuclear recoil observatory with directional sensitivity to dark matter and neutrinos, arXiv:2008.12587 [physics.ins-det], August 2020.
- [48] ムラタソフトウェア株式会社, Fentet, <https://www.muratasoftware.com/>, .
- [49] T. Mizumoto, Y. Matsuoka, Y. Mizumura, T. Tanimori, H. Kubo, A. Takada, S. Iwaki, T. Sawano, K. Nakamura, S. Komura, S. Nakamura, T. Kishimoto, M. Oda, S. Miyamoto, T. Takemura, J.D. Parker, D. Tomono, S. Sonoda, K. Miuchi, and S. Kurosawa, New readout and data-acquisition system in an electron-tracking compton camera for mev gamma-ray astronomy (smile-ii), Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Vol. 800, pp. 40–50, 2015.
- [50] CERN, Garfield++, <https://garfieldpp.web.cern.ch/garfieldpp/>, .
- [51] James F. Ziegler, Srim, <http://www.srim.org/>, .