

修　士　学　位　論　文

ニュートリノバックグラウンドに対する
大型ガス検出器を用いた
方向に感度を持つ暗黒物質探索の有効性評価

令和7年2月7日

専攻名　　物理学専攻
学籍番号 237S116S
氏名　　生井 凌太

神戸大学大学院理学研究科博士課程前期課程

概要

暗黒物質は、さまざまな天文学的な観測結果から存在が予測されているにもかかわらず、未だに正体解明には至っていない。直接探索実験においては、大質量検出器による探索手法が主流となっているが、この手法で期待される計数率の季節変調は数 % 程度でしかない。一方で、暗黒物質により反跳された原子核の方向を観測する「方向に感度を持つ暗黒物質直接探索」においては、方向による事象数の非対称性が最大でおよそ 10 倍程度になると考えられており、より確度の高い手法として期待されている。また、2024 年夏、初めて太陽ニュートリノによるコヒーレントな原子核弾性散乱 (Coherent Elastic neutrino Elastic Scattering, CE ν NS) 観測の兆候が大質量検出器を用いた XENONnT 実験により報告された。ニュートリノによる原子核弾性散乱は、暗黒物質による原子核反跳と区別がつかず、直接探索の背景事象となる。こうしたニュートリノ起源の背景事象は方向依存性を持つため、方向に感度をもつ暗黒物質直接探索実験であれば解析的な除去が可能になると期待されている。

NEWAGE (NEw generation WIMP search with an Advanced Gaseous tracker Experiment) 実験では荷電粒子の飛跡を 3 次元再構成することが可能な μ -TPC (micro Time Projection Chamber) を用いて、方向に感度をもつ暗黒物質直接探索実験を行っている。現在、大質量の検出器を用いた直接探索実験では CE ν NS 事象が背景事象となり感度が制限される「ニュートリノフォグ」領域の探索を目標とし、検出器の大型化、低放射能化などの改良を行っている。

本研究では、従来と比較して低放射能な素材を使用した検出器、「LBG μ -PIC」の性能評価を行った。この結果、検出器内部から放出されるラドンの量は従来の検出器の 1/56 未満となっていることが確認された。さらに、ガスゲインとその一様性の評価を行い、暗黒物質直接探索に使用可能な性能を満たしていることを確認した。また、検出器のゲインに影響を与える読み出し電極の外観検査を行い、これがゲインと相関を持つ可能性を提示した。また、大型ガス TPC に搭載予定である Module-1 検出器の性能評価を行い、粒子のエネルギーの再構成が可能であることを確認した上で、ガス中における電子のドリフト速度の評価を行った。これらの性能評価の結果を用いて、大型ガス TPC を運用した際に期待される検出器感度を示した上で、ニュートリノフォグを探索するために必要となる改良の方針を示した。

目次

| | |
|---------------------------|----|
| 第 1 章 はじめに | 1 |
| 第 2 章 暗黒物質探索実験 | 3 |
| 2.1 暗黒物質の観測的証拠 | 3 |
| 2.1.1 銀河の回転曲線 | 3 |
| 2.1.2 重力レンズ効果 | 4 |
| 2.1.3 宇宙マイクロ背景放射 | 4 |
| 2.2 暗黒物質の候補と性質 | 6 |
| 2.2.1 アクション | 6 |
| 2.2.2 ダークフォトン | 7 |
| 2.2.3 原始ブラックホール | 7 |
| 2.3 WIMP | 7 |
| 2.4 暗黒物質直接探索の原理 | 8 |
| 2.4.1 事象計数率 | 8 |
| 2.4.2 散乱断面積 | 10 |
| 2.4.3 核子の形状因子 | 11 |
| 2.4.4 エネルギースペクトル | 12 |
| 2.4.5 季節変調を用いた直接探索 | 12 |
| 2.4.6 方向に感度をもつ検出器を用いた直接探索 | 12 |
| 2.5 暗黒物質直接探索実験の現状 | 14 |
| 2.5.1 従来型の暗黒物質直接探索実験 | 14 |
| 2.5.2 方向に感度をもつ暗黒物質の直接探索 | 16 |
| 2.6 NEWAGE 実験 | 17 |
| 2.6.1 NEWAGE 実験の現状 | 17 |
| 第 3 章 低バックグラウンド検出器の性能評価 | 21 |
| 3.1 WIMP 探索における背景事象 | 21 |
| 3.1.1 検出器内からの背景事象 | 21 |
| 3.1.2 検出器外からの背景事象 | 21 |
| 3.2 設計と製作 | 22 |
| 3.2.1 性能の要求値 | 22 |
| 3.2.2 素材の選定 | 22 |
| 3.2.3 設計と製作 | 23 |

| | | |
|-------|---------------------------------------|----|
| 3.3 | 性能評価 | 24 |
| 3.3.1 | 外観検査 | 24 |
| 3.3.2 | ガスゲイン評価 | 26 |
| 3.3.3 | 背景事象測定 | 28 |
| 3.4 | 議論と展望 | 33 |
| 3.4.1 | ガスゲイン補正 | 33 |
| 3.4.2 | 暗黒物質探索への導入 | 34 |
| 第4章 | モジュール型検出器の性能評価 | 37 |
| 4.1 | 大型検出器 (C/N-1.0) | 37 |
| 4.2 | Module-1 | 38 |
| 4.2.1 | μ -TPC | 38 |
| 4.2.2 | データ収集システム | 40 |
| 4.2.3 | 試験用メンバー | 43 |
| 4.3 | 検出器応答評価 | 43 |
| 4.3.1 | ゲイン評価 | 44 |
| 4.3.2 | ドリフト速度評価 | 47 |
| 4.3.3 | 原子核反跳に対する検出器応答評価 | 49 |
| 4.4 | 議論と展望 | 49 |
| 4.4.1 | 暗黒物質検出器としての性能 | 49 |
| 4.4.2 | 議論 | 52 |
| 4.4.3 | 展望 | 52 |
| 第5章 | ニュートリノ背景事象削減に向けた方向感度をもつ大型ガス TPC の性能評価 | 53 |
| 5.1 | ニュートリノ背景事象 | 53 |
| 5.1.1 | 環境ニュートリノの種類 | 53 |
| 5.1.2 | 暗黒物質直接探索に対するニュートリノ背景事象の影響 | 55 |
| 5.2 | 大型ガス TPC を用いたニュートリノフォグ開拓 | 57 |
| 5.2.1 | 背景事象の削減 | 58 |
| 5.2.2 | C/N-1.0 検出器に期待される性能 | 59 |
| 5.2.3 | 検出器の低背景事象化 | 60 |
| 5.3 | 展望 | 62 |
| 5.3.1 | SF_6 ガス | 62 |
| 5.3.2 | ピクセル検出器 | 63 |
| 5.3.3 | ロードマップ | 64 |
| 5.4 | CYGNUS | 64 |
| 第6章 | 結論 | 67 |
| 謝辞 | | 69 |
| 引用文献 | | 71 |

第 1 章

はじめに

宇宙のエネルギー組成のうち既知の物質が占める割合はおよそ 5 % 程度でしかなく、残りの 95 % は未知の構成要素である。このうち暗黒物質が 27 %、暗黒エネルギーが 68 % を占めていると考えられている。暗黒エネルギーは宇宙の加速膨張におけるエネルギー源と考えられている。一方、暗黒物質は様々な観測結果から存在が予言されている、標準模型の粒子と電磁相互作用を行わない粒子であると考えられている。WIMP (Weakly interacting massive particles) は暗黒物質の有力な候補と考えられており、標準模型の粒子とは重力相互作用に加えて弱い力スケールの相互作用を行うと考えられている。WIMP を含む多数の暗黒物質モデルの探索が世界中で行われているが、未だ観測された例はない。暗黒物質探索には様々な手法があるが、本論文では暗黒物質と標準模型粒子の相互作用による散乱事象を観測する直接探索実験について述べる。

暗黒物質の直接探索の手法には、暗黒物質の観測量の季節変調を用いた探索手法と、暗黒物質の到来方向の違いを用いた探索手法がある。前者は、銀河中心から見た地球の速度が、公転運動によって年変動することにより、地球上での暗黒物質の観測量の季節変動を観測するものである。対して後者は、太陽系が銀河系内を円運動することによる暗黒物質の到来方向に偏りが生じることを用いた探索手法である。季節変調は暗黒物質の事象計数率が分かれば良いのに対して、後者は暗黒物質によって反跳された粒子の散乱方向を見る必要がある。一方で、季節変調による事象計数率の年変動は微小であるのに対して到来方向を用いた探索手法では少ないの事象数で暗黒物質観測に対する有意性が得られると期待されている。

暗黒物質と標準模型粒子の相互作用は非常に弱いと考えられているため、非常に稀な事象の探索となる。このため、WIMP 以外を由来とする信号 (背景事象) を極限まで減らす必要がある。背景事象となるのは、天然に含まれる放射性不純物が崩壊した際に放出される放射線や、太陽や大気中で生成されたニュートリノによる原子核の散乱事象である。前者は検出器の遮蔽や同時検出器を用いた解析的な除去で対策が可能であるが、後者については相互作用が弱いため、これらの手法による除去が困難となる。この問題に対して、到来方向を用いた WIMP の直接探索実験では、ニュートリノの到来方向の方向依存性を用いることで解析的な除去が可能であると期待されている。ニュートリノによる相互作用は非常に弱いため、暗黒物質直接探索実験において有意に観測されたことはなかったが、2024 年夏、液体キセノンを用いた大質量による暗黒物質探索実験により、ニュートリノによるコヒーレントな原子核弹性散乱事象の兆候が初めて報告された [1]。これにより、同手法による暗黒物質の探索感度はニュートリノ背景事象を評価しながらの進捗となる。

私が所属する神戸大学・粒子物理学研究室で行われている NEWAGE(NEW generation WIMP search with an Advanced Gaseous tracker Experiment) 実験では、荷電粒子の飛跡を 3 次元的に再構成することが可能な検出器であるガス TPC (gaseous Time Projection Chamber) を使用することにより、到来方向を用いた WIMP の直接探索実験を行っており、当該手法による最も高い感度を有している。一方で、媒体としてガスを使用しているため、検出器の大容積化が必須となる。これに加えて、検出器の大容積化に伴う背景事象の削減も必要となる。現在 NEWAGE 実験では検出器の大型化を目的とした、1 m³ 級の容積をもつ CYGNUS-KM/NEWAGE-1.0 (C/N-1.0) 検出器の

開発や、検出器の低背景事象化を目的とした新検出器の製作を行っている。本修士論文では、これらの性能評価を行った上で、当該手法による探索が季節変調を用いた探索手法と比較して有効となる感度、すなわちニュートリノによる背景事象が観測される領域に到達するために必要な性能の評価を行う。

本修士論文の構成は以下の通りである。まず第2章で暗黒物質探索実験の基礎について述べる。第3章では低放射能検出器の性能評価結果、第4章ではC/N-1.0検出機に搭載されるModule-1検出器の性能評価結果について述べる。続く5章では、C/N-1.0を用いた暗黒物質直接探索においてニュートリノ背景事象の基礎について述べた上で、NEWAGE実験におけるC/N-1.0の運用計画とそれにより期待される感度および展望について第3章、第4章で行った性能評価の結果を踏まえて述べる。

第 2 章

暗黒物質探索実験

宇宙のエネルギー組成における既知の物質は約 5 % しかなく、残りの 95 % は未知の要素によって構成されている。未知要素のうちで、全エネルギーの 27 % が暗黒物質、残りが暗黒エネルギーである。暗黒エネルギーは宇宙の加速膨張の観測結果を説明するために導入されたエネルギーである。暗黒物質は様々な観測結果から存在が予言されている、標準模型外の未発見の粒子である。既知の物質とは電磁相互作用を行わないため電磁波による観測ができず、重力相互作用のみ、もしくはこれに加えて弱い力スケールの相互作用のみを行うと考えられている。現在暗黒物質の発見に向け数多くの実験が行われており、暗黒物質と既知の物質の相互作用を観測する直接探索実験、暗黒物質の崩壊や対消滅により生成された既知の物質を探索する間接探索実験、高エネルギー加速器による高エネルギーでの粒子衝突により生成された暗黒物質を探索する加速器探索実験など、主に 3 つの手法による探索が行われている。本章では、天文学的な観測結果と、それを説明するために要請される暗黒物質の基本的性質について述べた上で、いくつかの暗黒物質のモデルについて述べる。その後、暗黒物質直接探索実験における探索原理について述べた後、実際に行われている実験について概説する。

2.1 暗黒物質の観測的証拠

暗黒物質は、様々な天文学的観測から暗黒物質の存在が予言されている。本項では代表的な観測について述べる。

2.1.1 銀河の回転曲線

1930 年代、Fritz Zwicky はかみのけ座銀河団の銀河の運動を観測し、銀河の運動から予測される質量と光学的な観測結果から予測される質量では、運動から予測される質量の方が 100 倍以上大きくなることを報告した [2]。1970 年代、Vera Rubin らはアンドロメダ銀河におけるガスの回転速度分布の観測を行い、光学的な観測結果と比較した結果、銀河の外側において期待される回転速度の低下が見られないことを示した (図 2.1)、[3]。ニュートン力学を用いると、銀河中心からの距離 r における地点での銀河の回転速度 $v(r)$ は、式 2.1 のケプラーの法則に従う。

$$\frac{v^2(r)}{r} = G_N \frac{M(r)}{r^2} \quad (2.1)$$

ここで G_N は重力定数、 $M(r)$ は r より内側の全質量を表す。この式に従うと、回転速度は \sqrt{r} に反比例して減少することが期待されるが、図 (2.1) ではいずれの銀河の観測結果に対しても回転速度の減少が見られない。このことから、銀河の外側まで広がるような、光学的に観測できない質量の存在が要請される。一般に、この質量は既知の物質の約 5 倍程度であると考えられている。

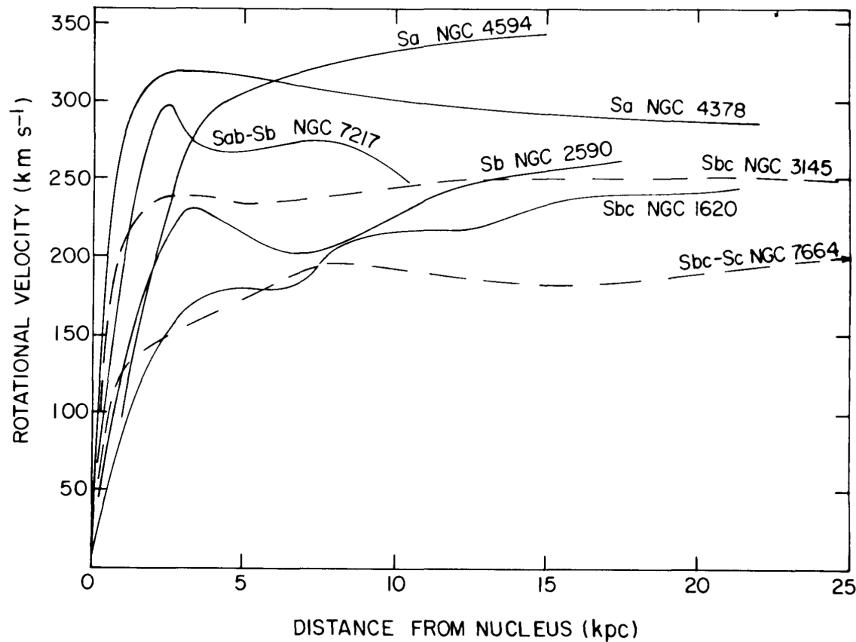


図 2.1: 光学的に観測された銀河の回転速度の銀河中心からの距離依存性 [3]。ケプラーの法則の法則に反して銀河の外側で回転速度の低下が見られない。

2.1.2 重力レンズ効果

天体から放出された電磁波が銀河や銀河団などの重力ポテンシャルにより偏折することで、遠方の銀河が歪んで見える現象を重力レンズ効果という。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に大別される。強い重力レンズ効果では光源と観測者の経路上に強い重力源があることで、光源から放出された電磁波が複数の経路に分かれて観測者に届く。これによって、光源が多重に観測される [4]。一方、弱い重力レンズ効果では重力源による偏折が弱いため、複数の背景天体が歪んで観測される程度にとどまる。このような場合では、各天体の位置関係を統計的に解析することにより、重力源の質量の推定を行う [5]。これらの観測により、典型的な銀河団はバリオンのみと仮定した場合と比較して約 5 倍以上の質量をもつことが分かっている。重力レンズ効果の観測結果で暗黒物質の存在を最も直接的に示しているのは、弾丸銀河団衝突の観測結果である [5, 6]。図 2.2 に、弾丸銀河団 IE0657-56 の観測結果を示す。図中の緑色の等高線は重力レンズによって測定された質量分布を示している。重力レンズ効果により求められた質量分布と光学的に観測された銀河団の位置分布 (図 2.2 (a)) はほぼ一致しているのに対し、Chandra 衛星によって観測された熱 X 線の分布 (図 2.2 (b)) は衝突領域に集中している。熱 X 線を放射している高温プラズマガスは電磁相互作用を及ぼし合うため、衝突の際に抵抗が生まれる。この観測結果から電磁相互作用を行わない質量成分が銀河団に含まれることが要請される。

2.1.3 宇宙マイクロ背景放射

1940 年代、George Gamow らによって、次のような理論が提唱された [7]。初期宇宙では光子と物質の数密度が高く、光子は物質と相互作用を行うため直進できない。やがて時間が経過すると、宇宙の膨張により粒子の数密度が低下し、エネルギーも低下していく。宇宙の温度が 3000 K 程度まで減少すると、陽子やヘリウム原子核は電子と結合をはじめることで中性となるため、光子と物質の相互作用が無くなり直進できるようになる。これを、宇宙

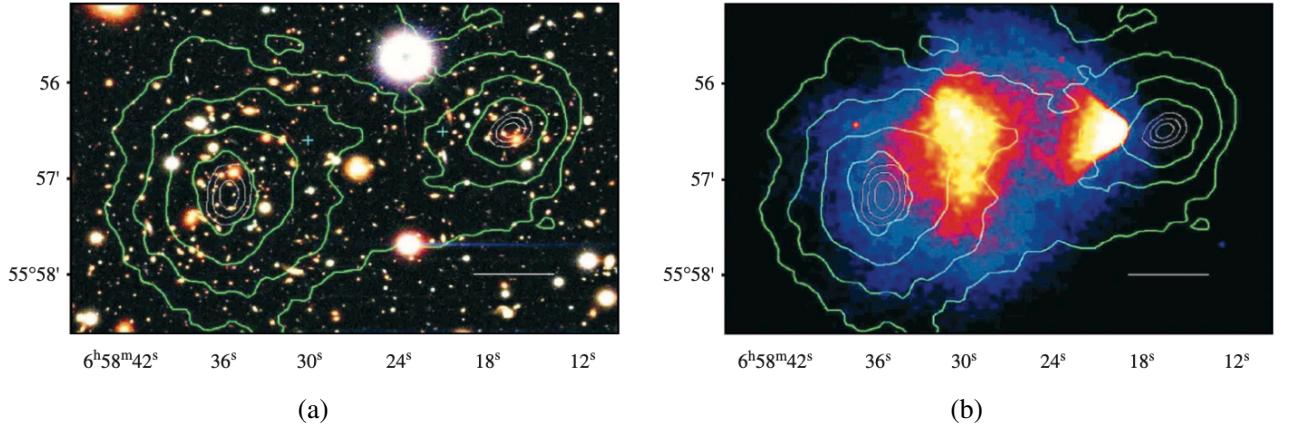


図 2.2: (a) IE0657-56 銀河団の可視光による銀河団衝突の様子 [5]。白線は 200 kpc の距離を表す。緑色の等高線は重力レンズによって測定されたの質量分布を示している。(b) Chandra 衛星によって観測された熱 X 線による銀河団衝突の様子(色付きの等高線) [6]。

の晴れ上がりと呼ぶ。光子と物質の相互作用がなくなることで宇宙の熱平衡状態が破れ、光子のスペクトルは黒体輻射のままとなる。この温度での黒体輻射は 2 mm 程度の波長ピークを持つマイクロ波として観測される。このマイクロ波を、宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background, CMB) と呼ぶ。その後 1989 年に打ち上げられた COBE 衛星の観測により、CMB は 2.728 ± 0.002 K の黒体輻射であることが実験的に示された [8]。これにより、初期宇宙において物質と光子が熱平衡状態にあったことが示された。また、観測方向によって CMB に僅かな揺らぎがあることが判明した。これは初期宇宙において物質の不均一性が存在していたことが示している。2001 年には WMAP 衛星が打ち上げられ、これにより CMB の観測感度および角度分解能が向上した [9]。現在は 2009 年に打ち上げられた PLANCK 衛星による観測が行われている [10]。これらの観測から得られた CMB の温度分布の解析には、二点相関関数が用いられる。宇宙は等方的であると仮定すると、任意の 2 点の相関は方位角 θ と天頂角 ϕ の関数で表される。温度 $T(\theta, \phi)$ の空間分布は球面調和関数として式 2.2 のように与えられる。

$$T(\theta, \phi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi) \quad (2.2)$$

ここで係数 a_{lm} について解くと式 2.3 のようになる。

$$a_{lm} = \int_{4\pi} T(\hat{n}) Y_{lm}^*(\hat{n}) d\Omega. \quad (2.3)$$

また、角パワースペクトル C_l を式 2.4 のように定義する。

$$C_l = \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^l |a_{lm}|^2 \quad (2.4)$$

これは $l (= \pi/\theta)$ スケールでの揺らぎの振幅を表している。図 2.3 に PLANCK 衛星が観測した角パワースペクトルを示す [11]。このスペクトルに対して宇宙論的に決定される 6 つのパラメータを用いた関数によるフィッティングを行い、各パラメータを求めた。これらのパラメータのうち暗黒物質とバリオンのパラメータを比較した結果、暗黒物質の質量密度は $\Omega_c h^2 = 0.120 \pm 0.001$ であるのに対し、バリオンの質量密度は $\Omega_b h^2 = 0.0224 \pm 0.0001$ であると計算された [11]。これにより、暗黒物質の質量密度は通常のバリオンの約 5 倍であると考えられる。これらの天文学的観測結果から、暗黒物質は標準的な宇宙モデルの構成要素となっている。一方でその性質はいまだに不明であり、現代の宇宙物理学、素粒子物理学における最も重要な問題の一つとなっている。

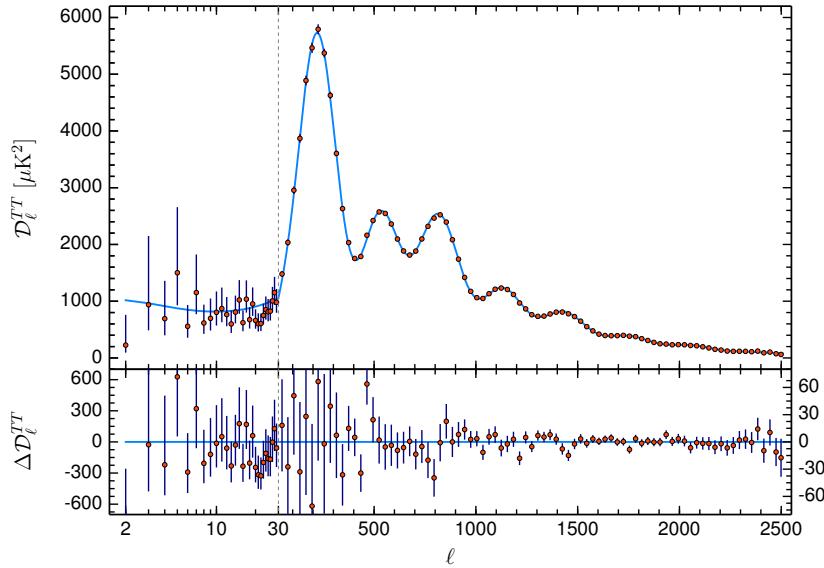


図 2.3: PLANCK 衛星が観測した温度揺らぎにおける角パワースペクトル (上図) [11]。赤点がデータ点、青線が Λ CMD モデルを用いたフィッティング結果を示している。下図はデータとモデルの残差を示している。

2.2 暗黒物質の候補と性質

暗黒物質の生成は宇宙が熱平衡状態にあるときに起きたと考えられており、再結合時の温度を保っている相対論的な暗黒物質は、熱い暗黒物質 (Hot Dark Matter, HDM) と呼ばれる。一方で非相対論的な暗黒物質は冷たい暗黒物質 (Cold Dark Matter, CDM) と呼ばれる。HDM モデルを仮定した場合、現在観測されている宇宙の大規模構造は形成されないと考えられている。一方で CDM モデルであれば宇宙初期の小規模な数密度の揺らぎの時間発展により宇宙の大規模構造が形成可能であり、CDM モデルが有力候補である。ビッグバン核合成や CMB の観測結果によりバリオンは暗黒物質にはなり得ないと考えられているため、暗黒物質は強い相互作用を行わないと考えられる。また、光学的な観測が不可能なことから、電磁相互作用も行わないと考えられている。弱い相互作用については否定されていないが、 W ボゾンや Z ボゾンとの結合は観測されておらず、標準模型粒子よりも結合定数が小さいと考えられている。また、IE 0657-56 の銀河衝突の観測結果から、暗黒物質は安定かつ自己相互作用が弱いと考えられており、 $\sigma_s/m_\chi \leq 1 \text{ cm}^2/\text{g}$ のオーダーであると計算されている [12, 13]。これらの性質を満たす超標準模型粒子として、様々な候補が提案されている。以下では、代表的なものについて述べる。また、CDM モデルにおける代表的な候補である WIMP については次節で詳細を述べる。

2.2.1 アクション

CP 対称性の破れは QCD における強い相互作用において許容されている一方で、観測結果においては厳密に保たれている。この矛盾は「強い CP 問題」と呼ばれる。この問題を解消するため、R. Peccei、H. Quinn らは軽い擬スカラーボゾンであるアクションを導入した Peccei-Quinn 理論を提唱した [14]。アクションの質量 m_a はアクションと光子の結合定数 f_a を用いて $m_a \sim (10^7 \text{ GeV}/f_a) \times 0.6 \text{ eV}$ で与えられる。電弱スケールでのアクションの存在は SN 1987A [15] と赤色巨星の進化 [16] の観測結果から棄却された。一般的な探索手法として、強磁場中でアクションが光子に変換されるプリマコフ効果を利用したものが挙げられる [17]。アクションはインフレーション時

代前後の真空の相転移で生成されたものと考えられており、初期宇宙において他の粒子とは熱平衡状態になかったため、暗黒物質の候補として考えられている。

2.2.2 ダークフォトン

ダークフォトンは CDM モデルに宇宙項を加えた Λ CDM モデルにおいて、新たに標準模型に U(1) ゲージ対称性を導入した際に現れるスピンが 1 のゲージボゾンである。標準模型粒子である光子と同じ量子数をもち、kinetic mixing を通して自発的に光子に変換される。U(1) ゲージ対称性の破れとして現れる質量は $m_\chi \sim 100 \mu\text{eV}$ スケールである。典型的な探索手法として、ダークフォトンが光子に変換された際に、これを共鳴によって増幅して観測する手法が挙げられる [18]。ダークフォトンの質量は固有振動数に比例するため、ここから質量を決定できる。

2.2.3 原始ブラックホール

原始ブラックホールは 1970 年台に S. Hawking によりブラックホールの一種として提唱された [19]。その後、このブラックホールが暗黒物質の候補となりうることが提唱された [20, 21]。宇宙初期において大きな密度の揺らぎがあった場合、その領域が重力崩壊を起こすことでブラックホールが形成される。こうして生成されたブラックホールは原始ブラックホール (Primordial Black Hole, PBH) と呼ばれる。PBH は非相対論的な非常に重い天体であり、Massive Compact Object(MACHO) に分類される。重力相互作用のみを行う、ほぼ静止した状態で作られるため CDM の条件を満たすなど、暗黒物質としての条件を満たしている。低質量なブラックホールはホーキング放射により現在までに蒸発してしまうため、質量の要請値として $\gtrsim 5 \times 10^{12} \text{ kg}$ 以上が与えられている [22]。実験による探索では、LIGO と Virgo の共同による重力波を用いた探索手法 [23] や、質量の大きいブラックホールが光源と観測者を結ぶ線上を通過した際に光量が増加する重力レンズ効果を用いた探索手法 [24, 25] をはじめとした、複数の探索手法により質量に制限が設けられている。重力レンズ効果を用いた探索手法では、質量の大きいブラックホールが光源と観測者を結ぶ線上を通過した際に光量が増加することを利用する。

2.3 WIMP

CDM モデルの代表的な候補として WIMP (Weakly Interacting Massive Particle) がある。一般的な WIMP モデルでは、WIMP 質量よりも宇宙のエネルギーが十分に高かった時代 ($T \gg m_\chi$) に、標準模型粒子の対消滅による粒子の対生成が起きていた。WIMP の生成 (消滅) 率は以下のような式で与えられる。

$$\Gamma = \langle \sigma v \rangle n_{\text{eq}} \quad (2.5)$$

ここで、 σ は WIMP の消滅断面積、 v は WIMP の速度、 n_{eq} は熱平衡状態における WIMP の数密度である。やがて宇宙が膨張するとプラズマの温度は WIMP の質量よりも小さくなり、WIMP を生成するために十分なエネルギーを持った粒子や反粒子による対生成だけが起こるようになった。このときこれらの粒子はボルツマン分布の上端部にのみ存在するため、WIMP の生成率はボルツマン分布に従って指数関数的に減少した。やがて宇宙の膨張速度が大きくなり WIMP を生成するための平均自由行程がハッブル半径を超えると、WIMP の生成は停止した。これにより WIMP の数密度は一定となった。この時のおおよその数密度 $\Omega_\chi h^2$ は式 2.6 で表される。

$$\Omega_\chi h^2 \simeq 0.1 \times \left(\frac{10^{-9} \text{ GeV}^{-2}}{\langle \sigma v \rangle} \right) \quad (2.6)$$

典型的な消滅断面積は式 2.7 で表される。

$$\langle \sigma v \rangle \sim \frac{\pi \alpha^2}{m_\chi^2} \quad (2.7)$$

ここで、定数 α は弱い相互作用のスケールである。観測された暗黒物質の密度より、WIMP の質量は電弱相互作用のスケールで $100 \text{ GeV} \leq m_\chi \leq 1000 \text{ GeV}$ であると考えられる。これらの性質を満たす標準模型の粒子は存在しないため、SUSY モデルのような標準模型を超えた理論による新粒子の導入が必要となる。

WIMP はその質量領域や標準模型の粒子と弱い力スケールの相互作用を行う性質から、実験的な観点においても有力な暗黒物質の候補として探索されている。現在、直接探索、間接探索、加速器探索の 3 つの手法による探索が行われている。直接探索は WIMP-核子の散乱事象を観測することを目的としている。間接探索は WIMP が消滅した際に放出される標準模型粒子を観測することで、WIMP の証拠を探索することを目的としている。加速器探索実験では、加速させた粒子を衝突させることにより、直接的に WIMP を生成することを目的としている。本論文では、WIMP の直接探索実験について議論を行う。

2.4 暗黒物質直接探索の原理

暗黒物質直接探索実験では、天の川銀河ハロー内の暗黒物質による原子核反跳を実験室の検出器により観測する。この散乱事象は非常に稀な現象であるため、宇宙線による背景事象を減らすために地下で行われることが多い。反跳された原子核が落としたエネルギーは、光、熱、電荷など読み出し可能なエネルギーに変換して検出される。現在行われている主要な実験では、これらのうち複数種類のエネルギーを利用することで、背景事象となる電子反跳事象の除去を行う手法が主流となっている。また、事象の検出位置を特定できる実験においては、背景事象の多い体積を除いた領域内での事象のみを解析に用いることで、背景事象の抑制を図っている。

暗黒物質の到来量には、地球の公転や銀河の回転により異方性が生まれると考えられており、これを観測する実験が行われている。特にこの手法では、等方的な背景事象や 3.1 節で述べる太陽ニュートリノによる背景事象などの特定の方向から背景事象による信号と暗黒物質による信号を区別することが可能となるため、より確実な観測の証拠が得られると期待されている。

2.4.1 事象計数率

暗黒物質による原子核散乱の反跳エネルギーと運動エネルギーを測定することにより、地球の運動と銀河内の暗黒物質の運動パラメータを用いて、期待されるエネルギースペクトルが得られる。本節では、参考文献 [26, 27] に従って議論を進める。太陽系は銀河中で回転しており、進行方向には常にくちょう座が位置している。温度分布が熱平衡状態にあると仮定した場合、太陽速度と速度分散は等しくなると予想される。したがって、WIMP のフラックスは、はくちょう座の方向に向かって増加すると考えられる。

本研究では、天の川銀河として等方的な標準ハローモデル (SHM) を仮定する。このモデルでは、銀河の静止系に対する WIMP の速度分布 $f_{\text{gal}}(\mathbf{v})$ は脱出速度による分布速度の上限を持つマクスウェル分布 2.8 に従うと仮定する。

$$f_{\text{gal}}(\mathbf{v}) = \begin{cases} \frac{1}{N_{\text{esc}}(2\pi\sigma_v^2)^{3/2}} \exp\left[-\frac{|\mathbf{v}|^2}{2\sigma_v^2}\right], & |\mathbf{v}| < v_{\text{esc}} \\ 0, & |\mathbf{v}| > v_{\text{esc}} \end{cases} \quad (2.8)$$

ここで、 N_{esc} は正規化係数、 σ_v は速度分散、 v_{esc} は銀河系からの脱出速度である。SHM モデルでは、 v_{esc} は銀河中心からの距離に依存せず、 $\sigma_v = v_c/\sqrt{2}$ を介して円周速度 v_c と関係している。 v_c の基準値は 220 km/s である。また、直接探索実験において標準的に使用される局所的な WIMP 密度 ρ_{DM} は、 $\rho_{\text{DM}} = (0.2 - 0.5) \text{ GeV/cm}^3$ が用いられる。

WIMP によって原子核に与えられるエネルギーを計算するために、WIMP と原子核の弾性散乱を考える。WIMP の質量を m_χ 、原子核の質量を m_N とおく。実験室系における WIMP は非相対論的速度 \mathbf{v} で運動しており、原子核の初速度は十分に無視できるとすると、散乱後の原子核の運動量を \mathbf{q} 、エネルギーを E_q は式 2.9、2.10 で与

えられる。

$$q = 2\mu v \cos \theta \quad (2.9)$$

$$E_q = 2v^2 \frac{\mu^2}{m_N} \cos^2 \theta \quad (2.10)$$

ここで、 μ は WIMP-原子核の換算質量であり、式 2.11 で与えられる。

$$\mu = \frac{m_\chi m_N}{m_\chi + m_N} \quad (2.11)$$

WIMP の速度 \mathbf{v} と原子核の反跳方向 $\hat{\mathbf{q}}$ のなす角度を θ とすると、原子核の反跳エネルギー E_q と原子核の反跳方向に対する微分計数率は式 2.12 で表される。

$$\frac{dR}{dE_q d\Omega_q} \quad (2.12)$$

ここで、 Ω_q は $\hat{\mathbf{q}}$ 方向の立体角である。WIMP-原子核の微分散乱断面積は、式 2.13 で与えられる。

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{\sigma_{\chi-N}}{4\mu^2 v^2} S(q) \quad (2.13)$$

ここで、 $\sigma_{\chi-N}$ は点状原子核を仮定した際の WIMP-原子核の全散乱断面積、 $S(q) = |F(q)|^2$ は原子核の形状因子、 $dq^2 = 2m_N dE_q$ である。全散乱面積 $\sigma_{\chi-N}$ については 2.4.2 節、原子核の形状因子については 2.4.3 節で詳細を述べる。

原子核反跳の方向まで考えた二重微分散乱断面積を式 2.14 で定義する。

$$\frac{d\sigma}{dq^2 d\Omega_q} \quad (2.14)$$

WIMP の到来方向周辺の散乱の方向対称性は、 $d\Omega_q = 2\pi d\cos \theta$ で与えられる。 $\cos \theta$ と q の関係は式 2.9 とディラックのデルタ関数 $\delta(\cos \theta - q/2\mu v)$ を用いて、式 2.15 のように表すことができる。

$$\frac{d\sigma}{dq^2 d\Omega_q} = \frac{d\sigma}{dq^2} \frac{1}{2\pi} \delta\left(\cos \theta - \frac{q}{2\mu v}\right) = \frac{\sigma_{\chi-N} S(q)}{8\pi \mu^2 v} \delta(\mathbf{v} \cdot \hat{\mathbf{q}} - v_{\min}) \quad (2.15)$$

v_{\min} は弾性散乱において E_q の原子核反跳エネルギーを与えるために必要な WIMP 速度の最小値であり、式 2.16 で与えられる。

$$v_{\min} = \sqrt{E_q m_N / 2\mu^2} \quad (2.16)$$

空間内での速度要素 d^3v 中における WIMP のフランクスは、式 2.17 のように定義される。

$$\frac{\rho_{\text{DM}}}{m_\chi} v f(\mathbf{v}) d^3v \quad (2.17)$$

ここで、 $f(\mathbf{v})$ は実験室系における WIMP の速度分布を表す。

以上の式より、単位時間・単位質量あたりの微分計数率は、検出領域内の原子核の数 N_N を用いて、式 2.13 のように表される。

$$\frac{dR}{dE d\Omega_q} = \frac{N_N}{m_N N_N} \int 2m_N \frac{d\sigma}{dq^2 d\Omega_q} \frac{\rho_{\text{DM}}}{m_\chi} v f(\mathbf{v}) d^3v \quad (2.18)$$

$$= \frac{\rho_{\text{DM}} \sigma_{\chi-N} S(q)}{4\pi m_\chi \mu^2} \int \delta(\mathbf{v} \cdot \hat{\mathbf{q}} - v_{\min}) f(\mathbf{v}) d^3v. \quad (2.19)$$

第 2 式における $m_N N_N$ は検出器内に含まれる原子核の全質量に相当している。ここで、次式で与えられる WIMP 速度分布 $f(\mathbf{v})$ の 3 次元ラドン変換 2.20 を導入する。

$$\hat{f}(v_{\min}, \hat{\mathbf{q}}) = \int \delta(\mathbf{v} \cdot \hat{\mathbf{q}} - v_{\min}) f(\mathbf{v}) d^3v \quad (2.20)$$

ここで、 $\hat{f}(v_{\min}, \hat{\mathbf{q}})$ は、原点から q 離れたところにある $\hat{\mathbf{q}}$ 方向に直行する平面上の関数 $f(\mathbf{v})$ の積分を表す。特に、脱出速度によるカットオフを考慮した WIMP の速度分布に対する実験室系のラドン変換は、式 2.21 のように表される。

$$\hat{f}(v_{\min}, \hat{\mathbf{q}}) = \begin{cases} \frac{1}{N_{\text{esc}}(2\pi\sigma_v^2)^{1/2}} \left\{ \exp\left[-\frac{(v_{\min} + \hat{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{V}_{\text{lab}})^2}{2\sigma_v^2}\right] - \exp\left[-\frac{v_{\text{esc}}^2}{2\sigma_v^2}\right] \right\}, & v_{\min} + \hat{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{V}_{\text{lab}} < v_{\text{esc}} \\ 0, & v_{\min} + \hat{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{V}_{\text{lab}} > v_{\text{esc}} \end{cases} \quad (2.21)$$

ここで、 \mathbf{V}_{lab} は銀河に対する実験室系での速度、 N_{esc} は式 2.22 で定義された正規化係数である。

$$N_{\text{esc}} = \text{erf}\left(\frac{v_{\text{esc}}}{\sqrt{2}\sigma_v}\right) - \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{v_{\text{esc}}}{\sigma_v} \exp\left[-\frac{v_{\text{esc}}^2}{2\sigma_v^2}\right]. \quad (2.22)$$

以上を用いて、微分計数率 2.19 は式 2.23 のように書き換えることができる。

$$\frac{dR}{dEd\Omega_{\mathbf{q}}} = \frac{\rho_{\text{DM}}\sigma_{\chi-\text{N}}S(q)}{4\pi m_{\chi}\mu^2} \hat{f}(v_{\min}, \hat{\mathbf{q}}). \quad (2.23)$$

ここに WIMP-原子核の全散乱断面積 $\sigma_{\chi-\text{N}}$ と原子核の形状因子 $S(q)$ を入力することで導出される。これらの詳細については以降の節で議論する。

2.4.2 散乱断面積

WIMP と原子核の散乱過程は未解明であるため、散乱断面積は物理モデルに依存する。スピンに依存しない (spin-independent, SI) 散乱断面積は式 2.24 で表される。

$$\sigma_{\chi-\text{N}}^{\text{SI}} = \frac{4\mu^2}{\pi} [Zf_{\text{p}} + (N-Z)f_{\text{n}}]^2 \quad (2.24)$$

ここで、 Z と N はそれぞれ原子番号、質量数である。また、 f_{p} 、 f_{n} は WIMP-陽子、WIMP-中性子の SI 結合定数である。特に、 f_{p} 、 f_{n} が等しい場合、WIMP-原子核の SI 散乱断面積は WIMP-陽子の SI 散乱断面積 $\sigma_{\chi-\text{p}}^{\text{SI}}$ を用いて以下のように表すことができる。

$$\sigma_{\chi-\text{N}}^{\text{SI}} = \sigma_{\chi-\text{p}}^{\text{SI}} \frac{\mu^2}{\mu_{\chi-\text{p}}^2} A^2 \quad (2.25)$$

式 2.25 は A^2 に比例することから、質量数が大きい原子核ほど SI 相互作用を起こす確率が大きいことが分かる。

スピンに依存する (spin-dependent, SD) 散乱断面積は式 2.26 で表される。

$$\sigma_{\chi-\text{N}}^{\text{SD}} = \frac{32}{\pi} G_{\text{F}}^2 \mu^2 \frac{J+1}{J} [a_{\text{p}} \langle S_{\text{p}} \rangle + a_{\text{n}} \langle S_{\text{n}} \rangle]^2 \quad (2.26)$$

ここで、 G_{F} はフェルミ結合定数、 $\langle S_{\text{p}} \rangle$ 、 $\langle S_{\text{n}} \rangle$ は陽子と中性子のスピン、 J は原子核の全スピン量、 a_{p} 、 a_{n} は WIMP-陽子、WIMP-中性子の SD 結合定数である。式 2.26 より、陽子、中性子の原子核スピンへの寄与が大きいほど SD 相互作用を起こす確率が大きくなることが分かる。SD 散乱断面積は、WIMP-陽子の散乱断面積 $\sigma_{\chi-\text{p}}$ を用いて、式 2.27 のように書き換えることができる。

$$\sigma_{\chi-\text{N}}^{\text{SD}} = \sigma_{\chi-\text{p}}^{\text{SD}} \frac{\mu^2}{\mu_{\chi-\text{p}}^2} \frac{\lambda^2 J(J+1)}{0.75} \quad (2.27)$$

$\lambda^2 J(J+1)$ の値は原子核に依存する。各原子核に対する計算値は [26] に記載されている。この中から主に暗黒物質直接探索に使用される値を表 2.1 に示す。違った原子核を用いた直接探索実験では、式 2.25、2.27 を用いることで、WIMP-陽子または WIMP-中性子散乱断面積 $\sigma_{\chi-\text{p}}^{\text{SD}}$ や $\sigma_{\chi-\text{n}}^{\text{SD}}$ に変換して比較されることが多い。

表 2.1: 各標的原子核における自然存在比、 $\lambda J(J+1)$ の値、スピンに寄与する核子の一覧 [26]。

| 同位体 | J | 存在比 (%) | $\lambda^2 J(J+1)$ | スピンに寄与する核子 |
|-------------------|-------|----------------------|--------------------|------------|
| ^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 |

2.4.3 核子の形状因子

核子の形状因子(形状因子)は、原子核物理で研究されている原子核の空間的な広がりである。散乱時の運動量移動 $q (= \sqrt{2m_N E_q})$ のド・ブロイ波長 h/q が原子核の半径と比較して大きくなると、実効的な散乱断面積は減少する。この効果は、原子番号の大きい原子核や重い WIMP に対して強く現れる。Born(平面波)近似では、散乱中心の密度分布 $\rho(r)$ のフーリエ変換 2.28 によって形状因子が与えられる。

$$F(qr_N) = \int \rho(r) \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r} = \frac{4\pi}{q} \int_0^\infty r \sin(qr) \rho(r) dr \quad (2.28)$$

SI 相互作用において WIMP は全ての核子と相互作用を行うコヒーレントな散乱起こすため、原子核は固体球として近似される。この場合の形状因子はベッセル関数 $j_1(x) = (\sin x - x \cos x)/x^2$ を用いて、式 2.29 のように表される。

$$F(qr_N) = 3 \frac{j_1(qr_N)}{qr_N} \exp\left(-\frac{(qs)^2}{2}\right) \quad (2.29)$$

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

SD 相互作用において、WIMP は主にスピンのペアを組んでいない核子と相互作用を行う。このため、原子核は薄い殻として近似される。この時、形状因子は Bessel 関数 $j_0 = \sin x/x$ を用いて式 2.30 のように表される。

$$F(qr_N) = j_0(qr_N) \quad (2.30)$$

ここで、有効核半径は $r_N \simeq 1.0A^{1/3}$ fm である。各原子核における形状因子の計算方法には Helm 形状因子 [28] や Hartree-Fock 計算 [29] など複数の方法があるが、それぞれの値に大きな差はない。計算された形状因子を図 2.4 (a)、図 2.4 (b) に示す。

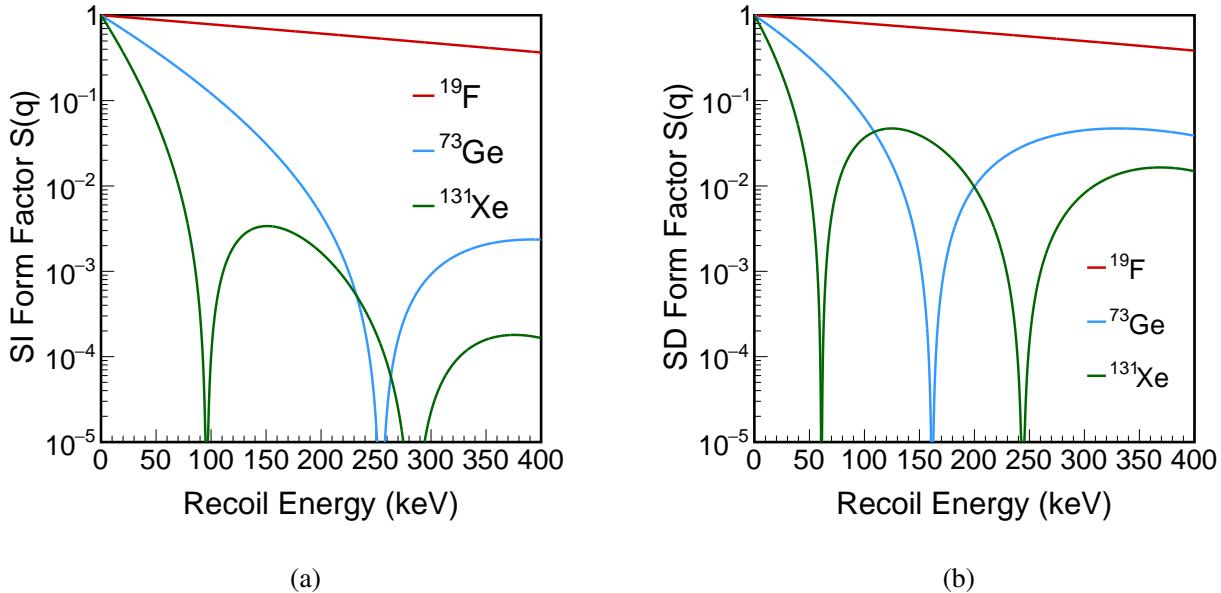


図 2.4: ^{19}F (赤線)、 ^{73}Ge (青線)、 ^{131}Xe (緑線) を標的としたスピンに依存しない形状因子 (a) とスピンに依存する形状因子 (b) の反跳エネルギー依存性 [30]。

2.4.4 エネルギースペクトル

原子核反跳において期待されるエネルギーは式 2.23 を角度について積分することで得られる。例として標的原子核が ^{19}F の場合の計算を示す。スピンに依存する散乱断面積 $\sigma_{\chi-\text{N}}^{\text{SD}}$ は式 2.27 を用いて計算される。形状因子 $S(q)$ は式 2.30 を用いて計算される。これらから、WIMP の質量が $50, 100, 200 \text{ GeV}/c^2$ において WIMP-陽子の散乱断面積を 1 pb と仮定した場合に期待されるエネルギースペクトルは、図 2.5 のようになる。暗黒物質の質量がターゲットと比較して大きい場合、高エネルギーにおける反跳事象は増加する。

2.4.5 季節変調を用いた直接探索

銀河静止系から見た地球の速度 V_{lab} は、地球の公転運動によって周期的に変化する。これにより実験室系内における WIMP の速度分布が変化することから、事象計数率も変化する。この特徴は「季節変調 (annual modulation)」と呼ばれる。銀河に対する地球の速度は 6 月 2 日に極大を、12 月 4 日に極小となる。2.4.4 節の手法を用いて 6 月、12 月において期待されるエネルギースペクトルを図 2.6 [30] に示す。ここで、標的原子核は ^{19}F 、WIMP の質量は $m_\chi = 100 \text{ GeV}$ 、散乱断面積は WIMP-陽子の SD 相互作用において 1 pb を仮定した。季節変調を用いた探索によって期待される WIMP の事象計数率の差は約 5 % である。

2.4.6 方向に感度をもつ検出器を用いた直接探索

地球上に到来する暗黒物質は到来方向に異方性をもつ。この異方性は、太陽系が銀河系の中心に対して円運動をしていることから生じる。太陽系の進行方向にはくちょう座が位置しているため、原子核の反跳角はこの逆方向に偏りが生じることが期待される。これに加えて実験室系においてはくちょう座の方角が時間変動することから、

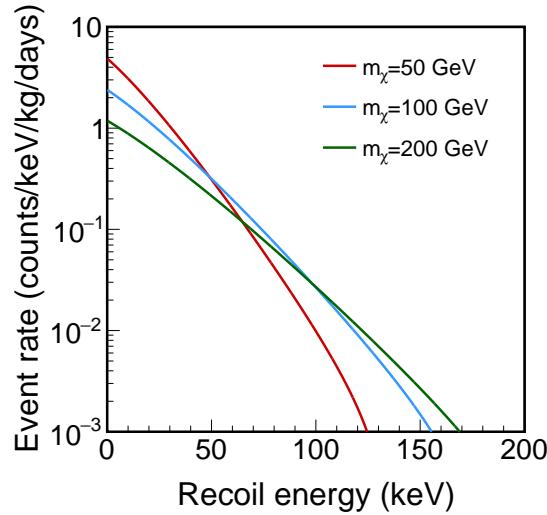


図 2.5: 標的原子核が ^{19}F の場合のエネルギースペクトル [30]。WIMP の質量は $50 \text{ GeV}/c^2$ (赤線)、 $100 \text{ GeV}/c^2$ (青線)、 $200 \text{ GeV}/c^2$ (緑線)、WIMP-陽子の SD 散乱断面積は $\sigma_{\chi-p}^{\text{SD}} = 1 \text{ pb}$ を仮定している。

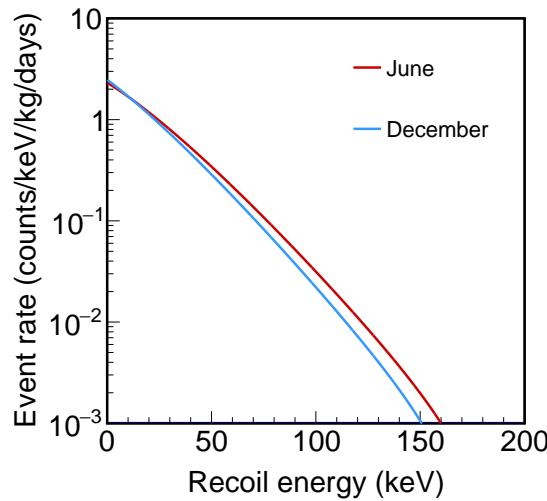


図 2.6: 6 月及び 12 月に取得されるエネルギースペクトル [30]。標的原子核は ^{19}F とし、WIMP の質量は $m_\chi = 100 \text{ GeV}$ 、散乱断面積は WIMP-陽子の SD 相互作用において 1 pb を仮定している。

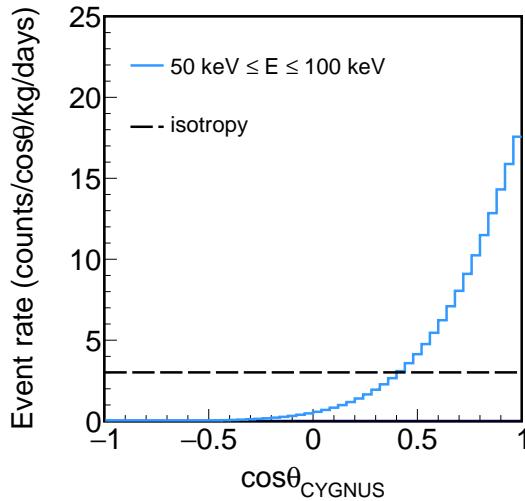


図 2.7: WIMP-陽子の SD 散乱における反跳原子核の事象計数率における角度依存性 [30]。標的原子核は ^{19}F 、SD 散乱断面積は 1 pb、WIMP の質量は $m_\chi = 100 \text{ GeV}$ 、反跳原子核のエネルギーは 50 ~ 100 keV を仮定している。黒の破線は等方性を持つ背景事象の分布を示している。

環境的な背景事象と WIMP による事象を分離が可能であることが期待されている。反跳原子核の方位角を積分すると、式 2.23 の微分計数率は、式 2.31 のように表すことができる。

$$\frac{dR}{dEd \cos \theta} = \frac{\rho_{\text{DM}} \sigma_{\chi-\text{N}} S(q)}{2m_\chi \mu^2} \hat{f}(v_{\min}, \hat{\mathbf{q}}). \quad (2.31)$$

この式から期待される原子核の反跳角度に対する事象計数率の関係を図 2.7 [30] に示す。標的原子核は ^{19}F 、SD 散乱断面積は 1 pb、WIMP の質量は $m_\chi = 100 \text{ GeV}$ 、反跳原子核のエネルギーは 50 ~ 100 keV を仮定している。

2.5 暗黒物質直接探索実験の現状

暗黒物質直接探索実験には、反跳原子核のエネルギー情報のみを用いる手法とこれに加えて原子核の反跳方向を用いる手法がある。本節では、前者を「従来型の暗黒物質直接探索実験」、後者を「方向に感度を持つ暗黒物質直接探索実験」として概説する。

2.5.1 従来型の暗黒物質直接探索実験

本節では、従来型の暗黒物質探索実験について概説する。代表的な実験として、高純度の NaI 結晶を用いた実験、液体キセノン (LXe) を用いた二相式の検出器を用いた実験 [31, 32, 33]、ボロメータを用いた実験などがある。代表的な実験における 90 % 信頼度における SI 散乱、SD 散乱の制限曲線の一覧をそれぞれ図 2.8、2.9 に示す。

DAMA/LIBRA 実験は 2 ~ 6 keV の反跳エネルギー領域において 13.7σ 信頼度での WIMP の観測を主張している [51]。一方で、DAMA/LIBRA 実験を上回る感度を有する他の直接探索実験では WIMP の観測には至っていない。この矛盾を解消するため、COSINE-100 実験 [52] や ANAIS-112 実験 [53] は DAMA/LIBRA 実験と同様に NaI シンチレータを用いた観測手法によって検証を行っているが、DAMA/LIBRA 実験の結果を再現していない。

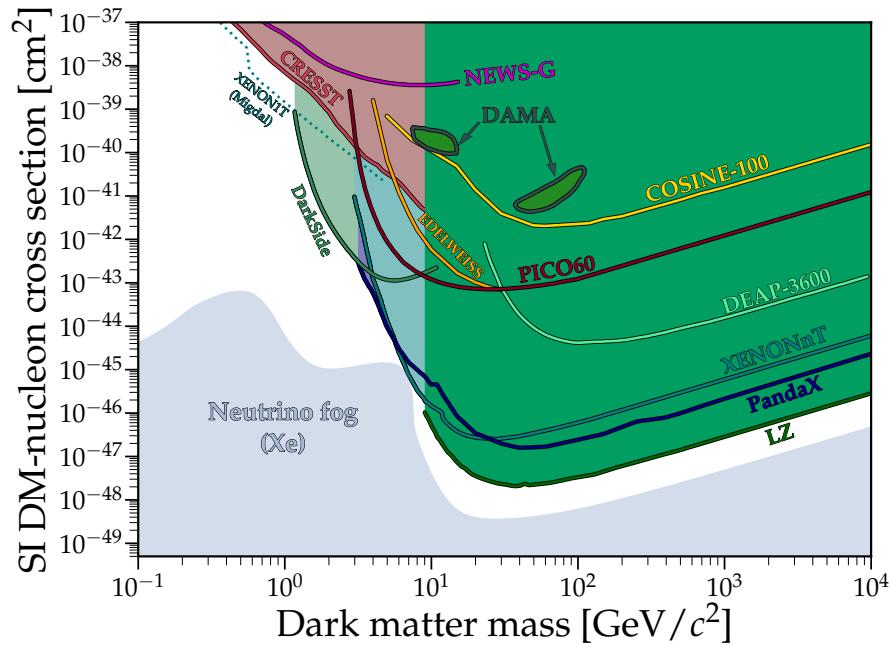


図 2.8: WIMP-原子核 SI 散乱断面積の上限値 (90 % 信頼度) の一覧。LUX-ZEPLIN [32]、XENONnT [34, 31]、XENON1T(Migdal) [35]、PandaX [33, 36, 37]、CRESST [38]、DarkSide-50 [39]、EDELWEISS [40]、DEAP-3600 [41]、PICO-60 [42]、COSINE-100 [43]、NEWS-G [44] の結果を示す。DAMA/LIBRA 実験では図中に示されている領域内に暗黒物質の存在を主張している [45]。灰色の領域はニュートリノ-原子核のコヒーレント散乱による背景事象領域を示している。

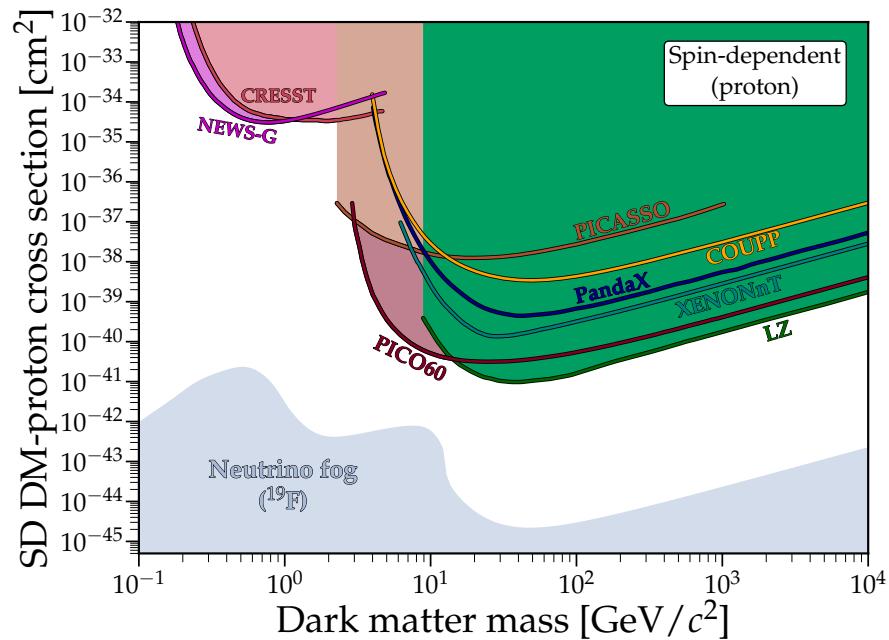


図 2.9: WIMP-陽子 SD 散乱断面積の上限値 (90 % 信頼度) の一覧。LUX-ZEPLIN [32]、PICASSO [46]、PICO-60 [42]、CRESST [47]、XENONnT [31]、PandaX [48]、COUPP [49]、NEWS-G [50] の結果を示す。灰色の領域はニュートリノ-原子核のコヒーレント散乱による背景事象領域を示している。

液体 Xe を用いた二相式の大質量検出器を用いた探索では、SI 散乱を用いた探索において非常に高い感度が得られている。液体 Xe が用いられている理由は、物質量が大きく高密度であるため暗黒物質との SI 散乱を起こしやすい、周囲の放射線に対して高い自己遮蔽能力を持つなど、暗黒物質直接探索に適した特徴を有しているためである。また、Xe を液層、気層に分けることにより、原子核が散乱された際に放出されるシンチレーション光に加えて、電離電子が気層中の強電場によって電界発光が起きる。これら二種類の信号の大きさを解析することにより、強力な電子弁別性能が実現される。2024 年夏、太陽ニュートリノによるコヒーレントな原子核の弾性反跳事象 (Coherent Elastic neutrino Nucleus Scattering, CE ν NS) の兆候が XENONnT 実験によって 2.73σ の確度で観測された [1]。これに続いて、同様の手法による他の探索実験でも観測が報告されている [54]。

低質量領域における WIMP 探索は、CERSST- III [38] や SuperCDMS [55, 56] などのボロメータを用いた探索による感度が最も高い。これらの実験では半導体結晶等が検出器として用いられており、原子核反跳によって発生する微小な温度変化の観測を行う。超電導転移端センサー (TES) を用いて超電導状態から常伝導状態への移行を観測することにより、低いエネルギー閾値での暗黒物質探索が可能となっている。

SD 散乱に対する検出感度では、過熱バブルチェンバーを使用した PICO-60 実験 [42] が最高感度を有している。媒体に ^{19}F を多く含む C_3F_8 を用いている。 ^{19}F は $\lambda^2 J(J+1)$ が大きいため、SD 相互作用に対して高い感度を持つ。媒体中で原子核が散乱されると気泡が発生するが、この量が核種によって異なることを用いて粒子弁別を行っている。また、チェンバーの圧力、温度を制御することで、背景事象となるガンマ線やベータ線による事象に対して検出器を不感にしておくことで、背景事象を抑制している。さらに、気泡の音によって ^{19}F 原子核反跳とアルファ粒子背景事象とを弁別することが可能である。現在更なる検出器の大型化を目的とした PICO-500 実験が計画されている。

2.5.2 方向に感度をもつ暗黒物質の直接探索

この項では、方向に感度を持つ暗黒物質探索実験の現状について述べる。方向に感度をもつ暗黒物質探索実験における SD 散乱断面積の制限曲線を図 2.10 にまとめた。これらの実験のうち代表的なものについて詳細を以下に述べる。

■DRIFT DRIFT [57] は低圧ガス TPC(Time Projection chamber) を用いた方向に感度を持つ暗黒物質探索実験の先駆者である。検出器には 2 mm ピッチのマルチワイヤー比例計数管 (MWPC) を使用している。英国ブルビー鉱山地下研究施設の低宇宙線事象下で 1 m^3 チェンバーを用いた測定が行われた。ガスには $\text{CS}_2 + \text{CF}_4 + \text{O}_2(73\%, 25\%, 2\%)$ 混合ガスを 0.05 atm で用いている。 CS_2 分子は反跳原子核により電離された 1 次電子を捕獲することで陰イオンを形成する。陰イオンは電子と比較して重いため、拡散の影響を受けにくい。また、生成される陰イオンの種類は複数あるため、それぞれのドリフト速度の違いを用いながら、電場に並行な方向における事象の絶対座標を測定することができる。DRIFT 実験ではこれらを無背景事象下で運用することで、 $100\text{ GeV}/c^2$ の WIMP 質量に対して 0.28 pb の感度を飛跡の反跳角度の情報は用いずに達成した [57]。更なる感度向上に向けて機械学習の導入を計画しており、低質量領域での感度向上が期待されている [62]。

■MIMAC MIMAC は Micromegas [63] を使用したストリップ読み出し型の Micro Time Projection Chamber(μ -TPC) を検出器として用いている。ガスには $\text{CF}_4 + \text{HCF}_3 + \text{C}_4\text{H}_{10}(70\%, 28\%, 2\%)$ を 0.05 atm の圧力で使用している。低圧ガスを使用しているのは、高ガスゲインを得るとともに原子核の飛程を大きくするためである。これにより、数 keV の原子核反跳事象の飛跡を 3 次元再構成することが可能となった。5.8 L の試作検出器 [64] がイタリアのモダン地下研究施設で運用されており、角度分解能は 6.3 keV と 26.3 keV の運動エネルギーを持つ ^{19}F 原子核に対して、それぞれ 14° 、 2° となっている [65]。

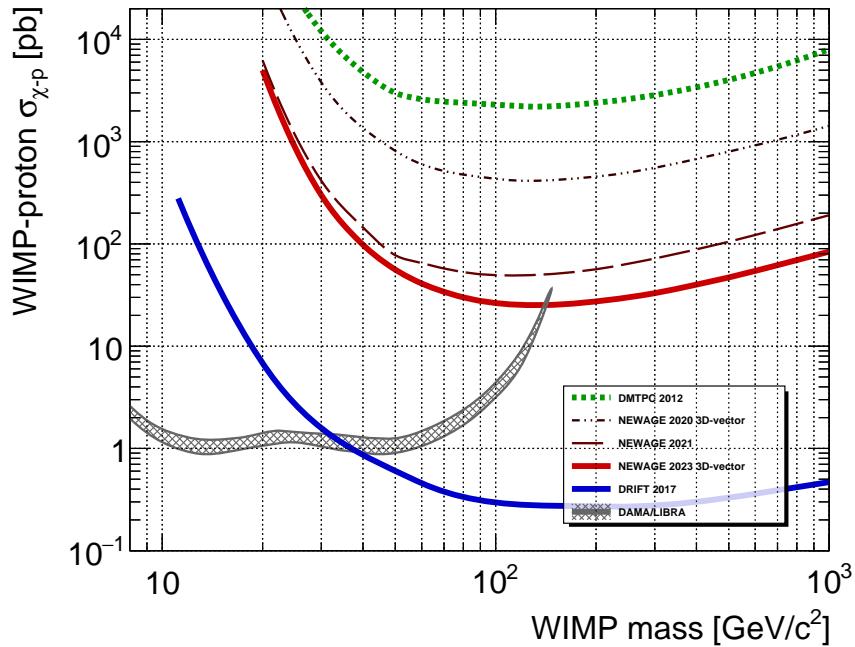


図 2.10: 方向感度をもつ暗黒物質直接探索での WIMP-陽子 SD 散乱断面積の上限値 (90 %C.L.) 一覧。DRIFT [57]、NEWAGE (2020 年 [58]、2021 年 [59]、2023 年 [60])、DMTPC [61] の結果を示す。DRIFT 実験の結果では方向感度を用いていない。

■CYGNO CYGNO [66] は、CMOS カメラと光電子増倍管用いた、光学読み出し型のガス TPC である。ガスに大気圧の He : CF₄ ガスを用いており、検出器の前方に設置された高電場形成用の GEM (Goseouse Electron Multiplier) を通過した電子の電界発光による光を検出する。光電子増倍管での信号をトリガとし、高感度の CMOS センサによる信号の取得を行う。イタリアのグランサッソ国立研究所で、試作チエンバーを用いた 50 L の容積を持つ検出器を用いてデータの検出器の性能評価が行われた [67]。現在 $O(1)$ m³ 級の容積を持つ CYGNO-04 の開発が進められており、これに伴ってより低放射能な部材の選定も進められている [68]。

2.6 NEWAGE 実験

2.6.1 NEWAGE 実験の現状

NEWAGE(NEw generation WIMP search with an Advanced Gaseous tracker Experiment) 実験は、低圧ガスと μ -TPC を用いた方向に感度をもつ暗黒物質探索実験である。検出器に Micro Pattern Gasouse Detector(MPGD) の一種である Micro pixel chamber (μ -PIC) 検出器を用いている。この検出器は飛跡の 2 次元位置座標と時間情報から飛跡を 3 次元的に再構成することができ、方向感度を実現している。

■検出器の構成

- μ -PIC

図 2.11 に μ -PIC の構造を示す。400 μ m 間隔でアノード電極とカソード電極が直行している。これらの信号を同時計測することにより、信号の 2 次元座標を取得できる。さらに、アノード電極とカソード電極に電位差を与えることで、各電極の周囲に強電場が形成され、電子の雪崩増幅が起こる。このように、検出器自身

が電荷の増幅を行うことが特徴である。通常の μ -PIC は電極基板にポリイミド (PI) を使用しているが、PI に含まれるガラス繊維が放射製不純物である ^{238}U や ^{232}Th を多く含んでいる。NEWAGE2015 [69] では、 μ -PIC 検出器表面から放出されるアルファ線が主な背景事象となっていた。アルファ線と WIMP による原子核反跳とを解析的に区別することは困難である。この問題に対処するため、電極基板の表面からガラス繊維を取り除いた Low- α emitting μ -PIC(LA μ -PIC) の製作が行われた [70]。この検出器の構造を図 2.12 に示す。先行研究 [70] により、LA μ -PIC は従来 μ -PIC と同等の性能を維持しつつ、 ^{238}U や ^{232}Th の含有量を $\sim 1/100$ に抑制できていることが確認された。

- GEM

ガス中で電子を増幅する装置として、Gas Electron Multiplier (GEM) [71] が広く使用されている。NEWAGE で使用している GEM は、厚さ $100 \mu\text{m}$ の液晶ポリマー (LCP) の両面に厚さ $5 \mu\text{m}$ の銅電極を形成し、直径 $70 \mu\text{m}$ のホールが $140 \mu\text{m}$ 間隔で形成されている。電極間に電位差を与えることにより、各ホールの中に強電場が形成され、電子が通過する際に雪崩増幅が起きる。NEWAGE では検出器の安定動作のための前置増幅器として使用している。 $32.0 \times 31.0 \text{ cm}^2$ の有効面積を有しているため、 μ -PIC の検出領域を減少させることなく運用している。

- フィールドケージ

電場形成のため、フィールドケージの壁面に 1 cm 間隔でワイヤを配置し、電圧を印加している。抵抗器を鎖状に接続することで各ワイヤの電位を段階的に低下させ、一様な電場を形成している。壁面の素材には放射製不純物の含有量が少ないポリエーテルエーテルケトン (PEEK) を使用している。

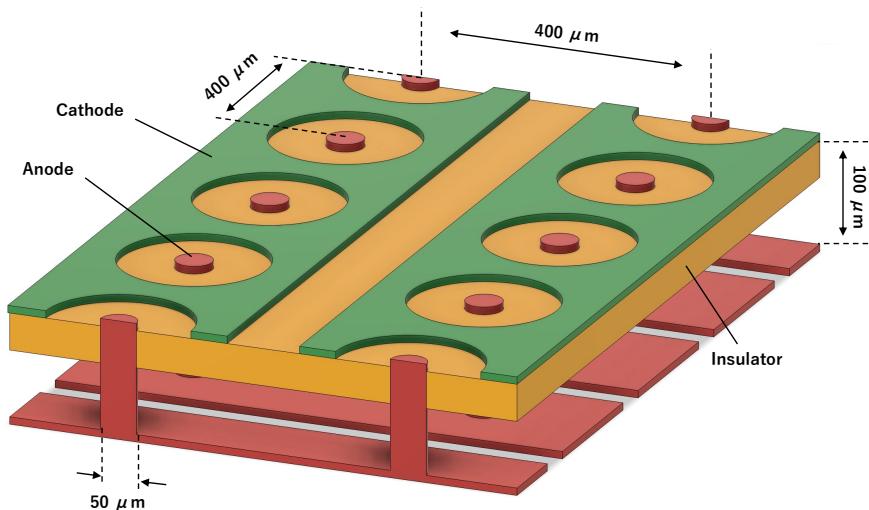


図 2.11: μ -PIC の構造の概略図。アノードストリップ (赤色) とカソードストリップ (緑色) が絶縁体 (黄色) を隔てて直交している。アノード電極とカソード電極の間に電位差を設けることで高電場が形成され、電子の読み出し前に雪崩増幅が起こる。

■ガス循環システム

- ガス

NEWAGE 実験では、 CF_4 を低圧で使用している。暗黒物質探索の標的は WIMP と散乱断面積が大きいものが望ましい。式 2.27 より、SD 断面積は $\lambda^2 J(J+1)$ に比例する。表 2.1 に掲載されているように ^{19}F 原子核はこの値が大きいため、スピンに依存する暗黒物質探索に有利である。また、 CF_4 ガスは電子のドリフト速度が大きいことでも知られている。ドリフト速度が大きい場合電子が散乱される回数が少なくなるため、

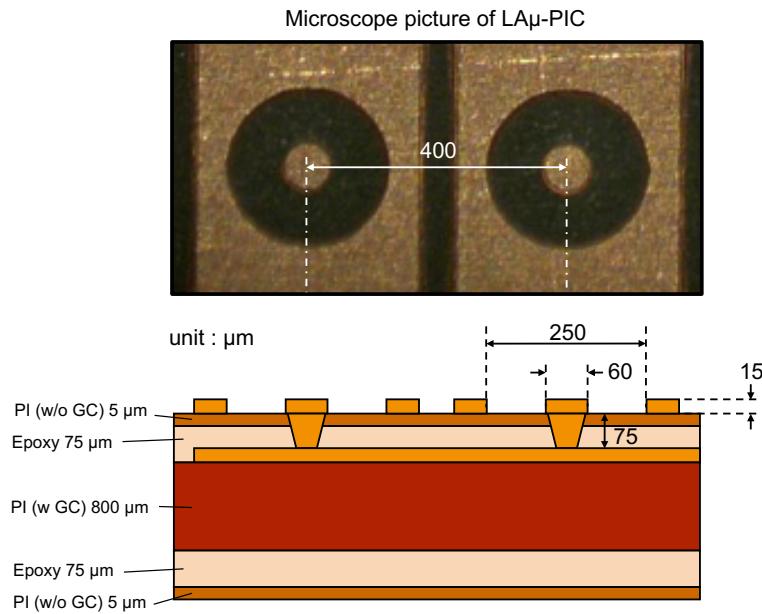


図 2.12: LAmu-PIC の構造の概略図 [70]。上図が光学顕微鏡によって撮影された LAmu-PIC の拡大写真、下図が LAmu-PIC の断面図である。検出器表面のポリイミド樹脂(PI)がガラス繊維を含まないものに変更されている。

拡散を抑制することができる。

- 循環システム

放射性同位体である ^{238}U や ^{232}Th は検出器を構成する素材に天然に含まれている。これらの元素は系列に従って壊変を繰り返し、アルファ線、ベータ線、ガンマ線を放出する。このうち ^{238}U の娘核である ^{222}Rn や ^{232}Th の娘核である ^{220}Rn は希ガスのため、検出器からガス中に放出され、背景事象となるアルファ線やベータ線を放出する。検出器内のラドン核の数 N_{Rn} は式 2.32 で記述される。

$$N_{\text{Rn}} = \frac{R_0}{\lambda_{\text{Rn}} + FP/V} (1 - e^{(-\lambda_{\text{Rn}} + FP/V)t}) \quad (2.32)$$

ここで、 V は検出器容器の容積、 F は循環のフローレート、 P は活性炭のラドン吸着率である。半減期の短い ^{220}Rn を循環によって減らすのは困難なため、含有量の少ない素材を使用することが重要となる。一方で ^{222}Rn は半減期が数日程度と長いため、ガス循環によって減らすことが可能である。NEWAGE 実験では吸着剤として活性炭を使用している。活性炭は低温化においてラドンの吸着率が上昇することが知られているため、冷凍機を用いた冷却を行っている。

■最新の探索結果 NEWAGE 実験における最新の暗黒物質探索結果を図 2.13 に赤色の実線で示す [60]。この探索では事象選別に新たな手法を導入することにより、それまで使用していなかった高いゲインで取得されたデータの使用を可能にした上に、ガンマ線の除去能力を 2 枠改善した。これに加えて飛跡の前後判定の解析を行うことで、方向に感度をもつ暗黒物質探索実験における最高感度を更新した。

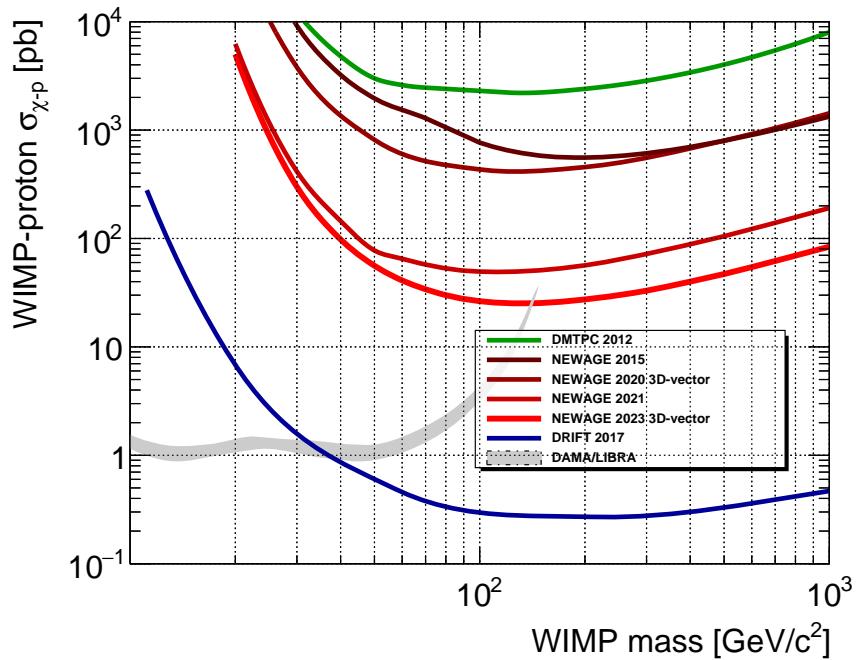


図 2.13: NEWAGE 実験における最新のスピンに依存する WIMP-陽子散乱断面積の上限値 (90 % 信頼度)(赤色 [60])。灰色が DAMA/LIBRA [45] 実験により WIMP の観測を主張されている領域、青が DRIFT [57]、緑が DMTPC [61] による探索結果を示している。

第3章

低バックグラウンド検出器の性能評価

NEWAGE 実験では、 $\text{LA}\mu\text{-PIC}$ を用いることで検出器表面からのアルファ線放出量を抑制し、方向に感度をもつ暗黒物質探索における探索感度を更新した [59]。一方で、希ガス同位体であるラドンが $\mu\text{-PIC}$ 検出器内部から湧き出すことで、その娘核が検出器内で崩壊した際に放出されるアルファ線が背景事象として顕在化した。NEWAGE 実験では検出器の大型化を計画しており、背景事象の抑制は必須となる。この問題に対処するため、基板内部に使用している素材を低放射能なものに変更した低バックグラウンド $\mu\text{-PIC}$ (Low-background $\mu\text{-PIC}$, LBG $\mu\text{-PIC}$) を製作した。本章では、WIMP 探索における背景事象について概説した上で、LBG $\mu\text{-PIC}$ を暗黒物質探索に導入するに先立ち行った性能評価の結果と、導入により期待される感度について述べる。本章で述べる研究内容については学術誌に投稿済みである [72]。

3.1 WIMP 探索における背景事象

WIMP 探索において、検出感度を向上させるためには背景事象を理解するとともに除去を行う必要がある。本節では、WIMP 探索における背景事象とその対策について述べる。

3.1.1 検出器内からの背景事象

検出器を構成する部品を構成している物質は一般に放射性不純物である ^{238}U や ^{232}Th を含んでいる。これらは系列に従って崩壊を繰り返し、その過程で複数のアルファ線、ベータ線、ガンマ線を放出する。このうち ^{238}U の娘核である ^{222}Rn や ^{232}Th の娘核である ^{220}Rn は希ガスのため、物質中からガス中に放出され、検出領域内で崩壊する場合がある。これを防ぐため、WIMP 探索では純度の高い物質を検出器の部材に用いる、媒体となる液体やガスなどを循環させたうえで常に純化を行うなどの対策が取られている。例として、XENONnT 実験では、液体 Xe に対して上流を行うことで常に純度の高い Xe が検出器内に維持されるようにしている。

3.1.2 検出器外からの背景事象

検出器外からのガンマ線や中性子などの放射線は検出器の部材を透過し、検出器内で相互作用を起こしうる。この問題に対して、遮蔽物を用いた対策や同時検出器を用いて解析的に除去を行うといった対策が取られている。また、検出器の感度向上に伴い、環境ニュートリノによるコヒーレントな原子核との弾性散乱 (Coherent Elastic neutrino Nucleus Scattering, CE ν NS) の兆候が観測されるようになっている。ニュートリノが起こす相互作用は非常に弱いため、遮蔽や同時検出器による除去が不可能である。一方で、観測されるニュートリノは生成過程によつてエネルギーやフラックスの方向依存性が異なるため、方向に感度をもつ WIMP の直接探索においては解析的な除去が可能であると期待されている。

3.2 設計と製作

この節では、先行研究 [73] の結果を引用しつつ、 $\text{LBG}\mu\text{-PIC}$ に課した性能の要求値と、素材の選定、設計と製作について述べる。

3.2.1 性能の要求値

$\text{LBG}\mu\text{-PIC}$ を製作するにあたって最も重要なことは、 $\mu\text{-PIC}$ 内部に含まれる放射性同位体の低減である。放射性同位体である ^{238}U と ^{232}Th は、それぞれ安定な ^{206}Pb 、 ^{208}Pb になるまでアルファ線、ベータ線、ガンマ線を放出しながら連鎖的に崩壊を繰り返す。この崩壊の過程に含まれる ^{222}Rn 、 ^{220}Rn は希ガスであるため $\mu\text{-PIC}$ 内部から放出される。これらが検出器内部で崩壊した際に放出されたアルファ線が背景事象となる。 $\text{LBG}\mu\text{-PIC}$ では、 ^{238}U 、 ^{232}Th 系列の放射性同位体の放出量が $\text{LA}\mu\text{-PIC}$ の 1/10 以下であることを要求値とした。また、 $\text{LA}\mu\text{-PIC}$ と同様にストリップ電極の間隔が $400\ \mu\text{m}$ 、チャンネル数がアノード、カソードとともに 768 channel での製造が可能であることを要求する。さらに、先行研究の WIMP 探索 [60] で使用した 76 Torr の CF_4 ガスにおいて、1000 以上のガスゲインを 20 % RMS 以下の一様性で達成可能であることを要求値とした。

3.2.2 素材の選定

先行研究により、素材の選定および不純物の放出量評価が行われた [73]。 $\text{LA}\mu\text{-PIC}$ において主に ^{238}U 、 ^{232}Th を含んでいるのは、基板のコア材に使用しているポリイミドに含まれるガラス纖維と、検出器表面のソルダーレジストであることがわかっている。したがって、 $\text{LBG}\mu\text{-PIC}$ ではこれらを低放射能な素材に代替する、もしくは排除する必要がある。コア材の代替候補として、低放射能であることが知られていた信越化学工業株式会社の製作したレジン入り高純度石英纖維 [74] を選定した。 $\text{LBG}\mu\text{-PIC}$ を製作するにあたり、材料試験として素材の表面アルファ線量とガンマ線量の評価を行った。以下にその結果を述べる。

■ガンマ線量測定 先行研究 [73] において、神岡宇宙素粒子研究施設の高純度ゲルマニウム検出器 (HPGe) [75] を用いて、レジン入り高純度石英纖維 (Quartz w/ Resin) とガラス纖維入りポリイミド (PI w/ GC) のガンマ線量の比較が行われた。 ^{238}U と ^{232}Th 系列の崩壊過程ではガンマ線が複数放出されることが知られており、この量から各系列の放射性同位体の放出量が推測できる。 ^{238}U 系列では途中で放射平衡が破れることから、系列の上流と中流を分割して測定が行われた。測定の結果を表 3.1 に示す。この結果から、Quartz w/ Resin は PI w/ GC と比較して ^{238}U と ^{232}Th の含有量が $\sim 1/100$ 未満であることがわかった。したがって、Quartz w/ Resin の ^{238}U 、 ^{232}Th 含有量は、1/10 未満という要求値を満たしていることが確認された。

表 3.1: 高純度ゲルマニウム検出器を用いた検出器の表面から放出されるガンマ線量測定の結果 [73]。単位は全て $\text{ppm}(10^{-6}\ \text{g/g})$ 、上限値は全て 90 % 信頼度である。

| Sample | ^{238}U upper | ^{238}U middle | ^{232}Th |
|-----------------|--------------------------------|--------------------------------|--------------------------------|
| PI (w/GC) | $(7.8 \pm 0.1) \times 10^{-1}$ | $(7.6 \pm 0.1) \times 10^{-1}$ | 3.42 ± 0.03 |
| Solder resist | $(3.9 \pm 0.1) \times 10^{-1}$ | $< 2.3 \times 10^{-3}$ | $(4.2 \pm 0.1) \times 10^{-2}$ |
| Quartz w/ Resin | $(5.6 \pm 5.2) \times 10^{-3}$ | $(5.1 \pm 1.0) \times 10^{-3}$ | $(1.2 \pm 0.4) \times 10^{-2}$ |

■表面アルファ線量測定 先行研究 [73] において、神岡宇宙素粒子研究施設の Ultra-Lo 1800 検出器 [76] を用いて、素材表面から放出されたアルファ線の量を測定された。この測定では銅シート、Quartz w/ Resin の測

定結果から期待される $\text{LBG}\mu\text{-PIC}$ の表面アルファ線量を算出し、 $\text{LA}\mu\text{-PIC}$ 実機の測定結果との比較を行った。 $\text{LA}\mu\text{-PIC}$ から放出されるアルファ線量の数値は [70] を用いた。この結果を表 3.2 に示す。この結果から、期待される $\text{LBG}\mu\text{-PIC}$ の表面アルファ線の量は $\text{LA}\mu\text{-PIC}$ の誤差範囲内であることがわかった。以上の測定結果から、Quartz w/ Resin を $\text{LBG}\mu\text{-PIC}$ のコア材の素材として剪定した。

表 3.2: Ultra-Lo 1800 検出器を用いた表面アルファ線量測定結果 [73]。 $\text{LBG}\mu\text{-PIC}$ の値は同シートと Quartz w/ Resin からの推定値である。

| Sample | emissivity [$\alpha/\text{cm}^2/\text{h}$] |
|---|--|
| $\text{LA}\mu\text{-PIC}$ | $(2.35 \pm 0.48) \times 10^{-4}$ |
| Copper sheet | $(1.14 \pm 0.36) \times 10^{-4}$ |
| Quartz w/ Resin | $(2.29 \pm 0.36) \times 10^{-4}$ |
| $\text{LBG}\mu\text{-PIC}(\text{expected})$ | $(1.63 \pm 0.51) \times 10^{-4}$ |

3.2.3 設計と製作

$\text{LA}\mu\text{-PIC}$ と $\text{LBG}\mu\text{-PIC}$ の断面図を図 3.1 (a)、3.1 (b) に示す。 $\text{LA}\mu\text{-PIC}$ と同様に、 $\text{LBG}\mu\text{-PIC}$ は $400\ \mu\text{m}$ のストリップ間隔、 $30.72 \times 30.72\ \text{cm}^2$ の検出面積をもつ。 $\text{LA}\mu\text{-PIC}$ では PCB 製のリレーボードに電極基板を重ね、ワイヤボンディングによりこれらの接続を行っていたが、 $\text{LBG}\mu\text{-PIC}$ では導線を基板内部に埋め込むことでこれらを一体化し、ソルダーレジストの除去、厚みの低減などを行った。

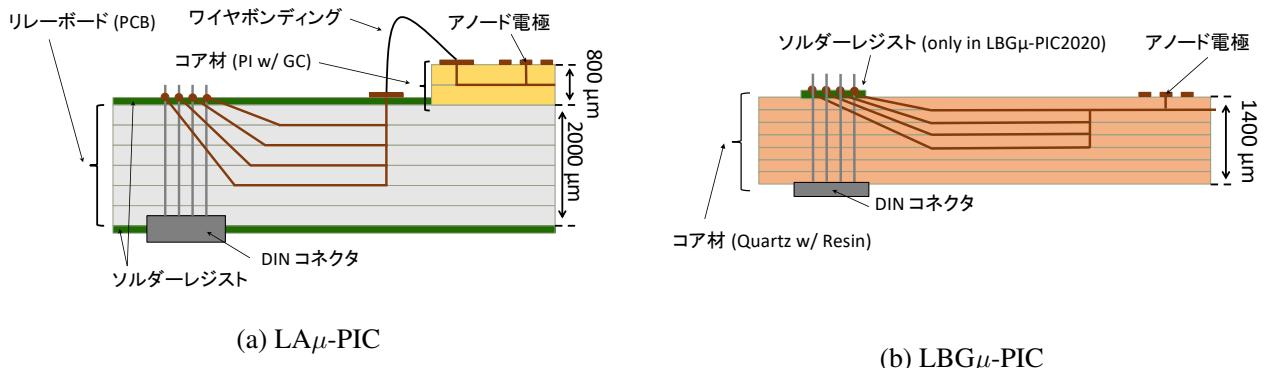


図 3.1: $\text{LA}\mu\text{-PIC}$ の断面図 (a) と $\text{LBG}\mu\text{-PIC}$ の断面図 (b) [72]。 $\text{LBG}\mu\text{-PIC}$ では基板のコア材がガラス繊維入りのポリイミド樹脂 (PI w/ GC) からレジン入り高純度石英繊維 (Quartz w/ Resin) に変更された。さらに、 $\text{LA}\mu\text{-PIC}$ では電極基板 (黄色) と中継基盤 (灰色) が分かれていたが、 $\text{LBG}\mu\text{-PIC}$ では電極基板内に導線が埋め込まれることにより厚みが低減している。また、検出器表面に使用されているソルダーレジストは $\text{LBG}\mu\text{-PIC}2020$ では DIN コネクタ部分のみ、 $\text{LBG}\mu\text{-PIC}2023$ では使用されていない。

$\text{LBG}\mu\text{-PIC}$ の製作は、 $\text{LA}\mu\text{-PIC}$ と同様に大日本印刷株式会社に依頼した。製作は、先行研究 [73] において 2020 年に 1 機 ($\text{LBG}\mu\text{-PIC-2020}$ 、図 3.2 (a)) され、2023 年にフィードバックを加えたものを 2 機 ($\text{LBG}\mu\text{-PIC}2023$ 、図 3.2 (b)、図 3.2 (c)) 追加で製作を行った。主な変更点として、2020 年に製作した $\text{LBG}\mu\text{-PIC}$ では基板表面の一部にソルダーレジストが使用されていたのに対して、2023 年に製作した $\text{LBG}\mu\text{-PIC}$ では使用されていない。

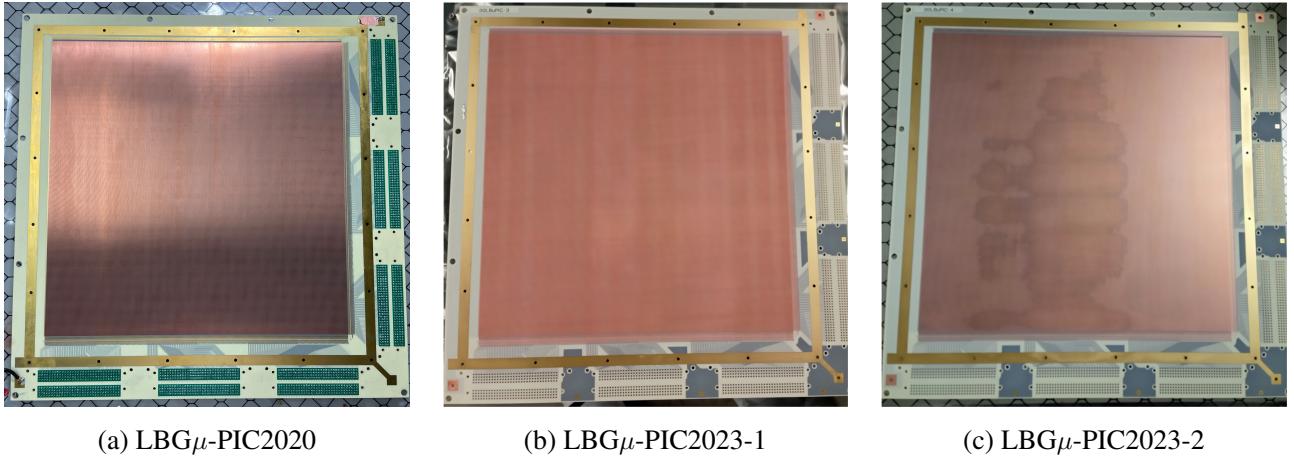


図 3.2: 各 LBG μ -PIC の外観写真 [72]。

3.3 性能評価

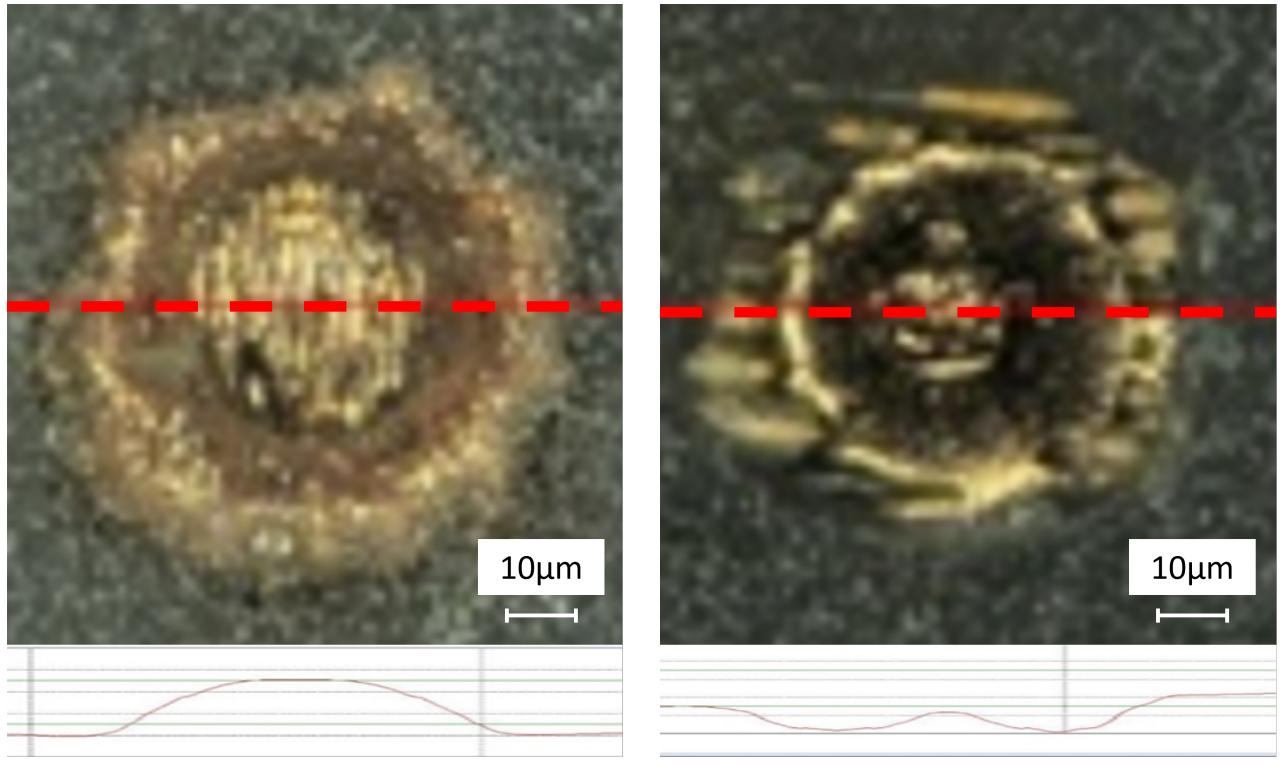
3.2.1 節に示した要求値が満たされているかを確認するため、LBG μ -PIC2020、LBG μ -PIC2023-1、LBG μ -PIC2023-2 に対して性能評価を行った。シミュレーションを用いた先行研究 [77] により、 μ -PIC の電極形状はゲインに影響を与えることがわかっている。このため、最初に電極基板の一様性確認を目的とした外観検査を行った。この結果を 3.3.1 節に示す。次にガスゲインの評価を行った。この結果を 3.3.2 節に示す。最後にラドン量評価を行った。この結果を 3.3.3 節に示す。

3.3.1 外観検査

光学顕微鏡 (Keyence, VHX-2000) を用いた詳細な部分検査と自作した撮影装置を使用した全域検査の 2 通りの手法を用いて、電極の形成状態の評価を行った。

■部分検査 光学顕微鏡 (Keyence, VHX-2000) を用いて電極の詳細な形状検査を行った。この顕微鏡は対象物の 3 次元画像を撮影可能である一方で、撮影可能な面積が $10 \times 10 \text{ cm}^2$ であるため、電極基板全域を撮影することができない。このため、当該手法では部分的な撮影を行った。LBG μ -PIC2020 で撮影された典型的な電極の撮影画像を図 3.3 に示す。画像の上部は撮影した電極のアノード、下部は画像中の点線に沿った断面の標高線である。図 3.3 (a) は正常に形成された電極、図 3.3 (b) は形成不良の電極である。各図の標高を比較すると、正常に形成された電極ではアノードが盛り上がっているのに対し、形成不良の電極では陥没していることがわかる。電極は銅メッキを成長させることにより形成されるが、この際技術的な難易度の高さから、正常に成長しない場合がある。garfield++ [78] を用いたシミュレーションにより、アノード電極が陥没している場合、ガスゲインが低下するという結果が得られている。

■全域検査 USB 小型顕微鏡 (DINOAM4815ZTL) を、平面的に動作可能なコンピュータ数値制御マシン (atom-stack a5 10w) に取り付ることで、全域での外観検査を行った。装置の外観を図 3.4 に示す。制御、解析は Python を用いたプログラムを自作した。この装置により、 $40 \times 36 \text{ cm}^2$ において、倍率 10 ~ 140 での撮影が可能である。撮影速度は 116 倍の倍率において $1000 \text{ cm}^2/\text{day}$ であった。これにより撮影された画像の例を図 3.5 (a) に示す。この画像から、カソードの半径 (R_C) と、アノード電極の明るさ (Br) を取得した。カソード半径が小さい場合、アノード電極との距離が近くなることで電場が強くなり、ゲインが大きくなる。また、この手法では電極面に対して



(a) 正常に形成されたアノード電極

(b) 正常不良のアノード電極

図 3.3: 光学顕微鏡を用いて撮影された正常に形成されたアノード電極 (a) と形成不良のアノード電極 (b) の拡大写真 [72]。上図は撮影された写真、下図は上図の点線に沿った標高線を表す。正常に形成されたアノード電極は盛り上がっているのに対して、形成不良の電極は陥没していることがわかる。

鉛直な方向の座標を取得することができないため、アノードが陥没している場合は暗く映ることを用いて、明るさによるアノードの形成状態評価を行った。各パラメータの計算方法を以下に述べる。

1. Open-CV ライブラリの HoughCircle 関数を用いて各ピクセルのカソード円を検出 (図 3.5 (b) 緑色の円) し、この円の半径を R_C と定義する。
2. 検出された円の中心 (図 3.5 (b) 赤色の点) をアノード電極と定義するとともに、ここから X 方向に 100 pixel の位置 (図 3.5 (b) 青色の点) をカソード電極と定義する。
3. 画像を 8-bit のグレースケールに変換し、アノード電極、カソード電極から半径 3 pixel の平均の明るさをそれぞれ Br_A 、 Br_C と定義する。ここで、アノード電極の半径に収まるように、3 pixel と定義した。各電極について、 Br を以下のように定義する。

$$Br = \frac{Br_A - Br_C}{Br_C} \quad (3.1)$$

これによって取得した Br の 2 次元分布を図 3.6 に示す。LBG μ -PIC2020 の Br では、Y 方向に縞状の構造体が見られる。縞模様については、製造過程において電極基板を圧迫固定する過程があり、この際に銅メッキが変形することで生じたことがわかっている。また、先行研究 [73] での光学顕微鏡を用いた検査によって、他と比較して暗い部分ではアノードに形成不良があり、ゲインが低いことが報告されている。この詳細については 3.3.2 節で述べる。一方で、新たに作成した LBG μ -PIC2023 では、アノードの形成状態に明確な改善が見られる。また、この 2 次元分布を Br の 1 次元分布に投影したものを図 3.7 に示す。この図より、 Br の一様性についても 2023 年に製作したモデルには改善が見られる。 R_C の 2 次元分布を図 3.8 に示す。LBG μ -PIC2020 では近傍の電極間に R_C の非一様

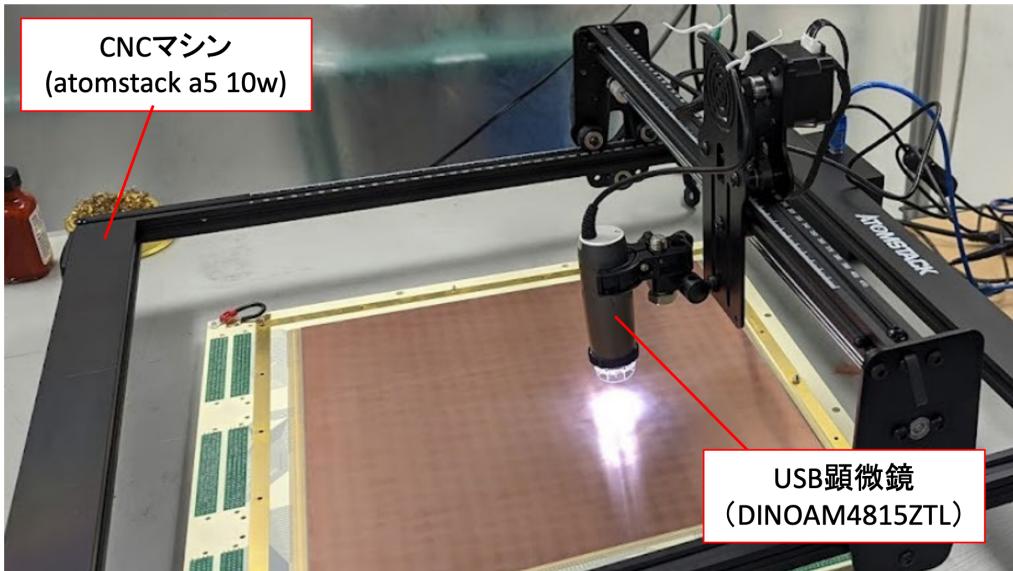


図 3.4: CNC マシンの外観写真。

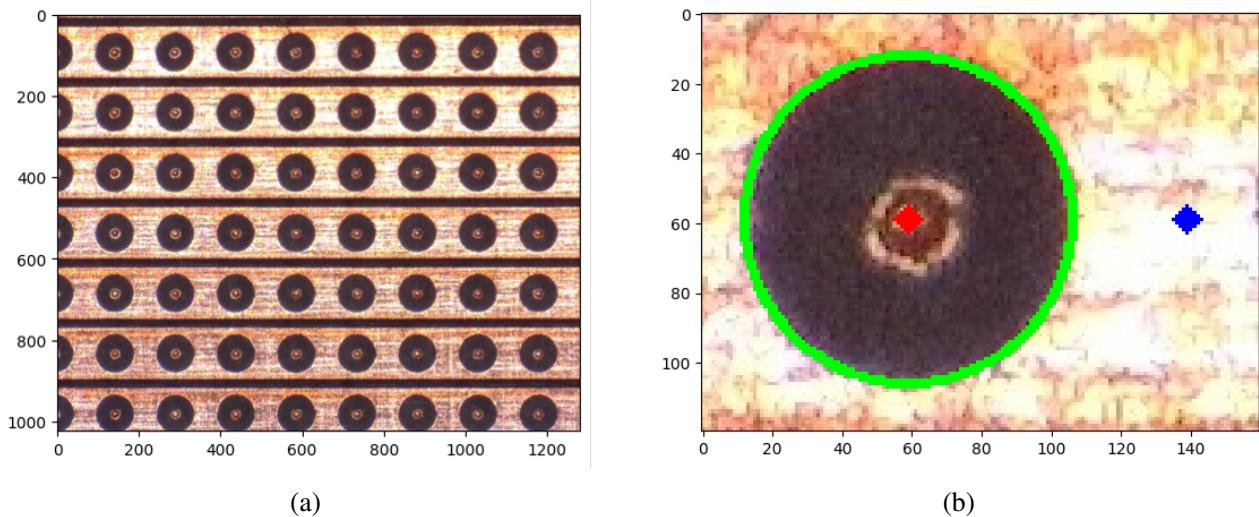


図 3.5: (a) USB 顕微鏡によって撮影された画像 [72]。(b) 電極の拡大写真 [72]。赤点、青点がそれぞれ検出されたアノード電極、カソード電極の位置。緑色の縁が検出された円を示している。

性が見られたのに対し、 $\text{LBG}\mu\text{-PIC2023}$ には見られなかった。 R_C とゲインの関係の詳細については 3.4.1 節で述べる。全域外観検査の結果、 $\text{LBG}\mu\text{-PIC2023-2}$ におけるアノード電極の形成状態は良好だった一方で、約 100 本のカソード電極が隣り合う電極と導通していることが判明した。このため、3.3.2 節で述べるガスゲイン測定においてはこれ以外での評価を行った。

3.3.2 ガスゲイン評価

テストチェンバーを用いて $\text{LBG}\mu\text{-PIC2020}$ 、 $\text{LBG}\mu\text{-PIC2023-1}$ のゲイン測定を行った。テストチェンバーの模式図及び外観写真を図 3.9、図 3.10 に示す。このテストチェンバーには上面に直径 1 cm の穴が 5 cm 間隔で 6×6 個空けられており、 $125 \mu\text{m}$ 厚のカプトンシートで覆われている。ここから ^{55}Fe の 5.9 keV エックス線を用いてチャンネルごとのガスゲインを測定した。ガスは 76 Torr の CF_4 と同等のゲインが得られることが実験的に示されてい

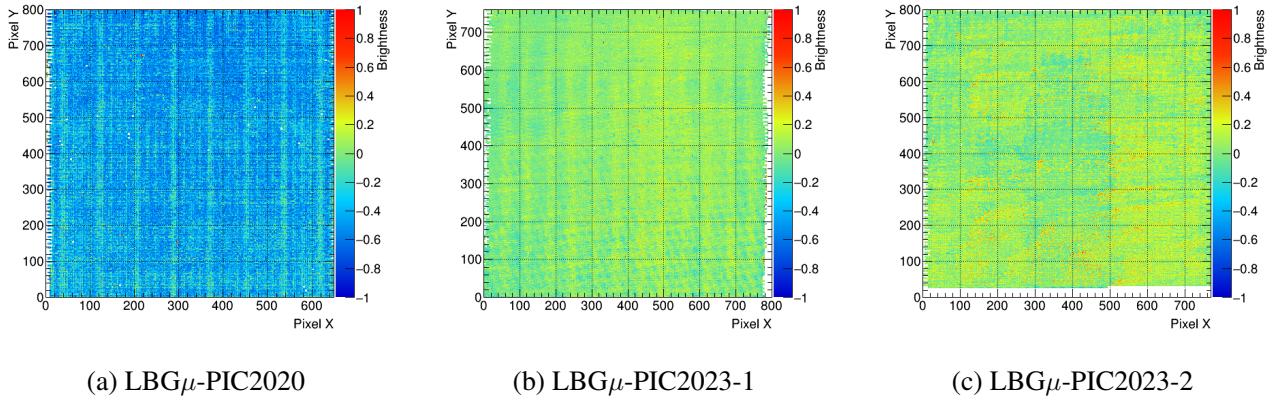


図 3.6: 各 LBG μ -PIC における Br の 2 次元分布 [72]。LBG μ -PIC2020 に見られる縞状の構造体は、電極の製作過程において基板を圧迫固定した際に生じたものであることが分かっている。また、先行研究 [73] により、 Br が小さい (暗い) 領域はアノードの形成不良が見られることが判明している。

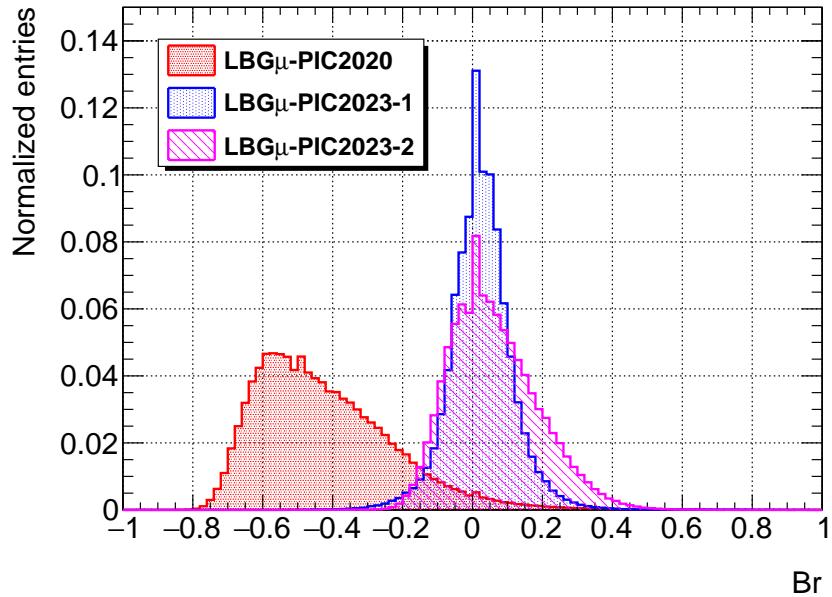
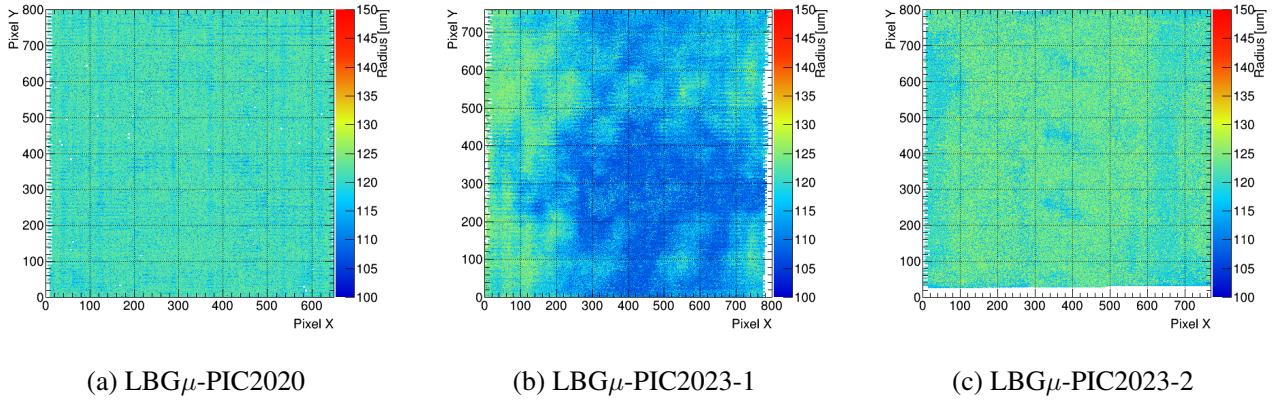


図 3.7: Br の 1 次元分布 [72]。縦軸は全イベント数によって規格化されている。2023 年度に製作したモデルにおいて一様性の改善が見られる。

る Ar+C₂H₆(9:1) を 760 Torr で使用した。LBG μ -PIC により検出された電荷はアンプ (CSA, CR-110, Cremat Inc.)、シェイパー (CR-RC Gaussian shaping circuit, two TL074CNs, TI Inc., with a shaping time of 10 μ s.) を通じて、Waveform digitizer(ADALM2000 by Analog Devices, 12 bit ADC, ± 2.5 V input range, 10 MHz sampling rate) を用いてデジタル化し、保存した。これによって取得された典型的なスペクトルを図 3.11 に示す。ガスゲインは式 3.2 によって求めた。

$$G = \frac{W_{Ar} \times Q}{5.9 \text{ keV} \times q_e} \quad (3.2)$$

ここで、 W_{Ar} はアルゴンの W 値 (26 eV)、 Q は検出された電荷、 q_e は電気素量である。この手法を用いて、LBG μ -PIC2020、LBG μ -PIC2023-1、について各点でのゲインを測定した。この結果を図 3.12 に示す。これによ

図 3.8: R_C の 2 次元分布 [72]。

り、 $\text{LBG}_\mu\text{-PIC2020}$ において数 mm の範囲内で約 2 倍のゲインの非一様性が確認された(図 3.12 (a) $x \sim 320$ 付近)。暗黒物質探索において WIMP による原子核反跳で期待される飛跡は数 mm であることが期待されるため、このスケールでの非一様性は問題となる。一方で、 $\text{LBG}_\mu\text{-PIC2023-1}$ ではこのスケールでの非一様性は確認されなかった。広域で見た際に存在する非一様性については、3.4.1 節で議論する解析処理を使用することで、補正可能であると考えられる。図 3.13 に、各測定点でのゲインをゲインの平均値で除した $\text{LBG}_\mu\text{-PIC2020}$ と $\text{LBG}_\mu\text{-PIC2023-1}$ の相対的ゲイン分布の比較を示す。 $\text{LBG}_\mu\text{-PIC2020}$ と $\text{LBG}_\mu\text{-PIC2023-1}$ のガスゲインの一様性は RMS 値でそれぞれ 31.0 %、20.0 % であり、2023 年に製作したモデルにおいて改善が見られるとともに、3.2.1 節で述べた要求値を満たすことが確認された。 $\text{LBG}_\mu\text{-PIC2020}$ 、 $\text{LBG}_\mu\text{-PIC2023-1}$ で測定されたガスゲインのアノード-カソード間の電圧差依存性を、図 3.14 に示す。ゲインの要求値は 1000 以上だが、このゲインは 460 V 以上の電圧差で得られることが確認された。 $\text{LBG}_\mu\text{-PIC2020}$ と $\text{LBG}_\mu\text{-PIC2023-1}$ のゲインに差が見られることについては 3.4.1 節で述べる。以上より、 $\text{LBG}_\mu\text{-PIC2023-1}$ はガスゲインにおける要求値を満たす性能を持つことが確認された。

3.3.3 背景事象測定

■放射線量測定 神戸大学にある検出器を用いて、静電捕集法によりラドン量測定を行った。検出器の概略図を図 3.15 に示す。この検出器は $42 \times 42 \times 15 \text{ cm}^3$ (27 L) の検出領域を持ち、ラドンの娘核である ^{214}Po 、 ^{212}Po イオン等を電場で捕集することで、これらが崩壊した際のアルファ線を検出する。ガスは、760 Torr の純空気を用いた。また、検出器には PIN フォトダイオード (Hamamatsu S3590-09) を用いた。PIN フォトダイオードは P 型半導体と N 型半導体で I 型半導体を挟んだ構造となっており、ここに逆バイアスの電圧を印加すると空乏層が形成される。この中を放射線が通過すると、電離により電子正孔対が生成されることで微弱な電流が流れるため、これをアンプで増幅して観測する。検出器に $\text{LBG}_\mu\text{-PIC2023-1}$ を封入して 27 日間の測定を行った際に検出されたエネルギースペクトルおよび ^{214}Po の事象計数率を、図 3.16 に示す。エネルギースペクトルにおける青色、赤色、青色のヒストグラムはそれぞれ ^{218}Po 、 ^{214}Po 、 ^{212}Po による事象を表す。各放射性同位体の崩壊時に放出されるエネルギー値から、検出器のエネルギー分解能の 3 倍である $\pm 7.5\%$ のエネルギー領域を、各核種による事象と定義した。このうち、 ^{214}Po に注目して、事象計数率の時間依存性の測定を行った。図 3.16 (b) に赤の実線で示されているフィッティングは、式 3.3 に従う。

$$C = A \times (1 - 2^{-t/\tau}) \quad (3.3)$$

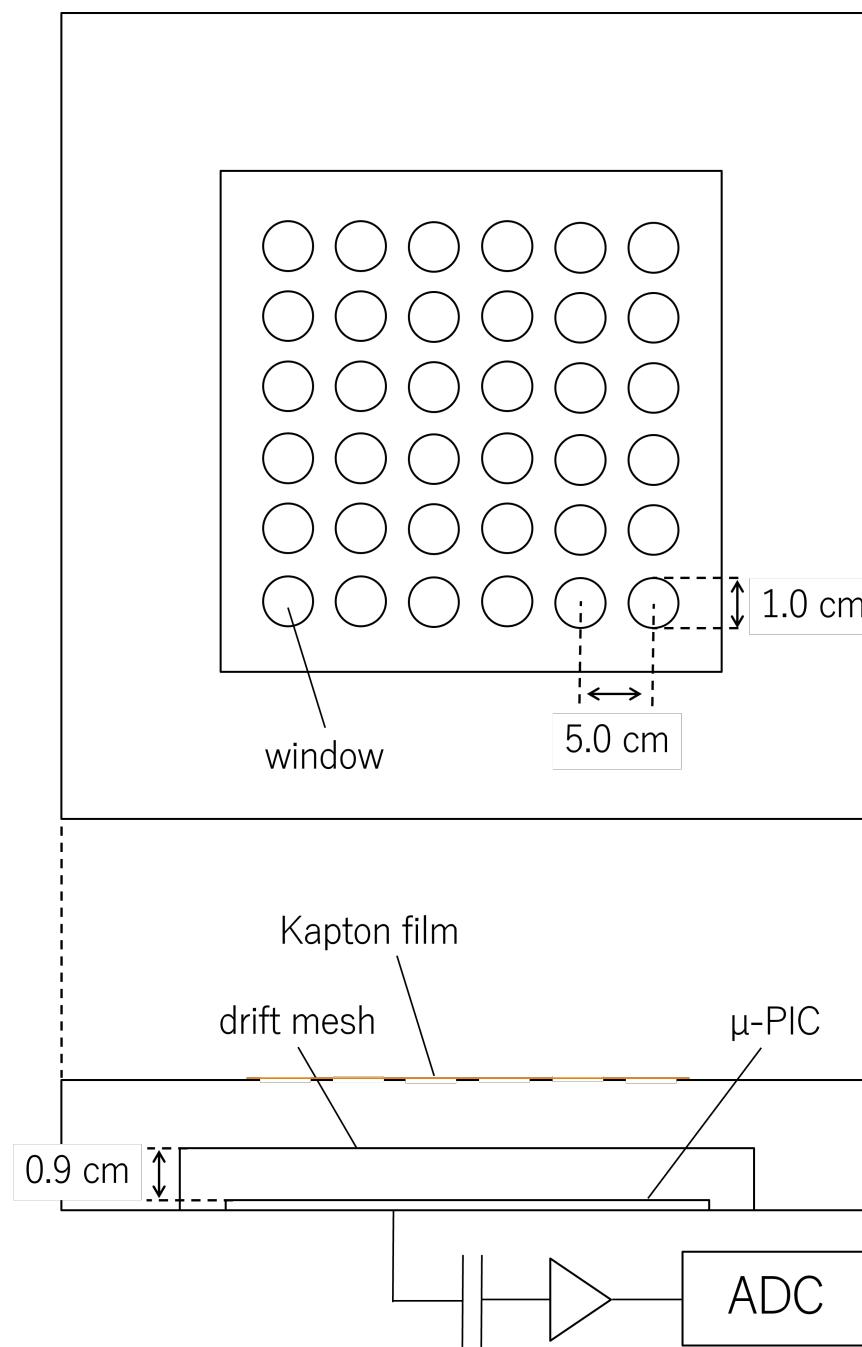


図 3.9: ゲイン評価用テストチェンバーの模式図 [72]。6 × 6 個の穴が 5 cm 間隔で空いており、125 μm 厚のカプトンシートで覆われている。

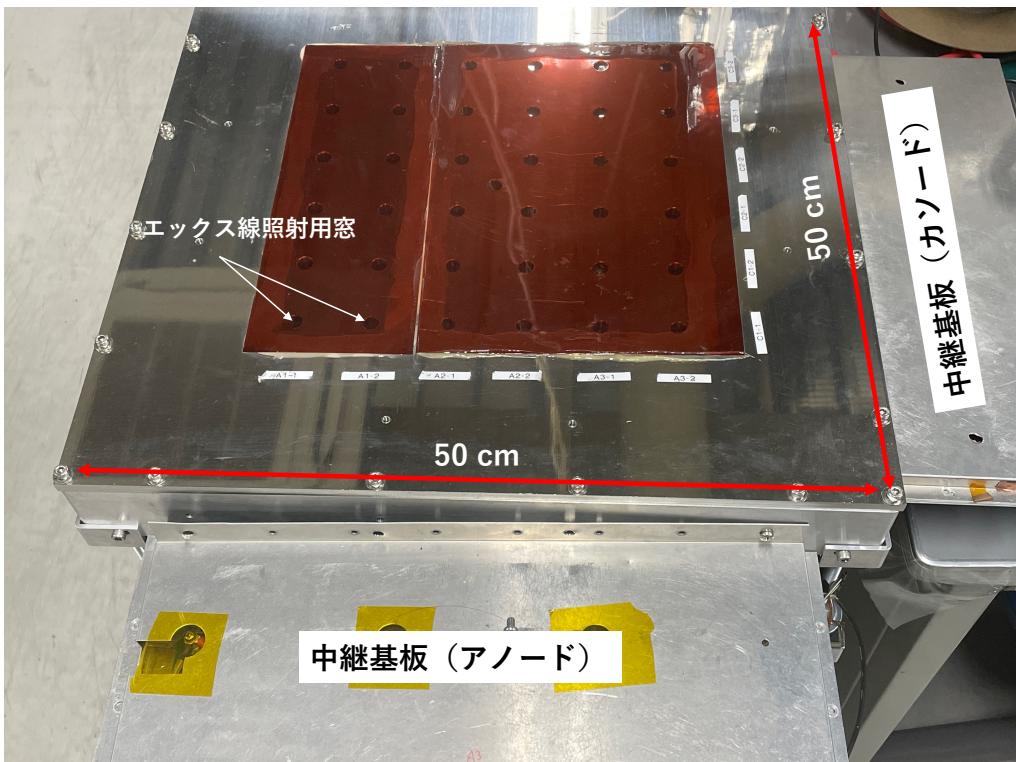


図 3.10: ゲイン評価用テストチェンバーの外観写真。チェンバーの上面にゲイン評価用の穴が 6×6 個空いており、その上をカプトンシートで覆っている。検出器の横に突き出ているのは μ -PIC からの信号を読み出すための中継基板であり、ノイズ低減のため金属板で遮蔽してある。

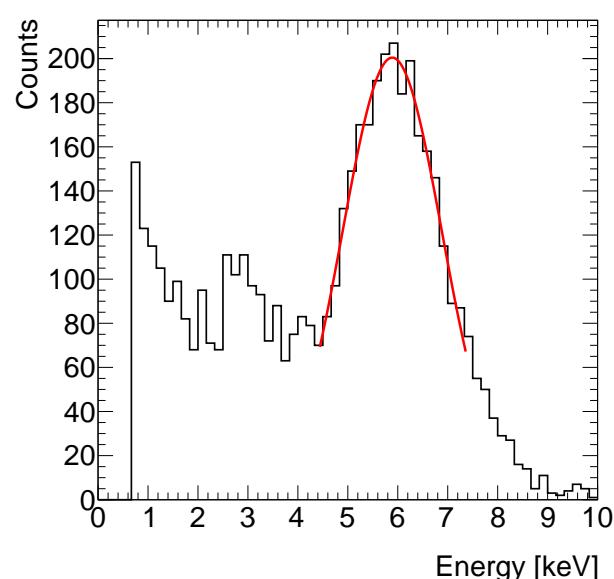


図 3.11: LBG μ -PIC2023 を用いて取得された ^{55}Fe の 5.9 keV エックス線のエネルギースペクトル [72]。

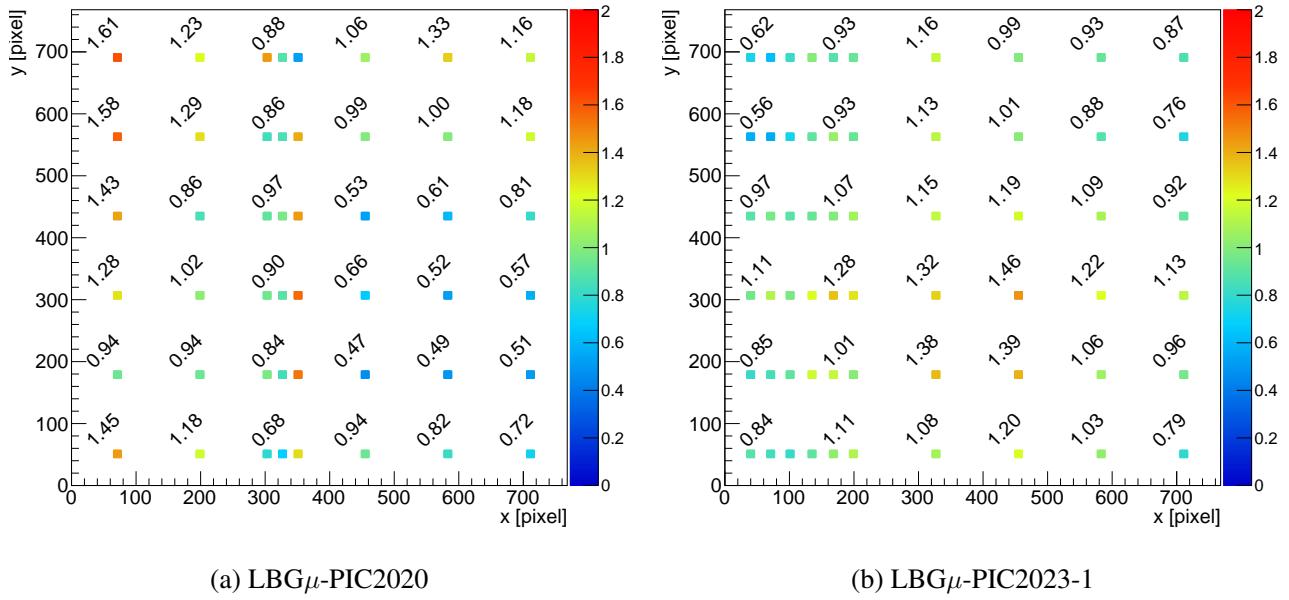


図 3.12: LBG μ -PIC2020 と LBG μ -PIC2023 におけるゲイン分布 [72]。各ゲインは隣接する 6 ストリップを合計したものを使 用している。LBG μ -PIC2020 では局所的なゲインの変動が見られたが、LBG μ -PIC2023 では近傍のストリップに大き なゲインの差は見られなかった。

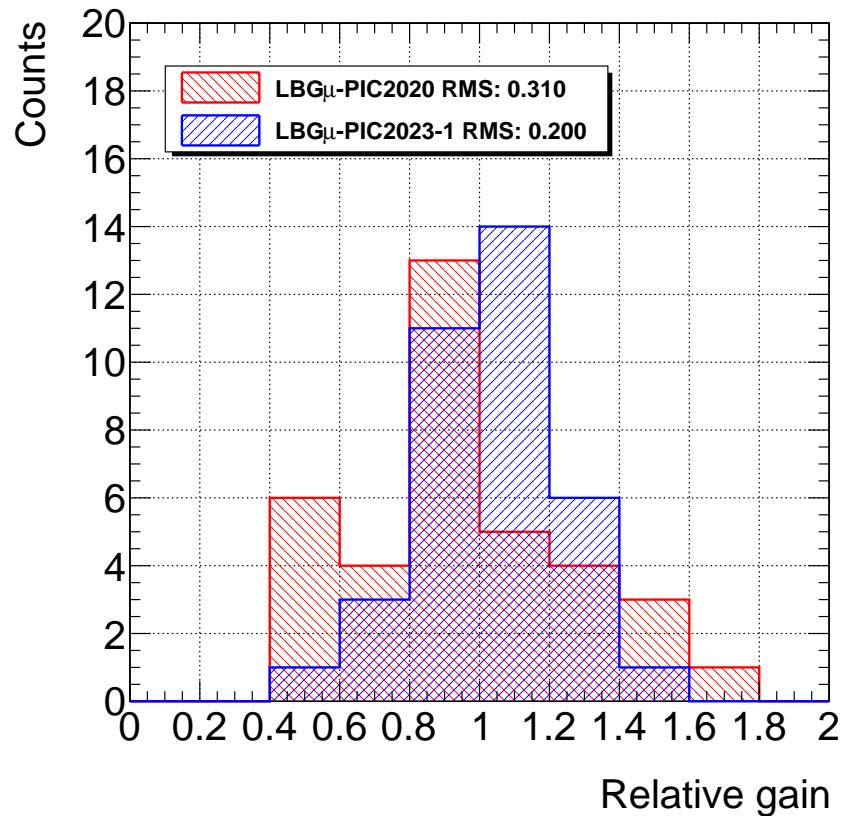


図 3.13: 6 × 6 箇所のカプトン窓から取得された相対的なガスゲインの 1 次元分布 [72]。ゲインの一様性が 31.0 % から 20.0 % RMS へ改善が見られる。

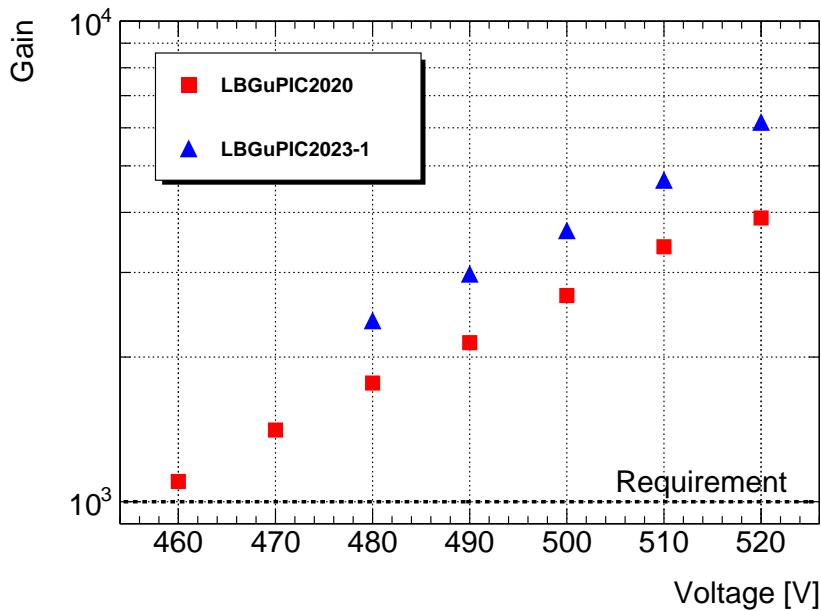


図 3.14: LBG μ -PIC2020 と LBG μ -PIC2023-1 におけるアノード-カソード間に印加した電圧とゲインの関係の比較 [72]。各ゲインは全測定点のゲインを用いて平均化してある。いずれもゲインの要求値を満たしていることが確認された。

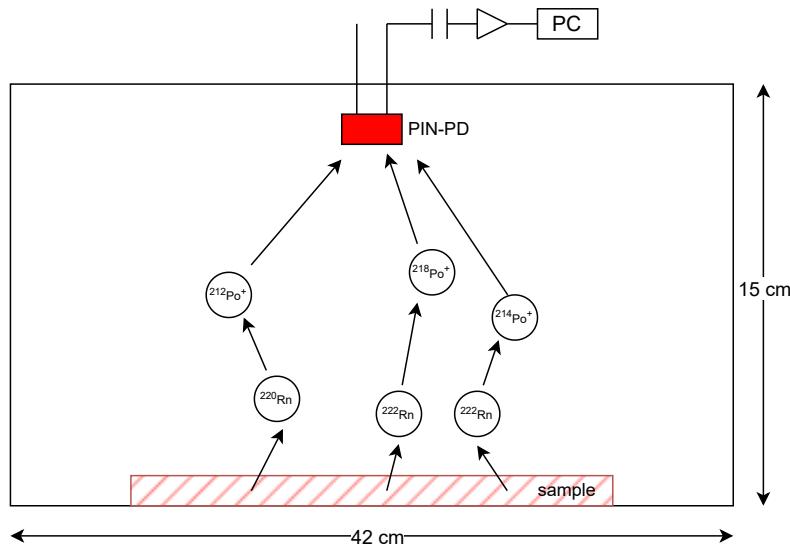
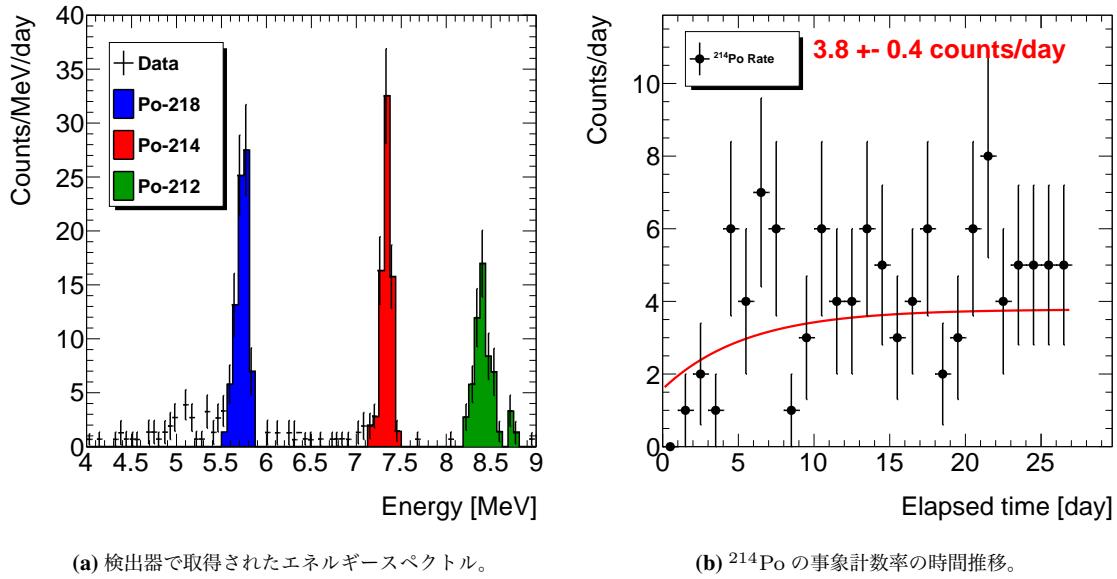


図 3.15: 使用した静電捕集型ラドン検出器の模式図。検出器に PIN フォトダイオードを使用している。

ここで、 A は放射平衡におけるラドン量、 t は純空気を封入してからの経過時間、 T は ^{222}Rn の半減期 (3.82 days) である。この結果から見積もられた放射平衡における事象計数率を、LBG μ -PIC と検出器の背景事象それぞれについて測定を行った。その上で背景事象による事象計数率を差し引き、先行研究 [73] で測定された較正係数を用いてラドンの放出量を算出した。この結果を表 3.3 に示す。この結果より、LBG μ -PIC2023-1、LBG μ -PIC2023-2 のラドン放出量は LA μ -PIC の 1/56 未満であることが確認された。

図 3.16: 検出器で取得されたエネルギースペクトルおよび ^{214}Po の事象計数率の時間推移。表 3.3: ラドン量測定の結果 [72]。各測定結果は左から順に、測定された ^{214}Po の事象計数率、 ^{214}Po の事象計数率から算出された単位体積当たりのラドンの崩壊数、 μ -PIC1 枚あたりから期待されるラドンの崩壊数を示している。各上限値は 90 % 信頼度で与えられている。

| Sample | ^{214}Po rate | Radon emanation rate | Radon emanation rate |
|----------------------|------------------------|-----------------------|----------------------|
| | [counts/day] | [mBq/m ³] | [mBq/ μ -PIC] |
| LA μ -PIC | 34.1 ± 4.9 | 85.2 ± 17.4 | 2.3 ± 0.5 |
| LBG μ -PIC2020 | <2.0 | <5.1 | <0.14 |
| LBG μ -PIC2023-1 | <0.6 | <1.5 | <0.04 |
| LBG μ -PIC2023-2 | <0.7 | <1.8 | <0.05 |

■表面アルファ線測定 本項では先行研究 [73] による結果を引用する。表面アルファ線量測定には、神岡宇宙素粒子研究施設の Ultra-Lo 1800 検出器が用いられた。この結果、LBG μ -PIC は $(2.12 \pm 0.28) \times 10^{-4} \alpha/\text{cm}^2/\text{h}$ 、LA μ -PIC は $(2.35 \pm 0.48) \times 10^{-4} \alpha/\text{cm}^2/\text{h}$ であった。それぞれのアルファ線の事象計数率は誤差の範囲内で一致しており、素材の変更による表面の汚染は確認されなかった。

以上により、内部からのラドンの放出量は LA μ -PIC の 1/56 未満、表面アルファ線量は LA μ -PIC と誤差の範囲内で一致しており、3.2.1 節で述べた要求値を満たすことが確認された。

3.4 議論と展望

3.4.1 ガスゲイン補正

図 3.8 (b) と図 3.12 (b) から R_C とゲインに何かしらの関係が推測された。各測定点におけるゲインの R_C 依存性を図 3.17 中の黒点に示す。ゲイン測定と条件を統一するため、 R_C は 6 × 6 個の電極の平均値を用いた。図 3.17 中の色付きの点は、garfield++ [78] によるガスゲインのシミュレーション結果である。青、緑、赤の点はそれぞれアノードの高さが 15 μm 、0 μm 、-15 μm の場合を表している。シミュレーションと測定結果の両方において、

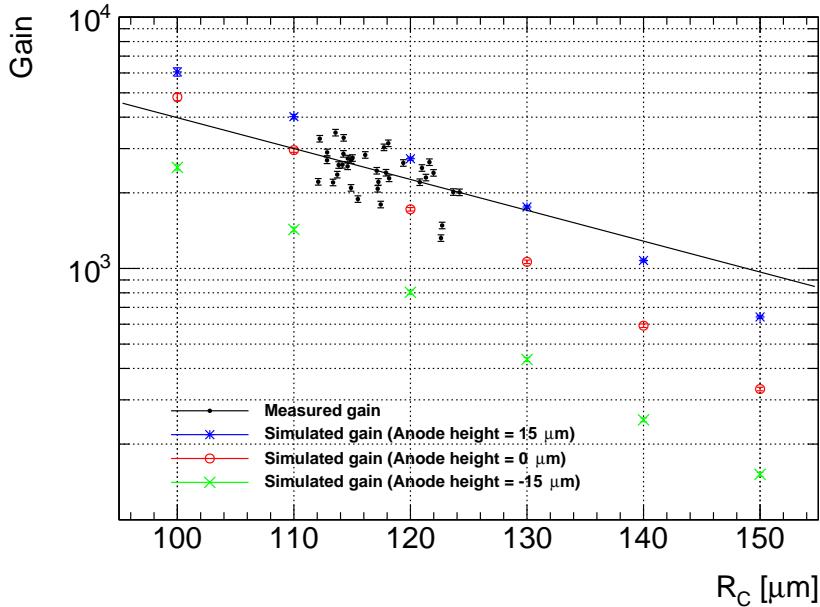


図 3.17: R_C とゲインの関係性 [72]。黒点で示されている測定点は $LBG\mu$ -PIC2023-1 により取得されたものを示しており、黒線は式 3.4 によるフィッティング結果を示している。青、赤、緑の点はそれぞれアノード電極の高さが $15 \mu\text{m}$ 、 $0 \mu\text{m}$ 、 $-15 \mu\text{m}$ における Garfield++ [78] シミュレーションの結果である。測定点における誤差は主に時間経過によるガスゲインの変化による系統誤差、シミュレーションにおける誤差は統計誤差によるものである。

傾きについては完全には一致していないものの、 R_C の増加に応じてゲインが指数的に減少する傾向が見られた。このため検証的に、測定点に対して式 3.4 によるフィッティングを行った。

$$G_{\text{fit}}(R_C) = a_0 \exp(a_1 R_C) \quad (3.4)$$

ここで、 a_0 、 a_1 はフリーパラメータである。フィッティングの結果を図 3.17 の黒線に示す。フィッティングの結果から、式 3.5 によって補正係数を決定した。

$$f(R_C) = G_{\text{fit}}(120)/G_{\text{fit}}(R_C) \quad (3.5)$$

ここで、 $G_{\text{fit}}(120)$ 、 $G_{\text{fit}}(R_C)$ はそれぞれ $R_C = 120 \mu\text{m}$ と各測定点でのカソード半径 R_C の、フィッティング関数におけるゲインである。この補正を適用した結果を図 3.18 に示す。これにより、RMS 値で 20.0 % から 16.8 % への一様性改善が確認された。 $LBG\mu$ -PIC2020 と $LBG\mu$ -PIC2023-1 の平均のカソード半径はそれぞれ $122.5 \mu\text{m}$ 、 $114.8 \mu\text{m}$ であった。図 3.14 におけるゲインの差はこれによるものであると考えられる。図 3.17 のシミュレーション結果からアノード電極の高さもゲインに影響を与えることが期待される。一方で、 Br を用いて R_C と同様の補正を行った結果、一様性に改善は見られなかった。このことから、 Br はアノードの形成状態を評価することはできるが、アノードの高さを正確に評価するには不十分であることがわかった。以上から、更なる補正のためにはアノードの高さを $O(1) \mu\text{m}$ の精度で評価する必要があると考えられる。

3.4.2 暗黒物質探索への導入

性能評価の結果、内部からのラドンの湧き出し量が要請値の $1/10$ 未満であり、ゲインの要求値は運用可能な電圧値で達成可能かつゲインの一様性も要求値未満であることが確認された。このため、2023 年 12 月に、神岡地下実験室で運用している NEWAGE 実験で使用している NEWAGE-0.3b” に搭載している検出器 $LA\mu$ -PIC から

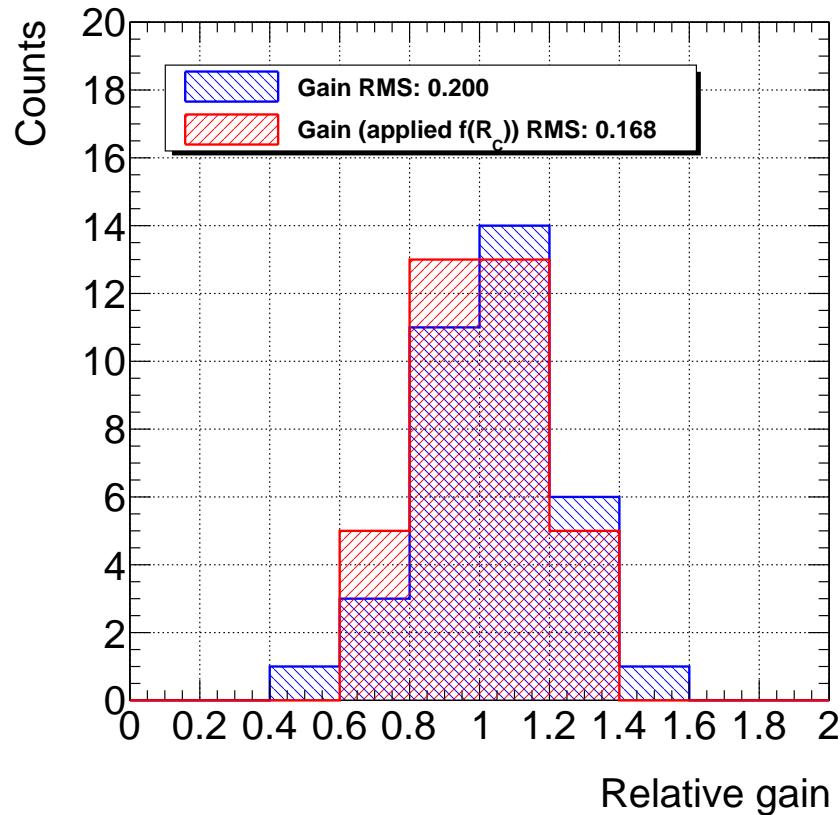


図 3.18: 補正前後における相対ゲイン分布の比較 [72]。青が補正前、赤が補正後のゲイン分布を示している。この補正により、16 % の一様性の向上が確認された。

LBG μ -PIC2023-1 に変更し、暗黒物質探索を開始した。この変更により期待される制限曲線の 90 % 信頼度における上限値を図 3.19 の赤色の実線に示す。30 cm 角の LBG μ -PIC、0.1 atm の CF₄ ガス、365 日の測定期間を仮定している。また、紺色の線が先行研究 [60] における制限曲線である。灰色の領域は DAMA 実験によって暗黒物質の観測を主張されている領域である。本検出器の導入により、方向感度をもつ暗黒物質直接探索実験において初めての本格的な DAMA 領域の探索が期待される。

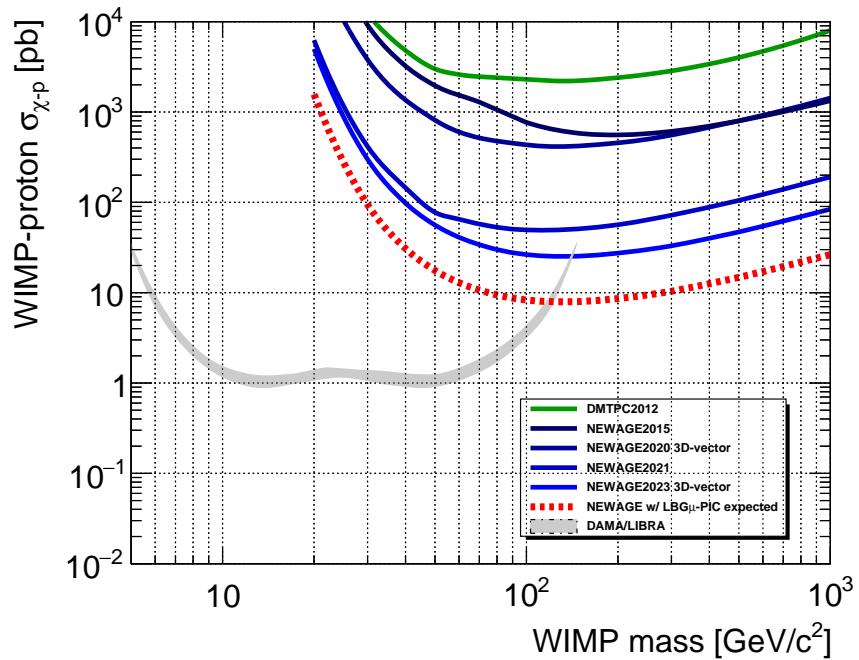


図 3.19: $\text{LBG}_\mu\text{-PIC}$ の導入により期待される 90 % C.L. での制限曲線。紺色の線は先行研究における NEWAGE の制限曲線 ([60])。灰色の領域は DAMA 実験によって WIMP の観測を主張されている領域である。本検出器の導入により、初の本格的な方向感度を持った手法による DAMA 領域の探索が期待される。

第 4 章

モジュール型検出器の性能評価

NEWAGE 実験では、暗黒物質の検出感度向上のため、 1 m^3 級の容積をもつ大型ガス TPC (Time Projection Chamber) である CYGNUS-KM/NEWAGE (C/N-1.0) 検出器の製作を行っている。この検出器はモジュール化された複数の検出器を搭載して運用することを想定しており、搭載可能な構造の検出器を製作する必要がある。先行研究 [79] により NEWAGE における暗黒物質探索 [60] に使用された NEWAGE-0.3b” 検出器を模した構造のモジュール型検出器 Module-1 の開発、性能評価が行われた。一方で、先行研究において複数の未評価項目あつたため、本章ではこれを行うことを目標として行った研究結果について述べる。

Module-1 検出器に対する性能の要求値は、NEWAGE で行われた暗黒物質探索実験 [60] に用いられた NEWAGE-0.3b” 検出器を基準とする。表 4.1 に、要求値の一覧をまとめる。本論文において、反跳原子核の全エネルギー損

表 4.1: 本研究で性能評価を行うモジュール型検出器の要請値。

| 項目 | 要請値 |
|--|--------------------------------|
| ガスゲイン | > 1000 |
| エネルギー分解能 ($50 \text{ keV}_{\text{ee}}$) | $< 12.4 \%$ |
| 安定動作期間 | 1 ヶ月 |
| エネルギー閾値 | $< 50 \text{ keV}_{\text{ee}}$ |
| トリガ効率 | $> 50 \%$ |
| ^{19}F 原子核反跳事象の検出効率 | $> 10 \%$ |
| 角度分解能 ($50 - 100 \text{ keV}_{\text{ee}}$) | $< 55^\circ$ |

失は keV_{r} と表記する。一方、反跳原子核のエネルギー損失のうち電離に用いられたエネルギーは、 keV_{ee} と表記する。安定動作期間の要求値は先行研究 [79] において達成可能であることが確認済みである。ガスゲインも先行研究 [79] で検証済みだが、エネルギー較正值に用いた値に誤りが見られたことや、エネルギースペクトルに不明なピークが見られたことから再度評価を行った。

4.1 大型検出器 (C/N-1.0)

本節では大型ガス TPC である C/N-1.0 検出器について述べる。

■検出器の構成 C/N-1.0 検出器の外観写真と構造の概略図を、図 4.1 (a)、図 4.1 (b) に示す。C/N-1.0 は、 45 cm 角のモジュール型検出器を、最大で 18 台搭載可能な構造になっている。これにより、複数種類の検出器を用いた暗黒物質探索も可能となっている。チェンバーの中央はドリフトプレーンで区切られており、各検出器は 50 cm のド

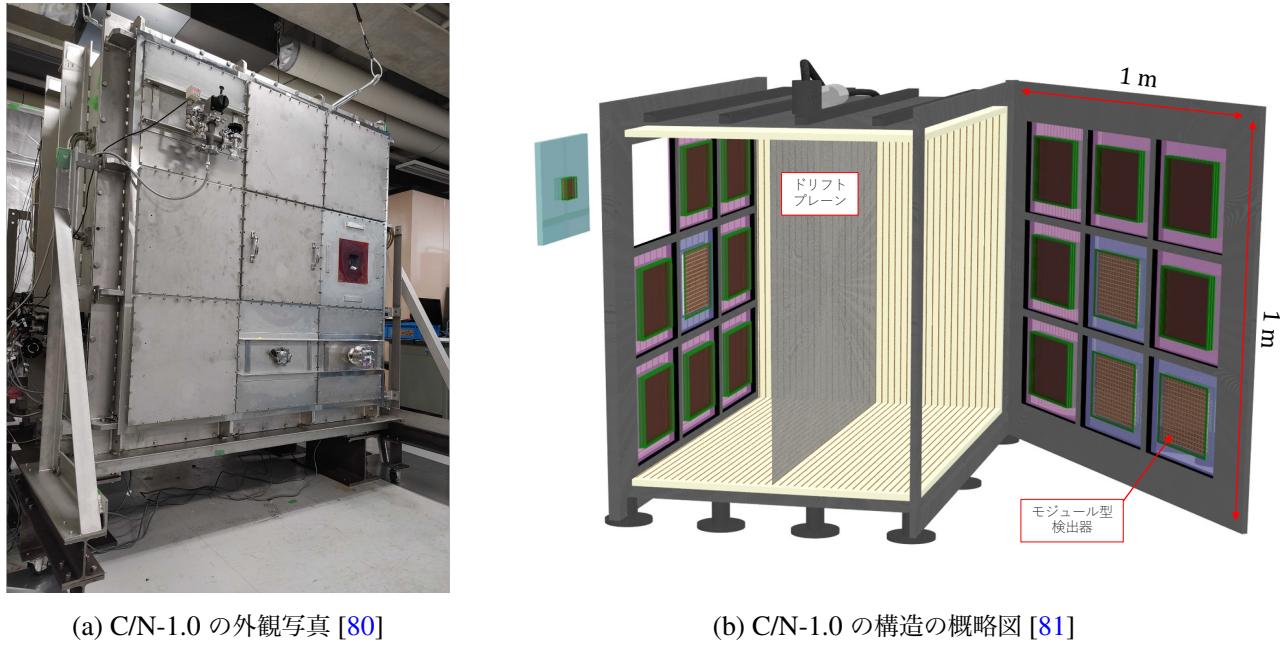


図 4.1: C/N-1.0 の構造の概略図

リフト領域を持つ。フィールドケージ(図 4.1 (b) 黄色)はアクリル板を使用しており、等間隔に銅テープを貼っている。これらを抵抗器で鎖状に繋ぎ電圧を印加することでドリフト領域内に一様電場を形成する。

■ガス循環システム 図 4.2 にガス循環システムの概略図を示す。C/N-1.0 では、低圧の CF_4 ガスもしくは SF_6 ガスの使用が計画されている。現行の NEWAGE 実験と同様に、ガスの純化を目的とした循環システムの構築を行うが、異なる点として、フィールドケージに使用しているアクリル板から多量の水がガス中に放出されるという問題がある。 SF_6 ガスを媒体として用いる場合、水分量が多すぎると検出器が正常に動作しなくなる可能性があるため、水を吸着するゼオラム [82] フィルターの追加が検討されている。また、循環システムにおけるフィルターの通過前後に露点計と静電捕集法によるラドン計を設置することにより、フィルターが正常に機能しているか監視する。

4.2 Module-1

先行研究 [79] により、モジュール型検出器の開発、および基礎測定が行われた。基礎測定では ^{55}Fe エックス線源を用いた信号の取得、検出器のゲインの電圧依存性の評価、電子のドリフト速度の評価が行われた。一方でエネルギー較正に使用した値に誤りがみられたことや、アンプ・エンコーダ基板を変更したなどの点から、再度ゲインの電圧依存性の評価を行った。またドリフト速度の誤差が評価されていない、NEWAGE-0.3b” 検出器と比較して 1/3 程度の値しか得られていないなどの点から、ドリフト速度についても再評価を行った。

本節では、C/N-1.0 に搭載する Module-1 検出器と、性能評価のために製作された試験用チャンバーの構成について述べる。

4.2.1 μ -TPC

Module-1 は NEWAGE-0.3b” 検出器の構造を模しており、検出器に $\text{LA}\mu$ -PIC、前置増幅器に GEM を使用している。構造の概略図を図 4.3 に示す。

μ -PIC は 10 cm^2 角の検出領域をもつものを使用しており、ストリップ電極の間隔が $400 \mu\text{m}$ 、チャンネル数はア

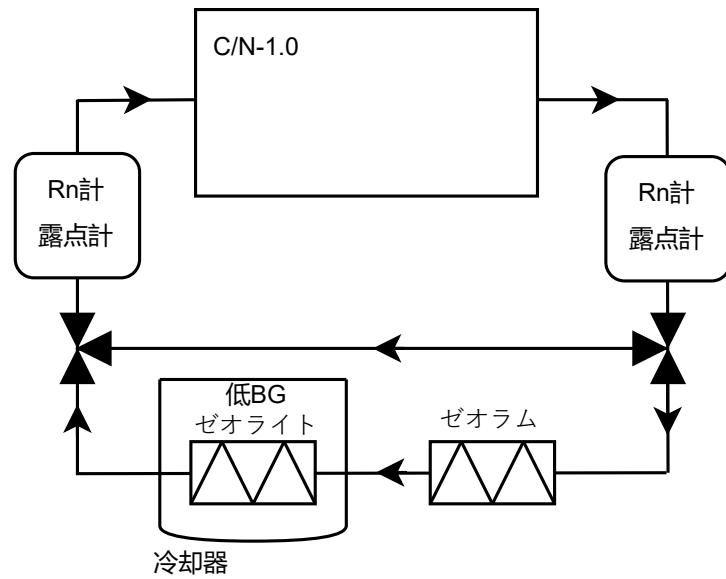


図 4.2: C/N-1.0 におけるガス循環システムの概略図。ゼオラムフィルターにより水、低 BG ゼオライトフィルターによりラドンの吸着を行う。

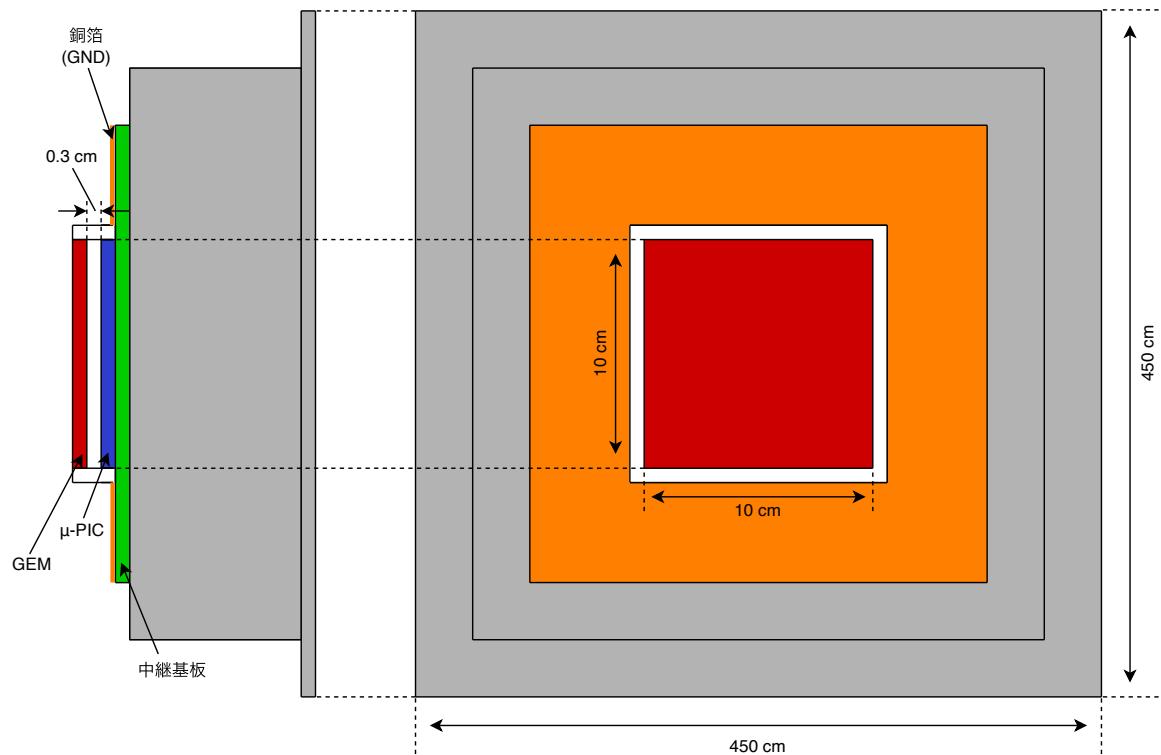


図 4.3: Module-1 の構造の概略図

ノード、カソードとともに 256 チャンネルである。GEM はホールの直径が $70 \mu\text{m}$ 、間隔が $140 \mu\text{m}$ 、厚みが $100 \mu\text{m}$ のものを使用している。NEWAGE-0.3b”との変更点として、接地面を μ -PIC のカソードから GEM の上面に変更している。これは、C/N-1.0 検出器に搭載した際に検出器内に露出する部分が接地面になるようにすることで、検出器内の電場の一様性が崩れることを防ぐことを目的としている。また、先行研究 [79] において、 μ -PIC の中継基板表面に銅箔を貼り接地面と電気的に接続することで、電場の一様性の向上を図った。電場シミュレーションソフトの Femtet [83] を用いたシミュレーションでは、この改良により電場の一様性が約 50 % 改善されることが期待されている。 μ -PIC 検出器により取得された信号は、共同研究者である京都大学・高田氏により製作されたフィードスルーボードを介して、DAQ システムに送られる。従来のフィードスルーボードは、接続された基板が検出器横方向に飛び出すような設計となっており、C/N-1.0 に搭載した場合隣のモジュールと干渉してしまう。これを防ぐため、このフィードスルーボードでは、接続する基板が検出器後方に飛び出すように設計されている。本実験で使用したフィードスルーボードは試験的に製作されたものであり、 μ -PIC からの信号を 2 チャンネルごとにまとめて読み出す構造となっている。このため、本研究では、アノード、カソードとともに $800 \mu\text{m}$ 間隔での信号読み出しとなっている。

4.2.2 データ収集システム

Module-1 のデータ収集システム (DAQ) の概略を図 4.4 に示す。 μ -PIC からの信号は、前述のフィードスル

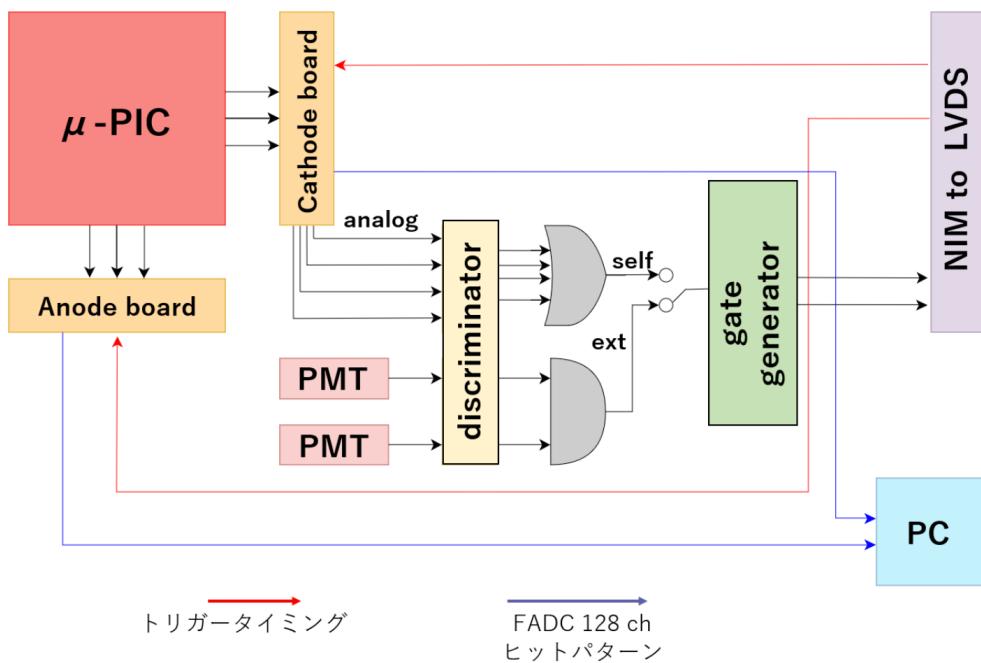


図 4.4: Module-1 のデータ収集システム [79]

ボードを介して、京都大学で開発されたアンプ・エンコーダ基板 (BEE BEANS Gigabit_R_V3.1_BOARD) により処理される。この基板の外観および処理のブロック図を図 4.5 [84] に示す。この基板は 1 枚あたり 128 チャンネルの信号を処理できる。各信号は 16 チャンネルごとに Application Specific Integral Circuit (ASIC) チップで増幅されたあと、Flash Analog to Digital Converter (FADC) に送られる信号、Field Programmable Gate Array (FPGA) に送られる信号、アナログのまま出力される信号に分けられる。FADC に送られる信号は 32 チャンネルごとにまとめられ、4 枚の FADC で 50 MHz クロックでデジタル化される。FPGA に送られた信号は 100 MHz で取得され、

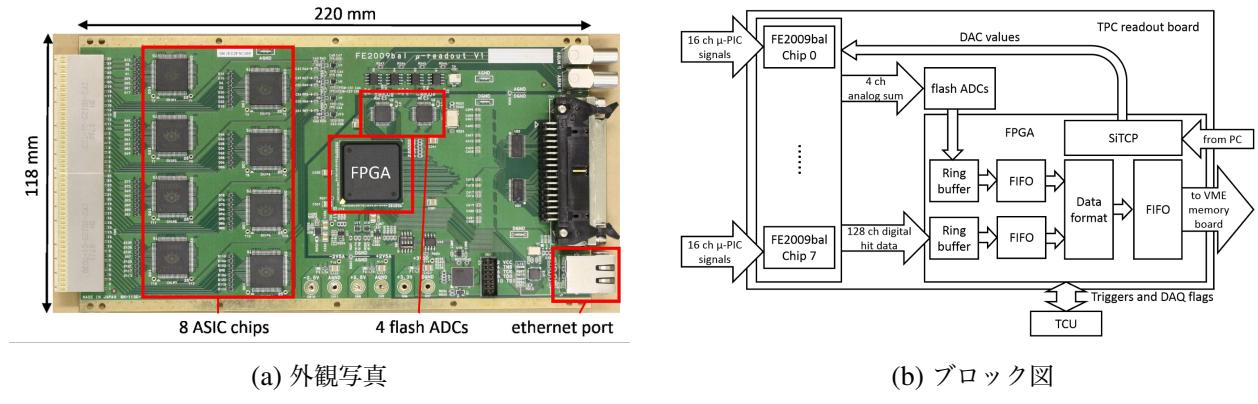


図 4.5: BEE BEANS Gigabit_R_V3.1_BOARD の (a) 外観写真及び (b) ブロック図 [84]。

各クロックにおけるヒットの有無がリングバッファに記録される。データを記録するためのトリガは Low Voltage Differential Signaling(LVDS) ポートを経由して入力される。トリガが発行されると、データ取得が一次的に停止し、発行されたタイミングから 1024 クロック分を越り Ethernet ポートから送信される。アナログ信号は 4 チャンネルの LEMO ポートから出力される。本研究では、ボードの出力した FADC 波形が閾値を超えた際にトリガが発行されるセルフトリガと、外部からの信号入力によりトリガが発行される外部トリガを使用した。

■ADC 値の較正 使用したアンプの入力電荷と ADC 積分値の関係を得るために、パルスジェネレータを用いて 0.1 – 0.6 pC の電荷を入力し、較正係数を求めた。図 4.6 (a) に 0.6 pC の電荷を入力した際に取得されたエネルギースペクトルを示す。赤線はガウス分布によるフィッティング結果である。このようにして各電荷でのスペクトル

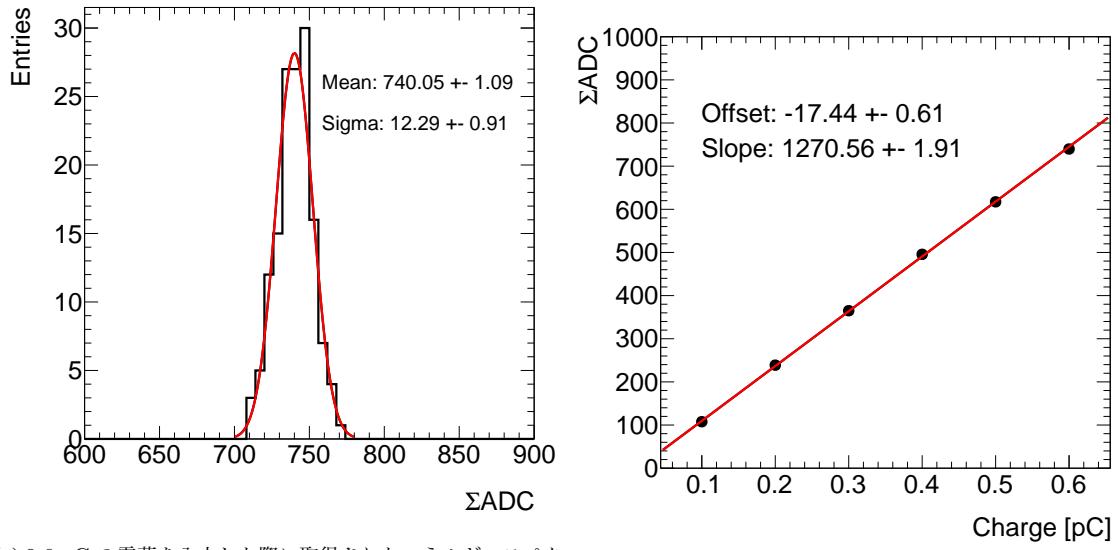


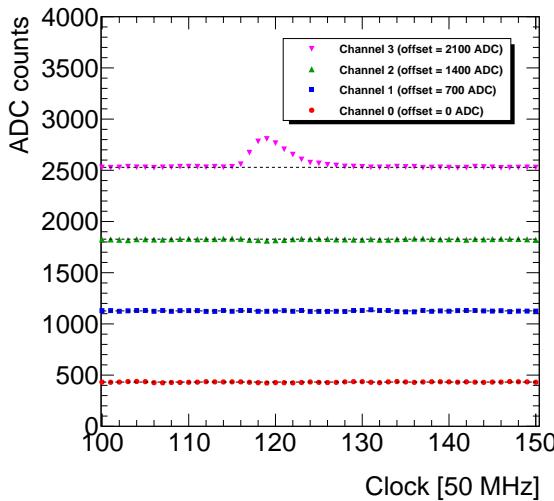
図 4.6: (a) 0.6 pC を入力した際のエネルギースペクトル。(b) 入力電荷と ADC 積分値の関係。

ルに対してフィッティングを行い、得られた関係を図 4.6 (b) に示す。この関係に対して線形フィッティングを行った結果、式 4.1 に示す関係式を得た。

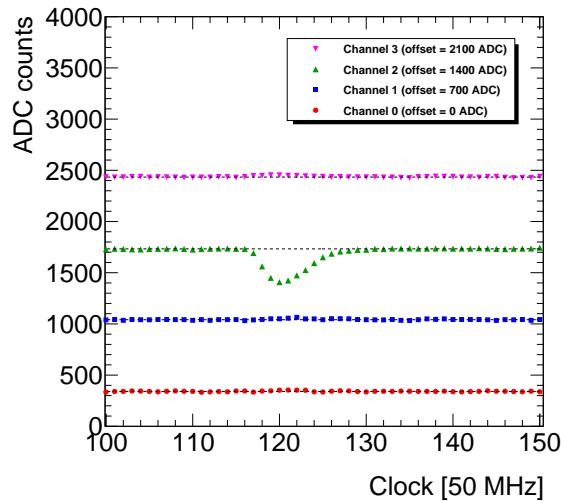
$$\Sigma ADC = (1270.56 \pm 1.91) \times Q + (-17.44 \pm 0.61) \quad (4.1)$$

ここで、 ΣADC は ADC 積分値、 Q は入力電荷を表す。本章における ADC 積分値から電荷への変換にはこの値を用いた。

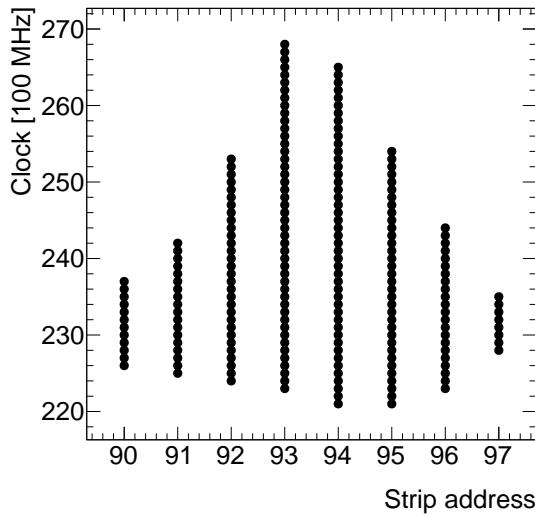
■事象再構成 アンプ・エンコーダ基板から PC に送られたデータに対してデコードを行い、FADC 値、ヒットストリップアドレス、ストリップの Time-over-Threshold(ToT) の値を取得する。これらの情報から、各事象におけるエネルギー、飛跡長、飛跡方向を求める。取得された FADC 波形およびヒットストリップのアドレスとクロックを実空間に反映したものを図 4.7 に示す。各事象における FADC 波形の 0 – 100 クロックにおける ADC 値の平均を



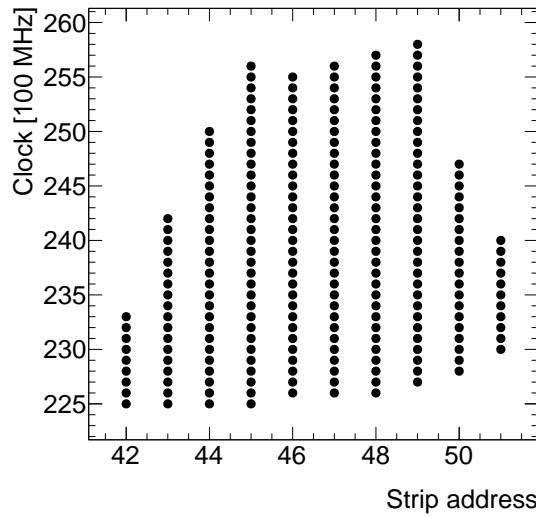
(a) アノードから取得された FADC 値の波高分布



(b) カソードから取得された FADC 値の波高分布



(c) アノードから取得されたヒット分布



(d) カソードから取得されたヒット分布

図 4.7: 上図 ((a)、(b)) はアノードおよびカソードから取得された FADC 値の波高分布。波形ごとに 0 – 100 クロックでの ADC の平均値をオフセットとして計算する。その後、各クロックからオフセットを差し引いた後、閾値を超えたクロックの ADC 値の和をとる。これを FADC 積分値として定義している。下図はアノードおよびカソードで取得されたヒットストリップアドレスとクロックを実空間に反映したもの。

オフセットとして定義して各クロックから差し引く。その上で閾値を超えたクロックにおける ADC 値の和をとつ

たものを ADC 積分値として定義する。

図 4.7 に示したヒット情報に対して、ストリップの座標、および電子のドリフト速度情報を用いて位置情報に変換した結果を図 4.8 に示す。

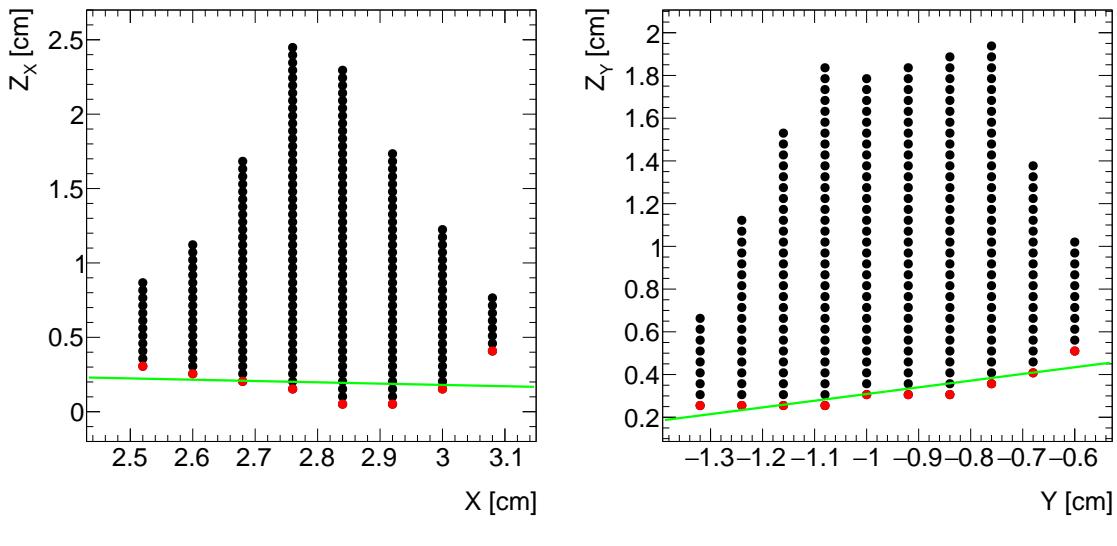


図 4.8: ^{252}Cf 中性子線源を用いて取得された原子核反跳の候補事象。ヒットストリップアドレス、ToT 情報はそれぞれ位置情報に変換されている。赤点が T0T の立ち上がりを示している。緑色の線は ToT の立ち上がりに対する線形フィッティング結果を示している。

緑色の線は ToT の立ち上がり時刻に対する線形フィッティングの結果を示しており、これを用いて飛跡の長さ、角度の評価を行う。

4.2.3 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 Module-1 の性能評価を行った。このチェンバーの構造の模式図および外観写真を図 4.9、4.10 に示す。

このチェンバーはドリフトプレーンから GEM までの距離が 4 cm で設計されており、この領域で発生した事象の取得を行う。壁面には高抵抗シートを使用している。これにより、連続的に電位を降下させることにより、一様な電場をドリフト領域に形成する。チェンバーの蓋面には厚み $125\ \mu\text{m}$ のポリイミドシートが貼られており、封じ切りの状態で外部からのベータ線、エックス線照射試験が可能である。本論文における検出器内の各電圧印加箇所の名称は図 4.11 に従うものとする。

4.3 検出器応答評価

この節では、表 4.1 に示した要求値に対する Module-1 の性能評価の結果について述べる。ガス検出器としての応答を評価するため、テストチェンバーに CF_4 ガスを 76 Torr を封入し、測定を行った。

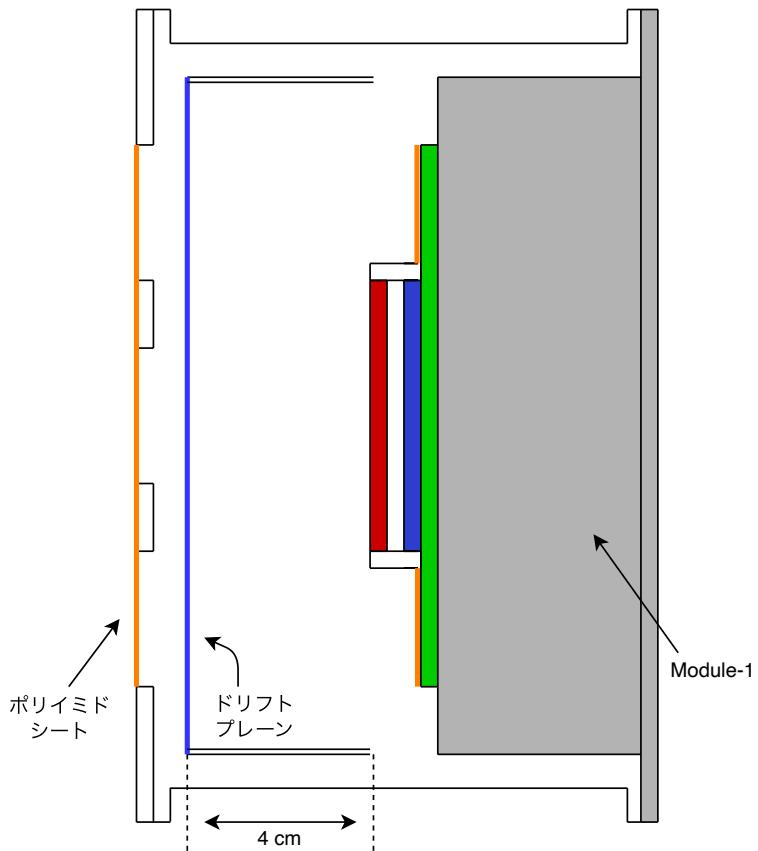


図 4.9: テストチェンバーの構造の概略図。灰色の部分が図 4.3 に示した Module-1 に対応している。

4.3.1 ゲイン評価

暗黒物質探索において反跳原子核のエネルギーを算出するためには、GEM と μ -PIC 検出器の印加電圧に対するゲイン特性を把握しておく必要がある。先行研究でも同様の評価が行われたが、エネルギー較正値の誤りがあったため、NEWAGE-0.3b”と比較して 10 倍程度高いゲインが得られている。このため、再度ゲイン特性の評価を行った。本項では、これらの評価結果について述べる。

測定は、 ^{55}Fe の 5.9 keV エックス線をテストチェンバー前面のポリイミドシートから照射し、得られた ADC 積分値から式 4.1 と式 3.2 を用いてゲインを算出した。測定に用いた GEM、 μ -PIC の電位差・電場を表 4.2 に示す。 $\Delta\text{GEM} = 300 \text{ V}$ 、 $\Delta\mu - \text{PIC} = 510 \text{ V}$ において得られたスペクトルの例を図 4.12 に示す。赤線はガウス分布によるフィッティングを示している。この結果得られたゲインは 5487 ± 7 であった。また、このゲインにおけるエネルギー分解能は 21.5 % であった。

このようにして得られた GEM、 μ -PIC によるゲインの印加電圧依存性を図 4.13 (a)、(b) に示す。この結果、式 4.2、4.3 に示す関係式を得た。

$$G = \exp(0.009 \times V_{\Delta\mu - \text{PIC}} + 6.167) \quad (4.2)$$

$$G = \exp(0.009 \times V_{\Delta\text{GEM}} + 4.473) \quad (4.3)$$

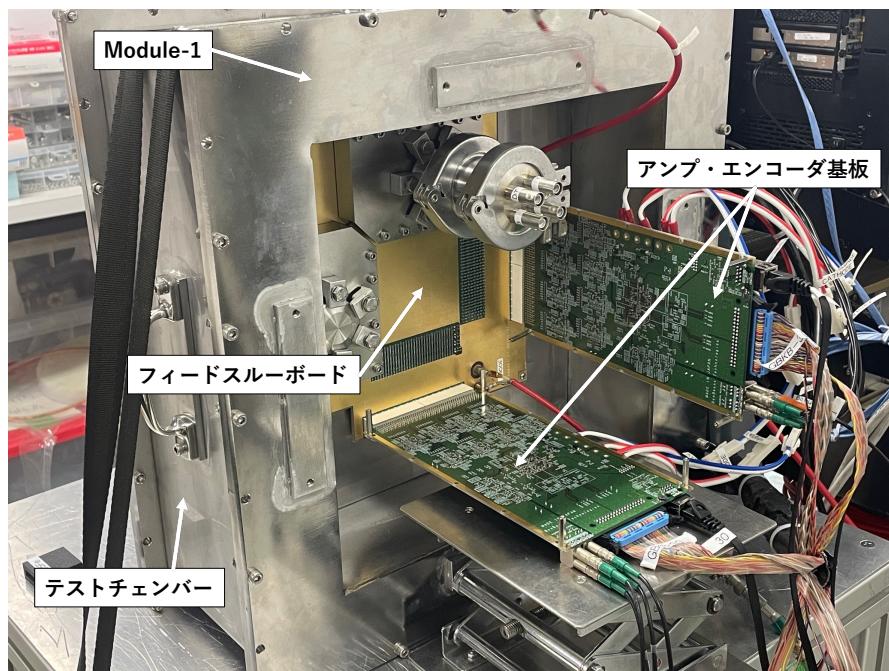


図 4.10: Module-1 のテストチャンバーの外観写真。テストチャンバーの内部の μ -PIC からの信号が、フィードスルーボードを通して検出器外部のアンプ・エンコーダ基板に送られる。

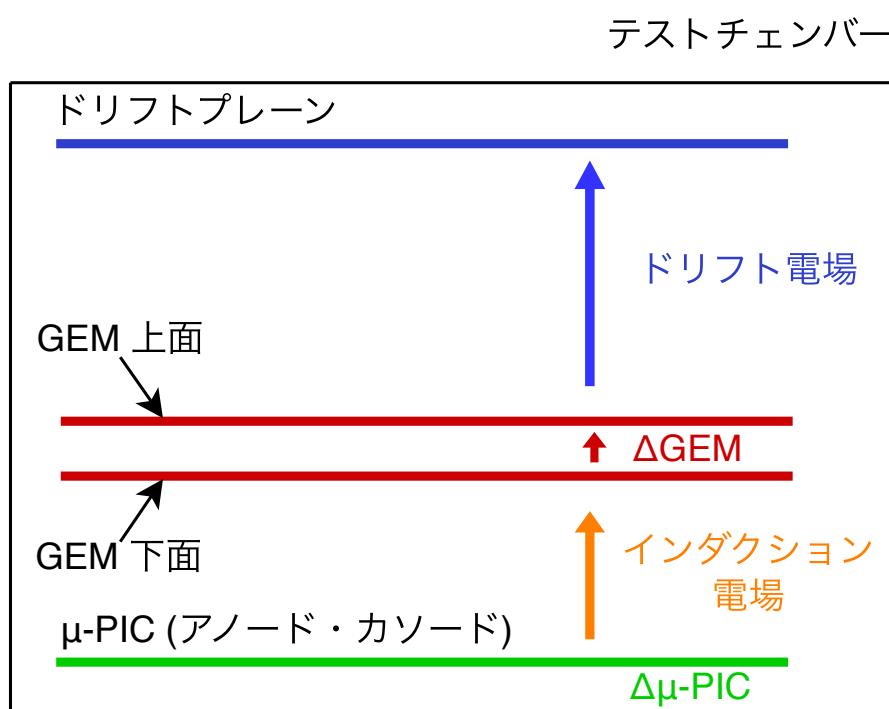
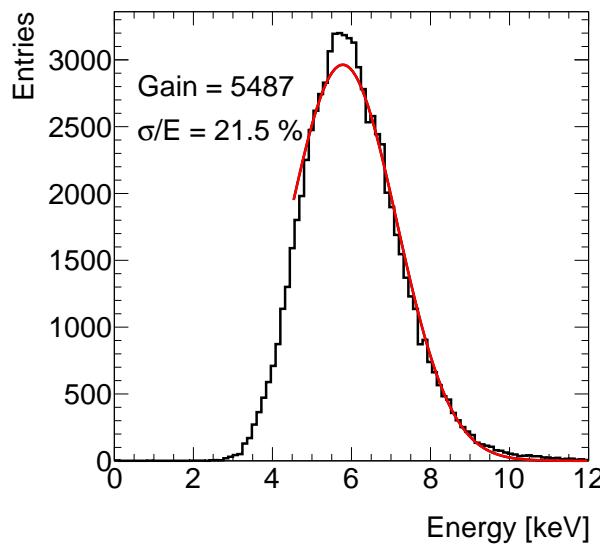
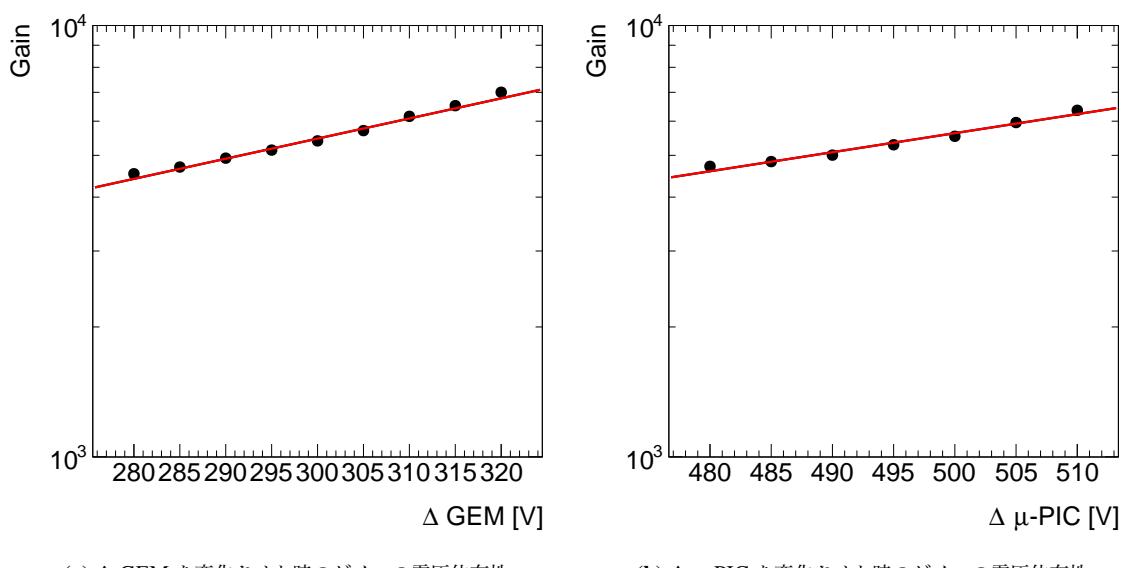


図 4.11: 電圧を印加する場所と各電位差・電場の名称。

表 4.2: ゲイン評価に用いた電位差・電場の設定値。

| (a) Δ GEM 依存 | | (b) $\Delta\mu$ -PIC 依存 | |
|---------------------|-------------|-------------------------|-------------|
| 項目 | 印加電圧値 | 項目 | 印加電圧値 |
| ドリフト電場 | 150 V/cm | ドリフト電場 | 150 V/cm |
| Δ GEM | 280 ~ 320 V | Δ GEM | 300 V |
| インダクション電場 | 450 V/cm | インダクション電場 | 450 V/cm |
| $\Delta\mu$ -PIC | 500 V | $\Delta\mu$ -PIC | 480 ~ 510 V |

図 4.12: Δ GEM = 300 V、 $\Delta\mu$ -PIC = 510 V における ^{55}Fe の 5.9 keV エックス線によるエネルギースペクトル。赤線はガウス分布によるフィッティング結果である。図 4.13: Δ GEM、 $\Delta\mu$ -PIC を変化させた時のゲインの電圧依存性。 Δ GEM 測定時は $\Delta\mu$ -PIC を 500 V に固定している。また、 $\Delta\mu$ -PIC 測定時は $\Delta\mu$ -PIC を 300 V に固定している。

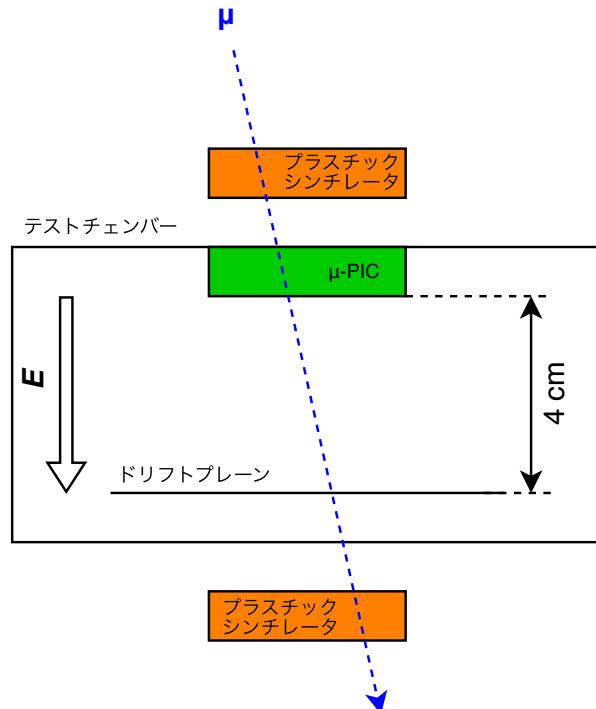


図 4.14: 宇宙線 μ を用いたドリフト速度評価における検出器の構成

ここで、 G はゲイン、 $V_{\Delta\mu\text{-PIC}}$ は $\Delta\mu\text{-PIC}$ の電圧、 $V_{\Delta\text{GEM}}$ は ΔGEM の電圧である。

先行研究 [79] で得られた値は、 $\Delta\mu\text{-PIC} = 510\text{ V}$ 、 $\Delta\text{GEM} = 300\text{ V}$ においておよそ 7×10^4 と、NEWAGE-0.3b”と比較して 10 倍程度大きい値が得られていたが、本研究の結果 NEWAGE-0.3b”とオーダーで一致する結果が得られた。

4.3.2 ドリフト速度評価

電場に並行な方向における長さ情報を取得するためには、電場による電子のドリフト速度を把握しておく必要がある。先行研究 [79] においてもドリフト速度の評価が行われたが、NEWAGE-0.3b”の測定結果は $\sim 10\text{ cm}/\mu\text{s}$ であるのに対して、 $3.6\text{ cm}/\mu\text{s}$ と、 $1/3$ 程度の結果が得られた。これについては、ガスの純度が低い、ドリフト電場の形成状態が悪いなどの原因が考えられている。一方測定の誤差について検討が未検討であったことから、再度ドリフト電場の測定を行った。

本測定における検出器のセットアップを図 4.14 に示す。この測定では、天地方向を検出器の電場と並行な向きにとり、プラスチックシンチレータ 2 台を検出領域を挟むように配置した。これにより、両シンチレータの論理積をトリガとすることで、宇宙線 μ が検出領域を通過した際の飛跡を取得することが可能である。このようにして取得された飛跡の時間情報は、検出器からドリフトプレーンまでの 4 cm に等しく分布するはずである。この分布において、分布領域の時間差を距離で割ることにより、ドリフト速度が計算可能である。測定に用いた各電位・電場の値を表 4.3 に示す。この手法で取得された飛跡を図 4.15 に示す。左図はアノード、右図はカソードの信号からされた飛跡であり、横軸はチャンネルアドレス、縦軸は ToT の記録されたクロックを表している。ToT の記録されているクロック領域から、240 clock 付近が $z = 0\text{ cm}$ 、310 clock 付近が $z = 4\text{ cm}$ に対応することが期待される。このようにして取得された全事象における飛跡から取得したカソードの ToT のクロック分布を図 4.16 に示す。アノードの ToT にはノイズが多く見られたため、カソードから取得した ToT のみを用いている。青線が ToT のヒストグラ

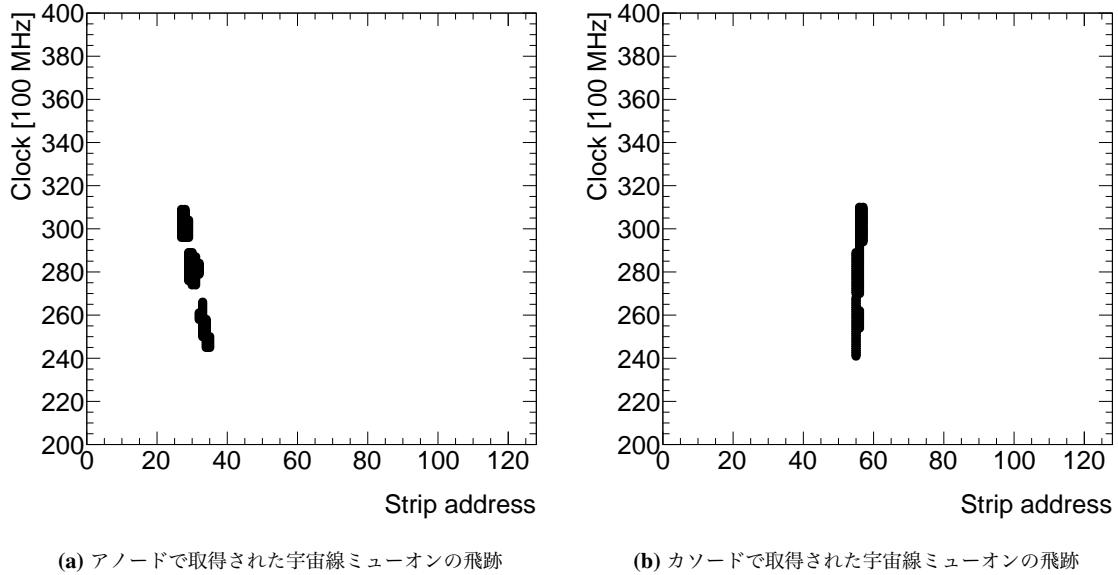


図 4.15: 宇宙線 μ を用いたドリフト速度評価において取得された飛跡の例。左図(右図)がアノード(カソード)で取得された信号。ToT の記録されているクロック領域から、240 clock 付近が $z = 0$ cm、310 clock 付近が $z = 4$ cm に対応することが期待される。

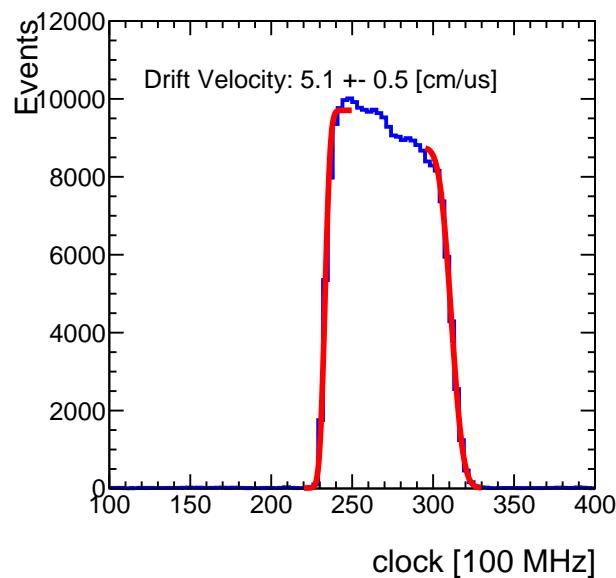


図 4.16: カソードにおける ToT のクロック分布。縦軸は全事象数で規格化されている。赤線は誤差関数によるフィッティングである。分布の立上りから立下りの時間を差し引いた時間とドリフト領域の長さである 4 cm から、ドリフト速度は 5.1 ± 0.5 cm/us と計算された。

表 4.3: ドリフト速度評価における電位・電場の設定値。

| 項目 | 設定値 |
|---------------------|----------|
| ドリフト電場 | 375 V/cm |
| Δ GEM | 300 V |
| インダクション電場 | 450 V/cm |
| Δ μ -PIC | 510 V |

ム、赤線が誤差関数による立ち上がりと立下りのフィッティング結果を示している。以上により取得された ToT の立上りから立下りまでの時間差と、ドリフト領域の距離 4 cm を用いて、ドリフト速度 v_d は、 $v_d = 5.1 \pm 0.5$ cm/us と計算された。

この結果については、4.4.2 節で議論を行う。

4.3.3 原子核反跳に対する検出器応答評価

暗黒物質探索で取得する信号は WIMP-原子核の反跳事象である。したがって、原子核反跳事象における検出器応答を評価しておく必要がある。本研究では中性子による原子核反跳事象を用いて評価を行った。中性子源には、 ^{252}Cf の自発核分裂の際に放出される中性子を使用した。この測定では、 ^{252}Cf の自発核分裂では中性子に加えてガンマ線も放出されるため、コンプトン散乱による反跳電子が背景事象となる。このため、ガンマ線事象のトリガー効率を抑えるため、約 2000 程度のゲインが得られる表 4.4 の電圧値を用いて測定を行った。この測定により

表 4.4: ドリフト速度評価における電位・電場の設定値。

| 項目 | 設定値 |
|---------------------|----------|
| ドリフト電場 | 375 V/cm |
| Δ GEM | 280 V |
| インダクション電場 | 450 V/cm |
| Δ μ -PIC | 400 V |

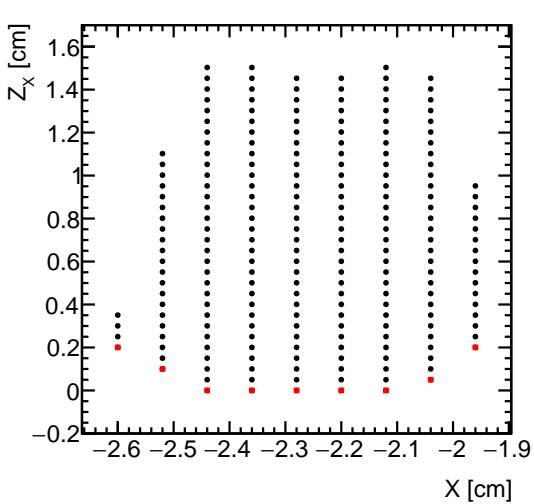
取得された原子核反跳事象を図 4.17 に示す。この事象におけるエネルギーは 100 keV、飛跡長は 1 cm であった。また、電子反跳事象を図 4.18 に示す。この事象におけるエネルギーは 50 keV、飛跡長は 3 cm であった。一方で、図 4.19 に示すように、誤ってノイズを信号の一部として計算してしまったことにより、誤った飛跡長を再構成してしまっている事象が複数確認された。また、SRIM [85] を用いた物質中のイオンのエネルギー損失計算の結果と得られたエネルギーと飛跡長の分布を確認したところ、不一致が確認された。これらの問題について、4.4.2 節で議論する。

4.4 議論と展望

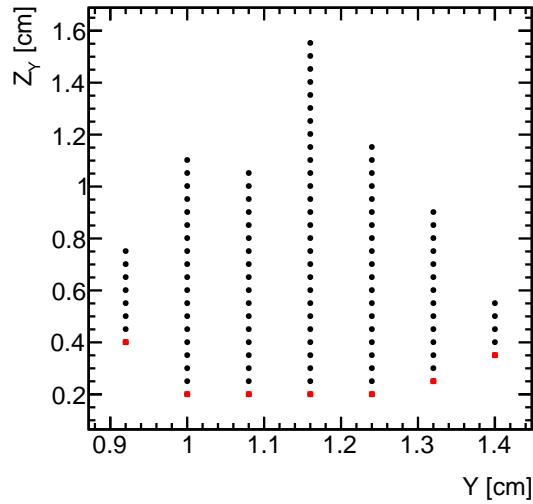
4.4.1 暗黒物質検出器としての性能

本節では、表 4.1 に述べた Module-1 への要請値に対する測定結果についてまとめる。

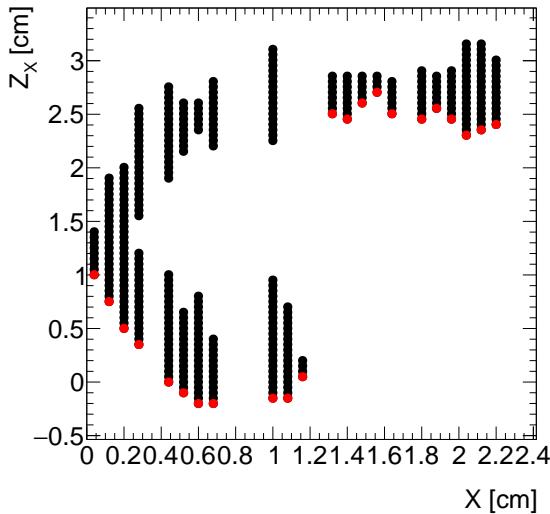
■ガスゲイン ガスゲインの要請値は 1000 である。本研究では Δ GEM、 Δ μ -PIC を変化させたときのゲイン依存性を測定した。この結果得られた印加電圧と得られるゲインの関係を求め、1000 以上のゲインを用いて ^{252}Cf 中性



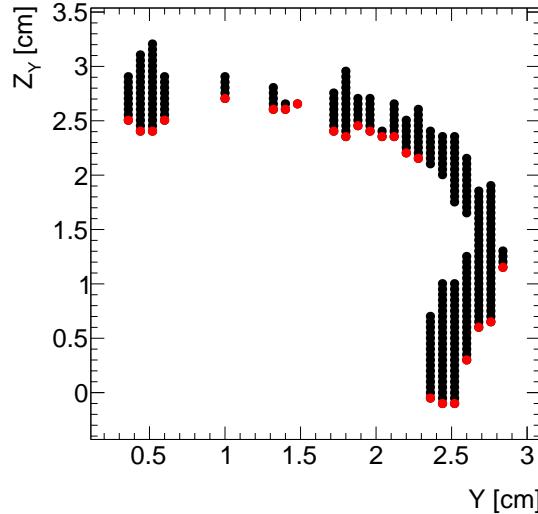
(a) アノードで取得された原子核反跳の候補事象



(b) カソードで取得された原子核反跳の候補事象

図 4.17: ^{252}Cf が自発核分裂した際の中性子による ^{19}F 原子核の反跳の候補事象。飛跡が短く単位長さ当たりの ToT が大きい。

(a) アノードで取得された電子反跳の候補事象



(b) カソードで取得された電子反跳の候補事象

図 4.18: ^{137}Cs 線源を用いた 662 keV ガンマ線照射による電子反跳の候補事象。多重散乱により飛跡が歪んでいる。

子線源を原子核反跳事象の取得が可能であることを示した。以上より、ガスゲインの要請値は達成されている。

■エネルギー分解能 エネルギー分解能の要請値は 50 keV において 12.4 % である。図 4.12 より、本研究における ^{55}Fe を用いた測定により、5.9 keV におけるエネルギー分解能は 21.5 % であった。ここから 50 keV におけるエネルギー分解能を算出するにあたり、分解能のエネルギー依存性を考慮して外挿を行う必要がある。この関係式は、式 4.4 で与えられる。

$$\sigma/E = \sqrt{(a^2/E^2 + b^2/E + c)} \quad (4.4)$$

ここで、右辺根号内の第一項は電気ノイズに由来する項、第二項は統計誤差に由来する項、第三項はゲインの一様性に由来する項である。ノイズ成分の大きさは FADC 波形のうち信号を含まないクロックにおける FADC 値から

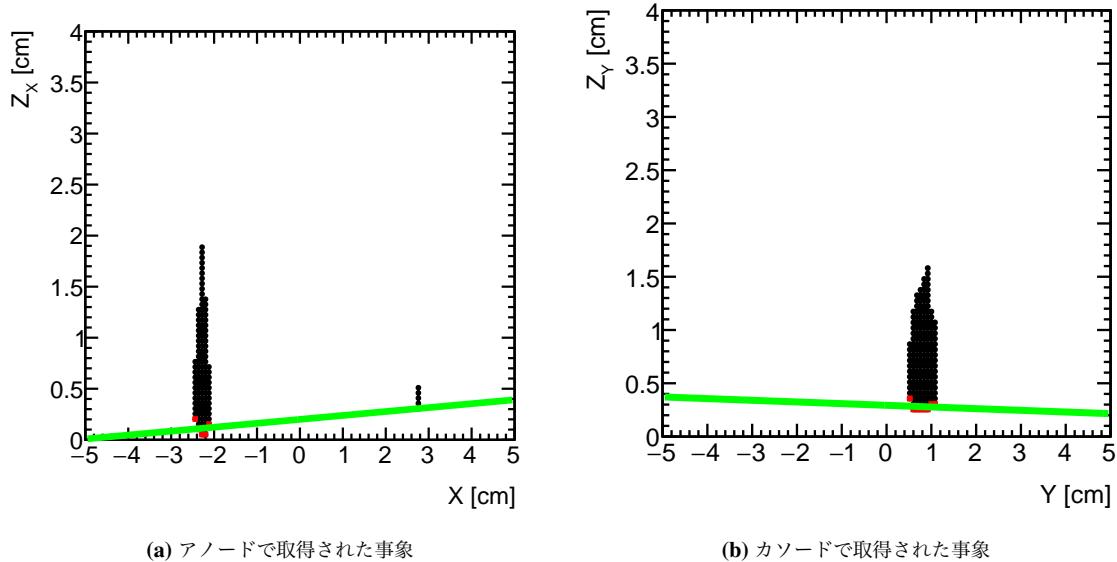


図 4.19: 飛跡長が誤って再構成された事象における飛跡の図。左図がアノード、右図がカソードから取得された飛跡を示している。アノードにおいて、 $X = 3$ cm 付近のノイズがフィッティングされている。この事象において、アノードにおける飛跡長は 5.2 cm、カソードにおける飛跡長は 0.6 cm であった。

計算可能である。このようにして取得した FADC 値に対して正規分布によるフィッティングを行った標準偏差 σ_a は、 $\sigma_a = 0.03$ keV であった。この値は 5.9 keV に対して 0.5 % であり、支配的な成分ではないことがわかる。次に、統計誤差とゲインの一様性によるエネルギー分解能への影響だが、本研究における単色エネルギーを用いた測定は 5.9 keV によるもののみであるため、どちらの項による影響が支配的かを特定することはできない。したがって、それが支配的だった場合について分けて議論を行う。まず統計誤差が支配的であった場合、50 keV におけるエネルギー分解能は 7.4 % と見積もられる。一方ゲインの一様性による影響が支配的であった場合ではエネルギーに依存せずに 20 % 程度の分解能となることが予想される。先行研究 [79] によりゲインの位置依存性が確認されていることから、この影響が無視できないことが予想される。この問題に対しては 3.4.1 項で述べた手法を用いることでゲインの補正が可能であると期待できる。

■エネルギー閾値 エネルギー閾値の要請値は < 50 keV である。本検出器では 50 keV 相当における電子反跳事象と原子核反跳事象をそれぞれ取得できている一方で、観測対象である ^{19}F 原子核反跳事象に加えて陽子反跳事象も複数観測されている。これにより約 100 keV 以下の反跳エネルギーにおいて、 ^{19}F 原子核反跳事象の弁別が困難となっている。したがって、本測定におけるエネルギー閾値は ~ 100 keV である。エネルギー閾値の要請値である 50 keV を達成するためには、陽子反跳事象を除去する必要がある。テストチェンバーに取り付けているポリイミド窓、ドリフトプレーンに使用しているアルミマイラテープの組成には水素原子が含まれているため、 ^{252}Cf 線源からの中性子がこれを反跳することで観測されていると考えられる。これらを除去する方法として、陽子の発生源となる物質を検出器中から排除する手法と解析的に排除する手法が挙げられる。前者の手法については、ドリフトプレーンとして使用しているアルミマイラテープを鉄製のメッシュに変更する、ポリイミド窓の検出器内に露出している部分の面積を削減するなどが考えられる。後者の手法については、飛跡のエネルギーと長さ、ToT の合計などの情報から、陽子反跳事象と ^{19}F 反跳事象に対して適切な閾値を設定することにより弁別する手法が考えられる。

4.4.2 議論

■飛跡の再構成精度 NEWAGE-0.3b”によるドリフト速度は150 V/cm程度のドリフト電場で $\sim 10 \text{ cm}/\mu\text{s}$ という値が得られている。一方、本研究におけるドリフト速度評価においてドリフト電場375 V/cmを印加した際のドリフト速度は $5.1 \pm 0.5 \text{ cm}/\mu\text{s}$ であった。また、先行研究で得られたドリフト速度はドリフト電場150 V/cmにおいて $3.6 \text{ cm}/\mu\text{s}$ であった。電場を強くしたことによりドリフト速度に増加が見られたことや、線形の飛跡が得られたことから、ドリフトプレーンに対する電場の印加は正常に行われている可能性が高い。

一方でガス純度による影響を調査するため、ガス交換を行ってからのドリフト速度の推移を測定するなどの追加測定が考えられる。

次に、図4.19に示したノイズを信号と見做してしまうことにより誤った飛跡長が再構成されてしまう問題について、静電ノイズを低減させる手法と、解析により除去を行う手法が考えられる。前者の手法については前述した通りの対策を行うことによりノイズの抑制が期待される。後者の手法では、各事象からTotが固まって分布している領域をクラスターと見做し、そこから一定の距離にあるイベントを除外する手法が考えられる。

■未検討項目 暗黒物質探索を行うにあたって必要となるパラメータの要求値と本研究における結果を表4.5に示す。本研究において未検討となっているトリガ効率、 ^{19}F 原子核反跳事象の検出効率、角度分解能の評価を行うた

表4.5: 暗黒物質探索に対するModule-1検出器に対する要求値と、本研究における評価結果。

| 項目 | 要請値 | 実測値 |
|------------------------------|--------------------|------------------------|
| ガスゲイン | > 1000 | 達成 |
| エネルギー分解能 (50 keV) | $< 12.4 \%$ | 達成可能と予測 |
| 安定動作期間 | 1ヶ月 | 達成 [79] |
| エネルギー閾値 | $< 50 \text{ keV}$ | $\sim 100 \text{ keV}$ |
| トリガ効率 | $> 50 \%$ | 未検討 |
| ^{19}F 原子核反跳事象の検出効率 | $> 10 \%$ | 未検討 |
| 角度分解能 (50 ~ 100 keV) | $< 55^\circ$ | 未検討 |

めには電子反跳事象、 ^{19}F 以外による原子核反跳事象を除去する必要がある。本研究ではこれらを除去するに至らなかつたため、未検討となっている。

4.4.3 展望

Module-1の性能評価を行うにあたり、飛跡の再構成精度を向上させることが喫緊の課題となる。NEWAGE-0.3b”検出器におけるエネルギーと飛跡長の分布を再現する結果を得る必要がある。ただし、NEWAGE-0.3b”における読み出しきっぷのピッチでは $400 \mu\text{m}$ が使用されている点や、ドリフト距離の違いなどから、位置・角度分解能に差が生まれると考えられるため、これを加味して検討を行う必要がある。検出器が要請値を満たすことを確認した上で、C/N-1.0に搭載して再度同様の性能評価を行う。こちらでも要請値が達成されることを確認した上で、C/N-1.0を神岡地下実験室への搬入を行い、動作検証の後暗黒物質単作を開始する。これに並行して $400 \mu\text{m}$ ピッチ、 $30 \times 30 \text{ cm}^2$ の検出領域をもつ μ -PICに対応したDAQシステムの開発を行う。ここにLBG μ -PICを搭載することにより、低背景事象化、検出領域の広域化、高分解能化を図る。モジュール型検出器の量産方法を確立した上でモジュール数を増やしていく、18モジュールを使用した暗黒物質直接探索を目標とする。

第 5 章

ニュートリノ背景事象削減に向けた方向感度をもつ大型ガス TPC の性能評価

現在、キセノンを用いた大質量検出器を用いた探索実験が SI 散乱による WIMP 直接探索を牽引している。2024 年夏、XENONnT 実験により、ニュートリノによるコヒーレントな原子核弾性散乱 (Coherent Elastic neutrino Nulueus Scattering, CE ν NS) 観測の兆候が、 2.73σ の確度で報告された [1]。これに続いて、他の暗黒物質探索実験も CE ν NS 観測の兆候を報告している [54]。ニュートリノによる背景事象は遮蔽による除去が不可能であるため、今後の方向感度を持たない探索手法は、ニュートリノ背景事象を評価しながらの進展となる。一方で、方向感度を持つ WIMP 直接探索実験では、原子核反跳の反跳角度の方向依存性を用いることにより、解析的に CE ν NS を除去することが可能であると示されている [86, 87]。

NEWAGE 実験では方向感度を持つ大型ガス TPC である C/N-1.0 の開発を行っており、これを用いて暗黒物質直接探索を行うことによって、ニュートリノ事象を排除しながらの WIMP 探索が可能となることが期待されている。本章では、ニュートリノ背景事象の基礎について述べた上で、NEWAGE 実験における C/N-1.0 の運用計画とそれにより期待される感度について第 3 章、第 4 章で行った性能評価の結果を踏まえた検出器の改良計画と、それにより期待される性能について展望を述べる。

5.1 ニュートリノ背景事象

地上で観測されるニュートリノは、太陽の核融合反応に由来するものや大気中での宇宙線の反応に由来するものなど複数の異なる起源を持つ。本項では、これらの生成メカニズムと性質について述べる。

5.1.1 環境ニュートリノの種類

■太陽ニュートリノ 太陽ニュートリノは、太陽における核融合反応の過程で生成される、地球上で最もブラックの大きいニュートリノである。生成過程の概略図を、図 5.1 [88] に示す。WIMP の直接探索では、 ^8B (図 5.1 緑色) を由来とするニュートリノと、hep (図 5.1 灰色) を由来とするニュートリノが CE ν NS 事象として背景事象になると考えられている。

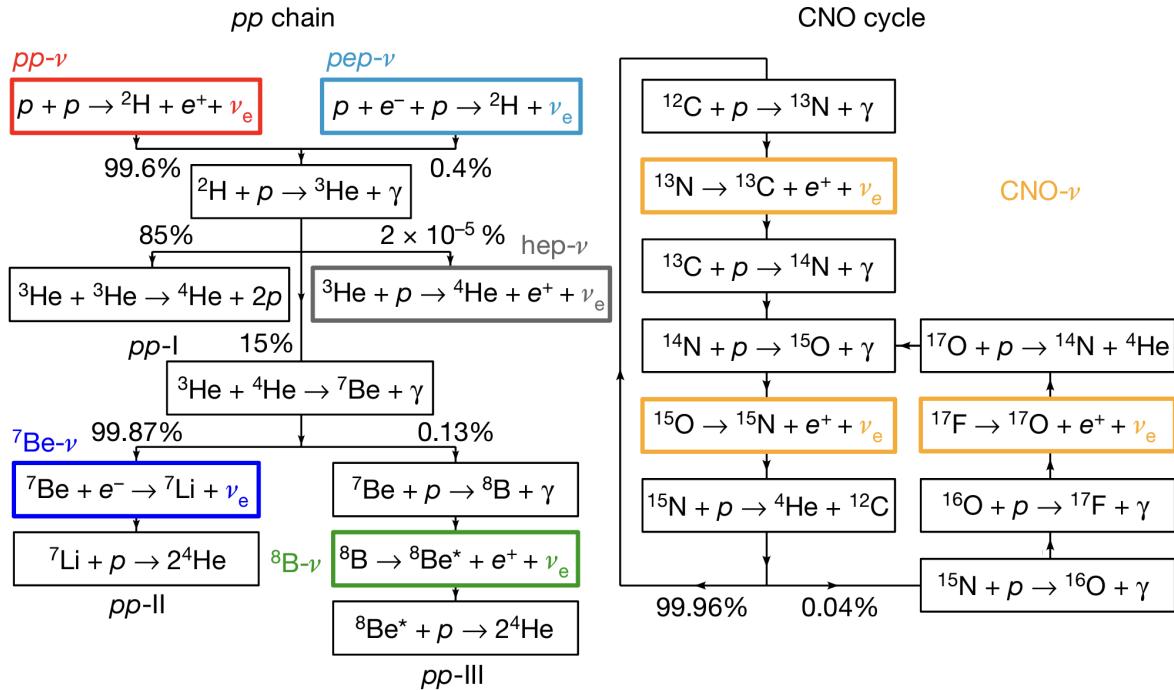


図5.1: 太陽ニュートリノの生成過程 [88]。

■地球ニュートリノ 地殻には ^{238}U や ^{232}Th 、 ^{40}K などの放射性同位体が多く含まれており、これらが崩壊すると、アルファ線、ベータ線、ガンマ線が放出される。それぞれの系列の始状態と終状態を式 5.1、5.2、5.3 に示す。

$$^{238}\text{U} \rightarrow ^{206}\text{Pb} + 8\alpha + 6\beta + 6\bar{\nu}_e \quad (5.1)$$

$$^{232}\text{Th} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + 6\alpha + 4\beta + 4\bar{\nu}_e \quad (5.2)$$

$$^{40}\text{K} \rightarrow ^{40}\text{Ca} + e^- + \bar{\nu}_e \quad (5.3)$$

この際に生成されるニュートリノが地球ニュートリノと呼ばれる。

■原子炉ニュートリノ 原子炉における核分裂の過程に含まれる ^{235}U などの放射性同位体がベータ崩壊 (式 5.4) することにより、反電子ニュートリノが生成される。

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (5.4)$$

この反応は、核燃料に含まれる放射性同位体の核分裂のほか、 ^{238}U の中性子捕獲反応 $^{238}\text{U}(n, \gamma)^{239}\text{U}$ により生成された ^{239}U の崩壊などによっても生成される。このニュートリノが原子炉ニュートリノと呼ばれる。生成されるニュートリノのフラックスを知ることが可能なため、ニュートリノ源として実験にも用いられている。

■超新星ニュートリノ 超新星ニュートリノによる背景事象 (Diffuse Supernova Neutrino Background, DSNB) は、重力崩壊型超新星に起源をもつニュートリノである。大質量を持つ恒星の核融合反応が進むと、恒星の中心部分に安定な鉄のコアが形成される。やがて密度が臨界点に達すると、重力崩壊が起こる。この時電子捕獲反応

$$p + e^- \rightarrow n + \bar{\nu}_e \quad (5.5)$$

により生成されたニュートリノは、密度の高さから平均自由行程が短くなり、恒星内に「閉じ込め」が起きる。やがて核物質密度を超えると核力による斥力により爆発が起きる。この時閉じ込められていたニュートリノが DSNB として放出される。

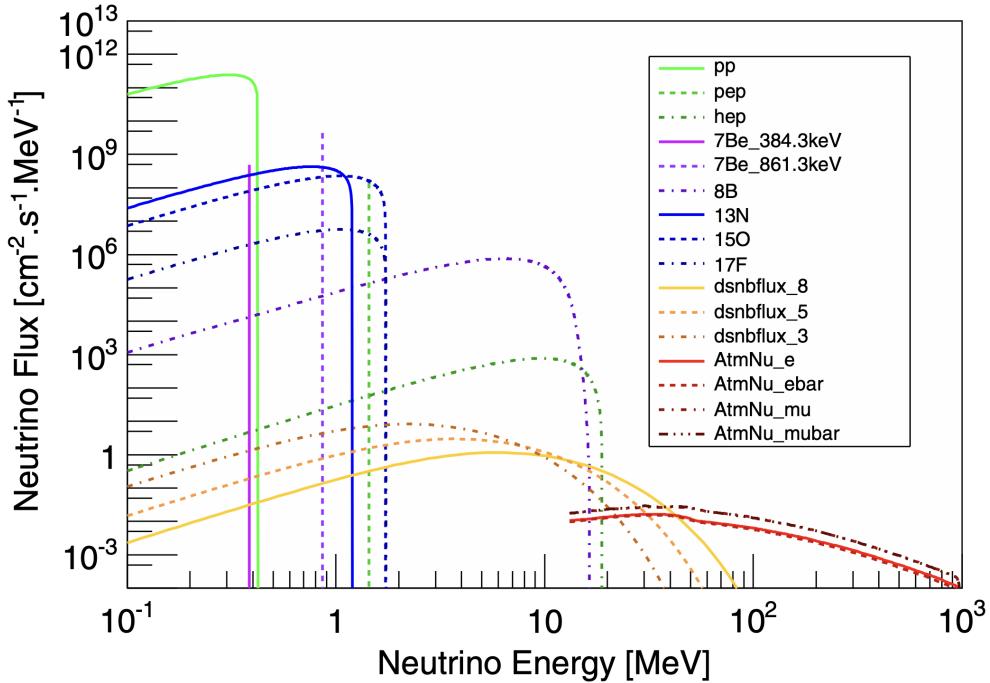


図 5.2: 太陽ニュートリノ (pp, pep, hep, 7Be_384.3keV, 7Be_861.3keV, 8B, 13N, 15O, 17F)、超新星ニュートリノ (dsnbflux_8, dsnbflux_5, dsnbflux_3)、大気ニュートリノ (AtmNu_e, AtmNu_mu, Atm_mubar) のフラックス [90, 91, 92] のエネルギー依存性 [89]。

■大気ニュートリノ 宇宙線が大気中に入射した際に、宇宙線と大気中の原子核の相互作用によって多くの π 中間子が生成される。このうち荷電 π 中間子は式 5.6、式 5.7 に従って崩壊する。



この反応の際に生成されたニュートリノは大気ニュートリノと呼ばれる。

以上に示した環境ニュートリノのエネルギーとフラックスの関係を図 5.2 [89] に示す。

5.1.2 暗黒物質直接探索に対するニュートリノ背景事象の影響

ニュートリノは、原子核とのコヒーレントな弾性散乱 (Coherent Elastic neutrino Nuclear Recoil, CE ν NS) を起こす。原子核反跳を用いて WIMP の直接探索を行う実験では、CE ν NS が背景事象となる。CE ν NS 事象が観測される領域は「ニュートリノフォグ」と呼ばれ、遮蔽、純化、同時計測といった従来の対策手法では削減が有効ではない。以下に [89, 93] に従って CE ν NS の反応について述べる。

ある反跳エネルギーにおける微分断面積は、ニュートリノのエネルギーを E_ν 、原子核のエネルギーを E_r として式 5.8 で与えられる。

$$\frac{d\sigma(E_\nu, E_r)}{dE_r} = \frac{G_F^2}{4\pi} Q_w^2 m_N \left(1 - \frac{m_N E_r}{2E_\nu^2}\right) F^2(E_r) \quad (5.8)$$

ここで、 m_N は標的原子核の質量、 G_F はフェルミ定数、 Q_w は標的原子核のハイパーチャージ、 $F(E_r)$ は形状因子である。ハイパーチャージは式 5.9 で与えられる。

$$Q_w = N - (1 - 4 \sin^2 \theta_W) Z \quad (5.9)$$

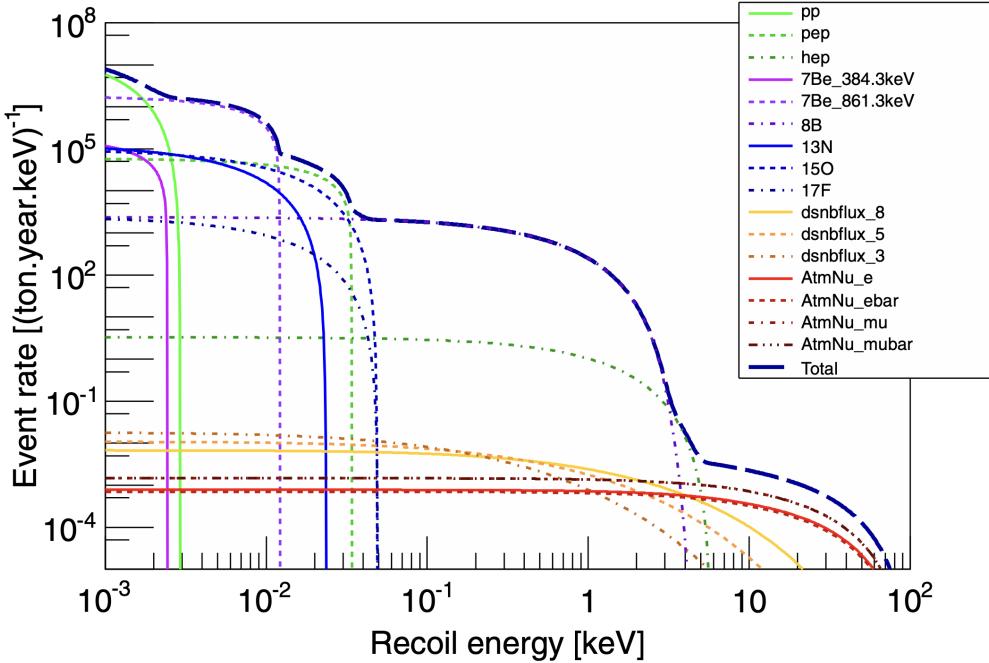


図 5.3: 図 5.2 の値を用いて式 5.8 から計算されたキセノン原子核を標的とした際の環境ニュートリノのエネルギースペクトル [89]。

ここで、 N は標的原子核の核子数、 Z は標的原子核の陽子数、 θ_W は弱混合角である。式 5.8 より、反跳原子核の微分計数率(エネルギースペクトル)は、単位体積、単位時間あたりの標的原子核の数 \mathcal{N} を用いて、式 5.10 で与えられる。

$$\frac{dR}{dE_r} = \mathcal{N} \times \int_{E_\nu^{\min}} \frac{dN}{dE_\nu} \times \frac{d\sigma(E_\nu, E_r)}{dE_r} dE_\nu \quad (5.10)$$

ここで、 dN/dE_ν はニュートリノのフラックスである。式 5.10 に対して、各エネルギーでの環境ニュートリノのフラックス(図 5.2)を積分したエネルギースペクトルを図 5.3 [89] に示す。使用した環境ニュートリノのスペクトルは [93] に従っている。このエネルギースペクトルに従い、検出器の観測量に対応した反跳エネルギーに対する CE ν NS 事象数を決定することができる。この事象数が 90 % 信頼度で 1 事象も観測されない検出感度の下限値が、ニュートリノフォグの境界として定義される。図 5.4 に、Xe および F を標的原子核とした場合の、SD 散乱におけるニュートリノフォグ領域を示す。この領域では、従来型の方向に感度を持たない暗黒物質の直接探索において、ニュートリノによる背景事象が削減不可能な背景事象となる。式 5.8、式 5.9 より、イベントレートは標的原子核の陽子数が多いほど高くなる。図 5.4 において Xe 原子核を標的とした場合の方が低い感度で観測されるのはこのためである。

一方、反跳方位角 Ω_r に依存したエネルギースペクトルはデルタ関数を用いて式 5.11 で与えられる。

$$\frac{d^2\sigma}{dE_r d\Omega_r} = \frac{d\sigma}{dE_r} \frac{1}{2\pi} \delta \left(\cos \theta - \frac{E_\nu + m_N}{E_\nu} \sqrt{\frac{E_r}{2m_N}} \right) \quad (5.11)$$

ここで、 $d\Omega_\nu = 2\pi d(\cos \beta)$ とおくと、 β はニュートリノの入射方向 ($\hat{\mathbf{q}}_r$) と標的原子核の反跳方向 ($\hat{\mathbf{q}}_\nu$) のなす角として、式 5.12 で与えられる。

$$\cos \beta = \hat{\mathbf{q}}_r \cdot \hat{\mathbf{q}}_\nu = \frac{E_\nu + m_N}{E_\nu} \sqrt{\frac{E_r}{2m_N}} \quad (5.12)$$

式 5.11 より、 $\beta = 0$ のとき反跳エネルギーは最大となる。このときの反跳エネルギーにおける微分計数率は式 5.12

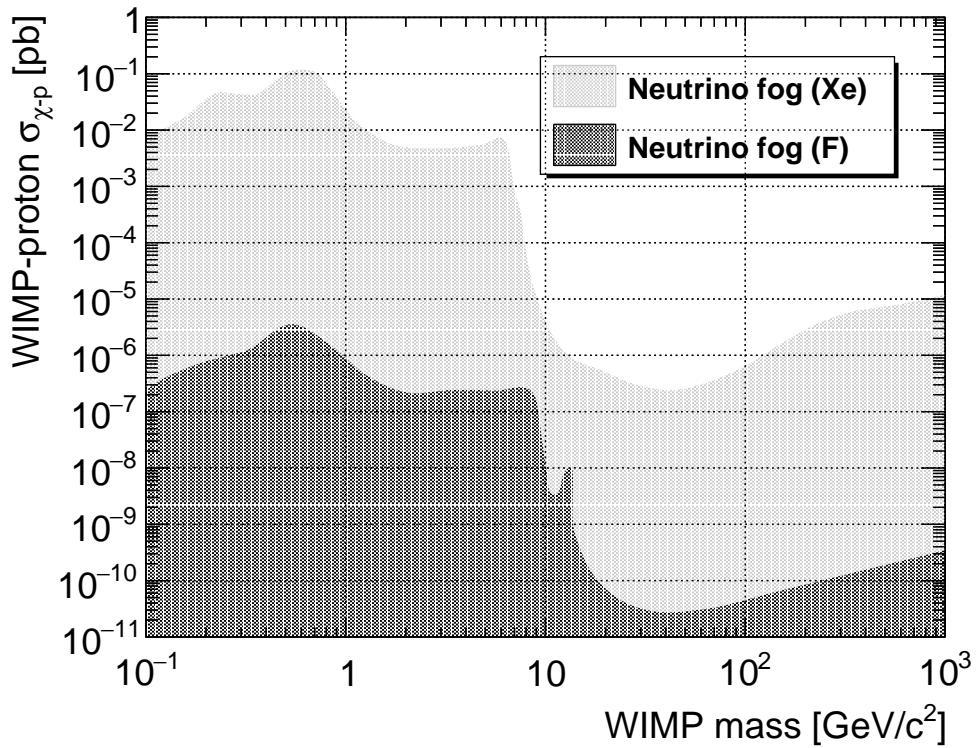


図 5.4: Xe、F を標的原子核とした場合の SD 散乱におけるニュートリノフォグ領域 [94]。

で与えられる。

$$\frac{d^2R_\nu(t)}{dE_r d\Omega_r} = \frac{1}{m_N} \int_{E_\nu^{\min}} \frac{d^2\sigma}{dE_r d\Omega_r} \frac{d^2\Phi(t)}{dE_\nu d\Omega_\nu} dE_\nu d\Omega_\nu \quad (5.13)$$

ここで、 $\Phi(t)$ は時間に依存するニュートリノのフラックスである。また、 $E_\nu^{\min} = \sqrt{m_N E_r / 2}$ は反跳エネルギー E_r を与えうる最小のニュートリノエネルギーである。方向に感度をもつ暗黒物質探索では、この式に従ってニュートリノによる背景事象と WIMP 事象とを選別することが可能となる。

WIMP とニュートリノ事象の識別の一例として、図 5.5 に 9 月 6 日における WIMP および太陽ニュートリノによる原子核反跳角度の分布を示す [87]。 (l, b) はそれぞれ銀河座標系における経度、緯度であり、 $b = 0$ が銀河面に対応する。WIMP の質量は $9 \text{ GeV}/c^2$ 、スピンに依存しない反応断面積は $5 \times 10^{-45} \text{ cm}^2$ 、反跳エネルギーは $8 - 50 \text{ keV}_r$ 、核種は F を仮定している。赤色、青色が濃い領域ほどそれぞれ太陽ニュートリノ、WIMP の事象計数率が大きい。赤い実線は太陽の年間の軌道を表しており、年間の長い期間太陽ニュートリノによる CEνNS 事象と WIMP 事象が判別可能となることが期待される。

5.2 大型ガス TPC を用いたニュートリノフォグ開拓

本節では、第 3 章の結果を引用しながら、C/N-1.0 検出器において期待される WIMP の探索感度について議論する。

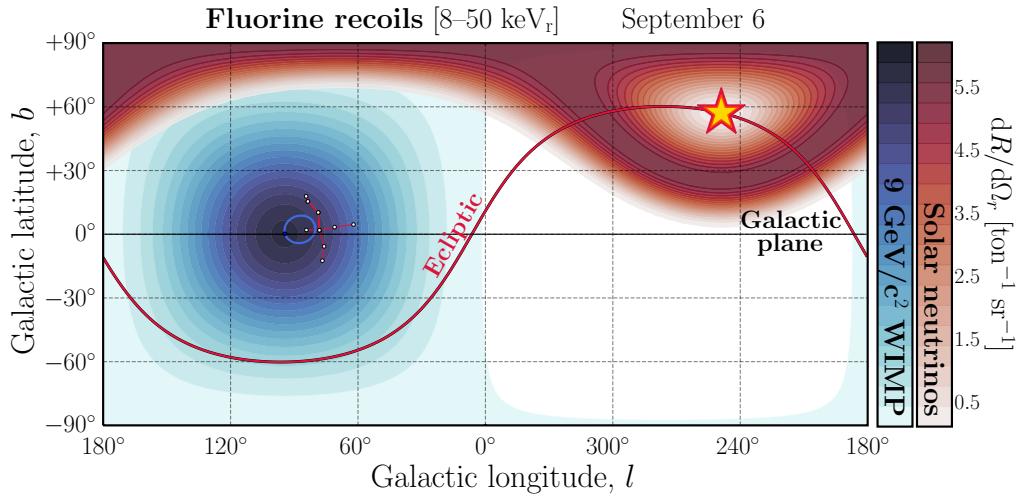


図 5.5: 9月6日における WIMP および太陽ニュートリノによる F 原子核の反跳角度分布 [87]。赤、青のカラーバーはそれぞれ太陽ニュートリノ、WIMP による反跳事象の計数率を表す。WIMP の質量は $9 \text{ GeV}/c^2$ 、スピンに依存しない反応断面積は $5 \times 10^{-45} \text{ cm}^2$ 、反跳された原子核のエネルギー損失は $8 - 50 \text{ keV}_r$ 、核種は F を仮定している。

5.2.1 背景事象の削減

NEWAGE 実験では、ニュートリノによる背景事象が観測されるニュートリノフォグ領域での方向に感度を持つ暗黒物質探索を将来的な目標として大型ガスTPCであるC/N-1.0検出器の開発を行なっている。こうしたニュートリノが主な背景事象となる感度を達成するためには、ニュートリノ以外による背景事象を極限まで削減する必要がある。現在の NEWAGE 実験の背景事象の主な要因は、検出器内部の放射性不純物と検出器外部からの環境ガンマ線および環境中性子である。前者へは、4.1 節で述べたガス循環や 3 章で述べた検出器の低放射能化による対策を行う。一方。後者に対しては、検出器を遮蔽することで抑制する。以下に、先行研究 [80] の結果を引用しながら、各背景事象に対する対策と、それにより期待される結果について述べる。

■アルファ線 検出器に使用している部材は、天然の放射性同位体である ^{232}Th や ^{238}U を含む。これらが崩壊系列に従って崩壊した際に放出された放射線が背景事象となる。崩壊系列には希ガスである ^{220}Rn や ^{222}Rn が含まれているため、物質の内部からの湧き出しが起きる。NEWAGE 実験では、 μ -PIC 検出器の構成物質を起源とするラドンが深刻な背景事象源として問題になっていた。これを削減するため、使用する材料を低放射能なものに変更した LBG μ -PIC の製作を行った。第 3 章における LBG μ -PIC のラドン放出量の評価の結果、従来の検出器である LA μ -PIC と比較して、 ^{222}Rn の湧き出し量が 1/56 (90 % C.L.) 以下であることが確認された。本節では、LBG μ -PIC を C/N-1.0 の検出器として用いた場合の感度について議論する。

■環境ガンマ線 天然に存在する放射線不純物の崩壊により放出されるガンマ線は、環境ガンマ線と呼ばれる。環境ガンマ線が検出器内で光電吸収やコンプトン散乱を起こすことにより電子が生成され、背景事象となりうる。ガスTPCを用いた測定では、エネルギー、飛跡長、エネルギー損失などの情報から反跳粒子の弁別を行うことで電子事象の除去を行うことが可能であるが、低エネルギー領域においては検出器のエネルギー分解能、位置分解能により分離が難しくなる。この結果、除去できなかった事象が背景事象となる。先行研究 [80] における Geant4 [95, 96, 97] を用いたモンテカルロ (MC) シミュレーションにより、5 cm 厚の銅と 25 cm 厚のポリエチレンを用いることで、遮蔽がない場合と比較して環境ガンマ線による背景事象数を 6.9 % まで抑制することが可能であることが示されている。

■環境中性子 天然に存在する放射性不純物の崩壊^{*1}により、中性子が放出される。これらは環境中性子と呼ばれる。環境中性子が検出器内で起こす原子核反跳 (NR) は、背景事象となりうる。中性子による NR 事象は WIMP による NR 事象との飛跡情報による弁別が不可能であるため、主に遮蔽によって低減を図る。中性子は質量が近い陽子との弹性散乱によるエネルギー損失が大きいため、水素原子を多く含む物質による遮蔽が効果的である。C/N-1.0 では粒状ポリエチレンと粉末ポリエチレンを混合して作成したシールドを用いた遮蔽を計画している。先行研究 [80] での MC シミュレーションの結果、5 cm 厚の銅と 25 cm 厚のポリエチレンにより、遮蔽がない場合と比較して環境中性子による背景事象数を 2.4 % まで抑制することが可能であることが示されている。

5.2.2 C/N-1.0 検出器に期待される性能

本節では、神岡地下実験室において運用を計画している C/N-1.0 検出器の探索感度を見積もる。第 3 章で述べた検出器の低背景事象化、第 4 章で述べたモジュール型検出器の性能評価結果を用いて、現状の延長で達成が見込まれる C/N-1.0 検出器の感度の評価を行った上で、更なる高感度化に向けた計画について述べる。第 4 章で性能評価を行ったモジュール型検出器は今後の改良において、30 cm 角、400 μm ストリップ間隔の μ -PIC 検出器を搭載する計画となっている。本節の議論では、この改良を行ったモジュール型検出器を仮定する。使用するガスについては、NEWAGE-0.3b^b と同様に CF_4 (0.1 atm) とする。以上の C/N-1.0 検出器に対する仮定を表 5.1 にまとめる。観測

表 5.1: C/N-1.0 検出器に対する仮定。

| 項目 | 設定値 |
|---------|----------------------------------|
| 検出器 | $\text{LBG}\mu\text{-PIC}$ |
| 検出面積 | $30 \times 30 \text{ cm}^2$ |
| ストリップ間隔 | $400 \mu\text{m}$ |
| ガス | CF_4 (0.1 atm) |
| モジュール数 | 18 |
| 有効質量 | $2.63 \times 10^{-1} \text{ kg}$ |
| 観測期間 | 365.25 days |
| 観測量 | 96.00 kg · days |

される背景事象数は、アルファ線、環境ガンマ線に対しては [60]、環境中性子については [98] の結果をもとに計算を行った。表 5.2 に、各事象数と測定日数をまとめる。この値を検出器の容積、測定日数を用いて、C/N-1.0 検出器

表 5.2: C/N-1.0 の背景事象の推定に用いた値の一覧。

| 項目 | 事象数 | 有効質量 [kg] | 測定日数 [days] | 参考文献 |
|--------|--------------------------------|-----------------------|-------------|------|
| アルファ線 | 1.5 ± 1.0 | 1.03×10^{-2} | 318.0 | [60] |
| 環境ガンマ線 | 1.5 ± 0.9 | 1.03×10^{-2} | 318.0 | [60] |
| 環境中性子 | $(3.5 \pm 0.9) \times 10^{-1}$ | 1.03×10^{-2} | 107.6 | [98] |

で期待される背景事象数に換算した結果を図 5.6 に示す。緑、青の積み上げヒストグラムはそれぞれ環境ガンマ線、環境中性子の計数率を示しており、赤線はアルファ線、環境ガンマ線、環境中性子の合計における 90 % 信頼度の上限値を表している。また、黒の破線に示したヒストグラムは、150 GeV/c² WIMP 質量において、SD 散乱における

^{*1} 自発核分裂による生成と、 (α, n) 反応による生成がある。

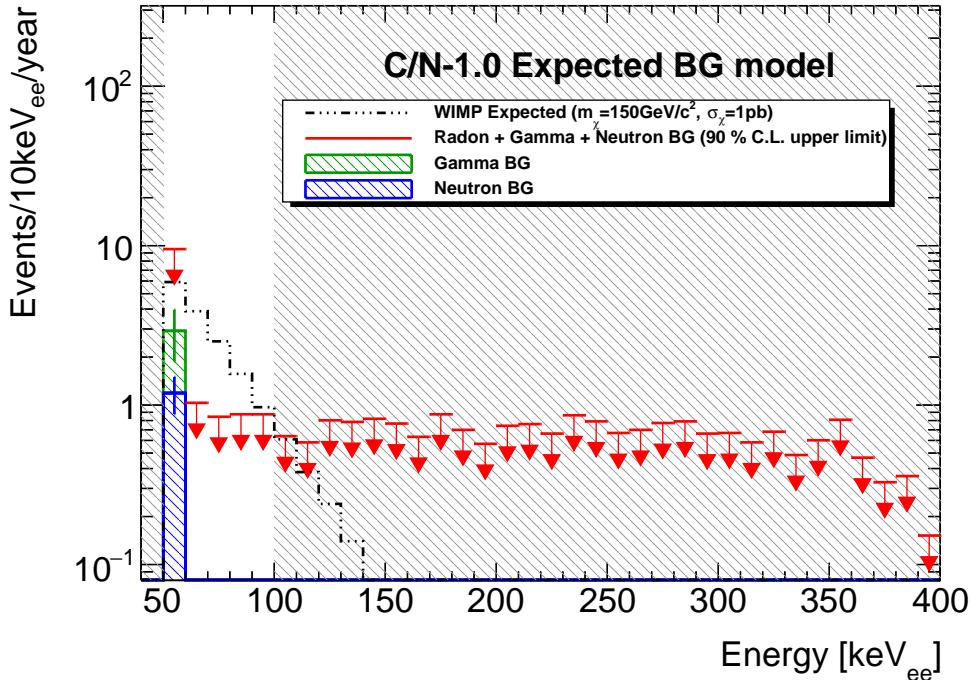


図 5.6: C/N-1.0 検出器に対して期待される背景事象計数率。緑、青のヒストグラムはそれぞれ環境ガンマ線 [60]、環境中性子 [98] の事象計数率を示しており、赤線はラドン、ガンマ線、中性子の事象数を合計したものの 90 % 上限値である。また、黒破線は $150 \text{ GeV}/c^2$ WIMP 質量について、反応断面積として 1 pb を仮定した際の WIMP 信号の計数率を示している。WIWP 事象の 90 % 以上を含む領域を閑心領域とした。灰色の斜線は閑心領域外を示している。

る WIMP-陽子散乱断面積が $\sigma_\chi = 1 \text{ pb}$ を仮定した際の WIMP 信号の計数率を示している。このヒストグラムから、高エネルギー領域における WIMP 信号の寄与は小さいことが期待される。このことから、WIMP 信号の事象計数率が全体の 90 % となる 100 keV_{ee} 以下を閑心領域とする。この仮定から期待される制限曲線を図 5.7 に示す。C/N-1.0 により期待される感度の 90 % 上限値を赤色の破線で示す。また、比較対象として、NEWAGE2023 [60] で得られた制限曲線を青色の実線で示す。C/N-1.0 を用いた実験によって、DAMA/LIBRA 実験で暗黒物質の観測が主張されている領域を、方向感度を用いて探索していくことが可能である。

5.2.3 検出器の低背景事象化

前節の見積もりでは、背景事象によって探索感度が制限されていた。本節では、表 5.1 に示した測定条件に対して無背景事象とすることを目標として考察を行う。ここで、期待される背景事象数の 90 % 上限値が 1 事象未満となることを、無背景事象として定義する。

■アルファ線 $50 - 100 \text{ keV}_{ee}$ の閑心領域において、 $\text{LBG}\mu\text{-PIC}$ からのラドン放出量の 90 % 信頼度におけるアルファ線事象の上限値は 4.13 事象である。この見積もりの根拠となった、 $\text{LBG}\mu\text{-PIC}$ の 90 % 信頼度におけるラドンの放出量の上限値は、3.3.3 節で述べた通り 0.040 mBq である。これが 0.009 mBq 未満となれば、アルファ線の事象数が 1 事象未満となる。ラドンの計数率の最確値の変動がないと仮定した場合、3.3.3 節の測定について、サンプル、バックグラウンド共に 18 倍の統計量によりこれを達成可能となる。表 3.3 に示した $\text{LBG}\mu\text{-PIC}2023-1$ および背景事象の測定期間はそれぞれ 27 日間、21 日間であることから、486 日、378 日以上の測定で十分な統計量が得られる。

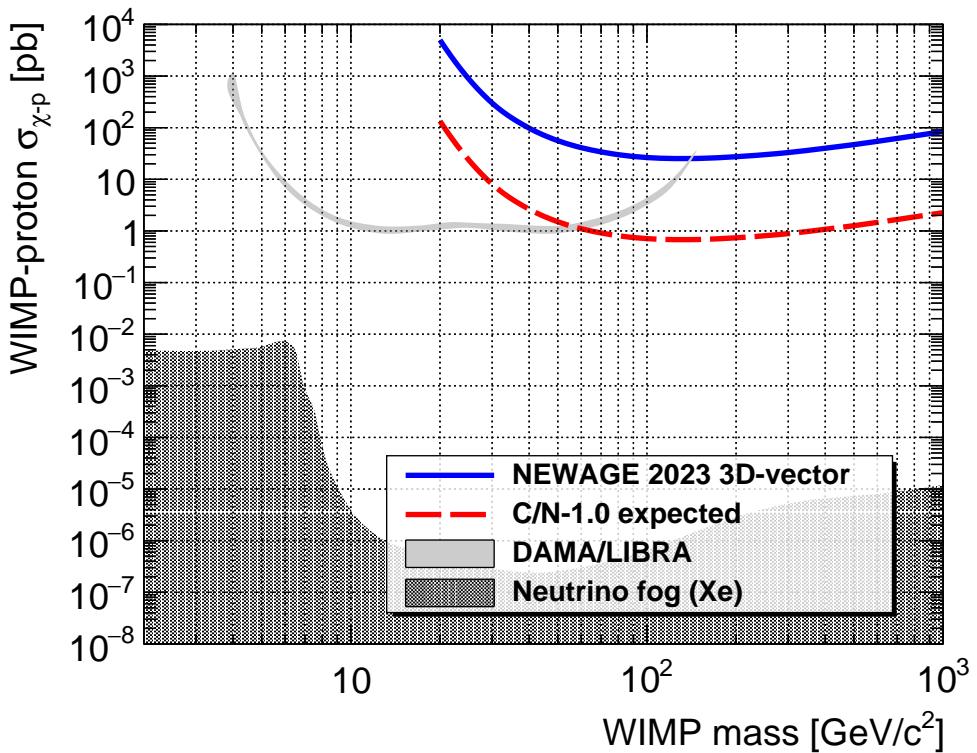


図 5.7: 表 5.1 の仮定において期待される C/N-1.0 検出器の制限曲線。SD 散乱における WIMP-陽子散乱の散乱断面積について、90 % 信頼度での上限値を示している。

また、検出器由来の背景事象を低減することによっても統計誤差を減らすことが可能である。検出由来の背景事象の事象計数率 $R_{\text{BG}} \pm \delta R_{\text{BG}}$ と測定結果の背景事象の事象計数率 $R_{\text{data}} \pm \delta R_{\text{data}}$ より、 $\text{LBG}\mu\text{-PIC}$ 由来の背景事象における事象計数率の最確値および誤差は、式 5.14、式 5.15 で表される。

$$R_{\mu\text{-PIC}} = R_{\text{data}} - R_{\text{BG}} \quad (5.14)$$

$$\delta R_{\mu\text{-PIC}} = \sqrt{\delta R_{\text{data}}^2 + \delta R_{\text{BG}}^2} \quad (5.15)$$

ここで、検出器由来の背景事象が $\text{LBG}\mu\text{-PIC}$ と比較して十分に大きい ($R_{\text{data}} \simeq R_{\text{BG}}$) と仮定すると、式 5.15 は

$$\delta R_{\mu\text{-PIC}} = \sqrt{2} \delta R_{\text{BG}} \quad (5.16)$$

と書ける。したがって、背景事象の事象計数率を 1/4 まで減らすことで、統計誤差も 1/4 に低減させることができると期待される。

これらを達成することによって、90 % 信頼度におけるアルファ線の計数率の上限値を 1 事象未満とすることを目指す。

■環境ガンマ線・環境中性子 環境ガンマ線・環境中性子に対しては遮蔽を厚くすることによりさらなる抑制を図る。12.5 cm 厚のポリエチレンと 5 cm 厚の銅を用いた遮蔽後の環境ガンマ線、環境中性子事象の 90 % 信頼度の上限値はそれぞれ 7.0 事象、1.4 事象である。放射線の透過率は指数関数的になることから、検出器で観測される事象数もこれに従うと仮定すると、ポリエチレン 33.8 cm、銅 13.5 cm 以上で遮蔽することで、環境ガンマ・環境中性子による背景事象の 90 % 信頼度における上限値がそれぞれ 0.067 事象、0.003 となる。、合計で 0.070 事象が達成される。

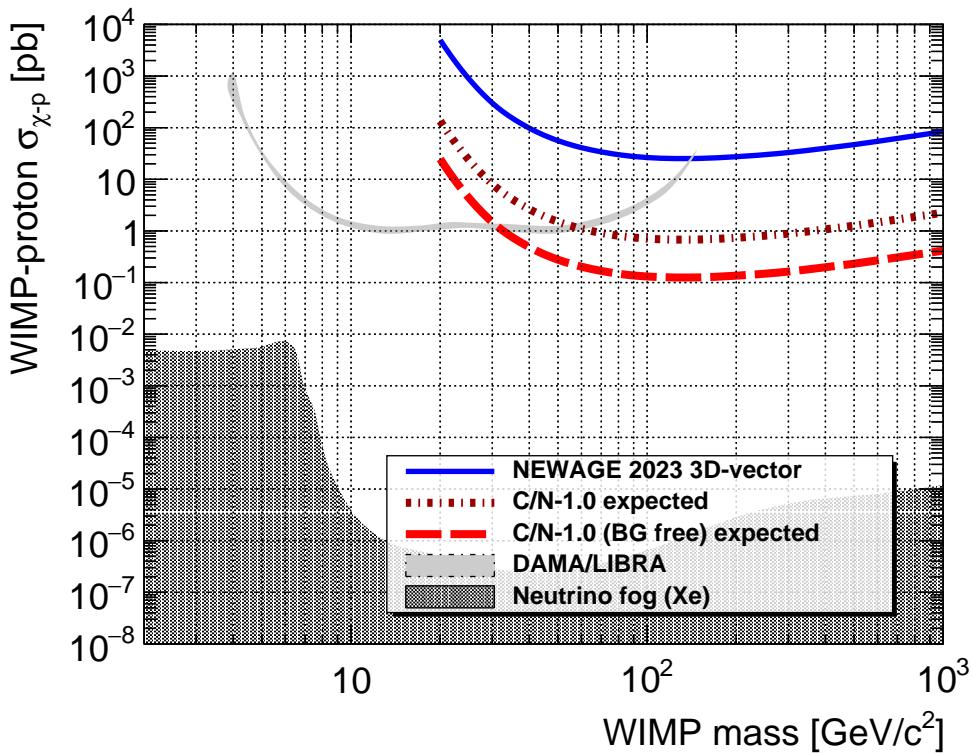


図 5.8: C/N-1.0 を無背景事象化して、1 年間の観測を行った場合に期待される 90 % 信頼度における制限曲線 (赤色の破線)。青色の実線は NEWAGE2023 [60]、茶色の点線は 5.2.2 節に示した C/N-1.0 に対して期待される感度である。

無背景事象が達成された場合の制限曲線を、図 5.8 に示す。これにより一定の感度改善が見込まれるが、ニュートリノフォグ到達のためにはさらなる改良が必要である。このためのさらなる改良について次節で議論する。

5.3 展望

検出器の感度をさらに向上させるためには、検出器の大容量化に加えて背景事象の抑制、エネルギーの低閾値化などの取り組みが必要となる。本節では、ニュートリノフォグに到達するための NEWAGE における展望を述べる。

5.3.1 SF₆ ガス

第 3 章で述べた通り、検出器に含まれる放射性不純物由来のアルファ線が NEWAGE における主な背景事象の 1 つとして問題となっている。これを削減するためには、第 3 で述べたように、検出器に使用している部材をより低放射能なものに置き換えるという方法の他に、アルファ線によるイベントを解析的に除去するという方法が考えられる。検出器内の壁面からは部材に含まれる放射性不純物を由来としたアルファ線が放出されるため、一般に壁面付近の背景事象は多くなる。NEWAGE 実験では、これを解析的に除去するため、壁面から一定の距離で発生した事象を解析から除外する、「有効体積カット」を使用している。この手法では検出器に対して垂直な面から発生したイベントは除去できるが、検出器に平行な面から発生した事象については除去できない。この問題に対処するため、陰イオンガスを媒質とした μ -TPC (Negative Ion Time Projection Chamber, NITPC) の開発を進めている。いくつかの陰イオンガスが過去に用いられているが [99, 100]、我々は毒性の低さの観点から SF₆ ガスに注目して開発を進めている。NITPC の動作原理を図 5.9 [30] に示す。NITPC に使用される SF₆ ガスは電気陰性度が高いため、反

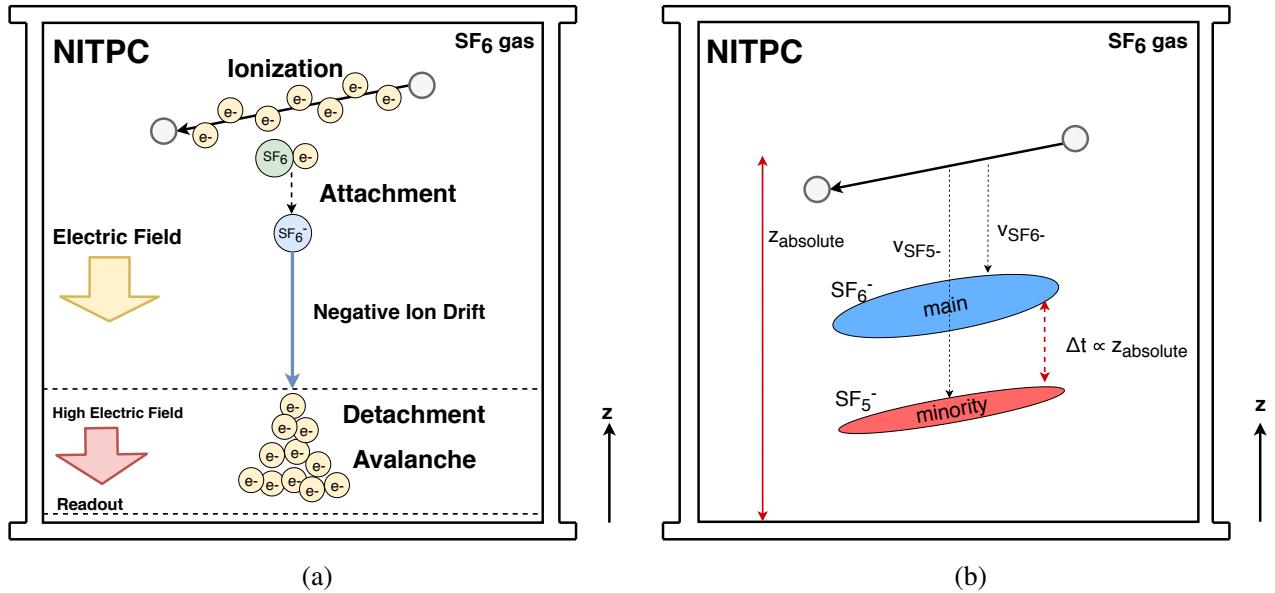


図 5.9: (a) NITPC の動作原理の概略図 ([30] 図 3.1 より引用)。TPC 内で荷電粒子による電離で生じた電子は陰イオンガスにより電子捕獲 (Attachment) される。電場によりドリフトした陰イオンは、GEM などの高電場によって電子脱離 (Detachment) を起こす。脱離した電子は雪崩増幅を起こし、検出器によって読み出される。(b)NITPC における電場に平行な方向における絶対座標測定の概念図 ([30] 図 3.4 より引用)。電離電子は陰イオン分子と結合して SF_6^- もしくは SF_5^- となり、異なる速度 $v_{\text{SF}_6^-}$ 、 $v_{\text{SF}_5^-}$ でドリフトする。これらが検出器から読み出される際の時間差 Δt を用いることで、絶対座標 z_{absolute} が求められる。

跳原子核による電離で生じた電子の捕獲が起こる。この際に生成される陰イオンの種類は単一ではなく、異なる比率で複数生成される。式 5.17、5.18、5.19 に、 SF_6 における陰イオンの生成過程を示す。



SF_6^{*-} は準安定状態であり、式 5.18 による衝突反応もしくは式 5.19 による解離反応が起きることで SF_6^- 、 SF_5^- が生成される。これらのイオンは質量の差から、ドリフト速度が異なる。これにより、 μ -TPC で観測されるパルスは 2 つのピークを持つことになる。これらのピークの時間差から、式 5.20 に従って事象のドリフト速度に並行な向きに対する絶対位置 z_{absolute} を取得することができる。

$$z_{\text{absolute}} = \Delta t \cdot \frac{v_{\text{SF}_6^-} \times v_{\text{SF}_5^-}}{v_{\text{SF}_6^-} - v_{\text{SF}_5^-}} \quad (5.20)$$

これにより、事象の深度情報を取得することができるため、検出器に平行な面に対しても有効体積カットをかけることが可能となり、アルファ線背景事象の除去能力が向上する。

また、通常の TPC では荷電粒子による電離で生じた電子が電場によってドリフトするが、NITPC においては、電離電子が電気陰性度の高いイオン分子によって捕獲され、このイオンがドリフトを行う。イオンは電子と比較して重いため、電子のドリフトと比較して拡散量が小さくなるため、位置分解能の向上が期待される [101]。

5.3.2 ピクセル検出器

現在の NEWAGE では μ -PIC 検出器を用いた $400 \mu\text{m}$ のストリップ間隔で読み出しを行っており、 0.1 atm におけるエネルギー閾値は 50 keV となっている。この制限は、飛跡長の短さから反跳原子核の方向情報を取得できな

くなることから生まれる。この問題への対処法として、ガスの圧力を減らして飛跡長を伸ばす手法と、検出器自体の位置分解能を向上させる方法がある。前者の手法では検出器の位置分解能に依存せずにエネルギー閾値を下げることが可能である一方で、観測量が減少してしまうという欠点がある。 μ -PIC 検出器は精密加工の難しさや放電への耐性の問題から、更なる電極の小型化は難しいと考えられている。このため、NEWAGE 実験では $250\ \mu\text{m}$ 間隔で読み出し可能なピクセル検出器を用いた、検出器の高位置・角度分解能化を計画している [102]。

5.3.3 ロードマップ

NEWAGE 実験では、2025 年以降、神岡地下実験室へ C/N-1.0 検出器を導入、遮蔽を行った上で暗黒物質直接探索実験を開始する。その上でモジュール型検出器の量産を行い、性能評価を終えたものから順次 C/N-1.0 への導入を行い、2027 年までに 18 モジュール体制での運転を目標とする。

その後、ガスを CF_4 から SF_6 に変更することで NITPC 化を行うとともに、ピクセル検出器の導入を開始する。さらに、C/N-1.0 検出器の運用方法を確立した上で C/N-1.0 検出器自体の量産を行うことで、更なる大容積化を行う。

表 5.3 に、仮定した C/N-1.0 検出器の性能をまとめた。この結果期待される検出器の感度を図 5.10 の赤色の破

表 5.3: C/N-1.0 検出器に対する仮定。

| 項目 | 設定値 |
|---------|---|
| 検出器 | ピクセル検出器 |
| 検出面積 | $30 \times 30\ \text{cm}^2$ |
| ストリップ間隔 | $250\ \mu\text{m}$ |
| ガス | SF_6 (0.026 atm) |
| モジュール数 | 18×10 |
| 背景事象 | 0 事象 |
| 有効質量 | 1.21 kg |
| 観測期間 | 2190 days |
| 観測量 | $2.64 \times 10^3\ \text{kg} \cdot \text{days}$ |

線に示す。無背景事象を達成するためには、5.2.3 節の議論と同等の抑制を行った上で、さらに 60 倍の背景事象の抑制能力を実現することが必要となる。この図より、表 5.3 の仮定を満たすことにより、ニュートリノフォグに到達可能である。

5.4 CYGNUS

ガス TPC を用いた方向に感度をもつ暗黒物質直接探索実験における国際コミュニティである CYGNUS では、大型ガス TPC の共同開発・量産を計画している。この計画では、 $1\ \text{m}^3$ の容積を持った方向感度をもつガス TPC (CYGNUS-1.0) を複数台用いて暗黒物質探索を行うことで、ニュートリノフォグ領域での暗黒物質探索を行うことを目標としている。この計画において期待される制限曲線を図 5.11 に示す。(a) はスピンに依存しない WIMP-陽子反跳における制限曲線、(b) はスピンに依存する WIMP-陽子反跳における制限曲線である。 $1 - 10^6\ \text{m}^3$ の容積において $\text{He} : \text{SF}_6$ (0.99 : 0.01 atm) を封入した検出器を用いて 6 年間観測を行うことを仮定している。これによって期待される感度は紫色の実線及び破線で示されており、それぞれ検出器のエネルギー閾値を $8\ \text{keV}_r$ 、 $0.25\ \text{keV}_r$ と仮定している。また、 $100\ \text{k m}^3$ における点線は、純 SF_6 を 2 atm で使用した際の感度を示している。このガス組

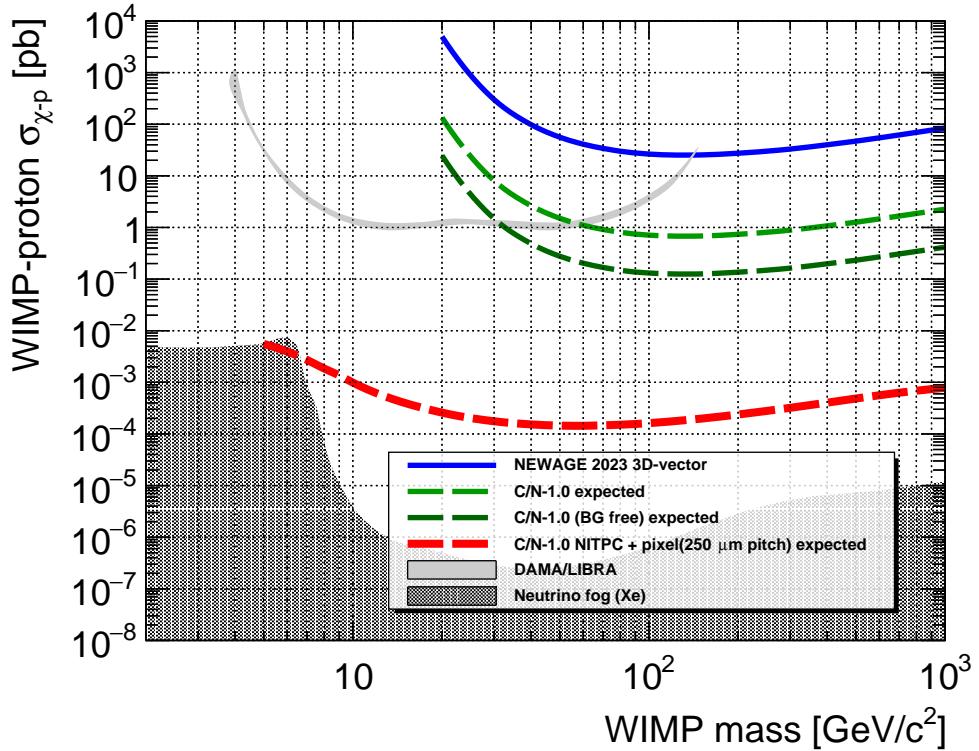
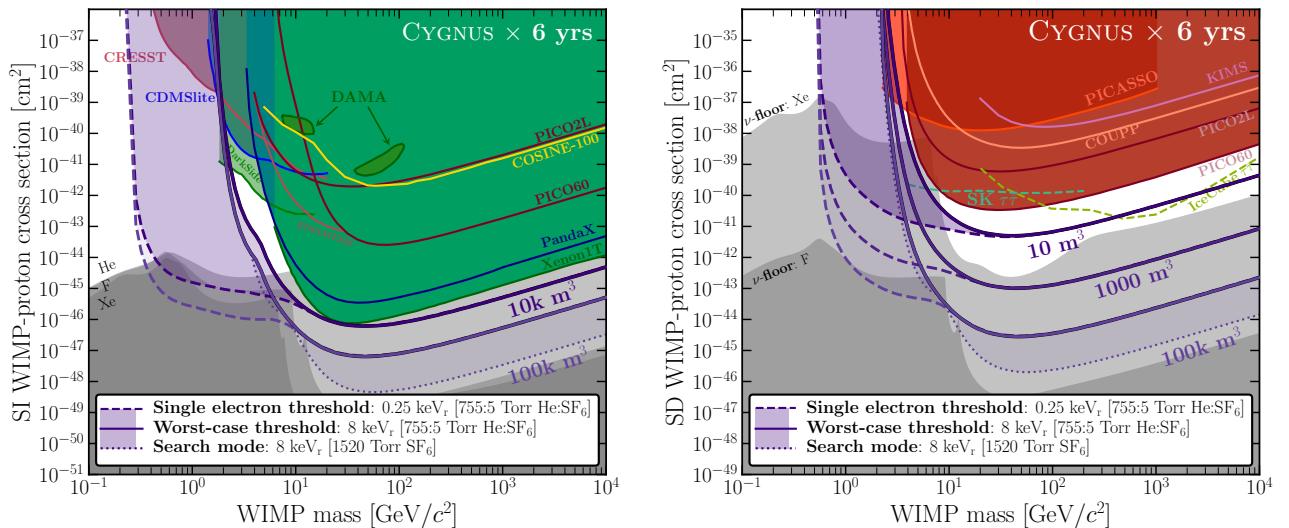


図 5.10: 表 5.3 の仮定に対して期待される 90 % 信頼度における WIMP-陽子衝突断面積の上限値(赤色の破線)。黄緑色、暗い緑色の破線は表 5.1 の仮定において、背景事象がある場合と無背景事象の場合を示す。青色の実線は NEWAGE2023 [60] における結果を表す。



(a) SI 散乱における WIMP-原子核散乱断面積に対する探索感度 (b) SD 散乱における WIMP-陽子散乱断面積に対する探索感度

図 5.11: C/N-1.0 の複数台運用により期待される 90 % 信頼度における制限曲線の上限値 [87]。紫色の実線、破線は、それぞれエネルギー閾値を 8 keV_r、0.25 keV_r と仮定した場合に 1 – 10⁶ m³ の容積を用いて 6 年間測定を行った場合の値を示している。ガスは He : SF₆ (0.99 : 0.01 atm) を仮定している。また、100k m³ における点線は、純 SF₆ を 2 atm で使用した際の感度を示している。

成では、反跳原子核の飛跡長が短くなるため方向感度を失う代わりに、観測量を大きくすることが可能となる。スピンに依存しない散乱において、ガスに $\text{He} : \text{SF}_6 (0.99 : 0.01 \text{ atm})$ 、エネルギー閾値を 8 keV_r と仮定した場合に、 100 m^3 の容積を持つ検出器 (CYGNUS-100) において、1 counts/year の観測量が期待される。また、SD 散乱において、 10 m^3 の容積においてキセノンのニュートリノフォグ領域における暗黒物質直接探索を行うことが可能である。

第 6 章

結論

NEWAGE 実験では方向に感度をもつ暗黒物質直接探索実験を行っている。NEWAGE では WIMP の探索感度向上に向けた検出器の大型化を計画しており、それに伴った低背景事象化も重要な課題となっている。これらを達成するため、先行研究において低バックグラウンド (Low Background, LBG) μ -PIC の製作および、大型ガス TPC である C/N-1.0 に搭載される Module-1 検出器の開発が行われた。

本研究では、これらに対して暗黒物質直接探索実験に用いる検出器としての性能評価を行った上で、第 3 章、第 4 章で行った性能評価の結果を踏まえた NEWAGE における検出器の改良計画と、それにより期待される性能について展望を述べた。LBG μ -PIC の性能評価では、電極の形成状態確認、ガスゲイン測定、背景事象評価の 3 点について測定を行った。電極の形成状態評価では、自作の装置を用いて、3 台の LBG μ -PIC の電極基板の撮影を行い、2020 年に製作した LBG μ -PIC と比較して 2023 年に製作した LBG μ -PIC では電極の形成状態において一様性の向上が見られることが確認された。ガスゲイン測定では、LBG μ -PIC のガスゲインの値と、その一様性が基準値である > 1000 、 $< 20\% \text{ RMS}$ を満たしていることが確認された。背景事象評価では、LBG μ -PIC の内部から放出されるラドンの含有量の測定を行い、従来の μ -PIC と比較しておよそ 1/56 まで削減できており、暗黒物質直接探索に要求される性能を満たしていることが確認された。Module-1 に対しては、先行研究における暗黒物質探索に用いられた NEWAGE-0.3b” と比較して大きく異なる値が得られていたガスゲインと電子のドリフト速度について再評価を含む性能評価を行った。この結果、ガスゲインの値に対しては NEWAGE-0.3b” 検出器とオーダーで一致するガスゲインが得られた。ドリフト速度の評価については $5.1 \pm 2.9 \text{ cm}/\mu\text{s}$ と大きい誤差が存在することが判明した。一方で、ノイズにより誤った飛跡長が再構成されてしまうという問題から、原子核反跳自称の検出効率や、角度分解能、飛跡の前後判定能力の評価は行えておらず、更なる検証が今後の課題となっている。方向に感度を持った検出器によるニュートリノフォグ領域の探索の検討の結果、1 m³ サイズの検出器である C/N-1.0 検出器ではニュートリノフォグには感度が届かないが、NEWAGE がもつ方向に感度をもつ暗黒物質における世界最高感度を、50 倍程度改善できることを示した。これにより、DAMA/LIBRA 実験が暗黒物質観測を主張している領域の探索を進めることが期待される。その後、ニュートリノフォグに到達するために必要とされる検出器の大容積化、低放射能化、エネルギーの低閾値化に対する要請を示した。

謝辞

本論文を執筆するにあたり多くの方々からのご支援、ご鞭撻をいただきましたこと、深く感謝申し上げます。特に、粒子物理学研究室の皆様からは日々ご指導いただきました。NEWAGE グループの皆様には非常に愉快な方々が多く、研究が行き詰まっている時でも頑張る力と知恵をいただきました。指導教員である身内賢太朗准教授に関しましては、学部生の頃はほとんど授業を持っていただいたことはなかったと記憶しておりますが、研究室に配属されてお話しするようになって、こんなに印象の強い方がいらっしゃったことに驚きました。学部 4 年生の卒業研究で TPC に初めて触れて、研究の楽しさを知れたことは、とても大きな発見だったと思います。研究員の東野聰さま、まずは卒業研究の時に高電圧を印加してしまったことを心よりお詫び申し上げます。ことあるごとに質問をしてお時間を割いていただいたこととても感謝しております。その度に的確なアドバイスをしていただき、非常に多くのことを学びました。LBG μ -PIC の先行研究をされていた石浦宏尚さま、NEWAGE グループに配属されてすぐで研究の進め方が全くわからなかった私にとって、先行研究で示されていた方針がとても参考になりました。ぜひ機会がありましたら実際にお会いしてお話しをさせていただきたいと思っております。高橋真斗さま、唯一の博士課程の学生ということもあって、修士 2 年に上がってからは先輩としてとても心強く感じております。これからも質問等させていただくことがあるかもしれません、その時はよろしくお願ひいたします。いただいたドーナツとてもおいしかったです。鈴木啓司様、谷口紘大様、二人とも何かと遅い時間まで残って研究しているイメージがあり、刺激をもらえるとても良い後輩と感じております。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、前田順平准教授、鈴木州講師には物理学に関するどんな質問にも答えてくださっただけでなく、研究室の環境づくりまでしていただいたこと大変感謝しております。吉田和美さま、北川順子さま、出張手続き等に関する手続きに関して大変お世話になりました。水引龍吾さま、村田優衣さま、鈴木大夢さま、西将太さま、樋口流雲さま、庄田圭吾さま、しようもない話で盛り上がるこもあれば、研究について意見交換ができたりと、心の支えとなっていたのは間違いありません。特に、水引龍吾さま、村田優衣さま、鈴木大夢さまについては良く大学で顔を合わせるメンバーとして、コンビニ休憩が癒しになりました。

本論文の審査をしていただきました竹内康雄教授、伏屋雄紀教授、身内賢太朗准教授におかれましては、貴重な時間を割いていただきましたこと感謝申し上げます。

引用文献

- [1] Aprile, E. et al. (2024) “First Indication of Solar B8 Neutrinos via Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering with XENONnT,” *Phys. Rev. Lett.*, **133**, No. 19, 191002, DOI: [10.1103/PhysRevLett.133.191002](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.133.191002).
- [2] Zwicky, F. (1937) “On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae,” *Astrophys. J.*, **86**, 217–246, DOI: [10.1086/143864](https://doi.org/10.1086/143864).
- [3] Rubin, V. C., Ford, W. K., Jr., and Thonnard, N. (1978) “Extended rotation curves of high-luminosity spiral galaxies. IV. Systematic dynamical properties, Sa -> Sc.,” *Astrophysical Journal*, **225**, L107–L111, DOI: [10.1086/182804](https://doi.org/10.1086/182804).
- [4] Wang, L., Shu, Y., Li, R., Zheng, Z., Wen, Z., and Liu, G. (2017) “SDSS J1640+1932: a spectacular galaxy–quasar strong lens system,” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **468**, No. 3, 3757–3763, DOI: [10.1093/mnras/stx733](https://doi.org/10.1093/mnras/stx733).
- [5] Refregier, A. (2003) “Weak gravitational lensing by large scale structure,” *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **41**, 645–668, DOI: [10.1146/annurev.astro.41.111302.102207](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.41.111302.102207).
- [6] Massey, R., Rhodes, J., Ellis, R. et al. (2007) “Dark matter maps reveal cosmic scaffolding,” *Nature*, **445**, No. 7125, 286–290, DOI: [10.1038/nature05497](https://doi.org/10.1038/nature05497).
- [7] Gamow, G. (1948) “The Evolution of the Universe,” *Nature*, **162**, No. 4122, 680–682, DOI: [10.1038/162680a0](https://doi.org/10.1038/162680a0).
- [8] Bennett, C. L., Banday, A. J., Górski, K. M. et al. (1996) “Four-Year [ITAL]COBE/[ITAL] DMR Cosmic Microwave Background Observations: Maps and Basic Results,” *The Astrophysical Journal*, **464**, No. 1, L1–L4, DOI: [10.1086/310075](https://doi.org/10.1086/310075).
- [9] Fixsen, D. J. (2009) “THE TEMPERATURE OF THE COSMIC MICROWAVE BACKGROUND,” *The Astrophysical Journal*, **707**, No. 2, 916–920, DOI: [10.1088/0004-637x/707/2/916](https://doi.org/10.1088/0004-637x/707/2/916).
- [10] Aghanim, N., Akrami, Y., Arroja, F. et al. (2020a) “Planck2018 results: I. Overview and the cosmological legacy of Planck,” *Astronomy & Astrophysics*, **641**, A1, DOI: [10.1051/0004-6361/201833880](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833880).
- [11] Aghanim, N., Akrami, Y., Ashdown, M. et al. (2020b) “Planck2018 results: VI. Cosmological parameters,” *Astronomy & Astrophysics*, **641**, A6, DOI: [10.1051/0004-6361/201833910](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833910).
- [12] Randall, S. W., Markevitch, M., Clowe, D., Gonzalez, A. H., and Bradač, M. (2008) “Constraints on the Self-Interaction Cross Section of Dark Matter from Numerical Simulations of the Merging Galaxy Cluster 1E 0657-56,” *The Astrophysical Journal*, **679**, No. 2, 1173–1180, DOI: [10.1086/587859](https://doi.org/10.1086/587859).
- [13] Bradač, M., Allen, S. W., Treu, T., Ebeling, H., Massey, R., Morris, R. G., von der Linden, A., and Applegate, D. (2008) “Revealing the Properties of Dark Matter in the Merging Cluster MACS J0025.4-1222,” *The Astrophysical Journal*, **687**, No. 2, 959–967, DOI: [10.1086/591246](https://doi.org/10.1086/591246).
- [14] Peccei, R. D. and Quinn, H. R. (1977) “CP Conservation in the Presence of Pseudoparticles,” *Phys. Rev. Lett.*, **38**, 1440–1443, DOI: [10.1103/PhysRevLett.38.1440](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.38.1440).

- [15] Burrows, A., Ressell, M. T., and Turner, M. S. (1990) “Axions and SN 1987A: Axion trapping,” *Phys. Rev. D*, **42**, 3297–3309, DOI: [10.1103/PhysRevD.42.3297](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.42.3297).
- [16] Dicus, D. A., Kolb, E. W., Teplitz, V. L., and Wagoner, R. V. (1980) “Astrophysical bounds on very-low-mass axions,” *Phys. Rev. D*, **22**, 839–845, DOI: [10.1103/PhysRevD.22.839](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.22.839).
- [17] Altenmüller, K., Anastassopoulos, V., Arguedas-Cuendis, S. et al. (2024) “New Upper Limit on the Axion-Photon Coupling with an Extended CAST Run with a Xe-Based Micromegas Detector,” *Physical Review Letters*, **133**, No. 22, DOI: [10.1103/physrevlett.133.221005](https://doi.org/10.1103/physrevlett.133.221005).
- [18] He, D., Fan, J., Gao, X. et al. (2024) “Dark photon constraints from a 7.139 GHz cavity haloscope experiment,” *Physical Review D*, **110**, No. 2, DOI: [10.1103/physrevd.110.1021101](https://doi.org/10.1103/physrevd.110.1021101).
- [19] Hawking, S. (1971) “Gravitationally collapsed objects of very low mass,” *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **152**, 75, DOI: [10.1093/mnras/152.1.75](https://doi.org/10.1093/mnras/152.1.75).
- [20] Carr, B. J. and Hawking, S. W. (1974) “Black holes in the early Universe,” *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **168**, 399–415, DOI: [10.1093/mnras/168.2.399](https://doi.org/10.1093/mnras/168.2.399).
- [21] Carr, B. J. (1975) “The Primordial black hole mass spectrum,” *Astrophys. J.*, **201**, 1–19, DOI: [10.1086/153853](https://doi.org/10.1086/153853).
- [22] MacGibbon, J. H. (1991) “Quark and gluon jet emission from primordial black holes. 2. The Lifetime emission,” *Phys. Rev. D*, **44**, 376–392, DOI: [10.1103/PhysRevD.44.376](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.44.376).
- [23] Clesse, S. and García-Bellido, J. (2017) “The clustering of massive Primordial Black Holes as Dark Matter: measuring their mass distribution with Advanced LIGO,” *Phys. Dark Univ.*, **15**, 142–147, DOI: [10.1016/j.dark.2016.10.002](https://doi.org/10.1016/j.dark.2016.10.002).
- [24] Niikura, H., Takada, M., Yokoyama, S., Sumi, T., and Masaki, S. (2019) “Constraints on Earth-mass primordial black holes from OGLE 5-year microlensing events,” *Phys. Rev. D*, **99**, No. 8, 083503, DOI: [10.1103/PhysRevD.99.083503](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.99.083503).
- [25] Blaineau, T. et al. (2022) “New limits from microlensing on Galactic black holes in the mass range $10 M_{\odot} < M < 1000 M_{\odot}$,” *Astron. Astrophys.*, **664**, A106, DOI: [10.1051/0004-6361/202243430](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202243430).
- [26] Lewin, J. and Smith, P. (1996) “Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil,” *Astroparticle Physics*, **6**, No. 1, 87–112, DOI: [https://doi.org/10.1016/S0927-6505\(96\)00047-3](https://doi.org/10.1016/S0927-6505(96)00047-3).
- [27] Gondolo, P. (2002) “Recoil momentum spectrum in directional dark matter detectors,” *Phys. Rev. D*, **66**, 103513, DOI: [10.1103/PhysRevD.66.103513](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.66.103513).
- [28] Helm, R. H. (1956) “Inelastic and Elastic Scattering of 187-Mev Electrons from Selected Even-Even Nuclei,” *Phys. Rev.*, **104**, 1466–1475, DOI: [10.1103/PhysRev.104.1466](https://doi.org/10.1103/PhysRev.104.1466).
- [29] Co’, G., De Donno, V., Anguiano, M., and Lallena, A. M. (2012) “Nuclear proton and neutron distributions in the detection of weak interacting massive particles,” *JCAP*, **11**, 010, DOI: [10.1088/1475-7516/2012/11/010](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2012/11/010).
- [30] 島田拓弥 (2020) 「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」, 『修士学位論文』.
- [31] Aprile, E. et al. (2023) “First Dark Matter Search with Nuclear Recoils from the XENONnT Experiment,” *Phys. Rev. Lett.*, **131**, No. 4, 041003, DOI: [10.1103/PhysRevLett.131.041003](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.131.041003).
- [32] Aalbers, J. et al. (2024) “Dark Matter Search Results from 4.2 Tonne-Years of Exposure of the LUX-ZEPLIN (LZ) Experiment.”
- [33] Bo, Z. et al. (2024a) “Dark Matter Search Results from 1.54 Tonne-Year Exposure of PandaX-4T.”
- [34] Aprile, E. et al. (2024) “First Search for Light Dark Matter in the Neutrino Fog with XENONnT.”
- [35] Aprile, E. et al. (2019) “Search for Light Dark Matter Interactions Enhanced by the Migdal Effect or

- Bremsstrahlung in XENON1T,” *Phys. Rev. Lett.*, **123**, No. 24, 241803, DOI: [10.1103/PhysRevLett.123.241803](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.241803).
- [36] Li, S. et al. (2023) “Search for Light Dark Matter with Ionization Signals in the PandaX-4T Experiment,” *Phys. Rev. Lett.*, **130**, No. 26, 261001, DOI: [10.1103/PhysRevLett.130.261001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.130.261001).
- [37] Ma, W. et al. (2023) “Search for Solar B8 Neutrinos in the PandaX-4T Experiment Using Neutrino-Nucleus Coherent Scattering,” *Phys. Rev. Lett.*, **130**, No. 2, 021802, DOI: [10.1103/PhysRevLett.130.021802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.130.021802).
- [38] Abdelhameed, A. H. et al. (2019) “First results from the CRESST-III low-mass dark matter program,” *Phys. Rev. D*, **100**, No. 10, 102002, DOI: [10.1103/PhysRevD.100.102002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.100.102002).
- [39] Agnes, P. et al. (2023) “Search for low-mass dark matter WIMPs with 12 ton-day exposure of DarkSide-50,” *Phys. Rev. D*, **107**, No. 6, 063001, DOI: [10.1103/PhysRevD.107.063001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.107.063001).
- [40] Hehn, L. et al. (2016) “Improved EDELWEISS-III sensitivity for low-mass WIMPs using a profile likelihood approach,” *Eur. Phys. J. C*, **76**, No. 10, 548, DOI: [10.1140/epjc/s10052-016-4388-y](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4388-y).
- [41] Ajaj, R. et al. (2019) “Search for dark matter with a 231-day exposure of liquid argon using DEAP-3600 at SNOLAB,” *Phys. Rev. D*, **100**, No. 2, 022004, DOI: [10.1103/PhysRevD.100.022004](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.100.022004).
- [42] Amole, C. et al. (2019) “Dark Matter Search Results from the Complete Exposure of the PICO-60 C_3F_8 Bubble Chamber,” *Phys. Rev. D*, **100**, No. 2, 022001, DOI: [10.1103/PhysRevD.100.022001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.100.022001).
- [43] Adhikari, G. et al. (2018) “An experiment to search for dark-matter interactions using sodium iodide detectors,” *Nature*, **564**, No. 7734, 83–86, DOI: [10.1038/s41586-018-0739-1](https://doi.org/10.1038/s41586-018-0739-1), [Erratum: *Nature* 566, E2 (2019)].
- [44] Arnaud, Q. et al. (2018) “First results from the NEWS-G direct dark matter search experiment at the LSM,” *Astropart. Phys.*, **97**, 54–62, DOI: [10.1016/j.astropartphys.2017.10.009](https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2017.10.009).
- [45] Savage, C., Gelmini, G., Gondolo, P., and Freese, K. (2009) “Compatibility of DAMA/LIBRA dark matter detection with other searches,” *JCAP*, **04**, 010, DOI: [10.1088/1475-7516/2009/04/010](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2009/04/010).
- [46] Archambault, S. et al. (2012) “Constraints on Low-Mass WIMP Interactions on ^{19}F from PICASSO,” *Phys. Lett. B*, **711**, 153–161, DOI: [10.1016/j.physletb.2012.03.078](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.03.078).
- [47] Angloher, G. et al. (2022) “Testing spin-dependent dark matter interactions with lithium aluminate targets in CRESST-III,” *Phys. Rev. D*, **106**, No. 9, 092008, DOI: [10.1103/PhysRevD.106.092008](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.106.092008).
- [48] Xia, J. et al. (2019) “PandaX-II Constraints on Spin-Dependent WIMP-Nucleon Effective Interactions,” *Phys. Lett. B*, **792**, 193–198, DOI: [10.1016/j.physletb.2019.02.043](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.02.043).
- [49] Behnke, E. et al. (2012) “First Dark Matter Search Results from a 4-kg CF_3I Bubble Chamber Operated in a Deep Underground Site,” *Phys. Rev. D*, **86**, No. 5, 052001, DOI: [10.1103/PhysRevD.86.052001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.86.052001), [Erratum: *Phys. Rev. D* 90, 079902 (2014)].
- [50] Arora, M. M. et al. (2024) “Search for light dark matter with NEWS-G at the LSM using a methane target.”
- [51] Bernabei, R., Belli, P., Bussolotti, A. et al. (2021) “Further results from DAMA/LIBRA-phase2 and perspectives,” *Nuclear Physics and Atomic Energy*, **22**, No. 4, 329–342, DOI: [10.15407/jnpae2021.04.329](https://doi.org/10.15407/jnpae2021.04.329).
- [52] Adhikari, G., Barbosa de Souza, E., Carlin, N. et al. (2022) “Three-year annual modulation search with COSINE-100,” *Physical Review D*, **106**, No. 5, DOI: [10.1103/physrevd.106.052005](https://doi.org/10.1103/physrevd.106.052005).
- [53] Coarasa, I. et al. (2024) “ANAIS-112 three years data: a sensitive model independent negative test of the DAMA/LIBRA dark matter signal,” *Commun. Phys.*, **7**, No. 1, 345, DOI: [10.1038/s42005-024-01827-y](https://doi.org/10.1038/s42005-024-01827-y).
- [54] Bo, Z. et al. (2024b) “First Indication of Solar B8 Neutrinos through Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering in PandaX-4T,” *Phys. Rev. Lett.*, **133**, No. 19, 191001, DOI: [10.1103/PhysRevLett.133.191001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.133.191001).
- [55] Agnese, R. et al. (2018) “First Dark Matter Constraints from a SuperCDMS Single-Charge Sensitive

- Detector,” *Phys. Rev. Lett.*, **121**, No. 5, 051301, DOI: [10.1103/PhysRevLett.121.051301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.051301), [Erratum: *Phys. Rev. Lett.* 122, 069901 (2019)].
- [56] Amaral, D. W. et al. (2020) “Constraints on low-mass, relic dark matter candidates from a surface-operated SuperCDMS single-charge sensitive detector,” *Phys. Rev. D*, **102**, No. 9, 091101, DOI: [10.1103/PhysRevD.102.091101](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.102.091101).
- [57] Battat, J. B. R. et al. (2017) “Low Threshold Results and Limits from the DRIFT Directional Dark Matter Detector,” *Astropart. Phys.*, **91**, 65–74, DOI: [10.1016/j.astropartphys.2017.03.007](https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2017.03.007).
- [58] Yakabe, R. et al. (2020) “First limits from a 3D-vector directional dark matter search with the NEWAGE-0.3b’ detector,” *PTEP*, **2020**, No. 11, 113F01, DOI: [10.1093/ptep/ptaa147](https://doi.org/10.1093/ptep/ptaa147).
- [59] Ikeda, T. et al. (2021) “Direction-sensitive dark matter search with the low-background gaseous detector NEWAGE-0.3b’,” *PTEP*, **2021**, No. 6, 063F01, DOI: [10.1093/ptep/ptab053](https://doi.org/10.1093/ptep/ptab053).
- [60] Shimada, T. et al. (2023) “Direction-sensitive dark matter search with 3D-vector-type tracking in NEWAGE,” *PTEP*, **2023**, No. 10, 103F01, DOI: [10.1093/ptep/ptad120](https://doi.org/10.1093/ptep/ptad120).
- [61] Ahlen, S. et al. (2011) “First Dark Matter Search Results from a Surface Run of the 10-L DMTPC Directional Dark Matter Detector,” *Phys. Lett. B*, **695**, 124–129, DOI: [10.1016/j.physletb.2010.11.041](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2010.11.041).
- [62] Battat, J. B. R. et al. (2021) “Improved sensitivity of the DRIFT-IIId directional dark matter experiment using machine learning,” *JCAP*, **07**, 014, DOI: [10.1088/1475-7516/2021/07/014](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2021/07/014).
- [63] Charpak, G., Derré, J., Giomataris, Y., and Rebougeard, P. (2002) “Micromegas, a multipurpose gaseous detector,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **478**, No. 1, 26–36, DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)01713-2](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)01713-2), Proceedings of the ninth Int. Conf. on Instrumentation.
- [64] Santos, D. et al. (2013) “MIMAC: Micro-tpc MAtrix of Chambers for dark matter directional detection,” *J. Phys. Conf. Ser.*, **469**, 012002, DOI: [10.1088/1742-6596/469/1/012002](https://doi.org/10.1088/1742-6596/469/1/012002).
- [65] Tao, Y. et al. (2021) “Track length measurement of $^{19}\text{F}^+$ ions with the MIMAC directional Dark Matter detector prototype,” *Nucl. Instrum. Meth. A*, **985**, 164569, DOI: [10.1016/j.nima.2020.164569](https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.164569).
- [66] Amaro, F. D. et al. (2022) “The CYGNO Experiment,” *Instruments*, **6**, No. 1, 6, DOI: [10.3390/instruments6010006](https://doi.org/10.3390/instruments6010006).
- [67] Amaro, F. D. et al. (2023) “A 50 l Cygno prototype overground characterization,” *Eur. Phys. J. C*, **83**, No. 10, 946, DOI: [10.1140/epjc/s10052-023-11988-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-023-11988-9).
- [68] D’astolfo, M. (2025) “The CYGNO experiment,” *PoS, ICHEP2024*, 763, DOI: [10.22323/1.476.0763](https://doi.org/10.22323/1.476.0763).
- [69] Nakamura, K. et al. (2015) “Direction-sensitive dark matter search with gaseous tracking detector NEWAGE-0.3b’,” *PTEP*, **2015**, No. 4, 043F01, DOI: [10.1093/ptep/ptv041](https://doi.org/10.1093/ptep/ptv041).
- [70] Hashimoto, T. et al. (2020) “Development of a low- α -emitting μ -PIC as a readout device for direction-sensitive dark matter detectors,” *Nucl. Instrum. Meth. A*, **977**, 164285, DOI: [10.1016/j.nima.2020.164285](https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.164285).
- [71] Sauli, F. (1997) “GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors,” *Nucl. Instrum. Meth. A*, **386**, 531–534, DOI: [10.1016/S0168-9002\(96\)01172-2](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(96)01172-2).
- [72] Namai, R. et al. (2025) “Development of a low-background micro-pixel chamber for directional dark matter searches,” *Nucl. Instrum. Meth. A*, **1072**, 170145, DOI: [10.1016/j.nima.2024.170145](https://doi.org/10.1016/j.nima.2024.170145).
- [73] Ishiura, H. (2022) “Development of a low-background micro pattern gaseous detector for a directional dark matter search,” *Doctoral Dissertation*.
- [74] (2019) “Shin-Etsu Chemical to launch newly developed advanced materials for 5G-related products,” URL: <https://www.shinetsu.co.jp/en/news/news-release/shin-etsu-chemical-to->

- <https://www.muratasoftware.com/>.
- [75] Abe, K. et al. (2019) “Development of low radioactivity photomultiplier tubes for the XMASS-I detector,” *Nucl. Instrum. Meth. A*, **922**, 171–176, DOI: [10.1016/j.nima.2018.12.083](https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.12.083).
- [76] McNally, B. D., Coleman, S., Warburton, W. K., Autran, J.-L., Clark, B. M., Cooley, J., Gordon, M. S., and Zhu, Z. (2014) “Sources of Variability in Alpha Emissivity Measurements at LA and ULA Levels, a Multicenter Study,” *Nucl. Instrum. Meth. A*, **750**, 96–102, DOI: [10.1016/j.nima.2014.02.052](https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.02.052).
- [77] Nagayoshi, T. et al. (2005) “Simulation study of electron drift and gas multiplication in micro pixel chamber,” *Nucl. Instrum. Meth. A*, **546**, 457–465, DOI: [10.1016/j.nima.2005.02.042](https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.02.042).
- [78] Schindler, H. (2023) “Garfield++ user’s guide,” URL: <https://garfieldpp.web.cern.ch/garfieldpp/>.
- [79] 大藤瑞乃 (2023) 「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」, 『修士学位論文』.
- [80] 中山郁香 (2022) 「NEWAGE における暗黒物質探索実験の新しい測定条件による高感度化実験結果」, 『修士学位論文』.
- [81] Miuchi, K. (2024) “Challenges for the Directional Dark Matter Direct Detection,” *JAIS*, **2024**, 473, DOI: [10.31526/jais.2024.473](https://doi.org/10.31526/jais.2024.473).
- [82] Ogawa, H., Takeuchi, Y., Sekiya, H. et al. (2024) “Removal of Radioactive Noble Gas Radon from Air by Ag-Zeolite.”
- [83] ムラタソフトウェア株式会社, URL : <https://www.muratasoftware.com/>.
- [84] Mizumoto, T. et al. (2015) “New readout and data-acquisition system in an electron-tracking Compton camera for MeV gamma-ray astronomy (SMILE-II),” *Nucl. Instrum. Meth. A*, **800**, 40–50, DOI: [10.1016/j.nima.2015.08.004](https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.08.004).
- [85] Ziegler, J. F., Ziegler, M. D., and Biersack, J. P. (2010) “SRIM – The stopping and range of ions in matter (2010),” *Nucl. Instrum. Meth. B*, **268**, 1818–1823, DOI: [10.1016/j.nimb.2010.02.091](https://doi.org/10.1016/j.nimb.2010.02.091).
- [86] C.Deaconu et al. (2018) “Feasibility of a Nuclear Recoil Observatory with Directional Sensitivity to WIMPs and Solar Neutrinos.”
- [87] Vahsen, S. E., O’Hare, C. A. J., Lynch, W. A. et al. (2020) “CYGNUS: Feasibility of a nuclear recoil observatory with directional sensitivity to dark matter and neutrinos,” URL: <https://arxiv.org/abs/2008.12587>.
- [88] Agostini, M. et al. (2018) “Comprehensive measurement of pp -chain solar neutrinos,” *Nature*, **562**, No. 7728, 505–510, DOI: [10.1038/s41586-018-0624-y](https://doi.org/10.1038/s41586-018-0624-y).
- [89] Billard, J., Strigari, L., and Figueroa-Feliciano, E. (2014) “Implication of neutrino backgrounds on the reach of next generation dark matter direct detection experiments,” *Phys. Rev. D*, **89**, No. 2, 023524, DOI: [10.1103/PhysRevD.89.023524](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.89.023524).
- [90] Beacom, J. F. (2010) “The Diffuse Supernova Neutrino Background,” *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **60**, 439–462, DOI: [10.1146/annurev.nucl.010909.083331](https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.010909.083331).
- [91] Honda, M., Kajita, T., Kasahara, K., and Midorikawa, S. (2011) “Improvement of low energy atmospheric neutrino flux calculation using the JAM nuclear interaction model,” *Phys. Rev. D*, **83**, 123001, DOI: [10.1103/PhysRevD.83.123001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.83.123001).
- [92] Bahcall, J. N., Serenelli, A. M., and Basu, S. (2005) “New solar opacities, abundances, helioseismology, and neutrino fluxes,” *Astrophys. J. Lett.*, **621**, L85–L88, DOI: [10.1086/428929](https://doi.org/10.1086/428929).
- [93] O’Hare, C. A. J. (2020) “Can we overcome the neutrino floor at high masses?,” *Phys. Rev. D*, **102**, No. 6, 063024, DOI: [10.1103/PhysRevD.102.063024](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.102.063024).

- [94] O'Hare, C. "DirectDetectionPlots," URL: <https://github.com/cajohare/DirectDetectionPlots?tab=readme-ov-file>.
- [95] Agostinelli, S. et al. (2003) "GEANT4 - A Simulation Toolkit," *Nucl. Instrum. Meth. A*, **506**, 250–303, DOI: [10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8).
- [96] Allison, J. et al. (2006) "Geant4 developments and applications," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **53**, 270, DOI: [10.1109/TNS.2006.869826](https://doi.org/10.1109/TNS.2006.869826).
- [97] Allison, J. et al. (2016) "Recent developments in Geant4," *Nucl. Instrum. Meth. A*, **835**, 186–225, DOI: [10.1016/j.nima.2016.06.125](https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.06.125).
- [98] IKEDA, T. (2020) "Directional dark matter search with a low-background gaseous detector," *Doctoral Dissertation*.
- [99] Snowden-Ifft, D. P. (2014) "Discovery of multiple, ionization-created CS₂ anions and a new mode of operation for drift chambers," *Rev. Sci. Instrum.*, **85**, 013303, DOI: [10.1063/1.4861908](https://doi.org/10.1063/1.4861908).
- [100] Prieskorn, Z. R., Hill, J. E., Kaaret, P. E., and Black, J. K. (2014) "Photoelectron track length distributions measured in a negative ion time projection chamber," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **61**, No. 2, 894–900, DOI: [10.1109/TNS.2014.2312107](https://doi.org/10.1109/TNS.2014.2312107).
- [101] Phan, N., Lafler, R., Lauer, R., Lee, E., Loomba, D., Matthews, J., and Miller, E. (2017) "The novel properties of SF₆ for directional dark matter experiments," *Journal of Instrumentation*, **12**, No. 02, P02012–P02012, DOI: [10.1088/1748-0221/12/02/p02012](https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/02/p02012).
- [102] Nakamura, K. et al. (2012) "NEWAGE," *J. Phys. Conf. Ser.*, **375**, 012013, DOI: [10.1088/1742-6596/375/1/012013](https://doi.org/10.1088/1742-6596/375/1/012013).