## 修士学位論文

# 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

令和3年2月5日

専攻名 物理学専攻学籍番号 197S104S氏名 島田 拓弥

神戸大学大学院理学研究科博士課程前期課程

概要

宇宙に存在する未知の粒子"暗黒物質"の発見を目指して、これまでに数々の実験グループで直 接探索が行なわれてきた。従来型の探索手法である"季節変動"の観測は季節による信号の統計数 の変動を観測する手法であるが、その変動は数 % と小さいため信頼度の高い証拠となるのが難し い。一方、"方向に感度を持った手法"では反跳原子核の反跳角分布の非対称度が 10 倍以上と期待 されており、季節変動と比べて確度の高い証拠となる。

方向に感度を持った暗黒物質探索実験 NEWAGE (NEw generation WIMP search with an Advanced Gaseous tracker Experiment) では 3 次元飛跡検出器である  $\mu$ -TPC (micro Time Projection Chamber)を用いて探索を行なってきた。先行研究では、飛跡の前後判定を用いた解析 手法によって暗黒物質探索を行った。さらに、LA $\mu$ -PIC を用いた測定によって低バックグラウン ド化を達成し、感度を更新した。方向に感度をもった手法での観測では世界最高の制限を保持して いるが、従来型の直接探索実験には及ばずさらなる感度向上が求められている。

本研究では、NEWAGE の前後判定を用いた到来方向に感度を持つ手法による暗黒物質探索と、 感度向上のための新しい試みを行った。暗黒物質探索では、ガスゲインの高いデータを用いるため に、新しいカット条件を決定し、ガンマ線除去能力を2桁改善した。さらに、前後判定の解析を行 い、到来方向に感度を持つ手法での暗黒物質探索として世界最高の制限を更新した。さらなる高感 度化のための新しい試みの1つとして、陰イオンガス TPC (NITPC)の開発を行った。SF<sub>6</sub>ガス を用いた NITPC で検出できた  $\alpha$ 線飛跡から、ドリフト速度の違う2種類のキャリアの到達時間差 を用いた z の絶対位置再構成を行った。その再構成された z の絶対位置が線源由来の  $\alpha$ 線の z 位 置と一致していることを確認し、初めて3次元飛跡情報と z の絶対位置を同時に検出することがで きた。さらに、NITPC のための Garfield++ シミュレーションの開発を行い、NITPC の電子捕 獲や電子脱離、陰イオンガスのドリフトなどを実装し、様々な検証を行うことができるようにした。 もう1つの新しい試みとして、飛跡検出に機械学習を導入した。機械学習による方向再構成を可能 とし、シミュレーションデータに関して、角度分解能が約1.5 倍改善された。さらに、機械学習に よって飛跡の前後判定を行い、200-400 keV のエネルギー領域に対して 65.9 % の Headtail Power を得た。このような結果を踏まえて、新しい試みによる高感度化が期待され、DAMA/LIBRA の 領域の探索や他実験の感度への到達可能性を見積もった。

# 目次

第1章	イントロダクション		
1.1	暗黒物	質の観測的証拠	1
	1.1.1	銀河の回転曲線	1
	1.1.2	重力レンズ効果	2
	1.1.3	宇宙マイクロ背景放射	3
1.2	暗黒物	質の基本的性質・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	4
1.3	WIMF	•••••••••••••••••••••••••••••••••••••••	6
1.4	暗黒物	質直接探索の原理・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	7
	1.4.1	事象計数率	8
	1.4.2	散乱断面積	11
	1.4.3	核子の形状因子	12
	1.4.4	エネルギースペクトル	13
	1.4.5	従来の検出器を用いた直接探索	14
	1.4.6	方向に感度を持つ検出器を用いた直接探索	14
1.5	暗黒物	質直接探索実験の現状	15
	1.5.1	季節変調探索	15
	1.5.2	方向に感度を持った暗黒物質探索	18
	1.5.3	NEWAGE	21
1.6	本論文	の構成	21
	1.6.1	NEWAGE 2021 年暗黒物質探索	21
	1.6.2	陰イオンガス TPC の開発...............................	22
	1.6.3	機械学習の導入	22
第2章	NEWA	GE 2021 年 暗黒物質探索	23
2.1	検出器		23
	2.1.1	検出器概要	23
	2.1.2	$\mu$ -TPC	23
	2.1.3	CF <sub>4</sub> ガスの性質	27
	2.1.4	ガス循環システム	28

	2.1.5	データ収集システム	. 31
2.2	検出器応	5答	. 31
	2.2.1	事象再構成	. 31
	2.2.2	エネルギー較正	. 33
	2.2.3	ドリフト速度測定	. 35
	2.2.4	事象選別	. 38
	2.2.5	ガンマ線除去能力	. 39
	2.2.6	TOT-sum 補正	. 43
	2.2.7	検出効率	. 44
	2.2.8	角度分解能測定	. 46
	2.2.9	飛跡の前後判定	. 48
	2.2.10	反跳方向に依存した検出効率	. 53
2.3	暗黒物質	『探索実験	. 54
	2.3.1	暗黒物質探索諸元	. 54
	2.3.2	事象選別	. 55
	2.3.3	系統誤差	. 56
	2.3.4	暗黒物質探索結果	. 60
第3章	陰イオン	ィガス TPC の開発	69
第3章 3.1	陰 <b>イオン</b> 陰イオン	✓ガス TPC の開発 ✓ガス TPC	69 . 69
第 3 章 3.1	<b>陰イオン</b> 陰イオン 3.1.1	✓ガス TPC の開発 ✓ガス TPC	69 . 69 . 69
第 3 章 3.1	陰イオン 陰イオン 3.1.1 3.1.2	√ガス TPC の開発 √ガス TPC	69 . 69 . 69 . 71
第3章 3.1	陰イオン 陰イオン 3.1.1 3.1.2 3.1.3	>ガス TPC の開発 >ガス TPC	69 . 69 . 69 . 71 . 71
第3章 3.1 3.2	陰イオン 陰イオン 3.1.1 3.1.2 3.1.3 除イオン	<ul> <li>ガス TPC の開発</li> <li>バガス TPC</li></ul>	69 . 69 . 69 . 71 . 71 . 72
第 3 章 3.1 3.2	陰イオン 陰イオン 3.1.1 3.1.2 3.1.3 除イオン 3.2.1 2	<ul> <li>オス TPC の開発</li> <li>オス TPC</li></ul>	69         .       69         .       69         .       71         .       71         .       72         .       72
第 3 章 3.1 3.2	陰イオン 陰イオン 3.1.1 3.1.2 3.1.3 は 除イオン 3.2.1 3.2.2	<ul> <li>ガス TPC の開発</li> <li>ガス TPC</li></ul>	69         .       69         .       69         .       71         .       71         .       72         .       72         .       73
第 3 章 3.1 3.2	陰イオン 陰イオン 3.1.1 3.1.2 3.1.3 は 除イオン 3.2.1 3.2.2 は が な の の の の の の の の の の の の の の の の の の	<ul> <li>ガス TPC の開発</li> <li>バガス TPC</li></ul>	69         .       69         .       69         .       71         .       72         .       72         .       73         .       73
第 3 章 3.1 3.2	陰イオン 陰イオン 3.1.1 3.1.2 3.1.3 陰イオン 3.2.1 3.2.1 3.2.2 3.2.2	<ul> <li>オス TPC の開発</li> <li>オス TPC</li> <li>マイノリティキャリアの観測</li> <li>SF<sub>6</sub> ガス</li> <li>NEWAGE での NITPC</li> <li>オス TPC 開発 (ハードウェア)</li> <li>z の絶対位置再構成の原理</li> <li>NEWAGE 0.1c 検出器</li> <li>検出器</li> <li>読み出し回路</li> </ul>	69         .       69         .       69         .       71         .       71         .       72         .       73         .       73         .       75
第3章 3.1 3.2	陰イオン 陰イオン 3.1.1 3.1.2 3.1.3 陰イオン 3.2.1 3.2.2 7 7 7 7 7 7 7 7 7 7 7 7 7	<ul> <li>ガス TPC の開発</li> <li>ガス TPC</li></ul>	69         .       69         .       69         .       71         .       71         .       72         .       72         .       73         .       73         .       75         .       76
第 3 章 3.1 3.2	陰イオン 陰イオン 3.1.1 3.1.2 3.1.3 除イオン 3.2.1 3.2.2	<ul> <li>ガス TPC の開発</li> <li>ガス TPC</li></ul>	69         .       69         .       69         .       71         .       71         .       72         .       72         .       73         .       73         .       75         .       76         .       76
第3章 3.1 3.2	陰イオン 陰イオン 3.1.1 3.1.2 3.1.3 除イオン 3.2.1 3.2.2 3.2.2 3.2.2 3.2.3	<ul> <li>ガス TPC の開発</li> <li>ガス TPC</li></ul>	69         69         69         71         71         72         72         73         73         75         76         80
第3章 3.1 3.2 3.3	陰イオン 陰イオン 3.1.1 3.1.2 3.1.3 ミ マ 3.1.3 ミ マ 3.2.1 ジ 3.2.2 ジ 3.2.2 ジ 3.2.3 ミ ミ ネ ジ 3.2.3 ミ ミ ジ 3.2.3 ミ ミ マ ジ 3.2.3 ミ マ ジ 3.2.3 ミ マ ジ 3.2.3 ミ マ ジ 3.2.3 ミ マ ジ 3.2.3 ミ マ ジ 3.2.3 ミ マ ジ 3.2.3 ジ マ ジ 3.2.3 ジ マ ジ 3.2.3 ジ マ ジ 3.2.3 ジ マ ジ 3.2.3 ジ マ ジ 3.2.3 ジ マ ジ 3.2.3 ジ マ ジ 3.2.3 ジ マ ジ 3.2.3 ジ マ ジ 3.2.3 ジ マ ジ ジ シ マ ジ ジ シ マ ジ ジ シ マ ジ ジ シ シ シ シ マ ジ ジ ジ ジ シ ジ シ ジ ジ ジ ジ ジ ジ ジ ジ ジ ジ ジ ジ ジ	<ul> <li>&gt;ガス TPC の開発</li> <li>&gt;ガス TPC</li></ul>	69         .       69         .       69         .       71         .       71         .       71         .       72         .       72         .       73         .       73         .       75         .       76         .       80         .       84
第3章 3.1 3.2 3.3	陰イオン 陰イオン 3.1.1 3.1.2 3.1.3 除イオン 3.2.1 3.2.2 3.2.2 3.2.2 は 、 、 、 、 、 、 、 、 、 、 、 、 、	<ul> <li>&gt;ガス TPC の開発</li> <li>&gt;ガス TPC</li></ul>	69         .       69         .       69         .       71         .       71         .       72         .       72         .       73         .       73         .       75         .       76         .       76         .       80         .       84         .       85
第3章 3.1 3.2 3.3	陰イオン 陰イオン 3.1.1 3.1.2 3.1.3 除イオン 3.2.1 3.2.2 3.2.2 3.2.2 3.2.2 3.2.3 除イオン 3.2.3 に 第 3.3.3 に 3.3.3 こ 3.3.3 に 3.3.3 に 3.3.3 に 3.3.3 に 3.3.3 に 3.3.3 に 3.3.3 に 3.3.3 に 3.3.3 に 3.3.3 に 3.3.3 に 3.3.3 に 3.3.3 に 3.3.5 に 3.3.5 こ 3.3.5 に 3.3.5 に 3.3.5 こ 3.3.5 に 3.3.5 に 3.3.5 に 3.3.5 に 3.3.5 に 5.3.5 に 5.3.5 に 5.3.5 に 5.3.5 に 5.3.5 に 5.5 こ 5.5 に 5.5 こ 5.5	<ul> <li>&gt;ガス TPC の開発</li> <li>&gt;ガス TPC</li></ul>	69         .       69         .       69         .       71         .       72         .       72         .       73         .       73         .       73         .       75         .       76         .       80         .       84         .       85         .       86
第3章 3.1 3.2 3.3	陰イオン 陰イオン 3.1.1 3.1.2 3.1.3 に マイオン 3.2.1 3.2.2 3.2.2 3.2.2 3.2.3 に マイオン 3.2.3 に な 3.2.3 に な 3.2.3 に な 3.3.1 に な な 3.2.3 に な 3.2.3 に な 3.3.1 に な な 3.2.3 に な な 3.2.3 に な な 3.2.3 に な な 3.2.3 に な な 3.2.3 に な な 3.2.3 に な な 3.2.3 に な な よ 3.2.1 な な よ 3.2.1 な な よ 3.2.2 に な な よ 3.2.2 に な な よ 3.2.2 に な な よ 3.2.3 に な な よ 3.2.3 こ な な よ 3.2.3 こ な な よ 3.2.3 こ な な な よ 3.2.3 こ な な よ る.2.3 こ な な よ る.2.3 こ な な な よ る.2.3 こ な な よ な よ る.2.3 こ な な よ る.3.1 な な よ る.3.1 な な よ る.3.1 な な よ る.3.1 し る な よ る.3.1 し る る.3.2 こ る な よ る る る る る る る る る る る る る	<ul> <li>&gt;ガス TPC の開発</li> <li>&gt;ガス TPC</li></ul>	69         69         69         69         71         72         72         72         73         73         75         76         80         84         85         86         91
第3章 3.1 3.2 3.3	陰イオン 陰イオン 3.1.1 3.1.2 3.1.3 除イオン 3.2.1 3.2.2 3.2.2 3.2.2 3.2.3 に マ 3.2.3 に マ 3.2.3 に マ 3.2.3 に 3.3.3 し マ 3.3.3 し マ 3.3.3 し マ 3.3.3 し マ 3.3.3 し マ 3.3.3 し マ 3.3.3 し マ 3.1.3 し マ 3.2.1 マ 3.2.1 マ 3.2.1 マ 3.2.1 マ 3.2.1 マ 3.2.1 マ 3.2.1 マ 3.2.1 マ 3.2.2 し マ 3.2.2 し マ 3.2.3 し マ 3.2.3 し マ 3.2.3 し マ 3.2.3 し マ 3.2.3 し マ 3.2.3 し マ 3.2.3 し マ 3.2.3 し マ 3.2.3 し マ 3.2.3 し マ 3.3.3 し マ 3.3.3 し マ 3.3.3 し マ 3.3.3 し 3.3.3 し 3.3.3 し マ 3.3.3 し マ 3.3.3 し 3.3.3 し 3.3.3 し 3.3.3 し 3.3.3 し	<ul> <li>&gt;ガス TPC の開発</li> <li>&gt;ガス TPC</li></ul>	69         .       69         .       69         .       71         .       71         .       71         .       72         .       72         .       73         .       73         .       75         .       76         .       76         .       80         .       84         .       85         .       86         .       91

	3.3.4	実験データとの比較	95
第4章	機械学	習による飛跡検出能力の改善	97
4.1	画像認	識	97
	4.1.1	畳み込みニューラルネットワーク	98
		置み込み層	99
		プーリング層	100
		Dropout 層	101
		Flatten 層	102
		全結合層	103
	4.1.2	有名な CNN	103
	4.1.3	NEWAGE での画像認識の応用	104
4.2	機械学	· 習による飛跡再構成	105
	4.2.1	シミュレーションによる事象の再現	105
	4.2.2	従来の解析方法	108
	4.2.3	CNN を用いた飛跡再構成	110
		CNN モデル	110
		シミュレーションデータによる学習	112
	4.2.4	角度分解能の評価	114
4.3	機械学	·習による前後判定	116
	4.3.1	学習の流れ	117
	4.3.2	飛跡の前後判定能力の評価	120
第5章	議論及	び展望	124
5.1	NEW	AGE 2021 年暗黒物質探索結果からの課題点	124
5.2	NITP	C の開発	125
5.3	機械学	· 習の導入	126
5.4	展望.		127
第6章	結論		129
付録 A	SF <sub>6</sub> ガ	えを用いた NITPC の電子ビームによるエネルギーの線形性	131
	A.0.1	実験セットアップ	131
		COMIMAC と検出器	131
		読み出し回路	132
	A.0.2	エネルギーの再構成	134
	A.0.3	鉄の特性 X 線の影響	135

#### 参考文献

139

### 第1章

# イントロダクション

宇宙のエネルギー組成において、既知のバリオンはたったの5%で、他の95%は未知の組成要素である。95%の未知の組成要素の内訳は暗黒物質が27%、暗黒エネルギーが残りの68%である。暗黒エネルギーは宇宙の加速膨張の観測から予言されている加速源となるエネルギーである。 暗黒物質は、様々な天文学的観測によって予言されている標準理論の枠組みを超えた未発見の粒子である。電磁波が観測できないことから"暗黒"と言われている。数多くの暗黒物質候補が提唱されており、暗黒物質と原子核や電子の散乱を観測する直接探索実験や暗黒物質の崩壊や対消滅を観測する間接探索実験、高エネルギー加速器によって暗黒物質を生成する加速器による探索実験により発見を目指した研究が進められている。本章では暗黒物質の存在証拠となった観測と、それらの結果から要求される暗黒物質の基本的な性質について[1]などに基づいて概説する。

#### 1.1 暗黒物質の観測的証拠

#### 1.1.1 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することで、光学的に観測 可能な銀河の星の 100 倍以上もの質量が銀河団に含まれると主張した [2]。1960 年代になって渦巻 き銀河の回転速度を測定することが可能になると、銀河に属する星と水素ガスの速度が、銀河中心 からの距離が大きくなっても変わらないことが観測された [3]。一般に、銀河中心からの距離 r で の回転速度 v(r) はケプラーの法則に従い、

$$\frac{v^2(r)}{r} = G_{\rm N} \frac{M(r)}{r^2}$$
(1.1)

と表される。ここで  $G_N$  は重力定数、M(r) はr より内側の総質量である。1.1式から銀河中心部分 の外側では回転速度vが $1/\sqrt{r}$ に比例して減少することが期待されるが、図 1.1に示すように、観 測では一定の速度で分布していることがわかる。これは銀河中心から数 kpc 以遠に、光学的に観測 されない質量の存在を示しており、一般にその総質量は通常の物質の約5倍と考えられている。



図1.1:7 つの渦巻き銀河の回転曲線図。全ての回転曲線で銀河中心外側における回転速度が一定になっている[3]。

#### 1.1.2 重力レンズ効果

重カレンズ効果とは、天体などの強い重力源によって作られる重力場が光路を偏向させる現象で ある。重カレンズ効果には、強い重力レンズ効果と弱い重力レンズ効果の2種類がある。強い重力 レンズ効果では、重力源の影響が非常に強く、バックグラウンドとなる銀河が多重に観測される。 弱い重力レンズ効果は、背景の銀河の歪みを統計的に処理することで検出される [4]。重力レンズ効 果は、銀河団の質量分布を測定することを可能にし、銀河団には高温ガスなどのバリオンの5倍以 上の暗黒物質が含まれていることがわかっている。重力レンズ効果を利用した観測で最も直接的に 暗黒物質が存在する証拠は、衝突する銀河団「弾丸銀河団衝突」の観測である [5, 6]。図1.2に弾丸 銀河団 IE0657-56 の観測を示す [6]。重力レンズ効果の観測で得られた質量分布と、光学的に観測 されるは個々の銀河団の分布はほぼ一致している。一方で、Chandra が示す熱 X 線の強度分布は 衝突領域に集中している(図 1.2右のグラデーションマップ)。熱 X 線の元となっている、高温の プラズマガスはクーロン相互作用のためにお互いに抵抗なく通過することができない。しかし、質 量分布としては銀河団中をすり抜けている相互作用の小さい質量成分が存在する。この観測から、 銀河団には、相互作用が小さく、高温プラズマとは違ったの暗黒物質成分が存在していることがわ かる。



図1.2: 左図:IE0657-56 銀河団の衝突観測図。白の直線の長さは 200kpc を示す。図中の緑の等高線と水色の 十字が重力レンズによって測定された銀河団の質量分布と質量中心。右図: チャンドラ衛星による同 銀河団の X 線観測図 [6]。

#### 1.1.3 宇宙マイクロ背景放射

宇宙論的なスケールに着目すると、暗黒物質が密度揺らぎの成長に重要な役割を果たしているこ とがわかる。初期の宇宙では、熱平衡状態にある光子と物質の数密度が十分に大きい。そのため、 光子と物質は相互作用によってエネルギーを交換し、光子は直進することができない。宇宙が膨張 するにつれ、光子や物質はエネルギーを失い、数密度も減少していく。温度が 3000 K 付近まで下 がると、陽子やヘリウム原子核が自由電子を捕獲し、物質がイオン化状態にならないようになり、 光子が直進できるようになる。この現象を再結合と呼び、宇宙の晴れ上がりなどとも表現される。 再結合後には、光子と物質の相互作用が止まり、宇宙は熱平衡状態ではなくなり、光子のスペク トルは黒体放射のままになる。2.725 Kの黒体放射の輝度は波長約 2 mm で最大となるため、マ イクロ波で観測することができる。この黒体放射を宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background, CMB) と呼んでいる。1989 年に打ち上げられた COBE 衛星は、CMB を観測し、 CMB が全天的に同じ温度を持たず、方向によって微妙に異なることを発見した。このゆらぎは、 初期宇宙にはすでに物質のわずかな不均一性が存在していたことを示している。COBE で見られ たゆらぎをより高感度に観測するために、2001年に WMAP 衛星が打ち上げられた [7]。近年では PLANCK 衛星によって CMB が観測されている [8]。これらの観測された CMB の温度分布を統 計的に解釈するために、2 点相関関数を用いる。天球上に特別な位置や方向がないという仮定は、2 点相関関数が2つの方向間の角度 $\theta$ の関数に過ぎないという事実につながる。温度T ( $\theta$ , $\phi$ )の空間 分布は球面高調波の関数として Cl によって与えられる。

$$T(\theta,\phi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{l} a_{lm} Y_{lm}(\theta,\phi), \qquad (1.2)$$

$$C_l = \frac{l}{2l+1} \sum_{m=-l}^{l} |a_{lm}|^2.$$
(1.3)

ここで、 $C_l$  は角パワースペクトルと呼ばれ、lのスケール (=  $\pi/\theta$ ) でのゆらぎの振幅を表してい る。例えば、l = 0 はモノポールで平均温度に対応し、l = 1 は地球の運動によって天球が高温と 低温の 2 つの領域に分かれて観測されるバイポーラ異方性を表している。図 1.3は、PLANCK 衛 星が観測した角パワースペクトルを示している。このパワースペクトルは、6 つの自由なパラメー タのみを持つ宇宙論的モデルの理論曲線によって説明される。したがって、測定されたパワース ペクトルからパラメータを正確に決定することができる。物質の全質量密度が第一ピークの高さ を決定し、普通の物質の質量密度が奇数と偶数のピークの高さの比に寄与する。第一ピークの高 さは通常物質の質量密度だけでは説明できないため、観測された角度スペクトルから、光子と相 互作用せずに重力ポテンシャルを与える物質、すなわち暗黒物質の質量密度  $\Omega_ch^2$  が求められた。 PLANCK 衛星のデータから、暗黒物質の質量密度は  $\Omega_ch^2 = 0.120 \pm 0.001$ 、バリオンの質量密度 は  $\Omega_bh^2 = 0.0224 \pm 0.0001$ となった [8]。これらの結果から暗黒物質の質量密度は通常のバリオン 物質の約 5 倍であるということがわかる。



図1.3: PLANCK 衛星によって観測された温度ゆらぎの角度パワースペクトル。赤点がデータ点、青線が ACDM モデルを用いたフィット曲線を示す。下図はデータとモデルとの残差スペクトルである。[8]。

上述したように、天体物理学的観測によって暗黒物質の存在が証明され、標準的な宇宙論的モデ ルの構成要素の一つとなっている。しかし、その性質は未だに不明である。暗黒物質は、現代の宇 宙論や素粒子物理学において最も重要な問題の一つである。

#### 1.2 暗黒物質の基本的性質

一般に、暗黒物質は宇宙初期の熱平衡状態の間に生成されたと考えられている。再結合時の速度を保っている相対論的暗黒物質は、熱い暗黒物質 (Hot Dark Matter, HDM) と呼ばれている。

HDM であれば、銀河のような小規模な構造は、形成されにくかったと考えられる。一方、相対論 的でない暗黒物質は冷たい暗黒物質 (Cold Dark Matter, CDM) と呼ばれ、小規模な密度揺らぎ を成長させることができるため、小規模な構造を形成することができたと考えられる。現在、数値 シミュレーションにより、再結合後の構造形成を調べることが可能となっている。その結果、銀河 のような小さな構造が先に形成され、大きな構造が後から形成されたという階層的な構造形成が見 られた [9]。観測結果もこのシナリオを強く支持しており、CDM が有力な候補となっている。

惑星、褐色矮星、原始ブラックホールなどの非相対性の非常に重い天体は、MACHO (Massive Compact Object) と呼ばれている。これらの天体は重力レンズを用いて広く探索されてきたが、観測された数が少なすぎて暗黒物質の主成分であるとは考えられていない [10, 11, 12]。また、ビッグバン核合成や CMB の結果から、バリオンは暗黒物質にはなりえないと考えられている。したがって、暗黒物質は強い相互作用を持たない。暗黒物質は光学的に観測されていないので、電磁相互作用もしない。弱い相互作用の可能性は残っているが、 $W^{\pm}$  や Z ゲージボゾンとの結合は、直接探索実験では発見されていないので、標準模型粒子よりも小さい必要がある。また、IE0657-56 のような銀河団衝突の観測から、暗黒物質が安定している必要があり、自己相互作用はかなり弱いと考えられる。Randall *et al.* [13] と Bradac *et al.* [14] によって自己相互作用の断面積の上限が計算された。これらの制限は、 $\sigma_s/m_{\chi} \leq 1 \text{cm}^2/\text{g}$ のオーダーである。

標準模型にはこれらの性質を満たす粒子は存在しない。そこで、標準模型の拡張として、様々な 暗黒物質の候補が提案された。以下に3つの候補を紹介する。

Lightest Supersymmetric Particle. LSP 超対称 (SUSY) モデルは、標準模型と比べてスピン が 1/2 違う super-partners と呼ばれる粒子を導入したモデルである [15]。この大きな動機の一 つは、ヒッグス質量の放射補正が打ち消され、電弱のスケールが自然に説明されることにある。 LSP (Lightest Supersymmetric Particle) と呼ばれる最軽量の SUSY 粒子は安定しており、暗黒 物質の候補になり得る。特に、中性の電弱ゲージボゾン、光子と  $Z^0$  と、中性のヒッグスボゾンの 2 つの状態、またはこれらの 4 つの状態の線形結合の super-partners は、WIMP (1.3節) 候補とし て有望である。これらはニュートラリーノと呼ばれている。

**アクシオン** アクシオンは、強い相互作用 [16] の CP 対称性の破れ問題を解くために、疑似 スカラーボゾンとして導入された。アクシオンの質量は Peccei-Quinn のエネルギースケール  $f_a$ を用いて  $m_a \sim (10^7 \text{GeV}/f_a) \times 0.6 \text{eV}$  で与えられる。 $10^{-3}$  eV <  $m_a < 3$  eV の範囲 [17] と  $10^{-2}$  eV <  $m_a < 0.2$  MeV [18, 19] は、それぞれ超新星 1987A と赤色巨星の進化によって棄却さ れた。冷たい暗黒物質の領域として、質量の軽い領域が残っている。軽い質量にもかかわらず、ア クシオ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であり、初期宇宙の他の粒 子との熱平衡状態にはなかったため、暗黒物質の候補と考えられている。

ステライルニュートリノ ニュートリノは標準模型では  $\nu_e$ 、 $\nu_\mu$ 、 $\nu_\tau$ の3種類がある。ニュート リノ振動は、太陽ニュートリノ、大気ニュートリノ、人工ニュートリノビームによって観測され、 ニュートリノは有限の質量を持ち、自身と混ざり合っていることが検証された [20]。これらのニ ュートリノは高温であり、数 Mpc のスケールで観測された密度ゆらぎを説明できないため、暗黒 物質の重要な部分を構成することはできない。しかし,LSND 実験 [21] の結果を説明するために、 ステライルニュートリノと名付けられた4番目のニュートリノがニュートリノ混合の最終状態と して提案されている。もしステライルニュートリノが keV の質量を持っていれば、暖かい暗黒物 質 (Warm Dark Matter, WDM)の候補になる [22]。ステライルニュートリノのカップリングは 小さすぎて宇宙初期の熱平衡状態にはなかったが、ステライルニュートリノ以外の通常のニュート リノとの振動によって生成される可能性がある。

#### 1.3 WIMP

非バリオンの冷たい暗黒物質の一般的な候補は、Weakly Interacting Massive Particles (WIMP) である。宇宙の歴史において、化学平衡における WIMP の自己相互作用を考慮して適切な数密度 を得るためには、WIMP は 100 GeV/c<sup>2</sup> 程度の質量を持つ新しい粒子だとされている。素粒子物 理学の標準理論を超えた理論の中には、同じような質量の新しい粒子を予測しているものもある。

一般的なモデルでは、宇宙初期の標準模型粒子の対消滅により、新しい粒子が生成される。重要 な生成過程は、以下のようなものである。

$$\chi\bar{\chi} \leftrightarrow e^+e^-, \ \mu^+\mu^-, \ q\bar{q}, \ W^+W^-, \ ZZ, \ HH, \ \dots$$
 (1.4)

宇宙の温度が WIMP の質量  $(T \gg m_{\chi})$ よりも十分に大きいとき、プラズマ中での粒子-反粒子の 消滅は WIMP ペアを生成するのに十分なエネルギーを持っている。さらに、逆の過程も起こり、 消滅率は次式で表される。

$$\Gamma_{\rm ann} = \langle \sigma_{\rm ann} v \rangle n_{\rm eq} \tag{1.5}$$

ここで、 $\sigma_{ann}$ は WIMP の消滅断面積、vは WIMP の速度、 $n_{eq}$ は化学平衡状態にある WIMP の 数密度である。宇宙が膨張するにつれて、プラズマの温度は暗黒物質の質量よりも低くなった。こ のとき、暗黒物質を生成するのに十分な運動エネルギーを持つこれらの粒子や反粒子は、対生成を 続けていたが、ボルツマン分布の上端部にしか存在せず、WIMP の生成は  $e^{-m_{\chi}/T}$  の通り指数関 数的に減少した。同時に、宇宙の膨張によって粒子の数密度が低下したために、WIMP の生成率 は数密度に比例して低下した。この生成率が宇宙の膨張率以下になると (WIMP を生成するため の平均自由行程がハッブル半径よりも長くなると)、WIMP の生成は停止する。この過程を"フリ ーズアウト"と呼ぶ。この後、WIMP の数密度  $\Omega_{\chi}h^2$  はほぼ一定になっている。現在の WIMP の 量はおおよそ次式で表される。

$$\Omega_{\chi} h^2 \simeq 0.1 \times \left(\frac{10^{-9} \text{ GeV}^{-2}}{\langle \sigma v \rangle}\right).$$
(1.6)

典型的な消滅断面積は次式で与えられる。

$$\langle \sigma v \rangle \sim \frac{\pi \alpha^2}{m_\chi^2}.$$
 (1.7)

ここで、 $\alpha$ は弱い相互作用のスケールである。観測された暗黒物質密度を説明するためには、WIMP の質量は、電弱相互作用の質量スケールで 100 GeV  $\leq m_{\chi} \leq 1000$  GeV であることが必要である。 これらの性質は、SUSY モデルのような標準模型を超えた理論によって生成される新しい粒子に対応している。

これまで、理論的な観点から WIMP モデルについて議論してきた。また、WIMP は、直接探索、 間接探索、加速器による探索の3つの手法で探索することができるため、実験的な観点からも有力 な候補である。図1.4に、WIMP の探索方法を示す。直接探索は、WIMP-核子の弾性散乱を探索し、 暗黒物質の直接的な証拠を示すことが期待されている。間接探索は、WIMP の消滅から放出される ガンマ線、ニュートリノ、反粒子等を検出することで、WIMP の証拠を探すものである。加速器実 験では、加速された粒子を衝突させることで、直接的に WIMP を生成することを目的としている。 これらの3つの方法は他の方法を補完するものであり、WIMP 仮説を検証する上で複数の手法に よる検証は重要である。本論文では、暗黒物質候補である WIMP の直接探索について議論する。



図1.4: WIMP の直接探索、間接探索、衝突型探索の図。 $\chi \ge q$ の記号はそれぞれ WIMP とクォークを表している。

#### 1.4 暗黒物質直接探索の原理

暗黒物質直接探索では、天の川銀河ハロー内の暗黒物質の散乱による反跳原子核を地球上の検出 器で観測する。非常に稀な現象であるため、宇宙線の背景事象を減らすために、イタリアのグラン サッソ、カナダのサドバリ、日本の神岡などの地下で実験が行われている。原子核反跳エネルギー を光や熱、あるいは電荷に変換して検出する。最近では、電子反跳の背景事象と原子核反跳事象を 区別するために、これら3つの信号のうち2つ以上を同時に検出する方法が主流となっている。ま た、検出器内の反応位置を測定できる場合には、背景事象の少ない体積(有効体積)のみを解析に 用いることができる。このように、暗黒物質の検出感度は検出器の設計に依存する。

直接探索では、季節変調と到来方向の異方性由来の信号が提唱されている。季節変調の信号は地

球の太陽周りの公転運動に起因するものである。一方、到来方向の異方性由来の信号は、銀河中心 を中心とした太陽系の円運動によるものである。反跳角分布の前後非対称性により、暗黒物質由来 の信号と等方性を持つ背景事象由来の信号を区別することができる。そのため、このような到来方 向の異方性由来の信号は、スモーキングガン信号を与えると言われている。本節では、これらの暗 黒物質の特徴的な信号について議論する。

1.4.1節では、暗黒物質による反跳核散乱の期待される事象計数率を計算する。1.4.2節では、素 粒子物理モデルに依存する WIMP-原子核散乱断面積を紹介する。1.4.3節では、核物理に依存する 原子核の形状因子について議論する。1.4.4節では、<sup>19</sup>F 原子核の期待されるエネルギースペクトル を計算する。1.4.5節では、季節変調由来の信号について説明する。最後に、1.4.6節で到来方向の異 方性由来の信号を導出する。

#### 1.4.1 事象計数率

暗黒物質によって標的原子核が弾性的に散乱され、その反跳エネルギーと運動量が検出される。 地球の運動と銀河内の暗黒物質の運動を考慮することで、期待されるエネルギースペクトルを計算 することができる。本節では、文献 [23, 24] を参考にして議論する。太陽は銀河中心を公転してい て、運動方向の先には、はくちょう座が見える。このときの温度分布が熱平衡にあるとすると、太 陽速度と速度分散は同じような大きさになると予想される。そのため, WIMP のフラックスは太陽 運動の方向に向かって増加する.

本研究では、WIMPの速度分布は、等方的な天の川銀河ハローを仮定した標準ハローモデル (SHM)であると仮定する。この単純なモデルでは、銀河の静止系の速度分布 *f*gal(*v*) は、マックスウェル分布の形をとる。

$$f_{\rm gal}(\boldsymbol{v}) = \begin{cases} \frac{1}{N_{\rm esc}(2\pi\sigma_v^2)^{3/2}} \exp\left[-\frac{|\boldsymbol{v}|^2}{2\sigma_v^2}\right], & |\boldsymbol{v}| < v_{\rm esc} \\ 0, & |\boldsymbol{v}| > v_{\rm esc} \end{cases}$$
(1.8)

ここで、 $N_{\rm esc}$  は正規化係数、 $\sigma_v$  は速度分散、 $v_{\rm esc}$  は局所的な脱出速度である。SHM では、速度分 散  $v_{\rm esc}$  は銀河中心からの距離に依存せず、 $\sigma_v = v_c/\sqrt{2}$  を介して局所的な円周速度  $v_c$  と関係して いる。局所円速度  $v_c$  の基準値は 220 km s<sup>-1</sup> である [25]。この値は、天の川銀河ハローのモデル に依存するため、系統的な不確かさを持っている。例えば、様々なモデルの天の川銀河ハローは、 (220±20) km s<sup>-1</sup> から (279±33) km s<sup>-1</sup> までの局所的な円速度を示している [26]。最近の RAVE の調査では、平衡状態の滑らかなハローを仮定して、脱出速度は  $v_{esc} = 533^{+64}_{-41}$ km s<sup>-1</sup> (90 % 信頼度) となることが知られている [27]。しかし、様々な直接検出計算の結果を比較するために、  $v_{esc} = 650$  km s<sup>-1</sup> の基準値を用いることが多い。また、局所的な WIMP 密度  $\rho_{\rm DM}$  も原子核反 跳スペクトルを計算するための重要なパラメータである。直接検出の計算では、ほとんどの場 合、基準値  $\rho_{\rm DM} = 0.3$  GeV cm<sup>-3</sup> が用いられている。最近の解析では、局所的な密度に関して  $\rho_{\rm DM} = (0.2 - 0.5)$  GeV cm<sup>-3</sup> の範囲の値が得られている。

ここでは、弾性衝突の場合を考える (図 1.5)。以下、WIMP の質量を  $m_{\chi}$ 、原子核の質量を  $m_{
m N}$ 

で表す。実験室系での WIMP の速度は v で表し、原子核の初速度は無視できるとする。散乱後の 原子核の運動量が q とエネルギーが  $E_q$  となる非相対論的に考えると、以下の式が得られる。

$$q = 2\mu v \cos\theta. \tag{1.9}$$

$$E_q = 2v^2 \frac{\mu^2}{m_{\rm N}} \cos^2\theta.$$
 (1.10)

ここで

$$\mu = \frac{m_{\chi} m_{\rm N}}{m_{\chi} + m_{\rm N}} \tag{1.11}$$

は WIMP-原子核の換算質量である。WIMP の速度  $\hat{v}^{*1}$ と原子核の反跳方向  $\hat{q}$  とのなす角度を $\theta$  とする。原子核の反跳エネルギー  $E_q$  と原子核の反跳方向  $\hat{q}$  に対する微分計数率を次のように定義



図1.5: WIMP と原子核の弾性散乱の様子

する。

$$\frac{\mathrm{dR}}{\mathrm{d}E_q\mathrm{d}\Omega_q}\tag{1.12}$$

ここで、 $\Omega_a$ は $\hat{q}$ 方向の立体角を表す。微分 WIMP-原子核散乱断面積は次式で表される。

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{\sigma_{\chi-N}}{4\mu^2 v^2} S(q), \qquad (1.13)$$

ここで、 $\sigma_{\chi-N}$ は点状原子核を考えた時の WIMP-原子核の全散乱断面積、 $S(q) = |F(q)|^2$  は核子の形状因子、 $dq^2 = 2m_N dE_q$  である。全散乱断面積  $\sigma_{\chi-N}$  は素粒子物理モデルに依存し、詳細な

<sup>\*1</sup> ハットは単位ベクトルを示す。

式は1.4.2節に記載している。一方、原子核の形状因子 S(q) は核物理モデルに依存し、詳細な式 は1.4.3節に記述している。

二重微分散乱断面積を以下のように定義する。

$$\frac{d\sigma}{dq^2 d\Omega_q} \tag{1.14}$$

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。 $\cos\theta \geq q$ の関係は 式 1.9とディラックの  $\delta$  関数、 $\delta(\cos\theta - q/2\mu v)$  を通して課すことができる。したがって、二重微 分散乱断面積を以下のように記述できる。

$$\frac{d\sigma}{dq^2 d\Omega_q} = \frac{d\sigma}{dq^2} \frac{1}{2\pi} \delta \left( \cos\theta - \frac{q}{2\mu v} \right) = \frac{\sigma_{\chi-N} S(q)}{8\pi \mu^2 v} \delta(\boldsymbol{v} \cdot \hat{\boldsymbol{q}} - v_{\min})$$
(1.15)

ここで

$$v_{\rm min} = \sqrt{E_q m_{\rm N}/2\mu^2} \tag{1.16}$$

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

$$\frac{\rho_{\rm DM}}{m_{\chi}} v f(\boldsymbol{v}) d^3 v, \qquad (1.17)$$

ここで f(v) は実験室系での WIMP の速度分布である。

これらの式をまとめると、単位時間・単位質量あたりの微分計数率は、検出器を構成する原子核の数 *N*<sub>N</sub> を用いて、次のように書かれる。

$$\frac{dR}{dEd\Omega_q} = \frac{N_{\rm N}}{m_{\rm N}N_{\rm N}} \int 2m_{\rm N} \frac{d\sigma}{dq^2 d\Omega_q} \frac{\rho_{\rm DM}}{m_{\chi}} v f(v) d^3 v = \frac{\rho_{\rm DM}\sigma_{\chi-{\rm N}}S(q)}{4\pi m_{\chi}\mu^2} \int \delta(\boldsymbol{v}\cdot\hat{\boldsymbol{q}}-v_{\rm min})f(v) d^3 v.$$
(1.18)

さらに、次式で与えられる WIMP 速度分布 f(v) の三次元ラドン変換を導入する。

$$\hat{f}(v_{\min}, \hat{q}) = \int \delta(\boldsymbol{v} \cdot \hat{\boldsymbol{q}} - v_{\min}) f(\boldsymbol{v}) d^3 v.$$
(1.19)

幾何学的には、 $\hat{f}(v_{\min}, \hat{q})$ は、原点から q 離れたところにある  $\hat{q}$  の方向に直交する平面上の関数 f(v)の積分である。特に、脱出速度によるカットオフを考慮した Maxwellian WIMP の速度分布 に対する実験室系のラドン変換は、式 1.20のように示される [24]。

$$\hat{f}(v_{\min}, \hat{\boldsymbol{q}}) = \begin{cases} \frac{1}{N_{\text{esc}}(2\pi\sigma_v^2)^{1/2}} \left\{ \exp\left[-\frac{(v_{\min} + \hat{\boldsymbol{q}} \cdot \boldsymbol{V}_{\text{lab}})^2}{2\sigma_v^2}\right] - \exp\left[-\frac{v_{\text{esc}}^2}{2\sigma_v^2}\right] \right\}, & v_{\min} + \hat{\boldsymbol{r}} \cdot \boldsymbol{V}_{\text{lab}} < v_{\text{esc}}\\ 0, & v_{\min} + \hat{\boldsymbol{r}} \cdot \boldsymbol{V}_{\text{lab}} > v_{\text{esc}} \end{cases}$$
(1.20)

ここで V<sub>lab</sub> は銀河に対する実験室系での速度、N<sub>esc</sub> は次のように定義された正規化係数である。

$$N_{\rm esc} = \operatorname{erf}\left(\frac{v_{\rm esc}}{\sqrt{2}\sigma_v}\right) - \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{v_{\rm esc}}{\sigma_v} \exp\left[-\frac{v_{\rm esc}^2}{2\sigma_v^2}\right].$$
(1.21)

最後に、式 1.18は次のように書き換えることができる。

$$\frac{dR}{dEd\Omega_q} = \frac{\rho_{\rm DM}\sigma_{\chi-N}S(q)}{4\pi m_{\chi}\mu^2}\hat{f}(v_{\rm min},\hat{q}).$$
(1.22)

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

#### 1.4.2 散乱断面積

WIMP と原子核の散乱断面積は素粒子物理のモデルに依存する。スピンに依存しない (SI) 散乱 断面積は次のように書かれる。

$$\sigma_{\chi-N}^{\rm SI} = \frac{4\mu^2}{\pi} [Zf_{\rm p} + (N-Z)f_{\rm n}]^2$$
(1.23)

ここで、Z と A はそれぞれ原子番号、質量数である。 $f_p$  と  $f_n$  は WIMP-陽子と WIMP-中性子の SI 結合定数である。特に、 $f_p$  と  $f_n$  が等しいと考えた場合の SI 散乱断面積は、WIMP-陽子の SI 散乱断面積  $\sigma_{\chi-p}^{SI}$  を用いて書くことができる。

$$\sigma_{\chi-N}^{SI} = \sigma_{\chi-p}^{SI} \frac{\mu^2}{\mu_{\chi-p}^2} A^2.$$
(1.24)

式 1.24 で、係数 A<sup>2</sup> があることから、質量数の大きい物質がにより SI 相互作用に有効であることを示している。

スピンに依存する (SD) 散乱断面積は次式で与えられる。

$$\sigma_{\chi-\mathrm{N}}^{\mathrm{SD}} = \frac{32}{\pi} G_{\mathrm{F}}^2 \mu^2 \frac{J+1}{J} [a_{\mathrm{p}} \langle S_{\mathrm{p}} \rangle + a_{\mathrm{n}} \langle S_{\mathrm{n}} \rangle]^2, \qquad (1.25)$$

ここで、 $G_{\rm F}$  はフェルミ結合定数であり、 $\langle S_{\rm p} \rangle$  と $\langle S_{\rm n} \rangle$  は陽子と中性子のスピン、J は原子核の全 スピン量である。 $a_{\rm p}$  と $a_{\rm n}$  は、WIMP-陽子と WIMP-中性子の SD 結合定数である。SD 相互作用 は、陽子または中性子スピンの原子核のスピンへの寄与が大きいほど大きくなる。SD 散乱断面積 は、WIMP-陽子の SD 散乱断面積  $\sigma_{\chi-p}^{\rm SD}$  を用いて書き換えることができる。

$$\sigma_{\chi-N}^{SD} = \sigma_{\chi-p}^{SD} \frac{\mu^2}{\mu_{\chi-p}^2} \frac{\lambda^2 J(J+1)}{0.75}.$$
 (1.26)

 $\lambda^2 J(J+1)$ の値は原子核に依存する。様々な原子核に対する計算値は [23] に記載されてお り、表 1.1に示す。様々なターゲット原子核を用いた暗黒物質実験は式 1.24や式 1.26を用いて、 WIMP-陽子 (または中性子) 散乱断面積  $\sigma_{\chi-p}^{SI}$  と  $\sigma_{\chi-p}^{SD}$  に変換して比較されている。一方で、暗黒 物質と通常粒子の反応が未知であるため、違った原子核を用いた実験の結果を比較は、厳密にはモ デル依存する。

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

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

#### 1.4.3 核子の形状因子

核子の形状因子 (フォームファクター) は核物理学で原子核の空間的な広がりとして研究されて いる。散乱時の運動量移動  $q(=\sqrt{2m_{\rm N}E_q})$ のドブロイ波長 h/q が原子核の半径に比べて大きく なくなると、実効的な散乱断面積は下がり始める。この効果は、原子番号の大きい原子核や重い WIMP に強い。Born (平面波) 近似では、散乱中心の密度分布  $\rho(r)$ のフーリエ変換によって形状 因子が与えられる [23]。

$$F(qr_{\rm N}) = \int \rho(r) \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r}$$
$$= \frac{4\pi}{q} \int_0^\infty r \sin(qr) \rho(r) dr.$$

SI 相互作用では、WIMP は全ての核子と相互作用するので、原子核は固体球として近似できる。 この場合、原子核のフォームファクターはベッセル関数  $j_1(x) = (\sin x - x \cos x)/x^2$  を用いて以 下のように書く。

$$F(qr_{\rm N}) = 3\frac{j_1(qr_{\rm N})}{qr_{\rm N}} \exp\left(-\frac{(qs)^2}{2}\right),\tag{1.27}$$

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

SD 相互作用では、WIMP はスピンのペアを組んでいない核子と相互作用するため、原子核は薄い殻として近似できる。この場合、フォームファクターは Bessel 関数  $j_0 = \sin x/x$  を用いて次のように表される。

$$F(qr_{\rm N}) = j_0(qr_{\rm N}),$$
 (1.28)

ここで  $r_{\rm N} \simeq 1.0 A^{1/3}$  fm. 核形式因子の評価は Helm 形式因子 [28] や Hartree-Fock 計算 [29] など いくつかあるが、違いは小さい。計算された原子核のフォームファクターを図 1.6a及び図 1.6bに 示す。



図1.6: スピン非依存性 (a) とスピン依存性 (b) の反跳エネルギーの関数としての原子核形状因子。赤線、青線、緑線はそれぞれ<sup>19</sup>F、<sup>73</sup>Ge、<sup>131</sup>Xe の標的同位体を示している。

#### 1.4.4 エネルギースペクトル

原子核反跳の期待されるエネルギースペクトルは、式 1.22の反跳角度を積分することで得られ る。ここでは、標的原子核が<sup>19</sup>Fのときの計算を示す。スピンに依存する散乱断面積  $\sigma_{\chi-N}^{SD}$ は、 式 1.26から得られる。SD 相互作用の形状因子 S(q)は、式 1.28から得られ、図 1.6bに記述されてい る。これらのパラメータを式 1.22に入力し、WIMP の質量が 50, 100, 200 GeV/c<sup>2</sup> で、WIMP-陽 子の SD 散乱断面積  $\sigma_{\chi-p}^{SD}$ を 1 pb としたときの期待されるエネルギースペクトルを得た。計算さ れたエネルギースペクトルを図 1.7に示す。暗黒物質の質量が重い (あるいはターゲットの質量が 軽い)場合、運動量移行が大きいため、高エネルギーの反跳事象が増加する。



図1.7: フッ素原子核で期待されるエネルギースペクトル。WIMP 質量は  $m_{\chi} = 50, 100, 200 \text{ GeV/c}^2$ 、 WIMP-陽子の SD 散乱断面積は  $\sigma_{\chi-p}^{\text{SD}} = 1 \text{ pb} と仮定している。$ 

#### 1.4.5 従来の検出器を用いた直接探索

地球の銀河に対する速度  $V_{\text{lab}}$  は、太陽の周りの公転運動により変化する。したがって、実 験室系内の WIMP の速度分布と事象計数率も変化する。このような特徴を"季節変調 (annual modulation)"と呼ぶ。銀河に対する地球の速度は 6 月 2 日に最大になり、12 月 4 日に最小にな る。1.4.4節と同様の方法で  $V_{\text{lab}}^{\text{Jun}}$  と  $V_{\text{lab}}^{\text{Dec}}$  を用いて、<sup>19</sup>F を標的原子核としたときの各季節の期待 されるエネルギースペクトルを計算した。仮定した WIMP-陽子の SD 散乱断面積は  $\sigma_{\chi-p}^{\text{SD}} = 1$  pb、 WIMP の質量は  $m_{\chi} = 100 \text{ GeV}/c^2$  とした。得られたエネルギースペクトルを図 1.8に示す。季 節変調における WIMP 事象計数率の差は 5 % 程度である。

#### 1.4.6 方向に感度を持つ検出器を用いた直接探索

地球上で検出される暗黒物質は到来方向に異方性を持っている。これは、太陽系が銀河の中心に 対して円運動している事によるものである。太陽系の運動の進行方向の前方にはくちょう座が位置 していることから、WIMP ははくちょう座の方向から到来するように考えることができる。した がって、反跳原子核方向の分布ははくちょう座とは逆方向に偏ることが期待される。こうした方向 分布の偏りは、Spergel [30] によって最初に記述され、前方と後方の事象計数率比が 10 以上にな ることもあることを示した。また、はくちょう座の方向は、実験室系内では時間ごとに変化、その 位相は季節とともに変化するため、環境的な背景事象と容易に区別できると言われている。反跳原



図1.8: 6月と12月のエネルギースペクトルの差。ターゲットは SD 相互作用の <sup>19</sup>F,  $m_{\chi} = 100 \text{ GeV/c}^2$ ,  $\sigma_{\chi-p}^{\text{SD}} = 1 \text{ pb}$  である。

子核の方位角を積分すると、式 1.22の微分計数率は次のように書き換えられる。

$$\frac{dR}{dEd\cos\theta} = \frac{\rho_{\rm DM}\sigma_{\chi-N}S(q)}{2m_{\chi}\mu^2}\hat{f}(v_{\rm min},\hat{\boldsymbol{q}}).$$
(1.29)

標的原子核を<sup>19</sup>F、スピンに依存する WIMP-原子核の散乱断面積を $\sigma_{\chi-p}^{SD} = 1$  pb、WIMP 質量 を $m_{\chi} = 100 \text{ GeV/c}^2$  と仮定した時の Energy-cos $\theta_{CYGNUS}$  分布は、式 1.26と1.28を式 1.29に代入 することで導出される。期待される分布を図 1.9 に示す。一般にエネルギー情報も得ることができ るので、特定のエネルギー領域に注目することが多い。図 1.9から抽出して、50 keV  $\leq E \leq 100$  keV のエネルギー領域の期待される角度分布を図1.10aに示す。反跳原子核の前後を認識しない場合は、 図1.10bに示しすように、絶対値の分布が得れられる。

#### 1.5 暗黒物質直接探索実験の現状

現在、様々な場所・検出器・観測手法を持つ暗黒物質直接探索実験によって、暗黒物質が探索さ れている。その現状を本節にまとめる。

#### 1.5.1 季節変調探索

過去や現在の季節変調の観測を目的とした実験を表 1.2にまとめた。現在、NaI シンチレータ結 晶を用いた DAMA/LIBRA 実験 [31] では、暗黒物質の存在を主張している。2-6 keV のエネル ギー領域で季節変調が観測され、総観測量は 2.46 ton·yr、信頼水準は 12.9σ であった。変調振幅



図1.9: 標 <sup>19</sup>F、SD 散乱断面積  $\sigma_{\chi-p}^{SD} = 1$  pb、WIMP の質量  $m_{\chi} = 100$  GeV/c<sup>2</sup> を想定した場合の Energy-cos $\theta_{CYGNUS}$  分布。 $\theta_{CYGNUS}$  は、はくちょう座の方向と原子核反跳の角度として定義される。



図1.10: <sup>19</sup>F、SD 散乱断面積  $\sigma_{\chi-p}^{rmSD} = 1$  pb、WIMP 質量  $m_{\chi} = 100$  GeV/c<sup>2</sup> のエネルギー範囲 50-100 keV での角度分布。 $\theta_{CYGNUS}$  は、はくちょう座の方向と反跳原子核の方向の角度として定義される。(a) は反跳原子核の方向の前後が判定できる場合、(b) は前後が判定できない場合。等方性を持つ背景事 象の角度分布を黒の破線で示している。

は (0.0103 ± 0.0008) cpd/kg/keV、周期は (0.999 ± 0.001) yr であった。しかし、他の直接探索 実験では、十分な感度にもかかわらず、DAMA/LIBRA が主張するような信号は見つからず、ス ピンに依存しない WIMP-原子核散乱断面積の上限値が決められている。SI 散乱断面積の制限曲線 を図 1.11に示す。こうした状況の改善のため、DAMA/LIBRA と同じ標的物質である NaI を用い た実験として、韓国では COSINE [32]、日本では PICO-LON [33]、イタリアとオーストラリアで は SABRE [34]、スペインでは ANAIS [35] などの実験グループが DAMA/LIBRA の検証を行っ ている。COSINE-100 [32] と ANAIS-112 [35, 36] では、季節変調の測定を行った最初の結果は、 十分な統計的有意性を持つ発見または排除には至らなかった。

実験	検出器	標的	信号の種類
DAMA/LIBRA (NaI) [31]	固体シンチレーター	NaI	光
COSINE [32]	固体シンチレーター	NaI	光
PICO-LON [33]	固体シンチレーター	NaI	光
SABRE [34]	固体シンチレーター	NaI	光
ANAIS [35]	固体シンチレーター	NaI	光
SuperCDMS [37, 38]	ボロメーター	Si,Ge	熱, 電荷
CoGeNT [39]	ボロメーター	Ge	熱, 電荷
EDELWEISS [40]	ボロメーター	Ge	熱, 電荷
CRESST [41]	ボロメーター	$\mathrm{CaWO}_4$	熱,光
DEAP-3600 [42]	液体シンチレーター	$\operatorname{Ar}$	光
DarkSide [43]	二相式液体シンチレーター	$\operatorname{Ar}$	光, 電荷
XMASS [44]	液体シンチレーター	Xe	光
XENON1T $[45]$	二相式液体シンチレーター	Xe	光, 電荷
LUX [46]	二相式液体シンチレーター	Xe	光,電荷
PANDAX-II [47]	二相式液体シンチレーター	Xe	光,電荷
XENONnT	二相式液体シンチレーター	Xe	光,電荷
LZ [48]	二相式液体シンチレーター	Xe	光,電荷

表1.2: 様々な暗黒物質探索実験

XENON1T [45]、LUX [46]、PANDAX-II[47] の二相式液体キセノン検出器 (LXe)を用いた実 験では、最高感度を得られている (図 1.11)。液体キセノンは、質量数が多く、密度が高く、物質の 純度が高いため、SI 散乱断面積の検出に適した媒体である。また、液体キセノンは、周囲の放射線 に対して高い遮蔽力を持ち、自己遮蔽性に優れている。二相検出器は、シンチレーション光だけで なく、イオン化信号も検出する。イオン化された電子は、液体の上のキセノン気相に向かってドリ フトし、強い電界によって二次シンチレーション光が得られる。このイオン化信号が二次シンチレ ーション信号として得られる。このイオン化信号と初めのシンチレーション信号の大きさの比を用 いると、強力な電子分別が可能となる。また、両者の検出時間の差から相互作用点の絶対位置を見 積もることができる。これらの利点により、感度が飛躍的に向上した。

10 GeV 以下の低質量領域では、CRESST [41]、SuperCDMS [37, 38] というボロメータを用い た実験で感度が良い。検出器でのエネルギー損失は、電離や光だけでなく熱にも変換される。誘電 体結晶の熱容量は、低温では温度に比例して T<sup>3</sup> の 3 乗になる。このため、ボロメータを用いるこ とで、検出器のエネルギー閾値を下げることができる。



図1.11: CRESST [41], CDMS [38], EDELWEISS [40], XENON1T [45], LUX [46], PANDAX-II [47]、 DEAP-3600 [42]、PICO-60 [49]。DAMA/LIBRA では、灰色の領域に暗黒物質の存在を主張して いる [50]。黄色の斜線部分は、Xe ターゲットでのコヒーレントニュートリノ散乱の背景を示してい る。

スピンに依存する散乱断面積については、過熱バブルチャンバーを用いて、PICO-60 [49] が最高 感度を達成している (図 1.12)。検出媒体はフッ素を多く含む液体  $C_3F_8$  であり、<sup>19</sup>F は  $\lambda^2 J(J+1)$ が大きく、SD 散乱断面積への感度が良い。過熱検出器は、ガンマ線やベータ線に対して検出器が 不感になるような条件で運転することができる。さらに、気泡の音響放射を測定することで、 $\alpha$ 線 背景事象とフッ素の原子核反跳を識別することができるようになる。

#### 1.5.2 方向に感度を持った暗黒物質探索

ここでは、方向に感度のある暗黒物質直接探索実験と現在の研究開発の取り組みについてレビューする。方向に感度を持つ実験による SD 散乱断面積の制限曲線の結果を図 1.13にまとめた。



図1.12: PICO-60 [49], LUX [51], PANDAX-II[52], XENON1T [53], CDMSlite [54] からの WIMP-陽子 SD 散乱の上限値 (90 % 信頼度)。破線と点線は間接検索の結果、SuperK [55] と IceCube [56] で ある。DAMA/LIBRA は灰色の領域に暗黒物質の存在を主張している [50]。

DRIFT DRIFT は、低圧ガス TPC (Time Projection Chamber) を利用した方向に感度を持つ 暗黒物質実験の先駆者である。読み出し装置は、2 mm の読み出しピッチを持つマルチワイヤー比 例計数管 (MWPC) で構成されている。ブールビー鉱山地下研究施設にて、1 m<sup>3</sup> 検出器を用いて 測定が行われた。DRIFT は、 $CS_2+CF_4+O_2$  (73 %, 25 %, 2 %) の混合ガスを 55 mbar で使用し ている。 $CS_2$  ガス分子は、電離した 1 次電子を捕獲して陰イオンを形成し、陰イオンが読み出し面 に運ばれる。この陰イオンのドリフトにより、ガス拡散の効果を抑えることができるため、ドリフ ト距離の長い大型検出器を開発することができる。さらに、ドリフト速度の違う複数のキャリアの 生成により、ドリフト方向に沿った絶対位置を測定することができる。DRIFT では、この手法を 用いた初めてのバックグラウンドフリー動作を実証し、100 GeV/ $c^2$  で 0.28 pb の感度を飛跡の方 向情報なしで達成した [57]。

MIMAC MIMACでは、Micro Time Projection Chamber ( $\mu$ -TPC)を開発している。検出器は、 Micromegas [61]を基に、ストリップ読み出し機能を備えている。混合ガスは、CF<sub>4</sub>+CHF<sub>3</sub>+C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (70 %,28 %,2 %)を 50 mbar の圧力で使用することにより、高ガスゲインと数 keV の原子核反 跳の飛跡の 3 次元再構成が可能となった。プロトタイプの検出器は、5.8 L [62] の有効体積でモ



図1.13: DRIFT [57]、NEWAGE(2020 年 [58]、2021 年 [59])、DMTPC [60] 実験からの WIMP-陽子 SD 散乱の上限値 (90 % 信頼度)。DAMA/LIBRA の主張は、灰色の領域 [50] として示されている。

ダン地下研究施設で運用されている。最近の研究開発では、フッ素の運動エネルギー 6.3 keV と 26.3 keV に対して、それぞれ 14 ° と 2 ° の角度分解能を達成した [63]。

DMTPC DMTPC では、CCD で読み取る気体検出器を開発している。用いているガスは 40-100~mbar での CF<sub>4</sub> ガスである。DMTPC では、前後判定を利用した飛跡のベクトル方向の 測定を初めて実証した。10 L のプロトタイプ検出器は、80 keV の閾値で 40 °の角度分解能を実証 し、地表実験室 [60] での暗黒物質探索の結果として SD 散乱断面積の上限値を決定した。

NEWSdm NEWSdm 共同研究では、新しく原子核乾板技術を用いたナノイメージングトラッカ ーの開発を行っている [64]。固体検出器は、密度が高く、質量が大きいという利点がある。しかし、 原子核乾板の検出器は時間情報を得ることができないため、到来方向由来の信号を取得するために は、常にはくちょう座の方向を向いていなければらない。最近、Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS) で 10 g のエマルジョンサンプルを用いた技術試験が行われた。

#### 1.5.3 NEWAGE

NEWAGE (NEw generation WIMP search with an Advanced Gaseous tracker Experiment) は、低圧ガス  $\mu$ TPC を用いた方向に感度を持つ暗黒物質探索実験である。方向に感度を持つ実験で は、反跳原子核の方向を検出する必要がある。そこで、低圧ガスを用いた Time Projection Chamber (TPC) と、マイクロパターンガス検出器 (MPGD) の一つである  $\mu$ -PIC という読み出し装置 を使用する。ガスの種類としては、フッ素がスピンに依存する WIMP 探索に有利であることから、 CF<sub>4</sub> というガスを用いている。

2007 年に地上実験室で方向に感度を持つ暗黒物質探索を行った [65]。有効体積は 21.5 × 22 × 31 cm<sup>3</sup> (15 L) で 152 Torr (0.2 気圧)、観測量は 0.15 kg·days であった。2010 年に神岡研究施設の地下で NEWAGE-0.3a 検出器を用いた測定を行った [66]。

その後、感度を高めるために新しい検出器 NEWAGE-0.3b'を開発した。ガス圧力を 76 Torr (0.1 気圧) に低下させることでエネルギー閾値を低下させた。また、ラドンバックグラウンドを低 減するために、冷却炭を用いたガス循環システムを導入した。2015 年には、NEWAGE-0.3b'検出 器を用いた地下測定を実施し、方向に感度を持つ暗黒物質探索実験での最高感度を達成した [67]。 さらに、2020 年には NEWAGE0.3b'を用いた測定で、前後判定を用いて解析を行い、前後判定を 含めた到来方向に感度を持った測定での初の結果を示した [58]。

こうした測定に用いられていた  $\mu$ -PIC は、暗黒物質探索実験のために開発されたものではない ため、バックグラウンドに寄与する可能性のある一定量の放射能が含まれていた。感度向上を目的 として、バックグラウンド源である  $\mu$ -PIC の表面物質を、放射性不純物の少ない物質に置き換え た  $\mu$ -PIC を開発した。こ検出器表面から放出される  $\alpha$  線の計数率を低くすることに主眼を置いて 開発されたため、low- $\alpha$  emitting  $\mu$ -PIC (LA $\mu$ -PIC) と名づけられている [68]。2017 年には、神 岡研究施設の地下実験室の検出器に LA $\mu$ -PIC を導入して NEWAGE-0.3b" にアップグレードさ れ、方向に感度を持つ暗黒物質探索が開始された。2021 年、WIMP 質量 100 GeV/c の WIMP-陽 子 SD 散乱断面積 50 pb の制限を与えた [59]。この結果は、方向に感度を持つ暗黒物質探索として は最高の制限を与えているが、DAMA/LIBRA 実験の領域や他実験の制限領域には及ばない。本 研究では、感度の向上を目指して、2017 年から 2020 年にかけて行われた暗黒物質探索実験の解析 を行った。

#### 1.6 本論文の構成

本論文では以下の3点の研究について論述する。

#### 1.6.1 NEWAGE 2021 年暗黒物質探索

1.5.3節で述べた LAμ-PIC を用いた観測結果では、方向に感度を持つ暗黒物質探索としては最高の制限を与えているが、DAMA/LIBRA 実験の領域や他実験の制限領域には及ばない。こうしう

た領域探索を目指した感度向上のためには、背景事象の除去や統計量増大による統計誤差の削減を 行う必要がある。LAµ-PIC を用いた測定については、約 320 日間の測定を行ったが、ガンマ線背 景事象が除去できていないため、[59]の解析ではその一部 (RUN22)しか用いられていない。さら に [59]の解析では、飛跡の前後判定を行っておらず、この点の改善も必要とされている。本研究で は、上記の2点を改善すべく、NEWAGE-0.3b"を用いた CF<sub>4</sub> ガス 76 Torr での約 320 日間の測 定の全データから、前後判定を用いた解析を用いて到来方向に感度を持つ手法でスピンに依存する WIMP-陽子散乱断面積の制限を決定する (2章、特に 2.2.5節及び 2.2.9節)。

#### 1.6.2 陰イオンガス TPC の開発

NEWAGE では陰イオンガスを用いた TPC (NITPC)の開発も行われている。NITPC では、 電子とかわって重たい陰イオンが電場中をドリフトするため、低拡散が期待され、高角度分解能 ・高位置分解能が実現される。複数のドリフト速度の違う陰イオンがドリフトする陰イオンガス を選択すると、ドリフト方向、つまり検出器の z 方向の絶対位置の再構成が可能となる。現在の NEWAGE の主なバックグラウンド源である μ-PIC の表面事象は z が小さい位置に存在している。 z 方向の位置の再構成が可能であれば表面事象の除去が可能となる。本研究では、NITPC の検出 器開発、特に z の絶対位置と 3 次元飛跡の同時検出 (3.2節)、NITPC のための Garfild++ シミュ レーションの開発 (3.3節)の 2 点について述べる。

#### 1.6.3 機械学習の導入

近年のコンピューター技術の進歩から、物理学分野にも機械学習の応用が盛んになっている。機 械学習の中で、画像認識による画像判別なども有名である。NEWAGEの測定データを機械学習を 用いて事象再構成や事象選別、前後判定などに用いることが可能であればより測定感度は向上する 可能性がある。本研究では、機械学習を用いてデータからの飛跡の方向再構成 (4.2節) や飛跡の前 後判定 (4.3節) について評価を行う (4章)。

### 第2章

## NEWAGE 2021 年 暗黒物質探索

NEWAGE の先行研究による LAμ-PIC を用いた測定 (RUN22) では α 線背景事象の削減に成 功し、方向に感度を持つ手法による制限を更新した [59]。しかし、高ガスゲインで検出器を動作 させた測定データに関しては、ガンマ線背景事象数が多く、解析の対象外としている。さらに、 RUN22 の解析では飛跡の前後判定を行っていない。本研究では、ガンマ線背景事象の除去につい て新たなカットを確立することで統計量を増加 (約3倍) させるとともに (2.2.5節)、飛跡の前後判 定を用いた解析 (2.2.9節) を行うことで方向に感度を持つ手法での最高感度を達成した。

#### 2.1 検出器

#### 2.1.1 検出器概要

NEWAGE-0.3b"の検出器は、低  $\alpha$ 線  $\mu$ -PIC (LA $\mu$ -PIC)、GEM (Gas Electron Multiplier)、 TPC ケージからなる低圧ガス  $\mu$ -TPC である。NEWAGE-0.3b での WIMP 検出の概念を図 2.1に 示す。WIMP (紫) は原子核反跳 (赤)を引き起こし、ガス体積を通過してガス分子 (青)をイオン 化する。イオン化された電子は、一様な電場によって 2 次元飛跡検出器 LA $\mu$ -PIC にドリフトし、 その位置と電荷情報が測定される。LA $\mu$ -PIC で取得した 2 次元飛跡情報と、各ストリップにおけ る電離電子の到達時間から、荷電粒子の三次元飛跡が再構成される。また、LA $\mu$ -PIC で取得した 電荷情報から荷電粒子のエネルギーを知ることができる。検出体積は 31×31×41 cm<sup>3</sup> (39.4 L) で ある。図2.2に  $\mu$ -TPC の内部の写真を示す。検出器座標は図2.3に定義する通り、 $\mu$ -PIC に平行に xy 平面、ドリフトに平行な方向に z 軸をとる。図 2.4に NEWAGE-0.3b"検出器のシステム全体 の写真を示す。

#### 2.1.2 *μ*-TPC

μ-TPC の各構成要素を以下に記す。



図2.1: NEWAGE0.3b" 検出器による WIMP の検出の概念図。WIMP 暗黒物質 (紫) との反応で反跳された原子核 (赤) は、ガス体積を通過してガス分子 (青)を電離する。電離された電子は、電場によって読み出し面方向にドリフトされたのちに、GEM で増幅、LAµ-PIC でさらに増幅されて検出される。左の画像は、ピッチ 400 µm の 768×768 ピクセルの電極構造を持つ LAµ-PIC の拡大写真である。[69]



図2.2: μ-TPC 内部の写真 [70]。GEM と μ-PIC の増幅、読み出しによって 2 次元情報を取得する。μ-PIC と GEM の有感体積はそれぞれ 31×31 cm<sup>2</sup> と 32×31 cm<sup>2</sup> である。ドリフトケージは PEEK で作られている。側壁には、1 cm 間隔の銅のワイヤーを用いて電場を生成している。写真は、通常の μ-PIC であるが、LAμ-PIC も同様の構造をもつ。



図2.3: μ-TPC の模式図と検出器座標系の定義。それぞれ赤、青、緑が *x* 軸、*y* 軸、*z* 軸を示している。エネ ルギー較正用の<sup>10</sup>B を蒸着したガラスプレートがある。[70]



図2.4: NEWAGE0.3b"の外観。電気回路 (electronics)、µ-TPC、ガス循環システム (gas circulation system) の3つで構成されている [70]。

LAμ-PIC 本研究で用いた μ-PIC は先行研究 [68] で製作されたものである。ここでは先行研究を 引用しながら、用いた検出器について説明する。NEWAGE2015 [67] の結果から、μ-PIC 表面か らの α 線表面事象が主な背景事象であり、検出器の感度を悪くしていることがわかった。α 線は ヘリウム原子核であるため、WIMP による原子核反跳と解析的に区別することは困難である。そ こで α 線表面事象を抑えた低 α 線 μ-PIC (LAμ-PIC) が開発された [68]。LAμ-PIC の電極の構造 を図 2.5に示す。図 2.6の写真は、LAµ-PIC の検出面積 30.7×30.7 cm<sup>2</sup> の写真である。LAµPIC には 768×768 個のピクセルがあり、400 μm のピッチで配置されている。これらの電極は 768 本 のアノードストリップと 768 本のカソードストリップで接続されている。アノードストリップと カソードストリップは直交するように形成されているため、同時計測を行うことでヒットピクセル の2次元位置を得ることができる。通常 μ-PIC はガラス繊維を含有しているポリイミド (PI)を用 いて電極部分が構成されている。ガラス繊維の中に天然に存在する放射性不純物である<sup>238</sup>Uや <sup>232</sup>Th が多く含まれることが確認されたため、LAμ-PIC では、検出器の有感体積に面する表面の 材料をガラス繊維を含まないポリイミドとエポキシ (Epoxy) が重ねられた材料にに変更した。ガ ラス繊維のないポリイミドとエポキシを組み合わせた LAμ-PIC では、通常 μ-PIC に比べて<sup>238</sup>U と<sup>232</sup>Th の同位体などの放射線不純物が数 100 倍少ない。[68] で、通常 μ-PIC と同等の性能を持 っているということが報告されている。





 図2.5: LAµ-PIC の顕微鏡写真(上)とLAµ-PIC の電極の設計構造(下)。表面材料はガラス繊維を除いた ポリイミド(5µm)とエポキシ(75µm)で、従来のµ-PIC に比べて放射性不純物の混入が100分の 1以下に抑えられている。[68]



図**2.6:** LAµ-PIC の写真。有感領域は 31×31 cm<sup>2</sup>、400 µm ピッチの 768×786 のピクセルが形成されてい る [68]。

**GEM** 安定した動作を維持しながら十分なガスゲインを得るために、GEM (Gas Electron Multiplier) [71] を使用した。厚さ 100  $\mu$ m の液晶ポリマー (LCP) の両面に厚さ 5  $\mu$ m の銅 電極が形成されている。直径 70  $\mu$ m の穴が 140  $\mu$ m のピッチで形成されている。有効面積は 32.0×31.0 cm<sup>2</sup> で、LA $\mu$ -PIC の検出領域全体をカバーしている。GEM は LA $\mu$ -PIC から 4 mm の距離に設置し、初段のガス増幅器として使用する。

**TPC ケージ** 一様な電場を作るために TPC ドリフト電場ケージが設置されている。TPC ケージ は、ポリエーテルエーテルケトン (PEEK) プラスチック板を 4 枚使用している。PEEK はアウト ガスが出にくく、<sup>238</sup>U や <sup>232</sup>Th の放射性不純物の含有量が少ないことが知られている。TPC ケー ジの側壁には、1 cm の間隔でワイヤーを配置し、抵抗器で鎖状に接続している。

#### 2.1.3 CF<sub>4</sub> ガスの性質

暗黒物質探索の標的としても機能する検出器のガスは WIMP との原子核反跳に大きな散乱断面 積を持つものを用いることが有利である。また、電場によってガス中を電子がドリフトする際、ガ ス拡散が生じる。拡散が大きいと飛跡の情報を失ってしまうため、拡散の小さいガスを選択する 必要がある。CF<sub>4</sub> ガスはフッ素を含んでおり、スピンに依存する WIMP との相互作用の散乱断 面積が大きい。さらに、CF<sub>4</sub> ガス中の電子はドリフト速度が速く、電子の拡散が小さい。CF<sub>4</sub> ガ ス中の電子のドリフト速度とガス拡散について、MAGBOLTZ [72] によって計算を行った結果を 図 2.7と図 2.8に示す。前節で述べた通り、読み出し部のピッチは 400  $\mu$ m と決まっている。複数 のストリップからの信号によって飛跡の方向情報を得るためには、低圧力のガスを用いて、原子核 反跳の飛跡を伸ばすという手法が効果的である。こうした観点から、NEWAGE では低圧の CF<sub>4</sub> ガスを用いている。CF<sub>4</sub> ガスの性質については表 2.1にまとめる。ヘリウム原子核、炭素原子核、 フッ素原子核の CF<sub>4</sub> ガス中の飛跡長について、SRIM [73] によって計算した結果を図 2.9に示す。 NEWAGE-0.3b"の真空容器内には CF<sub>4</sub> ガス 76 Torr (0.1 気圧) を密閉している。

分子量	88.01 g/mol
密度	3.76 g/L (15°C, 1 atom)
融点 / 沸点	89.55 K / 143.35 K
W 値	34 eV [74]

表2.1: CF4 ガスの性質.

原子核反跳のエネルギーは電離だけでなく光や熱などになる。電離以外に使われることを消光 (クエンチ)と表現し、電離に使われたエネルギー *E*ionization と全エネルギー損失 *E*total の比を消 光係数 (クエンチングファクター)と呼ぶ。SRIM で計算したヘリウム、炭素、フッ素の消光係数 を図 2.10に示す。この消光係数を用いて、原子核事象の測定エネルギーを反跳エネルギーとして見 積もることができる。

#### 2.1.4 ガス循環システム

自然に存在する放射性同位体 <sup>238</sup>U、<sup>232</sup>Th は、検出器の構成物質である金属やプラスチック、ガラス繊維などの素材に含まれる。これらは、系列と呼ばれる順にしたがって壊変を繰り返し、崩壊 過程で  $\alpha$  線や  $\beta$  線、 $\gamma$  線などを放出する。これらの系列中、ウラン系列の <sup>222</sup>Rn とトリウム系列 の <sup>220</sup>Rn は希ガスであるため、検出器に用いられている素材からガスに放出される。これらのラド ン核はガス中で崩壊し、背景事象である  $\alpha$  線や  $\beta$  線を放出する。ベッセル中のラドン核の数  $N_{\rm Rn}$  は次の式で記述できる。

$$N_{\rm Rn} = \frac{R_0}{\lambda_{\rm Rn}} \left( 1 - e^{-\lambda_{\rm Rn}t} \right), \tag{2.1}$$

ここで、 $R_0$  はラドン生成頻度、 $\lambda_{\rm Rn}$  (=  $\ln 2/T_{\rm Rn}$ ) はラドンの寿命  $T_{\rm Rn}$  の時定数である。<sup>220</sup>Rn は 半減期が 55.6 秒であるために、<sup>220</sup>Rn の数は数分で平衡状態に到達する。一方で、<sup>222</sup>Rn の半減 期は 3.82 日であるため、<sup>222</sup>Rn の数は数日の時定数で徐々に増える。ラドンを吸着するガス循環


図2.7: MAGBOLTZ によって計算された CF<sub>4</sub> ガス 図2.8: MAGBOLTZ によって計算された CF<sub>4</sub> ガス 中の電子ドリフト速度 [69]。 中におけるドリフトに垂直な方向 (Trans-

verse) と平行な方向 (longitudinal) の電子拡 散 [69]。



 図2.9: SRIM によって計算された CF4 ガス 76 Torr 図2.10: SRIM によって計算された CF4 ガス 76 Torr (0.1 気圧) 中におけるヘリウム原子核、炭素原
 (0.1 bar) 中におけるヘリウム原子核、炭素原

 子核、フッ素原子核の飛跡長 [69]。
 子核、フッ素原子核の消光係数 [67]。

システムが存在すると、ラドンの数は以下のように記述できる。

$$N_{\rm Rn} = \frac{R_0}{\lambda_{\rm Rn} + FP/V} \left( 1 - e^{(-\lambda_{\rm Rn} + FP/V)t} \right), \tag{2.2}$$

ここで、V はベッセルの体積、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。ベッ セルのガス循環は時間がかかるので、半減期の速い<sup>220</sup>Rn を減らすのは難しい。そのため、検出器 にはもともとの素材に放射性不純物の混入が少ないものを用いる必要がある。半減期の長い<sup>222</sup>Rn は、崩壊前にガス循環を用いて減らすことが可能である。

NEWAGE0.3b"検出器では冷却活性炭を用いたガス循環システムを導入している。図 2.11は ガス循環システムの概略図である。CF<sub>4</sub> ガスは 100 g の活性炭 (TSURUMICOAL 2GS)を通す ことで、ラドンを吸着し取り除いている。循環ポンプにはドライスクロールポンプ (XDS5 scroll pump (EDWARDS))を用いている。1000 ml/minのフローレートはニードルバルブによって制 御し、マスフローメーターによってモニターしている。冷却活性炭は低温でラドンの吸着効率が上 がることが知られているため、冷凍機を用いて冷却をおこない、冷却機とヒーターによって 230 K を保っている。



図2.11: NEWAGE-0.3b"のガス循環システムの概略図 [69]

## 2.1.5 データ収集システム

NEWAGE0.3b"のデータ収集システム (DAQ)の概略図を図 2.12に示す。LA $\mu$ -PICのアノード とカソードの信号を Amplifier-Shaper-Discriminator (ASD) チップ (SONY CXA3653Q) [75] によって増幅及び 2 値化している。ASD は 1 つのチップで 4 チャンネルを処理する。ASD の仕様 を表 2.2にまとめる。768 チャンネルあるカソードの信号を 4 つにまとめ、その 4 つの信号をそれ ぞれ 2 つに分ける。分けられた信号の 1 つは約 3 分の 1 に減衰され、ダイナミックレンジを大きく している。それぞれの信号は 100 MHz の Flash ADC (FADC) に送られ、波形として記録される。

NEWAGE0.3b"の DAQ は 2 種類のトリガーモードを持っている。1 つはセルフトリガーモー ドである。このモードでは、768 チャンネルあるアノードの信号を 16 チャンネルにまとめて、閾 値を設定し、それを超えるとトリガーが発行される (図 2.12中の self TRIG)。位置情報として、す べてのヒットストッリップのアドレスを記録する。それぞれのストリップで検出される電荷量と相 関のある Time-Over-Threshold (TOT) も記録される。セルフトリガーモードは主に暗黒物質探 索や関連したエネルギー較正や検出効率の測定のために使われる。セルフトリガーモードの応用と して、自発核分裂をする <sup>252</sup>Cf 線源の即発ガンマ線を用いる方法がある。プラスチックシンチレー タ信号を、FADC で取得することで、TPC の信号との時間差を計測することが可能となる。これ により、検出事象のドリフト方向 (z 方向)の絶対位置を測定できる。この手法は RUN24 (表 2.5) の最中に開発され、角度分解能やドリフト速度の測定に用いられる。

もう1つのトリガーモードは外部トリガーモードである。このモードは主に<sup>252</sup>Cfの自発核分裂 を用いてドリフト速度測定のために用いられる。シンチレーター近傍に設置された<sup>252</sup>Cf線源は即 発ガンマ線を検出し、トリガーを発行する (図 2.12中の ext TRIG)。即発ガンマ線の信号は、TPC 内の中性子と原子核の弾性散乱の反応時間と同じであるため、ドリフト時間を決定できる。このモ ードでは、データ量を減らすため、アノードとカソードのコインシデンスを取得し、ヒットストリ ップのアドレスの最大値と最小値のみを記録している。

# 2.2 検出器応答

### 2.2.1 事象再構成

NEWAGE0.3b"検出器から取得できるデータを図 2.13に示す。2.1.5節で記述したとおり、セルフトリガモードの情報は、アノードとカソードのストリップアドレス、ヒットストリップの TOT、カソード信号を4 チャンネルにまとめた波形である。エネルギー、飛跡長、飛跡方向はこれらの情報から再構成される。エネルギー情報は FADC で取得されているカソード信号をまとめた 4 チャンネルの信号を用いて計算される。FADC の波形情報の最初の 100 clock を用いて波形のベースラインを計算し、そのベースラインを引いた波形の積分値を計算する (2.13上図参照)。その積分値が 電荷量に対応するものになっている。また、各ストリップの TOT はそのストリップで取得された 電荷量、すなわちエネルギー損失量に相関がある。TOT の総量として、TOT-sum (図2.13の点の

表2.2: ASD chip (SONY CXA3653Q) の仕様 [75]

前段増幅	$0.8 \mathrm{~V/pC}$
積分時間	16  ns
主増幅	7
ENC at $C_d = 150 pF$	$\sim 7500$
その他の仕様	QFP48 プラスチックパッケージの1チップ (4 チャンネル)
	4 チャンネル共通の閾値

comparator with LVDS アウトプットのコンパレータ

供給電圧: +/- 3V, GND



図2.12: NEWAGE0.3b"のデータ収集システムの概略図 [70]。

数) を定義する。図 2.13のように、TOT の上昇時間  $T_{rise}$  (青点) と下降時間  $T_{fall}$  (黒点) を定義 する。 $T_{rise}$  とドリフト速度を用いて、各平面における相対的な z 位置  $z_x$  と  $z_y$  を再構成している。 ドリフト速度の求め方については、2.2.3節で説明する。 $(x, z_x)$ 、 $(y, z_y)$  は飛跡情報を持っている。 これらの座標を線形関数 (下段の赤点線) でフィットし、方向と軌跡の長さを求める。再構成され た方向については、検出器座標系での仰角と方位角を  $\theta_{ele}$ 、 $\phi_{azi}$  とする。飛跡の形状を表すパラメ ータである Roundness は,次のように定義されている.

roundness<sub>x</sub> = 
$$\frac{\sum^{N_x} (z_x - a_x x - b_x)^2}{N_x}$$
, (2.3)

$$\operatorname{roundness}_{y} = \frac{\sum^{N_y} (z_y - a_y y - b_y)^2}{N_y},$$
(2.4)

$$roundness = \min(roundness_x, roundness_y)$$
(2.5)

ここで、 $N_x \ge N_y$  はそれぞれ、 $x \ge y$ のストリップのヒット数である。 $(a_x, b_x) \ge (a_y, b_y)$ の値 は、それぞれ  $(x, z_x) \ge (y, z_y)$  を 1 次関数でフィットさせるベストフィットパラメータである。

### 2.2.2 エネルギー較正

0

エネルギー較正は、(-5,-12,0)cm の位置に設置された <sup>10</sup>B の蒸着されたガラスプレートに 熱中性子を照射することで行った。このとき、<sup>10</sup>B 蒸着部の大きさは 2×2 cm、設計した厚さは 0.6  $\mu$ m である。ガラスプレートの写真を図 2.14に示す。容器の外側に <sup>252</sup>Cf 線源をポリエチレン ブロックで囲って設置した。<sup>252</sup>Cf の崩壊で発生した中性子は、ポリエチレンブロックで熱化され る。熱中性子は <sup>10</sup>B で捕獲され、 $\alpha$ 線が放出される。反応は次のように書かれる。

$${}^{10}\text{B} + \text{n} \to {}^{4}\text{He} + {}^{7}\text{Li} + 2.79 \text{ MeV} (6 \%)$$
 (2.6)

$${}^{10}\text{B} + \text{n} \rightarrow {}^{4}\text{He} + {}^{7}\text{Li} + 2.31 \text{ MeV} + \gamma \ (0.48 \text{ MeV}) \ (94 \%)$$
 (2.7)

式 2.7の確率は式 2.6の 15 倍なので、<sup>10</sup>B の中性子捕獲反応ではほとんどの場合 0.48 MeV の即発 ガンマ線を放出し、<sup>7</sup>Li 原子核と α 線は合計で 2.31 (= 2.79 – 0.48) MeV の運動エネルギーを持 つ。運動量の保存を考慮すると、α 線は 1.5 MeV の運動エネルギーを持つことがわかる。1.5 MeV の α 線は、<sup>10</sup>B 層が厚みを持つため、ピークではなく、1.5 MeV のエッジを持つ連続的なスペクト ルを作る。図 2.15にエネルギー較正測定の x,y の 2 次元座標事象分布を示す。<sup>10</sup>B が蒸着されたガ ラスプレートの周りに多くの事象が分布している。この位置情報を利用して、上記の反応で発生し た α 線事象を効果的に選択する。<sup>10</sup>B が蒸着されたガラスプレート周辺で測定されたエネルギース ペクトルを図 2.16に示す。このスペクトルには、熱中性子捕獲事象だけでなく、高速中性子や原子 核の弾性散乱事象も含まれている。これらのスペクトルを Geant4 を用いたシミュレーション結果 と比較することでエネルギースケール及びエネルギー分解能といった検出器応答を得る。熱中性子 捕獲と高速中性子散乱スペクトルの比、エネルギースケール、エネルギー分解能を変化させて、実 測スペクトルとシミュレーションしたスペクトルを Fit させる。Fit した結果のエネルギースケー



図2.13: <sup>252</sup>Cf 較正データにおけるエネルギー 100 keV の原子核反跳事象についてのイベントディスプレイ。 上図は、100 MHz の FADC で記録された 4 チャンネルのカソード信号の波形を示している。赤 色の塗りつぶし部分は、電荷量として計算された S<sub>ADC</sub> を示している。左下 (右下)の図は、アノ ード (カソード)の TOT 情報を示している。青色の四角は立上り時間 T<sub>rise</sub>、黒色の四角は立下り 時間 T<sub>fall</sub> をそれぞれ示している。赤色の点線はフィットした直線を示す。灰色の四角の合計数を TOT-sum と定義している。TOT-sum は 340 である。



図**2.14:** <sup>10</sup>B を蒸着したガラスプレートの写真。µ-TPC 内の (-5, -12, 0) cm の位置に設置されている。 [70]

ルからガスゲインを見積もることができる。暗黒物質探索の測定の際には、約2週間ごとにエネル ギー較正の測定を行い、ガスゲインをモニターした。モニターされたガスゲインをガス交換毎に線 形補間を行った。

ラドンの背景事象は 6 MeV 付近にピークを持つ。ラドンピークを用いて、高エネルギー領域 でもエネルギー較正を行うことが可能である。検出器の物質からの放出により、検出器ガスには、 <sup>222</sup>Rn と <sup>220</sup>Rn が含まれる。<sup>220</sup>Rn は、6.05 MeV、6.29 MeV、6.78 MeV、8.79 MeV のエネルギ ーの  $\alpha$  線事象を生成する。また、<sup>222</sup>Rn は、5.49 MeV、6.00 MeV、7.69 MeV のエネルギーの  $\alpha$ 線事象を生成する。循環システムでも減らすことのできない <sup>220</sup>Rn の割合が多いと考えられるが、 測定の真の割合は知ることができない。そのため、<sup>220</sup>Rn のみのシミュレーションスペクトルを Fit した結果 (図 2.18) と <sup>222</sup>Rn のみのシミュレーションスペクトルを Fit した結果 (図 2.17) を 用いて、エネルギー較正の系統誤差として見積もることにした (2.3.3節で詳しく説明)。

## 2.2.3 ドリフト速度測定

図 2.13で表される、ドリフトしてきた電子の到達時間差を位置情報に変換するために、ドリフト 電子のドリフト速度を知る必要がある。ドリフト速度の測定は 2.1.5で説明したように、<sup>252</sup>Cf 線源 の自発核分裂を用いて測定する。自発核分裂の即発ガンマ線をシンチレータで取得し、自発核分裂



図2.15: エネルギー較正測定における x,y の 2 次元事象分布。熱中性子捕獲で発生した α 線の高い放射強度 が、(-5,-12) cm のガラス板の位置で確認できる。



図2.16: <sup>10</sup>B の熱中性子捕獲によって放出された α 線のエネルギースペクトル。青点は測定データ、黒線は シミュレーションデータ。この Fit 結果から得られるガスゲインは 1756 であった。

による中性子を TPC で取得する。即発ガンマ線をトリガーとする手法と、TPC 内での事象をト リガーとする手法がある。RUN20 から RUN23 までは即発ガンマ線をトリガーとする外部トリガ ーモードでデータを取得した。この手法では、トリガー時間から TPC 内の事象の時間差を取得す ることができる。図2.19が TPC 内の事象の時間情報になっている。この図の 400 clock 付近の崖 の部分が検出器の最大ドリフト時間を示している。検出器のドリフト最大距離は 41 cm であるの で、ドリフト速度を計算することができる。この手法は、線源の近くに置いたシンチレーターでト



図2.17: Live time が 45.9 days の暗黒物質探索測定の高エネルギー領域のエネルギースペクトルと <sup>222</sup>Rn を仮定したスペクトルとの Fit 結果。青点は測定データ、黒線は <sup>222</sup>Rn のシミュレーションデータ。 この Fit 結果から得られるガスゲインは 1718 であった。エネルギー分解能の Fit 結果は 12.8 % (σ) である。



図2.18: Live time が 45.9 days の暗黒物質探索測定の高エネルギー領域のエネルギースペクトルと <sup>220</sup>Rn を仮定したスペクトルとの Fit 結果。青点は測定データ、黒線は <sup>220</sup>Rn のシミュレーションデータ。 この Fit 結果から得られるガスゲインは 1897 であった。エネルギー分解能の Fit 結果は 13.2 % (σ) である。

リガーを行うため、トリガーレートが高くなる。しかし、TPC と同時に検出する確率は非常に低 く、測定に時間がかかってしまう。そのため、RUN24 と RUN25 では、2.1.5節で述べた新しく確 立したドリフト速度測定法、すなわちセルフトリガーを用いて、シンチレータの信号を FADC の チャンネルのうちの1つに入力するという手法を用いている。シンチレータの信号に適切な delav をかけ、TPC 事象を取得している FADC の clock は 750 ns に設定している。この TPC のトリ ガー時間を使って TPC 事象と PMT 事象の時間差を取得できる。図2.20のように検出器のドリフ ト方向の構造体が確認できる。構造の左側の崖が TPC のドリフト方向の最大ドリフト時間を示し ている。このようにすることで、トリガーの種類を変更しないため、検出効率測定と角度分解能測 定とドリフト速度測定を同時に行うことができるようになった。



図2.19: 自発核分裂の即発ガンマ線 (シンチレーター 図2.20: TPC 内での事象をトリガーに用いた時の、自 信号)をトリガーとする手法。シンチレータ ーでのトリガー時間と TPC での信号の時間 差である。

発核分裂の即発ガンマ線 (シンチレーター信 号)の検出時間とトリガーの時間差差分布。 750 clock が TPC 事象のトリガー時間。

## 2.2.4 事象選別

以下の事象選別を行うことで原子核反跳事象を選択している。

#### 有効体積カット

有効体積として、31×31×41 cm<sup>3</sup>の検出器の内、28×24×41 cm<sup>3</sup>を定義する。このカット によって TPC 側面や <sup>10</sup>B が蒸着したガラスプレートからの背景事象や TPC 内に全エネル ギーを落としていない事象を除去している。

### Length - Energy cut

荷電粒子はその種類によってエネルギー損失量に対する飛跡長が異なる。飛跡長とエネルギ

ーの散布図から原子核反跳を選別できる。図 2.21は飛跡長とエネルギーの分布である。黒が <sup>252</sup>Cf 中性子線源の較正測定で、青が<sup>137</sup>Cs ガンマ線源の較正測定である。<sup>252</sup>Cf 較正データ から、原子核反跳由来の分布を 10 keV 毎にガウスフィットによってカットラインを決定し ている。ガウスフィットしたときの 3σ の上限値をカットラインとする。このカットによっ て原子核反跳に対して飛跡長の長い電子反跳事象や 300 keV 以上の α 線事象を除去できる。

#### TOT-sum - Energy カット

ストリップ毎のエネルギー損失量は TOT として取得される。原子核反跳は電子反跳より1 ストリップに対するエネルギー損失量が大きい。その TOT の値を合計したもの (TOT-sum) も同様の傾向がある。TOT-sum はエネルギーとほとんど比例関係にあるため、TOT-sum を全エネルギーで除したパラメータ TOT-sum/Energy を用いてカットパラメータを決定 した。図 2.22は Length カット後の TOT-sum/energy とエネルギーの分布である。黒が <sup>252</sup>Cf 中性子線源の較正データであり、青が<sup>137</sup>Cs ガンマ線源の較正データである。<sup>252</sup>Cf 較正データの原子核反跳由来の分布を 10 keV 毎にガウスフィットをして 3σ の下限値をカ ットラインとする。このカットによって、電子反跳事象を除去している。

#### TOT-sum/Length - Energy カット

原子核反跳は TOT-sum が大きく、飛跡長が短い傾向にある。一方、電子反跳は TOT-sum が小さく、飛跡長が長い。図 2.23は 50-60 keV の TOT-sum に対する Length の分布である。この分布に対してカットラインを決定する。本カットの導入が本研究で新規に行った点の1つである。カットラインの決定については2.2.5節で詳しく説明する。このカットによって電子反跳事象の除去能力が改善する。

#### Roundness カット

ドリフト距離の短い事象は、ガス拡散の影響を受けにくいため、Roundness が小さくなる傾向にある。つまり、Roundness は z 方向の絶対位置と相関があることがわかる。このパラメータは "GAP 事象"を除去するのに有効である。GAP 事象とは、LA $\mu$ -PIC と GEM の間のガス領域でエネルギーを落とした事象である。GAP 事象は GEM でのガス増幅を得られないため、数倍ほど検出される電荷量が小さい。そのため、エネルギーが小さく見積もられる。GAP 事象は電子反跳事象以外の主な背景事象になっている。この GAP 事象を実験的に取得するために、ドリフト電場及び GEM 電極間の電圧をかけずに <sup>252</sup>Cf 照射を行う測定を行った。図 2.24は Roundness とエネルギーの分布を示している。黒が <sup>252</sup>Cf 較正データ、赤点がドリフト電場を用いない <sup>252</sup>Cf 較正データである。GAP 事象(赤点)は Roundness が小さいことがわかる。GAP 事象を除去するために Roundness > 0.05 の事象を選択する。

## 2.2.5 ガンマ線除去能力

NEWAGE0.3b"検出器の主な背景事象はガンマ線であり、ガンマ線の検出効率を 10<sup>-6</sup> 以下に することが求められる。ガンマ線の検出効率はガスゲインに依存し、ガスゲインが大きいとガンマ



図2.21: 飛跡長とエネルギーの分布。左図 (黒いグラデーション)と右図 (青いグラデーション)はそれぞれ <sup>252</sup>Cf 中性子線源較正データと<sup>137</sup>Cs ガンマ線源較正データである。赤破線がガウスフィットによ る原子核反跳の 3σ カットラインを示している。カットラインより上の事象が除去される。<sup>252</sup>Cf 線 源は中性子と同時にガンマ線も放出するため、飛跡の長い事象もみられる。



図2.22: Length カット後の TOT-sum/Energy とエネルギーの分布。左図 (黒いグラデーション)と右図 (青いグラデーション)はそれぞれ<sup>252</sup>Cf 中性子線源較正データと<sup>137</sup>Cs ガンマ線源較正データであ る。赤破線がガウスフィットによる原子核反跳の 3σ カットラインを示している。カットラインより 下の事象が除去される。



図2.23: エネルギー 50-60 keV の領域の TOT-sum と飛跡長の分布。左図 (黒いグラデーション) と右図 (青 いグラデーション) はそれぞれ <sup>252</sup>Cf 中性子線源較正データと <sup>137</sup>Cs ガンマ線源較正データである。 カットラインの関数は *Length* = (*TOT*/β)<sup>α</sup>。α と β をパラメータとしてカットラインを決定す る。<sup>252</sup>Cf 線源は中性子と同時にガンマ線も放出するため、分布が 2 成分ある。



図**2.24:** Roundness とエネルギーの分布。黒と赤点はそれぞれ <sup>252</sup>Cf 較正データとドリフト電場かけない <sup>252</sup>Cf 照射測定。赤破線 (Roundness= 0.05) より下の事象を除去する。

線の検出効率が高くなる。図 2.25に、ガスゲインの低い測定 (図で左) とガスゲインの高い測定 (図 で右)の Length カット後のデータについて、TOT-sum/Energyのエネルギー依存性を示す。赤 線が従来のカットラインである TOT-sum のカットラインだが、ガスゲインの高い測定では十分 に除去できていない。そのため、ガスゲインが大きいデータに関して、解析に用いるとガンマ線背 景事象の漏れ込みにより暗黒物質探索の感度が悪くなってしまう。RUN22の解析結果では、ガス ゲインの高いデータを用いていない [59]。



図2.25: TOT-sum/Energy とエネルギーの依存性のガスゲインの違い。左図はガスゲインが 1200 の時で、 右図がガスゲインが 1800 のときである。赤破線は TOT-sum のカットライン。

本研究では、2.2.4節で紹介した、TOT-sum/Length カットを導入した。本カットは、ガスゲ インが高いデータのガンマ線除去を目指すため、ガスゲインが 1800 のときのデータに対して、 図 2.23で示すようなカットラインを決定する。カットラインのモデリングとしては以下の式を用 いた。

$$Length = (TOT/\beta)^{\alpha}$$
(2.8)

ROC 曲線を用いてカットパラメータの決定を行う。ROC 曲線とは縦軸を真陽性率 (TP)、横軸を 真陰性率 (FP) としてパラメータを変化させて得られる曲線である。TP とは正要素の集合があっ たとき、選択された正要素の割合、FP は負の集合があったときに選択された負要素の割合である。 一般に TP が大きく FP が小さいパラメータ、つまり図で (0,1) に近い点を与えるパラメータセッ トが良い。今回の正要素としては <sup>252</sup>Cf 中性子線源較正データの原子核反跳事象、負要素としては <sup>137</sup>Cs ガンマ線源較正データの電子反跳事象とする。このとき、TP を原子核反跳の局所的検出効 率 (NR Local Efficiency)、FP を電子反跳の局所的検出効率 (ER Local Efficiency) とする。ここ での原子核反跳の局所的検出効率は、<sup>252</sup>Cf の全原子核反跳事象の内、あるカットラインを決定し た時の残った事象の割合で、電子反跳の局所的検出効率も同様に、<sup>137</sup>Cs 測定の全事象の内、カッ トラインを決定した時の残った事象の割合である。図 2.26は、ある  $\alpha$  を固定して、 $\beta$  を変化させ た時の ROC 曲線である。電子反跳の局所的検出効率が定義できる最小の値の時、原子核反跳の局 所的検出効率が最大の  $\alpha$  をカットパラメータとする。図 2.26のときは、 $\alpha$ =2.3 と決定される。 $\alpha$  の値については RUN 毎 (表 2.5) に決定している。図2.27に、TOT-sum/Energy カット後を施し たあと、決定した  $\alpha$  によって決まる  $\beta$  のエネルギー依存性を示す。黒点が<sup>252</sup>Cf 中性子線源較正 データであり、青点が<sup>137</sup>Cs ガンマ線源較正データである。この分布に対して原子核反跳由来の 分布を 10 keV 毎にガウスフィットし、カットラインを決定する。このガウスフィットの中心値 (図 2.27の赤色線) の上部 3 $\sigma$  (図 2.27の赤色破線) の領域の事象を選択する。このカットによって 得られるガンマ線除去能力を図 2.28に示す。従来のカットに比べて 2 桁程度改善し、8.8×10<sup>-7</sup> の ガンマ線除去能力を達成した。検出効率 (2.2.7節) についても 50-60 keV で 12 % 以上 (RUN22 で は 15.2 % [59]) を達成し、ガスゲインの高いデータについても解析に用いることができるようにな った。



図2.26:  $\alpha$  を固定して  $\beta$  を変化させて得られる ROC 曲線。

# 2.2.6 TOT-sum 補正

ガスを交換して時間が経つと、検出器からのアウトガスなどによりガス純度が低下し、ガスゲイ ンの低下が生じる。TOT-sum はガスゲインに依存するため、TOT-sum はガス交換して時間が経 つと低下する。これによる検出効率の低下を防ぐために、<sup>252</sup>Cf 線源の較正データを用いて原子核 反跳の TOT-sum を補正する。図 2.29左に、ガス交換時からの TOT-sum/Energy のガウスフィ ットの中心値を示す。ガス交換から時間とともに、TOT-sum が低下している様子が確認できる。 50-400 keV の全エネルギーで TOT-sum の低下が確認された。10 keV 毎に TOT-sum の時間依存 を線形近似した。この傾きを用いて補正した TOT-sum のガウスフィットの中心値を、図 2.29右 に示す。この補正を行うことで、時間の経過による検出効率の低下を最小限にしている。



図2.27: TOT-sum カット後の α=2.3 のときの β のエネルギー依存性。黒いグラデーションと青点はそれぞ れ<sup>252</sup>Cf 中性子線源較正データと<sup>137</sup>Cs ガンマ線源較正データである。赤線の実線と破線がそれぞ れがガウスフィットによる中心値と 3σ カットラインを示している。カットラインの間の事象を選択 する。

### 2.2.7 検出効率

原子核反跳の検出効率は2.2.4節で説明したカットを施したあとに評価を行う。検出効率は、全カ ット後のエネルギースペクトルの値を、Geant4 シミュレーションで推定された原子核反跳の検出 数で割った値と定義する。分母には、検出器応答を含まない理想的なシミュレーション結果を用い た。位置依存性をなくして検出器の全体的な応答を測定するために、<sup>252</sup>Cf 中性子線源からの中性 子を 6 方向から照射し、それらを照射時間で規格化して足し合わせたエネルギースペクトルを用い た。線源の位置は表 2.3にまとめている。測定されたスペクトルとシミュレーションされたスペク トルを図 2.30に示す。原子核反跳事象の検出効率の測定結果を図 2.31に示す。フッ素や炭素の原 子核反跳事象のエネルギー損失量は十分に大きいので、エネルギーの大きい範囲 (200 keV 以上) 原子核反跳事象の本質的な検出効率は原則として 100 % に収束するはずである。本研究の場合、 TOT/Length カットをガウスフィットの中心値でカットをかけているので 50 % に収束するはず である。検出効率が 50 % に収束しない理由は、ガスゲインが低い事によるトリガー効率の低下が 原因である。図 2.31中の赤線は、全てのカットを適用した場合の検出効率を示している。50-60 keV での原子核反跳事象の検出効率は 12.5 % であった。RUN22 の結果と比較すると、TOT/Length



図2.28: 全カット後のガンマ線除去能力。ピンクが TOT-sum/Length カットを用いた本研究の結果で、緑 が TOT-sum/Length カットを用いていない以前の結果である。本研究で導入した TOT/Length カットにより、50-70 keV のエネルギー領域で 2 桁の改善が得られた。



 図2.29: TOT-sum をガウスフィットした時の中心値のガス交換からの経過時間依存。左図が TOT-sum 補 正前で、右図が TOT-sum 補正後である。紫、青、水色、緑、ライトグリーン、黄色、赤がそれ ぞれ 50-60 keV bin、100-110 keV bin、150-160 keV bin、200-210 keV bin、250-260 keV bin、 300-310 keV bin、350-360 keV bin の TOT-sum の平均値のガス交換後の経過時間依存を示す。

方向		座標	
	x	y	z
+x	25.5	0	0
+y	0	25.5	0
+z	0	0	47.5
-X	-25.5	0	0
-y	0	-25.5	0
-Z	0	0	-47.5

表2.3: 検出効率測定のための<sup>252</sup>Cf線源の位置座標

カットでフィットの中心値をカットラインとしているため、検出効率は少し低く出ている。しかし、 ガンマ線の除去能力を2桁改善させた上で、検出効率をRUN22の解析に比べて2割程度の低減に 抑えることができた。



図2.30: 6 方向の加重平均スペクトル。黒が Geant4 シミュレーションで見積もられた検出器の反応数のスペ クトル。青が有効体積カットをかけた測定データのスペクトル。ピンクが全カットをかけた測定デー タのスペクトル。

# 2.2.8 角度分解能测定

<sup>252</sup>Cf 中性子線源からの高速中性子を用いて原子核反跳の角度分解能を評価する。線源の位置から見た3次元的な事象の位置を軸とした cosy の分布から見積もる。ここで、反跳角度 γ を図 2.32のように定義する。検出器の全体的な応答を測定するために、<sup>252</sup>Cf 中性子線源から高速中性子を6つの位置に設置して測定を行った(表 2.3参照)。角度分解能の評価では飛跡の前後判定の影響を考慮



図2.31: 原子核反跳の検出効率のエネルギー依存性。赤が本研究の解析結果、黒が RUN22 [59] の解析結果 である。



#### 図2.32: 反跳角度 γ の定義。

しないため、 $\cos\gamma$ の絶対値の分布について評価する。角度分解能を決定するために、シミュレーショ ンした  $|\cos\gamma|$ 分布に対して様々な角度分解能を考慮した分布と実測分布と比較する。ここで角度分 解能は、原子核反跳の方向と再構成された方向の角度差分布の 1 $\sigma$ の角度を意味する。50-100 keV、 100-200 keV、200-400 keV のエネルギー範囲において、それぞれの測定結果とフィットしたシミュ レーションの  $|\cos\gamma|$ 分布を図 2.33に示す。50-100 keV のエネルギー範囲では、58.1 $^{+5.7}_{-2.8}$ 。の角度 分解能が得られ、ここで得られた最小の  $\chi^2$ /d.o.f は 19.6/10 であった。50-100 keV、100-200 keV、 200-400 keV のエネルギー範囲におけるカイ 2 乗分布をそれぞれ図 2.34 (a), (b), (c) に示す。得 られた角度分解能の結果を図 2.35に示す。50-100 keV、100-200 keV、200-400 keV のエネルギー 範囲において、それぞれ角度分解能が  $(58.1^{+5.8}_{-2.8})$ °、 $(50.0^{+2.5}_{-1.2})$ °、 $(46.7^{+2.0}_{-0.8})$ °となった。



図2.33: (a)50-100 keV、(b)100-200 keV、(c)200-400 keV のエネルギー範囲における |cosγ| 分布。黒は <sup>252</sup>Cf 較正データ、青が Geant4 によるシミュレーションデータでのフィット結果。



図2.34: (a)50-100 keV、(b)100-200 keV、(c)200-400 keV のエネルギー範囲について、角度分解能を変化 させたときの  $\chi^2$  値。

### 2.2.9 飛跡の前後判定

図 1.10a、 1.10bのように、飛跡の前後判定を行うことで期待される分布のの非対称性が大きく なり、前後判定が可能であると暗黒物質探索の感度は約3倍良くなるという計算結果も報告されて いる [76]。ここまでに説明した解析では、原子核反跳の飛跡の前後の判定は行われていない。先行 研究 [58] では、図 2.13の下図をそれぞれ x 軸、y 軸に射影した分布 (図 2.36) から飛跡の前後判定 を行った。これは飛跡の1ストリップでのエネルギー損失量の非対称性を用いた手法である。飛



図2.35: 角度分解能のエネルギー依存性。誤差は図 2.34の  $\chi^2$  の最小値からの差が 1 となる  $\chi^2$  を持つ角度分解能である。

跡の前後判定の判断材料として用いることができる CF<sub>4</sub> ガス 76 Torr 中の F 原子核反跳の飛跡に 沿ったエネルギー損失量を図 2.37に示す。反跳原子核の走り始め位置 (Tail) から飛跡の止まる位 置 (Head) に向けてエネルギー損失量が低下していくような分布になる。図 2.37は 50、100、200、 400 keV のそれぞれのエネルギー損失量の様子を示している。エネルギー損失量は 1 ストリップの TOT の大きさと相関を持つ。そのため、図 2.36は図 2.37に検出器や回路の応答が加味された分布 が期待される。判定に、[58] の手法を踏襲して以下の式で定義される skewness (歪度) というパラ メータを用いた。

skewness 
$$x = \frac{\langle TOT(x) \cdot (x - \langle x \rangle)^3 \rangle}{\langle (TOT(x) \cdot (x - \langle x \rangle)^2)^{3/2} \rangle}$$
 (2.9)

skewness 
$$y = \frac{\langle TOT(y) \cdot (y - \langle y \rangle)^3 \rangle}{\langle (TOT(y) \cdot (y - \langle y \rangle)^2)^{3/2} \rangle}$$
 (2.10)

ここで x、y は座標を表している。TOT (x)、TOT (y) は x、y に対応するストリップの TOT を表 す。分子は 3 次のモーメントを表し、分母は 2 次のモーメントを 3/2 乗し全体として無次元化して いる。skewness は分布のは非対称性を表している。TOT 分布が対称であれば skewness は 0 とな る。[58] では、<sup>252</sup>Cf 線源の較正測定の原子核反跳成分を用いて前後判定の評価を行い、図 2.38の ように線源の照射方向の違いを分離することができた。ここで前後判定の分離能力の定義として

Headtail Power = 
$$\frac{N_{ture}}{N}$$
 (2.11)

を用いている。ここで N は全事象数、N<sub>true</sub> は正しく skewness によって前後が判定できている数 である。[58] では Headtail Power は 53.4  $\pm$  0.5 % を達成している。しかし [58] では、XY 平面に

垂直に再構成された事象を選択したり、図 2.38に示すように skewness の分布の中央付近の事象を 除去することで Headtail Power を大きくすることに成功している。一方で、Headtail Power を大 きくするために検出効率をかなり落としてしまっている。



図2.36: 図 2.13を X (Y) 平面に射影した時の分布。左図が x (アノード) で、右図が y (カソード) である。



図2.37: CF<sub>4</sub> 76 Torr 中の 50、100、200、400 keV の F 原子核のエネルギー損失量の様子。原子核が運動 を始めた位置を 0 mm として、飛跡に沿って図示している。

本研究では、再構成された検出器座標系の方位角方向によって skewness x と skewness y の使 い分けを行うことで、[58] と同等以上の Headtail Power を確保しながら検出効率の向上を目指 す。方位角が x 座標方向に向いているとき (0°  $\leq |\phi_{azi}|$ 45°) は skewness x を用い、方位角が y 軸 方向を向いているとき (45°  $\leq |\phi_{azi}| <$ 90°) は skewness y を用いる。NEWAGE0.3b"の測定で は skewness は再構成された検出器座標系の仰角方向と相関がある。図 2.39の上図に、<sup>252</sup>Cf 較正



図2.38: RUN14-18の解析の際の 50-100 keV、100-200 keV、200-400 keV のエネルギー範囲での skewness 分布の照射方向による違い [58]。赤が<sup>252</sup>Cf 線源を +x (+y) 方向から照射、青が<sup>252</sup>Cf 線源を-x (-y) 方向から照射した時の skewness x (y) 分布。

データにおける再構成された仰角方向  $\theta_{ele}$  を用いた  $\sin \theta_{ele}$  と skewness の相関を示す。このまま Headtail の判定を行うと判定に偏りができてしまうため、補正を行った。全方向からの照射をまと めた時の skewness x (y) と sin θ<sub>ele</sub> の分布 (図 2.39上図の 3 つの分布) に対して、3 次関数で近似 を行う。それぞれの分布で近似した3次関数による補正を行い、図2.39の下図のように左右対称な るように補正した。上記の補正後の skewness x 及び skewness y 分布によって Headtail の評価を 行う。図 2.40と 2.41は、<sup>252</sup>Cf 線源の較正測定に対してすべてのカットを施したデータを用いたさ まざまな skewness 分布である。照射方向に対して分布の違いが確認された。図 2.40を見ると、+x からの照射 (赤) と-x からの照射 (青)の skewness y の分布ではそれぞれの分布に違いはあまりな いが、skewness x の分布では分離が確認できる。y 方向の照射についても同様のものが確認できる (図 2.41)。50-100 keV のエネルギーで 52.4 % の Headtail Power を達成した。Headtail Power については表 2.4にまとめている。それぞれの照射方向での Headtail Power の誤差は、RUN (表 2.5参照) 毎に決定された Headtail Power の標準偏差である。全体の Headtail Power の誤差 は、各照射方向で得られた Headtail Power の標準偏差である。本研究では、skewness の補正の 方法を変え、さらにガスゲインの向上や ASD の閾値の調節から TOT の分布の感度が向上し、 図 2.38に示すような skewness のカットをかけていないにも関わらず、検出効率を保ったまま [58] と同等の Headtail Power を達成した。



図2.39: skewness と sin $\theta_{ele}$ の相関関係。上図が補正前、下図が補正後。左から、skewness x (-45°  $\leq \phi_{azi} < 45^\circ$ )、skewness y (45°  $\leq \phi_{azi} < 90^\circ$ )と skewness y (45°  $\leq \phi_{azi} < 90^\circ$ )の相関関係を示している。



図2.40: 上側の図は +x 照射と-x 照射の skewness x 分布。下側の図は +x 照射と-x 照射の skewness y 分布。



図2.41: 上側の図は +y 照射と-y 照射の skewness x 分布。下側の図は +y 照射と-y 照射の skewness y 分布。

エネルギー (keV)	+x (%)	-x (%)	+y (%)	-y (%)	平均值 (%)
50-100 keV	$52.2{\pm}0.9~\%$	$53.3 \pm 1.2 \%$	$52.2 \pm 1.1 \%$	$51.9$ $\pm 0.9$ %	$52.4 \pm 1.1 \%$
100-200 keV	$52.6 \pm 1.4 \%$	$53.2 \pm 1.2 \%$	$53.5 \pm 1.2 \%$	$52.5 \pm 1.0 \%$	$52.9 \pm 1.2 \%$
$200\text{-}400~\mathrm{keV}$	$53.3 \pm 1.6 \%$	$52.4 \pm 1.0 \%$	54.9 $\pm 2.8$ %	$53.8 \pm 1.6 \%$	$53.6 \pm 2.0 \%$

表2.4: 本研究で得られたそれぞれのエネルギー領域での Headtail Power

## 2.2.10 反跳方向に依存した検出効率

再構成される方向が偏りを持っているため、その偏りの依存性を抑制するため、再構成される方 向の相対的な検出効率を見積もった。50-100 keV のエネルギー範囲での前後判定を含めた原子核 反跳の相対的な方向依存性を測定した。検出器には、 $^{252}$ Cf 線源からの中性子を6つの位置に配置 して照射した (表 2.3)。この6つの測定値を測定時間で加重平均をとることで等方的な反跳を再現 できることを、Geant4 シミュレーションで確認している。方向に関しては、アノード・カソード の分布から再構成しているが、再構成方向は水平方向に偏る。そのため、シミュレーションの分布 と同じものが得られていると考え、補正をかける。シミュレーション分布との比較で補正された sin $\theta_{ele}$  が、一様になることを確認している。図 2.42に検出器座標 (図 2.3参照) における仰角  $\theta_{ele}$ と方位角  $\phi_{azi}$  の分布を示す。本研究では、飛跡の前後を判定しているので、前後判定込みの方向の 検出効率である。描画している前後の向きについては、事象の"到来 (tail)"方向に対する検出効 率である。検出器座標系での XY 平面、XZ 平面、YZ 平面周辺では効率が悪いことがわかる。XZ 平面と YZ 平面については、アノード・カソードストリップに沿ったトラック再構成が難しいため である。XY 平面に関しては、水平方向の事象を再構成するときに、解析的に方位角方向を決定で きないため大きな偏りが出てしまっている。



図2.42: 検出器座標系での事象の"到来 (tail)"方向に対する相対的な検出効率。

# 2.3 暗黒物質探索実験

NEWAGE-0.3b"を用いて方向に感度を持つ暗黒物質探索実験を行った。本章では、実験諸元およびその結果について述べる。

### 2.3.1 暗黒物質探索諸元

地下 2700 m に位置する神岡地下研究施設 Lab-B (36.25'N、137.18'E) にて、方向に感度を 持つ暗黒物質探索を行った。測定には、2.1.1節及び 2.2節で述べた NEWAGE-0.3b"を用いた。 LA $\mu$ -PIC 平面を床面に対して垂直に配置し、z 軸を S30°E (南から 30° 東)の方向に合わせた。 2017 年 12 月 12 日から 2020 年 3 月 26 日の間に 8 期間の測定を行った。標的ガスは CF<sub>4</sub> ガス 76 Torr (0.1 気圧) で、28×24×41 cm<sup>3</sup> (27.6 L)の有効体積中のガス質量は 10 g であった。全測 定を表 2.5にまとめた。図 2.43に観測量の積分値を示す。RUN ごとにそれぞれの  $\mu$ -PIC のアノー ド電圧値や ASD の閾値 Vth などの設定値を決定し、サブ RUN 毎にガスを交換している。RUN24 と RUN25 の間には GEM の交換を行っている。318.0 日間の測定で、総観測量は 3.18 kg·days で あった。検出器の安定性を確認するために、データ取得中に様々な環境パラメータをモニターして いる。

RUN	Date	ガスゲイン	測定時間 (days)	観測量 (kg·days)
RUN20-1	2017/12/12 - 2018/01/18	2000	13.5	0.135
RUN20-2	2018/01/23 - 2018/02/23	1750	20.0	0.200
RUN21	2018/02/28 - 2018/06/01	1550	58.6	0.586
RUN22-1	2018/06/06 - 2018/08/24	1110	52.5	0.525
RUN22-2	2018/09/20 - 2018/11/29	1200	60.5	0.605
RUN23	2018/12/05 - 2019/04/12	1750	45.9	0.459
RUN24	2019/04/26 - 2019/06/27	1800	49.4	0.494
RUN25	2020/03/04 - 2020/03/26	1950	17.6	0.176
合計	2017/12/12 - 2020/03/26		318.0	3.180

表**2.5:** 暗黒物質探索の各 RUN の開始時のガスゲインと測定時間、観測量。RUN22-1 と RUN22-2 は、[59] で解析されたデータである。

エネルギー較正と検出効率測定を約2週間ごとに実施した。図2.43にそれぞれガスゲインとエ ネルギー分解能、ドリフト速度の時間変化を示す。ガスゲインの減少は、ガスの劣化によるもので ある。暗黒物質探索中のデータのエネルギースケールは、ガスゲインの時間依存性を考慮して線形 的に補正した。エネルギー分解能は誤差の範囲内で時間依存性を示さなかった。エネルギー分解能 の平均値は12.4 %、標準偏差は3.0 % であった。事象再構成のためのドリフト速度は、測定され たドリフト速度から線形近似で補正した値を用いた。

## 2.3.2 事象選別

2.2.4節で述べた事象選択を測定データに適用した。例として、本研究で初めて解析対象とした RUN21のデータを示す。図 2.44、2.45、2.46、2.47は、それぞれ飛跡長、TOT-sum、TOT-sum/Length、Roundnessのエネルギー分布を示している。黒点が有効体積カット後の事象分布である。背景事象の大部分はトラック長が長く、TOT-sum が小さいことから、観測された事象のほとんどが電子反跳事象であることがわかる。本研究で追加したTOT-sum/Length カットによって背景事象の大幅な除去が可能となっている。全暗黒物質探索データにおいて、それぞれの較正データから決定されたカットラインを用いてこれらの事象選別を行った。図 2.48は、様々なカットを施した時の全暗黒物質探索データのエネルギースペクトルである。最終データには、統計誤差を示している。

[59] で解析された RUN22 との比較のために、検出効率で割った実効的なエネルギースペクトル を図 2.49に示す。RUN22 の結果と統計誤差の範囲で一致するエネルギースペクトルが得られてい ることがわかる。同等のエネルギースペクトルであり、統計量の増加 (3 倍) によって統計誤差が小 さくなっていることがわかる。



図2.43: RUN20-25 の観測量とガスゲイン、エネルギー分解能、ドリフト速度の RUN ごとの時間推移。灰 色の期間によって RUN が分かれている。上から、観測量、ガスゲイン、エネルギー分解能、ドリフ ト速度である。

図 2.50と 2.51は、最終事象の検出器座標系と銀河座標系でのスカイマップである。50-100 keV のエネルギー領域について、最終事象の  $\cos\theta_{CYGNUS}$  を再構成した。図 2.52に、再構成された エネルギーと  $\cos\theta_{CYGNUS}$  の分布を示す。 $\cos\theta_{CYGNUS}$  を 4 bin に分け、エネルギーについては 10 keV bin 毎に binning されている。

## 2.3.3 系統誤差

本測定で得られたデータから、暗黒物質と核子の散乱断面積の制限をつけるためには系統誤差を 適切に扱うことが必要である。考えられる系統誤差としては、ガスゲインやエネルギー分解能、検 出効率、角度分解能、Headtail Power などの不定性がある。その中でも、ガスゲインの不定性がエ ネルギーに直接影響を与えるために、最大の系統誤差となる。そのため、本研究ではガスゲインの



図2.44: 暗黒物質探索データ (RUN21)の Length とエネルギーの分布。黒点は有効体積カット後の事象、赤 点は全カット後の事象分布である。



図2.45: 暗黒物質探索データ (RUN21)の TOT-sum/Energy とエネルギーの分布。黒点は有効体積カット 後の事象、赤点は全カット後の事象分布。



図**2.46:** 暗黒物質探索データ (RUN21)の TOT-sum/Length<sup>1/α</sup> とエネルギーの分布。黒点は有効体積カッ ト後の事象、赤点は全カット後の事象分布。



図2.47: 暗黒物質探索データ (RUN21)の Roundness とエネルギーの分布。黒点は有効体積カット後の事 象、赤点は全カット後の事象分布。



図2.48: 各カットにおける暗黒物質探索のエネルギースペクトル。黒線、オレンジ線、青線、マゼンダ線、緑線はそれぞれ、カットなし、有効体積カット、Length-Energy カット、TOT-sum/Energy カット、 TOT/Length カット後のエネルギースペクトルである。エラーバー付きの黒い点は、Roundness カット後の最終的な事象である。

不定性を考慮する。ガスゲインの不定性は、主にエネルギー較正の不定性である。2.2.2節で説明し たように、ガスゲインは検出器内にある<sup>10</sup>Bが蒸着したガラスプレートによって得られたエネルギ - 較正の値を用いて求められる。図 2.53に RUN20-1 の<sup>10</sup>B と <sup>222</sup>Rn、<sup>220</sup>Rn のエネルギー較正 によって見積もられたガスゲインのガス交換時からの経過時間依存性を示す。ガスゲインの中心値 は、<sup>10</sup>B を用いたエネルギー較正で得られたガスゲインの時間推移 (図 2.53中の赤エラーバー付き の点)を線形近似することで補正され、決定される (図 2.53中の赤線)。<sup>10</sup>B を用いたエネルギー較 正についてのガスゲインの誤差  $\Delta G_{^{10}B}^{^{upper}}$  と  $\Delta G_{^{10}B}^{^{lower}}$  については、この線形近似で得られた傾きを 固定して、線形近似の切片を変化させた時の  $1\sigma$  の上限値と中心値との差を  $\Delta G_{10B}^{upper}$ 、  $1\sigma$  の下限 値と中心値との差を ΔG<sup>lower</sup>とする。さらに、中心値と高エネルギーのエネルギー事象の<sup>222</sup>Rn (図 2.53中の緑エラーバー付きの点) 及び <sup>220</sup>Rn (図 2.53中の青エラーバー付きの点)の結果の比較 によって、エネルギー較正の不定性を見積もる。222Rn を用いたエネルギー較正についてのガスゲ インの誤差  $\Delta G_{222}^{upper}$  と  $\Delta G_{222}^{lower}$  については、 $^{10}B$  の誤差の見積もり方と同様に、 $^{10}B$  の測定結果 の線形近似の切片を変化させた時の 1 $\sigma$ の上限値と <sup>10</sup>B で見積もられたガスゲインの中心値との差 を  $\Delta G_{^{222}Rn}^{^{upper}}$ 、 $1\sigma$  の下限値と中心値との差を  $\Delta G_{^{222}Rn}^{^{lower}}$  とする。 $^{220}Rn$  を用いたエネルギー較正に ついてのガスゲインの誤差  $\Delta G^{upper}_{220 Rn}$  と  $\Delta G^{lower}_{220 Rn}$  についても、 $^{222}Rn$  で求めた方法で見積もる。上 記のように見積もられた誤差を用いて、中心値を<sup>10</sup>B で見積もられたガスゲインの中心値として、



図2.49: 検出効率を考慮した暗黒物質探索の全データの実効的なエネルギースペクトル。エラー付きの赤点 は RUN20-25 のエネルギースペクトル。エラー付きの黒点は RUN22 のエネルギースペクトル。

全体のガスゲインの不定性  $\Delta G_{upper}$  と  $\Delta G_{lower}$  は以下のように定義する。

$$\Delta G_{upper} = \max(\Delta G_{10B}^{upper}, \Delta G_{222Rn}^{upper}, \Delta G_{220Rn}^{upper})$$
(2.12)

$$\Delta G_{lower} = \max(\Delta G_{10B}^{lower}, \Delta G_{222Bn}^{lower}, \Delta G_{220Bn}^{lower})$$
(2.13)

このようにして決められた誤差を図 2.53の青の領域に示す。この誤差は RUN ごとに決定され、 表 2.6に RUN ごとのガスゲインの誤差についてまとめる。10 % 以上の誤差が出ており、この誤差 は期待される WIMP の事象数に大きく影響する。50-60 keV のエネルギー領域では、ガスゲインの 誤差を ±10 % とすると、期待される WIMP (150 GeV/ $c^2$ )の事象数の誤差はそれぞれ +14.1 %、 -15.6 % となる。ガスゲインの系統誤差は、2.3.4節の解析の際に考慮している。

## 2.3.4 暗黒物質探索結果

WIMP によって期待される原子核反跳の方向分布にはエネルギーの依存性があり、図 1.10bの ような分布が予想される。RUN22の解析 [59] では、エネルギーを 10 keV bin ごとに cosθ<sub>CYGNUS</sub> 分布のフィッテイングを行い、制限を決定していた。この解析手法では、エネルギーの情報は離散 的になる。この問題を解決するために、本研究では Energy-cosθ<sub>CYGNUS</sub> 分布を用いて WIMP の 到来方向に感度を持った解析を行う。暗黒物質探索によって得られた事象の Energy-cosθ<sub>CYGNUS</sub>



図2.50: 検出器座標系における最終事象のスカイマップ。x (y) 軸は、図で定義した方位角 φ<sub>azi</sub> (仰角 θ<sub>ele</sub>) である。橙点、赤点、ピンク点、紫点、青点はそれぞれ 50-60 keV、60-70 keV、70-80 keV、80-90 keV、90-100 keV のエネルギーを示してる。背景のカラーバーは銀河座標系での到来方向の相対的な検出効率。

3.1	71
	1.1
10.7	1.4
14.2	0.7
14.8	1.5
17.4	2.4
14.2	1.0
12.1	1.9
0.8	10.5
	10.7         14.2         14.8         17.4         14.2         12.1         0.8

表2.6: RUN ごとのガスゲインの系統誤差。



図2.51: 銀河座標系における最終事象のスカイマップ。x (y) 軸は銀河の経度 (緯度)。橙点、赤点、ピンク 点、紫点、青点はそれぞれ 50-60 keV、60-70 keV、70-80 keV、80-90 keV、90-100 keV のエネル ギーを示してる。銀河中心の方向は (0,0)、はくちょう座の方向は (-90,0) である。カラーバーは銀 河座標系での到来方向の相対的な検出効率。

分布は図 2.52である。表 2.7の値に従って得られる期待される WIMP (150 GeV/ $c^2$ )の Energycos $\theta_{CYGNUS}$ 分布を図 2.54に示す。測定データと期待される分布の bin については、エネルギー bin はエネルギー分解能を考慮して 10 keV/bin に分割し、少ない統計量のため cos $\theta_{CYGNUS}$  bin は 4 bin にした。

WIMP による Energy- $\cos\theta_{CYGNUS}$  分布の異方性の可能性を見積もるために、"Binning Likelihood ratio" という手法を用いる。フィッテイングによって最小化する  $\chi^2$  を次のように定義 する。

$$\chi^2 = 2\sum_{i=0}^n \left[ \left( N_i^{\text{exp}} - N_i^{\text{data}} \right) + N_i^{\text{data}} \ln\left(\frac{N_i^{\text{data}}}{N_i^{\text{exp}}}\right) \right] + \sum_{j=0}^{\text{nRUN}} \alpha_j^2$$
(2.14)

$$N_{\rm exp}^i = A \times N_{\rm sig}^{\rm MC}(\xi \pm \alpha_j \sigma_j)$$
(2.15)

$$\alpha_j = \frac{\xi}{\sigma_j} \times wT_j \tag{2.16}$$

 $\chi^2$ の1項目の添字は Energy-cos $\theta_{CYGNUS}$ 分布の Bin 数であり、 $N_i^{exp}$ は期待される WIMP の事象数である。 $N_{exp}^i$ について、A は WIMP-陽子散乱断面積に依存している値である。 $N_{sig}^{MC}$ は、



図**2.52:** 50-100 keV のエネルギー領域の最終事象についての Energy-cosθ<sub>CYGNUS</sub> の分布。

WIMP 速度分布	Maxwellian
実験室速度	$V_{\rm lab} = 220 \ \rm km/sec$
脱出速度	$v_{\rm esc} = 650 \ {\rm km/sec}$
局所的ハロー密度	$\rho_{DM}=0.3~{\rm GeV/c^2/cm^3}$
<sup>19</sup> F のスピン係数	$\lambda^2 J(J+1) = 0.647$
エネルギー分解能	$\epsilon = 12.4 \pm 3.0~\%$
角度分解能 (50-100 keV)	$\kappa = 58.1^{+5.8}_{-2.8}$ degree
Headtail Power	$52.4 \pm 1.1 \%$
検出効率	図 2.31
到来方向に依存する検出効率	図 2.42

表2.7: 宇宙物理学的パラメータ、原子核の形状因子、方向解析に用いた検出器の応答



図**2.53:** RUN20-1 における <sup>10</sup>B と <sup>222</sup>Rn、<sup>220</sup>Rn のガスゲインの経過時間依存性。赤、青、緑がそれぞれ <sup>10</sup>B と <sup>222</sup>Rn、<sup>220</sup>Rn で見積もられたガスゲインの値。青色の領域が見積もったガスゲインの系統 誤差。

表 2.7の値と WIMP の質量とガスゲインのずれを用いてモンテカルロシミュレーションによって 得られる。 $\chi^2$ の2項目については、ガスゲインの系統誤差を考慮するためにプルタームとして  $\alpha_j$ を導入している。この  $\alpha_j$ は RUN ごとにガスゲインの系統誤差  $\sigma_j$ によって決まっていて、その RUN の Live time で重み付けしている ( $wT_j$  = subLivetime<sub>j</sub>/sumLivetime)。考えられるガスゲ インのずれを  $\xi$  としている。

測定データは期待される分布を用いて、 $\chi^2$ を最小化することでフィットした。WIMP-陽子 散乱断面積  $\sigma_{\chi-p}$  とプルターム  $\alpha$  をフィッティングパラメータとして扱った。WIMP-陽子散 乱断面積とガスゲインの値を変化させて計算した  $\chi^2$  の値を図 2.55に示す。その結果、 $\sigma_{\chi-p}$  が 18.5 pb、 $\alpha$  が 0.12 で、 $\chi^2$  の最小値は 3.3 であった。図 2.56左にベストフィットの期待される Energy-cos $\theta_{CYGNUS}$  分布を示す。

系統誤差と統計誤差が大きく得られたため、WIMP-陽子散乱断面積は有意ではない。そのため、 スピンに依存する WIMP-陽子散乱断面積に 90 % の信頼度 (C.L.)の上限を設定する。尤度比 *L* は次のように定義される。

$$\mathcal{L} = \exp\left(-\frac{\chi^2(\sigma_{\chi-p}) - \chi^2_{\min}}{2}\right)$$
(2.17)

ここで、 $\chi^2(\sigma_{\chi-p})$ と $\chi^2_{\min}$ は、それぞれ $\sigma_{\chi-p}$ を変化させて計算された $\chi^2$ の値と $\chi^2$ の最小値で


図2.54: 50-100 keV のエネルギー領域の期待される WIMP 事象数の Energy-cosθ<sub>CYGNUS</sub> の分布。WIMP の質量を 150 GeV/c<sup>2</sup>、WIMP-陽子散乱断面積 1 pb として、本測定での検出器応答、観測時間を 考慮した期待される事象数である。



図2.55: WIMP-陽子散乱断面積とガスゲインの値を変化させて計算された  $\chi^2$  の値。

ある。WIMP-陽子散乱断面積の 90 % C.L. 上限  $\sigma_{\chi-p}^{\text{limit}}$  は以下のように決定する。

$$\frac{\int_{0}^{\sigma_{\chi-p}^{\text{limit}}} \mathcal{L} d\sigma_{\chi-p}}{\int_{0}^{\infty} \mathcal{L} d\sigma_{\chi-p}} = 0.9$$
(2.18)

計算された尤度比を図 2.58に示す。スピンに依存する散乱断面積の 90 %C.L. 上限は次のように求められた。

$$\sigma_{\chi-p}^{\text{limit}} = 37 \text{ pb at } 150 \text{ GeV/c}^2 \tag{2.19}$$

また、90 % C.L. の上限値を用いて計算された Energy-cosθ<sub>CYGNUS</sub> 分布を、図 2.57右に示す。



図2.56: ベストフィットの Energy- $\cos\theta_{\text{CYGNUS}}$ 分布。図2.57: 90 % C.L. の Energy- $\cos\theta_{\text{CYGNUS}}$ 分布。 WIMP の質量は 150 GeV/ $c^2$ 。WIMP の質量は 150 GeV/ $c^2$ 。

同様の解析を様々な WIMP 質量について行い、散乱断面積の上限値をそれぞれ得た。図2.59は、 スピンに依存する WIMP-陽子散乱断面積の 90 % C.L. の上限値を WIMP 質量の関数として示し たものである。この結果は、前後判定を用いて"到来"方向に感度を持った手法におけるスピンに依 存する WIMP 探索において、RUN14-18 の到来方向に感度を持つ解析結果 [58] よりも1 桁程度制 限を更新している。これは、LAµ-PIC 検出器の表面背景事象の低減によるものである。さらに、ガ ンマ線除去による統計量の増加 (3 倍) により、RUN22 の解析より 1.5 倍程度厳しい制限を与えた。



図**2.58:** Likelihood ratio 分布。緑部分の領域が全領域の 90 % を示す。スピンに依存する WIMP-陽子散乱 断面積の 90 % C.L. である  $\sigma_{\chi-p}^{\text{limit}}$  は 37 pb である。



図2.59: WIMP の質量に対するスピンに依存する WIMP-陽子散乱断面積の 90 % C.L. 上限値の制限曲線。 赤線が本研究の "到来"方向に感度を持った手法による結果である。緑線は RUN22 の方向に感度を 持った手法による結果 [59]、紫線が RUN14-18 の "到来"方向に感度を持った手法による結果 [58]、 灰色線は RUN14 の方向に感度を持った手法による結果 [67]、青線はガス検出器であるが、方向に 感度を持った解析は行っていない DRIFT [57] の制限曲線。灰色の領域は DAMA/LIBRA [50] に よって許されている領域。

## 第3章

# 陰イオンガス TPC の開発

NEWAGE において削減すべき主なバックグラウンドは  $\mu$ -PIC などの検出器に含まれる放射性 不純物由来の  $\alpha$  線であるということを1.5.3節で述べた。削減手法としては  $\mu$ -PIC などの検出器自 体に含まれる不純物を減らすという手法と、この  $\alpha$  線を事象の位置情報を用いてカットするという 手法がある。2章では前者の手法を用いており、LA $\mu$ -PIC を用いた NEWAGE0.3b"によって  $\alpha$  線 の削減に成功し、感度を向上させた。後者の手法として陰イオンガスを用いた  $\mu$ -TPC (NITPC) の開発を進めている。NITPC (Negative Ion Time Projection Chamber)では、複数種類の陰イ オンがドリフトすることにより、それらの到達時間差を用いて事象の z 方向 (ドリフト方向)絶対 位置を決定することができる。3.1節で NITPC の動作原理を説明し、以降の節で NITPC の開発

## 3.1 陰イオンガス TPC

従来の μ-TPC では、荷電粒子が通ったときに生じる電離電子が μ-TPC 内のドリフト電場によ ってドリフトされる。NITPC では、電離電子が電気陰性度の高いガスに捕獲され、陰イオンを生 成、この生成された陰イオンがドリフト電場中をドリフトする。重いイオンがドリフトするため、 従来の電子ドリフトに対してガス拡散が非常に小さくなることが期待される。ドリフトしてきた 陰イオンは高電場領域で電子を脱離し、その電子によってアバランシェ増幅が起きると考えられ る。このように生成された増幅電子は μ-PIC などの MPGD で読み出すことができる。図 3.1に NITPC の動作原理の概略図を示す。

### 3.1.1 マイノリティキャリアの観測

DRIFT (Directional Recoil Identification from Tracks) グループによって大型の NITPC を 用いた暗黒物質探索が行なわれてきた [77]。近年、NITPC におけるマイノリティキャリアと呼 ばれる新しい信号の観測により、ドリフト方向に対しても有効体積カットできるようになった。 NITPC で生成される陰イオンは通常1種類であるが、CS<sub>2</sub> ガスに少量の O<sub>2</sub> ガスを混合すること



図3.1: NITPC の動作原理の概略図。TPC 内で荷電粒子による電離 (Ionnization) が起き、直ちに陰イオン ガスにより電子捕獲 (Attachment) される。電子捕獲により生成される陰イオンが電場中をドリフト し、GEM などの高電場領域に到達すると電子脱離 (Detachment) が生じる。脱離した電子が加速さ れ、アバランシェ増幅が起き、その電荷を読み出し面で読み出す。

で複数の陰イオンが生成されることが確認された [77]。これら複数の陰イオンのうちで、もともと 存在していた陰イオン以外のものをマイノリティキャリアと呼ぶ。複数のマイノリティキャリアは ドリフト速度が違うために MPGD で読み出される時間差が生じる。速度の違う複数のマイノリテ ィキャリアを観測した波形が図3.2である。マイノリティキャリアを持つ NITPC では信号のそれ



図**3.2:** 複数種類の陰イオンを持つの NITPC の信号波形。CS<sub>2</sub> ガス 30 Torr、O<sub>2</sub> ガス 1 Torr、CF<sub>4</sub> ガス 1 Torr を使用している。I は CS<sub>2</sub><sup>-</sup> による信号で、S、P、D はマイノリティキャリアによる信号であ る [78]。

ぞれのピークの時間差によって解析的に3.1式でZの絶対位置を計算することができる。

$$z = (t_{\rm a} - t_{\rm b}) \frac{v_{\rm a} v_{\rm b}}{(v_{\rm b} - v_{\rm a})}$$
(3.1)

ここで、a、b は違う種類の陰イオンであり、図3.2では I、S、P、D と表記されている。v はドリフト速度、t は到達時刻である。DRIFT グループによる Z の絶対位置の分解能は約 1.6 mm と測定された。

#### 3.1.2 SF<sub>6</sub> ガス

ガスゲインとマイノリティキャリアの生成から CS<sub>2</sub> ガスは魅力的であるが、揮発性、有毒性と いった性質を持つため取り扱いが難しい。そうした中、CS<sub>2</sub> ガスに変わる新しい陰イオンガスの候 補として SF<sub>6</sub> ガスが N.S.Phan によって提案された [79]。SF<sub>6</sub> ガスは工業的に絶縁ガスと使われ ており、ガス検出器ではクエンチングガスとしても使用されている。SF<sub>6</sub> ガスの性質を CS<sub>2</sub> ガス と比較して表3.1に示す。

表3.1: SF<sub>6</sub> ガスと CS<sub>2</sub> ガスの性質

	$CS_2$ (二硫化炭素)	SF <sub>6</sub> (六フッ化硫黄)
化学的性質	可燃性、有毒、揮発性	不燃性、無毒、無揮発
分子量 [g/mol]	76.139	146.06
密度 [g/cm <sup>3</sup> ]	1.261	$6.164 \times 10^{-3}$
W 値	34.3  eV[80]	34.0 eV [81]

N.Phan による厚さ 400 $\mu$ m の Thick-GEM を用いた測定では CS<sub>2</sub> と同じようにマイノリティキ ャリアが観測されており、低圧力下 20 Torr 中でも十分なガスゲインが得られている。図3.3に観 測された SF<sub>6</sub> の波形を示す。波高の大きいピークをメインピーク、波高の小さいピークをマイノリ ティピークと呼ぶ。マイノリティピークの大きさは、メインピークに対して 3 % 程度である。

### 3.1.3 NEWAGE での NITPC

N.Phan による SF<sub>6</sub> ガスでのマイノリティキャリアの発見の報告以降、NEWAGE では様々な 先行研究が行われてきた。SF<sub>6</sub> ガスを用いた NITPC の <sup>55</sup>Fe の X 線源による信号の検出、マイ ノリティキャリアの検出を行い [82]、様々なガス圧力パラメータでのガスゲインの見積もりを行 った [83]。SF<sub>6</sub> イオンはドリフト速度が遅いため、読み出しの積分時間を 1  $\mu$ s 程度にする必要 がある。その読み出し回路の開発も行われている ([84]、[85])。本研究では、SF<sub>6</sub> ガスを用いた NITPC での暗黒物質探索を実現するために、z の絶対位置の決定と 3 次元飛跡の同時検出 (3.2節) と Garfield++ シミュレーションの開発 (3.3節) を行った。



図3.3: N.Phan による SF<sub>6</sub> ガスを用いたマイノリティキャリアの観測。ドリフト距離は約 58cm、ガス圧力 は 20 Torr である。SF<sub>6</sub> ガスのマイノリティキャリアは SF<sub>5</sub> だと考えられている [79]。

## 3.2 陰イオンガス TPC 開発 (ハードウェア)

NITPC を用いる最大の動機は、マイノリティキャリアによる z 方向 (ドリフト方向)の絶対位 置を決定できることである。NEWAGE の現在の主な背景事象は検出器表面事象であり、z 方向に 対して有効体積を決定することができれば、μ-PIC やドリフト面付近の事象を選別することができ る。本研究では SF<sub>6</sub> ガス 20 Torr を用いて z の絶対位置再構成の z 依存性について評価を行い、z の絶対位置再構成と 3 次元飛跡の同時検出を行った。

#### 3.2.1 z の絶対位置再構成の原理

SF<sub>6</sub>を用いた NITPC ではメインキャリアとして SF<sub>6</sub><sup>-</sup> が、マイノリティキャリアとして SF<sub>5</sub><sup>-</sup> が ドリフトすることが考えられる。この 2 種類のキャリアはそれぞれ異なるドリフト速度を持ってい るため、 $\mu$ -PIC などの読み出し面への到達時間に差が生じる。この時間差とそれぞれのドリフト速 度から式 3.2を用いて z の絶対位置再構成が可能になる。

$$z_{\rm absolute} = \Delta t \cdot \frac{v_{\rm SF_6^-} \times v_{\rm SF_5^-}}{v_{\rm SF_5^-} - v_{\rm SF_6^-}}$$
(3.2)

図 3.4に z の絶対値再構成の仕組みについての概略図を示す。SF<sub>6</sub> ガスにおける陰イオンのメイン キャリアとマイノリティキャリアの生成過程は3.3、3.4、3.5式で表される。

$$SF_6 + e^- \to SF_6^{-*} \tag{3.3}$$

$$SF_6^{-*} + SF_6 \to SF_6^- + SF_6 \tag{3.4}$$

$$SF_6^{-*} \to SF_5^- + F \tag{3.5}$$

SF<sub>6</sub><sup>-\*</sup> は準安定状態であり、続く3.4、3.5式による衝突反応によって SF<sub>6</sub><sup>-</sup> と SF<sub>5</sub><sup>-</sup> が生成される。 0.1 eV 程度の低いエネルギーでは3.4式の散乱断面積が大きいため、ドリフト領域ではたいてい SF<sub>6</sub><sup>-</sup> が生成される [86]。N.Phan の測定によると、ガス圧力 20 Torr、ドリフト電場 1kV/cm の測 定条件において、SF<sub>5</sub><sup>-</sup> の生成率は SF<sub>6</sub><sup>-</sup> の 3 % 程度であった [79]。そのためマイノリティキャリア の検出には、十分なガスゲインと適切な読み出し回路が必要である事がわかる。この、3 % のマイ ノリティキャリアを検出するのに必要なガスゲインは、2000 程度であるが、これは我々の先行研 究で達成している。さらに、 $\mu$ -PIC の 1 ストリップ毎でのマイノリティキャリアの検出も達成し た [87]。z の絶対位置の再構成が可能であることが分かったので、本研究では絶対位置決定の z 依 存性を評価し、z の絶対位置再構成と 3 次元飛跡の同時検出を行う。



図3.4: NITPCのzの絶対位置再構成の仕組み

## 3.2.2 NEWAGE 0.1c 検出器

#### 検出器

本研究では、NEWAGE 0.1c という検出器を用いて測定を行った。NEWAGE 0.1c の模式図と断 面図を図 3.5と図 3.6に示す。直径 64 mm の銅リングを用いてドリフトケージを作成し、銅リング を 50 MΩ の抵抗で鎖状につないでいる。ガス増幅と電極読み出しには、GEM が 2 枚と 10 cm 角の μ-PIC を用いる。有感体積は、アノードが 12.8 mm (32 ストリップ)、カソードが 25.6 mm (64 ス トリップ)、ドリフト方向に 144 mm の大きさである。検出器座標系の中心は GEM1 の中心である。 真空容器の内側にある <sup>241</sup>Am を磁石で操作できるようになっているため、ほとんど同じガス状態 で線源の位置を変えて測定することが可能となる。ドリフト速度測定用に (75 mm,0 mm,89 mm) の位置に PIN フォトダイオードを置いている。検出器の構成について表 3.2にまとめる。



図**3.5:** NEWAGE0.1c 検出器の模式図。SF<sub>6</sub> ガスを 20 Torr で動作させる。磁石で 241Am の位置を操作で きるようになっている。

有感体積	$12.8 \times 25.6 \times 144 \text{ mm}^2$	
Drift Plane	-7.12 kV	
GEM1 (TOP,BOTTOM)	(-1540 V,-1370 V)	
GEM2 (TOP,BOTTOM)	(-800 V,-550 V)	
$\mu\text{-}\mathrm{PIC}$ (anode, cathode)	(400 V,0 V)	
GEM1 と GEM2 間距離	$3 \mathrm{mm}$	
GEM2 と µ-PIC 間距離	$3 \mathrm{mm}$	

表3.2: NEWAGE 0.1 c 検出器の諸元と本測定の動作パラメータ。



図3.6: NEWAGE0.1c 検出器の断面図。z=89 mm の高さにに PIN フォトダイオードを設置している。

#### 読み出し回路

2次元飛跡読み出しを行うには大量のストリップ信号を読み出す必要がある。本実験では KEK の測定器開発グループによって製作された液体アルゴン用のアナログ・デジタルボードを用い た(図3.7)[88]。アナログボードには ASIC チップ (LATRS 2014)が 2 個実装されており、合 計 64 チャンネルの信号を処理できる。増幅率は約 9.0mV/fC、等価雑音電荷 (Equivalent Noise Charge,ENC)は 300pF の検出器容量に対して 2000 以下、シェーピングタイムは 1µs、ダイナミ ックレンジは-100fC~100fC である。本測定で使用した 10 cm角の µ-PIC の 1 ストリップ当たり の検出器容量は約 100pF であり、アナログボードに接続した際の ENC は 7000 程度であった。ア ナログボードに実装した事によって、チップ単体よりも ENC が悪くなっている。アナログボード で整形された波形はデジタルボードに送られる。デジタルボードには、ダイナミックレンジ 2V の 12bitADC と FPGA (ARTIX-7 XC7A200T-2FFG1156C) が実装されており、デジタル化された 波形情報を FPGA で処理し、イーサネット経由で PC に送信する。本実験ではサンプリング周波 数 2.5 MHz、サンプリング数 4000 でデータを取得した。PC と FPGA のデータ通信には KEK で 開発された DAQ-Middleware を用いた。

本測定では、2種類のトリガーを用いた。1 つ目は PIN フォトダイオードによるトリガーであ る。<sup>241</sup> Am 線源からの 5.4 MeV の  $\alpha$  線は、SF<sub>6</sub> ガス 20 Torr では 30 cm 程度の飛程を持つため、 有感体積を通過してきた  $\alpha$  線を PIN フォトダイオードによって検出できる。PIN フォトダイオー ドに入射した  $\alpha$  線を CREMAT 社の CR-110 を用いたチャージアンプによって読み、閾値を超え るとトリガーが発行される。これによって事象が起きた時刻を PIN フォトダイオードで取得し、  $\mu$ -PIC で検出した時刻との時間差を用いることで陰イオンガスのドリフト速度を測定することが できる。以降 PIN フォトトリガーと呼ぶ。2 つ目はセルフトリガーである。有感体積の x 軸での PIN-PD 側の3ストリップを"Trigger strip"(図 3.8の緑)とし、その3ストリップをまとめた信 号をチャージアンプに入力し、トリガーを発行する。以降、セルフトリガーと呼ぶ。



(a) Analog Board

(b) Digital Board

図3.7:本測定に用いた液体アルゴン用アナログ・デジタルボード。(a)アナログボードには ASIC チップ (LTARS2014)が2ヶ実装されている。(b)アナログボードからの入力は ADC チップにより AD 変 換され、基板中央に位置する FPGA によって処理される。

#### ガス循環

SF<sub>6</sub> ガスを用いた NITPC はガス中の水分量によってメインピークとマイノリティピークの分離 精度が悪くなることが知られている [87]。そのため、本研究ではゼオラムによるガス循環を行う。 図 3.9のようにゼオラムと循環ポンプを用いて循環を行う。循環の途中にフローメータと露点計 (Vaisala DMT152)を設置している。流量は 2.5 L/min になるようにニードルバルブで調整し、露 点計で検出器中の水分量をモニターしている。図 3.10にガス注入後と循環開始後の検出器内の水 分量の様子を示す。循環ポンプを回すまでは水分量が上昇している。これはガス中の水分と、検出 器からの H<sub>2</sub>0 のアウトガスによるものだと考えられる。循環開始後に検出器内の水分量は低下し、 約 1000ppm 程度になる。1500 ppm 以下をガス純度が良いとして、1500 ppm 以上の時のデータ は使わないことにする。

#### ドリフト速度測定

検出器内部の z=89 mm の位置にある PIN フォトダイオードを用いて、SF<sub>6</sub><sup>-</sup>のメインキャリア と SF<sub>5</sub><sup>-</sup>のマイノリティキャリアのドリフト速度を測定した。<sup>241</sup>Am 線源の位置を z=89 mm に磁 石で移動させ、PIN フォトトリガーを用いて測定を行った。μ-PIC によって取得した波形の 1 つ を図 3.11に示す。アノードについては、全ストリップに渡って信号が確認され、それぞれの波形の



図3.8: NEWAGE 0.1c 検出器のデータ取得図 [87]。アナログボード 2 枚とデジタルボード 2 枚で読み出す。 トリガーはセルフトリガーと PIN フォトダイオード (PIN-PD) によるトリガーがある。

ピーク時刻が揃っている。カソードについては、一部のストリップで信号が確認され、アノード同 様それぞれの波形のピーク時刻が揃っている。このアノードとカソードの波形より、本事象はアノ ードに垂直に、カソードに平行な飛跡であることがわかる。アノードでは波高値の大きなメインピ ークと波高値の小さいマイノリティピークが確認できる。マイノリティピークはストリップによっ ては確認できない。これはストリップごとのエネルギー損失量やガスゲインが少し異なっているた めである。

取得された波形を解析して、マイノリティピークを探した。ROI<sub>minority</sub> を図 3.11に破線で示す ようにメインピークの波形の立ち上がり 40 mV の時刻から 600 µs 前の領域と決定し、ROI<sub>minority</sub> 領域でマイノリティピークを探す。マイノリティピークの閾値を 40 mV に設定し、ストリップ毎 に閾値を超えるピークを探す。1 ストリップの波形から検出されるマイノリティピークが複数ある 場合は、波高値の最も高いものを選択する。閾値を超えずマイノリティピークが検出されない場合、 そのストリップは SF<sub>5</sub> のドリフト速度測定や z の絶対位置再構成には用いない。

まず、メインピークを用いて SF<sub>6</sub><sup>-</sup>のドリフト速度を求める。<sup>241</sup>Am 線源の位置が z=89 mm の ときに PIN フォトトリガーを用いた時のメインピークの時間分布は図 3.12のようになる。このピ



図3.9: NEWAGE 0.1c 検出器のガスシステム。ゼオラムがガス中の水蒸気を吸着する。



図3.10: 検出器中の SF<sub>6</sub> ガスの水分量。赤点が水分量、緑線がガス注入時間、青線が循環ポンプを回し始めた時間。



図3.11: PIN フォトトリガーによる事象のストリップ波形。左がアノード、右がカソードである。

ークをガウスフィットし、その中心値を用いてドリフト速度を計算すると、

$$v_{\rm SF_{-}} = 83.4 \pm 0.1 \text{ mm/ms}$$
 (3.6)

であった。同様に、マイノリティピークを用いて SF<sub>5</sub> のドリフト速度を求めると (図 3.13)、

$$v_{\rm SF_6^-} = 88.9 \pm 0.1 \text{ mm/ms}$$
 (3.7)

のように計算された。

これらのドリフト速度を用いて z の絶対位置を再構成した。閾値を超えるピークがあるストリップの数を  $N_{\text{minority}}$  とし、再構成される z の絶対位置再構成に必要な  $\Delta t$  を以下のように決定した。

$$\Delta t = \frac{1}{N_{\text{minority}}} \sum_{i}^{N_{\text{minority}}} \Delta t_i$$
(3.8)

 $\Delta t_i$ はマイノリティピークを検出できたストリップのメインピークとマイノリティピークの時間差 である。上記で求められた 2 種類のドリフト速度を用いて、式 3.2に代入すると z の絶対位置を再 構成できる。再構成された z の絶対位置分布は図 3.14であり、分布の中心位置が  $z_{absolute}$ =89 mm 付近になっていることが確認できる。この分布に対してガウスフィットした結果、ガウスの中心値 は 90.7±3.9 mm であり、誤差の範囲で線源の位置と一致している。z の絶対位置再構成の 1 事象 に対する分解能は 8.1 mm であった。



図3.12: PIN フォトトリガーによるメインキャリアの到達時間分布。



図3.13: PIN フォトトリガーによるマイノリティキャリアの到達時間分布。

## 3.2.3 NITPC 性能評価

<sup>241</sup>Am 線源の z の位置を変化させることで絶対位置再構成の z 依存性を評価した。この測定で は、セルフトリガーを用いた。セルフトリガーであるため、図 3.6の  $\alpha$  線のように  $\theta_{XZ}$  の大きさが 様々なものが取得される。z の位置が決定している事象を選択するために、ストリップごとのメイ ンピークの位置を用いて  $\theta_{XZ}$  を再構成し、-5° <  $\theta_{XZ}$  <+5°の事象を選択する。さらに、マイノ リティピークの見つからない事象はカットする。マイノリティピークの探索手法は前節と同様の手



図3.14: 再構成された z の絶対位置分布。1 事象に対する z の絶対位置決定の分解能は 8.1 mm であった。

法を用い、z の絶対位置の再構成をする。図 3.15に  $^{241}$ Am 線源の位置を z=70 mm、z=120 mm とした時の z の絶対位置再構成の分布を示す。このように線源の z の絶対位置が変化することによ って再構成される z の絶対位置が異なることを確認した。



図**3.15:** それぞれの<sup>241</sup>Am 線源位置で再構成された z の絶対位置分布。青が<sup>241</sup>Am 線源位置 z=70 mm、 赤が<sup>241</sup>Am 線源位置 z=120 mm である。

次に <sup>241</sup>Am 線源の位置を 40 mm から 140 mm まで 10 mm ずつ変化させた。それぞれの位置 で z の絶対位置再の構成を行い、その z の絶対位置分布をガウスフィットした時の中心値をそれぞ れの測定の  $z_{absolute}$  とする。再構成される  $z_{absolute}$  の  $\alpha$  線の z の絶対位置依存性は図 3.16のよう

になる。青点がそれぞれの測定で再構成された z<sub>absolute</sub> であり、赤線は y=x の直線である。再構成される z の絶対位置が α 線の通る z の絶対位置と等しくなっていることがわかる。



図3.16: *α* 線の z の絶対位置と再構成された z の絶対位置の関係。青点が再構成された z の絶対位置、赤線 が y=x の直線である。

図 3.17では、1 事象に対する z の絶対位置再構成の分解能の z 依存性を示している。z が大きく なるほど分解能が悪くなっていることがわかる。分解能が悪くなる原因は、主にガス拡散が効いて いると思われ、その他の原因としては、z が大きいとマイノリティピーク探索の際に z の絶対位置 が低く再構成されやすくなっているためである (図 3.15中の赤)。この原因は理解されていないが、 メインピークとマイノリティピークとの間に別のキャリアが存在している可能性が考えられる。こ れに関しては、ガス純度をより良くすれば、別のキャリアの割合は減ると思われる。z=110 mm に 関して分解能がよく評価されているが、上記の別のキャリアのドリフト速度が関わっているのでは ないかと考えているが、明確な原因は分かっていない。

図 3.18にトリガーにかかった数に対するマイノリティピークの検出効率を示す。α線の検出効

率はほとんど 100 % であるため、実質マイノリティピークの検出効率である。z=40 mm の位置で はメインキャリアとマイノリティキャリアの到達時間差が短いため、メインピークとマイノリティ ピークの分離能力が悪く、検出効率が低くなっている。検出効率は、他すべての z 位置で 30 % 程 度と低く、主な理由はガスゲインが低いためである。本測定のガスゲインは、GEM の放電によっ て抑制されており、1500 程度であった。読み出し回路のゲインを考慮すると不十分なガスゲイン であった。こうした問題を克服するために、LTARS2018 という新しい回路の開発が進められてい る。LTARS2018 では "Low gain" と "High gain" の 2 種類の回路を用いることでメインピークと マイノリティピークのどちらも読み出せるようなものとなっている [85]。これによってマイノリテ ィピークの検出効率は向上すると考えられる。z=30 mm 以下に関しても同様に測定したが、メイ ンピークとマイノリティピークの波形分離が難しく、正しく再構成されなかった。波形分離を良く するためには、主にドリフト速度が必要とされる。ドリフト速度が遅いことにより、電荷の収集時 間分布の分解能が悪くなり、波形がなまってしまう。本測定では、電場が 380 V/cm であり、ドリ フト速度はかなり低くなっている。将来的には 1 kV/cm の電場が形成できれば、z の絶対位置再 構成が可能な領域が広がり、z の位置分解能が向上すると思われる。



図3.17: z の絶対位置再構成の分解能の z 依存性。

図3.18: マイノリティピークの検出効率。

上記のようにマイノリティキャリアを用いて z の絶対位置の再構成が可能であることがわかった。図 3.19に、z の絶対位置の再構成と 3 次元飛跡の同時検出の様子を示す。線源の位置による飛跡の z 方向の分離が確認でき、<sup>241</sup>Am 線源の位置から放出されている α 線の様子が再構成できている。世界で初めて NITPC を用いて z の絶対位置の再構成と 3 次元飛跡の同時検出に成功した。

本実験で、z=40 mm から 140 mm までの z の絶対位置の再構成を可能とし、z の絶対位置の再 構成と 3 次元飛跡の同時検出が可能であることが分かった。主な目的である検出器表面からの事象 の選別が可能であり、SF<sub>6</sub> ガスを用いた NITPC が z の絶対位置が再構成できる 3 次元飛跡検出器 として方向に感度を持つ暗黒物質探索の感度向上に寄与することを示した。

図**3.19:** 3 次元飛跡再構成の様子。赤点が<sup>241</sup>Am 線源の位置が z=120 mm、青点が<sup>241</sup>Am 線源の位置が z=70 mm のときである。四角点がそれぞれの線源位置を示している。(PDF 版ではアニメーショ ン)

## 3.3 陰イオンガス TPC 開発 (シミュレーション)

前節で述べたように、NEWAGEでは NITPC の開発として様々な実験や測定が行われている。 原理実証に成功、実用的な装置として性能を確認できた一方で、いくつかの問題点が顕在化してい る。その例として、イオンフィードバックによるカソード読み出し電荷量の減少(図 3.20、[82]) や GEM を重ねることによるエネルギー分解能の低下(図 3.21、[83])などがある。イオンフィー ドバックに関しては、陰イオンのドリフト速度が原因だと考えられており、エネルギー分解能の低 下については、電子捕獲(Attachment)や電子脱離(Detachment)の過程によるものだと考えられ ている。こうした現象の原因を究明し、適切な対策を講じるためには、シミュレーションによる理 解が重要となる。既存のガス検出器のシミュレーションコードには、NITPCのためのシミュレー ションはほとんど実装されておらず、開発が必要である。先行研究として、Garfield++・シミュレ ーションにおける NITPC の実装が行われた [89]が、脱離した電子の陰イオンガスによる再電子 捕獲の実装ができていないため、シミュレーションとして不十分であった。そのため、本研究では NITPC のための Garfield++ シミュレーションの開発を行った。



図3.20: イオンフィードバックによるカソード信号の図3.21: GEM を重ねることによるエネルギー分解 低下。青がアノードの信号、赤がカソードの 信号。 [82]

能の低下。黒線が GEM2 枚のとき、青線が GEM3 枚のときであり、それぞれのエネルギ 一分解能 (σ<sub>Energy</sub>) は 27.0 %、31.7 % であ る。 [83]

#### 3.3.1 Garfield++シミュレーション

Garfield++は、CERN で開発されているガス中での電子、イオンの挙動をシミュレートするソ フトである [90]。C++ で記述され、Macroscopic な計算 (数 cm オーダーの計算、電場中のドリ フトやガス拡散など) だけでなく Microscopic な計算(数 μm オーダーの計算、衝突確率やアバラ ンシェ増幅の計算など) をすることで MPGD も再現することができる。また、ガスのみでなく半 導体を扱うことも可能である (Si 中の電子・ホールのドリフト、拡散、増幅もシミュレート可能)。 電場構造は単純なものは Garfield++ 内で、複雑なものは外部プログラムで計算した結果を読み込 ませることが出来る。電場構造計算で対応があるのは、ANSYS、CST、Elmer、noBEM などで ある。本研究では、Gmsh [91] と Elmer [92] を用いてジオメトリ作成 · 電場計算を行った結果を Garfield++ に読み込ませてシミュレーションを行う。図 3.22に電子ドリフトの例として、CF4 ガ ス 76 Torr での GEM によるガス増幅のシミュレーションの様子を示す。初期電子が高電場領域 に入ることでアバランシェ増幅を起こし、ガス増幅を起こしている様子がわかる。この図ではア バランシェ増幅過程で生成される陽イオンについては描画していない。電子ドリフトに関しては、 Garfield++ を適切に使用することで増幅過程が計算される。



図3.22: CF<sub>4</sub> ガス 76 Torr での GEM によるガス増幅のシミュレーションの様子。GEM の TOP と BOTTOM の電位差は 500 V としている。オレンジ線が電子のドリフト線で、オレンジの四角が GEM のポリイミドで、緑の四角が GEM に蒸着された銅である。陽イオンは描画していない。

### 3.3.2 NITPC の Garfield++ による再現

従来の Garfield++の陰イオンガスのシミュレーション状況を述べる。SF<sub>6</sub> ガス 76 Torr でのシ ミュレーションの様子を図 3.23に示す。初期電子を (0,0,0.01 cm)の位置に置くと、直ちに SF<sub>6</sub> に よる電子捕獲 (Attachment)が生じる。図 3.24に Garfield++ で読まれている SF<sub>6</sub> と電子の散乱 断面積を示しているが、電子のエネルギーが 10 eV 以下のときは電離よりも Attahchment の方が 優位であることがわかる。従来の Garfield++ シミュレーションではガスによる Attachment が生 じると計算が終了してしまい、直ちにシミュレーションが終わってしまっている。しかし、NITPC 内では図 3.1のように Attachment が生じると陰イオン (SF<sub>6</sub>)が生成され、電場中をドリフトす るはずである。そのため、従来の Garfield++ シミュレーションでは NITPC を再現できていない。

NITPC の動作 (図 3.1) を計算可能とするために、必要なプロセスをシミュレーションに導入した。本研究で追加したのは、主に以下の 3 点である。

- 1. 電子の Attachment による陰イオンの生成
- 2. 電場における陰イオンのドリフト
- 3. 陰イオンからの電子脱離 (Detachment)

従来の Garfield++ シミュレーション (Garfield++ ソースコード中の AvalanchMicroscopic.hh) は、図 3.25のようなアルゴリズムを用いている。初期電子が用意されると Microscopic なアルゴリ



図3.23: 従来の Garfield++ シミュレーションによる SF<sub>6</sub> ガス 76 Torr のシミュレーションの様子。オレン ジ点が電子のドリフト線で、オレンジの四角が GEM のポリイミドで、緑の四角が GEM に蒸着され た銅である。初期電子を (0,0,0.01 cm) に置いているが、ガス Attachment により直ちに終了する。



図3.24: Garfield++ に実装されている SF<sub>6</sub> と電子の散乱断面積。青が弾性散乱、赤が電子捕獲、緑が電離の断面積である。

ズムによって、ガス分子との衝突確率が設定した距離(ステップ)毎に計算される。電子のあるステ ップでの運動量や位置は、電子の位置の電場と前のステップの運動量や位置を用いて計算されてい る。電子がガス分子と衝突したときに弾性散乱(Elastic)、電離(Ionization)、Attachment などの ような情報を取得する。弾性散乱が起きた場合、散乱角が決定され、その散乱方向に再びステップ が開始される。電離が起きた場合、1次電子の散乱角が決定され、その散乱方向に再びステップ が開始される。電離が起きた場合、1次電子の散乱角が決定され、電離作用による2次電子の生成 数と乱数に従った運動量方向が決定される。Attachment が起きた場合、Attachment した位置と Attachment したという情報が残され、その電子のそれ以降の情報は計算されない。Garfield++ はこれらの計算結果を Stack、Driftline、Endpoint という3つを用いてデータを計算し、格納して いる。Stack とは、1 ステップの電子の情報(位置、時間、運動量)であり、複数の電子の情報を格 納することができるものである。DriftLine とは、1 つの電子のドリフトの位置の情報が格納され、 各電子が保持しているものであり、Endpoint は、Driftline の終了位置や終了した時の情報を格納 している。電離により2次電子が生成されると、その生成された数だけ Stack に格納される。また、 Attachment や、ガス領域または計算領域から電子が離れた場合、Stack から搬出され、Endpoint に情報を格納する。Stack は電子のステップごとに更新され、各電子の Driftline にドリフト位置 が格納される。



図**3.25**: 従来の Garfield++ の電子ドリフトアルゴリズム。Microscopic な計算が行われており、電子が Attachment を起こすと終了する。

上記の従来のアルゴリズムをもとに NITPC のためのシミュレーションを作成する。まず、1に ついてはガス中の電子がガス Attachment したという情報を取得できるので、その位置に陰イオン を置くことができる。この陰イオンは、Garfield++ シミュレーションに実装されている陽イオン の電荷を負に変換したものである。本研究のシミュレーションではマイノリティキャリアの生成過 程は導入しない。

次に、2についての計算を説明する。陰イオンのステップは 0.1 µm (変更可能) で固定しており、 ステップごとにドリフト速度、運動量、運動エネルギーが計算される。ドリフト速度は陰イオンの 位置の電場とイオンの Mobility (SF<sub>6</sub> の場合、図 3.26 [93]) から計算され、運動エネルギーは速度 から計算される。この Mobility は実験データを挿入する必要がある。陰イオンのガス拡散係数は、 熱拡散モデルを用いており、以下のように計算されている。

$$\sigma_{\rm Transverse} = \sigma_{\rm Longitudinal} = \sqrt{\frac{2 \times k_{\rm B}T}{EP}}$$
(3.9)

ここで、σ<sub>Transverse</sub> と σ<sub>Longitudinal</sub> はそれぞれドリフト方向に垂直な方向と平行な方向の拡散係数、 k<sub>B</sub> はボルツマン係数、T は温度、E は電場、P はガス圧力である。拡散係数については、初期値は 上記の式で計算されるが、実験データを挿入できるようにした。この拡散係数とドリフト速度から 次のステップの位置が計算される。従来のアルゴリズム中の Stack の情報にドリフト粒子の種類の 情報を入れることで、陰イオンと電子の区別がつくようになる。この区別をすることで計算過程を 陰イオンか電子かを選択できるようにした。この計算によって、陰イオンが電場中をドリフトする。



図**3.26:** SF<sub>6</sub> ガス中の SF<sub>6</sub> の Mobility の電場依存性 [93]。

最後に、 3について述べる。SF<sub>6</sub> ガスに着目すると、以下の 2 種類の過程によって Detachment が生じる。1 つ目は SF<sub>6</sub> から直接電子が放出される過程であり、

$$SF_6^- + SF_6 \to e^- + SF_6 + SF_6 \tag{3.10}$$

2つ目は SF<sub>6</sub> から F<sup>-</sup> が脱離して、その F<sup>-</sup> から電子が放出される過程である。

$$SF_6^- + SF_6 \to F^- + SF_5 + SF_6 \tag{3.11}$$

$$SF_6^- + SF_6 \to F^- + SF_5 + SF_6 \tag{3.12}$$

$$\mathbf{F}^- + \mathbf{SF}_6 \to e^- + \mathbf{F} + \mathbf{SF}_6 \tag{3.13}$$

上記式の Detachment の断面積は、それぞれ図 3.27のようになっている。これから、F<sup>-</sup> からの電 子脱離の断面積が非常に大きく、低エネルギー領域では式 3.13 (図 3.27中の緑) が優位になってい ることがわかる。SF<sup>-</sup><sub>6</sub> の陰イオンは高電場領域に徐々に入っていくため、エネルギーは徐々に上 がる。そのため、式 3.13の F<sup>-</sup> からの電子脱離が優位であることがわかる。このため、本研究は 式 3.13の電子脱離断面積を用いた。このデータ点に関して線形補間を行い、実装した。上記の 2の 計算で、陰イオンの運動エネルギーは計算できるため、ステップごとに Detach の有無を判断し、 Detach したのであれば Stack の情報を電子に変更することで Detachment を再現する。



図**3.27:** 左図が SF<sub>6</sub><sup>-</sup> (青) と SF<sub>5</sub><sup>-</sup> (マゼンタ) と F<sup>-</sup> (緑) の電子脱離の散乱断面積。右図が SF<sub>6</sub><sup>-</sup> (青) と SF<sub>5</sub><sup>-</sup> (マゼンタ) の F<sup>-</sup> 脱離の散乱断面積。Y.Wang による測定データ [94]。

新しくしたアルゴリズムのを図 3.28にまとめた。Attachment を起こした電子のあとに陰イオン を生成し、ドリフトさせることで NITPC の再現をしている。さらに、陰イオンからの Detachment の過程が導入されることで、電子脱離から電子によるアバランシェ増幅の再現が可能となった。

このようにして新しく開発したアルゴリズムを用いた SF<sub>6</sub> ガス 76 Torr の GEM によるガス増 幅のシミュレーションの様子を図 3.29に示す。初期電子を (0,0,0.01 cm) を置いたとき、SF<sub>6</sub> ガス によって直ちに Attachment され (図 3.30の (b))、その後に SF<sub>6</sub><sup>-</sup> がドリフトしている様子が見え る (図 3.30の (c))。さらに、SF<sub>6</sub><sup>-</sup> の拡散の様子が確認できる。GEM 中心付近の高電場領域に到 達すると、Detachment が生じて (図 3.30の (d))、電子によるアバランシェ増幅が発生している (図 3.30の (e))。GEM の下の高電場領域を抜けた付近で再 Attachment が起き、SF<sub>6</sub> が再びドリ フトしている (図 3.30の (f))。図 3.30の (b) と (c) の陰イオンのドリフトと図 3.30の (d) と (e) の電子のドリフトを見ると、陰イオンは電子に比べて速度が遅いことが確認できる。本研究によっ て、このように Attachment と Detachment を繰り返すことができるようなシミュレーションが





図3.28: 新しく実装した NITPC のための陰イオン・電子ドリフトアルゴリズム。

初めて可能になった。これによって、NITPC内で陰イオンの挙動をシミュレーションで追うことが可能となり、NITPCのさらなる理解及び実用への一歩となった。

#### 3.3.3 NITPC シミュレーションの確認

本研究で作成したシミュレーションが意図した通りに動作していることの確認を行う。このシミ ュレーションのセットアップは、簡単のために図 3.31のようなものを用意した。大きさ 2×2×2 cm<sup>3</sup> の箱型の検出器であり、TPC内は一様電場になっている。基本的には、初期電子はドリフト距離が 1 cm となるように読み出し面から 1 cm の位置に置く。NITPC の電場とガス圧力の変化によるド リフト速度とガス拡散について、シミュレーション結果と入力値として与えたデータを比較する。

ドリフト速度

陰イオンのドリフト速度は挿入した Mobility から計算されている。SF<sub>6</sub> の Mobiliry は図 3.26の データを挿入している。この Mobility から計算された値が図 3.32の折れ線グラフである。初期 電子を (0,0,1 cm) に置いた時のシミュレーションを 1000 回実行する。確認のためにガス拡散が ないものとしてシミュレーションを行う。初期電子を (0,0,1 cm) に置いた時の時刻を  $t_0$  とし、 1000 回のシミュレーションの読み出し面に到達する平均時刻を  $t_1$  としたとき、ドリフト速度  $v_{drift} = 1 \text{ cm}/(t_1 - t_0)$  と計算される。これを電場 (100 から 1000 V/cm、100 V/cm 刻み) とガ ス圧力 (20 Torr、75 Torr、100 Torr、150 Torr) に対して行った時の結果を、図 3.32に示す。誤 差は読み出し面到達時刻から計算されたドリフト速度の標準偏差である。計算値とシミュレーショ

図3.29: 初期電子を (0,0,0.01 cm) においた時のシミュレーションの様子。オレンジ線は電子のドリフト、 青線は陰イオン (SF<sub>6</sub>)のドリフトである。オレンジの四角が GEM のポリイミドで、緑の四角が GEM に蒸着された銅である。(PDF 版ではアニメーション)

ンから計算された値が一致していることがわかる。ドリフト速度は挿入した Mobility から正しく シミュレートされていることが確認できた。

#### ガス拡散

SF<sub>6</sub> ガスの拡散係数は、外部からデータを挿入可能にしているが、今回は式 3.9を用いて計算された値を用いて確認を行う。拡散係数から計算されたガス拡散は図 3.33の灰色の線である。ドリフト速度と同様のシミュレーションをガス拡散ありで行う。ドリフト方向に対して垂直な (x,y 方向の) 拡散 σ<sub>Transverse</sub> は、読み出し面に到達した時の x,y の位置の初期位置とのずれの大きさを表し



(d) Detachment (105.85 ns 後) (e) アバランシェ増幅 (106.00 ns 後) (f) 再 Attachment (110.00 ns 後)

ている。1000回のシミュレーションを行った時の x (または y)の読み出し位置分布の標準偏差を  $\sigma_{\text{Transverse}}$  (図 3.33中の赤点と青点)とする。誤差は統計誤差のみを考慮している。ドリフト方向 に対して平行な (z 方向の) 拡散  $\sigma_{\text{Longitudinal}}$  は、読み出し面に到達した時間をドリフト速度を用い て z 位置に再構成した時の z の位置と z の初期位置とのずれを表している。上記のドリフト速度の シミュレーションで見積もられたドリフト速度を用いて読み出し面に到達した時間から z 位置を再 構成する。1000 回シミュレーションを行い再構成された z 位置の分布の標準偏差を  $\sigma_{\text{Longitudinal}}$ (図 3.33中の黒点)とする。誤差は同様に統計誤差のみを考慮している。図 3.33から、計算された ガス拡散の値とシミュレーションによって見積もられたガス拡散の値が誤差の範囲で一致している ことが確認できる。シミュレーションは 20 Torr、75 Torr、100 Torr、150 Torr のガス圧力で計 算され、すべてのガス圧力において計算された値と一致している。

このように、外部から挿入してる値と同じ結果がシミュレーションによって見積もられることを 確認した。

図3.30: 初期電子を (0,0,0.01 cm) においた時のシミュレーションの経過時間の様子。オレンジ線は電子の ドリフト、青線は陰イオン (SF<sub>6</sub>) のドリフトである。オレンジの四角が GEM のポリイミドで、緑 の四角が GEM に蒸着された銅である。



図**3.31:** シミュレーションで用いた検出器セットアップ。大きさ 2×2×2 cm<sup>3</sup> の箱型の検出器であり、TPC 内は一様電場になっている。初期電子は (0,0,1 cm) の位置に置く。



図3.32: ドリフト速度の電場とガス圧力依存性。青線、緑線、ピンク線、赤線はそれぞれ 20 Torr、75 Torr、 100 Torr、150 Torr のガス圧力で、Mobility から計算された値である。青点、緑点、ピンク点、赤 点はそれぞれ 20 Torr、75 Torr、100 Torr、150 Torr のガス圧力で、シミュレーションから見積も られた値である。



図3.33: 拡散の電場依存性。灰色が計算されたガス拡散の値であり、各点がシミュレーションによって 見積もられたガス拡散の値である。赤点が x 軸方向の Transvers のガス拡散、青点が y 軸方向 の Transverse ガス拡散、黒点が z 軸方向の Longitudinal のガス拡散である。20 Torr、75 Torr、 100 Torr、150 Torr のガス圧力でシミュレーションした結果を示している。

## 3.3.4 実験データとの比較

上記のドリフト速度シミュレーションの値と実験値 [87, 95] を比較する (図 3.34)。20 Torr の結 果は実験値 [87] と非常によく合っている。しかし、75 Torr、100 Torr、150 Torr の結果は比較的 に実験値 [95] が低くなっている。これの原因はガス純度にあると思われる。我々の行った 20 Torr の測定 [87] はゼオラムによるガス循環を行い、ガス中の水分量が少なく、ガス純度が高いと考えら れる。一方、他グループによって行われた 75 Torr、100 Torr、150 Torr の測定 [95] は、ガス循環 などは行っておらず、ガス圧力が 2 % 以上上昇した場合にガス交換を行っており、測定の際のガス 純度が悪い可能性がある。ガス純度が悪いことによってドリフト速度が低く測定されている可能性 がある。ドリフト速度のガス純度依存性などを測定する必要がある。一方で、現状ドリフト速度は シミュレーションに入れている Mobility に依存するものであるため、Mobility の値に関するずれ の可能性もある。Mobility の値に関しても様々な測定から見積もられた値を参照していく必要が ある。

このように、本研究で実装した電子捕獲と電子脱離の効果を導入した NITPC の Garfield++ シミュレーションによって実験と比較することができるようになった。今後、このシミュレーシ ョンによって実験を再現できるようになれば、NITPC のためのガス増幅器 (GEM) や読み出し (µ-PIC)の MPGD の選択・構造決定も使用可能である。



図3.34: SF<sub>6</sub> ガスを用いた NITPC のドリフト速度の電場依存性のシミュレーションと様々な測定結果の比較。青実点、緑実点、ピンク実点、赤実点はそれぞれ 20 Torr、75 Torr、100 Torr、150 Torr のガス圧力で、本研究で開発したシミュレーションから見積もられた値である。青空白点、緑空白点、ピンク空白点、赤空白点はそれぞれ 20 Torr [69]、75 Torr、100 Torr、150 Torr [95] のガス圧力で測定された結果である。

## 第4章

# 機械学習による飛跡検出能力の改善

近年、クラウドコンピューティングやビッグデータ、人工知能などの急速な発展に伴い、コンピ ュータ技術の応用によるデータ規模が爆発的に増大している [96]。そのため、機械学習による莫大 なデータの取り扱いが注目されてきた。特に深層学習理論は提唱されて以来、画像認識、音声判 定、知的意思決定などの人工知能技術に高く評価され、広く応用されている [97]。機械学習は物理 学の分野にも応用されており、画像認識を用いた事象再構成や粒子識別に成功している例も存在す る [98]。

本研究では、NEWAGE においての機械学習の導入 · 評価を行った。4.1節で機械学習による画 像認識の一般論について概説したのちに、4.2節では、機械学習による飛跡方向再構成について記 述する。4.3節では、機械学習による飛跡の前後判定について述べる。

## 4.1 画像認識

画像認識とは、画像を解析し、そこに写っているものの意味を理解することである。意味を理解 するときの観点によって、さらに細かく分類される。その代表例に、"分類 (Classification)" (また は "認識 (Recognition)") と "検出 (Detection)"の 2 種類がある。画像に写っているのが何なの かを当てるのが、"分類"で、たとえば、"車","人間"などを見分けることなどである。"検出"は、 "何が"だけでなく、"どこに"写っているか、までを当てるものである。画像認識の基本的な部分 である "分類"の考え方について述べる。一般的に画像に何が写っているかを分類するには、まず 分類対象を知り、分類対象の間の違いを知る必要がある。我々の脳では分類対象の規則性を探すこ とで分類が可能になる。コンピュータによる画像解析の場合は、大量の画像データから分類したい ものの共通点や差異、すなわち脳と同様に規則性を探していく。規則性が発見できれば、あとは新 しい画像を分類するときに、その規則に従って分類していけばよい。この分類に使った規則性のこ とを、機械学習の用語では"特徴量"と呼ぶ。特徴量が定まってしまえば、あとはその特徴量を使 って計算するだけで数値的に分類が可能になる。特徴量を発見する際に大きな力を発揮するのが、 ディープラーニング(深層学習)である。ディープラーニングとは学習方法の一種で、ニューラル ネットワーク (NN)の層 (レイヤー)と呼ばれるものを、何重にも深く (ディープに)した"ディー プニューラルネットワーク (DNN)" と呼ばれるモデルの学習に使われる。ディープラーニングを 使用して大量の画像データを学習することにより、従来の機械学習に比べて多くの特徴量の獲得が 可能になり、画像認識の精度が上がる。

画像認識の例として、手書き数字 (MINST [99]:Mixed National Institute of Standards and Technology database) のデータを用いてアラビア数字を識別するものがある。機械学習を用いる ことで手書き数字の識別正答率は 99 % 以上を達成している [100]。

### 4.1.1 畳み込みニューラルネットワーク

ディープラーニングにはいくつかの手法が存在するが、その中の1つとして、畳み込みニューラ ルネットワーク (Convolutional Neural Network、CNN)を取り上げる。CNN は主に画像認識で 用いられ、その圧倒的な精度ゆえにディープラーニングが注目される1つの要因になった。畳み込 みネットワークによる画像認識は応用範囲が広く、自動運転、監視カメラ、オンラインショッピン グの商品検索など、さまざまな分野で活用が進んでいる。

畳み込みネットワークは人間の視覚をモデルに考案されている。まず、人間の視覚がどのように CNN としてモデル化されるかを図 4.1を用いて簡単に示す。人間が物体を見る際に生じる経過を 追うと、視覚的に物体を捉えて、視神経を通じて脳に刺激が到達し、物体が何であるかを認識する。 そのとき、物体の像全体を一度に把握するのではなく、ある限定された領域ごとに像をスキャンす るように認識する。この限定された領域を "局所受容野"と呼ぶ。局所受容野の光の刺激は、電気信 号に変換されて脳に達し、そこで視覚認識に関係するニューロンが反応する。このニューロンには 2 種類あることが知られており、それぞれ "単純型細胞"、"複雑型細胞"と名づけられている。単純 型細胞は、ある特定の形状に反応する細胞である。さまざまな形状に反応する単純型細胞があり、 それらが連携して活動することで複雑な形状の物体を認識する。一方の複雑型細胞は、形状の空間 的なずれを吸収するような働きをする。単純型細胞だけであると、ある形状の位置がずれると別の 形状と見なすが、複雑型細胞は空間的な位置ずれを吸収し、同一形状と見なせるように働く。

CNN はこの 2 つの細胞の働きを模倣するように考案されており、単純型細胞に対応する"畳み 込み層"、複雑型細胞に対応する"プーリング層"という層がある。手書き数字 (MNIST)を判別す る例を用いて、CNN の構造を述べる。典型的な CNN の流れは、図 4.2のようになる。最初の層 が入力層で、画像の 1 ピクセルが 1 ニューロンに対応する (図 4.2中の画像の 1 マスが 1 ニューロ ンに相当)。その次に単純型細胞に相当する畳み込み層、複雑型細胞に相当するプーリング層が続 く。その後、過学習を防ぐために、Dropout 層を組み込む。これらをいくつか繰り返し組むことで、 CNN の精度を上げることができる。その後に、出力のための整形として、Flatten 層、全結合層が あり、出力層によって分類が決定される。この例の場合、出力層は 0 から 9 までの確率分布を出力 するものになっている。入力層が持っている正しい値のことを"真値 (正解値、answer)"(この場 合"5")、ある CNN モデルが学習によって生成され、あるデータをその CNN モデルで出力される 値を"予測値 (predict)"という。この真値と予測値の誤差を小さくするように CNN モデルの調節 が行われる。以下、畳み込み層とプーリング層、Dropout 層とその他の層 (Flatten 層、全結合層)



反応 (点・線など)

細かな形状があれば反応

写真:https://dissent.parkoffletter.org/the-remarkable-discoveries-of-fritz-zwicky/

図4.1:人間の視覚から物体が何であるかを認識するまでの過程。写真は Fritz Zwicky 氏 [101]。

について記述する。

#### 畳み込み層

畳み込み層は単純型細胞と同様、特定の形状に反応するように構成される。図 4.3に畳み込み層 の機能を示す。左図が入力画像となっており、中央図がフィルター、右図が出力画像となっている。 計算手順としては、入力画像の内、あるフィルターサイズの領域(図 4.3中の青のような領域、以降 計算領域と呼ぶ)を端から取得し、フィルターを用いて畳み込み演算を行い、1 つの値が出力され る。この計算領域をずらしていき、入力画像の全領域をスキャンする。このようにすると、図 4.3の ようなサイズ 28×28 の入力画像では、サイズ 3×3 のフィルターによってスキャンした時の出力の サイズは 26×26 となる。入力画像とフィルター (サイズ N<sub>l</sub>×N<sub>m</sub>) を用いた時の出力の計算値と出 力画像に出力される位置の対応は以下の式のようになっている。

$$x_{j,k}^{\text{output}} = \sigma(b + \sum_{l=0}^{N_l} \sum_{m=0}^{N_m} w_{l,m} x_{j+l,k+m}^{\text{input}})$$
(4.1)

ここで  $N_l$  と  $N_m$  はフィルターのピクセルサイズであり、 $x_{j+l,k+m}^{\text{input}}$  が入力画像の各ピクセルの値、 w<sub>l.m</sub> が重み、b がバイアス、σ が活性化関数である。畳み込み層からは、活性化関数によって整形



図4.2: MINST を例に用いた CNN の典型的な流れ。入力画像に対して、畳み込み層、プーリング層、Dropout 層を繰り返す。Flatten 層と全結合層で整形し、0から9の確率分布を出力する。

された値、x<sup>output</sup>が出力される (この例の活性化関数は ReLU [102])。計算領域の形状とフィルタ ー形状が同じように分布している (似ている)と1に近い値が出力され、形状がずれていると0に 近い値を出力する (図 4.3の右図 2 枚の赤領域)。図 4.3の右上図を例に取るとフィルターは左上が 1 に近い値を持っていて、右下側が0 に近い値を持っている。出力を見ると、5 という数字の下に 影ができたような画像が見える。これは、フィルター形状が、線の下側を表すような画像であれば、 1 に近い値を出力するようになっているからである。学習することによって、重み w やバイアス b の調節を行い、その処理 (この例では手書き数字の分類) に対して最も有効なフィルターが決定さ れる。この図ではフィルターは 2 つしか見せていないが、これを様々な形状に反応するように複数 枚用意することで、複数の形状を認識することができるようになる。

プーリング層

プーリング層は、複雑型細胞をモデル化したもので、入力画像におけるフィルター形状の位置ず れを吸収するように機能する。図 4.4にプーリング層で行っていることの概念図と MINST での例 を示す。基本的に畳み込み層からの出力画像1つに対して、プーリング層の出力画像は1つにな


図4.3: 畳み込み層の過程。右から入力画像、フィルター×2、そのフィルターでの出力画像である。フィルターによって計算された出力画像が出力されていることがわかる。

る。畳み込み層から出力された画像を入力し、あるサイズ (例では 2×2) を結合する処理を行う。そ の結合されるそれぞれの領域での最大値を出力している (MaxPooling)。結合されたそれぞれの位 置が、プーリング層の出力画像の位置に対応している。このようにするとプーリング層での出力サ イズは、2×2 での結合の場合、1/(2×2) になる。MaxPooling をすることによって、元の入力画像 の大きな領域を中のどこにその特定の形状があるかを知ることができるためである。このようにし て、あるフィルター形状で畳み込んた出力の位置ずれを吸収している。MINST の例を、図 4.4の 下図で示しているが、MaxPooling によって畳み込み層からの出力の位置が少しずれていたとして も吸収が可能となる。

### Dropout 層

Dropout は、階層の深いニューラルネットワークを精度よく最適化するために Hinton らによっ て提案された手法である [103]。主に過学習を抑制するための手法である。ここで過学習とは、学 習したモデルがあるデータセットのみ過度に対応した状態のことである。過学習状態のモデルは、 汎用性がなく、他のデータセットには対応できない。機械学習における重要な課題の1つであり、



図4.4: プーリング層での計算過程。上図が概念図で、2×2 で結合して最大値を取得し、出力している。下図が MINST を用いた例である。

抑制する必要がある。Dropout を実効する層のことを Dropout 層と呼ぶ。Dropout 層では、学習 によるパラメーターの調節の際にその層までのニューロンをランダムに消去している(図 4.5)。消 去されたニューロン(図 4.5中の灰色ニューロン)は、信号の伝達が行われなくなる。これにより 学習時にネットワークの自由度を強制的に小さくして汎化性能を上げ、過学習を避けることができ る。Dropout 層においては、一般的に 50 % 程度を無効すると良いと考えられているが、この割合 に関してもネットワークごとに最適化する必要がある。当初 Dropout 層は全結合層に対してのみ 用いられていたが、畳み込み層などに適用しても同様に性能を向上させられることが確かめられて いる [103]。

### Flatten 層

Flatten 層は、複数次元情報のものを1次元情報に変換して出力する層である。複数のフィルターを用いた畳み込み層、プーリング層、Dropout 層を繰り返して出力されるので、3次元情報が出力される。分類問題では、例えば MINST では、0から9のどれに該当するかの確率分布の出力が必要となる。これは1次元情報であるため、3次元情報から直接出力できない。図 4.2で示したよ



図4.5: Dropout の概略図。丸は1つのニューロンを示している。灰色の丸は Dropout によって消去された ニューロンで、そこを経由する信号は伝達されない。

うに、Flatten 層によって、3次元配列の値を1次元にならしている。

### 全結合層

全結合層は Flatten 層でならされた1次元情報を出力したい形式に変換する層である。MINST の場合では、10個の1次元配列となっており、活性化関数をソフトマックス関数 [104] にすること で、0から9のどれに分類されるかの確率を出力している (図 4.2)。

### 4.1.2 有名な CNN

CNN について様々な研究が行われ、層の構成や様々なパラメーターの最適化などが行われてい る。近年ではより認識精度を高めるために、より深く複雑な構造をもつネットワークが提案されて いるが (GoogleNet [105] や ResNet [106] など)、ここでは構造が比較的簡単でありつつも、実用 上、重要と思われるネットワークを紹介する。

LeNet [107] 1998 年に、Yann LeCun によって考案された初の CNN である。構造としては、畳 み込み層とプーリング層のセットを 2 回繰り返すのが特徴である。近年開発されたものと比較する と、層が浅く単純であるが、MNIST の手書き文字画像では 99%以上の精度を出すことに成功して いる。判別カテゴリが少ない場合などは、十分に用いることができる。 AlexNet [108] 2012 年に、ImageNet コンペティションで優勝したトロント大学 SuperVision チ ームの開発したネットワークである。論文の筆頭著者 Alex Krizhevsky の名前から、AlexNet と 名づけられている。畳み込み層 5 層にプーリング層 3 層という、LeNet と比較するとかなり深い層 構造になっている。1400 万以上のカラー画像を 1 万カテゴリに分類するというコンペティション 向けに開発されたため、高い認識能力を誇るが、学習時に調節すべきパラメーター数も多く、実装 には高い性能をもつハードウェアが必要となる。

VGG [109] 2014 年に、ImageNet コンペティションで優勝したオックスフォード大学のチーム が開発したネットワークである。チーム名である Visual Geometry Group の頭文字から、VGG と呼ばれている。通常、畳み込み層の局所受容野は 5×5 ニューロン程度で構成されることが多い。 しかし VGG では、局所受容野を 3×3 と小さくする代わりに、畳み込み層を増加させる方法を採 用している。構成する層の数に応じて、VGG-11 や VGG-16 などと呼ばれることが多い。

### 4.1.3 NEWAGE での画像認識の応用

4.1.1節ように CNN を用いて画像を認識する技術があり、その性能が非常に良いことが確認され ている。液体 ArTPC における CNN を用いた粒子識別 [110] やガスピクセル検出器における電子 反跳方向を CNN を用いて決定する [98] など、物理分野にも応用させることができる。このような 実績例から、NEWAGE においてもこの技術を用いて飛跡検出精度を向上させることで、感度の向 上を目指すことができると考えられる。

2章の図 2.13で示したように、NEWAGE における飛跡に関しての最下層のデータの形式は XZ、 YZ 平面で信号のあるストリップの位置とその TOT (信号継続時間、そのストリップでの検出され た電荷量に相関) とその相対的な時間差である。このような分布を、アノードとカソードに対して それぞれ、TOT<sub>XZ</sub> 分布、TOT<sub>YZ</sub> 分布と呼び、図 4.6のように得られる。飛跡再構成では、こう した最下層情報から、飛跡の方向やエネルギー損失量といった物理量を得ることを目的とする。こ こでは機械学習の性能評価のためそれぞれのストリップの絶対位置や z (clock) の絶対位置の依存 性をなくす必要がある。そのため x,y,z はすべて相対的な位置を図示している。x と y については、 平均値を画像の中心とし、z についてはヒットしたの clock の最小値から 18 clock ずらした位置が 最小になるようにしている。この TOT<sub>XZ</sub> 分布と TOT<sub>YZ</sub> 分布を、画像として CNN で処理するこ とで、分類問題や回帰問題として解くことが可能になる。NEWAGE において解析に CNN を用い ることが可能なものとしては、飛跡の方向再構成やガンマ線除去などの粒子識別、飛跡の前後判定 などであると考えられる。本論文では、飛跡の方向再構成 (4.2節) と飛跡の前後判定 (4.3節) につ いて機械学習の評価を行う。



図4.6: フッ素原子核が TPC 内にエネルギーを落とした際のデータ出力。左図がアノードによる TOT<sub>XZ</sub> 分 布、右図がカソードによる TOT<sub>YZ</sub> 分布。Geant4 によるシミュレーションデータを用いており、反 跳エネルギーは 400 keV である。

### 4.2 機械学習による飛跡再構成

本節では Gaent4 によるシミュレーションデータを用いて機械学習による飛跡再構成を行う。 飛跡再構成の中でも重要である飛跡の方向の再構成について研究を行った。NEWAGE0.3b" (2.1.1節) と同じ CF<sub>4</sub> ガス 76 Torr (0.1 気圧) のガス検出器 (TPC) をと同じ条件のシミュレーシ ョンを Geant4 を用いて行ったデータを用いた。

### 4.2.1 シミュレーションによる事象の再現

教師付きの機械学習を行う際には、真値が必要である。機械学習の学習過程では、ある CNN モ デルによって出力される予測値と真値の誤差から CNN モデルの調節を行っている。飛跡の方向を 再構成するにあたって、検出器座標系での仰角 ( $\phi_{azi}$ )と方位角 ( $\theta_{theta}$ )などのパラメーターを機械 学習によって出力し、真値と比較する。我々は真値を知った実験データを有していないため、本研 究では Geant4 によるシミュレーションデータを用いて機械学習を行う。図 4.6のような画像デー タを得るためには、Geant4 シミュレーションからの出力データに対して検出器応答を考慮する必 要がある。

検出器応答を入れる手順は以下の通りである。

1. Geant4 では図 4.7の赤点に示すように、設定したステップごとのエネルギー損失量を得る ことができる。このステップ間のエネルギー損失量と W 値 (34 eV [74]) から、そのステッ プ間に生成された電離電子の数を見積もる。

- 2. Geant4の出力のステップ間に電子を線形的に並べる。
- 並べられた電離電子の内の1電子に対して、電子の座標位置と MAGBOLTZ [72] から計算 された拡散係数 (図 2.8) を用いて、電離電子 (ドリフト電子) が読み出し面に到達する位置 x,y と到達時間 t が計算され、再構成される位置 x,y,z を決定する (図 4.7のカラーマップ)。
- 4. 計算された到達位置とガスゲイン (本研究では 2100) から、ASD の典型的な出力波形を用いて、その位置にあるストリップの波形を生成する。
- 5. すべての電離電子に対して 3と 4の計算を行い、各ストリップで波形を足し合わせる。
- 6. 各ストリップの波形に対して ASD [75] の閾値 (本研究では 35 mV) を考慮した TOT (Time Over Threshold) を決定する。
- 決定された各ストリップの TOT から TOT<sub>XZ</sub> 分布と TOT<sub>YZ</sub> 分布を作成する (図 4.8の青 点)。

このように、1 事象に対して TOT<sub>XZ</sub> 分布と TOT<sub>YZ</sub> 分布を作成することで、検出器応答を考慮し たデータを作成した。シミュレーションのデータであるため、真値を知ることができるので、機械 学習の教師付きの学習に用いることができる。



図4.7: Geant4 からの出力にガス検出器の応答を入れた様子。右から xz 平面、xy 平面、yz 平面での位置。 赤点が Geant4 から出力されたステップの位置、カラーマップがガスの拡散係数を入れた時の各電子 の再構成位置。

しかし、現状シミュレーションデータは完全に実験データを再現できているわけではない。 図 4.9は、作成したシミュレーションデータと同じガスゲインの測定データを同じ解析を用いて、 Length と TOT-sum を計算した結果である。シミュレーションデータは、エネルギー分解能を考 慮していないため細く分布している。それぞれの結果を比較すると、Track Length は低エネルギ 一領域 (30-150 keV) ではシミュレーションデータが長く、高エネルギー領域 (150-400 keV) では 合うようになる。TOT-sum については、Length と同様に低エネルギー領域 (30-150 keV) では シミュレーションデータが大きくなり、高エネルギー領域 (150-400 keV) では小さく見積もられ ている。これらの原因は、原子核反跳のエネルギー損失量 (dE/dx)、ASD の波形や閾値、ガス ゲイン、消光係数などの不確定性が大きいためだと考えられる。今後、ASD の出力波形の確認や



図4.8: Geant4 からの出力にガス検出器の応答を入れた様子。青点はそれぞれ TOT<sub>xz</sub> 分布 (左図) と TOT<sub>yz</sub> 分布 (右図) である。赤点が Geant4 から出力されたステップの位置、カラーマップがガスの 拡散係数を入れた時の各電子の再構成位置。

COMIMAC [111] などによる消光係数の測定などを用いてこのずれを解消していく必要がある。 前述の通り、実験データを用いた学習は行うことができないことと、ここで示したように実験デー タとシミュレーションデータの間にはずれがあることから、本研究では、シミュレーションデータ に対しての CNN による解析の評価を行った。



図4.9: シミュレーションデータにおける Length と TOT-sum のエネルギー依存性。赤点が実験データを再 現した分布であり、カラーマップは同じガスゲインの実験データである。

本研究では、フッ素原子核の飛跡再構成について評価を行った。方向によるバイアスが存在しな

いように、シミュレーションによって、検出器内にフッ素原子核を等方に発生させたデータに対し て再構成を行う。図 4.10に、使用したデータの一例として、等方発生させた 400 keV のフッ素原 子核の真の方向分布を示す。正しく等方に発生されていることが確認される。こうしたシミュレー ションデータに対して、機械学習による手法での方向再構成を行い、従来の手法によるものと比較 する。以下、4.2.2節で従来の手法、4.2.3節で機械学習による再構成を示し、4.2.4節でそれらの比 較を行う。



図4.10: 400 keV の反跳エネルギーを持つフッ素原子核を TPC 内に等方照射したシミュレーションデータ の飛跡の方向の真値の分布。横軸が方位角 φ<sub>azi</sub> で、縦軸が仰角 θ<sub>ele</sub> である (検出器座標系について は図 2.3を参照)。前後判定を行わないため、飛跡の前後を同じ値で両方描画している。

### 4.2.2 従来の解析方法

従来の飛跡の方向の再構成の手法は2.2.1節で説明した通りである。TOT<sub>XZ</sub> 分布と TOT<sub>YZ</sub> 分 布の TOT の立ち上がり時間の情報を用いて直線フィットを行っている。フィットされたアノード の直線の傾き  $\theta_{anode}$  とカソードの直線の傾き  $\theta_{cathode}$  を用いて検出器座標系の方位角  $\phi_{azi}$  と仰角  $\theta_{ele}$  (図 2.3参照) に変換する。変換する方法は飛跡の z 方向の長さはアノードとカソードで等しい はずなので、

$$\phi_{\rm azi} = \arctan(\frac{\rm my}{\rm mx}) \tag{4.2}$$

$$\theta_{\rm ele} = \frac{\mathrm{mz}}{\sqrt{\mathrm{mx}^2 + \mathrm{my}^2}} \tag{4.3}$$

mz は z 方向の長さの基準であり、mx (my) は飛跡の z 方向の長さに対する相対的な x (y) 方向の 長さであるとする、mx,my は以下のように求めることができる。

$$mx = \frac{mz}{\tan(\theta_{anode})} \tag{4.4}$$

$$my = \frac{mz}{\tan(\theta_{\text{cathode}})}$$
(4.5)

このようにして検出器座標系に変換を行っている。

従来の解析手法では TOT の立ち上がり時間を使っているため、拡散の影響を大きく受け、XY 平面に並行に再構成されやすい。その影響を最小限に抑えるため、等方照射のデータに対して sinθ<sub>ele</sub>が一様になるような補正をかけている。方位角の再構成については、TOT の立ち上がり時 間のみを用いているため、TOT<sub>XZ</sub>分布と TOT<sub>YZ</sub>分布の内どちらかの TOT の立ち上がり時間が 左右対称であれば、0°、±90°、±180° などに再構成されてしまう。図 4.11は、400 keV の反跳エ ネルギーを持つフッ素原子核を TPC 内に等方照射した時の従来の解析方法での飛跡の方向再構成 の様子である。真値の分布である図 4.10と比較すると、偏りを持った分布である。また、XY 平面、 XZ 平面、YZ 平面周辺での効率が悪くなっており、これは上記の解析手法を用いていることが原 因である。このような方向の再構成における非一様性は、検出器の応答を考慮して方向を再構成す る CNN を用いることで解消されると考えられる。



図4.11: 400 keV の反跳エネルギーを持つフッ素原子核を TPC 内に等方照射したシミュレーションデータ を用いて、従来の手法での再構成された飛跡の方向分布。横軸が方位角 φ<sub>azi</sub> で、縦軸が仰角 θ<sub>ele</sub> で ある。前後判定を行わないため、飛跡の前後を同じ値で描画している。

### 4.2.3 CNN を用いた飛跡再構成

4.2.2節で述べたように、従来の手法では再構成される方向の分布が偏りを持つ。改善策として CNN を用いた画像認識を行うことで飛跡再構成の精度を向上を試みる。

### CNN モデル

飛跡再構成のための機械学習の流れについて説明する。表 4.1に、飛跡再構成のために設計した CNN モデルを示す。この CNN モデルのネットワークパラメーターは 540136 個である。まず、入 力層は図 4.6である。TOT<sub>XZ</sub> 分布と TOT<sub>YZ</sub> 分布は、それぞれ 64×64 ピクセルとし、横軸がスト リップ、縦軸がドリフト速度を用いて再構成された z (colck=10 ns) である。これらは、TOT と してヒットしていれば 1、ヒットしていなければ 0 となるように TOT<sub>XZ</sub> 分布と TOT<sub>YZ</sub> 分布が作 成されている。この 2 つの 2 次元情報を入力層に入力する。入力するサイズとしては 64×64×2 の 3 次元情報になる。

次に、CNNの中間層について述べる。この飛跡の再構成のための CNN の層 (Layer) は表 4.1の ように組まれている。VGG [109] を参考にして畳み込み層のフィルターを 3×3 と小さくし、畳み 込み層とプーリング層を 4 組重ねることで、学習の精度を向上させている。畳み込み層のサイズ は、例として大きさが (64,64,2) の入力層 (表 4.1の一番上)に対して 3×3 のフィルターをスキャ ンできる大きさは (62,62,1)となる。表 4.1の初段の畳み込み層では、この 3×3 のフィルターをスキャ ンできる大きさは (62,62,32) の出力形状として処理されている。その後のプーリング層では、畳み込み 層で得られた出力に対して 2×2 の要素を端から順番に取得し、その 1 つの 2×2 の出力の内の最大 値を取得し (MaxPooling)、その 1 つの値を出力する。そのようにすると、畳み込み層のサイズ (62,62,32)からのプーリング層の出力サイズは (31,31,32)となる。Dropout 層を 2 段目、3 段目 のプーリング層の直後および全結合層の手前に置くことで過学習を抑制している。2 段目、3 段目 のプーリング層の直後の Dropout 層では 2 割のニューロンをランダムに消去し、全結合層の手前 では 5 割のニューロンを消去している。Flatten 層は 3 次元情報を 1 次元情報に落とし込む層であ る。畳み込み層の活性化関数は ReLU [102] であり、これはある値が出力されたときにその値をそ のまま使う傾き 1 の線形関数である。

出力層は、飛跡のアノード (XZ 平面) とカソード (YZ 平面) に対しての角度である。分類方法 についての概要を図 4.12に示す。それぞれの角度分布に対して、最小値と最大値を-90° から 90° とし、5°で分割する。そのため、分類数としては 36×2 になり、出力層の大きさとしては 36×2 に なる。出力層の活性化関数は、アノードとカソードに対してそれぞれソフトマックス関数 [104] を 採用しており、アノードまたはカソードに対して 36 分割された出力のどこに分類されるかの確率 分布が出力される。

層の種類	出力サイズ	活性化関数
入力層	(64, 64, 2)	
畳み込み層	(62, 62, 32)	ReLU
プーリング層	(31, 31, 32)	
畳み込み層	(29, 29, 64)	ReLU
プーリング層	(14, 14, 64)	
Dropout 層	(14, 14, 64)	
畳み込み層	(12, 12, 128)	ReLU
プーリング層	(6, 6, 128)	
Dropout 層	(6, 6, 128)	
畳み込み層	(4,4,128)	ReLU
プーリング層	(2,2,128)	
 Flatten 層	512	
Dropout 層	512	
全結合層	512	ReLU
出力層 (アノード)	36	softmax
出力層 (カソード)	36	softmax
ネットワークパラメーター数	540136	

表4.1: 飛跡再構成のために設計された CNN モデル。



図4.12: アノードとカソードの信号に対しての再構成される角度の分類方法。角度を-90°から 90°を 5°毎 に 36 分割して分類している。

### シミュレーションデータによる学習

こうして作成した CNN モデルの学習を行った。入力データとして、反跳エネルギーが 100 keV、 200 keV、400 keV のフッ素原子核のシミュレーションデータを用いた。それぞれ学習データを 8000 事象、検証データを 2000 事象用いて学習及び検証を行った。CNN モデルの学習では、的確 な推論を行うために最適な各パラメーター (重み w やバイアス b)を決定する。このとき、最適な パラメーターに近づくための指標となるのが"損失関数 (loss function)"である。これは、簡単に 言うと真値と予測値の出力の誤差を表すものである。飛跡再構成のための CNN モデルに用いる損 失関数をカテゴライズ交差エントロピー誤差とする。交差エントロピー誤差 (H(p,q))は、2 種類 の確率分布 (p(x), q(x))の類似性を表す関数で、以下のような式で定義される。

$$H(p,q) = -\sum_{x} p(x) log(q(x))$$
(4.6)

分類を行う CNN の場合、p(x) は真値の確率分布、q(x) は予測値の確率分布である。アノード  $(H_{anode}(p,q))$  とカソード  $(H_{cathode}(p,q))$  に対して以下のように交差エントロピー誤差を定義で きる。

$$H_{\text{anode}}(p,q) = -\sum_{\theta_{\text{anode}}}^{36} p(\theta_{\text{anode}}) \log(q(\theta_{\text{anode}}))$$
(4.7)

$$H_{\text{cathode}}(p,q) = -\sum_{\theta_{\text{cathode}}}^{36} p(\theta_{\text{cathode}}) \log(q(\theta_{\text{cathode}}))$$
(4.8)

アノードとカソードの損失関数の重みは 1:1 にし、アノードとカソードの損失関数の平均値を全体の損失関数 *H*(*p*,*q*) としている。

$$H(p,q) = \frac{1}{2} (H_{\text{anode}}(p,q) + H_{\text{cathode}}(p,q))$$
(4.9)

本研究では、真値の角度を分類し、分類されたカテゴリーの確率を1にして真値の確率分布を作成 している。図 4.13の実線を見ると、教育回数 (Epoch) を繰り返すことで損失関数が低くなってい ることがわかる。500 Epoch 程度で損失関数が収束しており、十分に学習できていると考える。0 に収束していない理由としては、分類問題であり、真値の存在する分類の確率を1にしているから である。学習データとは独立なデータを用いて計算した検証データの損失関数を図 4.13に点線で 示す。図 4.13の実線と点線の比較により、学習データの損失関数と検証データの損失関数が同じよ うに低下していく様子を確認できるため、汎用性のある CNN モデルを作成できていることがわか る。反跳エネルギーが小さくなればなるほど、損失関数の収束の値が高くなっている。これは反跳 エネルギーが低いほど、飛跡が短く、TOT<sub>XZ</sub> 分布や TOT<sub>YZ</sub> 分布として得られる画像の情報が少 ないため、飛跡の再構成が難しくなっている事を表している。

学習された CNN モデルを用いて、独立な検証データの1事象の再構成を行ったアノードとカソ ードの角度の確率分布を図 4.14に示す。真値の確率分布と予測値の確率分布を比較すると真値の



図4.13: 各反跳エネルギーでの損失関数の教育回数依存性。左図がアノード XZ 面の損失関数、右図がカソ ード YZ 面の損失関数。青、赤、緑がそれぞれ 100 keV、200 keV、400 keV に対応している。実線 が学習 (Training) データ、点線が検証 (Validation) データである。

付近の確率が高くなっており、正しく再構成されていることがわかる (図 4.14)。図 4.14 ではうま く再構成された例を示したが、すべてがうまく再構成されてるわけではない。うまく再構成されな いパターンは主に2種類存在している。1つは予測値の確率分布がなだらかになっている事象であ る (図 4.15の a)。これは本研究で作成した CNN モデルでは予測できない入力画像のためである。 もう1つは予測値の確率分布が真値とは異なる部分に高く分布している事象である (図 4.15の b)。 この原因は、原子核反跳の飛跡が非常に短く、再構成が難しいことを示している。

図 4.16は、400 keV の反跳エネルギーを持つフッ素原子核を TPC 内に等方照射した時のデータ を用いて、学習された CNN モデルで飛跡方向を再構成した時の方向分布である。再構成されるア ノード、カソードのそれぞれの方向は、予測値の確率分布の確率が最大値の角度を用いて、検出器 座標系への変換は従来の解析手法 (4.2.2) と同じ方法を用いて再構成を行った。従来の解析方法の 分布 (図 4.11) と比較すると、一様性は増している。しかし、真値の分布である図 4.10と比較する と、まだ少し偏りを持った分布になっている。これは分類を用いて CNN を組んでいることが原因 である。そのため、XZ 面と YZ 面の角度の分類は 5°分割と荒く、XY 平面に平行な事象に対して 方位角  $\phi_{azi}$  を細かく決めることが難しくなっている。分類の分割数を増やすことで角度の分解能 を良くするか、CNN を回帰問題に変更して学習させることで解決することが期待される。しかし、 現在の CNN の中間層のモデルではこれらの解決方法を行うと、学習が十分にできないため、飛跡 の方向の再構成がうまくいかない。今後、CNN モデルの調節や VGG 以外の CNN モデルを作成 し、回帰問題で飛跡の再構成が行えるようにする必要がある。



図4.14: 学習された CNN モデルでの角度再構成の様子。左上図が TOT<sub>XZ</sub> 分布で、右上図が TOT<sub>YZ</sub> 分布。 左下図 (右下図) がアノード XZ (カソード YZ) 平面での真値 (赤) と予測値 (青)の確率分布。真値 付近で予測値の確率が上がっていることがわかる。

### 4.2.4 角度分解能の評価

4.2.3節で論じた CNN モデルと4.2.2で示した従来の解析方法での角度分解能の比較を行う。フッ 素の原子核反跳エネルギー 100 keV、200 keV、400 keV のそれぞれのエネルギーについて評価を 行う。それぞれのエネルギーで CNN モデルを、4.2.3節と同じ方法で学習(教育回数は 500 Epoch) し、作成する。それぞれのエネルギーで学習に用いたデータとは独立な 1000 事象分のシミュレー ションデータを作成し、CNN モデルを用いる手法と従来の解析手法で飛跡の方向の再構成をする。 角度分解能の評価の方法として、飛跡の真値のベクトル方向と再構成された飛跡のベクトル方向と の角度  $\gamma$  に対して計算される  $|\cos\gamma|$  (それぞれを単位ベクトルとした時の内積の絶対値)分布で評 価を行う (図 4.17)。



図4.15: 角度がうまく再構成されない事象例。真値と予測値の確率分布はそれぞれ赤と青である。(a) はアノ ードの予測値の確率分布がなだらかになっている。(b) はアノードの予測値の確率分布が真値とは違 う部分で高くなっている。



図4.16: 400 keV の反跳エネルギーを持つフッ素原子核を TPC 内に等方照射したシミュレーションデータ を用いて、学習された CNN モデルで再構成した飛跡の方向分布。横軸が方位角  $\phi_{azi}$  で、縦軸が仰 角  $\theta_{ele}$  である。前後判定を行わないため、飛跡の前後を同じ値で描画している。



図4.17:角度分解能の指標となる γ の定義。γ は真値の方向と予測値の方向の角度の差とする。

それぞれのエネルギーでの  $|\cos\gamma|$ の分布を図 4.18に示す。すべてのエネルギーにおいて、CNN を用いた手法再構成する手法での角度分解能が、従来の手法よりも改善していることがわかる。定 量評価を行うために  $|\cos\gamma|$ の分布に対して、 $|\cos\gamma|=1$ を基準にして、全体の数の 68 % の割合に なる  $\gamma$  を角度分解能  $\sigma$  とした。その角度分解能のエネルギー依存性を図 4.19に示す。反跳エネル ギー 100 keV は従来の手法では  $\sigma=43.2^{\circ}$  とほとんど分解能がなかったが、機械学習を用いること で 29.8° となっている。それぞれの反跳エネルギーで約 1.5 倍の角度分解能の改善を達成した。



図4.18: それぞれのエネルギーでの |cosγ| 分布。赤線が CNN を用いた手法、黒点線が従来の手法での解析 結果。

### 4.3 機械学習による前後判定

2.2.9 で論じたように、現在、飛跡の前後判定の強さの指標である Headtail Power は 200-400 keV のエネルギーであっても 55 % 程度と非常に弱く、ほとんど前後を判定できていない (表 2.4)。ア



図4.19: CNN を用いた解析手法と従来の解析手法の角度分解能。赤が CNN を用いた解析結果、青が従来の 手法を用いた解析結果。

ノードとカソードそれぞれの TOT を x 軸と y 軸に射影した分布 (図 2.36)の歪み (skewness)を 取るような手法であることが原因である。3 次元の情報があるにも関わらず、判定する時には 1 次 元の情報しか用いていないため、分離が難しくなっている。これを飛跡の再構成と同様に、CNN を用いて画像認識することで、3 次元情報を用いて前後判定が可能となる。

### 4.3.1 学習の流れ

飛跡の前後判定のために設計した CNN のモデルを表 4.2に示す。出力層以外は飛跡の方向再構成と同じ CNN モデルである。出力層については検出器座標系での方位角を-180°から 180°を 45° ずつ、8 分割の分類とした。

前後判定の評価に関しては、シミュレーションに組み込まれているエネルギー損失のモデルが実 験データを完全に再現しないことが知られていることと、前後判定の真値として利用可能な実験デ ータがあるために、入力層はシミュレーションデータではなく、±x、±yの位置に置いた<sup>252</sup>Cf線

層の種類	出力形状	活性化関数
入力層	(64, 64, 2)	
畳み込み層	(62, 62, 32)	ReLU
プーリング層	(31, 31, 32)	
畳み込み層	(29, 29, 64)	ReLU
プーリング層	(14, 14, 64)	
Dropout 層	(14, 14, 64)	
畳み込み層	(12, 12, 128)	ReLU
プーリング層	(6, 6, 128)	
Dropout 層	(6, 6, 128)	
畳み込み層	(4,4,128)	ReLU
プーリング層	(2,2,128)	
Flatten 層	512	
Dropout 層	512	
全結合層	512	ReLU
出力層	8	softmax
ネットワークパラメーター数	507304	

表4.2: 飛跡の前後判定のために設計された CNN モデル。

源を用いた較正測定データを用いる。50-100 keV、100-200 keV、200-400 keV のエネルギー領域 のデータについて学習・検証を行う。具体的には RUN21 (表 2.5参照) の <sup>252</sup>Cf 較正データを用い る。<sup>252</sup>Cf 線源を用いた較正測定データを2.2.4節で用いたカット条件の内、Roundness カット以外 のカットをかけて、原子核反跳事象のみを選択する。真値の決定方法を図 4.20に示す。まず、前後 判定無しで従来の手法で、方位角  $\phi_{azi}$  (-90°  $\leq \phi_{azi} < 90°$ )の再構成を行う。各照射方向(表 2.3) と再構成された方位角を用いて、前後判定込みの方位角  $\phi_{azi}$  (-180°  $\leq \phi_{azi} < 180°$ )を再構成する。 +x からの照射であれば、飛跡の +x 側を原子核が走り出す位置、飛跡の-x 側を原子核が止まる位 置とし、同様に、-x からの照射であれば、飛跡の-x 側を原子核が走り出す位置、飛跡の +x 側を原 子核が止まる位置とする。±y 照射に関しても同様に真値を決定する。

±x、±yの各方向からの照射データに関して、それぞれ学習データ 4000 事象、検証データを 1000 事象を学習に用いる。損失関数をカテゴライズ交差エントロピーとし、教育回数を 1000 Epoch と する。教育回数に応じて損失関数が落ちていくことが確認できる (図 4.21)。学習データの損失関 数と、検証データの損失関数が等しくなっているため、汎用性のある CNN モデルが作成できてい ることがわかる。飛跡の方向再構成の時 (4.2節) と同様に、反跳エネルギーが小さくなればなるほ ど、損失関数の収束の値が高くなっている。これは同様に、反跳エネルギーが低いほど、飛跡が短 く、TOT<sub>XZ</sub> 分布や TOT<sub>YZ</sub> 分布として得られる画像の情報が少ないため、飛跡の再構成が難しく



図4.20:実験データを用いた前後判定込みの方位角(真値)の決定方法。

なっている事を表している。



 図4.21: 各エネルギー領域での損失関数の教育回数依存性。左図がアノード (XZ 面)の損失関数、右図がカ ソード (YZ 面)の損失関数。青、赤、緑がそれぞれ 50-100 keV、100-200 keV、200-400 keV に対応している。実線が学習 (Training) データ、点線が検証 (Validation) データである。

学習に用いたデータと独立なデータを用いて、学習された CNN モデルを検証する。学習された CNN モデルを用いて、1 事象の方位角  $\phi_{azi}$  の再構成を行ったときの様子を図 4.22に示す。真値の確率分布と予測値の確率分布を比較すると真値の付近の確率が高くなっていることがわかる (図 4.22の a)。学習された CNN モデルは、飛跡の前後を判定して方位角  $\phi_{azi}$  の再構成ができている。しかし、図 4.22の (b) のように真反対の方向の確率が高くなっているものもあり、前後の判定が難しい分布も存在している。図 4.22の (a) でも真反対方向の確率が高くなっている。これらから、飛跡の前後では同じような分布を持っていることがわかる。この原因は、原子核反跳のエネル

ギー損失量の飛跡の始まりと終わりでの差が非常に小さいということが1つ挙げられる。その他に、 <sup>252</sup>Cf線源を用いた測定のため、検出器や周囲の物質で後方散乱した中性子による原子核反跳につ いては間違った真値を学習に入れてしまっていることである。<sup>252</sup>Cf線源を用いたシミュレーショ ンでは、検出される事象の内、約1/5は線源位置とは反対方向に反跳していることが分かっている。



図4.22: 学習された CNN を用いて前後判定込みの方位角  $\phi_{azi}$  の再構成の様子。左上図が TOT<sub>XZ</sub> 分布で、 右上図が TOT<sub>YZ</sub> 分布。左下図が前後判定込みの方位角  $\phi_{azi}$  の真値 (赤) と予測値 (青) の確率分布。 (a) は飛跡の前後が判定できている例。(b) は飛跡の真反対の確率が高くなっている例。

### 4.3.2 飛跡の前後判定能力の評価

学習に用いたデータと独立な各照射方向のデータで Headtail Power の見積もりを行う。各照射 方向に対してそれぞれ学習データを 4000 事象、検証データを 1000 事象 (全学習データ 16000 事 象、全検証データ 4000 事象)を用いて、教育回数 1000 Epoch として学習を行った CNN モデルを 用いる。50-100 keV、100-200 keV、200-400 keV のエネルギー領域に分けて CNN モデルを学習 させる。学習された CNN モデルを用いて評価した各照射方向での前後判定込みの方位角  $\phi_{azi}$  の 再構成の様子を図 4.23 (±x 照射)と図 4.23 (±y 照射)に示す。図 4.23と図 4.24の点線は、<sup>252</sup>Cf 線源をそれぞれの照射位置に置いたシミュレーションの  $|\phi_{azi}|$ 分布と  $\phi_{azi}$ 分布である。 +x 照射 であれば 90° ≤  $|\phi_{azi}|$ <180°となり、-x 照射であれば 0° ≤  $|\phi_{azi}|$ <90°となる。+y 照射であれ ば-180° ≤  $\phi_{azi}<0°$ となり、-x 照射であれば 0° ≤  $|\phi_{azi}|$ <180°となる。50-100 keV では、±y 照 射では前後の分離が少しできているが、±x 照射に関しては偏りを持つ分布になってしまってい る。+x 照射での違いは少し見えているが、飛跡の前後を分離することはできていない。



図4.23: それぞれのエネルギー領域での CNN を用いた前後判定込みの  $|\phi_{azi}|$  分布。赤が +x 照射、青が-x 照射である。点線がそれぞれの照射でのシミュレーション結果。前後が判定できていれば +x 照射が  $90^{\circ} \leq |\phi_{azi}| < 180^{\circ}$ に分布し、-x 照射は  $0^{\circ} \leq |\phi_{azi}| < 90^{\circ}$ に分布する。



図4.24: それぞれのエネルギー領域での CNN を用いた前後判定込みの  $\phi_{azi}$  分布。赤が +y 照射、青が-y 照射である。点線がそれぞれの照射でのシミュレーション結果。前後が判定できていれば +y 照射 が-180°  $\leq \phi_{azi} < 0^{\circ}$  に分布し、-y 照射は 0°  $\leq \phi_{azi} < 180^{\circ}$  に分布する。

100-200 keV と 200-400 keV では、シミュレーションと比べると、各照射方向の測定データに関して、前後判定込みの方位角  $\phi_{azi}$ の再構成ができている。Headtail Power を式 2.11と同様の定義とすると、+x 照射は全事象の内、90°  $\leq |\phi_{azi}| < 180^\circ$ に再構成されている事象の割合、-x 照射は全事象の内、0°  $\leq |\phi_{azi}| < 90^\circ$  に再構成されている事象の割合となる。同様に、+y 照射も全事象の内、-180°  $\leq \phi_{azi} < 0^\circ$  に再構成されている事象の割合、-y 照射は全事象の内、0°  $\leq \phi_{azi} < 180^\circ$  に再構成されている事象の割合、, y 照射は全事象の内、0°  $\leq \phi_{azi} < 180^\circ$  に再構成されている事象の割合、 b (100 keV) においては、前後判定込みの方位角  $\phi_{azi}$ の再構成 を、CNNを用いて行うと飛跡の前後が判定できていることがわかる。しかし、全体的に  $\phi_{azi} = 0$  寄りにに再構成されている。そのため、+x 照射と-x 照射で大きく異る結果が出てしまっている。

CNN によって再構成された前後判定込みの方位角  $\phi_{azi}$  を用いて、Headtail Power を見積もった結果を表 4.3にまとめる。本研究では 100-200 keV と 200-400 keV のエネルギー領域のみの評価を行う。従来の手法 (表 2.4) に比べると、より強力な Headtail Power を達成している (図 4.25)。 CNN での再構成は、照射方向によって Headtail Power が大きく異なっている。これは、実験データを用いると学習に用いる真値に偏りが生じてしまうため、再構成されやすい角度が存在していることが原因であると考えられる。照射方向の違いによるずれは系統誤差として見積もられ、全体の誤差が大きくなってしまう。学習に関して、照射方向に依存しないような手法を確立する必要がある。解決策としては、中性子ビームなどの反跳方向の分かった事象を用いて学習を行うことである。これによって、真値をより正しいものを使って学習を行うことができる。今後、このようなデータについて学習を行うことで、検出器のさらなる理解や、Headtail Power の向上が期待できる、

エネルギー (keV)	+x (%)	-x (%)	+y (%)	-y (%)	平均值 (%)
100-200 keV	$51.7 \pm 0.1$ %	$63.8 \pm 0.1 \%$	$60.1 \pm 0.1 \%$	$54.2 \pm 0.1 \%$	57.4 $\pm 5.5$ %
200-400 keV	$58.0 \pm 0.1 \%$	75.0 $\pm 0.1$ %	70.7 $\pm 0.1$ %	$59.9 \pm 0.1 \%$	$65.9 \pm 8.2 \%$

表4.3: CNN を用いたそれぞれのエネルギー領域での Headtail Power。各照射方向の誤差は統計誤差であり、平均値の誤差はそれぞれの照射方向での Headtail Power の値の標準偏差である。



図4.25: 各エネルギー範囲での Headtail Power。赤が CNN を用いた手法で、青が skewness を用いた手法 である。誤差はそれぞれの照射方向での Headtail Power の値の標準偏差である。

### 第5章

## 議論及び展望

本章では、それぞれの章で得られた結果について議論をする。NEWAGE2021 年の暗黒物質探索 結果から、感度向上のための課題点を洗い出し、新しい試み (NITPC (5.2節)、機械学習 (5.3節)) によって期待される感度向上について議論する。

### 5.1 NEWAGE 2021 年暗黒物質探索結果からの課題点

2章で、新しいカットと前後判定を導入し、到来方向に感度を持つ手法で暗黒物質探索を行い、世 界最高の制限を更新した (図 2.59)。しかし、DAMA/LIBRA [31] が暗黒物質の存在を主張してい る領域の探索や他の直接探索実験の感度には至っていない。これは、検出効率とエネルギー閾値、 背景事象の3点が主な原因である。

まず検出効率について述べる。50-60 keV での検出効率は 12.5 % と非常に低くなっている。ガ スゲインを上げればトリガー効率が上がり、検出効率が上昇すると同時にガンマ線の除去率が悪く なってしまう。本研究では、ガンマ線の除去率を良くするために TOT/Length カット (図 2.27) を新しく導入し、各エネルギー bin においてガウシアンフィットの中心値と 3σ 上限値を用いてカ ットを行っている。これにより、検出効率の低下は 50 % 程度に抑えながらガンマ線除去能力は 2 桁改善した。今後の検出効率の改善のためには、ガスゲインが高い測定でのガンマ線の除去能力の さらなる改善が必要となる。もう一つの手法としては、検出器の体積を大きくし、同じ観測時間で 得られる観測量を増やすことで低検出効率を補うことも考えられる。

次に、エネルギー閾値について述べる。現在のエネルギー閾値は 50 keV となっている。これは、 ガンマ線除去能力や検出効率、角度分解能などによって決定されている。50 keV 以下の低エネル ギー領域では、原子核反跳とガンマ線による電子反跳の分離が難しく、ガンマ線除去能力と検出効 率の両立ができない。50 keV 以下のエネルギーの検出効率は、本研究では 10 % 以下となってお り、感度がほとんどない。50 keV 以下で検出効率を保つには、トリガー効率を確保する必要がある ため、十分なガスゲイン (2000 から 3000 程度) が必要とされる。角度分解能については、μ-PIC のストリップのピッチ 400 μm は簡単に変更することはできない。一方で、CF<sub>4</sub> ガス 76 Torr (0.1 気圧) での 50 keV 以下のフッ素原子核反跳の飛跡の長さは 1 mm 以下であるため、飛跡の方向の 再構成が難しいと考えられる。さらに、ガス拡散の影響により飛跡がぼやけてしまうことも角度分 解能を悪化させる要因となる。このような理由によって、現行の検出器ではエネルギー閾値を下げ ることが難しくなっている。解決策の1つとしては、CF<sub>4</sub>ガスを76 Torrよりも低圧で動作させ ることによって、飛跡を長くして50 keV 以下のエネルギーの原子核反跳に対しての角度分解能を 向上させる方法がある。

最後に、背景事象について述べる。先行研究である [59] では、LAμ-PIC によって表面 α 線事象 が低減され、1 桁以上の制限更新を達成した。本研究結果では統計量の増加 (3 倍) によって更に制 限を更新したが、実効的な背景事象計数率はほとんど変わらない (図 2.49)。これらの事象は、環 境ガンマ線や環境中性子、LAμ-PIC やドリフトプレーンからの検出器表面事象である。環境ガン マ線の計数率はガンマ線の除去能力によってほとんど決まっているため、除去能力の改善が必要で ある。環境中性子や検出器表面からの α 線事象は、現在の解析では原子核反跳事象と区別がつかな い。そのため、現在の検出器では除去が難しい背景事象があり、感度が制限されてしまっている。

現在は統計量がないため、感度にほとんど効かないが、本研究では飛跡の前後判定を取り入れた 解析を行った。この結果、skewness を用いた手法によって前後が判定できるということがわかっ た。しかし、50-100 keV での Headtail Power が 52.4 % (表 2.4) と、非常に分離能力が低い。こ れは、3 次元飛跡のうちの1 次元の情報のみを用いて解析しているためである。3 次元的な情報を 用いて解析すれば改善すると期待される。

現在、CF<sub>4</sub>のガス圧力を低下させることで原子核反跳の飛跡を伸ばしたり、厚み5 cm の銅を検 出器の周りに設置することで環境ガンマ線の遮蔽を行い、上記の問題に対する改善を進めている。 LAµ-PIC を用いて測定を行ってきたが、さらに放射能汚染の少ない素材を用いて作成された新し いµ-PIC の開発も進められており、さらなる低バックグラウンド化が期待される。このようにし て、DAMA/LIBRA [31] が主張している領域の探索や他の直接探索実験の感度を目指している。

### 5.2 NITPC の開発

検出器表面からの背景事象を解析的に除去するために、NITPC の開発を行った (3.2節、3.3節)。 NITPC を用いる主たる動機としては、z の絶対位置再構成による z 方向の有効体積カットである。 ドリフト速度の違うキャリアが複数生成され、読み出し面への到達時間差から、z の絶対位置を決 定することができる。本研究では、z 位置の分かっている α 線飛跡の検出実験を行い、z の絶対位 置が正しく再構成されることを示した (図 3.16)。そして、世界で初めて NITPC を用いて z の絶 対位置の再構成と 3 次元飛跡の同時検出に成功した。これにより、本研究の暗黒物質探索での主な 背景事象である μ-PIC (z が小さい位置) やドリフトプレーン (z が大きい位置) からの背景事象の 選別が可能となり、実用的であることがわかった。その他に、陰イオンがドリフトすることによる ガス拡散の低減と 20 Torr という低圧での動作から角度分解能の向上が期待される。

さらに、NITPC のための Garfield++ シミュレーションの開発も行った (3.3節)。電子のドリ フトにしか対応していなかった既存のシミュレーションツールに、陰イオンガスによる電子の Attachment や陰イオンからの Detachment、電場中の陰イオンガスのドリフトを初めて実装した (図 3.29)。NITPC としての基礎的な動作が再現できたため、測定データとの比較が可能となった (図 3.34)。今後、様々な実験結果のシミュレーションによる説明や、MPGD の選択・構造の決定 をするために用いることができる重要な礎となった。

本研究で、NITPC のさらなる理解を深めることができた。これを踏まえて、現在、暗黒物質探 索に向けた大型化や読み出し回路の開発が行われている。低拡散である NITPC は、ドリフト距離 を増やしても角度分解能を保つことができるため、低検出効率を補うための検出器の大型化に対し て有効である。1.6×1.6×1.0 m<sup>3</sup> の大きさを持つ CYGNUS/NEWAGE-KM 1.0 を用いた神岡地 下での暗黒物質探索のためのさまざまな準備試験が行われている。さらに、NITPC のための読み 出し集積回路として、"Low gain"と "High gain"を読み出すことができる LTARS2018 が開発さ れている [85]。これにより、メインキャリアとマイノリティキャリアの同時検出の効率が改善され る。SF<sub>6</sub> ガスを用いた原子核反跳の検出のために、セルフトリガーの開発が進められている。原子 核反跳の検出が可能となると、原子核反跳の検出効率やガンマ線除去能力について見積もることが できる。このように、NITPC を用いての暗黒物質探索に向けた準備が進められている。

### 5.3 機械学習の導入

4章で、NEWAGE における機械学習の実用性の評価を行った。CNN を用いた画像認識を用い て分類問題を解くことで、飛跡の方向再構成(4.2節)や飛跡の前後判定(4.3節)を行うことができ た。機械学習を用いたことにより、飛跡の方向再構成では、シミュレーションデータについて1.5 倍程度の角度分解能の向上が達成された(図 4.19)。これによって、50 keV 以下の低エネルギーの 角度分解能も見積もることができる可能性がある。さらに、飛跡の前後判定も行うことができてい る (図 4.23、4.24)。原子核反跳のベクトル方向を捉えることができ、暗黒物質探索の感度が向上 すると考えられる。本研究では、飛跡の方向の再構成と飛跡の前後判定を別々に見積もっている。 これは、シミュレーションデータによる実験データの再現が難しく、同時に学習できないためであ る。将来的には、飛跡の方向と前後の判定を同時に行い、飛跡のベクトル方向を再構成することを 目指す。

機械学習は、飛跡の方向の再構成や前後判定以外にも、背景事象選別にも用いることができると 考えられる。ガンマ線の除去率を上げることで、検出効率の改善が期待できる。ガンマ線背景事象 選別のための機械学習を行う際には、<sup>252</sup>Cfの線源ではガンマ線も放出されるため、そのデータを 学習に用いることができない。機械学習に用いるデータは、中性子ビーム測定や<sup>241</sup>Am-Be 中性子 線源などの中性子のみを検出したデータが必要となる。本研究で、飛跡の方向の再構成や前後判定 が機械学習によって決定することができることがわかったため、中性子のみのデータを測定し、ガ ンマ線の除去能力を向上させることができると思われる。

このように、機械学習を用いた解析を導入することで様々な面で感度向上が期待される。機械学 習自体はまだまだ発展段階で、本研究でも基礎的な VGG [109] を用いての CNN であり、これ以 上の性能を持つ学習モデルを作成することができると考えられる。今後、さらに機械学習と検出器 応答の研究を進め、暗黒物質探索の感度向上を目指す。

### 5.4 展望

本研究で、NEWAGE の 2021 年の暗黒物質探索のデータを解析し、課題点を見出した。その課 題点は3点あり、検出効率とエネルギー閾値、背景事象である。NITPC の導入によって、エネル ギー閾値や背景事象について改善が期待される。低圧ガス (20 Torr)を用いることによる角度分解 能の向上から、エネルギー閾値を下げることが期待される。さらに、z の絶対位置の再構成から、従 来の手法では選別できていなかった μ-PIC やドリフトプレーンからの表面 α 線事象を選別するこ とができる。機械学習を用いることで、角度分解能が向上し、エネルギー閾値を下げることが可能 になると考えられる。今後、機械学習の理解を進め、検出効率を上げるためのガンマ線除去にも用 いることができると考えている。

このように、課題点を克服することで DAMA/LIBRA [31] が暗黒物質を主張している領域の探 索や他の直接探索実験の感度を達成することができると考えられる。図 5.1は SF<sub>6</sub> ガス 20 Torr を 用いた検出器で1年間測定した時に期待される感度曲線である。検出器の応答としては、検出効 率が3倍改善し、エネルギー閾値が30 keV になることを仮定している。現在の NEWAGE0.3b" 検出器の大きさ (1.29 kg·days) であれば、本研究の制限を2桁更新することが期待される。さ らに、現在準備中である CYGNUS/NEWAGE-KM 1.0 (59.1 kg·days) を用いた探索を行うと、 DAMA/LIBRA が暗黒物質を主張している領域の探索を達成することができる。



図5.1: SF<sub>6</sub> ガス 20 Torr を用いた検出器で1年間測定した時に期待される感度曲線。濃い青点線が NEWAGE0.3b"の大きさの検出器を用いた時、淡い青点線が CYGNUS/NEWAGE-KM 1.0の大 きさの検出器を用いた時の感度である。赤線は本研究の RUN20-25 の解析結果、青線は DRIFT [57] の上限値であり、灰色の領域は DAMA/LIBRA [50] が暗黒物質を主張している領域である。

### 第6章

## 結論

NEWAGE では方向に感度を持った手法によって暗黒物質直接探索実験を行っている。NEWAGE における主な背景事象の1つとして、 $\mu$ -PIC 表面からの $\alpha$ 線が挙げられる。この解決策として、 放射性不純物の少ない素材を用いた LA $\mu$ -PIC が開発された。この LA $\mu$ -PIC を用いた暗黒物質 探索結果から、 $\mu$ -PIC 表面からの $\alpha$ 線背景事象を低減することに成功している。さらに、飛跡の 前後判定を用いて到来方向に感度を持つ手法による暗黒物質探索結果も得られている。しかし、 DAMA/LIBRA の暗黒物質の存在を主張している領域や他実験によって制限を与えられている領 域の探索を行えていない。

本研究では、方向に感度持った制限の更新を目指して、飛跡の前後判定を用いた到来方向に感 度を持つ暗黒物質探索と高感度化のための新しい試みを行った。暗黒物質探索では、新しいカッ ト条件を導入したことにより、従来の 50 % 程度の原子核反跳の検出効率を保ちながら、ガンマ 線除去能力を2桁改善し、ガンマ線除去能力8.8×10<sup>-7</sup>を達成した。これにより、従来のカット では使えていなかったガスゲインの高いデータを用いることができるようになり、約3倍の統計 量の増加を達成した。さらに、飛跡の前後判定の解析を行い、50-100 keV のエネルギー領域の Headtail Power が 52.4 % であることを見積もった。これにより、W 質量 150 GeV/ $c^2$  の WIMP に対して、陽子との散乱断面積 37 pb の上限値を与え、到来方向に感度を持つ手法において、世界 最高の制限を更新した。新しい試みとして、陰イオンガス TPC (NITPC)の開発と機械学習の導 入を試みた。NITPCの開発では、マイノリティキャリアを用いた z の絶対位置再構成の線形性を 確認し、z が 40 mm から 140 mm において z の絶対位置の再構成を達成した。これにより、z の 絶対位置の再構成と3次元飛跡の同時検出を世界で初めて示し、NITPCを開発段階から実用段階 へと発展させた。NITPC のための Garfield++ シミュレーションの開発も行い、NITPC の電子 捕獲や電子脱離、陰イオンガスのドリフトなどを取り扱えるように改良を行い、ツールとして実用 的な使用を可能とした。機械学習については、NEWAGEの測定データを機械学習を用いて解析す ることで感度の向上が期待されることを確認した。機械学習による飛跡の方向再構成による角度分 解能については、シミュレーションデータに関して 1.5 倍の改善を得た。飛跡の前後判定において も、200-400 keV の領域に対して Headtail Power が 65.9 % という結果を得ることができた。

到来方向に感度を持つ手法での暗黒物質探索を行い、世界最高感度を更新したが、課題点が多く

挙げられる。これらの課題点に対して、本研究で行った新しい試みにより、改善が期待される。新 しい試みからさらなる高感度化を達成し、DAMA/LIBRA が暗黒物質を主張する領域の探索や他 の直接探索実験の感度を達成することができる。

## 付録 A

# SF<sub>6</sub> ガスを用いた NITPC の電子ビーム によるエネルギーの線形性

SF<sub>6</sub> ガスを用いた NITPC は理解がほとんどされていない。そのため、検出されるエネルギーの 線形性を確認する必要がある。NEWAGE では <sup>55</sup>Fe の 5.9 keV の X 線源や <sup>241</sup>Am の 5.4 MeV の  $\alpha$  線源などの線源を用いた測定が行われている。しかし、エネルギーの線形性を確認するためには 複数のエネルギーで測定する必要がある。そこで、複数のエネルギーや粒子を生成できる低エネル ギーイオンビーム装置である COMIMAC [111] を用いて測定を行った。本実験は NEWAGE と同 様に、方向に感度を持つ暗黒物質探索を行っている MIMAC [63] との共同でフランスのグルノー ブルにある LPSC (Laboratory of Subatomic Physics & Cosmology) で測定を行った。

### A.0.1 実験セットアップ

### COMIMAC と検出器

本研究では、低エネルギーイオンビーム装置である COMIMAC [111] を用いた。図 A.1と図 A.2は、 それぞれ COMIMAC の写真と COMIMAC の構造である。大きさとしては約  $1.5 \times 0.5 \times 1 \text{ m}^3$  で あり、テーブルトップのビーム装置となっている。COMIMAC は Electron Cyclotron Resonance Ion Source (ECRIS) [112] と呼ばれるイオン源によって電子やイオンを生成し、電場によって加 速する。加速された電子やイオンは直径 1  $\mu$ m の穴を通って検出器に入射する。加速電場を変化さ せることによって入射粒子のエネルギーを変更することができる。イオン源は特定のガスを用いて イオンを生成しているが、ガスによっては様々なイオンが生成されてしまう。そこで、COMIMAC 内に "Wien Filter" という縦方向に電場、横方向に磁場がかかるようなフィルターが用意されてお り、直径 1  $\mu$ m の穴に入射させるイオンの質量電荷比 (q/m)を決定することができる。

COMIMAC を用いると電子とイオンのエネルギーを測定できるため、消光係数 (2.1.3節の 図 2.10参照)を測定することができる。MIMAC では COMIMAC を用いて CF<sub>4</sub> ガスの消光係数 の測定を行っており、消光係数の値が SRIM [73] と異なった結果が得られている [111]。消光係 数は、原子核反跳を捉える WIMP を探索する暗黒物質直接探索実験にとって非常に重要なパラ



図A.1: COMIMAC の全体写真。



図A.2: COMIMACの構造。

メータである。そのため、SF<sub>6</sub> ガス中の F 原子核の消光係数も測定する必要がある。このように、 COMIMAC は幅広く物理にアプローチできる低エネルギーイオンビーム装置である。

本研究では、NITPC を検出器として SF<sub>6</sub> を 30 mbar (22.5 Torr)の低圧で動作させる。増幅と 読み出しについては、Mesh と読み出し Pad 間で増幅を行い、ピクセルの読み出し Pad を用いて いる。検出器の詳細を表 A.1にまとめ、図 A.3に模式図を示す。

### 読み出し回路

本研究では、2種類の読み出し回路を用いてエネルギーの線形性を確認する。1 チャンネル読み 出しの神戸大読み出し回路と、多チャンネル読み出しの MIMAC 読み出し回路である。本研究で

検出器有感領域	$\phi 10 \times 5 \ { m cm}^3$
ドリフト電場	$368 \mathrm{~V/cm}$
增幅領域電場	$13.3 \ \mathrm{kV/cm}$
Mesh と Pad 間距離	$512~\mu{ m m}$

表A.1: COMIMAC 内検出器設定值



図A.3: COMIMAC での測定で用いられた検出器の模式図。有感体積は直径 10 cm、ドリフト領域の長さが 5 cm となっている。Mesh による増幅と Pad によるピクセル読み出しができる。

- は、主に神戸大読み出し回路のデータに関して述べる。
  - 神戸大読み出し回路

NEWAGE では CREMAT 社製の CR-110 を用いた CSA (Charge Sensitive Amplifier)回 路を作成した。回路図は図 A.4に示す。1.4 V/pC の電荷電圧変換係数と 140  $\mu$ s の時定数を 持っている CR-110 の後段に、さらに 5.1 倍する反転増幅回路を組んでいる回路である。読 み出し用の Pad に +3 kV の電圧をかけるため、1 nF のコンデンサを介して信号が読み出 される。電荷電圧変換係数は 15.3 V/pC である。この読み出し回路は Pad に到達した全電 荷のみ測定可能になっている。

MIMAC 読み出し回路
 MIMAC では Pad で読み出すことによって事象のエネルギーと位置情報を再構成できる。
 CR-110 よりも速い時定数 (約 10 ns)の回路であり、NITPCの電荷の読み出す遅さに対応していない。そのため、波形情報をデコンボリューションすることでエネルギーの再構成をしている。



図A.4: 神戸大読み出し回路。

### A.0.2 エネルギーの再構成

本研究では、COMIMAC によって照射された、5 keV、7 keV、10 keV の電子についての解析を 行った。これよりも低いエネルギーの3 keV も同様に測定したが、回路によるノイズが多く有意な ものは見えなかった。

まず、神戸大読み出し回路の解析を行う。それぞれの事象波形から波高最大値を取得した時の波 高分布を図 A.5に示す。ランダウ分布のような波高分布が取得できた。ランダウ分布関数で波高分 布のフィッティングを行い、ランダウ分布の MPV (most probable value) で評価を行う。MPV のエネルギー依存性を図 A.7に示す。ゼロ点と5 keV、7 keV、10 keV のデータに対して、線形近 似を行うと図 A.7の破線のような直線になってしまう。10 keV が低く出ている可能性があったた め、エネルギーが 10 keV の時の MPV を除いて線形近似を行うと、ゼロ点と5 keV と 7 keV のデ ータとよく合う近似直線が得られる (図 A.7の赤線)。10 keV の MPV は近似直線より 20 % 程度 低い値になっている。

10keV での線形性が確認できなかった原因解明のために、MIMAC 読み出し回路で取得されたデ ータの解析を行う。こちらの回路では波形からデコンボリューションした電荷量に相当する ADC 分布を取得している。神戸大読み出し回路と比較するために、カットなしの ADC 分布を確認する (図 A.6)。神戸大読み出し回路と同様に、ランダウ分布をしている。図 A.8にランダウ分布関数で フィットした時の MPV の電子ビームエネルギー依存性を示す。同様に、ゼロ点と 5 keV、7 keV、 10 keV のデータに対して、線形近似を行う (図 A.8中の黒破線)。NEWAGE の読み出し回路と同 じように近似直線がデータと合わない。10 keV を除いた時の線形近似を行うと、こちらも 10 keV の時の MPV は 15 % 程度低くなる。2 種類の回路で同様の結果が得られたことから、10keV の事 象が低く見積もられる現象が回路によるものでないことが強く示唆された。



図A.5: 神戸大読み出し回路を用いた時の (a)5 keV、(b)7 keV、(c)10 keV のエネルギーの電子ビームにお ける波高分布。緑線は分布に対してランダウ分布関数でフィットしたもの。



図A.6: MIMAC 読み出し回路を用いた時の (a)5 keV、(b)7 keV、(c)10 keV のエネルギーの電子ビームに おける ADC 分布。緑線は分布に対してランダウ分布関数でフィットしたもの。

### A.0.3 鉄の特性 X 線の影響

図 A.5や図 A.6で確認できるような 10 keV のエネルギーが低く見積もられる原因として、鉄の 6.4 keV の特性 X 線の放出が考えられる。COMIMAC では電子ビームを検出器に照射する際、直 径 1 µm の穴を作っている素材である鉄の 6.4 keV の X 線が放出される。今回の SF<sub>6</sub> ガスでは分解 能が悪いため、その分離は確認できなかった。確認のために、同じ検出器で CF<sub>4</sub> ガス (50 mbar) を 用いて 10 keV のエネルギーの電子ビームを検出した。その時のエネルギースペクトルを図 A.9に 示す。有効領域カットなしのエネルギースペクトル (図 A.9中黒線) と Pad 平面中心部分の 30 mm 角の領域を有効領域とした時のエネルギースペクトル (図 A.9中赤線) とともに、電子ビームのエ



図A.7:神戸大読み出し回路を用いた時の MPV の電 図A.8: MIMAC 読み出し回路を用いた時の MPV の 子ビームエネルギーの依存性。黒破線はゼロ 点を含み、全データを用いて近似した直線。赤 線はゼロ点を含み、10 keV データを除いて近 似した直線。

電子ビームエネルギーの依存性。黒破線はゼ 口点を含み、全データを用いて近似した直線。 赤線はゼロ点を含み、10 keV データを除いて 近似した直線。



図A.9: COMIMAC を用いて 10 keV 電子を CF4 ガスを用いた検出器に入射した時のエネルギースペクト ル。10 keV 電子のピークと、6.4 keV 特性 X 線のピークが確認できる。黒線が有効領域カットなし、 赤線が Pad の中心 30 mm 角の有効領域カットありのエネルギースペクトルである。
ネルギー 10 keV と鉄の特性 X 線である 6.4 keV のピークが確認できる。有効領域カットを行う ことで 10 keV 電子の検出数に対する 6.4 keV 特性 X 線の検出数の割合を 50 % 以上減らすこと ができる。これは、は COMIMAC からの電子ビームの入射位置から 10 keV の電子が検出される 位置が有感領域の中央付近に集まり、一方、鉄の 6.4 keV の特性 X 線は吸収長から、有感領域の 外側にも分布するためである。有効領域カットなしのスペクトルからピークをガウスフィットし、 10 keV と 6.4 keV の検出数 N の比を見積もると、 $N_{10 \ keV}^{CF_4}/N_{6.4 \ keV}^{CF_4}$ =5/8 であった。Geant4 シミ ュレーションによって SF<sub>6</sub> ガス 30 mbar と CF<sub>4</sub> ガス 50 mbar の 6.4 keV 特性 X 線の検出効率の 比を計算すると  $N_{x-ray}^{CF_6}/N_{x-ray}^{SF_6}$ =5/12 であることがわかった。これによって SF<sub>6</sub> ガス 30 mbar の 10 keV 電子と 6.4 keV 特性 X 線の割合  $N_{10 \ keV}^{SF_6}/N_{6.4 \ keV}^{SF_6}$ は以下のように見積もることができる。

$$\frac{N_{10 \text{ keV}}^{\text{SF}_6}}{N_{6.4 \text{ keV}}^{\text{SF}_6}} = \frac{N_{10 \text{ keV}}^{\text{CF}_4}}{N_{6.4 \text{ keV}}^{\text{CF}_4}} \times \frac{N_{\text{x-ray}}^{\text{CF}_4}}{N_{\text{x-ray}}^{\text{SF}_6}} = \frac{5}{8} \times \frac{5}{12} \sim \frac{1}{4}$$
(A.1)

つまり、SF<sub>6</sub> ガスでは 10keV の電子信号の約 4 倍の数の 6.4 keV の特性 X 線を検出していること になる。そのため、10 keV の電子ビームのエネルギーを実験で得られたエネルギー分解能込みで 再構成すると、ほとんど 10 keV のエネルギーのものは確認できず、6.4 keV 程度(約 40 % 低下) になってしまう。図 A.10に Geant4 シミュレーションによる 6.4 keV 特性 X 線を考慮したエネル ギー再構成と神戸大読み出し回路を用いたエネルギー再構成の値を示す。10 keV に対するシミュ レーションの結果は、傾向は説明しているが実験結果よりも大きくずれている。これは SF<sub>6</sub> ガス 30 mbar での 10 keV 電子と 6.4 keV 特性 X 線の割合の系統誤差を考慮していないことが原因だ と考えられる。

MIMAC 読み出し回路では有効領域カットが可能であるため、6.4 keV 特性 X 線の割合を減ら すことができる。Pad 平面を中心にして 30 mm 角を有効領域とした時の MPV のエネルギー依存 性を図 A.11に示す。ゼロ点を含み、10 keV を除いて線形近似を行うと、10 keV の MPV もその 直線上に分布していることがわかる。このように SF<sub>6</sub> ガスでの電子ビームによるエネルギーの線 形性を確認することができた。

エネルギー分布に相当する波高分布や ADC 分布がランダウ分布になっている原因としては、 Mesh と Pad 間の増幅領域が 512 µm と長くなっているためではないかと考えているが、詳細な原 因はわかっていない。このような原因に対しては、シミュレーションによる確認が必要だが、十分 なシミュレーションが現状ない。そのため、シミュレーションの開発が非常に重要である。シュミ ュレーションの開発については3.3節で述べた。本節では、低エネルギー領域 (5 から 10 keV) での エネルギーの線形性を説明することができた。しかし、十分な確認にはなっていないため、10 keV の領域やそれより大きなエネルギーを正しく見積もることができるように測定する必要がある。そ のためには、位置分解能を持つ検出器や、6.4 keV の特性 X 線を分離できる分解能の良い検出器を 用いる必要がある。今後、上記のような問題点を解決し、エネルギーの線形性の再確認と SF<sub>6</sub> ガス の消光係数の見積もりなどを行っていきたいと考えている。



図A.10: 神戸大読み出し回路を用いた時のエネルギー 図A.11: MIMAC 読み出し回路を用いた時の有効領 再構成 (青点) と Geant4 シミュレーション による 6.4 keV 特性 X 線を考慮に入れたエ ネルギー再構成の電子ビームエネルギーの依 存性。赤線は測定値 (青点) についてゼロ点 を含み、10 keV データを除いて近似した直

線。

参考文献

- M. Klasen, M. Pohl, and G. Sigl. Indirect and direct search for dark matter. Progress in Particle and Nuclear Physics, 85:1â 32, Nov 2015. doi:10.1016/j.ppnp.2015.07.001.
- [2] F. Zwicky. On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae. Astrophys. J., 86:217–246, 1937. doi:10.1086/143864.
- [3] Vera C. Rubin, Jr. Ford, W. Kent, and Norbert Thonnard. Extended rotation curves of high-luminosity spiral galaxies. IV. Systematic dynamical properties, Sa through Sc. *Astrophys. J. Lett.*, 225:L107–L111, 1978. doi:10.1086/182804.
- [4] Alexandre Refregier. Weak gravitational lensing by large scale structure. Ann. Rev. Astron. Astrophys., 41:645-668, 2003. arXiv:astro-ph/0307212, doi:10.1146/annurev.astro.41.111302.102207.
- [5] Richard Massey et al. Dark matter maps reveal cosmic scaffolding. Nature, 445:286, 2007. arXiv:astro-ph/0701594, doi:10.1038/nature05497.
- [6] Douglas Clowe, Maruša Bradač, Anthony H. Gonzalez, Maxim Markevitch, Scott W. Randall, Christine Jones, and Dennis Zaritsky. A direct empirical proof of the existence of dark matter. *The Astrophysical Journal*, 648(2):L109–L113, aug 2006. doi:10.1086/508162.
- [7] C. L. Bennett, M. Halpern, G. Hinshaw, and journal = The Astrophysical Journal Supplement Series others, title = First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe(WMAP) Observations: Preliminary Maps and Basic Results. 148(1):1–27, sep 2003. doi:10.1086/377253.
- [8] Planck Collaboration. Planck 2018 results vi. cosmological parameters. A&A, 641:A6, 2020. doi:10.1051/0004-6361/201833910.
- [9] Volker Springel, Simon D. M. White, Adrian Jenkins, Carlos S. Frenk, Naoki Yoshida, Liang Gao, Julio Navarro, Robert Thacker, Darren Croton, John Helly, and et al. Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars. *Nature*, 435(7042):629â 636, Jun 2005. doi:10.1038/nature03597.
- [10] C. Alcock, R. A. Allsman, D. Alves, et al. The MACHO project: Limits on planetary mass dark matter in the galactic halo from gravitational microlensing. *The Astrophysical*

Journal, 471(2):774–782, nov 1996. doi:10.1086/178005.

- [11] L. Wyrzykowski, J. Skowron, KozÅ owski, et al. The OGLE view of microlensing towards the Magellanic Clouds â IV. OGLE-III SMC data and final conclusions on MACHOs\*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 416(4):2949–2961, 09 2011. doi: 10.1111/j.1365-2966.2011.19243.x.
- [12] P. Tisserand, L. Le Guillou, C. Afonso, J. N. Albert, J. Andersen, R. Ansari, A. Aubourg, P. Bareyre, J. P. Beaulieu, X. Charlot, and et al. Limits on the macho content of the galactic halo from the eros-2 survey of the magellanic clouds. Astronomy & Astrophysics, 469(2):387â 404, Apr 2007. doi:10.1051/0004-6361:20066017.
- [13] Scott W. Randall, Maxim Markevitch, Douglas Clowe, Anthony H. Gonzalez, and Marusa Bradač. 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(2):1173–1180, jun 2008. doi:10.1086/587859.
- [14] Maruša Bradač, Steven W. Allen, Tommaso Treu, Harald Ebeling, Richard Massey, R. Glenn Morris, Anja von der Linden, and Douglas Applegate. Revealing the properties of dark matter in the merging cluster MACS j0025.4-1222. *The Astrophysical Journal*, 687(2):959–967, nov 2008. doi:10.1086/591246.
- [15] Gerard Jungman, Marc Kamionkowski, and Kim Griest. Supersymmetric dark matter. *Physics Reports*, 267(5):195 - 373, 1996. doi:https://doi.org/10.1016/ 0370-1573(95)00058-5.
- [16] R. D. Peccei and Helen R. Quinn. CP conservation in the presence of pseudoparticles. *Phys. Rev. Lett.*, 38:1440–1443, Jun 1977. doi:10.1103/PhysRevLett.38.1440.
- [17] Adam Burrows, M. Ted Ressell, and Michael S. Turner. Axions and sn 1987a: Axion trapping. Phys. Rev. D, 42:3297–3309, Nov 1990. doi:10.1103/PhysRevD.42.3297.
- [18] Duane A. Dicus, Edward W. Kolb, Vigdor L. Teplitz, and Robert V. Wagoner. Astrophysical bounds on very-low-mass axions. *Phys. Rev. D*, 22:839–845, Aug 1980. doi:10.1103/PhysRevD.22.839.
- [19] Duane A. Dicus, Edward W. Kolb, Vigdor L. Teplitz, and Robert V. Wagoner. Astrophysical bounds on the masses of axions and higgs particles. *Phys. Rev. D*, 18:1829–1834, Sep 1978. doi:10.1103/PhysRevD.18.1829.
- [20] Y. Fukuda, T. Hayakawa, Ichihara, et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 81:1562–1567, Aug 1998. doi:10.1103/PhysRevLett.81.1562.
- [21] Carlos Blanco, Dan Hooper, and Pedro Machado. Constraining sterile neutrino interpretations of the lsnd and miniboone anomalies with coherent neutrino scattering experiments. *Phys. Rev. D*, 101:075051, Apr 2020. doi:10.1103/PhysRevD.101.075051.
- [22] A Merle. kev neutrino model building. International Journal of Modern Physics D, 22(10):1330020, 2013. doi:10.1142/S0218271813300206.

- [23] J.D. Lewin and P.F. Smith. Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil. Astroparticle Physics, 6(1):87 112, 1996. doi:https://doi.org/10.1016/S0927-6505(96)00047-3.
- [24] Paolo Gondolo. Recoil momentum spectrum in directional dark matter detectors. Phys. Rev. D, 66:103513, Nov 2002. doi:10.1103/PhysRevD.66.103513.
- [25] Jo Bovy, Allende Prieto, and others. The milky way's circular-velocity curve between 4 and 14 kpc from apogee data. The Astrophysical Journal, 759(2):131, Oct 2012. doi:10.1088/0004-637x/759/2/131.
- [26] Paul J. McMillan and James J. Binney. The uncertainty in galactic parameters. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 402(2):934â 940, Feb 2010. doi:10.1111/ j.1365-2966.2009.15932.x.
- [27] Piffl, T., Scannapieco, C., Binney, J., et al. The rave survey: the galactic escape speed and the mass of the milky way. A&A, 562:A91, 2014. doi:10.1051/0004-6361/ 201322531.
- [28] Richard H. Helm. Inelastic and elastic scattering of 187-mev electrons from selected eveneven nuclei. Phys. Rev., 104:1466–1475, Dec 1956. doi:10.1103/PhysRev.104.1466.
- [29] G. Co', V. De Donno, M. Anguiano, and A.M. Lallena. Nuclear proton and neutron distributions in the detection of weak interacting massive particles. *JCAP*, 11:010, 2012. doi:10.1088/1475-7516/2012/11/010.
- [30] David N. Spergel. Motion of the earth and the detection of weakly interacting massive particles. *Phys. Rev. D*, 37:1353–1355, Mar 1988. doi:10.1103/PhysRevD.37.1353.
- [31] R. Bernabei, P. Belli, A. Bussolotti, F. Cappella, V. Caracciolo, R. Cerulli, C.J. Dai, A. d' Angelo, A. Di Marco, and et al. First model independent results from dama/libraphase2. Nuclear Physics and Atomic Energy, 19(4):307â 325, Dec 2018. doi:10.15407/ jnpae2018.04.307.
- [32] G. Adhikari, P. Adhikari, and others. Search for a dark matter-induced annual modulation signal in nai(tl) with the cosine-100 experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 123:031302, Jul 2019. doi:10.1103/PhysRevLett.123.031302.
- [33] K Fushimi, H Ejiri, et al. Dark matter search project PICO-LON. Journal of Physics: Conference Series, 718:042022, may 2016. doi:10.1088/1742-6596/718/4/042022.
- [34] Emily Shields, Jingke Xu, and Frank Calaprice. Sabre: A new nai(t1) dark matter direct detection experiment. *Physics Procedia*, 61:169 178, 2015. 13th International Conference on Topics in Astroparticle and Underground Physics, TAUP 2013. doi: https://doi.org/10.1016/j.phpro.2014.12.028.
- [35] J. Amaré, S. Cebrián, et al. First results on dark matter annual modulation from the anais-112 experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 123:031301, Jul 2019. doi:10.1103/ PhysRevLett.123.031301.

- [36] J. Amaré, S. Cebrián, et al. ANAIS-112 status: two years results on annual modulation. Journal of Physics: Conference Series, 1468:012014, feb 2020. doi:10.1088/ 1742-6596/1468/1/012014.
- [37] R. Agnese, T. Aralis, et al. First dark matter constraints from a supercdms single-charge sensitive detector. *Phys. Rev. Lett.*, 121:051301, Aug 2018. doi:10.1103/PhysRevLett. 121.051301.
- [38] R. Agnese, A. J. Anderson, et al. New results from the search for low-mass weakly interacting massive particles with the cdms low ionization threshold experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 116:071301, Feb 2016. doi:10.1103/PhysRevLett.116.071301.
- [39] C. E. Aalseth, P. S. Barbeau, et al. Cogent: A search for low-mass dark matter using p-type point contact germanium detectors. *Phys. Rev. D*, 88:012002, Jul 2013. doi: 10.1103/PhysRevD.88.012002.
- [40] L. Hehn, E. Armengaud, et al. Improved edelweiss-iii sensitivity for low-mass wimps using a profile likelihood approach. *The European Physical Journal C*, 76(10):548, 2016. doi:10.1140/epjc/s10052-016-4388-y.
- [41] A.â H. Abdelhameed, G. Angloher, and et al. First results from the cresst-iii low-mass dark matter program. *Physical Review D*, 100(10), Nov 2019. doi:10.1103/physrevd. 100.102002.
- [42] P.-A. Amaudruz, M. Baldwin, et al. First results from the deap-3600 dark matter search with argon at snolab. *Phys. Rev. Lett.*, 121:071801, Aug 2018. doi:10.1103/ PhysRevLett.121.071801.
- [43] P. Agnes, I. F. M. Albuquerque, et al. Low-mass dark matter search with the darkside-50 experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 121:081307, Aug 2018. doi:10.1103/PhysRevLett.121.081307.
- [44] K. Abe, K. Hiraide, et al. Direct dark matter search by annual modulation in xmass-i. *Physics Letters B*, 759:272 - 276, 2016. doi:https://doi.org/10.1016/j.physletb. 2016.05.081.
- [45] E. Aprile, J. Aalbers, et al. Dark matter search results from a one ton-year exposure of xenon1t. *Phys. Rev. Lett.*, 121:111302, Sep 2018. doi:10.1103/PhysRevLett.121. 111302.
- [46] D. S. Akerib, S. Alsum, et al. Results from a search for dark matter in the complete lux exposure. *Phys. Rev. Lett.*, 118:021303, Jan 2017. doi:10.1103/PhysRevLett.118. 021303.
- [47] Xiangyi Cui, Abdusalam Abdukerim, et al. Dark matter results from 54-ton-day exposure of pandax-ii experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 119:181302, Oct 2017. doi: 10.1103/PhysRevLett.119.181302.
- [48] M. Szydagis. The present and future of searching for dark matter with lux and lz, 2016.

arXiv:1611.05525.

[49]

- [50] R. Bernabei, P. Belli, F. Cappella, R. Cerulli, C. J. Dai, A. d' Angelo, H. L. He, A. Incicchitti, H. H. Kuang, J. M. Ma, and et al. First results from dama/libra and the combined results with dama/nai. *The European Physical Journal C*, 56(3):333â 355, Aug 2008. doi:10.1140/epjc/s10052-008-0662-y.
- [51] D. S. Akerib, S. Alsum, et al. Limits on spin-dependent wimp-nucleon cross section obtained from the complete lux exposure. *Phys. Rev. Lett.*, 118:251302, Jun 2017. doi:10.1103/PhysRevLett.118.251302.
- [52] Jingkai Xia, Abdusalam Abdukerim, et al. Pandax-ii constraints on spin-dependent wimp-nucleon effective interactions. *Physics Letters B*, 792:193 – 198, 2019. doi:https: //doi.org/10.1016/j.physletb.2019.02.043.
- [53] E. Aprile, J. Aalbers, et al. Constraining the spin-dependent wimp-nucleon cross sections with xenon1t. *Phys. Rev. Lett.*, 122:141301, Apr 2019. doi:10.1103/PhysRevLett.122. 141301.
- [54] R. Agnese, A. J. Anderson, et al. Low-mass dark matter search with cdmslite. *Phys. Rev. D*, 97:022002, Jan 2018. doi:10.1103/PhysRevD.97.022002.
- [55] K. Choi, K. Abe, et al. Search for neutrinos from annihilation of captured low-mass dark matter particles in the sun by super-kamiokande. *Phys. Rev. Lett.*, 114:141301, Apr 2015. doi:10.1103/PhysRevLett.114.141301.
- [56] M. G. Aartsen, M. Ackermann, et al. Search for annihilating dark matter in the sun with 3 years of icecube data. *The European Physical Journal C*, 77(3):146, 2017. doi: 10.1140/epjc/s10052-017-4689-9.
- [57] J.B.R. Battat et al. Low Threshold Results and Limits from the DRIFT Directional Dark Matter Detector. Astropart. Phys., 91:65-74, 2017. doi:10.1016/j.astropartphys. 2017.03.007.
- [58] Ryota Yakabe, Kiseki Nakamura, et al. First limits from a 3D-vector directional dark matter search with the NEWAGE-0.3b' detector. Progress of Theoretical and Experimental Physics, 2020(11), 11 2020. 113F01. doi:10.1093/ptep/ptaa147.
- [59] Tomonori Ikeda, Kiseki Nakamura, Takuya Shimada, Ryota Yakabe, Takashi Hashimoto, Hirohisa Ishiura, Takuma Nakamura, Hiroshi Ito, Koichi Ichimura, Ko Abe, Kazuyoshi Kobayashi, Toru Tanimori, Hidetoshi Kubo, Atsushi Takada, Hiroyuki Sekiya, Atsushi Takeda, and Kentaro Miuchi. Direction-sensitive dark matter search with a low-background gaseous detector newage-0.3b", 2021. arXiv:2101.09921.
- S. Ahlen, J.B.R. Battat, et al. First dark matter search results from a surface run of the 10-l dmtpc directional dark matter detector. *Physics Letters B*, 695(1):124 129, 2011. doi:https://doi.org/10.1016/j.physletb.2010.11.041.

- [61] Georges Charpak, J. Derre, Y. Giomataris, and P. Rebourgeard. MICROMEGAS, a multipurpose gaseous detector. Nucl. Instrum. Meth. A, 478:26–36, 2002. doi:10. 1016/S0168-9002(01)01713-2.
- [62] D Santos, G Bosson, J L Bouly, O Bourrion, Ch Fourel, O Guillaudin, J Lamblin, F Mayet, J F Muraz, J P Richer, Q Riffard, L Lebreton, D Maire, J Busto, J Brunner, and D Fouchez. MIMAC: MIcro-tpc MAtrix of chambers for dark matter directional detection. Journal of Physics: Conference Series, 469:012002, dec 2013. doi:10.1088/ 1742-6596/469/1/012002.
- [63] Y. Tao, C. Beaufort, I. Moric, C. Tao, D. Santos, N. Sauzet, C. Couturier, O. Guillaudin, J. F. Muraz, F. Naraghi, N. Zhou, and J. Busto. Track length measurement of <sup>19</sup>f<sup>+</sup> ions with the mimac dark matter directional detector prototype, 2020. arXiv:1903.02159.
- [64] N. Di Marco et al. NEWSdm: an emulsion-based directional dark matter experiment. Journal of Physics: Conference Series, 1056:012018, jul 2018. doi:10.1088/1742-6596/ 1056/1/012018.
- [65] Kentaro Miuchi, Kaori Hattori, et al. Direction-sensitive dark matter search results in a surface laboratory. *Physics Letters B*, 654(3):58 – 64, 2007. doi:https://doi.org/ 10.1016/j.physletb.2007.08.042.
- [66] Kentaro Miuchi, Hironobu Nishimura, et al. First underground results with newage-0.3a direction-sensitive dark matter detector. *Physics Letters B*, 686(1):11 – 17, 2010. doi:https://doi.org/10.1016/j.physletb.2010.02.028.
- [67] Kiseki Nakamura, Kentaro Miuchi, et al. Direction-sensitive dark matter search with gaseous tracking detector NEWAGE-0.3b'. Progress of Theoretical and Experimental Physics, 2015(4), 04 2015. 043F01. doi:10.1093/ptep/ptv041.
- [68] Takashi Hashimoto, Kentaro Miuchi, et al. Development of a low-α-emitting μ-pic as a readout device for direction-sensitive dark matter detectors. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 977:164285, 2020. doi:https://doi.org/10.1016/j.nima. 2020.164285.
- [69] Tomonori IKEDA. Directional dark matter search with a low-background gaseous detector. *Doctoral Dissertation*, 3 2020.
- [70] Kiseki NAKAMURA. Direction-sensitive dark matter search with a gaseous micro time projection chamber. *Doctoral Dissertation*, 3 2013.
- [71] Fabio Sauli. The gas electron multiplier (gem): Operating principles and applications. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 805:2 - 24, 2016. Special Issue in memory of Glenn F. Knoll. doi:https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.07.060.
- [72] S.F. Biagi. A multiterm boltzmann analysis of drift velocity, diffusion, gain and

magnetic-field effects in argon-methane-water-vapour mixtures. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 283(3):716 – 722, 1989. doi:https://doi.org/10.1016/ 0168-9002(89)91446-0.

- [73] James F. Ziegler, M.D. Ziegler, and J.P. Biersack. Srim â the stopping and range of ions in matter (2010). Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 268(11):1818 1823, 2010. 19th International Conference on Ion Beam Analysis. doi:https://doi.org/10.1016/j.nimb.2010.02.091.
- [74] G. F. Reinking, L. G. Christophorou, and S. R. Hunter. Studies of total ionization in gases/mixtures of interest to pulsed power applications. *Journal of Applied Physics*, 60(2):499–508, July 1986. doi:10.1063/1.337792.
- [75] O. Sasaki and M. Yoshida. Asd ic for the thin gap chambers in the lhc atlas experiment. In 1998 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record. 1998 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (Cat. No.98CH36255), volume 1, pages 440-444 vol.1, 1998. doi:10.1109/NSSMIC.1998.775179.
- [76] Toru Tanimori, Hidetoshi Kubo, Kentaro Miuchi, Tsutomu Nagayoshi, Reiko Orito, Atsushi Takada, and Atsushi Takeda. Detecting the wimp-wind via spin-dependent interactions. *Physics Letters B*, 578(3):241 – 246, 2004. doi:https://doi.org/10. 1016/j.physletb.2003.10.077.
- [77] J.B.R. Battat, J. Brack, et al. First background-free limit from a directional dark matter experiment: Results from a fully fiducialised drift detector. *Physics of the Dark Universe*, 9-10:1 - 7, 2015. doi:https://doi.org/10.1016/j.dark.2015.06.001.
- [78] Daniel P. Snowden-Ifft. Discovery of multiple, ionization-created anions in gas mixtures containing cs2 and o2. 2013. arXiv:1308.0354.
- [79] N.S. Phan, R. Lafler, R.J. Lauer, E.R. Lee, D. Loomba, J.A.J. Matthews, and E.H. Miller. The novel properties of sf6 for directional dark matter experiments. *Journal of Instrumentation*, 12(02):P02012â P02012, Feb 2017. doi:10.1088/1748-0221/12/02/p02012.
- [80] Kirill Pushkin and Daniel Snowden-Ifft. Measurements of w-value, mobility and gas gain in electronegative gaseous cs2 and cs2 gas mixtures. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 606(3):569â 577, Jul 2009. doi:10.1016/j.nima.2009.04.045.
- [81] I Lopes, H Hilmert, and W F Schmidt. Ionisation of gaseous and liquid sulphur hexafluoride by60co γ-radiation. Journal of Physics D: Applied Physics, 19(6):L107–L110, jun 1986. doi:10.1088/0022-3727/19/6/004.
- [82] Tomonori Ikeda. 方向に感度を持った暗黒物質探索実験のための陰イオン3次元飛跡検出器

の研究. Master's thesis of Kobe University, 2017.

- [83] Hirohisa Ishiura. 方向に感度を持つ暗黒物質直接探索実験に用いる 3 次元飛跡検出器のための陰イオンガス中 MPGD 基礎特性の研究. *Master's thesis of Kobe University*, 2019.
- [84] M. Nakazawa, T. Kishishita, M. Shoji, K. Sakashita, T. Ikeda, H. Ishiura, J.B.R. Battat, C. Nicoloff, M.M. Tanaka, T. Hasegawa, and K. Miuchi. Prototype analog frontend for negative-ion gas and dual-phase liquid-ar TPCs. *Journal of Instrumentation*, 14(01):T01008–T01008, jan 2019. doi:10.1088/1748-0221/14/01/t01008.
- [85] Takuma Nakamura. 方向に感度を持つ暗黒物質直接探索実験に用いる 3 次元飛跡検出器の ための陰イオンガス中 MPGD 基礎特性の研究. *Master's thesis of Kobe University*, 2020.
- [86] L. G. Christophorou and J. K. Olthoff. Electron interactions with sf6. Journal of Physical and Chemical Reference Data, 29(3):267–330, 2000. doi:10.1063/1.1288407.
- [87] T. Ikeda, T. Shimada, H. Ishiura, K.D. Nakamura, T. Nakamura, and K. Miuchi. Development of a negative ion micro TPC detector with SF6 gas for the directional dark matter search. *Journal of Instrumentation*, 15(07):P07015–P07015, jul 2020. doi:10.1088/1748-0221/15/07/p07015.
- [88] Ken Sakashita. Liquid Argon TPC Neutrino Detector. doi:10.7566/JPSCP.8.023011.
- [89] Hirohisa Ishiura, Rob Veenhof, Kentaro Miuchi, and Ikeda Tomonori. MPGD simulation in negative-ion gas for direction-sensitive dark matter searches. *Journal of Physics: Conference Series*, 1498:012018, apr 2020. doi:10.1088/1742-6596/1498/1/012018.
- [90] Heinrich Schindler and Rob Veenhof. Garfield++. https://garfieldpp.web.cern. ch/garfieldpp/.
- [91] A three-dimensional finite element mesh generator with built-in pre- and post-processing facilitiesY. https://gmsh.info/.
- [92] Elmer. https://www.csc.fi/web/elmer.
- [93] M. Yousfi, A. Hennad, and O. Eichwald. Improved monte carlo method for ion transport in ion-molecule asymmetric systems at high electric fields. *Journal of Applied Physics*, 84(1):107–114, 1998. doi:10.1063/1.368007.
- [94] J. K. Olthoff, R. J. Van Brunt, Yicheng Wang, L. D. Doverspike, and R. L. Champion. Collisional Electron-Detachment and Ion-Conversion Processes in Sf6, pages 229–244. Springer US, Boston, MA, 1990. doi:10.1007/978-1-4613-0661-0\_14.
- [95] E. Baracchini, G. Cavoto, G. Mazzitelli, F. Murtas, F. Renga, and S. Tomassini. Negative ion time projection chamber operation with SF6at nearly atmospheric pressure. *Journal* of Instrumentation, 13(04):P04022–P04022, apr 2018. doi:10.1088/1748-0221/13/04/ p04022.
- [96] Marz N and Warren J. Big Data: Principles and Best Practices of Scalable Realtime Data Systems. 2015.
- [97] Samir Khan and Takehisa Yairi. A review on the application of deep learning in system

health management. Mechanical Systems and Signal Processing, 107:241 – 265, 2018. doi:https://doi.org/10.1016/j.ymssp.2017.11.024.

- [98] Takao Kitaguchi, Kevin Black, et al. A convolutional neural network approach for reconstructing polarization information of photoelectric x-ray polarimeters. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 942:162389, 2019. doi:https://doi.org/10.1016/ j.nima.2019.162389.
- [99] Yann LeCun, Corinna Cortes, and CJ Burges. Mnist handwritten digit database. ATT Labs [Online]. Available: http://yann.lecun.com/exdb/mnist, 2, 2010. URL: http:// yann.lecun.com/exdb/mnist/.
- [100] Adam Byerly, Tatiana Kalganova, and Ian Dear. A branching and merging convolutional network with homogeneous filter capsules, 2020. arXiv:2001.09136.
- [101] THE REMARKABLE DISCOVERIES OF FRITZ ZWICKY. https://dissent. parkoffletter.org/the-remarkable-discoveries-of-fritz-zwicky/.
- [102] Vinod Nair and Geoffrey E. Hinton. Rectified linear units improve restricted boltzmann machines. In Proceedings of the 27th International Conference on International Conference on Machine Learning, ICML'10, page 807â 814, Madison, WI, USA, 2010. Omnipress.
- [103] Nitish Srivastava, Geoffrey Hinton, Alex Krizhevsky, Ilya Sutskever, and Ruslan Salakhutdinov. Dropout: A simple way to prevent neural networks from overfitting. Journal of Machine Learning Research, 15(56):1929–1958, 2014. URL: http: //jmlr.org/papers/v15/srivastava14a.html.
- [104] Ian Goodfellow, Yoshua Bengio, and Aaron Courville. Deep Learning. MIT Press, 2016. http://www.deeplearningbook.org.
- [105] Christian Szegedy, Wei Liu, Yangqing Jia, Pierre Sermanet, Scott Reed, Dragomir Anguelov, Dumitru Erhan, Vincent Vanhoucke, and Andrew Rabinovich. Going deeper with convolutions, 2014. arXiv:1409.4842.
- [106] Kaiming He, Xiangyu Zhang, Shaoqing Ren, and Jian Sun. Deep residual learning for image recognition, 2015. arXiv:1512.03385.
- [107] Y. Lecun, L. Bottou, Y. Bengio, and P. Haffner. Gradient-based learning applied to document recognition. *Proceedings of the IEEE*, 86(11):2278-2324, 1998. doi:10.1109/5.726791.
- [108] Alex Krizhevsky, Ilya Sutskever, and Geoffrey Hinton. Imagenet classification with deep convolutional neural networks. *Neural Information Processing Systems*, 25, 01 2012. doi:10.1145/3065386.
- [109] Karen Simonyan and Andrew Zisserman. Very deep convolutional networks for largescale image recognition, 2015. arXiv:1409.1556.

- [110] C. Adams, M. Alrashed, et al. Deep neural network for pixel-level electromagnetic particle identification in the microboone liquid argon time projection chamber. *Phys. Rev. D*, 99:092001, May 2019. doi:10.1103/PhysRevD.99.092001.
- [111] J.F. Muraz, J. Médard, C. Couturier, C. Fourrel, O. Guillaudin, T. Lamy, M. Marton, Q. Riffard, P. Sortais, D. Santos, and N. Sauzet. A table-top ion and electron beam facility for ionization quenching measurement and gas detector calibration. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 832:214 – 218, 2016. doi:https://doi.org/10. 1016/j.nima.2016.06.107.
- [112] D. Santos, F. Mayet, O. Guillaudin, Th. Lamy, S. Ranchon, A. Trichet, P. Colas, and I. Giomataris. Ionization quenching factor measurement of helium 4, 2008. arXiv: 0810.1137.

## 謝辞

この修士論文を執筆するにあたって、お世話になった皆様に感謝申し上げます。神戸大学理学研 究科粒子物理研究室の皆様には、たくさんのご指導をいただき、暖かく見守ってくださいました。

NEWAGE-XENON グループの皆様には日頃から、特にお世話になっております。指導教員であ る身内賢太朗准教授には、能力がない修士1年の初めの頃からたくさんの仕事を与えていただきま した。小さい頃から目標というか楽しみにしていた暗黒物質探索に関わることができ、暗黒物質探 索データでの探索までさせていただきました。そのおかげで、十分に満足しましたので、アカデミ ックからなんの名残惜しみもなく去る事ができます。就職して、その仕事場が相当面白くなかった 場合、戻ってくる可能性もありますが、そのときはどうぞ手厚くご歓迎いただけるとありがたいで す。私以上に癖のある学生を残していきますが、面倒を見てやってください。東京大学宇宙線研究 所研究員の中村輝石様、12月の寒い中フランスのグルノーブルまで実験をしに行ったことは一生 忘れません。豪雷とともにいろいろなところを巡ることができて、非常に楽しかったです。研究の 面でも、様々な発想や技術を教えていただきありがとうございました。カレンダーありがとうござ います。次年号お待ちしております。京都大学博士研究員の池田智法様、最初何もできなかった私 にイライラしたでしょうが、大変仲良くしていただきありがとうございます。友達のいない池田さ んの後輩としてこき使われましたが、おかげさまで楽しい修士生活を送る事ができました。池田さ んをいじることができる数少ない人間なので、これからも仲良くしていただけるとありがたいです。 京都大学でのご活躍を願っております。研究員の東野聡様、短い間でしたが私のような面倒な後輩 をご指導いただきありがとうございます。これからの NEWAGE に色々と面倒なものを置いてい きますが、よろしくおねがいします。博士後期課程の石浦宏尚様、2 年間仲良くしていただきあり がとうございます。面倒見がよく、私がボソボソ言ったことに答えてくださったり、しょうもない 質問に付き合って解決していただきました。あの銅を積みに行った神岡の感情は石浦さんと私にし かわからないと思います。NEWAGEのエースとしてのご活躍を願っております。博士後期課程の 水越彗太様、私の後輩としての態度は最悪だったと思いますが、質問などした時には丁寧に答えて いただきありがとうございます。後輩への飲み会の誘いはほどほどにしておいてください。上野龍 一様、何も知らなかった私にプログラミングのことなどを教えていただきありがとうございました。 窪田諒様、前田剛志様、面倒な先輩ばかりで迷惑をかけたと思いますが、そのような先輩たちにも 笑顔で接していただきありがとうございます。これからの NEWAGE XENON は君たちに懸かっ ていると思いますので、ご活躍期待しております。東京大学宇宙線研究所研究員の伊藤博士様、神

岡に行ったときや学会のときに様子を見ていただいてありがとうございます。矢ヶ部遼太様、会っ たことも顔を見たことも声を聞いたこともないですが、論文参考にさせていただきました。まさか 大阪にいるとは思いませんでした。橋本隆様、NEWAGEに入った時の私に検出器について色々教 えていただきありがとうございます。中村拓馬様、LTARS2018の引き継ぎありがとうございます。

修士課程の期間のほとんどを粒子物理研究室で過ごし、大変お世話になりました。藏重久弥教授、 研究棟・研究室の環境づくりや物理学やそれ以外の学問や芸術に関してのご教授ありがとうござい ました。竹内康雄教授、物理学実験の TA の時はお世話になりました。それと研究室のネットワー クに関して管理していただきありがとうございます。山崎祐司教授、サマーチャレンジの時はお世 話になりました。非常に楽しかったです。それと、就職活動の対応などもしていただき感謝してお ります。越智敦彦准教授、ガス検出器などについての質問に快く回答していただきありがとうござ います。お昼のときに物理以外の楽しい話の提供をありがとうございます。今年度大変だったと思 いますが、教務委員の方お疲れまでした。前田順平講師、4回生の頃から色々とご指導・助言をいた だきました。これからも娘さんを溺愛してください。まさこの面倒も見させることになってしまい、 申し訳ありません。無事卒業できることを願います。鈴木州助教、実験室の場所をお借りしましま した。中野佑樹特命助教、TA のときには大変いじめられましたが、大変勉強になしました。吉田和 美秘書、学会や出張の手続き、事務室からの荷物の手配など、ありがとうございました。男ばかり の暑苦しい仕事場ですが、今後ともよろしくおねがいします。博士後期課程の日比宏明様、研究以 外のことで修士の生活が充実したのは間違いなく日比さんのおかげです。またマーダーミステリー 誘ってください。同期である修士2年の塩見崇宏様、角源一郎様、谷口浩平様、末田皓介様、山本祥 太郎様、研究自体にはほとんど関わりはなかったですが、研究を進めるに当たって大変心強かった です。修士1年の安部草太様、池森隆太郎様、寺村七都様、野口健太様、尾崎博紀様、長崎大智様、 谷口大悟様、面倒な先輩だったと思いますが、息抜きに付き合っていただきありがとうございます。

本論文の審査をしていただいた早田次郎教授、越智敦彦准教授、身内賢太朗准教授、このような 130ページを超える長い修士論文を読んでくださりありがとうございます。

その他研究所でも大変お世話になりました。東京大学宇宙線研究所の神岡宇宙素粒子研究施設で 暗黒物質探索の測定を行わせていたいだきました。高エネルギー加速器研究機構の坂下健准教授、 庄子正剛准技師、LTARS2018の開発の際、FPGA やチップの実装のことなど大変お世話になりま した。I would also like to thank the LSM team of the LPSC (Laboratory of Subatomic Physics & Cosmology) for working on the measurements together with COMIMAC in Grenoble.

研究に関わらず、充実した修士課程の生活を送るにあたって様々な方に感謝申し上げます。

最後に家族の皆様、結婚、出産、コロナなどが度重なって大変だったのにも関わらず、私のこと を気にかけてくださりありがとうございます。